

Beitrag zum Verständnis der Strömungsablösung in Raketendüsen

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

vorgelegt von

Ralf Stark

Berichter: Universitätsprofessor Dr.-Ing. W. Koschel
 Universitätsprofessor Dr.-Ing. Nikolaus Adams
 Universitätsprofessor Dr.-Ing. P. Jeschke

Tag der mündlichen Prüfung: 9. Dezember 2010

Diese Dissertation ist auf den Internetseiten der Hochschulbibliothek online verfügbar.

Inhalt	
Kurzübersicht	VII
Abstract	VIII
Vorwort	X
Nomenklatur	XI
1 Einleitung	1
1.1 Motivation der Arbeit	1
1.2 Literaturübersicht	3
1.2.1 Der Beginn des Raketenzeitalters	3
1.2.2 Die Eroberung des Weltraums	4
1.2.3 Der Wettlauf zum Mond	5
1.2.4 Nach Apollo	6
1.2.5 Die Wiederentdeckung der Raketendüse	6
1.3 Zielsetzung und Aufbau der Arbeit	9
2 Grundlagen und Experimentaltechnik	12
2.1 Die Strömung in Raketendüsen	12
2.1.1 Beschleunigte Gase	12
2.1.2 Die Isentropenbeziehungen	13
2.1.3 Die Grenzschicht	14
2.1.4 Stoffeigenschaften und Vergleichsgrößen	15
2.1.5 Die Rückverdichtung im Überschall	15
2.2 Düsentypen	17
2.2.1 Ideale Düsen	18
2.2.2 Schuboptimierte Düsen nach Rao	19
2.3 Überexpandierte Düsenströmung	19
2.3.1 Die überexpandierende ideale Düse	20
2.3.2 Die überexpandierende schuboptimierte Düse	21
2.4 Strömungsablösung in Düsen	22
2.4.1 Stark überexpandierte Strömung in idealen Düsen	22

2.4.2 Stark überexpandierte Strömung in schuboptimierten Düsen	22
3 Aufbau der Experimente	24
3.1 Prüfstand P6.2	24
3.1.1 Grundkonfiguration als selbstsaugende Höhensimulationskammer	25
3.1.2 Konfiguration in Verbindung mit einer Ejektorstufe	25
3.1.3 Konfiguration auf horizontalem Schubbock	25
3.2 Prüfstand P8	26
3.3 Kaltgasmodelldüsen	27
3.4 Heißgasmodelldüsen	29
3.5 Druckmessung	30
3.6 Seitenlastmessung	33
3.7 Optische Messverfahren	34
3.7.1 Farbschlieren	34
3.7.2 Fäden	35
3.7.3 Infrarotthermografie	36
3.7.4 Drucksensitive Farbe (PSP)	39
3.7.5 Backflow Frosting	42
3.7.6 Temperatursensitive Farbe	45
4 Experimentelle Ergebnisse	47
4.1 Experimentelle Untersuchung der schuboptimierten Parabeldüse	47
4.1.1 Wanddruckwerte	47
4.1.2 Untersuchung der wandnahen Strömung mittels Thermografie	54
4.1.3 Strömungswiederanlegung im niedrigen Druckbereich	57
4.1.4 Wirbel stromab des Kappenstoßes	59
4.2 Experimentelle Untersuchung der gekürzten idealen Düse	62
4.2.1 Beginn der Strömungsablösung und resultierende Seitenlasten	63
4.2.2 Wandtemperaturerhöhung im Bereich der Strömungsablösung	67
4.2.3 Strömungswiederanlegung bei niedrigen Druckverhältnissen	70
4.2.4 Länge der Strömungsablösung und Sauerstoffeintrag	71
4.2.5 Wirbelbildung im halsnahen und abgelösten Bereich	75
4.2.6 Ursache der Strömungswiederanlegung bei niedrigen Druckverhältnissen	79

4.2.7 Seitenlastverteilung in der TIC-Düse	89
4.2.8 Rückverdichtung über den schrägen Ablösestoß	92
4.2.9 Wirbelbildung entlang der TIC-Innenwand	93
4.3 Experimentelle Untersuchung der gekürzten idealen Düse unter Heißgasbedingungen (CALO)	95
4.3.1 Prüfstandskonditionen	96
4.3.2 Strömungsablösung (Konfiguration A)	99
4.3.2.1 Einfluss einer Filmkühlung auf die Ablösung (Konfiguration B)	101
4.3.2.2 Metallskirt mit Versteifungsrippen und Seitenlasten (Konfiguration C)	104
4.3.3 Seitenlasten und Strömungswiederanlegung bei niedrigem NPR	106
5 Folgerungen aus den Ergebnissen	110
5.1 Beginn und Verlauf der Strömungsablösung	110
5.1.1 Rahmenbedingungen des Ablösekriteriums	111
5.1.2 Die laminar-turbulente Transition	113
5.1.3 Vergleich mit bestehenden Ablösekriterien	117
5.1.4 Anwendung auf Literaturdaten	119
5.1.5 Länge der Ablösung	124
5.2 Stromauf liegende Einflüsse	128
5.2.1 Relaminarisierung	128
5.2.2 Görtlervirbelung	131
5.3 Stromab liegende Einflüsse	134
Zusammenfassung und Ausblick	136
Literatur	142
Anhang A	147
Abbildungsverzeichnis	147
Tabellenverzeichnis	152
Anhang B	153
Drucksensorresonanzen	153
Varianten der Strömungsvisualisierung mit BFF	157

Kurzübersicht

Die vorliegende Arbeit behandelt die Strömungsablösung in Raketendüsen. Dazu werden sowohl Kalt- als auch Heißgasmodelldüsen experimentell untersucht. Die Düsen weisen entweder eine schuboptimierte Parabelkontur oder eine gekürzte ideale Kontur auf, wobei im letzteren Falle in zwei Varianten zusätzlich ein Kühlfilm verwendet wird. Die Kombinationsvielfalt ermöglicht direkte Vergleiche zu Vulcain 2.

Ein thematischer Fokus liegt auf der Untersuchung wiederangelegter Strömungen, die erstmalig auch in gekürzten idealen Düsen nachgewiesen werden, sowie der resultierenden Strömungstopologie und den daraus folgenden Seitenlasten.

Der Schwerpunkt der Arbeit liegt auf der Betrachtung der Strömungsablösung in Raketendüsen. Ihre Lage und ihre Gestalt werden untersucht. Es wird ein allgemeingültiges, sehr einfaches und anwenderfreundliches Ablösekriterium entwickelt. Zur Validierung des Kriteriums wurde die wohl derzeit umfänglichste Datenbank zusammengetragen.

Deutlich wird die Temperaturerhöhung im Verlauf der Ablösung gezeigt und ein Sauerstoffeintrag in die Ablösezone nachgewiesen.

Die Vermessung des Stoßsystems über den kompletten Bereich einer startenden Düse zeigt nicht nur unterschiedlich gekrümmte Machscheiben, sondern ermöglicht auch ein Modell zur Anfachung von Seitenlasten in Raketendüsen.

Stabile Wirbelpaare in Raketendüsen und deren Einfluss auf die Wandtemperatur werden genauso untersucht wie die Möglichkeit der Grenzschichtrelaminarisierung.

Abstract

This thesis deals with flow separation in rocket nozzles. Cold as well as hot gas subscale nozzles were studied experimentally. The nozzles feature thrust optimized parabolic or truncated ideal contours. Some of them include film cooling. This wide combination allows a direct comparison with Vulcain 2.

One focus is the re-attached flow in nozzles, its topology and the resulting sideloads. The major focus is the study of the separation itself concerning position, length, temperature rise and oxygen entry.

A separation criterion is developed and validated with a large set of separation data gained from literature.

The experimental work also allows studying the position and the shape of the Mach disc and gives a model for sideload amplification in rocket nozzles.

Also treated are stable pairs of vortices along the nozzles wall as well as the possibility of relaminarization inside nozzle throats.

„Alles in allem zeigen die Untersuchungen zu den Strömungsvorgängen in der Düse,
dass das Düsenproblem in der Raketenliteratur weitaus überschätzt wird.“

Wernherr Freiherr von Braun

Dissertation, 1934

Vorwort

Diese Arbeit ist am Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt in Lampoldshausen entstanden, in der Abteilung Technologie und Entwicklung.

Die Themenstellung geht zurück auf den ehemaligen Institutsleiter Herrn Prof. Dr.-Ing. Wolfgang Koschel. Mein besonderer Dank an ihn gilt nicht nur der Begleitung dieser Arbeit sondern auch dafür, dass er mir die Möglichkeit zur Promotion gegeben hat.

Maßgeblichen Einfluss auf das Gelingen der Arbeit hatte die Diskussion mit meinen Kollegen. Stellvertretend möchte ich hier Herrn Dirk Greuel, Frau Chloé Génin und Herrn Bernd Wagner dankend erwähnen.

Auf europäischer Ebene hatte ich das Privileg Mitglied der FSCD-Gruppe zu sein. Dem Austausch mit den Mitgliedern dieser Gruppe verdanke ich einen großen Teil meiner Motivation. An dieser Stelle seien die Herren Prof. Dr. Thierry Alziary de Roquefort, Dr.-Ing. Manuel Frey, Dr.-Ing. Gerald Hagemann, Dr. Jan Östlund und Dr. Philipp Reijasse genannt.

Ich möchte mich bei all meinen Kollegen bedanken, die mich während meiner Arbeit unterstützt haben: Ihr musstet meinen manchmal doch recht direkten Humor ertragen. Aber seid versichert, ihr habt es mir oft mit gleicher Münze heimgezahlt.

Nomenklatur

Symbole (lateinisch)

a	m/s	Schallgeschwindigkeit
a^*	m/s	Schallgeschwindigkeit im engsten Querschnitt
A	m ²	Querschnittsfläche
A_e	m ²	Endquerschnitt der Düse
A_j	m ²	Vom Düsenabstrahl eingenommener Anteil des Endquerschnitts der Düse
A^*	m ²	Engster Querschnitt, Halsquerschnitt der Düse
c_e	m/s ²	Mittlere Austrittsgeschwindigkeit im Endquerschnitt
c_p	J/(kg K)	Spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck
c_v	J/(kg K)	Spezifische Wärmekapazität bei konstantem Volumen
F	N	Schub
G_{Saric}	-	Görtlerzahl nach Saric
H_{Mach}	m	Durchbiegung der Machscheibe
$\dot{m}$	kg/s	Massenstrom
L	m	Länge des supersonischen Düsenbereichs
L_{dT}	m	Länge des Temperaturanstiegs
L_{sep}	m	Länge der Ablösezone
$L_{sepexit}$	m	Länge der Verdichtungszone am Ende der Düse
L_{TIC}	m	Auslegungslänge der TIC-Düse
Ma	-	Machzahl
Ma_1	-	Machzahl vor dem Stoß
Ma_2	-	Machzahl nach dem Stoß
Ma_{sep}	-	Ablösemachzahl (Wandmachzahl vor Ablösung)
Ma_w	-	Wandmachzahl
n	-	Anzahl
p	Pa	Druck
p_0	Pa	Totaldruck

p_1	Pa	Druck vor dem Stoß
p_2	Pa	Druck nach dem Stoß
p_a	Pa	Umgebungsdruck
p_{bmax}	Pa	Maximaler Wanddruck im Bereich der abgelösten Düse
p_c	Pa	Brennkammerdruck
p_e	Pa	Wanddruck des Endquerschnitts
p_p	Pa	Plateaudruck (Übergang zum abgelösten Bereich)
p_{sep}	Pa	Ablösedruck (niedrigster Wanddruck vor Ablösung)
p_w	Pa	Wanddruck
p_x	Pa	Lokaler Druck
$p_0/p_a, p_c/p_a$	-	Druckverhältnis
p_{sep}/p_a	-	Ablösedruckverhältnis
R	m	Radius in Umfangsrichtung
R	J/(mol K)	Universelle Gaskonstante
R^*	m	Radius des engsten Querschnitts
Re	-	Reynoldszahl
Re_{ind}	-	Indifferente Reynoldszahl
Re_{krit}	-	Kritische Reynoldszahl
Re_s	-	Reynoldszahl entlang der Düsenkontur
R_e	m	Radius des Endquerschnitts
R_s	J/(kg K)	Spezifische Gaskonstante
R_{sep}	m	Radiale Komponente der beginnenden Ablösung
R_{tr}	m	Radiale Komponente des Tripelpunkts
R_K	m	Wandkrümmungsradius
S	V	Signalspannung
t	s	Zeit
T	K	Temperatur
T_0	K	Totaltemperatur
T_a	K	Umgebungstemperatur
T_{sep}	K	Ablösetemperatur (niedrigste Wandtemperatur vor Ablösung)

T_w	K	Wandtemperatur
T_x	K	Lokale Temperatur
u	m/s	Geschwindigkeit
U	V	Spannung
U_∞	m/s ²	Geschwindigkeit der ungestörten Strömung
x, X	m	Lauf­länge / Axiale Position
x^*	m	Lauf­länge
X_{sep}	m	Axiale Komponente der beginnenden Ablösung
X_{tr}	m	Axiale Komponente des Tripelpunkts

Symbole (griechisch)

α	°	Winkel
β_{dl}	-	Dimensionslose Wellenzahl
δ	m	Grenzschichtdicke
δ_{99}	m	Grenzschichtdicke bei $u/U_\infty = 0,99$
δ_1	m	Verdrängungsdicke
δ_2	m	Impulsverlustdicke
δ_r	m	Längenmaß
ε	-	Flächenverhältnis, A/A^*
γ	-	Isentropenexponent
λ	m	Wellenlänge
Λ	-	Wellenlängenparameter
ν	m ² /s	Kinematische Viskosität
μ	kg/(m s)	Dynamische Viskosität
ρ	kg/m ³	Dichte
ρ_0	kg/m ³	Totale Dichte
ρ^*	kg/m ³	Dichte im engsten Querschnitt
ϑ	°	Umlenkung der Strömung durch schrägen Stoß
Θ	°	Öffnungswinkel des Konturkreisbogens stromab des Halses
σ	°	Winkel des schrägen Stoßes zur Anströmung

Indizes

0	Total
1	Vor dem Stoß
2	Nach dem Stoß
a	Umgebung (ambient)
b	Abgelöster Bereich der Düse (back)
c	Brennkammer (combustion)
dl	Dimensionslos
dT	Bereich der Temperaturerhöhung
e	Endquerschnitt der Düse
ind	Indifferent
j	Düsenabstrahl (Jet)
krit	Kritisch
max	Maximal
Mach	Machscheibe
p	Plateau
s	Abwicklung Düsenkontur
sep	Beginn der Strömungsablösung
sepexit	Beginn der Verdichtungszone am Ende der Düse
tr	Tripelpunkt
vac	Vakuum
w	Düseninnenwand
*	Engster Querschnitt (Düsenhals)

Abkürzungen

AV	Automatikventil
BFF	Backflow Frosting
BLM	Blendenmessstrecke
BP	Berührungspunkt
CFD	Computational Fluid Dynamics
CFF	Columbus Free Flyer
CRV	Crew Return Vehicle

DM	Domdruckminderer
DMS	Dehnungsmessstreifen
ESA	European Space Agency
FFT	Fast Fourier Transformation
FSS	Free Shock Separation
GH2	Gasförmiger Wasserstoff (Gaseous Hydrogen)
GN2	Gasförmiger Stickstoff (Gaseous Nitrogen)
HSK	Höhensimulationskammer
HV	Handventil
IS	Beginnende Ablösung (Incipient Separation)
ISS	International Space Station
LEA	Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques, Université Poitiers
LOX	Flüssiger Sauerstoff (Liquid Oxygen)
NASA	National Aeronautics and Space Administration
NPR	p_0/p_a , p_c/p_a (Nozzle Pressure Ratio)
pRSS	partial Restricted Shock Separation
PSP	Pressure Sensitive Paint
qRSS	quasi Restricted Shock Separation
RMS	Root Mean Square
ROF	Mischungsverhältnis Oxidator zu Brennstoff (Ratio Oxydiser to Fuel)
RSS	Restricted Shock Separation
RV	Regelventil
SSME	Space Shuttle Main Engine
SV	Sicherheitsventil
TDK94X	Two Dimensional Kinetics 1994 extended by SEA Inc.
TIC	Truncated Ideal Contour
TOC	Thrust Optimised Contour
TOP	Thrust Optimised Parabola
TP	Tripelpunkt
VAC	Volvo Aero Corporation
WP	Wendepunkt

1 Einleitung

1.1 Motivation der Arbeit

Die Konzeption moderner Trägerraketen hat sich von der klassischen Tandemstufung zur aktuellen Parallelstufung entwickelt. Beispiele hierfür sind der europäische Übergang von Ariane IV zur Ariane V, der amerikanische von Saturn zum Space Shuttle, der sowjetische von Sojus zur Energija oder auch der japanische von H1 zur H2. Auslöser dieser Entwicklung war die Planung wiederverwendbarer, geflügelter Raumtransportsysteme, die zum Aufbau, zur Versorgung und Wartung von Raumstationen (ISS, Mir) oder autonomen orbitalen Raumlaboren (CFF) eingesetzt werden sollten. Zu diesen Systemen zählen das Space Shuttle (USA), die Gleiter Buran und Molnija (beide UdSSR) sowie die eingestellten Entwicklungsprogramme Hermes (Europa) und Hope (Japan).

Der Aufbau und die Versorgung einer permanent mit Besatzung betriebenen Raumstation und die daraus folgende hohe Anzahl von Starts ließen wieder verwendbare Raumfahrtsysteme wirtschaftlich erscheinen. Die Strukturmassen von geflügelten Rückkehrsystemen liegen jedoch erheblich über denen von einmalig verwendeten Rückkehrkapseln wie Apollo (USA), Sojus (UdSSR), Shenzhou (China) oder dem geplanten CRV (USA). Der Transport dieser schweren geflügelten Systeme in ihre niedrige Zielumlaufbahn erfordert daher einen vergleichsweise hohen Startschub. Dieser Startschub lässt sich nur aufwendig mit mittel- oder hochenergetischen Triebwerken erzeugen, wie sie in klassischen tandemgestuften Trägerraketen verwendet werden. Niederenergetische Feststofftriebwerke mit hohem Massendurchsatz und gleichzeitig geringem Treibstoffvolumen sind hier von Vorteil.

Solche Feststofftriebwerke werden bei parallelen Raketensystemen als Boosterstufen beidseitig zur hochenergetischen, zentralen Hauptstufe angebracht. Diese Booster ermöglichen mit ihrem großen Massendurchsatz den nötigen hohen Startschub. Sie eignen sich aufgrund ihrer kurzen Brenndauer und der damit verbundenen niedrigen Brennschlusshöhe zur Bergung mit Fallschirmen und können so ebenfalls als wieder verwendbare Systeme ausgeführt werden.

Parallel zu den Boosterstufen wird das Triebwerk der zentralen Hauptstufe gezündet und betrieben. Nach der Separation der Boosterstufen erfüllt es die gleiche Aufgabe wie das Triebwerk der zweiten Stufe einer klassischen, tandemgestuften Trägerrakete. So hat zum Beispiel das Hauptstufentriebwerk Vulcain 2 der Ariane V eine wesentlich größere Brennschlusshöhe (150 km) als das Bodentriebwerk Viking der Vorgängerrakete Ariane IV (75 km). Daraus resultiert ein verändertes Einsatzprofil des Hauptstufentriebwerks, das während des Aufstiegs der Trägerrakete eine größere Außendruckabnahme erfährt.

Jedes Raketentriebwerk erfüllt vier grundlegende Funktionen: Die Förderung, die Aufbereitung und die Verbrennung der Treibstoffe sowie die Entspannung der entstandenen heißen Gase.

Zur Entspannung und damit zur Beschleunigung der Gase dient eine konvergent-divergente Düse. Abhängig vom Austrittsdruck wird solch eine Düse als angepasst, unter- oder überexpandiert bezeichnet. Im angepassten Zustand entspricht der Austrittsdruck dem Umgebungsdruck und die Strömung verlässt die Düse parallel zur Düsenwand. Der Druckunterschied zwischen Düseninnen- und Düsenaußenwand wird optimal zur Erzeugung von Schub genutzt und es entstehen nur geringe Verluste.

Bei Unterexpansion liegt der Austrittsdruck über dem Umgebungsdruck und das Gas wird am Ende der Düse durch einen Expansionsfächer weiter entspannt. Die Düse könnte verlängert ausgeführt werden und einen Schubgewinn erzeugen.

Bei Überexpansion liegt der Austrittsdruck unter dem Umgebungsdruck, das Gas wird durch einen schrägen Verdichtungsstoß an die Umgebungsbedingungen angepasst und zur Symmetrieachse der Düse hin umgelenkt. Der im Vergleich zur Außenseite geringere Innendruck im Austrittsbereich der Düse führt zu einem Schubverlust.

Bei sehr starker Überexpansion vermag die Grenzschicht der Düsenströmung nicht mehr dem Umgebungsdruck zu widerstehen. Es kommt zu einer Ablösung der Strömung. Dieser Vorgang erfolgt nicht gleichmäßig über den Umfang der Düse verteilt. Der Grund ist die Fluktuation der Ablösezone. Dies führt zu hohen Seitenlasten, die die strukturelle Integrität der Düse, des gesamten Triebwerks, der Raketenstruktur und nicht zuletzt der Nutzlast gefährden.

Da der Umgebungsdruck während des Aufstiegs der Rakete abnimmt, ist ein Optimierungsprozess der Düse notwendig, um den maximalen Gesamtimpuls zu erzielen. Diese Optimierung ist, im Gegensatz zur Optimierung der Düse eines Erststufentriebwerks einer tandemgestuften Rakete, durch die mögliche Strömungsablösung bei starker Überexpansion im Bodenbetrieb begrenzt, die aus den oben aufgeführten Gründen vermieden werden muss.

Die Strömungsablösung in Raketendüsen tritt nicht nur bei starker Überexpansion im stationären Bodenbetrieb, sondern auch während der transienten Startphase des Triebwerks auf, die einige Sekunden dauern kann. Seitenkräfte während der Startphase sind daher unvermeidlich.

Es ist unerlässlich, die Strömungsablösung in Raketendüsen in ihrem Aufbau zu verstehen, um die Belastungen der Düse selbst, des Triebwerks, der Raketenstruktur und der Nutzlast zu minimieren. Von besonderem Interesse sind hierbei:

- Der Beginn der Ablösung mit dem charakteristischen, vom eigentlichen Vakuumwanddruckprofil abweichenden, Anstieg des Wanddrucks.
- Die Gestalt und Struktur der Ablösung.

- Der Ort der physikalischen Strömungsablösung an dem die Wandschubspannung gleich Null ist.

Dies sind die Grundvoraussetzungen um die Strömungsablösung in Raketendüsen und die daraus resultierenden Folgen wie Seitenlastverhalten oder die, noch nicht angesprochene, Wandtemperaturerhöhung im Bereich der Ablösung zu verstehen.

1.2 Literaturübersicht

Die verfügbare Literatur zum Thema Strömungen in Raketendüsen und artverwandter Gebiete, wie z. B. beschleunigte Strömungen an Platten, Stufen etc., ist sehr umfangreich. Um den Rahmen des Literaturüberblicks nicht zu sprengen, werden nur die wichtigsten Arbeiten zur stark überexpandierenden Strömung in Raketendüsen berücksichtigt. Weiterführende Literatur wird entsprechend der Vorstellung der experimentellen Ergebnisse oder deren Diskussion behandelt.

1.2.1 Der Beginn des Raketenzeitalters

Die Untersuchung stark überexpandierender Düsenströmungen kann in fünf Abschnitte unterteilt werden. Zu Beginn steht die Entwicklung der konvergent-divergenten Düse zur Beschleunigung von Dampf im Turbinenbau. Stellvertretend seien hier die beiden Pioniere Ernst Körting (1878) und Carl G. P. de Laval (1883) genannt, die zu diesem Zweck, unabhängig voneinander, Kegeldüsen entwickelten. Später sollte sich die Bezeichnung Lavaldüse durchsetzen.

Eine erste Zusammenfassung mit dem Schwerpunkt der Strömungsablösung in Düsen gibt Stodola [89]. Die Düsenströmung wird überwiegend noch eindimensional betrachtet. Die Strömungsparameter, wie Druck, Temperatur oder Machzahl, werden adiabat mit den Isentropenbeziehungen bestimmt und sind nur eine Funktion des betrachteten Düsenquerschnitts im Verhältnis zum Düsenhals. Der eindimensionalen Vorstellung nach wird bei einer „Expansion unter Aussendruck“ die Strömung durch einen Dampfstoß rückverdichtet, der sich durch eine „scharf ausgeprägte Stelle“ im Druckverlauf bemerkbar macht. Ein ausformuliertes Modell der Strömungsablösung in Düsen wird noch nicht aufgestellt. Es gilt: „Je mehr der Gegendruck den normalen Wert übersteigt, um so tiefer im Inneren liegt der Punkt X.“

Der Einsatz von Überschalldüsen in Raketenantrieben findet erstmals in Deutschland während der dreißiger Jahre verstärkte Beachtung. Untrennbar verbunden mit dieser Periode ist der Name Wernherr Freiherr von Braun, der bereits in seiner Dissertation [7] auf den Anteil der Überschalldüse am Gesamtschub eingeht und den Gesamtschubgewinn, der mit höhenadaptiven Düsen während des Raketenanstiegs erzielt werden könnte, mit ca. 9 % beschreibt. Die Strömungsablösung in Raketendüsen führt nach von Brauns Beurteilung, aufgrund der Kavitationswirkung, zu einer korrosiven Zerstörung der Düse. Er gibt kein Kriterium zur Strömungsablösung an. Während seiner Entwicklungsarbeit verwendet er Kegeldüsen mit einem halben

Öffnungswinkel von 10° , die die weitere Entwicklung von Raketendüsen, dominieren werden.

Dieser erste Abschnitt der Behandlung von Düsenströmungen endet mit dem Zweiten Weltkrieg. Arbeiten aus der Zeit des Krieges sind nicht zu finden.

1.2.2 Die Eroberung des Weltraums

Mit der Fortführung der deutschen Raketentechnologie durch die Alliierten beginnt Ende der vierziger Jahre die nachvollziehbare, konkrete Auseinandersetzung mit der Strömungsablösung in Raketendüsen. Swan [91] sowie Foster und Cowles [21] beginnen mit der Untersuchung abgelöster Kegeldüsen. Sie stellen fest, dass sich die Ablöseposition innerhalb der Düse linear zum Druckverhältnis aus Brennkammerdruck und Umgebungsdruck p_c/p_a verhält. Sie stellen keinen Einfluss des Brennstoffmischungsverhältnisses oder der Verbrennungstemperatur auf die Ablöseposition fest. Auch einen Einfluss des Öffnungswinkels oder der absoluten Länge der Düse liegt ihrer Ansicht nach nicht vor.

Foster und Cowles [21] schlagen vor, höhenadaptive Düsen mit zwei oder drei festen Querschnitten zu verwenden. Einer ihrer Vorschläge sieht eine plötzliche Wandwinkeländerung vor. Sie nehmen damit die aktuell diskutierte Dual-Bell-Düse vorweg. Swan [91] wiederholt den dadurch erzielbaren und bereits von v. Braun kalkulierten Leistungsgewinn von 9 %.

Auf diese ersten Publikationen zur Strömungsablösung in Düsen folgt Mitte der Fünfziger die Arbeit von Summerfield [90]. Er beschreibt erstmalig, dass sich die Strömungsablösung in Raketendüsen grundsätzlich symmetrisch verhält. Auch er findet einen linearen Zusammenhang von Druckverhältnis p_c/p_a und Ablöseposition (Flächenverhältnis); zeigt jedoch einen schrägen Ablösestoß. Gemeinsam mit seinem Diplomanden McKenney stellt er das erste nachweisliche Ablösekriterium auf, das auch heute noch, aufgrund seiner Einfachheit, gerne zur Abschätzung der Strömungsablösung angewendet wird. Dabei beträgt das Verhältnis von niedrigstem Wanddruck vor der Ablösung zum Umgebungsdruck $p_{sep}/p_a \approx 0,4$. Summerfield berichtet zudem von einer Strömungswiederanlegung in niedrigen Bereich des Druckverhältnisses p_c/p_a , die er in planaren Düsen beobachtet. Ein ähnliches Phänomen beobachtete er auch in Raketenmotoren und beschreibt es als ein Flackern.

Reshotko und Tucker [69] untersuchen die Strömungsablösung analytisch (wenn auch an einer Stufe) und stellen eine Machzahlabhängigkeit der Ablöseposition fest, die sie mit experimentellen Literaturdaten validieren. Ihr Ablösemodell $Ma_2/Ma_1 = 0,762$, das das Verhältnis von Machzahl nach, zu Machzahl vor dem Stoß beschreibt, ist auf nicht beschleunigte Strömungen beschränkt, kann aber, ihrer Meinung nach, mit einem Formfaktor an beschleunigte Strömungen angepasst werden.

Ergänzt wird diese Arbeit durch Love [46], der die laminare sowie die turbulente Ablösung an einer Stufe experimentell untersucht. Er bestätigt mit einem empirischen Ablösemodell die Machzahlabhängigkeit und verwirft gleichzeitig die Idee einer Reynoldszahlabhängigkeit. Interessant ist hierbei, dass er die Gültigkeit seines Modells wie auch des Reshotko-Tucker-Modells oberhalb einer Anströmmachzahl von $Ma = 2,4$ angibt. Ein Wert, der im Laufe dieser Arbeit noch an Bedeutung gewinnen wird.

Die ebenfalls experimentelle Arbeit von Campbell und Farley [9] schließt 1960 mit der Untersuchung mehrerer Kegeldüsen unterschiedlichen Öffnungswinkels den zweiten Abschnitt der Düsenliteratur. Sie bestätigen das Modell von Reshotko und Tucker. Diese Arbeit beschreibt zudem erstmalig Kondensationseffekte in der Strömung einer Düse und deren verzögernden Einfluss auf den Wanddruckverlauf.

1.2.3 Der Wettlauf zum Mond

Mit ihrer folgenden Arbeit stehen Farley und Campell [20] am Beginn des nächsten Abschnitts, der durch das Apollo-Programm geprägt ist. Sie beschäftigen sich nun mit Glockendüsen, die mit der Methode der Charakteristiken als ideale Düsen ausgelegt sind. Kern dieser Arbeit ist die Feststellung der Nichtanwendbarkeit, des für Kegeldüsen festgestellten konstanten Machzahlverhältnis Ma_2/Ma_1 , auf Glockendüsen. Dieses Verhältnis erweist sich hier als variabel.

Sie zeigen, dass Glockendüsen eine leicht stärkere Überexpansion erreichen. Im Vergleich zu Kegeldüsen sind sie daher, bei gleich bleibendem Schub, 25 % leichter. Farley und Campell vermuten bereits eine Strömungswiederanlegung in Glockendüsen. Ihre Messwerte zeigen jedoch nicht den in der Fachliteratur anerkannten Verlauf einer wiederangelegten Strömung.

Bloomer, Antl und Renas [3,4] vergleichen ebenfalls Kegel- mit Glockendüsen, die allerdings schuboptimiert nach der Methode von Rao [61] ausgelegt wurden. Sie bestätigen den erzielten Schubgewinn ihrer Vorgänger, beharren jedoch auf einem konstanten Machzahlverhältnis, das sie für Rao-Düsen auf $Ma_2/Ma_1 = 0,85$ korrigieren.

Eine Ausnahme in dieser Epoche bilden Arens und Spiegler [2], die weiterhin ausschließlich Kegeldüsen untersuchen, diese aber sehr ausführlich. Sie unterteilen die Strömungsablösung in der Düse eines startenden Raketentriebwerkes in fünf aufeinander folgende Ablöseverhalten, deren Abfolge eine Funktion des zunehmenden Druckverhältnisses p_c/p_a ist. Interessant im Rahmen dieser Arbeit ist hierbei das beschriebene Verhalten Nr. 2: un stabile Strömung mit Schrägstoßablösung wobei das Strömungsmuster unsymmetrisch verteilt ist.

Arens und Spiegler beschreiben ihre experimentell beobachteten Ablöseverhalten, ohne die erkannten Strömungsmuster in ihrer Natur zu interpretieren. Sie erkennen, dass der Hauptanteil der Rückverdichtung über den schrägen Ablösestoß statt findet und die freie Scherschicht im abgelösten Bereich der Düse für die restliche Anpas-

sung verantwortlich ist. Nach ihrer Einschätzung trägt die Scherschicht 3-10 % zur Rückverdichtung bei.

Für die Autoren ist der Druckanstieg über die Ablösung nur eine Funktion der Anströmmachzahl. Sie erstellen ein recht kompliziertes analytisches Ablösemodell, das in der folgenden Literatur daher kaum Erwähnung oder Anwendung findet.

Die umfangreichste Arbeit dieses Abschnitts liefert Lawrence [45], dessen experimentellen Ergebnisse die Phänomenologie der Düsenströmung gut erfassen, aber erst aus heutiger Sicht richtig gedeutet werden können.

Er wiederholt die Einteilung des Ablöseverhaltens eines startenden Triebwerks in fünf Bereiche und verfolgt die Idee eines fluktuierenden, fächerförmigen Ablösestromes, dessen Frequenz er mit 600Hz angibt. Lawrence vertritt weiterhin die Ansicht, dass das Einsaugvermögen des abgelösten Abstrahls in einem geschlossenen Regelkreis dessen eigene Ablöseposition bestimmt. Er regt die Berücksichtigung dieser Kopplung in zukünftigen Ablösemodellen an.

1.2.4 Nach Apollo

Zu Beginn des vierten Abschnitts, der mit dem Ende des Apolloprogramms zusammenfällt, stehen Nave und Coffey [52], die eingehend das Ablöse- und Seitenlastverhalten des Saturn-5-Triebwerks J2S untersuchen. Hier wird erstmalig konkret die sogenannte Restricted Shock Separation (RSS) erwähnt: eine Strömungsablösung mit Wiederanlegung, wie sie in dieser Form nur in schuboptimierten Rao-Düsen beobachtet wird. Dieses Strömungsmusters liegt während des Abschaltens des Triebwerks über einen größeren Bereich des Druckverhältnisses p_c/p_a vor, als dies während des Anfahrens der Fall ist. Ebenfalls beschreiben die Autoren erstmalig sägezahnförmige Kondensationsmuster innerhalb der Düse, die als „Tipis“ in die nachfolgende Literatur eingehen sollten.

Diese Arbeit ist für die spätere europäische Triebwerksentwicklung von großer Bedeutung, da die Düsenkontur des europäischen HM60-Triebwerks, aus dem Vulcain und Vulcain 2 hervorgehen, dem J2S-Design folgt.

Zur gleichen Zeit fasst Schmucker [75] den Stand der Düsenforschung und die vorliegenden experimentellen Ablösedaten zusammen. Er folgert daraus ein empirisches Ablösemodell, das bis heute als Standardmodell in Europa und Japan Bestand hat:

$$\frac{P_{sep}}{P_a} = (1.88 \cdot Ma_{sep} - 1)^{-0.64} \quad \text{Gl. 1.1}$$

1.2.5 Die Wiederentdeckung der Raketendüse

Erst Ende der neunziger Jahre rufen Hagemann und Frey [22] in Europa die Thematik der Strömungsablösung und –wiederanlegung in das Gedächtnis zurück.

Sie weisen die von Nave und Coffey [52] für das J2S beschriebene „Restricted Shock Separation“ für Vulcain und SSME nach. Als Ursache der wieder zur Wand umgelenkten Strömung entdecken sie den sogenannten Kappenstoß. Der Ursprung des Kappenstoßes ist ein innerer Stoß, der kurz stromab des Düsenhalses in Rao-Düsen entsteht, weiter stromab die Machscheibe trifft und dann zur Wand reflektiert wird, bevor er den schrägen Ablösestoß kreuzt. Abhängig vom Impulsverhältnis beider (durch die Stöße) umgelenkter Strömungen ändert die daraus resultierende Gesamtströmung ihre Richtung und kann sich wieder an die Düsenwand anlegen.

Die Autoren verstehen diesen Kappenstoß als inverse Machreflektion und sagen mit Hilfe numerischer Untersuchungen stromab des Kappenstoßmusters einen experimentell nicht bekannten starken Wirbel voraus.

In einer weiteren Arbeit [23] vertiefen Frey und Hagemann ihre Arbeit und erstellen ein analytisches Modell der Transition von „Free Shock Separation“ (FSS, Freistrahlablösung) zu Restricted Shock Separation.

Zeitgleich zu Hagemann und Frey beginnen die Hersteller der Vulcain-Düse (Volvo Aero Corporation, VAC) sowie die Systemverantwortlichen (Astrium, Snecma) mit Arbeiten im Bereich der Düsenströmung.

So untersucht Mattson [47] das Ablöseverhalten von Kaltgasdüsen sowohl experimentell als auch mit ergänzenden CFD-Analysen. Als Auslöser der festgestellten wiederangelegten Strömung sieht er jedoch den schrägen Ablösestoß an, der von der Machscheibe zur Wand reflektiert wird.

Torngren [96] geht einen Schritt weiter und untersucht alternative Konturen (Polygon, Dual-Bell) auf ihre Eignung zur Ablösekontrolle und damit zur Seitenlastreduktion. Diese Kaltgasexperimente werden von Östlund [56] mit CFD-Analysen und Vulcain-Daten verglichen. Sie zeigen, dass eine Seitenlastreduktion durch ein geändertes Düsendesign erreicht werden kann.

Parallel untersucht Terhardt [93] mit Hagemann und Frey die Seitenlasten des Vulcain-Triebwerks, die nun mit dem RSS-Modell erklärt werden können. Die Verteilung der Seitenlasten während des (transienten) Anfahrens und Abschaltens des Triebwerks zeigen eine deutliche Hysterese.

Daraufhin entwickelt Preuss [60] ein analytisches Modell, um Form und Lage sowohl des Kappenstoßes in schuboptimierten Rao-Düsen als auch der Machscheibe in idealen Düsen vorher zu sagen. Er bestätigt damit den Transitionsansatz von Frey und Hagemann [23].

In jüngster Zeit steigt das Interesse an der Strömung in Raketendüsen weltweit wieder an. Tsunoda [99] untersucht den Einfluss gerillter Düsenwände auf das Ablöseverhalten. Er kommt zu dem Schluss, dass Rillen die Ablösung stromab verschieben und die Leistung verbessern.

Frey fasst seine experimentellen Kaltgasuntersuchungen, die er mit numerischen Analysen ergänzt, in seiner Dissertation [25] zusammen und entwickelt das Sigma-

Ablösekriterium, wonach der Winkel des Ablösestoßes eine Funktion der Machzahl ist und der Ablösedruck folglich aus der Schrägstoßbeziehung abgeleitet werden kann.

Reijasse [65] vergleicht schuboptimierte Rao- und ideale Kaltgasdüsen. Sein besonderes Interesse gilt dem Einfluss eines Filmlegers auf das Ablöseverhalten von Rao-Düsen. Er zeigt, dass die Konturstufe des ungenutzten Filmlegers die Strömungsablösung fixiert und die Transition zur wiederangelegten Strömung verhindern kann. Seine Daten dokumentieren deutlich, dass die Strömungsablösung in Düsen, in die ein Film eingebracht wird, früher beginnt. Er diskutiert diesen Punkt jedoch nicht.

Takahashi [92] untersucht die Strömungscharakteristiken der in Japan angewendeten „Compressed Truncated Perfect“-Düsen. Es handelt sich hierbei um ideal ausgelegte Düsen deren Kontur mit einem konstanten Faktor axial gestaucht wird. Er zeigt, dass ab einem gewissen Stauchungsmaß auch in diesen Düsen eine Restricted Shock Separation auftritt. Diese Strömungswiederanlegung wird von Tomita [95] mit schersensitiver Farbe nachgewiesen.

Torngren [97] untersucht in seinen späteren Experimenten abgelöste Düsen, denen eine Umgebungsdruckschwankung aufgeprägt wird. Er verdeutlicht, dass die Strömungsablösung auf die Umgebungsdruckschwankung reagiert. Als Resonator dient dabei der abgelöste Bereich der Düse. Er kann veranschaulichen, dass zwischen Umgebungsdruck- und Ablöseschwankung eine Phasenverschiebung existiert, die mit steigender Umgebungsdruckfrequenz zunimmt.

Alziary de Roquefort [1] untersucht das Frequenzspektrum der Wanddruckschwankungen im abgelösten Bereich von Kaltgas-Glockendüsen. Die dabei gefundene Eigenfrequenz nimmt zu, wenn sich die Ablösung stromab verlagert. Er zeigt zudem mit Ölanstrichen, dass während einer Restricted Shock Separation zwei geschlossene, ringförmige Rückströmgebiete an der Düsenwand präsent sein können.

Parallel entwickeln Reijasse und Birkemeyer [67] ein semi-empirisches Ablösemodell, das auf der Impulsbilanz zwischen anliegender Düsenströmung und dem in den abgelösten Bereich einströmendem Umgebungsmedium basiert. Eine akzeptable Ablösevorhersage ihrer Kaltgasexperimente, ist jedoch erst oberhalb eines Druckverhältnisses von $p_0/p_a = 35$ möglich.

Kurz darauf verfolgt Zerjeski [106] einen vergleichbaren semi-empirischen Ansatz und kommt zu ähnlichen Schlüssen. Er erkennt aber als Ursache des Vorhersage Scheiterns die durch den Tripelstoß umgelenkte Scherschicht, deren veränderter Einfluss unterhalb $p_0/p_a = 35$ nicht berücksichtigt wird.

Zusammenfassend untersucht Hagemann [33] die Vergleichbarkeit von Kaltgas- und Heißgasmodellen sowie realen Raketentriebwerken. Er kommt zum Schluss, dass Kaltgasmodelle zur Untersuchung grundsätzlicher Strömungsphänomene geeignet sind, eine direkte Skalierbarkeit auf reale Raketentriebwerke aber nicht gegeben ist. Der Zwischenschritt größerer Heißgasmodelle muss durchgeführt werden, um dem Einfluss der Gaszusammensetzung genügend Rechnung zu tragen.

Nochmals eingehender beschäftigt sich Östlund [57] mit dem sich öffnenden Rezirkulationsgebiet einer Restricted Shock Separation. Er erkennt, dass die sich daraufhin stromauf verlagernde Ablöseposition wieder zu einem sofortigen Schließen des Rezirkulationsgebietes führt. Es muss folglich ein stabiles Druckverhältnis p_c/p_a existieren, für das sich ein alternierendes Öffnen und Schließen des Rezirkulationsgebiets einstellt.

Yonezawa [105] untersucht den Einfluss des Kühlfilminjectors des japanischen LE-7A. Dazu vergleicht er zwei Kaltgasdüsen in einem Blow-Down-Vakuumtank. Eine Düse weist eine reine „Compressed Truncated Perfect“-Kontur auf; die andere hingegen zeigt zusätzlich einen Konturknick wie LE-7A. Die Experimente werden von vergleichenden CFD-Untersuchungen ergänzt. Seine Schlussfolgerung: Der Knick kann die Ablöseposition fixieren und eine Transition zu RSS verhindern. Sehr deutlich wird dies in der durchgeführten Seitenkraftmessung.

Zu einem ähnlichen Ergebnis kommen Hagemann und Frey [36]. Sie zeigen, dass der TEG-Injector des Vulcain 2 die Ablösefront während der transienten Startphase kurzfristig fixiert und so die Transition zu RSS verhindert.

Boccaletto [5] macht einen völlig neuartigen Vorschlag zur Strömungskontrolle (Boccajet). Er bringt am Ende der Düse eine kleine ringförmige Plugdüse an und entkoppelt so den abgelösten Bereich der Düse durch einen koaxialen Überschallstrahl von der Umgebung. Die Strömungsablösung kann auf diese Weise kontrolliert und in gewissem Umfang vermieden werden. Er spricht von einem erzielbaren Gewinn an spezifischem Impuls von bis zu 15 s. Der zusätzlich nötige Massenstrom beträgt 5 % des Gesamtmassenstroms.

1.3 Zielsetzung und Aufbau der Arbeit

Eine abgelöste Düsenströmung mit einer gegebenenfalls asymmetrischen Verteilung oder Wiederanlegung lässt sich nicht vermeiden und ist in jedem Raketentriebwerk präsent. Während des Anfahr- und Abschaltprozesses wird es aufgrund des Brennkammerdruckgradienten immer zu einer starken Überexpansion in der Düse kommen, bevor der stabile Betriebspunkt des Triebwerks erreicht ist. Die Folgen der Strömungsablösung sind meist starke Seitenkräfte, die für die Dimensionierung der Düse entscheidend sind und Auswirkungen auf die Raketenstruktur sowie die Nutzlast haben.

Doch nicht nur das Verhalten der Strömungsablösung im transienten Betrieb ist von Interesse. Eine genaue Abschätzung der maximal möglichen Länge der Düse zur Erreichung des bestmöglichen Impulses ist unbedingt notwendig. Auch zeigt sich, dass eine überexpandierte, voll fließende Düse nicht einfach mit einem am Düsenende sitzenden Schrägstoß die Strömung an die Umgebungsbedingungen anpasst, sondern bereits stromauf des Düsenendes ein Wanddruckanstieg vorliegt. Dies führt zu einem erhöhten Wärmeeintrag im hinteren Bereich der Düse.

Die Literaturübersicht zeigt, dass das bis zum Ende des Apollo-Programms, oder auch dem Bau des SSME, gewonnene Wissen im Bereich der Raketendüse in Europa der ausgehenden Neunziger erst „wieder entdeckt“ werden musste. Der Fokus lag dabei auf der Entwicklung der Hauptstufentriebwerke Vulcain und Vulcain 2 der europäischen Trägerrakete Ariane 5.

Die Düsenkontur von Vulcain, Vulcain 2 und SSME folgen dem Design des Saturn-5-Triebwerks J2S. Das Interesse der aktuellen Düsenforschung liegt daher zunächst im Bereich der Schuboptimierten Rao-Düsen.

Die Kontur dieser Düsen verursacht einen inneren Stoß, der zum Kappenstoßmuster führt. Dieser Kappenstoß verursacht in einigen Bereichen des Druckverhältnisses p_c/p_a eine Strömungswiederanlegung. Die Transition zur wiederangelegten Strömung und zurück erzeugt Seitenkräfte, die sich in starken Lastspitzen äußern. Einige Fragen zur Transition und der zugrunde liegenden Strömungsmuster sind noch nicht geklärt und sollen hier beantwortet werden.

Die vorliegende Arbeit geht zunächst auf die Theorie der Strömung in Raketendüsen ein, um die im Anschluss vorgestellten experimentellen Ergebnisse der Untersuchung der grundlegenden Phänomenologie der Strömung in Düsen, zu verstehen. Das Transitionsverhalten schuboptimierter Rao-Düsen und seine Auswirkungen auf das Seitenlastverhalten werden untersucht. Die auftretenden Seitenlastspitzen werden konkreten Strömungszuständen zugeordnet und eine Oszillation der Transition nachgewiesen. Die Muster der wiederangelegten Strömung an der Düsenwand werden bestimmt und ihre Gestalt beschrieben. Bislang unbekannte Längswirbelmuster werden entdeckt und numerisch postulierte Wirbel stromab des Kappenstoßes erstmalig nachgewiesen und vermessen. Eine partielle Strömungswiederanlegung im niedrigen Bereich des Druckverhältnisses wird gezeigt.

Der Kappenstoß und in seiner Folge die Transition zur wiederangelegten Strömung vereiteln jedoch die grundlegende Untersuchung der reinen Strömungsablösung einer stark überexpandierenden Düse. Es wird daher während dieser Arbeit dazu übergegangen die Strömungsablösung in idealen Düsen experimentell zu untersuchen. Hier ist die erste Überraschung, dass auch ideale Düsen im niedrigen Bereich des Druckverhältnisses eine partielle Wiederanlegung zeigen können. Ein Verhalten, das bis dahin ausgeschlossen wurde und auch zu Seitenlastspitzen bei idealen Düsen führt. In der Folge wird der Wandtemperaturanstieg im Bereich der Ablösung sowie deren Position und Länge bestimmt. Der Ursprung der partiellen Strömungswiederanlegung wird gefunden und dazu der halsnahe Konturbereich untersucht. Die in Rao-Düsen entdeckten Längswirbel werden auch für ideale Düsen nachgewiesen. Die experimentellen Untersuchungen führen zu einer eingehenden Vermessung der Machscheibe innerhalb der idealen Düse, womit das in der Literatur numerisch postulierte Vorhandensein konvex gebogener Machscheiben beurteilt werden kann. Die Untersuchung von Lage und Größe der Machscheibe ermöglicht weiterhin eine Ursachenanalyse transienter Seitenkräfte. Die Wanddruckvermessung wird die Unterteilung der Rückverdichtung in zwei Bereiche ermöglichen.

Da die bis hierher durchgeführten Kaltgasexperimente nur grundlegend die Strömungsphänomenologie klären können, aber eine Skalierung auf reale Raketentriebwerke nicht zulassen, werden vergleichende Heißgasexperimente auf Subscale-Niveau durchgeführt. Die Lage und die Länge der Ablösung werden untersucht. Wobei ein besonderes Augenmerk auf dem Einfluss von Kühlfilmen und der Steifigkeit der Düsenstruktur auf das Ablöseverhalten liegt. Der Einfluss der Filmverteilung während des Starts von Raketentriebwerken auf mögliches Strömungswiederauflegen wird gezeigt.

Die Diskussion der gewonnenen Menge an Ablösedaten unterschiedlicher Düsen ermöglicht die Formulierung eines einfachen und universellen Ablösekriteriums. Dabei wird eine Unterteilung in laminare und turbulente Ablösung vorgenommen.

Ein Vergleich des gefundenen Ablösekriteriums mit einer großen Menge von Literaturdaten und vorhandenen Ablösekriterien zeigt die Verbesserung in der Vorhersage der Ablösung auf. Weiterhin kann die Länge der Ablösung in einen konstanten Bezug auf Baugrößen zurückgeführt werden. Der Ursprung der gefundenen Längswirbel wird diskutiert und deren Natur geklärt.

2 Grundlagen und Experimentaltechnik

2.1 Die Strömung in Raketendüsen

Zum Verständnis und zur Interpretation der hier vorgestellten experimentellen Untersuchungen bedarf es einiger strömungsmechanischer Grundbeziehungen. Da überwiegend trockener Stickstoff in den Experimenten verwendet wurde, führen die Beziehungen idealer Gase zu einem hinreichend genauen Verständnis.

2.1.1 Beschleunigte Gase

Zu Beginn steht das Verhalten von strömenden Gasen in Rohren oder Leitungen. Ein Gas reagiert dabei auf eine Querschnittsänderung mit der Änderung seiner Geschwindigkeit. Verjüngt sich der Querschnitt, wird das Gas beschleunigt. Vergrößert sich der Querschnitt wird das Gas verzögert. Es folgt dabei der Bedingung des konstanten Massenstroms. Beschrieben wird dies durch die kompressible Bernoulli-Gleichung

$$\frac{u^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p}{\rho} = \text{const} \quad \text{Gl. 2.1}$$

Worin u die Geschwindigkeit des Gases, p den statischen Druck, ρ die lokale Dichte und γ den Isentropenexponenten wiedergeben. γ ist eine spezifische Stoffkonstante, die sich aus dem Quotient der spezifischen Wärmekapazitäten ergibt.

$$\gamma = \frac{c_p}{c_v} \quad \text{Gl. 2.2}$$

Erreicht das Gas durch eine Querschnittsverengung jedoch Schallgeschwindigkeit kehrt sich sein Verhalten um. Eine weitere Beschleunigung auf Überschallgeschwindigkeiten ist nun nur noch mit einer Querschnittserweiterung zu erreichen. Aus diesem Verhalten resultiert die konvergent-divergente Bauform, die allen Raketendüsen eigen ist. Eine zentrale Bedeutung kommt dabei dem engsten Querschnitt A^* zu, der als Düsenhals bezeichnet wird. Zusammen mit dem Totaldruck p_0 des strömenden Gases definiert er den möglichen Gesamtmassenstrom $\dot{m}$.

$$\dot{m} = A^* \cdot \rho^* \cdot a^* \quad \text{Gl. 2.3}$$

Wobei a^* die Schallgeschwindigkeit im Düsenhals beschreibt, die sich generell aus Stoffeigenschaften und der lokalen Temperatur ableiten lässt.

$$a = \sqrt{\gamma \cdot R_s \cdot T} ; \quad R_s = \text{spezifische Gaskonstante} \quad \text{Gl. 2.4}$$

Zusammen mit der Machzahl Ma , die sich aus dem Quotient von aktueller Geschwindigkeit u und der lokalen Schallgeschwindigkeit a ergibt

$$Ma = \frac{u}{a} \quad \text{Gl. 2.5}$$

und dem Gesetz thermisch idealer Gase

$$p = \rho \cdot R \cdot T \quad \text{Gl. 2.6}$$

lassen sich nun die Isentropenbeziehungen herleiten, mit denen das Verhalten eines Gases in einer konvergent-divergenten Düse beschrieben werden kann.

2.1.2 Die Isentropenbeziehungen

Die Isentropenbeziehungen verbinden die lokalen statischen Zustandsgrößen des Gases Druck p , Dichte ρ und Temperatur T mit dessen Ruhezustand p_0 , ρ_0 und T_0 . Der lokale Zustand wird durch die Geschwindigkeit des Gases bestimmt, wobei die normierte Größe der Machzahl Ma verwendet wird. Hinzu kommt der Isentropenexponent γ , der sich auch aus den lokalen Stoffgrößen ableitet. Der Isentropenexponent variiert jedoch nur geringfügig und kann in Grenzen für ein Gas wie Stickstoff, das sich im Rahmen der hier beschriebenen Experimente nahezu als ideales Gas verhält, als konstant betrachtet werden.

$$\frac{p_0}{p} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} Ma^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad \text{Gl. 2.7}$$

$$\frac{\rho_0}{\rho} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} Ma^2\right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad \text{Gl. 2.8}$$

$$\frac{T_0}{T} = 1 + \frac{\gamma-1}{2} Ma^2 \quad \text{Gl. 2.9}$$

In Umkehrung kann natürlich aus lokal gemessenen Zustandsgrößen, bei Kenntnis der Ruhe-/Totalbedingungen, die zugeordnete Machzahl bestimmt werden. In den folgenden beschriebenen Experimenten wird hierzu überwiegend der statische Wanddruck p verwendet.

$$Ma = \sqrt{\frac{2}{\gamma-1} \left[\left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right]} \quad \text{Gl. 2.10}$$

$$Ma = \sqrt{\frac{2}{\gamma-1} \left[\left(\frac{\rho_0}{\rho} \right)^{\gamma-1} - 1 \right]} \quad \text{Gl. 2.11}$$

$$Ma = \sqrt{\frac{2}{\gamma-1} \left(\frac{T_0}{T} - 1 \right)} \quad \text{Gl. 2.12}$$

Betrachtet man die expandierende Gasströmung als Menge von nebeneinander liegenden Stromfäden mit geringem Querschnitt und setzt man die Zustandsgrößen über solch einen Querschnitt als konstant verteilt voraus, kann jeder Machzahl Ma ein sogenanntes Expansionsverhältnis ε zugeordnet werden, das durch den Quotient aus lokaler Querschnittsfläche A und Düsenhals A^* bestimmt wird.

$$\varepsilon = \frac{A}{A^*} = \frac{1}{Ma} \left[\frac{2}{\gamma+1} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} Ma^2 \right) \right]^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \quad \text{Gl. 2.13}$$

Aufgrund der quadratischen Funktion der Machzahl ergibt sich jedoch im Umkehrschluss für jedes Flächenverhältnis A/A^* sowohl eine supersonische als auch eine subsonische Machzahl.

Die Verbindung von Expansionsverhältnis und Machzahl führt bei der Betrachtung von Raketendüsen nur zu ungenauen eindimensionalen Näherungen, da die Zustandsgrößen des beschleunigten Gases nicht gleichmäßig über einen senkrecht zur Symmetrieachse liegenden Düsenquerschnitt verteilt sind.

2.1.3 Die Grenzschicht

Die Strömung entlang der Düsenwand wird in zwei Bereiche unterteilt. Zum einen in eine dünne Grenzschicht, in der an der Wand die sogenannte Haftbedingung gilt, und zum anderen in ein weiter entferntes, ungestörtes Strömungsgebiet, in dem Reibungseinflüsse vernachlässigt werden können. Die Geschwindigkeit innerhalb der Grenzschicht nimmt zur Düsenwand hin ab und beträgt direkt an der Wand Null. Der Einflussbereich der Reibung kann durch die geometrische Grenzschichtdicke definiert werden, an deren Rand die lokale Geschwindigkeit u 99 % der ungestörten Strömung U_∞ beträgt ($u/U_\infty = 0,99$). So entwickelt sich zum Beispiel die geometrische Grenzschichtdicke δ an einer ebenen Platte (mit Potenzansatz nach Blasius) zu

$$\delta = 5 \cdot \sqrt{\frac{\nu \cdot x}{U_\infty}} \quad , \quad [79] \quad \text{Gl. 2.14}$$

Hier zeigt sich sofort der Einfluss einer beschleunigten Strömung. Bei Expansion eines Gases nimmt (bei im Vergleich zur Plattenströmung gleicher Lauflänge) sowohl die Geschwindigkeit U_∞ als auch die kinematische Viskosität ν zu. Bei einer stark beschleunigten Strömung, z. B. im transsonischen Bereich des Düsenhalses, nimmt die Geschwindigkeit stärker zu als die kinematische Viskosität. Dies führt zu einem verzögerten Grenzschichtwachstum. Im weiteren Verlauf der supersonischen Grenzschichtentwicklung überwiegt jedoch der Anstieg der Viskosität; was im Vergleich zur Platte zu einem stärkeren Grenzschichtwachstum führt.

Oftmals eignet sich die geometrische Grenzschichtdicke nicht zur Beschreibung der Strömung. Es wird daher noch auf die exakt definierte Verdrängungsdicke

$$\delta_1 = \int_0^{\infty} \left(1 - \frac{u}{U}\right) dy \quad \delta_1 = 1,7208 \cdot \sqrt{\frac{\nu \cdot x}{U_{\infty}}} \quad [79] \quad \text{Gl. 2.15}$$

und die Impulsverlustdicke

$$\delta_2 = \int_0^{\infty} \left(1 - \frac{u}{U}\right) \frac{u}{U} dy \quad \delta_2 = 0,664 \cdot \sqrt{\frac{\nu \cdot x}{U_{\infty}}} \quad [79] \quad \text{Gl. 2.16}$$

zurückgegriffen. Wobei die Integrationsvariable y den normal zur Düsenwand liegenden Wandabstand beschreibt. Obwohl innerhalb der Grenzschicht die Geschwindigkeit des strömenden Gases zur Wand hin abnimmt bleibt der statische Druck konstant. Er wird der Grenzschicht durch die ungestörte Strömung aufgeprägt.

2.1.4 Stoffeigenschaften und Vergleichsgrößen

Eine entscheidende Stoffeigenschaft stellt die kinematische Viskosität ν dar, die über die Dichte ρ mit der dynamischen Viskosität μ verknüpft ist.

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad \text{Gl. 2.17}$$

Die kinematische Viskosität spielt eine entscheidende Rolle bei der Ausbildung der Grenzschicht, wie die vorangegangenen Gleichungen zeigen, sowie der laminaren oder turbulenten Verhalten.

Die kinematische Viskosität geht auch in die Reynoldszahl

$$\text{Re} = \frac{u \cdot x}{\nu} \quad \text{Gl. 2.18}$$

ein, die es ermöglicht, das Verhalten verschiedener Fluide grundlegend miteinander zu vergleichen.

2.1.5 Die Rückverdichtung im Überschall

Während eine Unterschallströmung allmählich rückverdichtet wird, kann eine Überschallströmung auch schlagartig über einen Stoß rückverdichtet werden. Mit dem Stoß einhergehen der plötzliche Anstieg des Druckes, der Temperatur und der Dichte sowie der plötzliche Abfall der Geschwindigkeit. Obwohl ein Stoß eine, wenn auch geringe, endliche Ausdehnung hat (auf Meereshöhe im Bereich 10^{-7} m) kann er als Diskontinuität betrachtet werden.

Der einfachste Fall ist der sogenannte senkrechte Stoß, der senkrecht zur Anströmung steht. Über ihn erfährt die Strömung eine Rückverdichtung, aber keine Richtungsänderung.

Der senkrechte Stoß wird durch die folgenden grundlegenden Gleichungen beschrieben.

$$Ma_2^2 = \frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} Ma_1^2}{\gamma \cdot Ma_1^2 - \frac{\gamma-1}{2}} \quad \text{Gl. 2.19}$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{1 + \gamma \cdot Ma_1^2}{1 + \gamma \cdot Ma_2^2} \quad \frac{p_2}{p_1} = 1 + \frac{2\gamma}{\gamma+1} (Ma_1^2 - 1) \quad \text{Gl. 2.20}$$

Wobei Index 1 die Bedingung vor und Index 2 die Bedingung nach dem Stoß bezeichnet.

Erfährt eine Überschallströmung eine plötzliche Querschnittsveränderung, z. B. durch einen Keil, ändert sie ihre Richtung und ihre Geschwindigkeit durch die Ausprägung eines schrägen Stoßes. Dabei erfährt nur ihre normal zum schrägen Stoß liegende Geschwindigkeitskomponente eine Rückverdichtung, die der des senkrechten Stoßes entspricht. Die parallele Geschwindigkeitskomponente bleibt erhalten.

Der schräge Stoß wird mit

$$\frac{p_2}{p_1} = 1 + \frac{2\gamma}{\gamma+1} (Ma_1^2 \sin^2 \sigma - 1) \quad \text{und} \quad \text{Gl. 2.21}$$

$$\tan \vartheta = \cot \sigma \frac{Ma_1^2 \sin^2 \sigma - 1}{1 + (\frac{\gamma+1}{2} - \sin^2 \sigma) Ma_1^2} \quad \text{Gl. 2.22}$$

beschrieben. Dabei steht σ für den Winkel zwischen schrägem Stoß und paralleler Anströmung und ϑ für den daraus resultierenden Umlenkungswinkel.

Abb. 2.1 stellt die Beziehung der Gl. 2.22 grafisch dar. Sie zeigt, dass jede Richtungsänderung einer Überschallströmung mit zwei schrägen Stößen unterschiedlicher Neigung erreicht werden kann. Verdeutlicht wird auch, dass jeder Anströmmachzahl Ma_1 eine maximale Umlenkung zugeordnet ist, die mit einem schrägen Stoß erreicht werden kann (gestrichelte Linie). Stoßwinkel links dieser Linie, die die Kurvenmaxima miteinander verbindet, werden als schwache und Stoßwinkel rechts davon als starke Lösung bezeichnet. Eine starke Lösung führt immer zu einer Rückverdichtung auf Unterschallgeschwindigkeit ($Ma_2 < 1$).

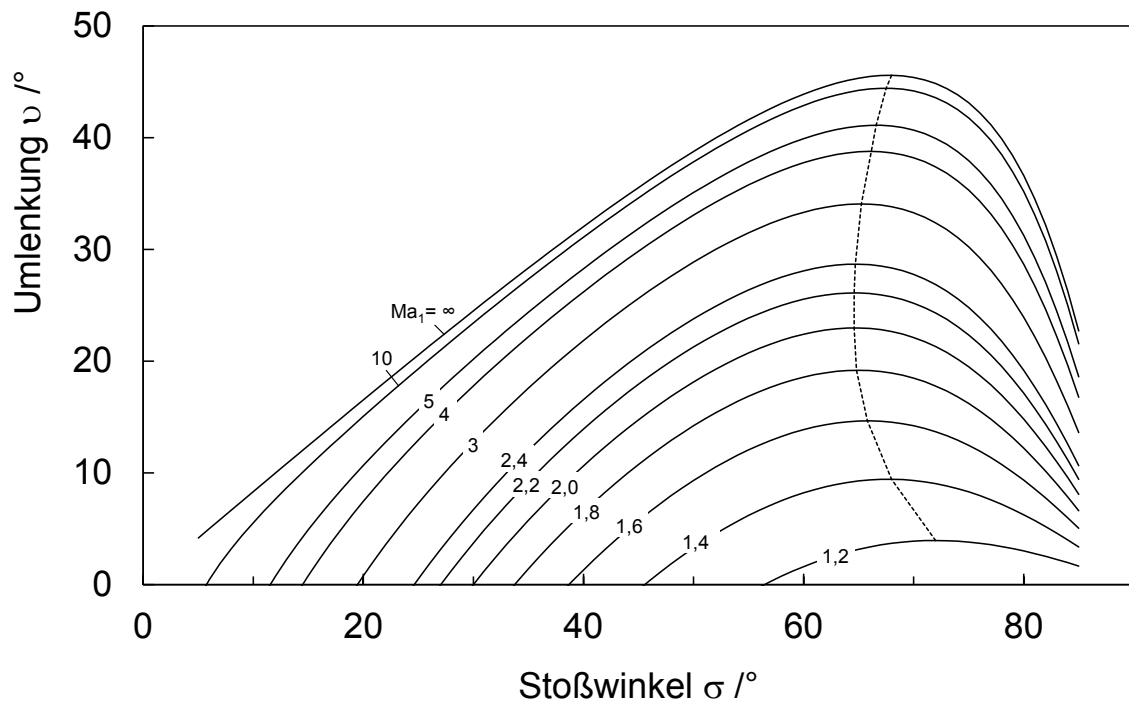


Abb. 2.1, Strömungsumlenkung als Funktion des Stoßwinkels

2.2 Düsentypen

Es gibt verschiedene Bauformen von Raketendüsen. Allen eigen ist jedoch eine konvergent-divergente Querschnittsänderung, die die Beschleunigung der Strömung auf Überschallgeschwindigkeit erst ermöglicht. In Unter- oder Hauptstufentriebwerken werden rotationssymmetrische Kegel- oder Glockendüsen eingesetzt. Wie die Literaturübersicht zeigt, sind Kegeldüsen nicht mehr von Belang.

Glockendüsen haben eine gekrümmte Kontur. Ihre Hauptvertreter sollen hier kurz vorgestellt werden.

2.2.1 Ideale Düsen

Die ideale Düse erzeugt in ihrer Austrittsebene eine gleichförmige, achsparallele Strömung. Alle Zustandsgrößen sind dort konstant. Ihr ursprünglicher Verwendungszweck war die Erzeugung eindimensionaler Strömungen in Windkanälen, weshalb sie auch unter der Bezeichnung Windkanaldüse bekannt ist.

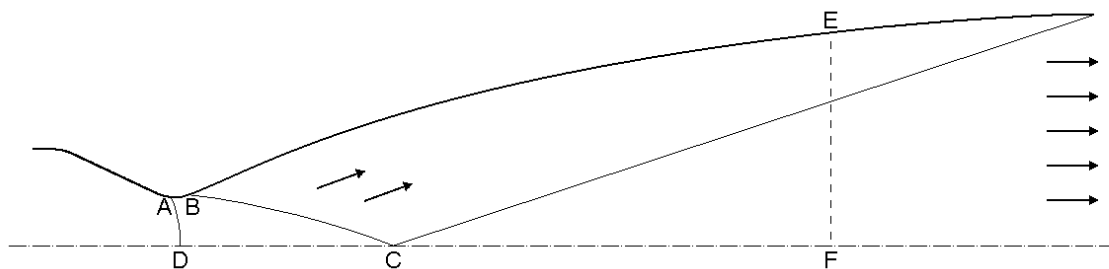


Abb. 2.2, Kontur einer idealen Düse mit möglicher Kürzung (EF)

Ideale Düsen werden nach der Methode der Charakteristiken ausgelegt, wie sie zum Beispiel ausführlich in Zucrow [55] beschrieben ist.

Die Kontur stromab des Düsenhalses startet meist mit einem Kreisbogen (AB in Abb. 2.2), dessen Radius halb so groß ist wie der des Düsenhalses. Das durch den Kreisbogen AB, die von ihm ausgehende letzte Expansionswelle BC, der Symmetrieachse CD und der Linie des Schalldurchgangs DA begrenzte Gebiet wird als „Kern“ bezeichnet. Vom Kreisbogen gehen Expansionswellen aus, die die Symmetrieachse kreuzen und auf der gegenüberliegenden Seite die auszulegende Kontur treffen. Die Krümmung dieser Kontur wird so gewählt, dass die einfallenden Expansionswellen gelöscht, also nicht reflektiert werden.

Die achsparallele Ausströmung wird jedoch nur mit einer vergleichsweise großen Baulänge erreicht. Ein Umstand, der im Windkanal unerheblich, im Fall einer Raketendüse allerdings kontraproduktiv ist. Der hintere Teil der auslaufenden Kontur trägt mit seinem geringen Wandwinkel nur noch unwesentlich zur Beschleunigung der Strömung und damit zur Schuberzeugung bei. Ganz im Gegenteil: Die entstehenden Reibungsverluste führen zu Schubverlusten und das Gewicht der zu langen Düse verringert die Nutzlastkapazität der Trägerrakete. Aus diesem Grund wird die Düse gekürzt (EF in Abb. 2.2). Es liegt nun nur noch im Kern der Austrittsebene eine parallele Strömung vor. Im Bereich der Düsenwand herrscht Divergenz. Die Kürzung der Düse ist von einem Optimierungsprozess begleitet, in den Schub, Baulänge und Gewicht eingehen.

Eine Sonderform der idealen Düsen stellen die „Compressed Truncated Ideal Contour“-Düsen dar, wie sie in Japan nach Hoffman [38] entworfen werden. Nach Erhalt der gekürzten idealen Kontur werden die axialen Komponenten nochmals linear gest-

aucht. Es ergibt sich so eine wesentlich kürzere und in folge leichtere Düse. Diese Kontur löscht aber nicht mehr die eintreffenden Expansionswellen aus, sondern reflektiert Kompressionswellen, die sich unter Umständen zu inneren Stößen verdichten können.

Die Schar der Konturpunkte einer idealen Düse lässt sich nicht mit einer mathematischen Funktion beschreiben.

2.2.2 Schuboptimierte Düsen nach Rao

Rao [61] verband das Charakteristikenverfahren mit einer Variationsrechnung. Für eine gegebene Halsgeometrie und einen Parameter wie Düsenlänge oder Austrittsquerschnitt wird der maximal erreichbare Schub bestimmt. Rao konnte zudem zeigen, dass die so erhaltene schuboptimierte Kontur sehr gut mit einer schräg liegenden Parabel angenähert werden kann [62].

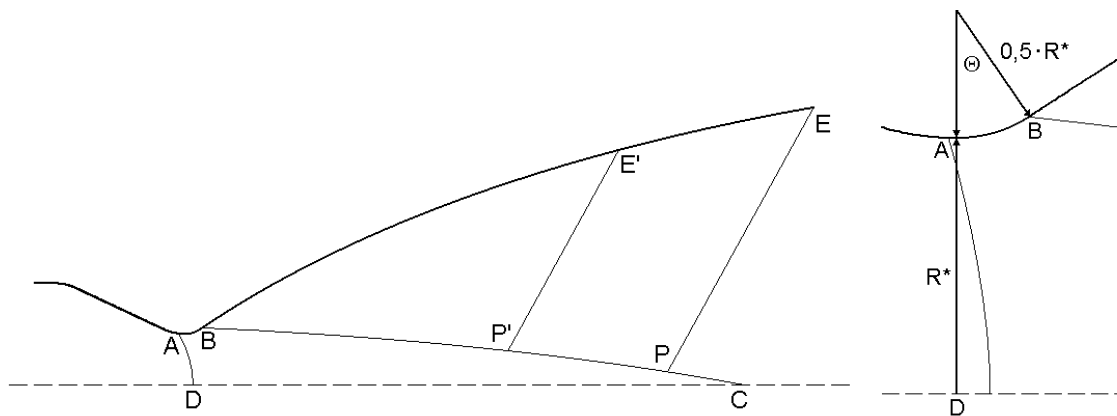


Abb. 2.3, Kontur einer schuboptimierten Düse nach Rao

Die schuboptimierte Düse weist im Gegensatz zur idealen Düse einen wesentlich größeren Öffnungswinkel Θ des Kreisbogens AB stromab des engsten Querschnitts auf (Abb. 2.3). Dadurch werden eine wesentlich stärkere Anfangsexpansion und ein längerer Kernel induziert. Um dennoch zu einer kurzen Baulänge und einem akzeptablen Divergenzwinkel am Ende der Düse zu gelangen, muss die zu entwerfende Kontur wesentlich stärker komprimierend sein. Was zur Folge hat, dass die eintreffenden Expansionswellen nicht nur ausgelöscht, sondern als Kompressionswellen reflektiert werden. Im Bereich des Übergangs vom Kreisbogen AB zur Parabelkontur BE kommt es zur Überlagerung dieser Kompressionswellen, die zur Ausbildung eines inneren Stoßes führt.

2.3 Überexpandierte Düsenströmung

Während des Aufstiegs einer Rakete nimmt mit zunehmender Höhe der Umgebungsdruck ab. Am Austritt des Raketentriebwerkes, also der Überschalldüse, ändert sich

daher die Differenz von Austrittsdruck p_e und Umgebungsdruck p_a . Dies ist ein entscheidender Faktor, da diese Differenz als sogenanntes Druckschubglied in den Gesamtschub eingeht.

$$F = \dot{m} \cdot c_e + (p_e - p_a) \cdot A_e \quad \text{Gl. 2.23}$$

Bei einer unterexpandierenden Düse ist dieses Druckschubglied positiv, bei einer angepassten Düse gleich Null und bei einer überexpandierenden Düse negativ.

Eine Optimierungsbetrachtung des Schubes über die Flugdauer der Rakete führt dazu, dass es von Vorteil ist, mit einer überexpandierenden Düse zu starten. Die überexpandierte Strömung passt sich über einen rückverdichtenden schrägen Stoß an die Umgebungsbedingungen an. Dies führt zu einem, je nach Bauform typischen Strömungsmuster der Düse.

2.3.1 Die überexpandierende ideale Düse

Liegt die Grenzschicht im Austritt der Düse an der Wand an spricht man von einer voll fließenden Düse. Unabhängig davon, ob die Düse nun als angepasst oder überexpandierend eingestuft werden kann.

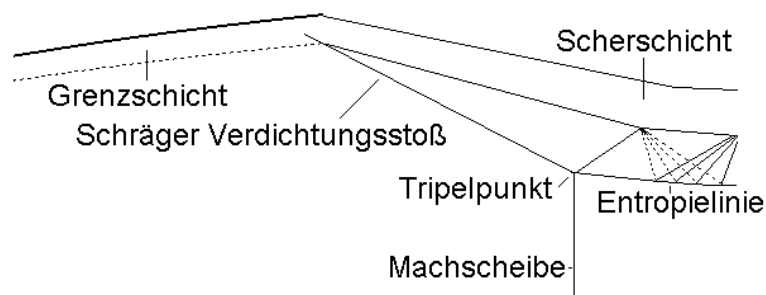


Abb. 2.4, Strömungsfeld einer überexpandierenden idealen Düse

Die Strömung der überexpandierenden idealen Düse erreicht mit ihrer Grenzschicht das Düsenende (Abb. 2.4). Über den Unterschallbereich der Grenzschicht wird ihr der erhöhte Umgebungsdruck aufgeprägt, was die Grenzschicht aufdickt und in folge die Überschallströmung umlenkt. Die Umlenkung der Überschallströmung geschieht über ein System von Stößen, die sich bis zum Grenzschichtrand zu einem einzigen schrägen Stoß vereinen, über den die Strömung rückverdichtet und an den höheren Umgebungsdruck angepasst wird.

Die Grenzschicht folgt dieser Umlenkung und wird zur Scherschicht, in die sich das Umgebungsmedium einmischt. Der schräge Verdichtungsstoß läuft in Richtung Symmetrieachse und trifft dort im Tripelpunkt auf die Machscheibe, die einen starken senkrechten Stoß repräsentiert, wird umgelenkt und stößt dann auf die Scherschicht. Am Rande der Scherschicht wird dieser Stoß als Fächer von Expansionswellen reflektiert, die wiederum kurz darauf als Stoßwellen an der Entropielinie zurück

geworfen werden. Dieser Prozess wiederholt sich. Die Entropielinie trennt die durch die Machscheibe auf Unterschallgeschwindigkeit rückverdichtete Kernströmung von der durch den schwachen Schrägstoß und dessen Reflektion rückverdichtete Strömung, die jedoch nach wie vor eine Überschallgeschwindigkeit aufweist. Mit abnehmendem Umgebungsdruck verringert sich die Neigung des schrägen Verdichtungsstoßes und der Tripelpunkt verlagert sich stromab, wobei sich auch der Durchmesser der Machscheibe verringert. Die beschriebene Machreflektion kann sich soweit stromab verlagern, dass die Machscheibe verschwindet und nur noch ein schräger Verdichtungsstoß vorliegt, der dann an der Symmetrielinie der Strömung reflektiert wird. Man bezeichnet dies als reguläre Reflektion.

2.3.2 Die überexpandierende schuboptimierte Düse

Die Rückverdichtung der schuboptimierten Düse gleicht der der idealen Düse. Hinzu kommt jedoch ein innerer Stoß, der nahe des Düsenhalses beginnt. Er schränkt die achsparallele Strömung stark ein; was zur Stromaufverlagerung der Machscheibe führt.

Der innere Stoß ISt trifft auf die Machscheibe MS und wird dort nach außen reflektiert. Es bildet sich der Tripelpunkt TP aus. Der reflektierte Stoß RSt kreuzt sich mit dem Schrägstoß SSt und wird an der Scherschicht $SSch$, bzw. der Schrägstoß an der Entropielinie EL , als Expansionsfächer reflektiert. Oftmals durchkreuzen sich Schrägstoß und reflektierter Stoß nicht und es entsteht zwischen beiden ein starker senkrechter Stoß, der aufgrund der Rotationssymmetrie einen „Machring“ MR ausbildet.

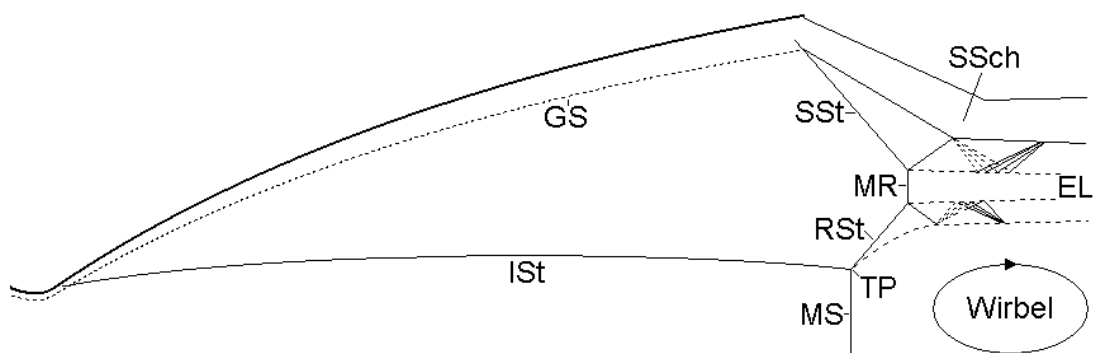


Abb. 2.5, Strömungsfeld einer überexpandierenden schuboptimierten Düse

Das Stoßsystem aus innerem Stoß, Machscheibe, reflektiertem Stoß und Schrägstoß bildet ein charakteristisches Muster, das an eine Kappe erinnert. Frey [22], der dies erstmalig für das Vulcain-Triebwerk dokumentiert, führt den Begriff „Kappenstoß“ und seine englischsprachige Entsprechung „Cap Shock Pattern“ in die Literatur ein.

Stromab des Kappenstoßes divergiert jedoch, im Gegensatz zur idealen Düse, die subsonische Strömung, bevor sie wiederum entlang der Entropielinie achsparallel umgelenkt wird. Es sollte sich daher ein ringförmiger Wirbel ausbilden.

2.4 Strömungsablösung in Düsen

2.4.1 Stark überexpandierte Strömung in idealen Düsen

Die Strömung in Raketendüsen kann nicht beliebig überexpandiert werden. Irgendwann vermag die Grenzschicht am Düsenende nicht mehr mit ihrem Impuls dem erhöhten Außendruck standzuhalten. Die Strömung wird umgelenkt, löst ab und Umgebungsluft dringt in den abgelösten Endbereich der Düse ein (Abb. 2.6). Diese Form der Strömungsablösung wird als Freistrahlablösung oder im Englischen als „Free Shock Separation“ (FSS) bezeichnet.

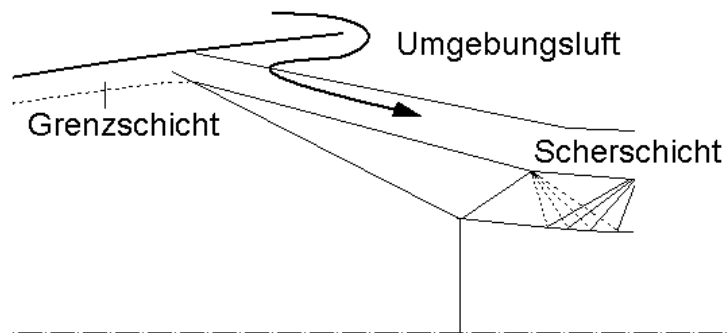


Abb. 2.6, Strömungsfeld einer stark überexpandierenden idealen Düse

Die bekannteste Ablösebedingung stammt von Summerfield und McKenney [90] und besagt, dass die Strömung ablöst, wenn das Verhältnis aus Düsenenddruck und Außendruck p_e/p_a den Wert 0,4 unterschreitet. Die Strömungsablösung ist von fluktuierender Natur und in Umfangsrichtung nicht von permanent symmetrischer Gestalt, was aus den ebenfalls fluktuierenden und asymmetrisch verteilten An- und Einströmbedingungen resultiert. In der Folge entsteht eine asymmetrische Druckverteilung innerhalb der Düse. Dies führt zu starken Seitenlasten.

2.4.2 Stark überexpandierte Strömung in schuboptimierten Düsen

Auch die schuboptimierte Düse löst zunächst nach den gleichen Kriterien wie die ideale Düse mit einem Freistrahle ab.

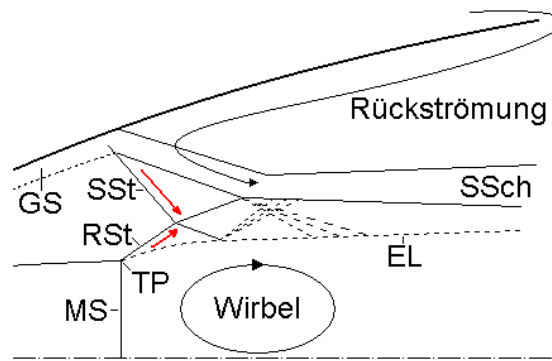


Abb. 2.7, Strömungsfeld einer stark überexpandierenden schuboptimierten Düse

Hinzukommt jedoch eine weitere Impulsbilanz, die nur der Freistrahle der schuboptimierten Düse aufweist. Die vom Schrägstoß SSt zur Symmetrieachse umgelenkte Strömung trifft auf die vom reflektierten Stoß RSt zur Düsenwand hin gelenkte Strömung. Überwiegt der Impuls der Strömung stromab des Schrägstoß bleibt die Freistrahlablösung erhalten. In Abb. 2.7 sind beide Impulse als rote Pfeile dargestellt.

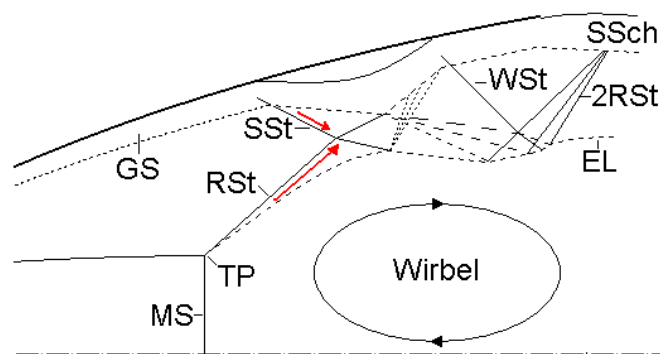


Abb. 2.8, Wiederangelegte Strömung in schuboptimierter Düse

Überwiegt jedoch der Impuls stromab des reflektierten Stoßes wird die Grenzschicht GS wieder zur Wand umgelenkt. Ein Wiederanlegestoß WSt bildet sich aus, der die Strömung parallel zur Düsenwand ausrichtet und sie meist auf Druckwerte oberhalb der Umgebungsbedingungen rückverdichtet. Die Stelle der eigentlichen Strömungsablösung verlagert sich nun schlagartig stromab, da der Druck innerhalb der sich ausbildenden geschlossenen Ablöseblase sinkt. Die Impulsbilanz verschiebt sich darauf hin noch mehr zugunsten der durch den reflektierten Stoß umgelenkten Strömung und wird dadurch stabil gegenüber Schwankungen.

Das vorliegende Strömungsmuster wird als Strömungsablösung mit Wiederanlegung oder wesentlich prägnanter im Englischen als „Restricted Shock Separation“ (RSS) bezeichnet.

3 Aufbau der Experimente

Das DLR-Institut für Raumfahrtantriebe in Lampoldshausen ist eine Forschungseinrichtung in der Grundlagenforschung auf dem Gebiet chemischer Raketenantriebe sowie Entwicklungs- und Qualifikationstests von Raketenmotoren der europäischen Trägersysteme durchgeführt werden. Die Bandbreite reicht von Tests unter Boden- und Höhenbedingungen, bei Verwendung kryogener oder lagerfähiger Treibstoffe, bis zu Tests an Kleinprüfständen von Apogäums- und Satellitentriebwerken.

Zur experimentellen Untersuchung abgelöster Strömungen in Raketendüsen existiert am Institut unter anderem der Kaltgashöhensimulationsprüfstand P6.2, in dem ein Raketenanstieg simuliert werden kann.

3.1 Prüfstand P6.2

Der Kaltgashöhensimulationsprüfstand P6.2 unterteilt sich in die drei Subsysteme Gasspeicher, Gasführung und Höhensimulationskammer. Die Höhensimulationskammer kann wahlweise auch durch einen horizontalen Schubbock ersetzt werden.

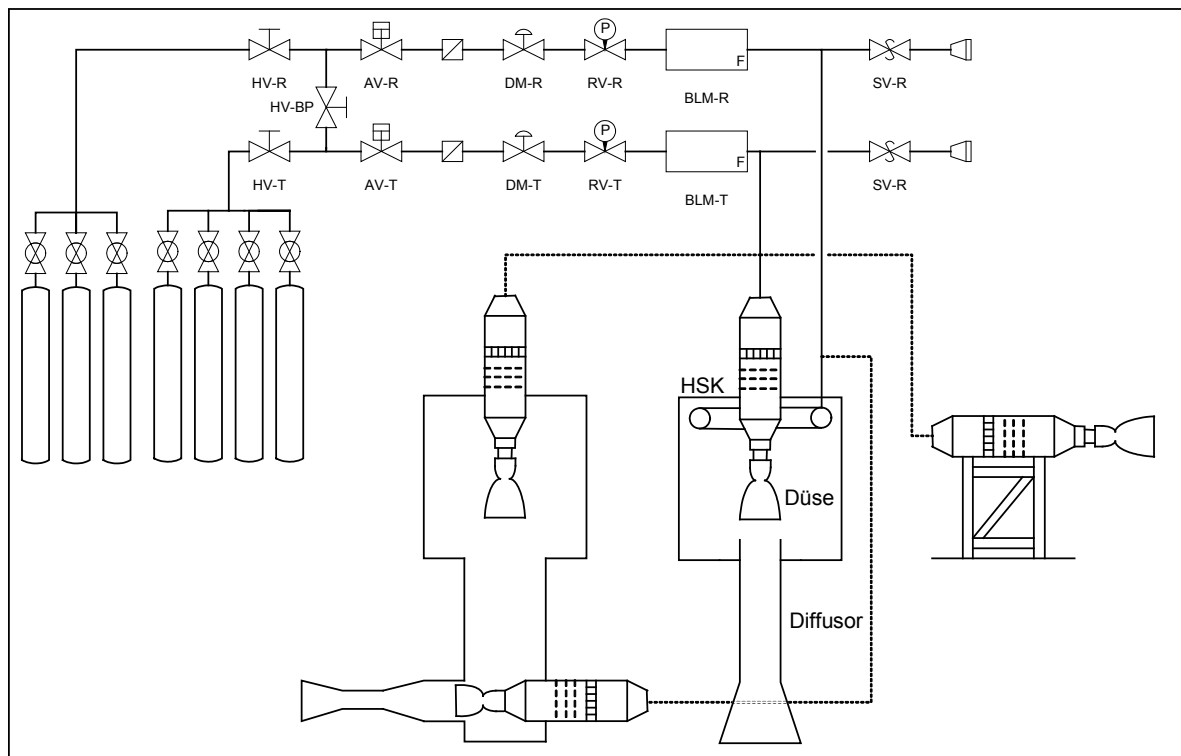


Abb. 3.1, Synoptik der Fluidführung P6.2

Im Gasspeicher wird der zur Versuchsdurchführung notwendige gasförmige Stickstoff in sieben Hochdruckflaschen bevorratet. Diese Hochdruckflaschen sind über Fernleitungen mit dem zentralen Stickstofflager verbunden. Dort wird der Stickstoff aus der flüssigen Phase gewonnen und mit Pumpen auf Hochdruck gefördert. Der verwendete gasförmige Stickstoff ist somit trocken und enthält kein Wasser.

Die Gasführung unterteilt sich in zwei Stränge. Jeder Strang ist in der gleichen Abfolge aus einem pneumatischen Automatikventil, einem Filter, einem Domdruckminderer, einem pneumatischen Regelventil, einer Blende zur Bestimmung des Massenstroms und einem Sicherheitsventil aufgebaut (Abb. 3.1). In der Grundkonfiguration enden beide Verrohrungen in der Höhensimulationskammer. Dort befindet sich die zu untersuchende Düse. Der Düse ist eine Beruhigungsstrecke vorgeschaltet, die aus einem honigwabenförmigen Gleichrichter und drei Gittern besteht.

3.1.1 Grundkonfiguration als selbstsaugende Höhensimulationskammer

Im selbstsaugenden Betrieb evakuiert der Düsenabstrahl die Höhenkammer mit seiner Saugleistung. Mit steigendem Versorgungsdruck der Düse sinkt der Höhenkammerinnendruck. Dieser Zusammenhang ändert sich abrupt, wenn sich der Düsenabstrahl an die Innenwand des nachgeschalteten Diffusors anlegt. Die Rückverdichtung, der durch die Düse hergestellten Überschallströmung, findet nun nicht mehr am Düsenende, sondern im Diffusor statt; wodurch der Höhenkammerinnendruck linear an den Düsenenddruck gekoppelt ist. Eine weitere Erhöhung des Versorgungsdruckes führt daher zur Erhöhung des Höhenkammerinnendruckes. Der Vorgang kann durch eine Hinzugabe von weiterem Stickstoff in die Höhenkammer beeinflusst werden. Hierzu dient der zweite Stickstoffstrang. Eine zusätzliche Möglichkeit zur Vermeidung dieser Kopplung ist die Verwendung eines Diffusors mit zu großem Querschnitt, der vom Düsenabstrahl nicht ausgefüllt werden kann. Dieser Diffusor funktioniert mehr als Leitrohr und wird intern als subsonischer Diffusor bezeichnet.

3.1.2 Konfiguration in Verbindung mit einer Ejektorstufe

Die Kopplung des Höhenkammerinnendruckes an den Saugimpuls der Düse kann unter Umständen unerwünscht sein, wenn sich zum Beispiel der Saugimpuls während des Betriebs ändert, wie es bei der Untersuchung von Dual-Bell-Düsen der Fall ist [84]. Um den Höhenkammerinnendruck von der Saugleistung der zu untersuchenden Düse zu entkoppeln, steht eine Ejektorstufe zur Verfügung, die einem supersonischen Diffusor vorgeschaltet wird. Der Aufbau der Ejektorstufe entspricht dem der eigentlichen Düsenteststrecke.

3.1.3 Konfiguration auf horizontalem Schubbock

Der Aufbau und die Abmessungen der Höhenkammer kann eine optische Untersuchung der Düsen erschweren. Für diesen Fall steht ein horizontaler Schubbock zur Verfügung, der einen ungehinderten Zugang zum Prüfling bietet. Auf ihm wird die Düsenteststrecke montiert und durch einen flexiblen Hochdruckschlauch mit der Stickstoffversorgung verbunden.

3.2 Prüfstand P8

Der Forschungs- und Technologieprüfstand P8 dient der Untersuchung chemischer und physikalische Prozesse in Hochdruckbrennkammern. In zwei Testzellen werden alle Medien, die zur experimentellen Untersuchung kryogener Antriebe erforderlich sind, zur Verfügung gestellt. Flüssiger Wasser- und Sauerstoff stehen an den Übergabestellen zum Prüfling mit Drücken bis zu 360 bar bereit. Gasförmiger Wasserstoff kann mit einem Flüssigstickstoffkühler bis auf 100 K unterkühlt werden.

Die Triebwerke befinden sich auf einem horizontalen Schubbock, der einen Zugang mit optischer Messtechnik ermöglicht.

Die Synoptik (Abb. 3.2) gibt das Fluidsystem eines Versuchsaufbaus mit einem wassergekühlten Triebwerk wieder. Wassergekühlte Forschungstriebwerke ermöglichen eine kostengünstigere Herstellung sowie einen wesentlich einfacheren Betrieb. Um realistische Bedingungen am Einspritzkopf zu gewährleisten, wird gasförmiger Wasserstoff in einem mit Flüssigstickstoff betriebenen Kühler stark unterkühlt. Alle Medienstränge werden im Blow-Down-Modus betrieben, d. h., die Fahrtanks (im Bild links) werden mit den jeweils notwendigen Förderdrücken beaufschlagt. Über hochpräzise Regelventile (RV-GH2 und RV-LOX), die die Massenströme bis auf 1 % genau einstellen können, wird das Triebwerk mit GH2 und LOX versorgt. Auch das entmineralisierte Kühlwasser wird unter konstantem Druck gefördert.

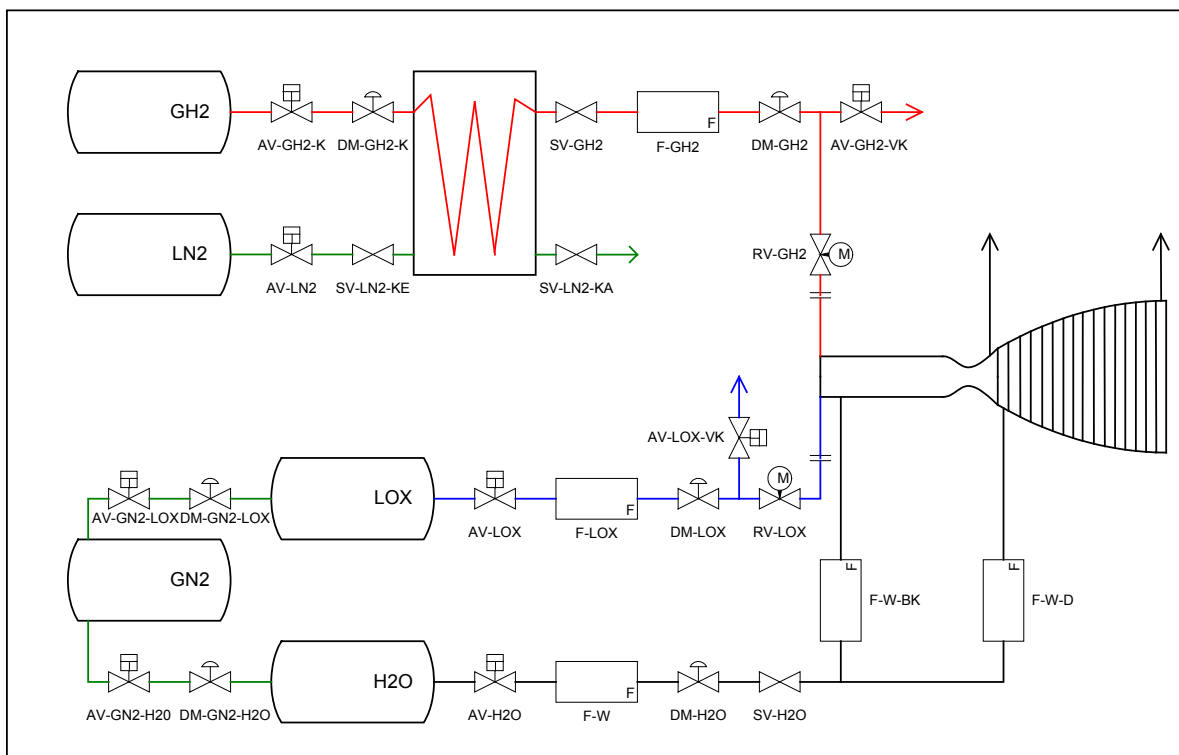


Abb. 3.2, Synoptik der Fluidführung P8

Der Prüfstand ist, unter Maximallast, für eine Versuchsdauer von 15 s ausgelegt. Reduziert man die Brennkammerdrücke und Massenströme, können auch mehrere Minuten Versuchsdauer erzielt werden.

3.3 Kaltgasmodelldüsen



Abb. 3.3, TIC-Düse aus Aluminium

Untersucht wurden Kaltgasmodelldüsen mit einer gekürzten idealen Kontur (TIC) bzw. einer Schuboptimierten Parabelkontur (TOP), die den von Frey [25] eingeführten Konturen entsprechen. Konturen nach Frey wurden in den vergangenen Jahren europaweit zum Standard [93, 60, 65, 97, 1, 67, 106, 57, 33].

Die untersuchten TIC- und TOP-Düsen zeichnen sich durch einen identischen Impuls aus. Die ebenfalls identische Oberfläche führt bei gleicher Wandstärke zu vergleichbaren Düsenmassen. Die Düsen eignen sich so zu vergleichenden Untersuchungen. Tab. 3.1 stellt die charakteristischen Größen der Düsen gegenüber. Zum Vergleich ist die später beschriebene TIC-Heißgasdüse CALO hinzugefügt.

		TIC	TOP	CALO
Halsradius	R^* /mm	10	10	25,3
Länge	L /mm	148,25	125,02	374,72
Flächenverhältnis	$\varepsilon = A_e/A^*$	20,6	30	33,64
Öffnungswinkel	α /°	17,3	34	24,5
Austrittswinkel	β /°	5,7	10	9,1
Auslegungsmachzahl	Ma	5,15	-	4,47
Medium		GN ₂	GN ₂	LOX / GH ₂

Tab. 3.1, Charakteristische Größen der untersuchten Düsen

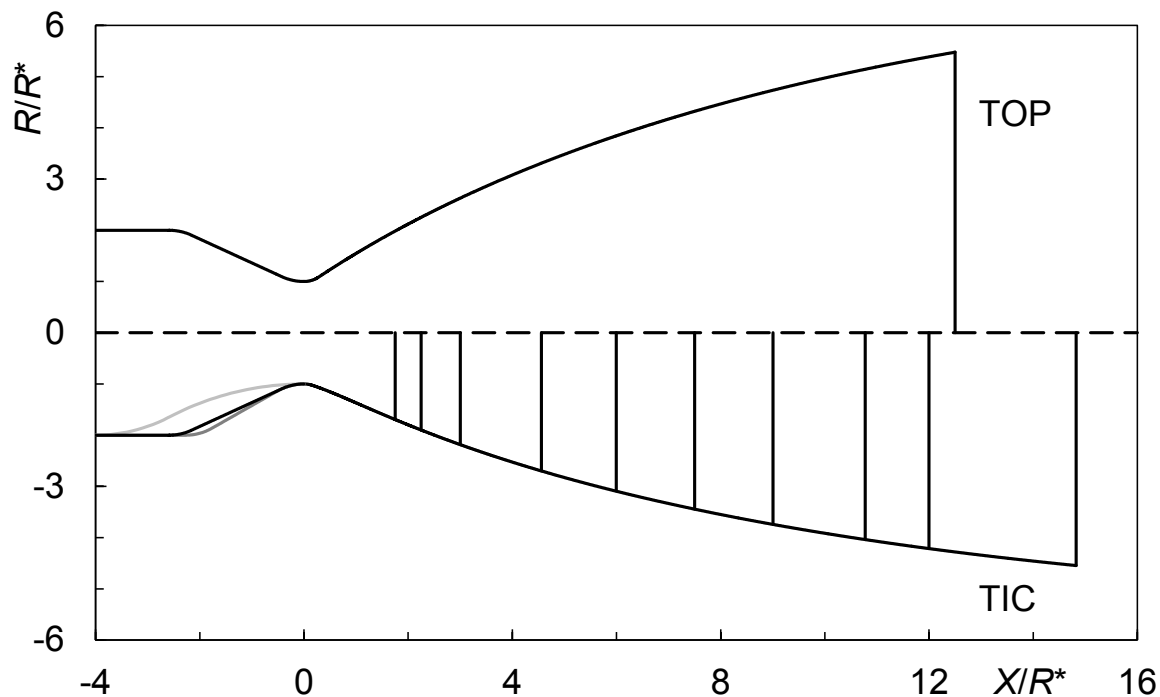


Abb. 3.4, Normierte Konturen im Vergleich

Abb. 3.4 gibt einen anschaulichen Vergleich der Düsenkonturen. Enthalten sind ebenfalls die Kürzungen, die während der Experimente an der TIC-Düse vorgenommen wurden. Gleichfalls enthalten sind unterschiedliche subsonische Konturen, die verwendet wurden. Im Laufe der verschiedenen Versuchsreihen wurde die Düsenfertigung von Aluminium (Abb. 3.3) auf Plexiglas umgestellt.

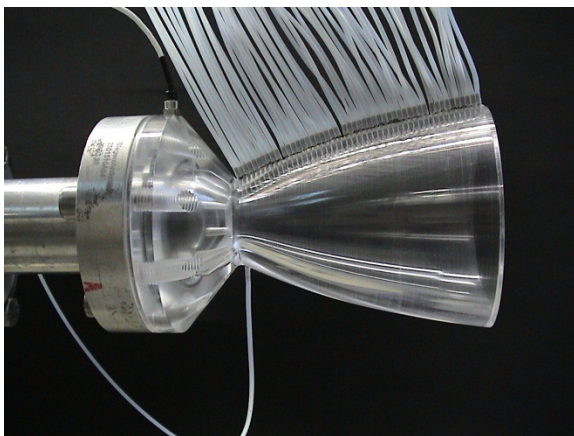


Abb. 3.5, Mit Pneumatikschläuchen eng bestückte TIC-Düse aus Plexiglas

Gegenüber Aluminium weist Plexiglas eine wesentlich geringere Wärmeleitung auf, was die Querleitung der Wärme reduziert und so die Untersuchung der Düseninnenwandtemperatur im Bereich der Ablösung wesentlich vereinfacht. Die Wärmedehnung hingegen ist mit der von Aluminium vergleichbar. Effekte, die zur temperaturbedingten Konturveränderung führen, betreffen also beide Düsenausführungen im gleichen und somit vergleichbaren Maß. Ein weiterer Vorteil ist die Transparenz der Düsenwand, die unter Berücksichtigung der Brechung eine optische Untersuchung der Strömung

innerhalb der Düse ermöglicht. Abb. 3.5 zeigt eine Plexiglasdüse, eng bestückt mit Pneumatikschläuchen, die die Druckmessbohrungen mit den zugehörigen Sensoren verbinden.

3.4 Heißgasmodellldüsen

In Kooperation mit EADS Astrium und Volvo Aero Corporation wurden am P8 Heiß-

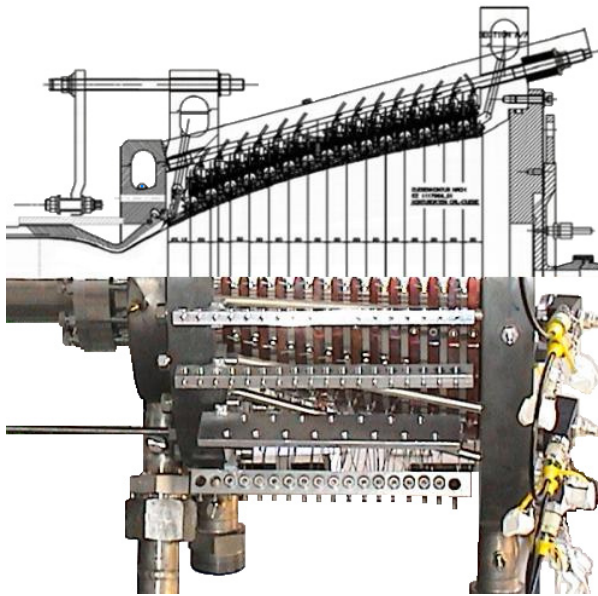


Abb. 3.6, Wassergekühlte, kalorische TIC-Heißgasdüse (CALO A)

gasversuche mit einer TIC-Düse durchgeführt. Der Korpus bestand aus wassergekühlten Kupfersegmenten (Abb. 3.6), die eine kalorische Vermessung des Wärmeübergangs ermöglichen sollten. Die Düse war weiterhin mit dynamischen Drucksensoren und Oberflächentempersensoren bestückt. Die Grundkonfiguration der wassergekühlten TIC-Düse wurde um zwei Varianten erweitert, deren Hauptmerkmal eine Vulcain-2-ähnliche Filmkühlung des hinteren Düsen- teils ist (Abb. 3.7). Mit einer dieser Varianten sollte der Einfluss der Filmkühlung auf den Wärmeübergang ebenfalls kalorisch vermessen werden. Die zweite Variante bestand aus einer herabskalierten Vulcain-2-Metallschürze.

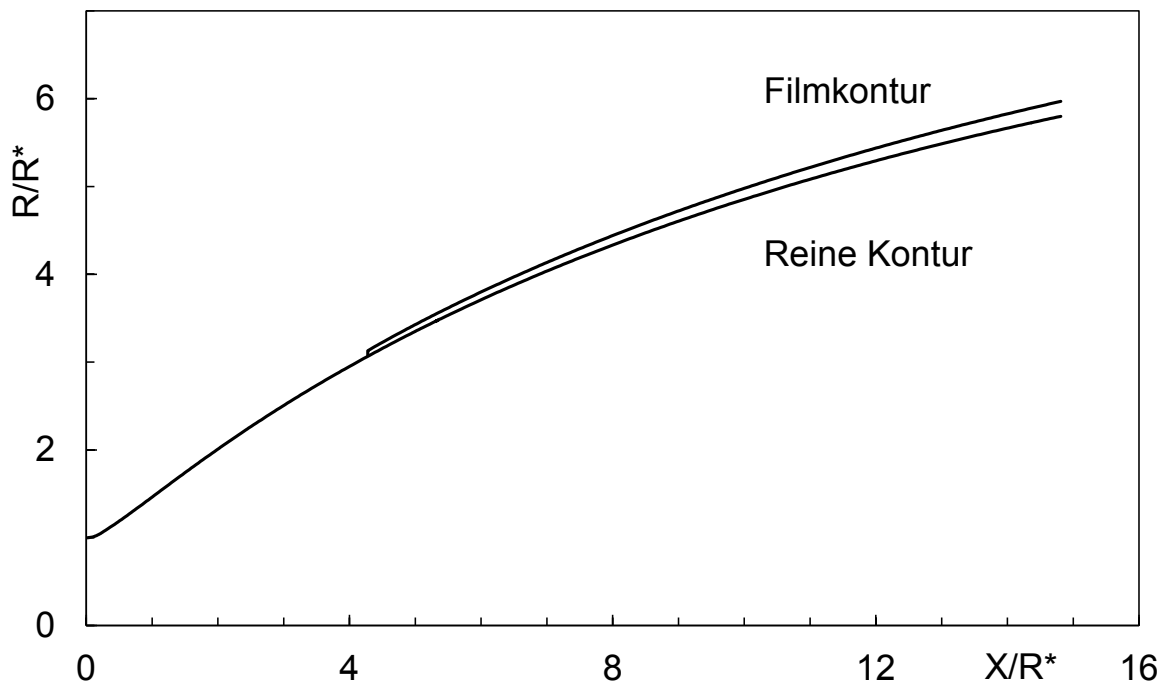


Abb. 3.7, Filmgekühlte und wassergekühlte TIC-Kontur im Vergleich

3.5 Druckmessung

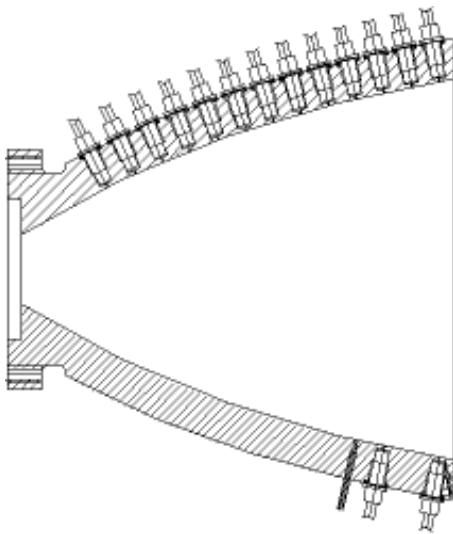


Abb. 3.8, TOP-Düse mit Sensorapplikation

Die Messung des statischen Wanddrucks, d.h. senkrecht zur Düsenkontur, ist das wichtigste Instrument zur Untersuchung der Düsenströmung. In Verbindung mit den Isentropenbeziehungen kann daraus sehr einfach und genau der Strömungszustand entlang der Wand bestimmt werden. So zeigen zum Beispiel Drucksprünge Verdichtungsstöße oder Expansionsfächer an, und nicht zuletzt ist es der Wanddruck, der den Schub eines Raketentriebwerks bestimmt. Die fort schreitende Miniaturisierung der Druckmesstechnik ermöglicht eine hohe räumliche Dichte der Messungen, bei geringer Störung der Strömung.

Zur Wanddruckmessung wurden dynamische Miniaturdrucksensoren des Herstellers Kulite, Typ XT-154-190M, verwendet. Der Schaft der

Sensoren ($\varnothing 3,9$ mm) geht in ein M5-Gewinde über, womit sie direkt in die Wand der Düsen verschraubt werden (Abb. 3.8). Innerhalb des Schafts befindet sich eine Siliziummembran ($0,5 \text{ mm}^2$ Fläche). Auf diese Membran sind vier Dehnmessstreifen zu einer vollen Wheatstonebrücke angeordnet. Der aufgebrachte Druck verformt die Membran und verändert so den elektrischen Widerstand der DMS. Die Messsignale wurden mit DLR-eigenen Verstärkern des Typs AS2 verstärkt, gefiltert und mit der Standardrate von 1000 Hz erfasst. Alle Sensoren wurden vor Beginn einer Versuchsreihe statisch kalibriert.

Wanddruckmessungen in Raketendüsen weisen grundsätzlich Signalschwankungen auf. Es gibt unterschiedliche Bereiche mit jeweils charakteristischen Amplituden, die sich bis zum 20-fachen unterscheiden können [25, 94]. Ihre Kenntnis kann zur genaueren Interpretation der Strömungsablösung genutzt werden.

Die anliegende Strömung zeigt vergleichsweise geringe Druckschwankungen (meist nur wenige mbar), die sich aus der zugrunde liegenden Turbulenz der Grenzschicht ergeben. Im Bereich der Strömungsablösung werden diese geringen Schwankungen jedoch von weitaus stärkeren Schwankungen überlagert, deren Ursache in der schwingenden Bewegung des rückverdichtenden Ablösestoßes liegt. Daher werden über den zeitlichen Verlauf einer Druckmessung unterschiedliche Werte im Bereich des sich bewegenden starken Druckgradienten erfasst, was zu starken Schwankungen im Messsignal führt.

Weitere Überlagerungen können durch eine Schwankung des Totaldrucks, die sich aus Verbrennungsinstabilitäten oder Zuleitungseinflüssen ergibt, oder stromauf auftretende starke Verwirbelungen wie Görtlerwirbel hervorgerufen werden.

Durch den Vergleich der Schwankungen kann das Wanddrucksignal in stark überexpandierenden Raketendüsen einer von 4 Zonen zugeordnet werden (Abb. 3.9 und Abb. 3.10):

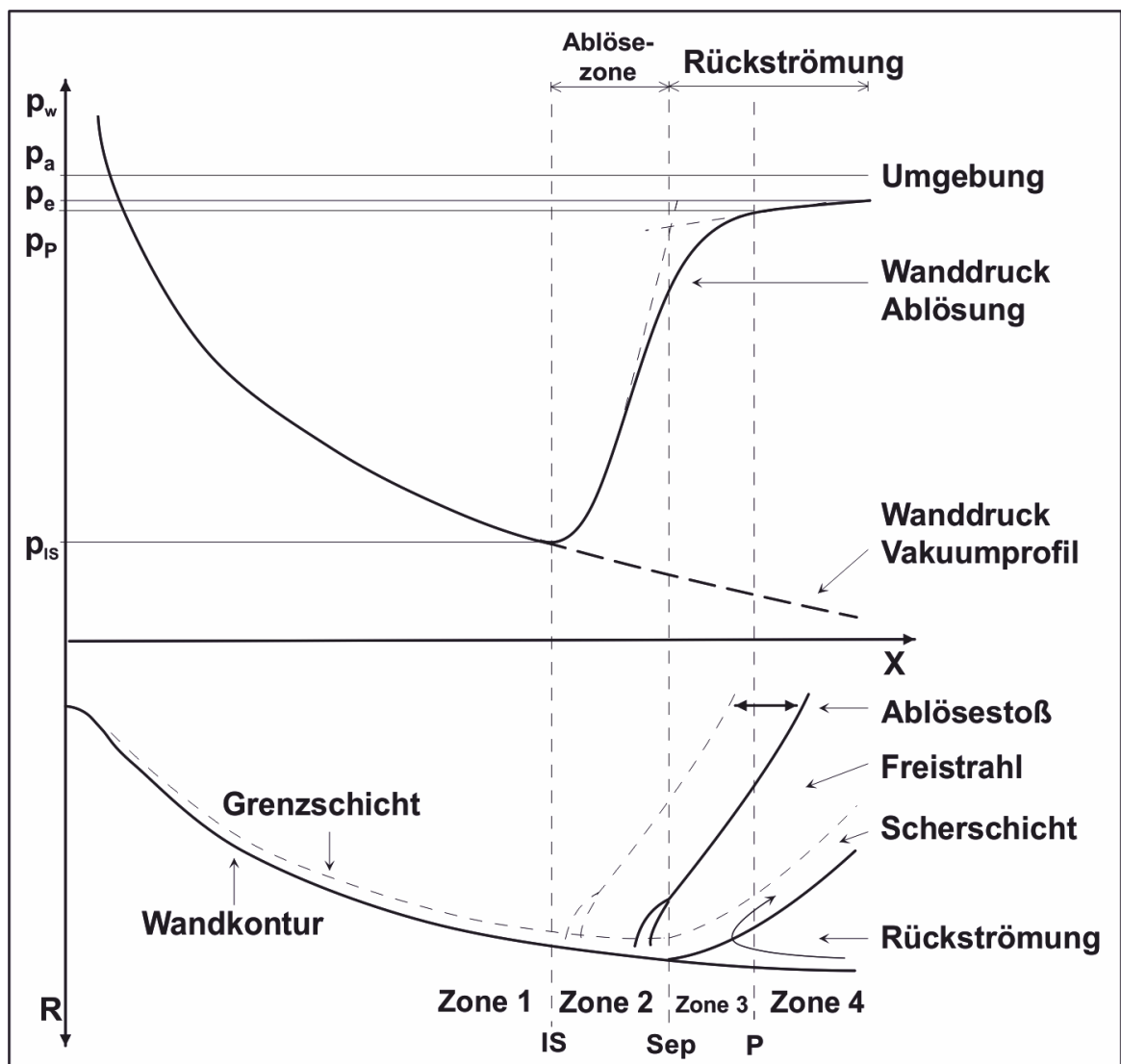


Abb. 3.9, Zoneneinteilung der Strömungsablösung

- Zone 1 umfasst die anliegende Strömung.
- Zone 2 entspricht der beginnenden Ablösung. Stromauf ist sie begrenzt durch die erstmalige Abweichung des Wanddrucks vom Vakuumwanddruckprofil (IS) und stromab von der tatsächlichen physikalischen Ablösung (Sep, Wandschubspannung gleich Null).
- Zone 3 entspricht der stark fluktuierenden Rückströmung; begrenzt durch die physikalische Ablösung und das Erreichen des Plateaudrucks (P).
- Zone 4 umfasst die schwach fluktuierende Rückströmung; beginnend mit dem Plateaudruck, bis hin zum Düsenende.

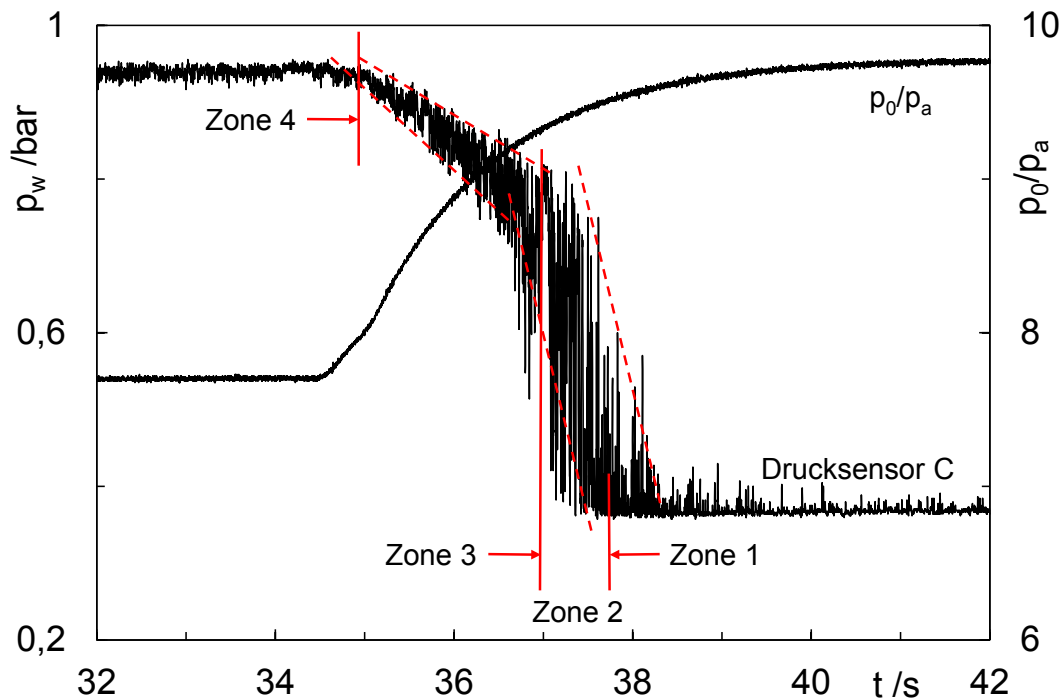


Abb. 3.10, Strömungsablösung im Wanddrucksignal

Der Zoneneinteilung kann das Wanddrucksignal einer Strömungsablösung gegenüber gestellt werden, die bei positivem Totaldruckgradienten eine Messposition (Drucksensor C) passiert (Abb. 3.10).

Zunächst zeigt das Messsignal die schwach fluktuierende Rückströmung der Zone 4. Der Wanddruck verhält sich bis zum Erreichen des Plateaudrucks nahezu linear. Ein deutlicher Druckabfall markiert den Übergang zur Zone 3, die eine zunehmend stark fluktuierende Rückströmung zeigt.

Innerhalb Zone 2 streicht nun die schwingende Ablösung über die Messposition. Es werden extreme Wanddruckschwankungen gemessen, die vom Ablösedruck bis hinab zum Druck der anliegenden Strömung reichen. Der Wechsel im Maß der Druckschwankungen tritt jedoch nicht so klar hervor, dass die tatsächliche, physikalische Strömungsablösung exakt bestimmt werden könnte.

Die Ablösung fluktuiert sowohl in ihrer Länge als auch in ihrer axialen Position. Grund für die Längenfluktuation ist ein unstabiles System von Stößen. Sie bilden einen Stoßfächer und vereinen sich außerhalb der Grenzschicht zu einem schrägen Verdichtungsstoß. Die axiale Fluktuation ist eine Reaktion auf die Schwankungen des Totaldrucks oder der Rückströmung. Die Kopplung der axialen Fluktuation mit äußeren Druckschwankungen (Buffeting) wurde z.B. von Schwane [77] und Wong [103] untersucht.

Die anliegende Strömung der Zone 1 zeigt nur noch sehr geringe Druckschwankungen. Zu Beginn treten noch vereinzelte Druckspitzen auf. Mit ihrer Hilfe kann die

stromauf liegende Grenze der schwingenden Ablösung als identisch mit der Druckmessposition bestimmt werden.

Die Kenntnis der unterschiedlichen Fluktuationscharakteristiken ermöglicht eine genaue Bestimmung der beginnenden Strömungsablösung; nicht jedoch der physikalischen Ablösung.

3.6 Seitenlastmessung

Der Prüfstand P6.2 bietet die Möglichkeit der simultanen Seitenlastmessung. Dazu wird der konvergent-divergenten Überschalldüse ein dünnwandiges Rohr vorgeschaltet (Abb. 3.11 links). Die durch asymmetrische Druckverteilung in der Düse hervorgerufene Seitenlast biegt das Rohr. Die infolge auf der Oberfläche des Rohres auftretenden Biegespannungen sind proportional zur Last. Sie werden mit aufgebrachten Dehnungsmessstreifen erfasst.

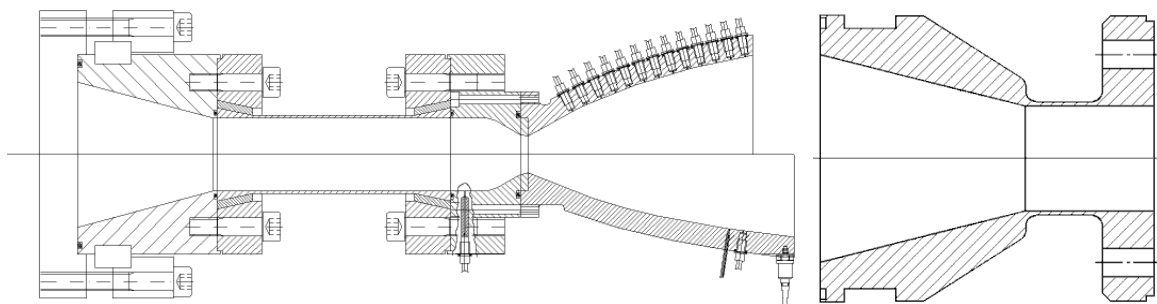


Abb. 3.11, Standardbiegerohr (links) und Kompaktversion (rechts)

Jede der beiden Kraftkomponenten wird mit zwei gegenüberliegenden DMS-Paaren aufgenommen, die als volle Wheatstonebrücke verschaltet sind. Dabei werden die DMS eines Paares auf gegenüberliegenden Ästen der Wheatstonebrücke verdrahtet (Abb. 3.12). Diese Art der Verschaltung kompensiert Zug-, Torsions- und Temperaturspannungen und misst nur Biegespannungen.

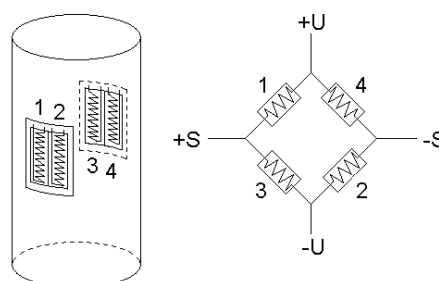


Abb. 3.12, Applikation und Verschaltung der vollen Wheatstonebrücke

Die Länge des Biegerohrs ist in zweierlei Hinsicht entscheidend: Zum einen vergrößert ein längeres Rohr den Hebelarm der Düse und somit die Spannung sowie das

messbare Signal. Zum anderen verringert sich die Eigenfrequenz des Pendelschwingers, als die die Kombination aus biegesteifer Düse und Rohr in erster (guter) Näherung betrachtet werden kann.

Die verstärkende Wirkung der Eigenfrequenz erfordert eine aufwendige Signalaufbereitung. Es wird eine rückrechnende Transferfunktion nötig. Daher wurde die ursprüngliche Konstruktion, die die Vorschaltung von Biegerohren unterschiedlicher Baulänge ermöglicht, durch ein kompaktes, einteiliges Bauteil ersetzt, das ein sehr kurzes Biegesegment aufweist. Die Eigenfrequenz konnte so deutlich erhöht werden. Da ihr verstärkender Einfluss im Frequenzbereich sehr steilwandig ist, konnten nun die analogen Filter der vorhandenen Verstärker benutzt werden. Das Messsignal ist folglich linear proportional zu beispielsweise statisch aufgebrachten Kalibrierkräften. Da überwiegend Seitenlasten von Interesse sind, die durch eine asymmetrische Strömungswiederanlegung hervorgerufen werden und dabei keinerlei Frequenzabhängigkeit zeigen, vereinfacht die Kompaktversion die Seitenkraftmessung erheblich.

3.7 Optische Messverfahren

Optische Messverfahren ermöglichen die berührungsfreie und nicht invasive Vermessung von Strömungsfeldern. Ihr Einsatz im Bereich der Raketendüse beschränkt sich jedoch meist auf den Bereich des frei zugänglichen Abstrahls. Einblicke in die Düse sind aufgrund der rotationssymmetrischen Bauform überwiegend nicht möglich. Eine Ausnahme bildet hier die Vermessung vorbehandelter Düseninnenwände, deren optisches Verhalten oder deren Strahlungsintensität durch die Strömung beeinflusst werden kann.

3.7.1 Farbschlieren

Schlierenverfahren beruhen darauf, dass Lichtstrahlen, die ein Gebiet mit Dichteänderung (z.B. einen Düsenstrahl) durchqueren, abgelenkt werden. Ein Farbschlierenverfahren weist verschiedenen Ablenkungswinkeln verschiedene Farben zu.

Das angewandte Verfahren beruht auf der von Cords [15] entwickelten Dissection-Technik. Mit Hilfe mehrerer Linsen, einer Farbmaske mit den Grundfarben Grün, Rot und Blau sowie einem Paar Hohlspiegel werden drei parallele Farbstrahle erzeugt, die eine Spaltblende durchlaufen bevor sie auf eine Abbildungsebene, z. B. eine Kamera, treffen (Abb. 3.13). Von den parallelen Farbstrahlen passiert nur der grüne Strahl die Spaltblende, dessen Ursprungsmaske, genau wie der Spalt, auf der optischen Achse positioniert ist. Die Abbildungsebene zeigt eine grüne Fläche. Durchlaufen die Farbstrahle hingegen ein Untersuchungsgebiet mit Dichteänderungen, z. B. einen Düsenabstrahl mit Stoßsystem, werden sie gebrochen und treffen ebenfalls auf den Spalt. Abhängig vom Grad der durchlaufenen Dichteänderung werden so rote und blaue Farbanteile eingemischt. Bringt man etwa eine Kalibrierlinse als Objekt in das Untersuchungsgebiet ein, wird sie als Scheibe abgebildet, die alle Regenbogenfarben zeigt. Aufbaubedingt werden nur Dichtegradienten detektiert, die

senkrecht zum Spalt vorliegen. Durch Verdrehen von Farbmaske und Spaltblende können sowohl horizontale als auch vertikale Dichtegradienten bestimmt werden.

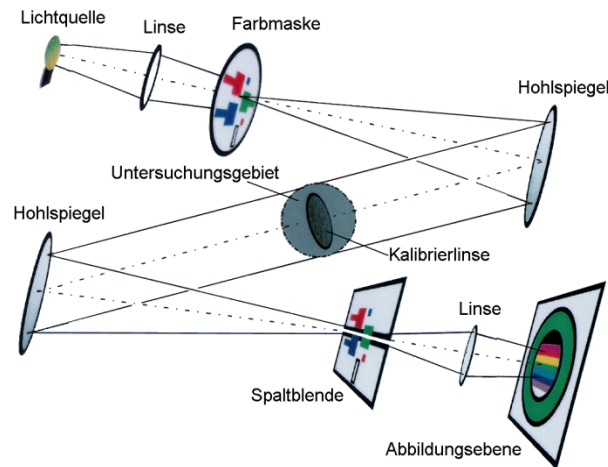


Abb. 3.13, Schema des Farbschlierenaufbaus nach Ciezki [13]

Abb. 3.14 links zeigt die Schlierenaufnahme eines TIC-Abstrahls. Sind markante geometrische Punkte, wie z. B. die Außenkanten der Düse, in der Aufnahme enthalten kann ihr mit einer geeigneten Software das Konturgitter der Düse überlagert werden, womit das Strömungsfeld vermessen werden kann. Abb. 3.14 rechts gibt die zugehörige Auswertung wieder. Sie beinhaltet die Lage der Schrägstöße, der Tripelpunkte, der reflektierten Stöße, Entropielinien sowie die Größe und Form der Machscheibe, die hier eine leichte Krümmung zeigt.

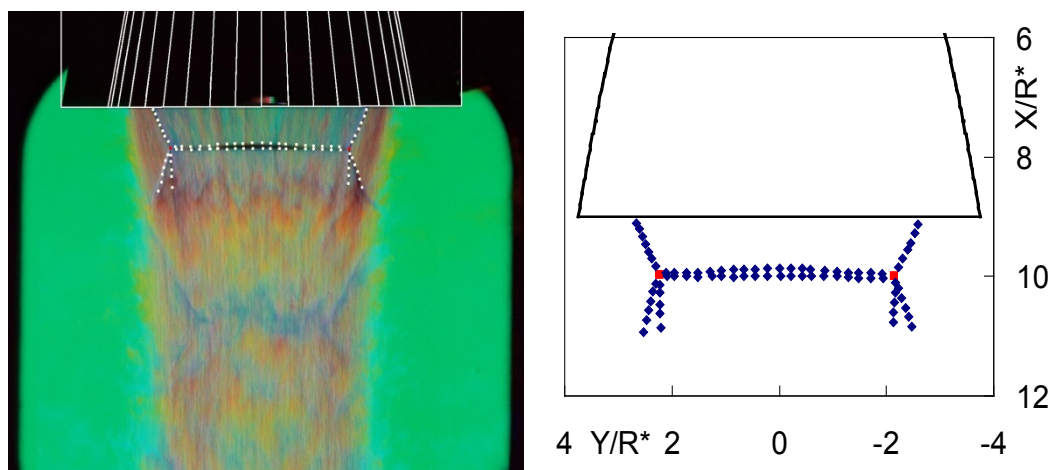


Abb. 3.14, $L/R^* = 9$, $NPR = 25,25$

3.7.2 Fäden

Fahrzeuge in Windkanälen werden oftmals an ihren Oberflächen mit Fäden ausgestattet, um die dortige Strömung zu visualisieren. Ähnlich kann man mit Düsenab-

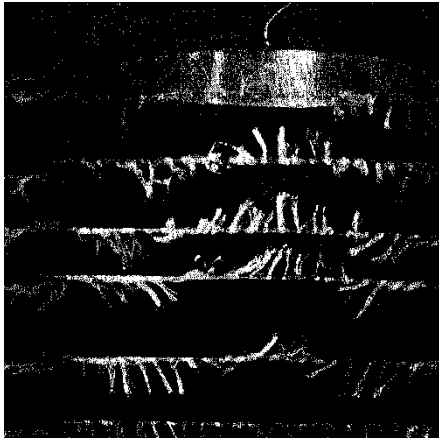


Abb. 3.15, Fäden im Abstrahl, aus [64]

strahlen verfahren. Ein Beispiel liefert Rao [63], der in den Abstrahl einer ED-Düse parallele Drähte spannte, an denen Fäden befestigt waren.

Ein modifizierter Aufbau wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit verwendet. Es wurde nur ein Draht benutzt, der jedoch im Abstand zum Düsenende verschiebbar war. Aufnahmen aus Testläufen mit identischem Druckprofil können so zu einem Gesamtbild überlagert werden.

3.7.3 Infrarotthermografie

Jeder Körper emittiert, abhängig von Material und Oberflächenbeschaffenheit, elektromagnetische Strahlung deren Intensität proportional zur Temperatur ist. Mit einem geeigneten Detektor kann folglich die Oberflächentemperatur eines beliebigen Körpers, bei Kenntnis der Emissionscharakteristik und der geometrischen Verhältnisse, berührungslos vermessen werden. Die Messung wird jedoch durch das Gasgemisch behindert, das sich zwischen Messobjekt und Messgerät befindet. Es absorbiert einen Teil der Wärmestrahlung wie zum Beispiel ein rauchgefülltes Volumen Licht absorbiert. Im vorliegenden Fall (Temperaturvermessung der Innenwand einer Raketendüse) ist der entscheidende Gemischanteil Wasserdampf: direkt in Form der überwiegend als Wasserdampf vorliegenden Heißgase oder indirekt als Luftfeuchtigkeit. Um radiometrische Messungen bei nur minimalen Verlusten durchzuführen können im mittleren Infrarotbereich zwei Fenster im Absorptionsspektrum des Wassers genutzt werden:

- Der Wellenlängenbereich 8-14 μm ist dabei besonders frei von Absorptionsverlusten, ausgenommen es liegt eine wirklich außergewöhnliche Menge an Wasser vor.
- Der Wellenlängenbereich 3-5 μm besitzt ein relativ hohes Transmissionsverhalten. Hochgenaue Messungen benötigen jedoch eine Kompensation, wenn die Messdistanz 1 m überschreitet.

Die Messungen wurden mit einer ‚Inframetrics 600‘-Kamera durchgeführt deren Scanner im Bereich 8-14 μm arbeitet. Die aus der Mode geratene Scanner-Technologie hat im Vergleich zu den weiter verbreiteten CCD-Sensoren einige Vorteile:

- Der hochempfindliche Quecksilber-Cadmium-Tellur-Sensor, gekühlt mit flüssigem Stickstoff, wird sechzig mal in der Sekunde an einem ebenfalls flüssigstickstoffgeköhlten schwarzen Strahler kalibriert. Der verlässliche Temperaturmessbereich liegt daher weit unterhalb der CCD-üblichen Grenze von ca. -20 °C.

- Alle Messpunkte werden mit demselben Sensor mittels eines in zwei Achsen beweglichen Spiegels erfasst. Die Quotienten der Messwerte sind daher korrekt und es kommt zu keinen Pixelausfällen.

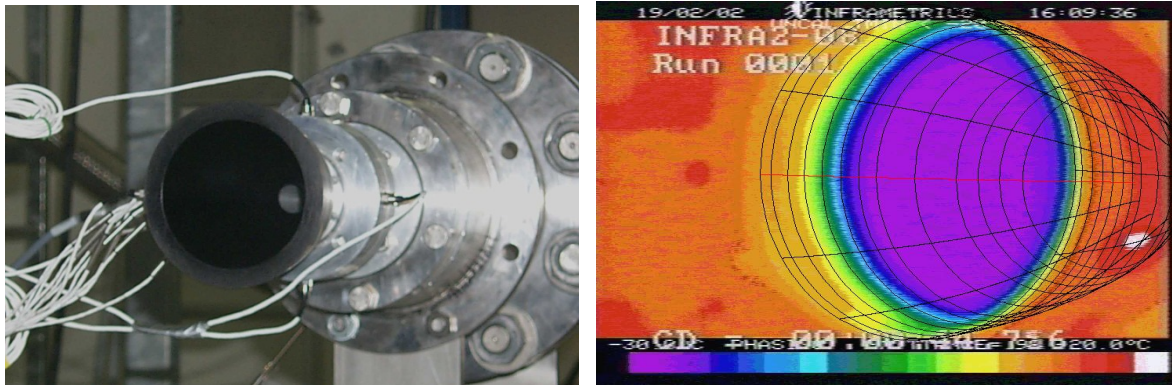


Abb. 3.16, Infrarotprüfling (links) und Infrarotaufnahme mit Konturgitter (rechts)

Von Vorteil ist es, wenn der Prüfling aus einem Material mit niedrigem Wärmeleitkoeffizienten besteht. Dies verringert den Einfluss der äußeren Wärmeverteilung auf die Temperatur der inneren Wand. Gute Erfahrungen wurden mit Plexiglasdüsen gemacht, die auf der Innenseite matt schwarz lackiert sind.

Die Untersuchung der Düseninnenwand zeigt zum einen die Abweichung von der erwarteten adiabaten Wandtemperatur und zum anderen das Wandtemperaturmaximum der fluktuierenden Ablösezone (Abb. 3.17).

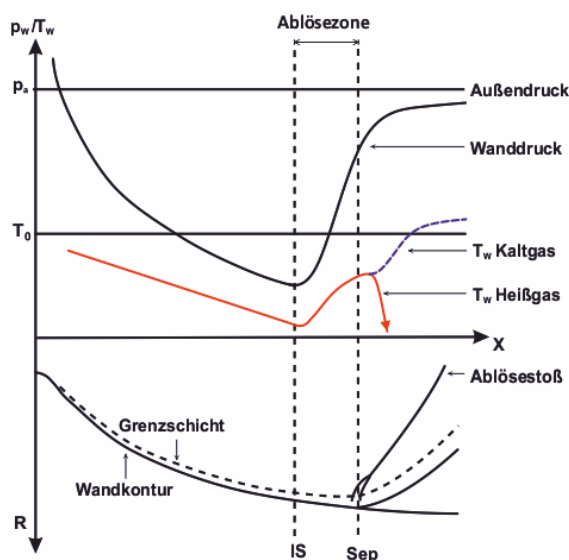


Abb. 3.17, Druck- und Temperaturverteilung einer abgelösten Strömung

Werden Düsen mit Kaltgas getestet, liegt die Außentemperatur meist über der Totaltemperatur des Kaltgases. Anstelle eines Maximums bildet sich daher im Wandtemperaturverlauf, im Bereich der Ablösung, ein Sattelpunkt aus (Abb. 3.17, gestrichelte blaue Linie).

Abb. 3.16 zeigt einen horizontal montierten Infrarotprüfling. Rechts daneben eine zugehörige Infrarotaufnahme mit überlagertem Konturgitter, bei einem stationären Druckverhältnis von $p_0/p_a = 36$. Die Farbskala von lila (243 K) über grün zu rot (293 K) entspricht dabei Wandtemperaturintervallen von je 2,77 K. Mit einer geeigneten Bildverarbeitung kann jedem

Farbwert eine Temperatur zugeordnet werden. Entlang der horizontalen (roten) Konturlinie werden die Temperaturmesswerte entnommen. Da die Linie mit der Lage der Druckmesspositionen übereinstimmt, kann ein Vergleich zwischen Wandtemperatur

und Wanddruck vorgenommen werden (Abb. 3.18). Die Wandtemperatur folgt im Bereich der Ablösung dem starken Gradient des Druckanstiegs. Der Sattelpunkt im Wandtemperaturverlauf liegt bei $X/R^* \sim 11,3$. Im Vergleich zur Wanddruckmessung liegt der Sattelpunkt, wie erwartet, stromab der physikalischen Ablösung. Deutlich wird dies durch die starke Varianz des Wanddrucks stromauf des Sattelpunkts, die der zuvor besprochenen Zone 2 zugeordnet werden kann. Der Anstieg der Wandtemperatur beginnt bereits stromauf der Ablösung.

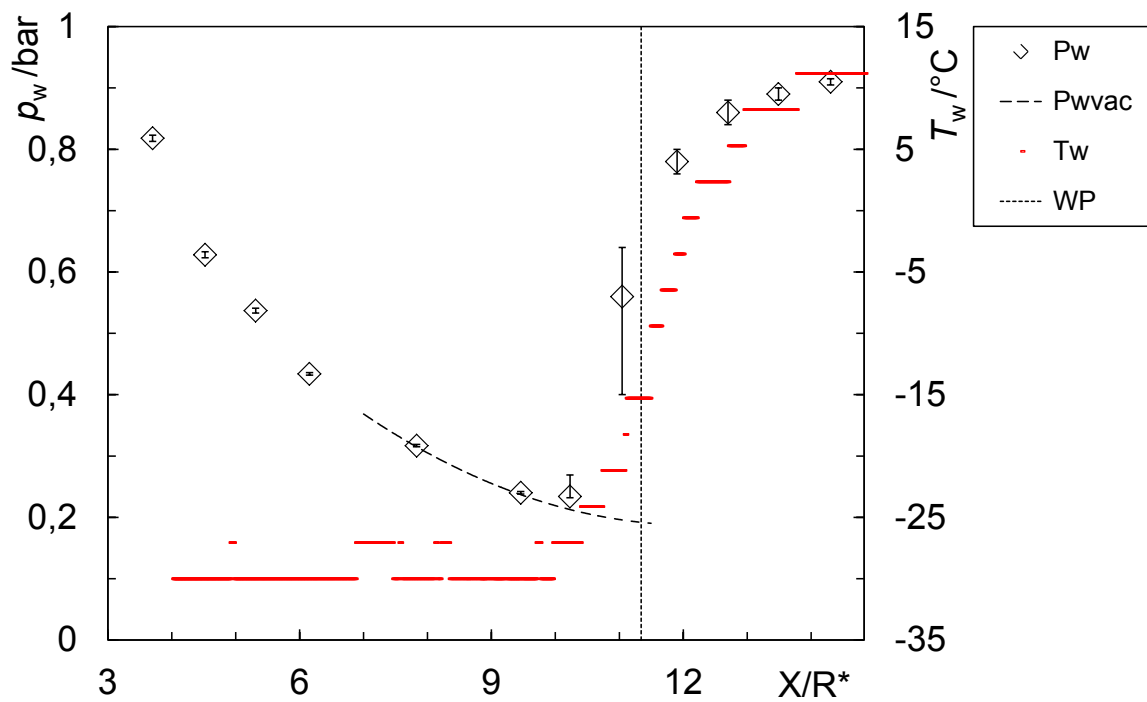


Abb. 3.18, Wanddruck und Wandtemperatur

3.7.4 Drucksensitive Farbe (PSP)

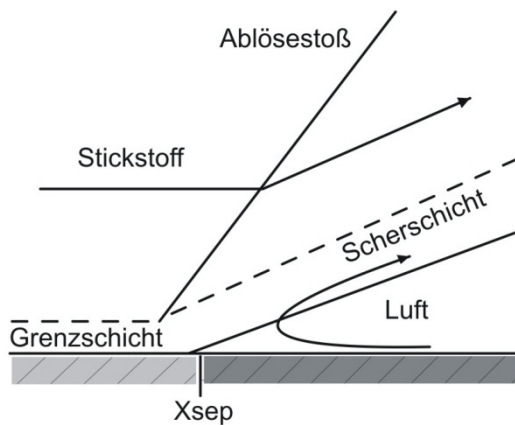


Abb. 3.19, Intensitätsänderung der PSP-Schicht

Der Methode der optischen Druckmessung PSP (Pressure Sensitive Paint) liegt das physikalische Verhalten der sogenannten Luminophoren zugrunde. Aktiviert durch Licht einer geeigneten Wellenlänge erreichen diese organischen Moleküle einen höheren energetischen Zustand. Nach einer kurzen Zeit verlassen sie diesen wieder und kehren in ihren Grundzustand zurück. Dabei wird energieärmeres Licht emittiert (Fluoreszenz). Eine Deaktivierung des angeregten Zustands kann ebenfalls durch Kollision mit geeigneten Molekülen erreicht werden (z.B. Sauerstoff). In solch einem

Fall reagieren die Luminophoren mit Phosphoreszenz - einem schwachen Nachleuchten.

Die eingesetzte „Lifetime Methode“ [98] wurde seit 1995, gemeinsam mit dem Aerodynamic Institute Moscow (TsAGI) [8], vom DLR Göttingen entwickelt.

Die PSP-Beschichtung reagiert mit Sauerstoff, nicht aber mit Stickstoff (Abb. 3.19). Die Region der anliegenden Stickstoffströmung erscheint hell, wohingegen sich die Region der sauerstoffreichen Rückströmung verdunkelt. Der Intensitätssprung markiert die Strömungsablösung der Grenzschicht, die in die Scherschicht übergeht (Abb. 3.20 rechts). Die gemessene Lichtintensität ist dabei umgekehrt proportional zum Partialdruck des Sauerstoffs. „Hell“ bedeutet Stickstoffströmung und „dunkel“ steht für sauerstoffreiche Außenluft.

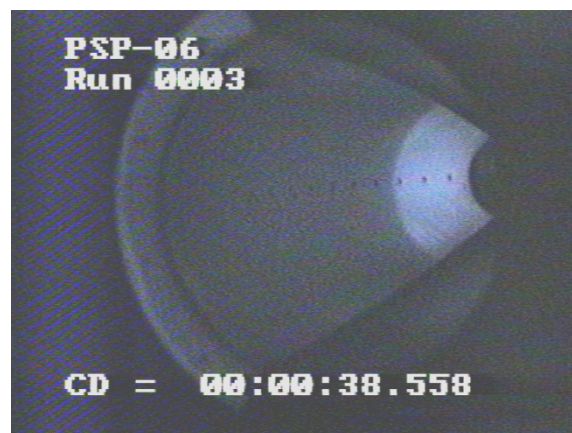
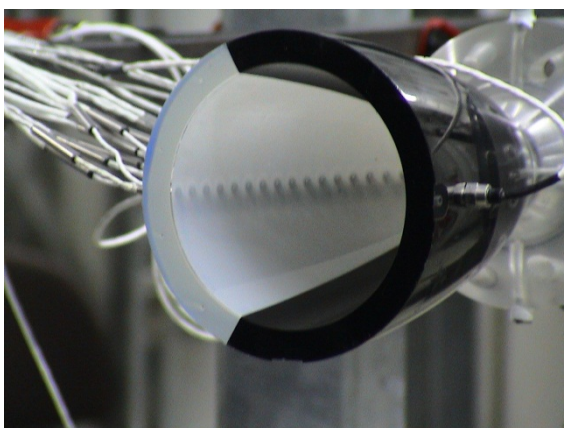


Abb. 3.20, PSP-Prüfling (links) und Versuchslauf (rechts)

Die Beschichtung der Düseninnenwand (Abb. 3.20 links), der Aufbau der Messapparatur, Testdurchführung und Signalkonvertierung wurden in Zusammenarbeit mit dem DLR Göttingen durchgeführt. Bedingt durch die sehr geringfügige Leuchtkraft der PSP-Schicht musste die Lichtmessung über 4 Sekunden aufsummiert werden. Es war nötig den Prüfstand absolut zu verdunkeln und ein mäanderndes Abstrahlleitsystem zu entwickeln, das keinen Einfall von Tageslicht zuließ.

Das PSP-Signal kann ebenfalls mit den zugehörigen Wanddruckmessungen überlagert werden (Abb. 3.21). Die sehr auffälligen Spitzen im PSP-Messsignal werden durch die kein Licht emittierenden Bohrungen der Druckmesspositionen verursacht. Stromauf der physikalischen Strömungsablösung verläuft das PSP-Messsignal nahezu linear, steigt mit starkem Gradient im Bereich der Ablösung an und folgt konsequent dem Wanddruckprofil im abgelösten Bereich.

Vor Testbeginn war nicht geklärt, ob Sauerstoff im Unterschallbereich der Grenzschicht, über die physikalische Ablösung hinaus, stromauf diffundieren kann. Um den PSP-Intensitätsverlauf dahingehend richtig zu interpretieren muss er den Wanddrucksignalen, nach der zuvor beschriebenen Interpretationsmethode, gegenüber gestellt werden.

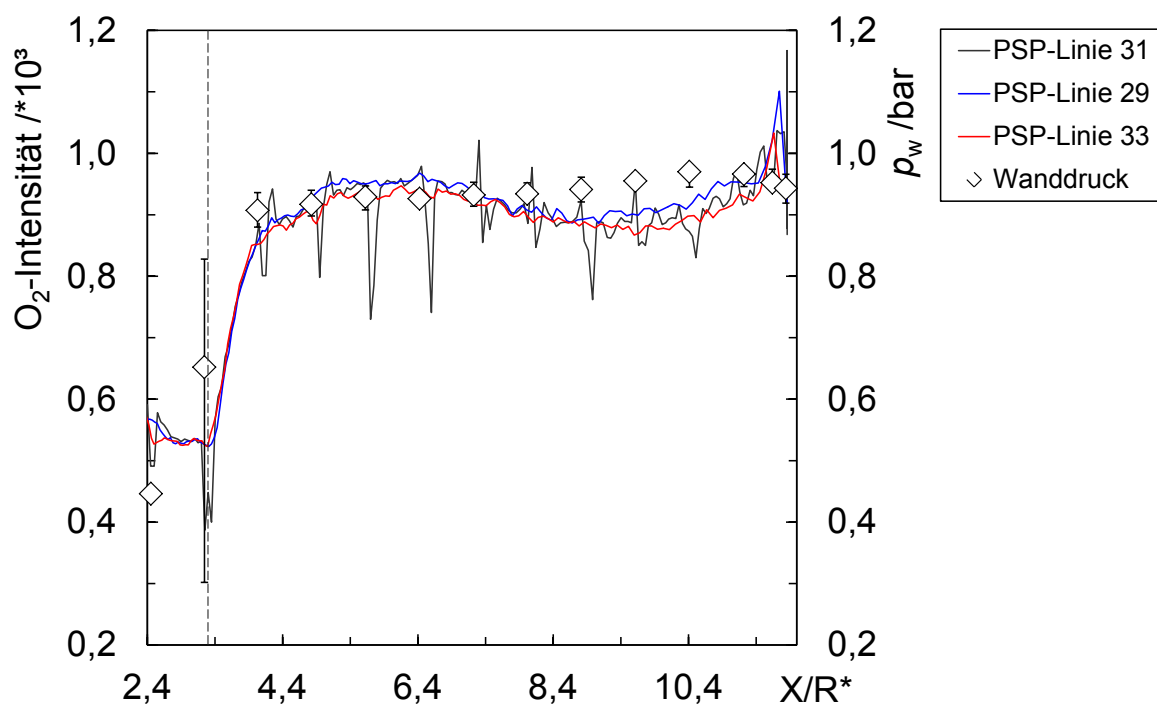


Abb. 3.21, PSP-Messsignal mit überlagertem Wanddruck ($NPR = 11,77$)

Abb. 3.21 gibt ein über 4 s aufsummiertes PSP-Messsignal im Vergleich zu den zeitgleichen Wanddruckmessungen wieder.

Drucksensor D ($X/R^* = 3,245$) zeigt starke Fluktuationen, die sich zwischen dem erwarteten Vakuumwanddruck und dem Plateaudruck bewegen.

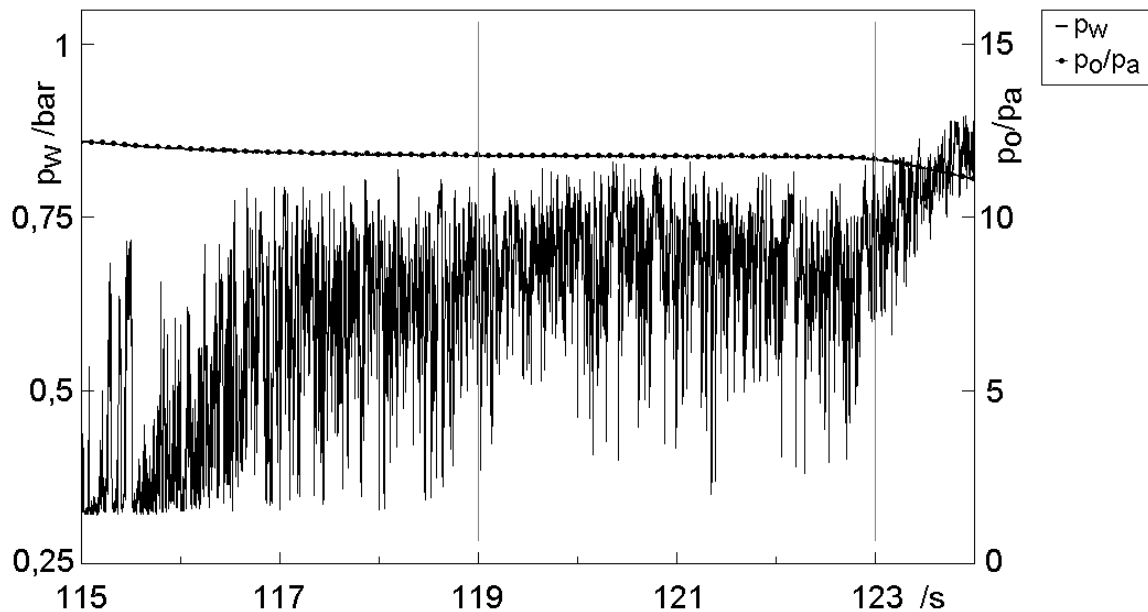


Abb. 3.22, Wanddruck Sensor D

Der zeitliche Verlauf der Druckmessung an Position D (Abb. 3.22) verdeutlicht, dass nur zu Beginn der Summation (Intervall von $t = 115-119$ s) kurzzeitig Druckspitzen den Druckverlauf unterbrechen. Zu Beginn liegt die stromauf gewandte Grenze der Ablösezone über Sensorposition D. In folge des leicht fallenden Druckverhältnisses bewegt sich die Ablösezone stromauf und liegt nun komplett über der Sensorposition.

Messposition D gerät erst nach weiteren 4 s in den Bereich der stark fluktuierenden Rückströmung ($t = 123$ s). Während der Summationsphase der PSP-Messung liegt Sensor D dauerhaft innerhalb der Ablösezone und zeigt dabei nur vereinzelt den Beginn der Ablösung an (Peaks auf Vakuumniveau).

Abb. 3.21 beinhaltet drei PSP-Signale von nebeneinanderliegenden, axialen Konturlinien. Linie 31 verläuft direkt über den Druckmesspositionen, mit den erwähnten Messsignalspitzen, wohingegen die Linien 29 und 33 um $\pm 4^\circ$ radial versetzt sind und keine Messspitzen aufweisen. Der Vergleich von PSP-Signalen und Wanddruckmessungen verdeutlicht, dass die PSP-Signale ihren linearen Verlauf stromab der Sensorposition D verlassen. Die Argumentation führt zu folgendem Schlüssen:

- Mit der Ablösezone fluktuert auch ihr Beginn, der sich durch den Wanddruckanstieg auszeichnet. Der Intensitätswechsel der PSP-Messung markiert also die untere, stromab liegende Position der fluktuierenden beginnenden Ablösung.
- Damit ist auch gezeigt, dass über den Unterschallanteil der Grenzschicht Sauerstoff in die Ablösezone eindringt.

Abb. 3.21 zeigt weiterhin, dass das PSP-Messsignal dem Druckanstieg innerhalb der Ablösung mit einem starken konstanten Gradienten folgt. Der Übergang, zu einem deutlich schwächeren Gradienten markiert die Position des Plateaudrucks p_p .

3.7.5 Backflow Frosting

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde die Methode des Backflow Frosting (BFF) entwickelt und patentiert [81]. Sie beschreibt einen neuen Weg die Strömungsablösung zu visualisieren und basiert auf dem Verhalten von nahezu gesättigter Luft an ihrem Taupunkt. Abb. 3.23 illustriert einen typischen Versuchsaufbau.

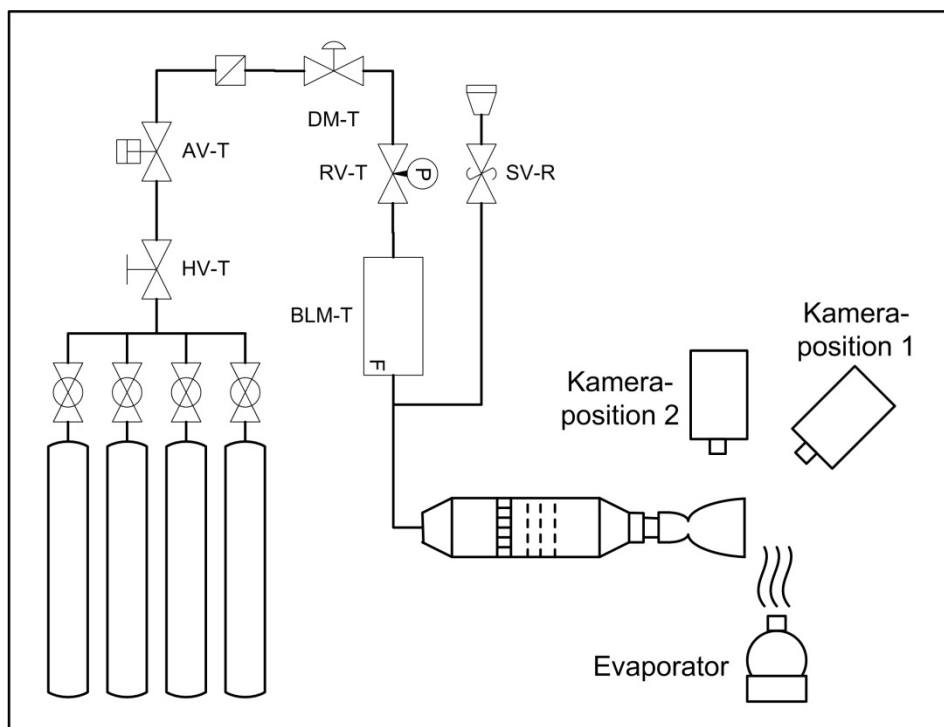


Abb. 3.23, BFF-Versuchsaufbau

Hochdruckflaschen unter Außenbedingungen stellen ein trockenes Gas unter hohem Druck, z.B. Stickstoff, zur Verfügung. Ein Druckminderer und ein Regelventil entspannen das Gas und versorgen eine Düse mit einem Totaldruck p_0 . Dabei verringert sich die Temperatur des Gases T_0 in den Hochdruckflaschen durch den nahezu adiabaten Druckabfall. Mit einem geeigneten Leitungssystem kann der Wärmeeintrag auf den Gasstrom gering gehalten werden, und die Totaltemperatur der Düsenströmung bleibt immer unter der Außentemperatur. Die Düse entspannt das Gas weiter, und die lokalen Zustände von Druck p_x und Temperatur T_x fallen stark ab. In der Grenzschicht erreicht die Gastemperatur an der Düsenwand T_w etwa 94-96 % der Totaltemperatur T_0 . Da die Totaltemperatur des Gases unterhalb der Außentemperatur liegt, kühlt die Gasströmung die Düsenwand. Wählt man ein Düsenmaterial mit niedriger Wärmeleitfähigkeit, z. B. Plexiglas, wird der tangentielle Wärmestrom ent-

lang der Düseninnenwand die Temperaturverteilung über die physikalische Strömungsablösung hinaus dominieren.

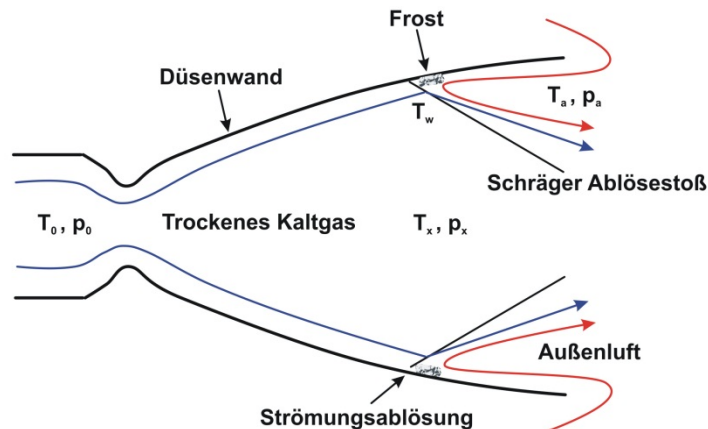


Abb. 3.24, BFF-Prinzip

Der abgelöste überexpandierte Düsenabstrahl saugt Luft in den verbleibenden Endteil der Düse (Abb. 3.24). Die so erzeugte Rückströmung der Außenluft beschleunigt durch den sich verengenden Restquerschnitt entlang der inneren Düsenwand, wodurch ihre Temperatur und ihr Druck fallen. Bevor sie umgelenkt wird und zusammen mit der abgelösten Grenzschicht die Scherschicht ausbildet, passiert die nahezu gesättigte Luft die gekühlte Wand stromab der Ablösung. Die Luft erreicht ihren Sättigungspunkt. Ist die Düsenwand genügend gekühlt, schlägt sich der überschüssige Wasserdampf direkt als Frost (Eis 2) an der Düseninnenwand nieder und zeigt so die Ablösung an. Der Prozess der Frostbildung kann durch einen Evaporator unterstützt werden, der bei zu geringer Luftfeuchte die Rückströmung aufsättigt. Dies kann jedoch bei zu massivem Dampfeintrag zu einer bereits gesättigten Außenluft führen. An der Ablösestelle bildet sich dann eine feste Eislinie (Eis 1) aus, die die Strömungsablösung beeinflusst.

Wird nun der Totaldruck p_0 des Kaltgases erhöht verlagert sich die Ablösung weiter zum Ende der Düse hin und die Frostzone gelangt in den Bereich der anliegenden Strömung. Da trockenes Kaltgas als Medium verwendet wird, sublimiert der Frost und die vorher angezeigte Ablöselinie löst sich auf, ohne die Strömung zu beeinflussen. Eine neue Frostlinie bildet sich stromab der Ablösung aus.

Um die Methode zu evaluieren, muss auch BFF, wie PSP, mit Wanddrucksignalen verglichen werden. Dabei hilft eine den Aufnahmen überlagerte Düsenkontur.

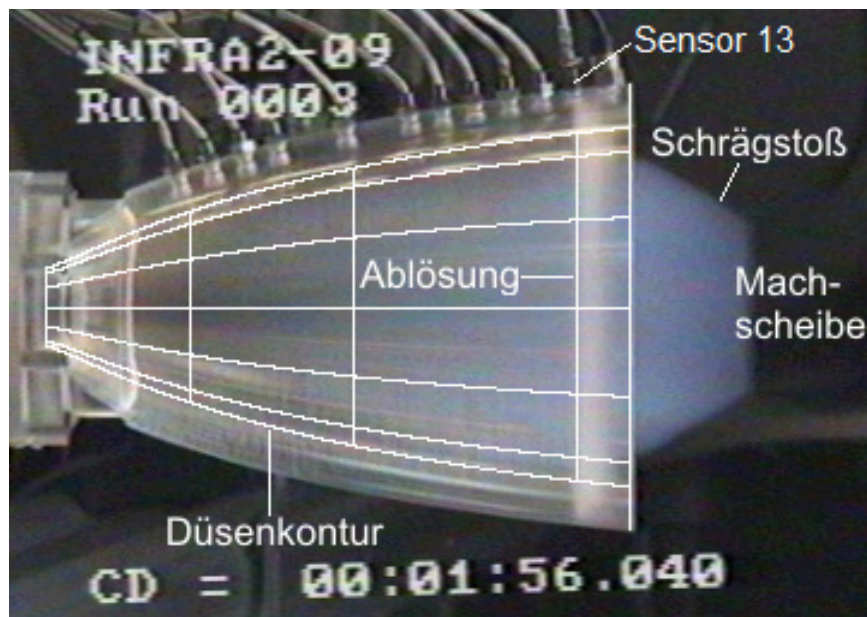


Abb. 3.25, Transparente Düse mit überlagerter Düsenkontur

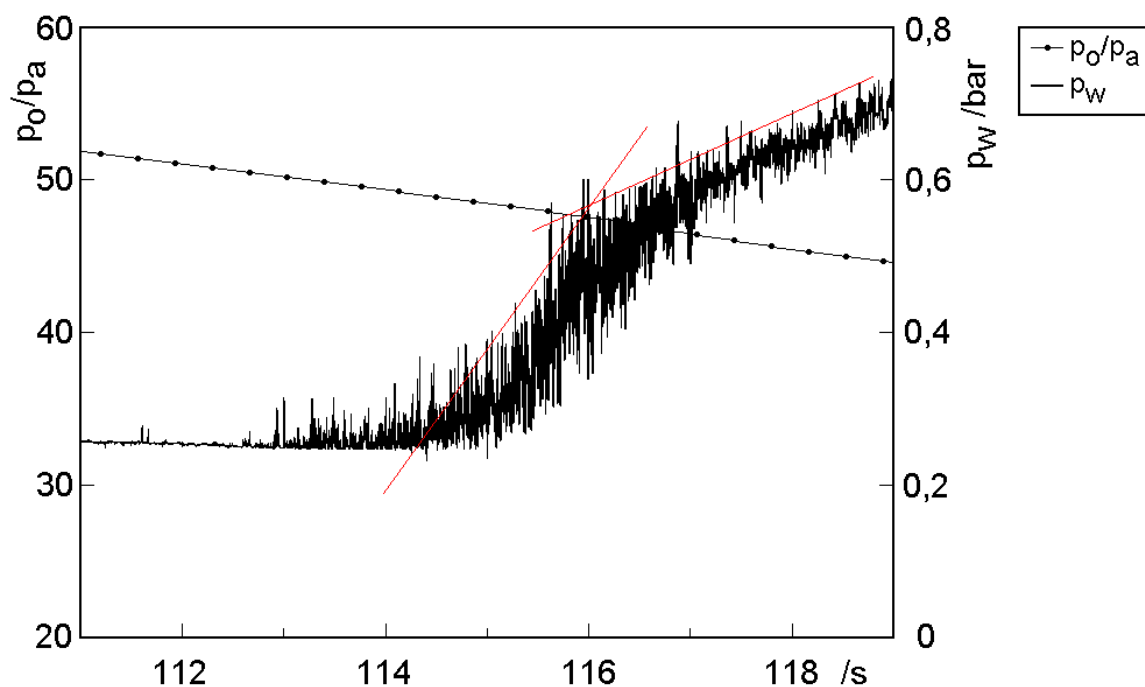


Abb. 3.26, Zugehöriges Wanddrucksignal der Sensorposition 13

In Abb. 3.25 erreicht die Frostfront Sensorposition 13. Das zugehörige Wanddrucksignal zeigt den Übergang von Ablösezone zur stark fluktuierenden Rückströmung an (Abb. 3.26). BFF bestimmt also die stromab liegende Position der fluktuierenden physikalischen Ablösung.

Bei der senkrecht zur Achse durchgeführten Untersuchung einer transparenten Düse muss die Auswertung sorgsam vorgenommen werden. Die Düsenwand bricht das Licht zweimal und die Ablöselinie der gegenüberliegenden Innenwand kann irrtümlich als verfrühte Ablösung interpretiert werden. Abb. 3.25 zeigt weiterhin eine spezielle BFF-Variante. Wird die Totaltemperatur des Stickstoffs sorgsam gewählt, kann eine leichte Stickstoffkondensation im Kern der Strömung erzielt werden. Eine ultraviolette Lichtquelle und verdunkelte Raumbedingungen verstärken die Visualisierung der Strömungsablösung, des Schrägstoßes, der Machscheibe sowie des abgelenkten Abstrahls.

3.7.6 Temperatursensitive Farbe

Im Rahmen der Arbeit wurde eine Düseninnenwand mit einer thermochromen Farbe beschichtet. Thermochromie ist eine in der organischen Chemie häufig vorkommende Eigenschaft von Stoffen. Voraussetzung ist ein durch Temperaturänderung hervorgerufener struktureller Phasenübergang, wodurch sich die Orbitale der Licht emittierenden Elektronen ändern und diese ihre Schwingungsfrequenz anpassen. Dieser Vorgang ist überwiegend reversibel; es gibt jedoch auch irreversible Thermochromie.

Thermographic Measurements Co. Ltd (TMC) beschreitet mit seinen „ChromaZone“-Pigmenten einen anderen Weg. Das Pigment besteht aus Mikrokapseln, die ein Lösungsmittel beinhalten, in dem eine organische Säure und ein farbgebender Stoff gebunden sind (Abb. 3.27). Liegt die Temperatur unterhalb der Schmelztemperatur des Lösungsmittels sind die Komponenten im Kontakt und tauschen Elektronen aus, die für die Lichtemission (Farbe) verantwortlich sind. Bei einem Überschreiten der Schmelztemperatur, hier $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$, wird das Lösungsmittel flüssig, der Kontakt der Komponenten wird unterbrochen und die Mikrokapsel geht in einen farblosen Zustand über. Mit wieder sinkender Temperatur kehrt die Farbe zurück.

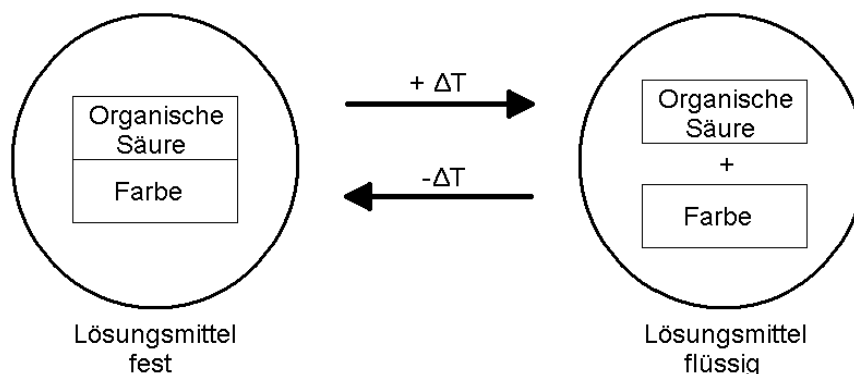


Abb. 3.27, Prinzip der „ChromaZone“-Mikrokapseln

Der sichtbare Übergang zur Farblosigkeit erfolgt nicht schlagartig, sondern über einen Temperaturbereich von $\sim 5\text{ }^{\circ}\text{C}$ (Abb. 3.28). Der Vorgang der Wiederannahme von Farbe zeigt eine Hysteresespanne, bei deutlich niedrigerer Temperatur.

Der Vorteil der Pigmente liegt zum einen in der relativ gesundheitsunschädlichen Anwendung der Mikrokapseln und zum anderen in der Modellierung der Übergangstemperatur durch Modifikation des Lösungsmittels.

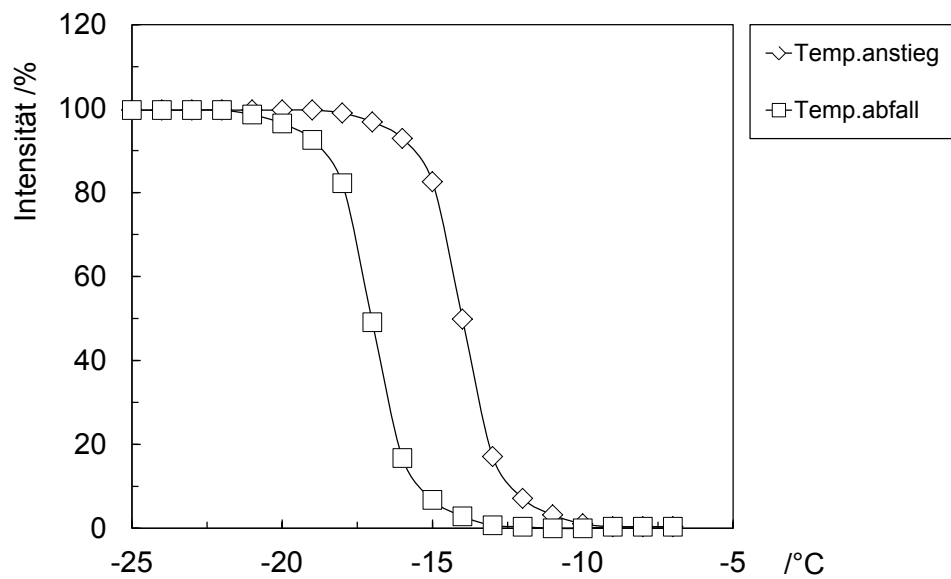


Abb. 3.28, Intensitätswechsel der „ChromaZone“-Pigmente mit Hysteresespanne

4 Experimentelle Ergebnisse

4.1 Experimentelle Untersuchung der schuboptimierten Parabeldüse

Die europäischen Triebwerke Vulcain und Vulcain 2 haben eine schuboptimierte Parabeldüse (TOP). Grundlegende Einsichten in das Verhalten dieser Düse, ob nun Modell oder nicht, können direkt in die Anwendung übernommen werden.

Aufgrund ihrer Konturform generiert eine TOP-Düse einen inneren Stoß. Er entsteht nahe des Düsenhalses, am Übergang zur schräg liegenden Parabelkontur und endet im Tripelpunkt, wo er von der senkrechten Machscheibe zum Reflektierten Stoß umgelenkt wird. Der Reflektierte Stoß kreuzt den von der Düsenwand einfallenden schrägen Ablösestoß. Nicht selten bildet sich sogar zwischen Tripelstoß und Ablösestoß eine zweite ringförmige Machscheibe aus (Abb. 2.5). Machscheibe und Reflektierter Stoß bilden ein kappenförmiges Stoßmuster - den sogenannten Kappenstoß (Cap Shock Pattern).

Eine aus Plexiglas gefertigten TOP-Düse wurde mit mehreren Methoden sowohl in der geöffneten Höhenkammer als auch auf der horizontalen Schubbockposition untersucht.

4.1.1 Wanddruckwerte

Abhängig von der Position des Reflektierten Stoßes zum Ablösestoß ändert sich die Impulsbilanz der Strömung, die stromab der Stöße aufeinander trifft. Verlagert sie sich zugunsten des Reflektierten Stoßes wird die zuvor abgelöste Strömung wieder zur Wand umgelenkt, legt wieder an und bildet einen Wiederanlegestoß aus. Als deutlicher Hinweis auf Wiederanlegung wird in der Literatur ein Wanddruckverlauf gewertet, dessen Druckwerte oberhalb des Umgebungsdrucks liegen [52,22,25].

Abb. 4.1 zeigt exemplarisch Wanddruckverläufe der TOP-Düse bei positiven Totaldruckgradienten ($dp_0/dt > 0$, Start-Up). Die mit dem Umgebungsdruck p_a normierten Wanddrücke p_w sind über der, mit dem Halsradius R^* normierten, axialen Position X der zugehörigen Sensorposition aufgetragen. Dargestellt sind Wanddruckverläufe ausgewählter Druckverhältnisse p_0/p_a .

Die Düse entspannt das Gas und der Druck entlang der Düsenwand sinkt, bis der Impuls der Grenzschicht nicht mehr den Impuls der eindringenden Umgebungsluft überwiegt. Am Ort des Impulsgleichgewichts löst die Grenzschicht ab, wird umgelenkt, bildet dabei einen schrägen Stoß aus und geht in die freie Scherschicht über. Der starke Druckanstieg im Wanddruckverlauf gibt den Bereich der Strömungsablösung wieder. Der niedrigste Wanddruck zeigt den Beginn der Ablösung an.

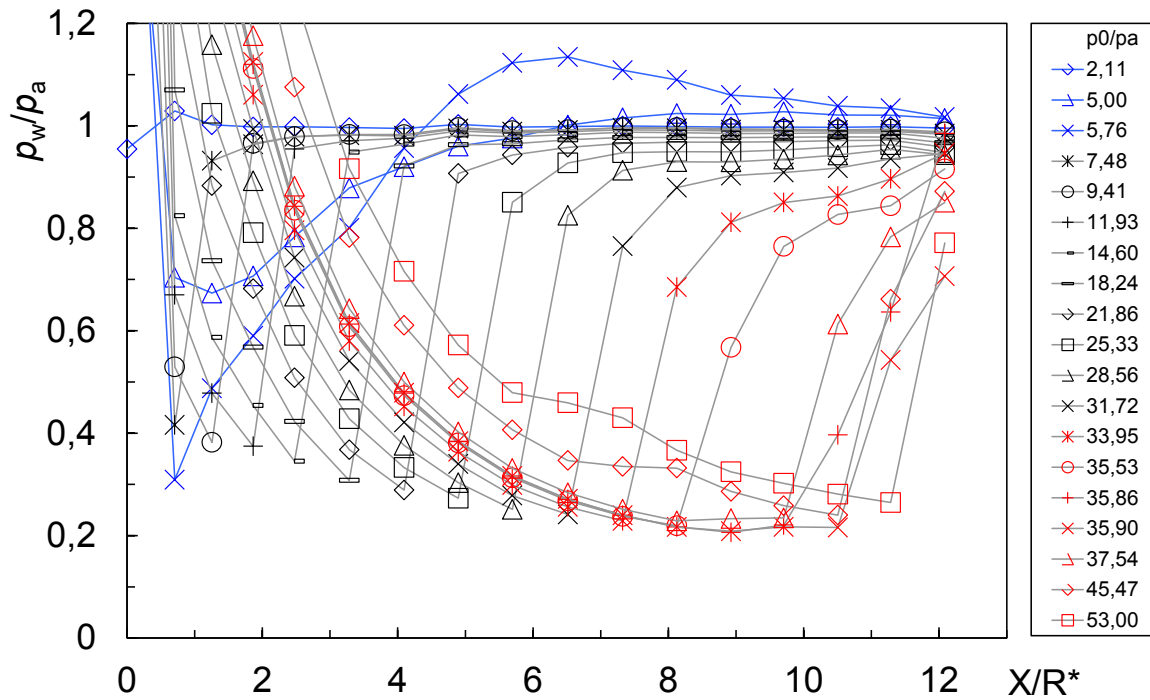


Abb. 4.1, Wanddruckverlauf der TOP-Düse ($dp_0/dt > 0$)

Die Wanddruckverläufe deuten auf keine Wiederanlegung hin, denn sie zeigen stromab der Ablösung keine Werte, die oberhalb des Umgebungsdrucks liegen. Lediglich im Bereich niedriger Druckverhältnisse, zwischen $p_0/p_a = 5-6$, weisen die Wanddrücke auf eine wiederangelegte Strömung hin. Es fehlen jedoch die erwarteten ausgeprägten Druckspitzen.

Auffällig ist das Verhalten der Wanddrücke oberhalb $p_0/p_a = 35$. Ab der Sensorposition $X/R^* = 6,5$ ist eine deutlich verminderte Entspannung des Gases erkennbar, die scheinbar sogar zum Stillstand kommen kann ($p_0/p_a = 45,47$). Hierbei handelt es sich um das Eintreffen eines Kondensationsstoßes.

Im Kern der Strömung kommt es, beginnend auf der Symmetrielinie, bei hohen Machzahlen zur Kondensation des Stickstoffes. Der stellenweise Phasenübergang und die Tröpfchenbildung verzögern die Entspannung des Gases. Die Kondensationsstörung breitet sich entlang einer Machlinie kegelförmig in Richtung der Düsenwand aus. Abhängig von der Totaltemperatur des Gases verschiebt sich der Kegel dieser Kondensationsfront stromab oder stromauf, trifft unter Umständen die Düsenwand und verzögert dort die Entspannung des Gases.

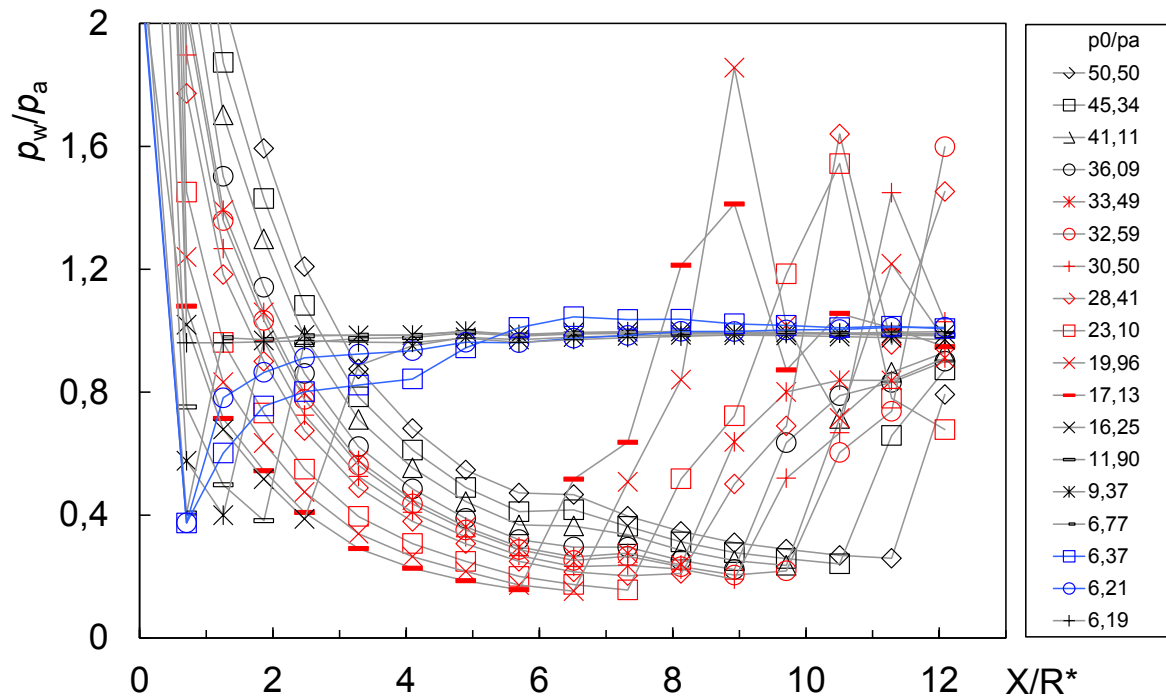


Abb. 4.2, Wanddruckverlauf der TOP-Düse ($dp_0/dt < 0$)

Abb. 4.2 enthält Wanddruckverläufe, die zum Ende des Testlaufs, bei negativen Totaldruckgradienten (Shut-Down) gemessen wurden. Im Gegensatz zum Start-Up treten hier deutlich Druckspitzen hervor, die einen eintreffenden Stoß markieren. Eine zweite Wanddruckspitze lässt einen weiteren Stoß vermuten.

Auch beim Shut-Down kommt es im niedrigen Bereich des Druckverhältnisses p_0/p_a zu Wanddruckverläufen, die eine wiederangelegte Strömung anzeigen.

Deutlicher tritt das Verhalten der TOP-Düse zutage, wenn die Lage der Ablöseposition als Funktion des Druckverhältnisses p_0/p_a dargestellt wird.

Wird die Strömung zur Wand hin umgelenkt und legt sich wieder an, saugt die freie Scherschicht das entstehende geschlossene Ablösegebiet bis zu einem stationären Gleichgewicht leer. Infolgedessen verlagert sich die vormalige Ablöseposition stromab. Ein stabiler torusförmiger Wirbel bildet sich über die Düsenwand aus.

Abb. 4.3 zeigt die gemittelten Ablösepositionen X_{sep} der gesamten Versuchsreihe, normiert mit dem Düsenhalsradius R^* , als Funktion des Druckverhältnisses p_0/p_a . Die Position der beginnenden Strömungsbilösung wurde mit der in Kapitel 3.5 beschriebenen Methode aus den Wanddruckdaten gewonnen, wobei die erstmalige Abweichung vom Vakuumwanddruckprofil den Beginn der Ablösung anzeigt.

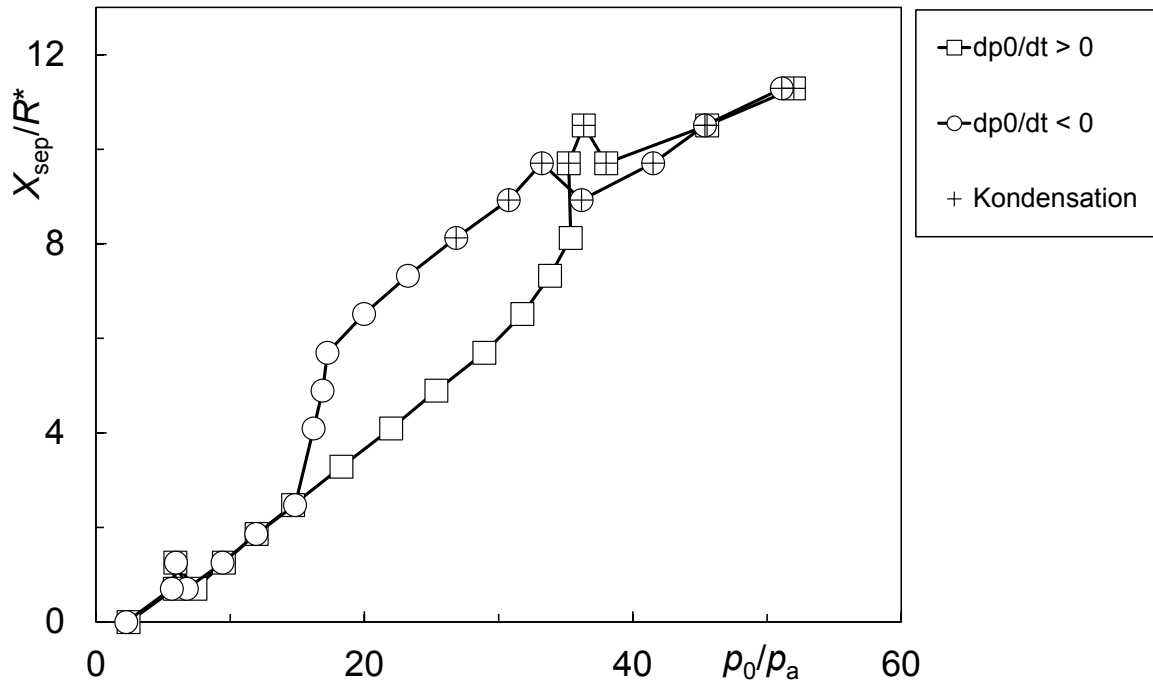


Abb. 4.3, Gemittelte Ablösepositionen der TOP-Düse

Mit steigendem Totaldruck p_0 verlagert sich der Ablösepunkt stromab, in Richtung Düsenende (Quadrate). Zu erkennen ist ein zunächst linearer Zusammenhang zwischen Ablöseposition und Druckverhältnis. Ab einem Druckverhältnis von $p_0/p_a \sim 35$ verlagert sich der Ablösepunkt kurzzeitig stromab, was, im Gegensatz zu den Wanddruckprofilen, eindeutig eine wiederangelegte Strömung markiert. Die Wiederanlegung endet mit dem Druckverhältnis $p_0/p_a \sim 38$ und eine Freistrahlablösung liegt vor.

Bei sinkendem Totaldruck (Kreise) legt sich die Strömung unterhalb eines Druckverhältnisses von $p_0/p_a \sim 36$ wieder an. Der Zustand der wiederangelegten Strömung bleibt bis $p_0/p_a \sim 16,2$ stabil. Danach liegt wieder eine Freistrahlablösung vor, die mit einer sprunghaften Stromaufverlagerung der Ablösung einhergeht.

Die Transition zur wiederangelegten Strömung findet bei positivem wie auch negativem Totaldruckgradienten bei vergleichbaren Druckverhältnissen $p_0/p_a \sim 35-36$ statt. Außerhalb des RSS-Bereichs zeigt die TOP-Düse, unabhängig vom Totaldruckgradienten, übereinstimmende Freistrahlablösepositionen. Ein Hystereseverhalten, wie von Frey [23] berichtet, liegt nicht vor.

Deutlich tritt in Abb. 4.3 die Strömungswiederanlegung im unteren Bereich des Druckverhältnisses hervor ($p_0/p_a \sim 6$). Es kommt auch hier zu einer sichtbaren Verlagerung der Ablöseposition, wenn auch weniger ausgeprägt.

Die kondensationsbeeinflussten Ablösepositionen werden mit Kreuzen hervorgehoben. Die Kondensation tritt jedoch bereits im Kernbereich der Strömung auf, bevor sie sich, wie erwähnt, als verringerte Entspannung im Wanddruckverlauf äußern kann. Dabei müssen zwei Möglichkeiten unterschieden werden: Reicht ihr Einfluss

nur bis zum von der Machscheibe reflektierten Stoß, verändert sie die für die Wiederanlegung der Strömung entscheidende Impulsbilanz zuungunsten des Reflektierten Stoßes und verzögert so die Wiederanlegung. Beeinflusst sie sowohl Reflektierten als auch Schrägstoß kompensieren sich die Impulsänderungen und die Strömungswiederanlegung bleibt weitgehend unbeeinflusst. Das leicht verzögerte Einsetzen der Transition zu RSS während des Start-Up ist also eine Folge der Kondensation.

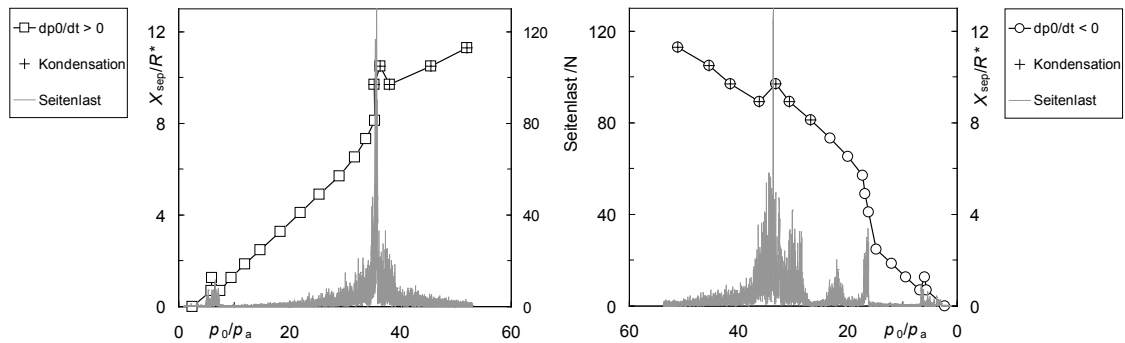


Abb. 4.4, Ablöseposition und zugehörige Seitenlast

Sowohl die Transition von FSS zu RSS als auch deren Retransition stellt einen asymmetrischen Vorgang dar und induziert aufgrund der nicht gleichförmig verteilten Wanddrücke eine Seitenlast.

Abb. 4.4 teilt die zuvor diskutierten Ablösepositionen entsprechend des Totaldruckgradienten in zwei separate Grafiken auf und stellt ihnen die zugehörige Seitenlast gegenüber. Die Seitenlast wurde mit dem in Kapitel 3.6 beschriebenen Kompaktbiegerohr ermittelt und zeigt die äquivalente, am Düsenende ansetzende Querkraft.

Deutlich zeigt sich, dass der asymmetrisch einsetzende Sprung der Ablöseposition die dominante Seitenlast verursacht. Dahingegen verursacht die Strömungswiederanlegung im niedrigen Druckverhältnisbereich eine weitaus geringere Last.

Abb. 4.4 links zeigt die Seitenlastspitze der kurzzeitigen Wiederanlegung ($p_0/p_a = 35 \rightarrow 36$), gefolgt von den weniger ausgeprägten Seitenkräften der anschließenden Retransition ($p_0/p_a = 37 \rightarrow 38$). Diese Zweiteilung tritt beispielsweise in den Messungen von Verma [101] oder Frey [23], die gleichartige TOP-Düsen getestet haben, deutlicher hervor. Beide benutzten jedoch das herkömmliche Biegerohr.

Abb. 4.4 rechts zeigt innerhalb des RSS-Bereichs deutlich vier unabhängige Lastspitzen. Die erste Lastspitze im Bereich $p_0/p_a = 36 \rightarrow 32$ kann ohne Zweifel der Strömungswiederanlegung zugeordnet werden. Die zweite Lastspitze ($p_0/p_a = 30 \rightarrow 27$) wird durch die zusammenlaufenden Kompressionswellen des zweimalig reflektierten Stoßes verursacht (2RSt in Abb. 2.8), die mit sinkendem Totaldruck das Düsenende treffen und dann stromauf wandern. In der Infrarotaufnahme Abb. 4.8 ($p_0/p_a = 22,4$) tritt deren Spur deutlich als eine zweite ringförmige Struktur zu Tage (Bereich 4).

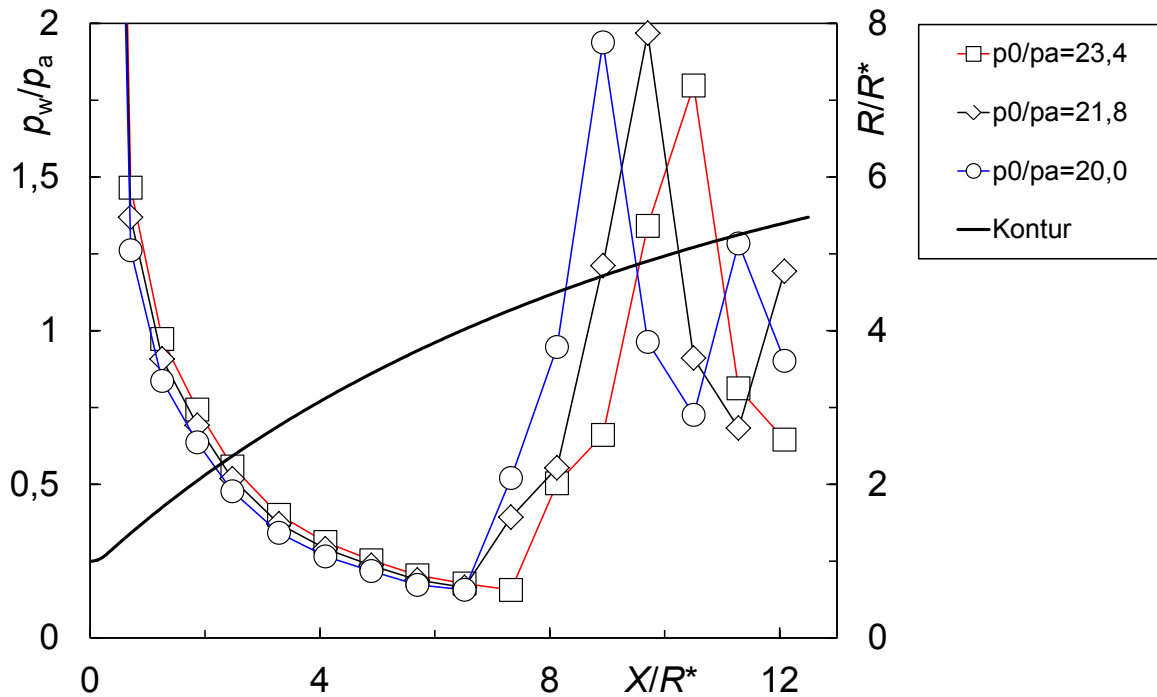


Abb. 4.5, Wanddruckverteilung während der dritten prominenten Seitenlastspitze

Um $p_0/p_a \sim 22$ zeigt sich eine dritte, geringer ausgeprägte, Lastspitze. Abb. 4.5 zeigt die zugehörige Wanddruckverteilung zu Beginn, während und zum Ende dieser Lastspitze. Zur besseren Orientierung wurde der Grafik die Konturlinie der Düse hinzugefügt. Zu Beginn ($p_0/p_a = 23,4$) zeigt der Wanddruckverlauf nur eine Druckspitze, verursacht durch den eintreffenden zweimalig reflektierten Stoß, mit anschließender Entspannung des Gases.

Gelegentlich wird diese Druckspitze in Literaturgrafiken [z. B. 25, 17] mit dem Wiederanlegestoß in Verbindung gebracht. Mit den hier präsentierten Druckwerten und Infrarotaufnahmen (Abb. 4.8) kann dies aber ausgeschlossen werden. Die Experimente zeigen deutlich, dass eine Wanddruckspitze mit Werten oberhalb der Umgebungsbedingung nicht zwingend notwendig ist, um auf eine wiederangelegte Strömung zurückzuschließen.

Auf dem Höhepunkt der Lastspitze ($p_0/p_a = 21,8$) prägt sich am Ende der Düse eine weitere Druckspitze aus. Ein konkreter Hinweis auf eine weitere Kompression, die auf die Düsenwand trifft. Zum Ende des Lastbereichs ($p_0/p_a = 20$) zeichnen sich deutlich zwei ausgeprägte Druckspitzen ab, die jeweils von wesentlich niedrigeren Wanddrücken eingerahmt sind.

Die dritte Seitenlastspitze wird auch von Verma [101] erwähnt bzw. findet sich in den Messungen von Frey [25], ohne dass erklärend darauf eingegangen wird. Äquivalente Wanddruckmessungen findet man in den Untersuchungen der GSTP-Düse von Mattsson [47] und Östlund [56].

Weder die zugehörigen Wanddruckprofile noch das Überwachungsvideo zeigen Hinweise auf Kondensation. Kondensationseffekte können also ausgeschlossen werden. Es kann sich nur um den Einfluss des Wiederanlegestoßes handeln, der als Entspannung von der Entropietrennlinie (Slip Line) und der Wand reflektiert wird, bevor er, abermals an der Entropietrennlinie zur Kompression reflektiert, die Düsenwand trifft. Dabei trifft er wohl nicht als ausgeprägter Stoß, sondern als Verdichtungsgebiet auf, da sein Einfluss nicht zu einer ausgeprägten Ringstruktur im Infrarotbild führt, wie es für den eintreffenden zweifach reflektierten Stoß der Fall ist. Die Infrarotbilder zeigen aber einen Bereich mit Temperaturanstieg bis zum Düsenende. Auffallend ist, dass die Seitenkräfte nicht nur durch das auftreffende Verdichtungsgebiet, sondern auch durch gleichzeitige starke Schwankungen der ersten Druckspitze verursacht werden.

Die vierte Seitenlastspitze markiert die Retransition von RSS zu FSS.

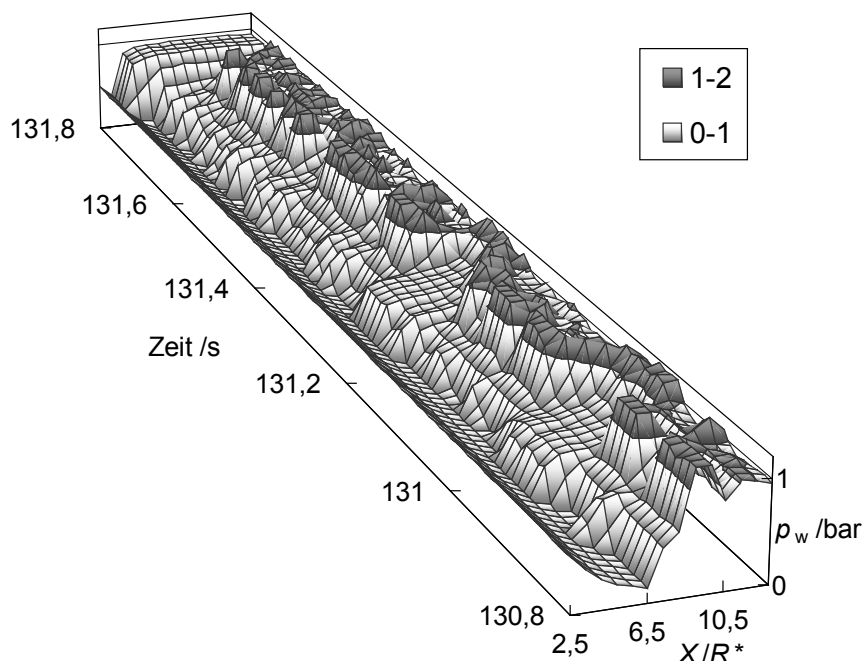


Abb. 4.6, Retransition RSS→FSS, 3,75 Hz-Schwingung

Abb. 4.6 zeigt den zeitlichen Verlauf der Retransition als Wasserfalldiagramm. Dargestellt ist der Wanddruckverlauf. Der besseren Aufsicht wegen ist der zeitliche Verlauf von vorne nach hinten aufgetragen. Druckwerte, die oberhalb der Umgebungsbedingung liegen, sind dunkel hervorgehoben. Es wird deutlich, dass die Retransition nicht schlagartig erfolgt, sondern in einem schwingenden Prozess eine gewisse Zeitdauer beansprucht. Die Frequenz dieser Schwingung, die sich natürlich auch den Seitenkräften aufprägt, liegt mit 3,75 Hz im sehr niedrigen Bereich. Dies zeigt deutlich, dass die Cut-Off-Frequenz von 160 Hz des verwendeten kompakten Biegerohrs ausreichend zur Messung von Seitenkräften ist, die durch eine wiederangelegte Strömungen verursacht werden.

Die maximal gemessene Querkraft am Ende der Düse beträgt 130 N. Das entspricht 5% des Vakuumschubs der Düse bei einem Totaldruck von $p_0 = 50$ bar; wobei der Austrittsdruck 0,19 bar beträgt.

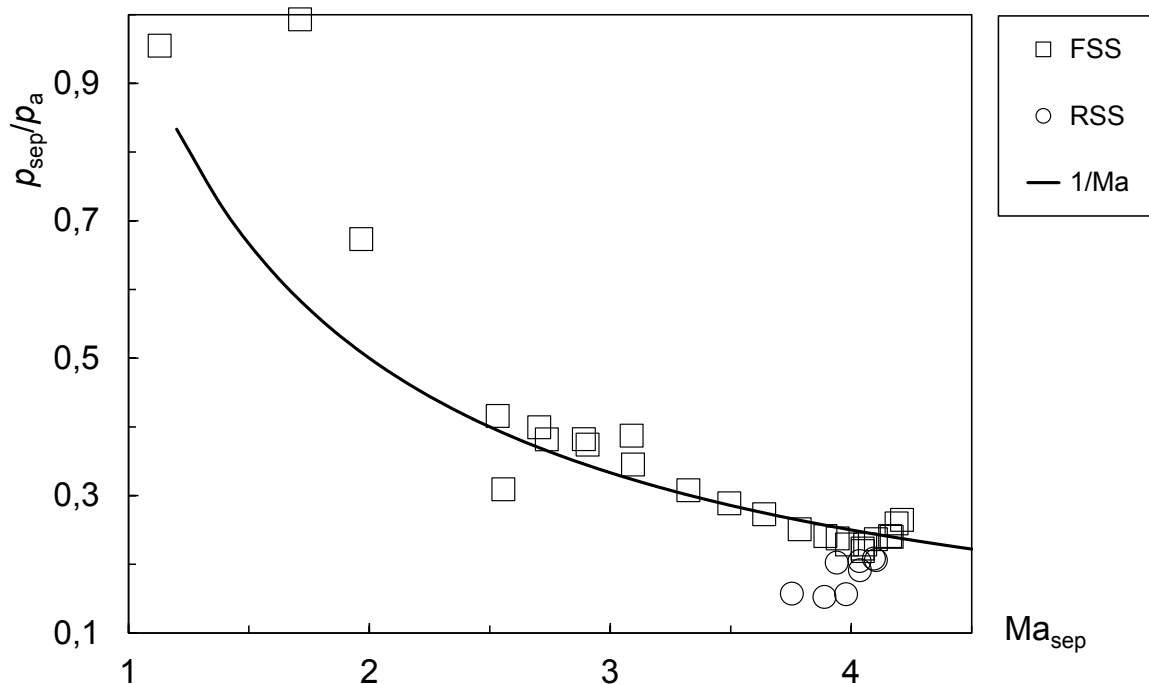


Abb. 4.7, Ablösedruck der TOP-Düse als Funktion der Wandmachzahl

Abb. 4.7 zeigt die am häufigsten in der Literatur verwendete Darstellung des Ablöseverhaltens einer Düse. Der niedrigste Wanddruck p_{sep}/p_a (beginnende Ablösung), normiert mit dem Umgebungsdruck, wird als Funktion der Wandmachzahl Ma_{sep} zugeordnet.

Deutlich wird der vorherrschende Trend der Freistrahlablösung (FSS) durch die Werte der wiederangelegten Strömung (RSS) unterschritten. Dies liegt jedoch am normierenden Außendruck, der als Gegendruck im eingeschlossenen Rückstromgebiet so nicht vorliegt. Unterhalb einer Wandmachzahl von $\sim 2,5$ liegt eine große Streuung der Messwerte vor. Dieser Machzahlbereich repräsentiert die Ablösung bei einem niedrigen Druckverhältnis.

4.1.2 Untersuchung der wandnahen Strömung mittels Thermografie

Freys [23] Schlierenaufnahmen der TOP-Düsenabstrahle zeigen eine Scherschicht, die von ausgeprägten Verwirbelungen überlagert ist. Eine mögliche Ursache könnte die Ausbildung von Görtlerwirbeln sein, die durch die konvexe Krümmung der sich wiederanlegenden Scherschicht induziert werden.

Als geeignete Methode, um die räumliche Verteilung der RSS-Strömung entlang der Düsenwand zu untersuchen, wurde die Infrarotthermografie identifiziert.

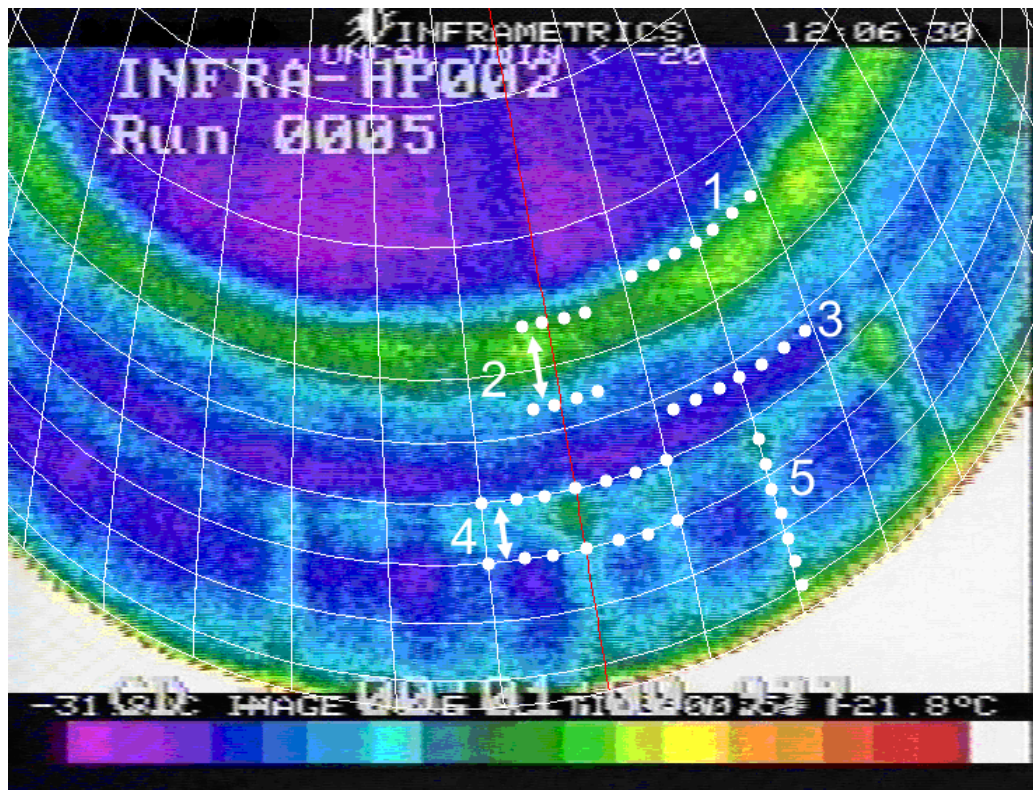


Abb. 4.8, Infrarotaufnahme, $p_0/p_a = 22,4$, RSS während Shut-Down

Abb. 4.8 zeigt das Strömungsmuster bei $p_0/p_a = 22,4$. Der Aufnahme wurde ein Gitter der Düsenkontur überlagert. Es besteht aus radial versetzten Konturlinien (Abstand 10°) und Kreisschnitten, die die Position der Drucksensoren verdeutlichen. Die Farbskala von lila (241 K) über grün zu rot (295 K) entspricht Intervallen von Wandtemperaturen. Der Übergang von lila zu hellblau markiert die beginnende Ablösung (1). Ein grüner Ring zeigt das geschlossene Ablösegebiet an (2). Das Ablösegebiet geht mit einem hellblauen Bereich zur abgeschlossenen Wiederanlegung über (3, lila). Das Auftreffen des zweifach reflektierten Stoßes wird durch einen weiteren, schwächer ausgeprägten hellblauen Ring markiert (4). Ihm folgen die Spuren längs der Wand entlang verlaufender Wirbel (5), deren Verlängerung in den Schlierenaufnahmen Freys [23] deutlich zutage treten. Stabile Längswirbel innerhalb einer TOP-Düse konnten bis zu diesen Aufnahmen noch nicht gezeigt werden.

Auf den ersten Blick scheinen sich die Wirbel stromab des eintreffenden zweifach reflektierten Stoßes zu bilden. Verlängert man jedoch die Achse des stark ausgeprägten Wirbels im Zentrum des Bildes zum Düsenhals hin (rote Konturlinie) fällt eine durchgehende Temperaturerhöhung auf.

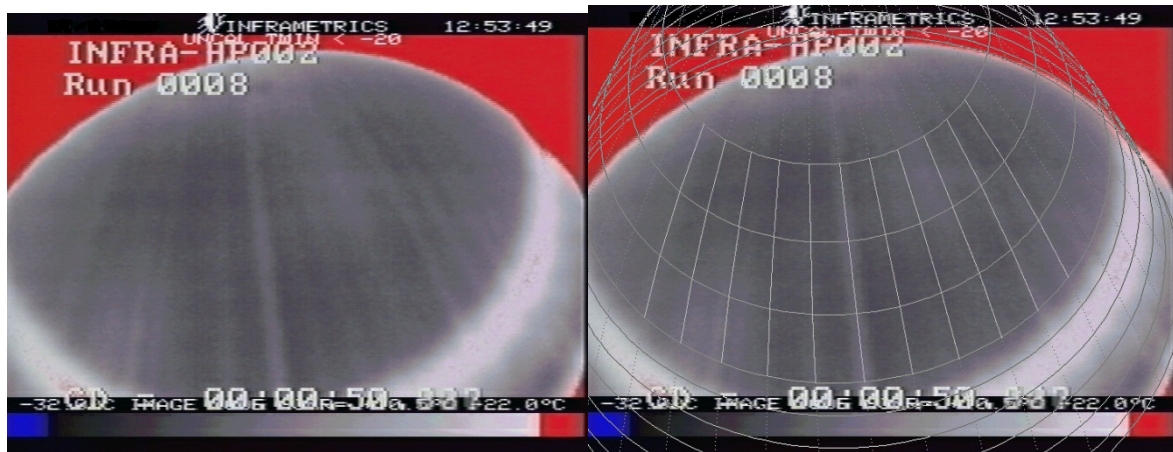


Abb. 4.9, Wirbelursprung stromab des Halses

Der halsnahe Bereich, stromauf der eigentlichen Wiederanlegung wurde daher mit einer verfeinerten Temperaturabstufung (241-251 K) untersucht, die zur besseren Kenntlichkeit in Grautönen dargestellt wird. Deutlich treten in Abb. 4.9 links Wirbelpaare hervor, deren radiale Umfangsverteilung ebenfalls 10° beträgt (überlagertes Gitter, rechts). Der Ursprung der in den Schlierenbildern auftretenden Verwirbelungen liegt also stromauf der Strömungsablösung.

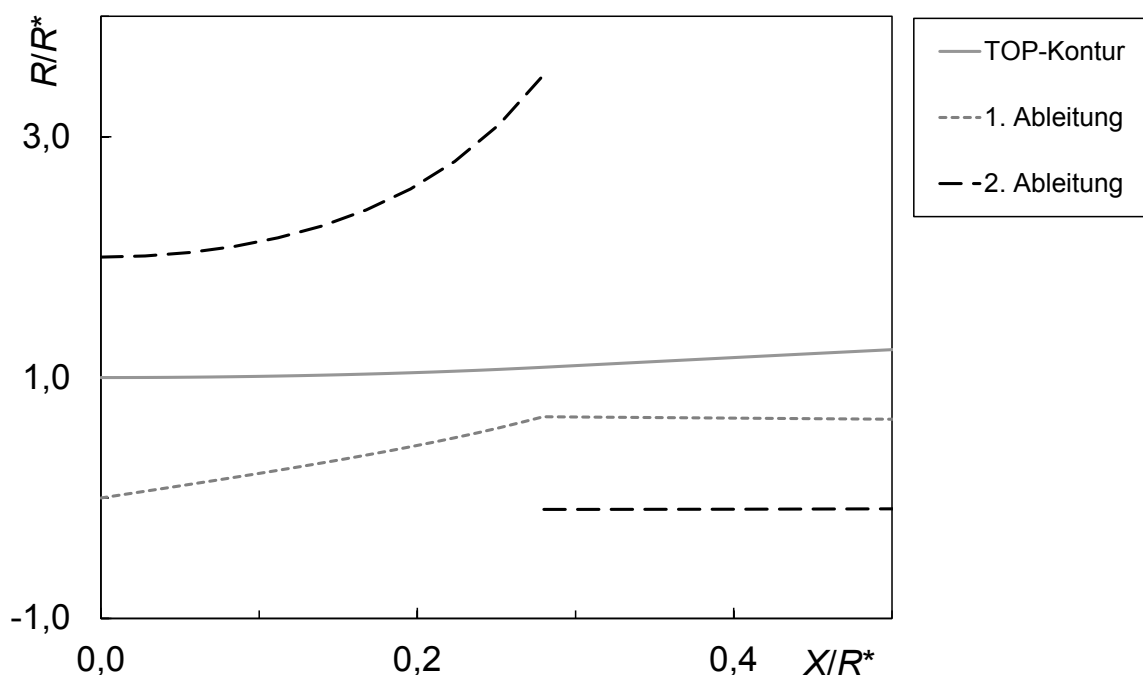


Abb. 4.10, Unstetigkeit im Konturverlauf der TOP-Düse

Aufgrund der baulichen Gegebenheiten innerhalb der Höhenkammer war es nicht möglich, den Halsbereich genauer aufzulösen. In Verbindung mit den später diskutierten experimentellen Ergebnissen ist es sehr wahrscheinlich, dass es sich hierbei um Wirbel handelt, die im Bereich der Unstetigkeit in der zweiten Ableitung des

Konturverlaufs, kurz stromab des Halses, induziert werden (Abb. 4.10). Die Wirbel waren im gegebenen Testaufbau in ihrer Lage und Anzahl unabhängig vom Druckprofil beliebig reproduzierbar. Sie wurden zuvor noch nie nachgewiesen.

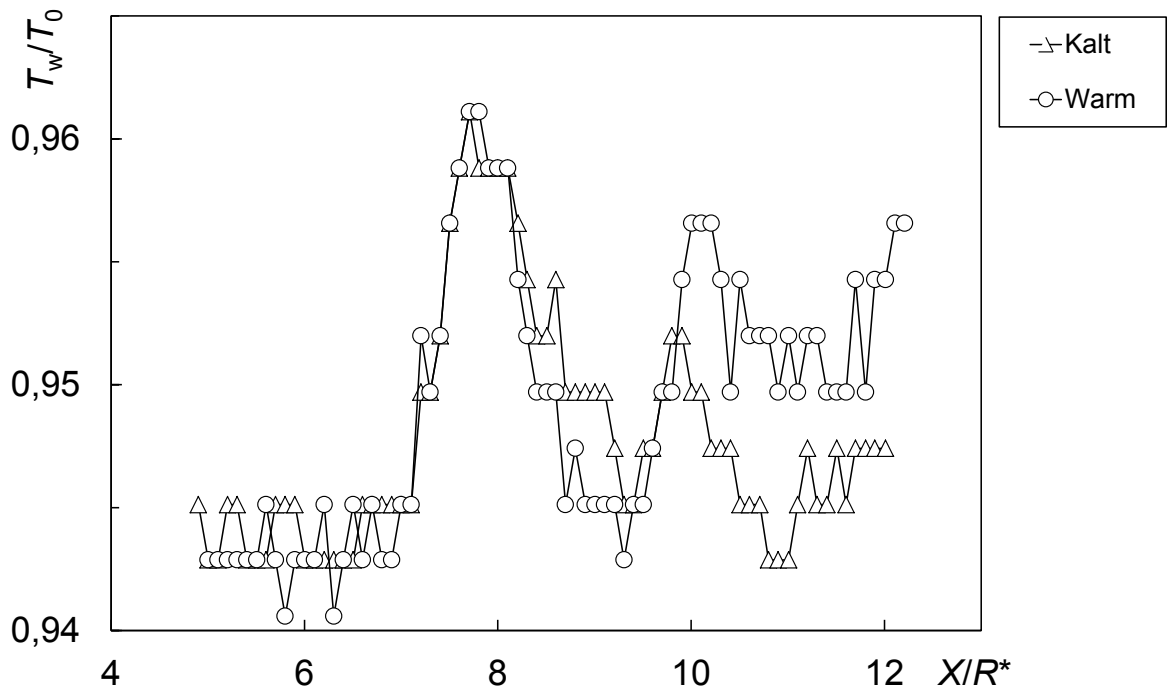


Abb. 4.11, Temperaturverteilung um Wirbellinie

Abb. 4.11 verdeutlicht den Einfluss der Wirbel auf die Wandtemperatur. Die mit der Totaltemperatur normierten Wandtemperaturen sind über den Verlauf der Kontur aufgetragen. Dabei entspricht der Verlauf „Warm“ der roten Konturlinie aus Abb. 4.8. Der Verlauf „Kalt“ liegt dazu 5 ° radial in Umfangsrichtung versetzt. Interessant ist nicht nur der Temperaturunterschied in Umfangsrichtung, sondern auch der Verlauf in axialer Richtung. Die Intensität des Wärmetransports der Wirbel vom Kernstrahl zur Wand ändert sich stromab der Wiederanlegung ($X/R^* = 10$). Offenbar hat der einfallende zweifach reflektierte Stoß einen starken Einfluss auf den Längswirbel. Es treten Wandtemperaturunterschiede bis zu 1 % der Totaltemperatur auf. Vor der Strömungsablösung bleiben die Temperaturunterschiede auf 0,33 % T_0 begrenzt. Im Fall eines Heißgastriebwerks kann die Erhöhung der Wandtemperatur um 1 % der Totaltemperatur bereits das Versagen der Integrität bedeuten.

4.1.3 Strömungswiederanlegung im niedrigen Druckbereich

Bei niedrigen Druckverhältnissen $p_0/p_a < 10$ tritt ein kurzzeitiger Sprung der Ablöseposition auf (Abb. 4.3). Diese Verlagerung geht mit Seitenlasten einher (Abb. 4.4). Seitenlastspitzen in diesem Bereich sind aus Grafiken mehrerer Veröffentlichungen bekannt [25, 56, 95, 101, 66]. Sie werden nur selten erwähnt, aber ihre Ursache nie diskutiert. Die bereits festgestellten Zusammenhänge lassen den Schluss zu, dass

die Ursache auch hier eine wiederangelegte Strömung ist, obwohl das herrschende Druckverhältnis weit unterhalb des für RSS typischen Bereichs liegt.

Die Infrarotthermografie bietet eine Möglichkeit das Phänomen eingehend zu untersuchen.

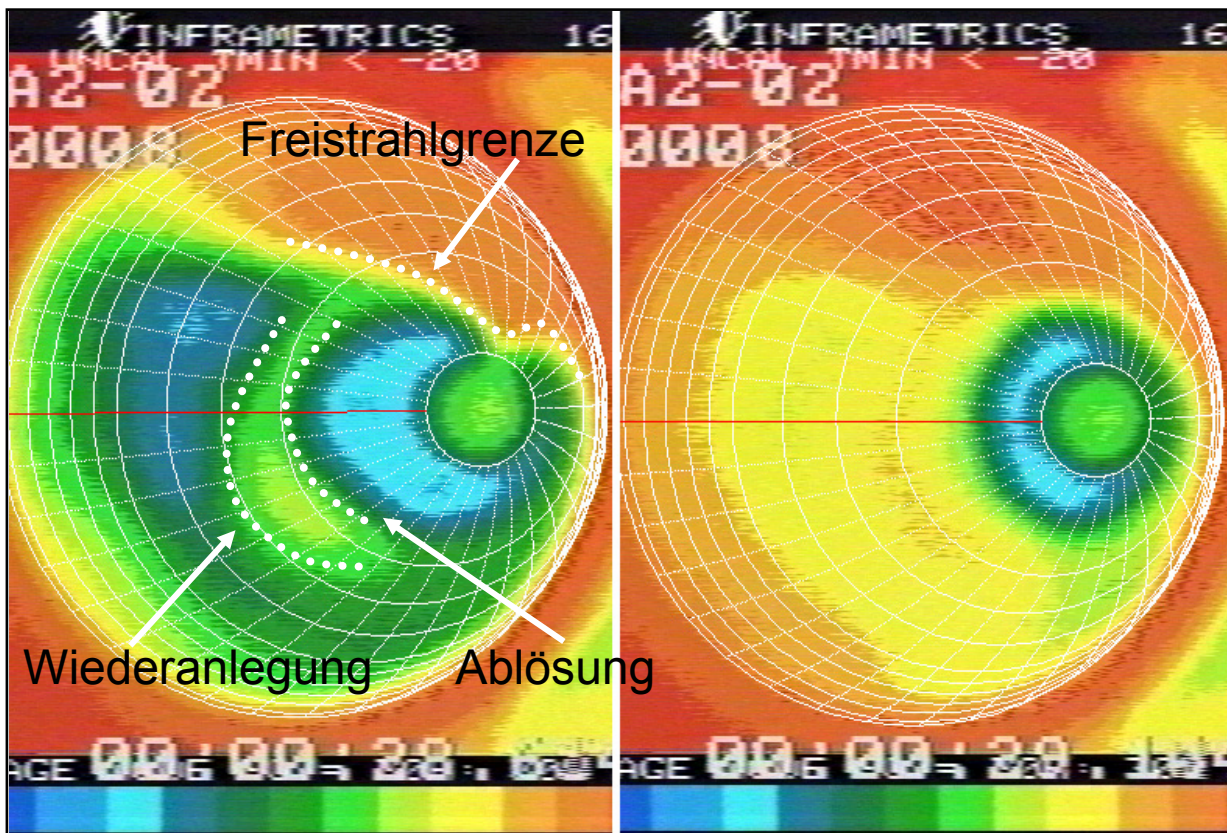


Abb. 4.12, Wiederangelegte Strömung, $p_0/p_a = 8,7$ (links) und $p_0/p_a = 9$ (rechts)

Die Infrarotaufnahme in Abb. 4.12 links zeigt die Strömung bei $p_0/p_a = 8,7$ während des Start-Up. Blickrichtung ist von schräg hinten in die TOP-Düse hinein. Die Aufnahme ist mit dem Konturgitter überlagert. Die Wandtemperatur wird durch eine Farbpalette repräsentiert, die mit steigender Temperatur von blau zu rot übergeht. Folgt man der roten Konturlinie vom Düsenhals zur Düsenlippe, ist zunächst die kalte, anliegende Strömung zu erkennen (blau). Der folgende grüne Bereich markiert mit einem Anstieg der Wandtemperatur eine Strömungsablösung. Die folgende Wiederanlegung führt zu fallenden Temperaturen (wiederum blau). In der Mitte des Bildes liegt ein hellgrüner Bereich vor, der eine eingeschlossene Ablöseblase anzeigt. Im oberen Bereich des Bildes geht die Farbskala über ein gelbes Band in orange über. Dort liegt eine Freistrahlablösung vor, die Wandtemperatur wird von der eingesaugten Umgebungsluft bestimmt.

Es kann gezeigt werden: Die Seitenkräfte im niedrigen Bereich des Druckverhältnisses werden von einer partiell wiederangelegten Strömung verursacht. Bei Erhöhung des Druckverhältnisses löst sich die Wiederanlegung auf (rechtes Bild, $p_0/p_a = 9$). Die hier dargestellte Wiederanlegung begann bei $p_0/p_a = 6,2$.

Die partiell wiederangelegte Strömung ist instabil und „wandert“ radial. Abb. 4.13 gibt davon einen Eindruck. Gezeigt ist die Bewegung der partiellen Wiederanlegung während des Shut-Down desselben Versuchs; im Druckbereich von $p_0/p_a = 6,5 \rightarrow 4,7$.

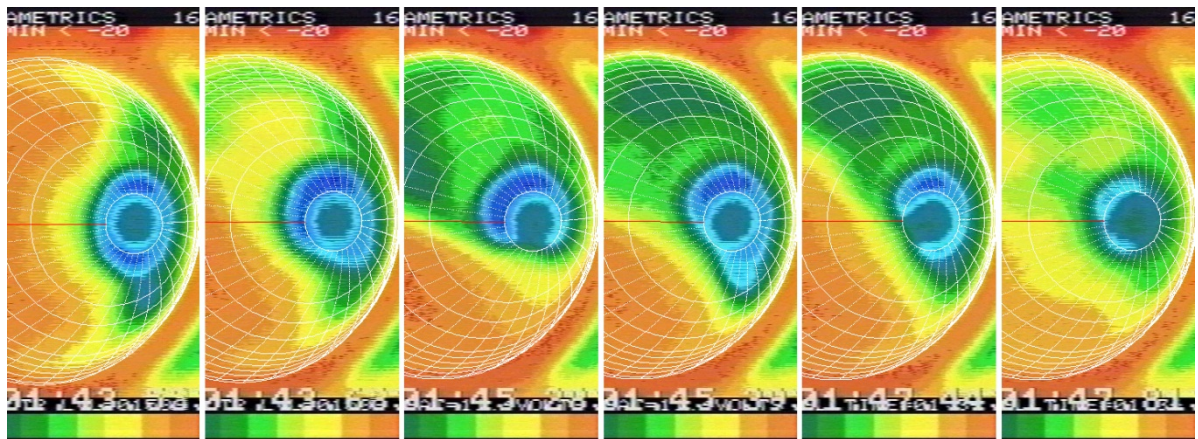


Abb. 4.13, Bewegung der Wiederanlegung, $p_0/p_a = 6,5 \rightarrow 4,7$, von links nach rechts

4.1.4 Wirbel stromab des Kappenstoßes

Mehrere numerische Untersuchungen zeigen einen Wirbel, der sich stromab des Kappenstoßes ausbildet [12, 22, 47, 31, 93, 23, 56]. Auch experimentelle Untersuchungen der inversen Machreflektion zeigen solch einen stromab liegenden Wirbel [28, 102]. Experimentell bewiesen werden konnte eine stromab des Kappenstoßes ausgeprägte subsonische Kernströmung [65]. Es wurde jedoch noch kein Wirbel bestätigt.

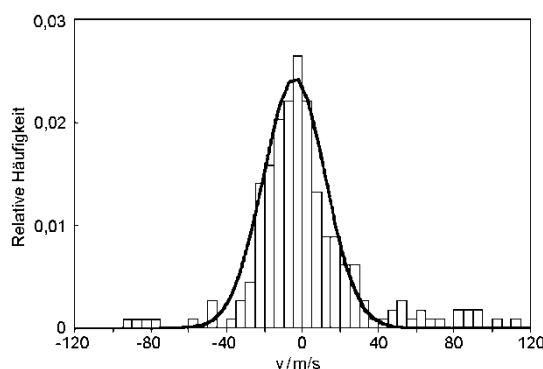


Abb. 4.14, Geschwindigkeitshistogramm der LIGs-Messung, aus [53]

Um den möglichen Wirbel zu suchen und bei Erfolg seine Existenz zu bestätigen, wurde zunächst, in Zusammenarbeit mit dem Paul Scherer Institut in Villingen/Schweiz, der Abstrahl der TOP-Düse mit dem Verfahren der Laser Induced Gratings (LIGs) untersucht. Hierbei handelt es sich um ein wechselwirkungs-freies Verfahren zur Geschwindigkeitsbestimmung in Gasen. Dieses Verfahren wurde bis dato noch nicht im Abstrahl von Raketendüsen angewendet.

Wie sich jedoch ergab waren die Messergebnisse oberhalb $p_0 = 10\text{bar}$ von schlechter Signalqualität. Eine eindeutige Bestimmung der Geschwindigkeiten war nicht möglich [53]. Abb. 4.14 zeigt die Häufigkeitsverteilung des aus 1000 Samplen bestehenden LIGs-Signals bei $p_0 = 10\text{bar}$. Mit der aufgetragenen Gauß-Verteilung kann die Geschwindigkeit im Messpunkt $X/R^* = 17,5$ auf $-4,5\text{ m/s}$ bestimmt werden.

Um die Existenz dieses Wirbels dennoch zu bestätigen und seine Lage und Ausdehnung zu bestimmen, wurde in den Abstrahl der Düse eine hoch belastbare, waagerechte Drachenschnur ($\varnothing$ 0,5 mm) gespannt (Kapitel 3.7.2, [64]). Über deren Breite wurden 13 Fäden mit einem Abstand von 10 mm angebracht, wobei der mittlere der Fäden auf der Symmetrieachse platziert wurde.

Mehrere Versuchsreihen wurden durchgeführt, die sich nur im Abstand der Schnur zur Düse unterschieden. Die Abstände zum Düsenhals betrugen $X/R^* = 14,3 / 15,5 / 16,5 / 19 / 19,2 / 20,1 / 21,5 / 23$ und $24,5$; bei einer Gesamtdüsenlänge von $X/R^* = 12,5$.

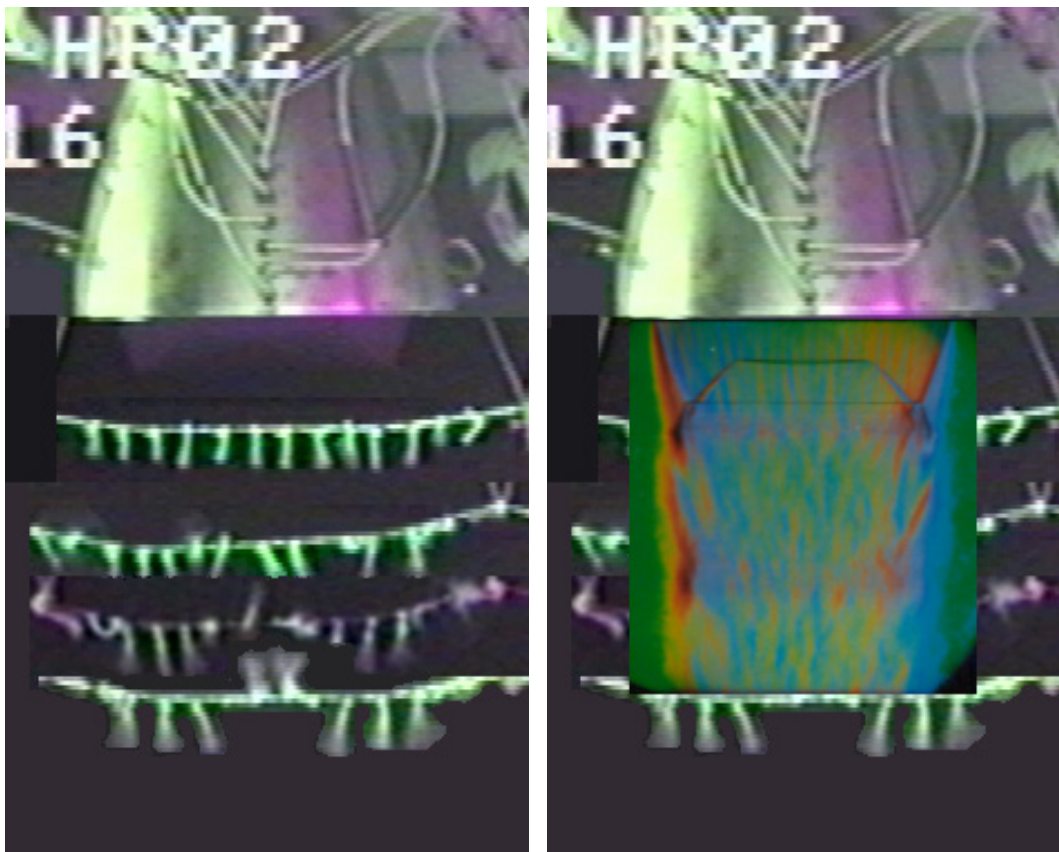


Abb. 4.15, Überlagerte Einzelbilder (links), Farbschlierenaufnahme (rechts)

Trotz starker Vorspannung verursacht die Strömung eine Durchbiegung der Schnur von bis zu 10 mm. So können in der Auswertung Bilder nur versetzt überlagert werden. Abb. 4.15 links ist aus Aufnahmen der Versuchsreihen $X/R^* = 15,5 / 19 / 21,5$ und $24,5$ bei einem konstanten Druckverhältnis von $p_0/p_a = 60$ zusammengesetzt. Klar zeichnet sich ein stabiler Wirbel ab, erkennbar an den deutlich stromauf gerichteten Fäden. Damit kann die Existenz eines stromab des Kappenstoßes eingeschlossenen Wirbels bestätigt und dessen Lage bestimmt werden.

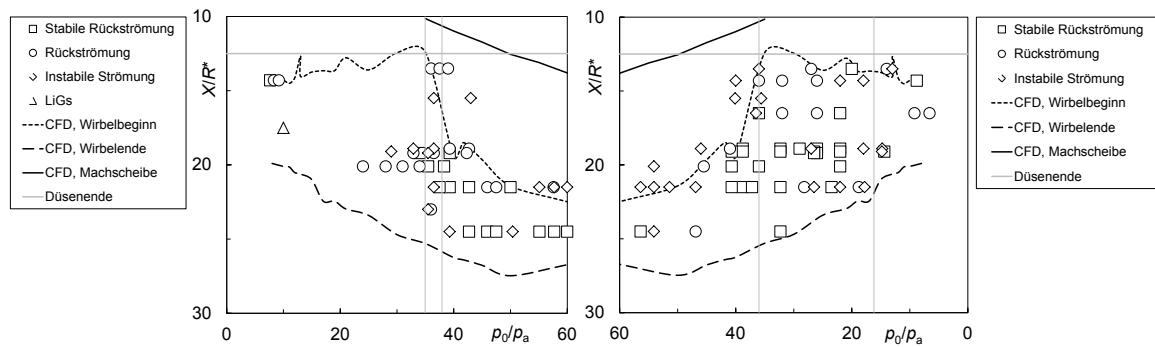


Abb. 4.16, Rückströmung auf der Symmetrieachse, Vergleich mit Numerik

Der Wirbel zeigt ein unstetiges, fluktuierendes Verhalten. Dieses „Atmen“ nimmt während der Transition von FSS zu RSS und der Retransition von RSS zu FSS zu. Abb. 4.16 enthält Lage und Länge des Wirbels. Dargestellt sind diejenigen Fäden auf der Symmetrieachse der Düse, die eindeutig eine Verwirbelung zeigen, in Abhängigkeit des Druckverhältnisses p_0/p_a . Ihr axialer Abstand zum Düsenhals X wird mit dem Halsradius R^* normiert. Der Zustand des jeweiligen Fadens wird nach drei Kategorien bewertet:

- Unbeweglich stromauf gerichteter Faden → stabile Rückströmung
- Flatternd stromauf gerichteter Faden → Rückströmung
- Alternierend stromauf-/stromab gerichteter Faden → instabile Strömung

Es zeigt sich ein deutlicher Zusammenhang zwischen Wirbellänge und wiederangelegter Strömung (RSS). In Abb. 4.16 links (Start-Up) liegt die größte Wirbelausdehnung im Bereich $p_0/p_a = 35-38$, wohingegen Abb. 4.16 rechts den weiten RSS-Bereich während des Shut-Down von $p_0/p_a = 36-16$ wiedergibt. Bei RSS verringert sich der Abstand zwischen Wirbelbeginn und der Machscheibe (durchgezogene Linie) deutlich. Zum Vergleich sind die von Kwan [43, 80] durchgeführten begleitenden numerischen CFD-Untersuchungen eingefügt (gestrichelte Linien). Eine sehr gute Übereinstimmung von Lage und Länge des Wirbels mit den experimentellen Ergebnissen wird erreicht. Abb. 4.16 links enthält zudem den erwähnten LiGs-Messpunkt.

Abb. 4.17 zeigt das berechnete Strömungsfeld für ein Druckverhältnis von $p_0/p_a = 60$. Kurz stromab des Kappenstoßes liegt ein zusätzlicher, ringförmiger Wirbel. Das Vorhandensein dieses weiteren Wirbels kann durch die Experimente nicht bestätigt werden. Eine Überlagerung des Fadenbildes mit den Geschwindigkeitsvektoren der CFD-Untersuchung verdeutlicht auch hier die gute Übereinstimmung der Ergebnisse (Abb. 4.18).

Reijasse [68] bestätigt später die Existenz des Wirbels mit Lasermessungen.

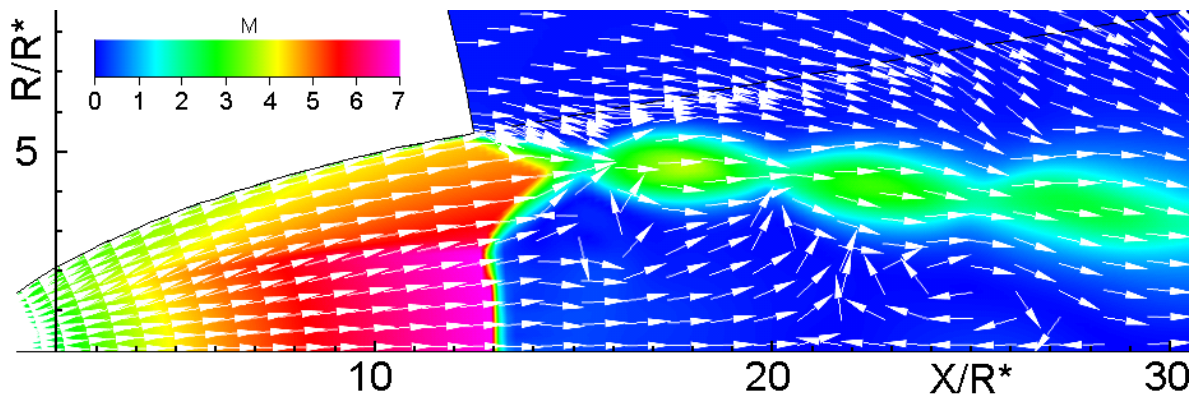


Abb. 4.17, Machzahlverteilung und Strömungsvektoren, $p_0/p_a = 60$; aus [80]

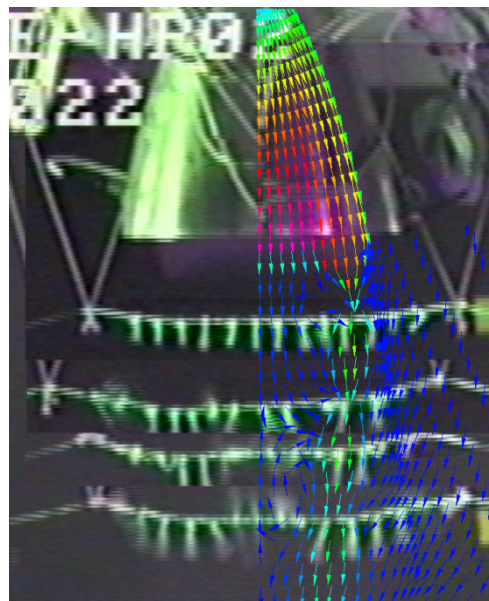


Abb. 4.18, Überlagerung der experimentellen und numerischen Ergebnisse

4.2 Experimentelle Untersuchung der gekürzten idealen Düse

Im Gegensatz zur schuboptimierten Düse weist die gekürzte ideale Düse (TIC) keinen inneren Stoß auf. Der Öffnungswinkel des stromab gewandeten Halsradius' und die Krümmung der anschließenden Kontur sind geringer und führen nicht zum Überschneiden der von ihnen ausgehenden Charakteristiken. Es wird kein innerer Stoß generiert.

Die TIC-Düse sollte daher frei von einer Strömungswiederanlegung (RSS) sein. Über den gesamten Bereich des Druckverhältnisses p_0/p_a wird eine Freistrahlablösung (FSS) erwartet. Aus diesem Grund eignet sie sich besonders, die Strömungsablösung in Raketendüsen exemplarisch zu untersuchen.

4.2.1 Beginn der Strömungsablösung und resultierende Seitenlasten

Ein grundlegendes Instrumentarium zur Untersuchung der Strömungsablösung ist auch hier, wie bei der TOP-Düse, die Messung der Wanddruckprofile.

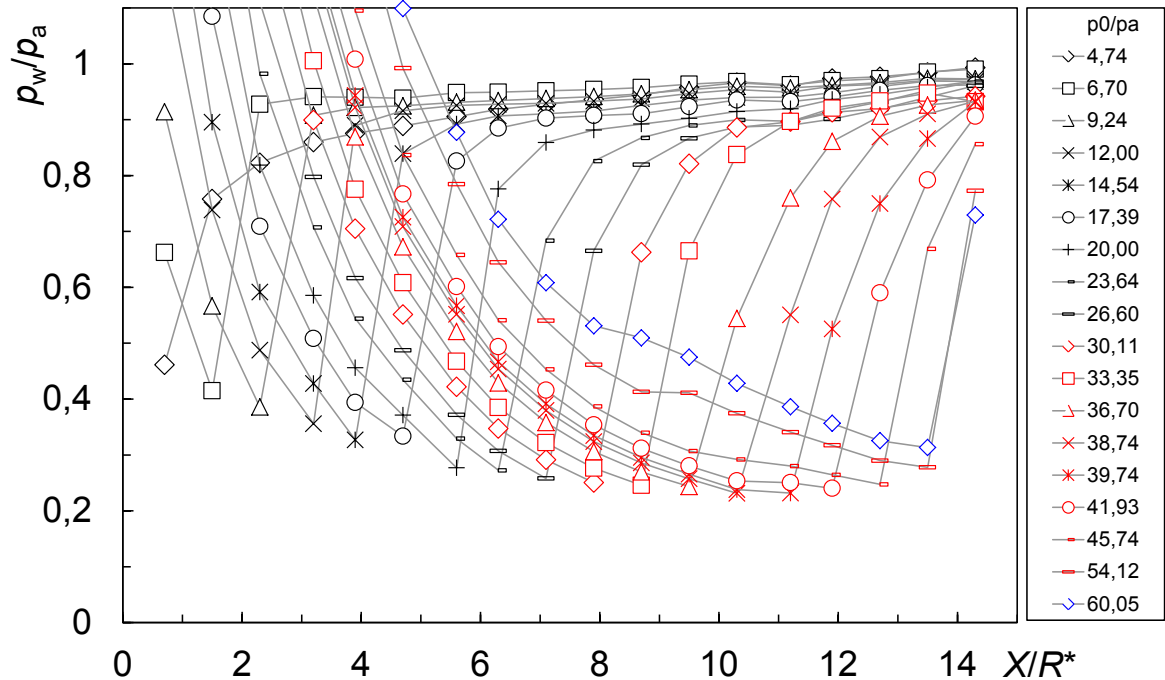


Abb. 4.19, Wanddruckverlauf einer TIC-Düse

Abb. 4.19 zeigt die normierten Wanddrücke p_w/p_a über den Verlauf der Düsenachse X/R^* . Je stärker das Druckverhältnis p_0/p_a zunimmt, desto niedrigere Wanddruckwerte p_w/p_a werden erreicht, und die Ablösung wandert stromab. Die TIC-Düse zeigt über den gesamten Bereich des Druckverhältnisses das erwartete FSS-Verhalten. Deutlich erkennbar ist im dargestellten Versuchslauf ein Kondensationseinfluss oberhalb $p_0/p_a = 40$.

Mit den Druckmessungen kann sehr genau die beginnende Strömungsablösung bestimmt werden. Abb. 4.20 zeigt die normierten gemittelten Ablösepositionen X/R^* der Versuchsreihe als Funktion ihres zugehörigen Druckverhältnisses p_0/p_a . Die Ablösepositionen bei positivem ($dp_0/dt > 0$, Start-Up) und negativem Totaldruckgradienten ($dp_0/dt < 0$, Shut-Down) überlagern sich und zeigen kein Hystereseverhalten. Es besteht ein nahezu linearer Zusammenhang zwischen Ablöseposition und Druckverhältnis. Lediglich im Bereich $p_0/p_a < 5$ kommt es während des Start-Up zu einer eng begrenzten Stromabverlagerung der Ablösung. Die zuvor beschriebene TOP-Düse zeigt in diesem Bereich eine Strömungswiederanlegung. Es stellt sich daher die Frage, ob auch im Fall der TIC-Düse eine Stromabverlagerung der Ablösung mit einer wiederangelegten Strömung einher geht.

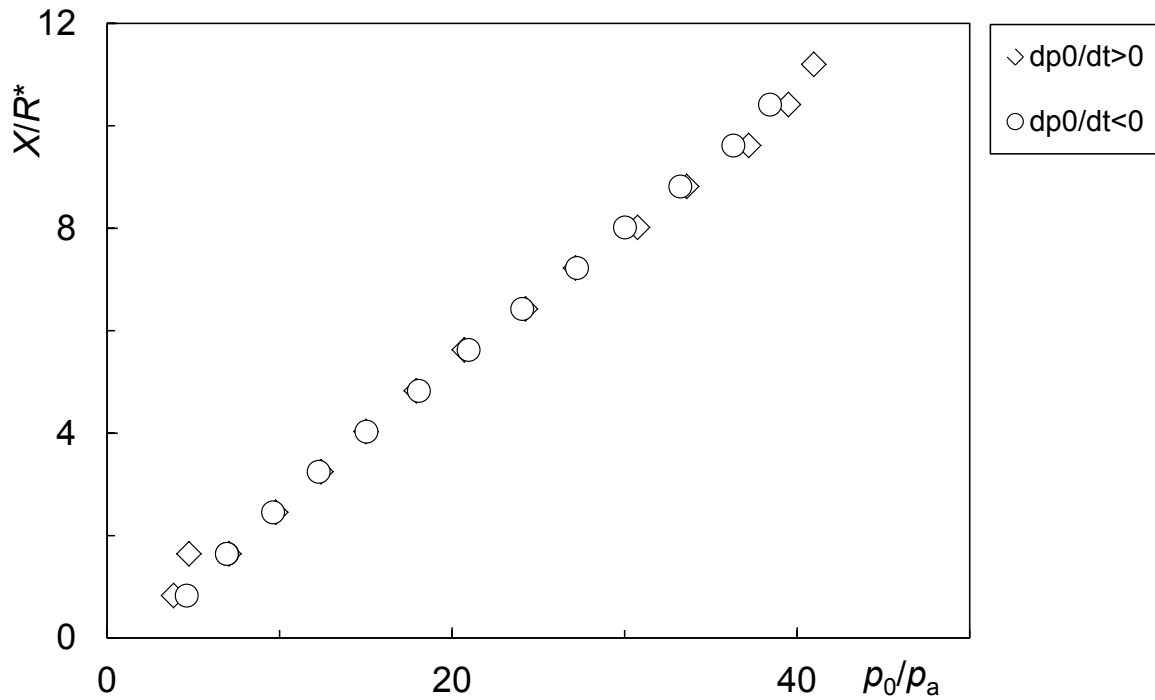


Abb. 4.20, Gemittelte Ablösepositionen der TIC-Düse

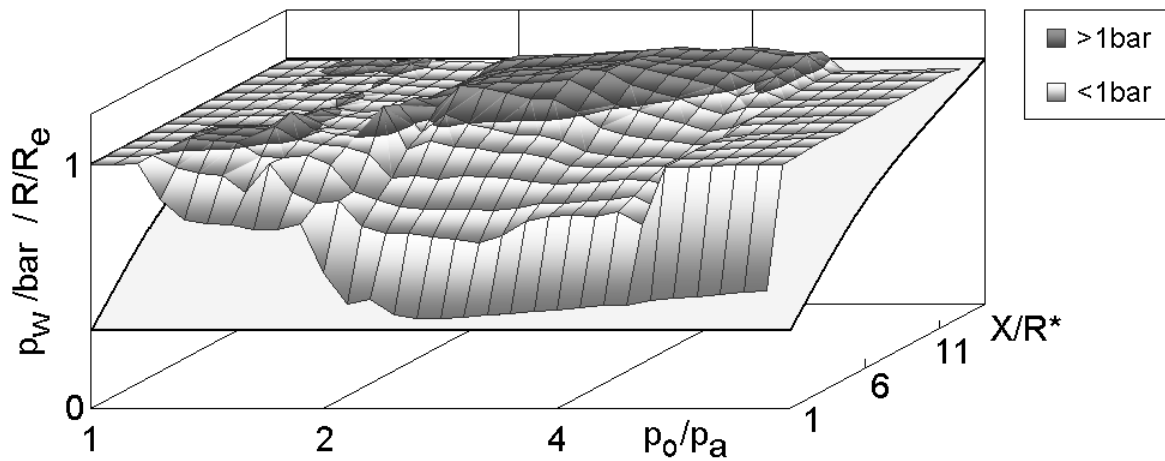


Abb. 4.21, Wanddruckverlauf während Start-Up der TIC-Düse

Abb. 4.21 zeigt einen exemplarischen Wanddruckverlauf der Versuchsreihe während des Start-Up. Die Wanddrücke p_w sind im Bereich $p_0/p_a = 2 \rightarrow 4$ als Wasserfalldiagramm dargestellt. Zur besseren Orientierung ist die normierte Düsenkontur eingefügt (X/R^* und R/R_e). Wanddruckwerte oberhalb des Umgebungsdruckes sind dunkel hervorgehoben.

Zu Beginn des Start-Up ($p_0/p_a = 1$) herrscht in der ganzen Düse Umgebungsdruck. Bis zu einem Druckverhältnis von $p_0/p_a = 2$ hat sich die Überschallströmung ausge-

bildet und die Wanddrücke im abgelösten Bereich liegen unterhalb des Umgebungsdrucks. Zwischen $p_0/p_a = 2$ und $p_0/p_a = 4$ zeigt der hintere Bereich der Düse Werte oberhalb des Umgebungsdrucks. Dies ist ein deutliches Anzeichen einer wiederangelegten Strömung. Stromauf davon liegen die Werte über eine große Strecke mit mäßigem Gradienten unterhalb des Umgebungsdrucks. Ein Bereich starken Druckanstiegs, wie er für FSS typisch ist, bleibt aus. Es handelt sich hierbei um eine geschlossene Blase.

Oberhalb $p_0/p_a = 4$ liegt wiederum FSS vor; mit dem zu erwartenden starken Druckanstieg über die Ablösung. Stromab folgt das gewohnte Rückstromgebiet, dessen Wanddrücke unterhalb des Umgebungsdrucks liegen.

Der Nachweis einer wiederangelegten Strömung in TIC-Düsen wurde erbracht.

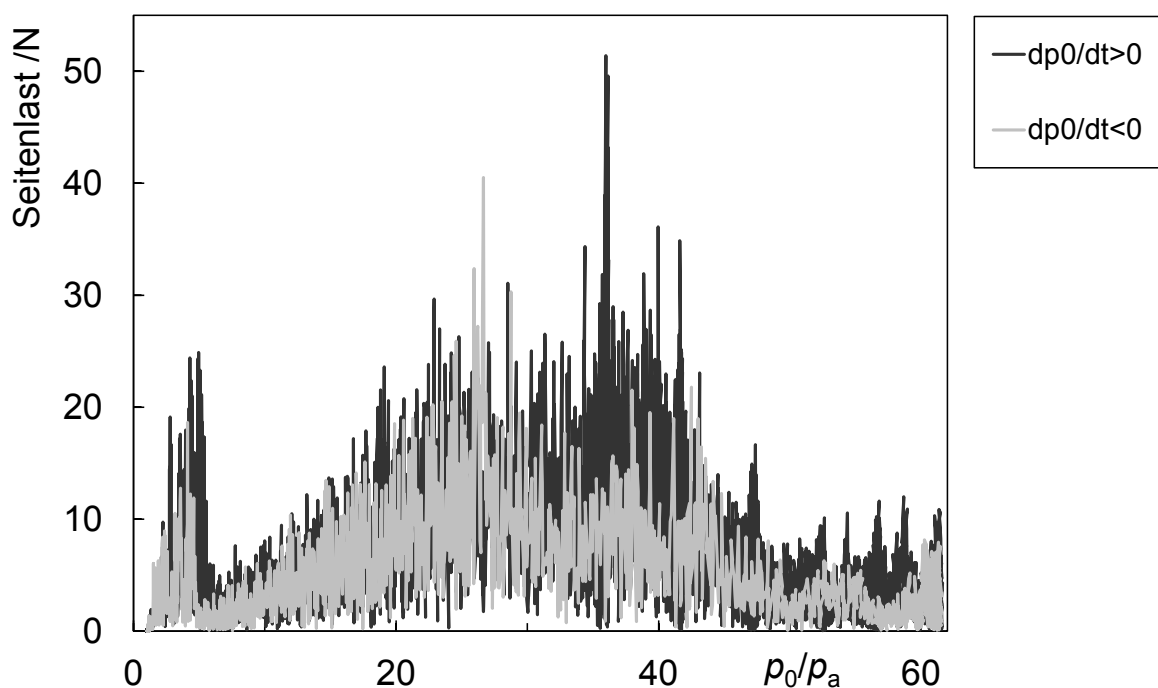


Abb. 4.22, Seitenlastdiagramm mit entsprechender Lastspitze

Die Untersuchung der TOP-Düse hat gezeigt, dass Strömungswiederanlegungen zu Seitenlasten führen. Abb. 4.22 vergleicht das Seitenlastverhalten der TIC-Düse während des Start-Up und des Shut-Down. Die dabei zutage tretenden Seitenlastspitzen unterhalb $p_0/p_a = 10$ sind etwa doppelt so stark wie die der TOP-Düse im vergleichbaren Bereich. Ein auffälliges Seitenlastverhalten zeigt die TIC-Düse während des Start-Up ($dp_0/dt > 0$) um $p_0/p_a = 35$. Diese ausgeprägte Seitenlastspitze tritt nicht während des Shut-Down auf. Das Seitenlastverhalten ist äquivalent zu der von Frey [23] veröffentlichten Messung, die jedoch nicht von ihm diskutiert wird. Dort ist lediglich die Lastspitze im Bereich $p_0/p_a = 25$ markiert. Diese vergleichbare Messung zeigt ebenfalls eine Lastspitze bei $p_0/p_a = 35$ während des Start-Up, die gegenüber dem Shut-Down erhöht ist. Die Seitenlasten von TIC- und TOP-Düse bei Freistrahlablösung sind in ihrer Größenordnung vergleichbar.

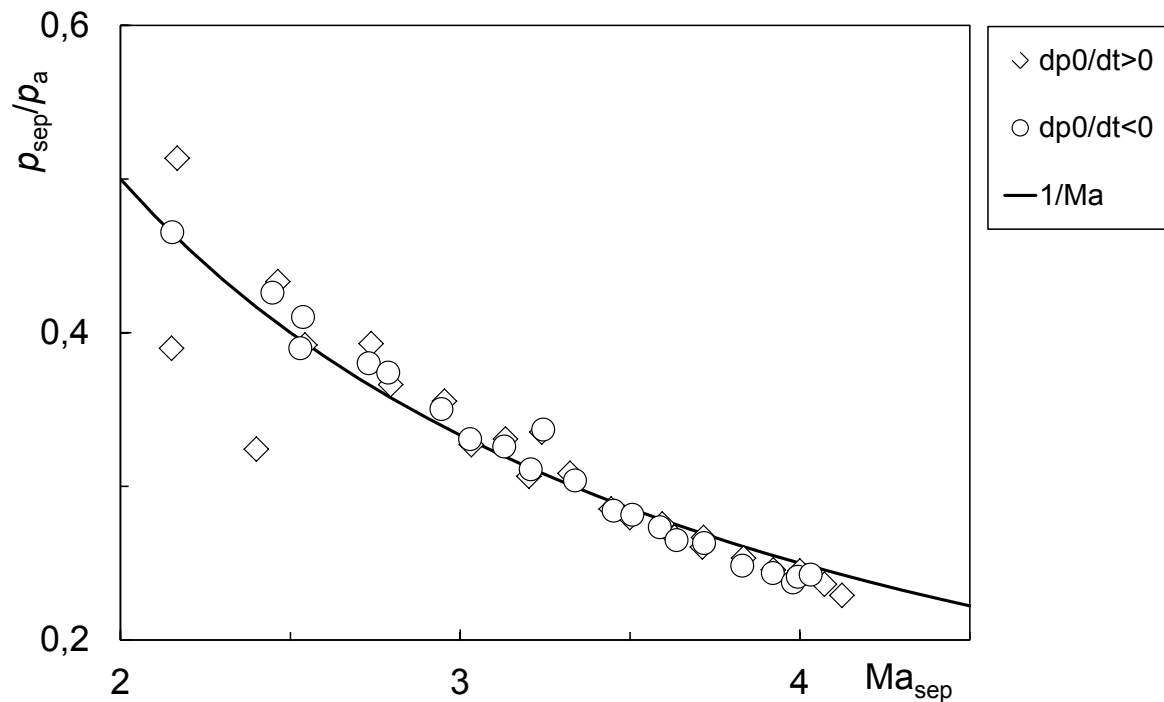


Abb. 4.23, Ablösedruck der TIC-Düse als Funktion der Wandmachzahl

Auch das Ablöseverhalten der TIC-Düse kann in der klassischen Weise dargestellt werden. Abb. 4.23 ordnet den normierten Ablösedruck p_{sep}/p_a der zugehörigen Wandmachzahl Ma_{sep} zu.

Die Ablöseposition ist unabhängig vom Totaldruckgradienten. Die Start-Up-Messwerte ($dp_0/dt > 0$) unterhalb einer Wandmachzahl von $\sim 2,5$ zeigen eine starke Streuung. Hier spiegelt sich der diskutierte Sprung der Ablöseposition wider. Die Shut-Down-Werte ($dp_0/dt < 0$), die keinen Sprung der Ablöseposition zeigen, streuen nicht.

4.2.2 Wandtemperaturerhöhung im Bereich der Strömungsablösung

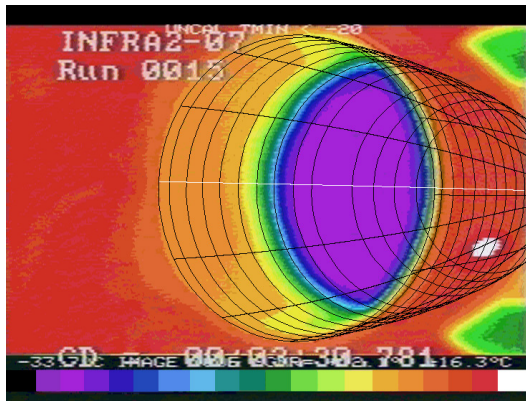


Abb. 4.24, Infrarotaufnahme mit überlagertem Konturgitter

Mit der beginnenden Ablösung wird die Strömung bereits rückverdichtet, bevor sie tatsächlich von der Wand physikalisch ablöst. Mit dieser Rückverdichtung ist eine Erhöhung der Wandtemperatur verbunden.

Die Untersuchung der TOP-Düse hat gezeigt, dass sich die Infrarotthermografie zur Bestimmung der räumlichen Wandtemperaturverteilung eignet.

Abb. 4.24 zeigt eine der hierzu ausgewerteten Infrarotaufnahmen. Das Band am unteren Rand der Aufnahme weist den Farbwerten 18 Temperaturintervalle zu. Bei einem Messbereich von $-33,7$ bis $+16,3$ °C entspricht das einer Auflösung von $2,77$ °C. Die Aufnahme wurde mit dem Konturgitter der TIC-Düse überlagert und den Farbwerten die mittlere Intervalltemperatur zugeordnet. Entlang der Hauptkonturlinie, hier in weiß, wird die Temperaturverteilung bestimmt.

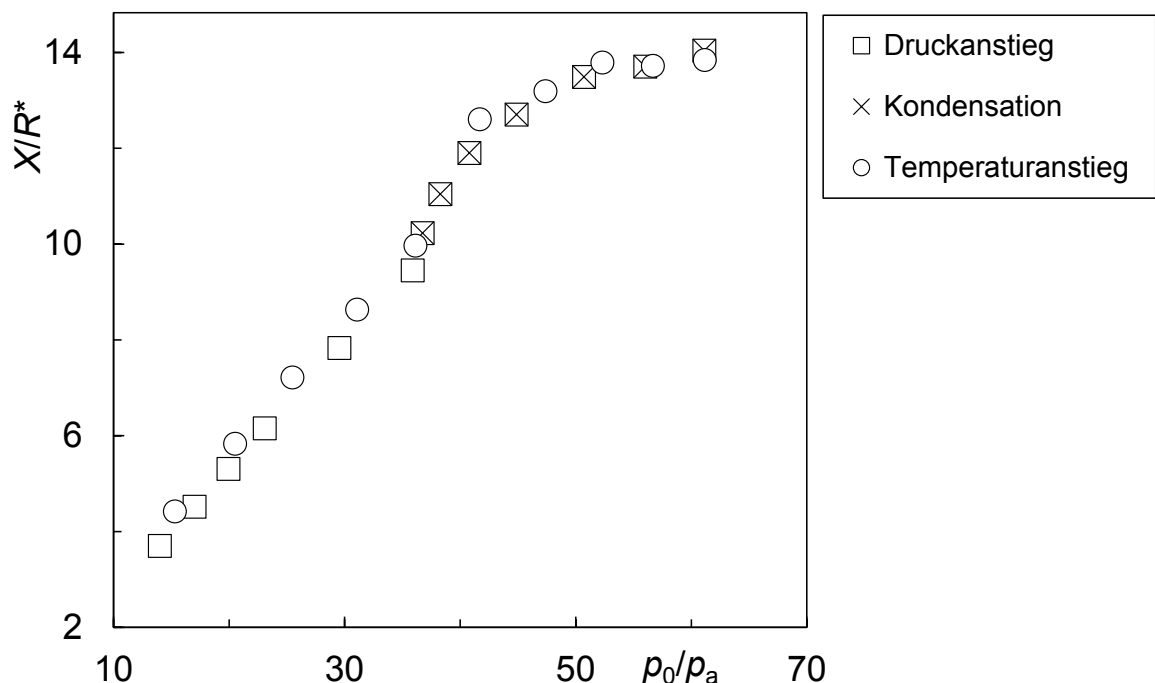


Abb. 4.25, Örtlicher Vergleich von Druck- und Temperaturanstieg

Abb. 4.25 zeigt die axiale Position des Wandtemperaturanstiegs X/R^* (Kreise), wie er mit der Ablösung einhergeht, als Funktion des Druckverhältnisses p_0/p_a . Die Datenpunkte entstammen der Mittelung mehrerer Versuche mit gleichem Testprofil und

repräsentieren stationäre Plateaus mit konstantem Druckverhältnis p_0/p_a . Gegenüber gestellt sind die zugehörigen axialen Positionen des Druckanstiegs (Quadrate).

Beide Datenreihen verhalten sich für Druckverhältnisse $p_0/p_a < 35$ nahezu linear, wobei der Temperaturanstieg nicht mit dem Druckanstieg einhergeht, sondern leicht stromab versetzt ist. Oberhalb eines Druckverhältnisses von $p_0/p_a > 35$ zeigen die Druckmesswerte einen deutlichen Kondensationseinfluss, der in der Grafik mit einem Kreuz markiert ist. Die Ablösung wird durch die Kondensation verzögert und verlagert sich stromab.

Erreicht die Ablösung das Ende der Düse (Maximalwert der Abszisse = Düsenende) wird ihre gleichförmige Bewegung entlang der Düsenwand durch das Düsenende gestoppt, das nun eine feste Ablöseposition vorgibt. Die fortgesetzte Erhöhung des Druckverhältnisses p_0/p_a führt zu einer Stauchung der Ablösezone. Das heißt, der Ort des niedrigsten Wanddrucks nähert sich verlangsamt dem Düsenende an. Der sich in seiner Länge verringernde Bereich des Druck- und Temperaturanstiegs am Düsenende zeigt zudem einen verminderten Druckanstieg im Wanddruckprofil. Diese Druckerhöhung am Ende der eigentlich voll fließenden Düse wird als „Endeffekt“ bezeichnet und verringert sich, bis die Düse angepasst fließt. Die Grafik zeigt, dass sich im Bereich des Endeffekts die Positionen von Druck- und Temperaturanstieg stark annähern.

Eine Erklärung hierfür liefert die Vorstellung der fluktuierenden Ablösung, deren Fluktuation mit dem Eintreten des Endeffekts eingeschränkt wird, wodurch der Einfluss der tangentialen Wärmeleitung entlang der Wand zunimmt.

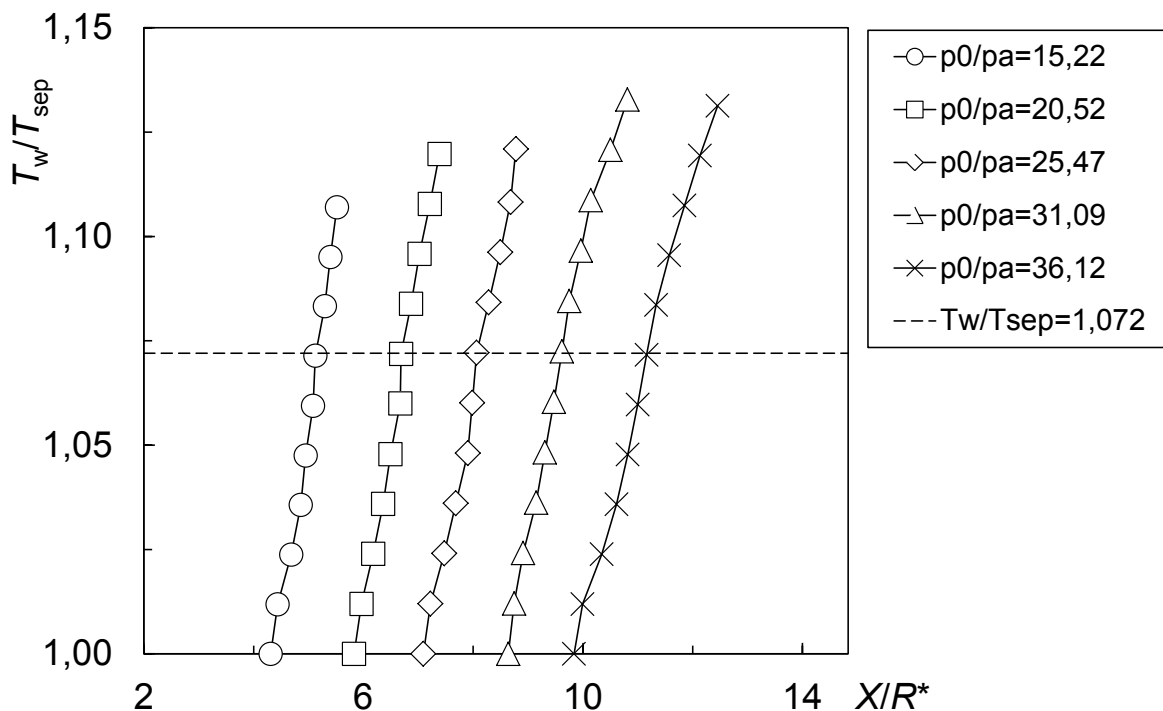


Abb. 4.26, Temperaturanstieg innerhalb der Ablösezone

Abb. 4.26 gibt den gemittelten Temperaturanstieg der kondensationsfreien Ablösungen wieder. Die aus den Thermografien gewonnenen Wandtemperaturen T_w wurden mit der Wandtemperatur T_{sep} der ungestörten Strömung normiert. Die Kurven beginnen mit der ersten Temperaturabweichung innerhalb der Ablösung und enden mit dem Erreichen der Temperatur der einströmenden Umgebungsluft. Als Ordinate dient der Ort der Ablösung X/R^* . Mit zunehmendem Druckverhältnis p_0/p_a verschiebt sich die Ablösung stromab.

Höhere Druckverhältnisse p_0/p_a werden zu einem späteren Zeitpunkt des Versuchsvorgangs erreicht. Die Entspannung des Versuchsgases aus den Vorratsbehältern führt über den Versuchsvorgang zu einer fortwährenden Erniedrigung der Totaltemperatur T_0 . Folglich sinkt auch die ungestörte Wandtemperatur T_{sep} zu Beginn der Ablösung. So erhöht sich über die Versuchsdauer der Quotient aus konstanter Umgebungslufttemperatur T_a und T_{sep} . Die Endpunkte der Temperaturverteilungen verschieben sich daher mit zunehmendem Druckverhältnis p_0/p_a zu höheren Werten.

Alle Temperaturprofile zeigen den nach Kapitel 3.7.3 zu erwartenden Wendepunkt. Er liegt konstant bei $T_w/T_{sep} = 1,072$.

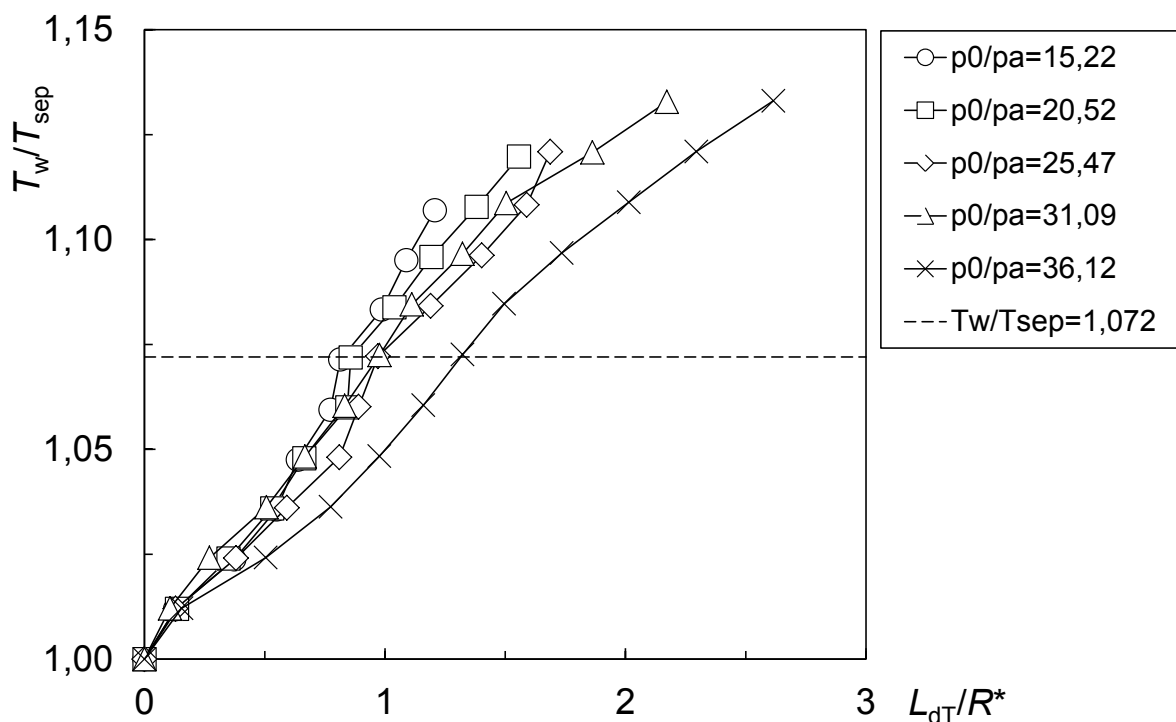


Abb. 4.27, Vergleich der Längen

Vergleicht man die Verläufe der Temperaturanstiege bezogen auf deren Länge L_{dT} , wie in Abb. 4.27, zeigt sich bis zum Wendepunkt nur eine geringe Abhängigkeit vom Druckverhältnis p_0/p_a . Wesentlich deutlicher tritt dagegen die Gradientenänderung oberhalb $T_w/T_{sep} = 1,072$ hervor. Aus der Schar fällt die dem Druckverhältnis $p_0/p_a = 36,12$ zugeordnete Kurve heraus.

Wie Abb. 4.25 zeigt, liegt diese Ablösung außerhalb des von Kondensation beeinflussten Bereichs. Kondensation als Ursache der Abweichung kann folglich ausgeschlossen werden.

Auffällig ist jedoch die im Vergleich zu den vorangegangenen Druckverhältnissen verlängerte Ablösung. Dies spricht für eine verstärkte Schwingung der fluktuierenden Ablösung, was mit den erhöhten Seitenkräften in diesem Bereich der Druckverhältnisse p_0/p_a korreliert (Abb. 4.22).

4.2.3 Strömungswiederanlegung bei niedrigen Druckverhältnissen

Die Seitenlastmessungen zeigen eine Lastspitze im Bereich $p_0/p_a = 4-5$ (Abb. 4.22). Die zugehörigen Wanddruckmessungen lassen eine wiederangelegte Strömung als Ursache vermuten, die eigentlich in TIC-Düsen als ausgeschlossen gilt. Mit Hilfe der Thermografie kann eine wiederangelegte Strömung in einer TIC-Düse erstmalig dokumentiert werden.

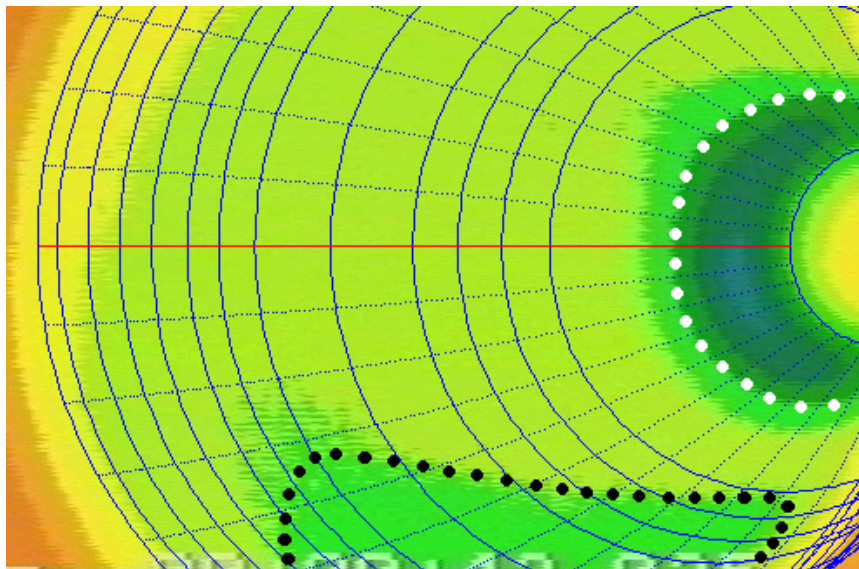


Abb. 4.28, Wiederangelegte Strömung der TIC-Düse, $p_0/p_a = 4,7$

Abb. 4.28 zeigt die Wandtemperaturverteilung einer TIC-Düse während des Start-Up für ein Druckverhältnis von $p_0/p_a = 4,7$. Deutlich erkennbar ist am rechten Bildrand der halsnahe Bereich. Die kalte anliegende Strömung tritt mit blauen Tönen hervor. Der Übergang zu hellen Grüntönen markiert die Position der Strömungsablösung, hervorgehoben durch eine nachträglich eingebrachte Linie aus weißen Punkten. Im vorderen Teil der Aufnahme sticht ein Bereich mit wiederum erniedrigter Wandtemperatur heraus. Hierbei handelt es sich um die wiederangelegte Strömung, hervorgehoben durch eine Linie aus schwarzen Punkten.

Diese wiederangelegte Strömung ist die Ursache der Seitenlastspitze im niedrigen Druckbereich $p_0/p_a = 4-5$.

4.2.4 Länge der Strömungsablösung und Sauerstoffeintrag

Von großem Interesse ist die Bestimmung der unteren Grenze der fluktuierenden Ablösung. Mit den durchgeführten Wanddruck- oder Wandtemperaturmessungen ist keine eindeutige Zuordnung möglich. Die Druckmessungen schwanken zu stark, und die Wandtemperaturen steigen über die Ablösung hinaus weiterhin an.

Eine Alternative bietet die Verwendung drucksensitiver Farbe (Pressure Sensitive Paint, PSP), deren Intensität sich proportional zum Partialdruck des Sauerstoffs verhält. Da die anliegende Strömung im vorliegenden Experimentalaufbau aus Stickstoff besteht, der aus der flüssigen Phase gewonnen wird, kann dort Sauerstoff ausgeschlossen werden. Diese Methode wurde hier erstmalig zur Untersuchung von Strömungen in Raketendüsen verwendet.

Eine weitere Frage kann mit der Methode beantwortet werden: Dringt Umgebungsluft (Sauerstoff) über den Unterschallbereich der Grenzschicht in die Ablösezone ein?

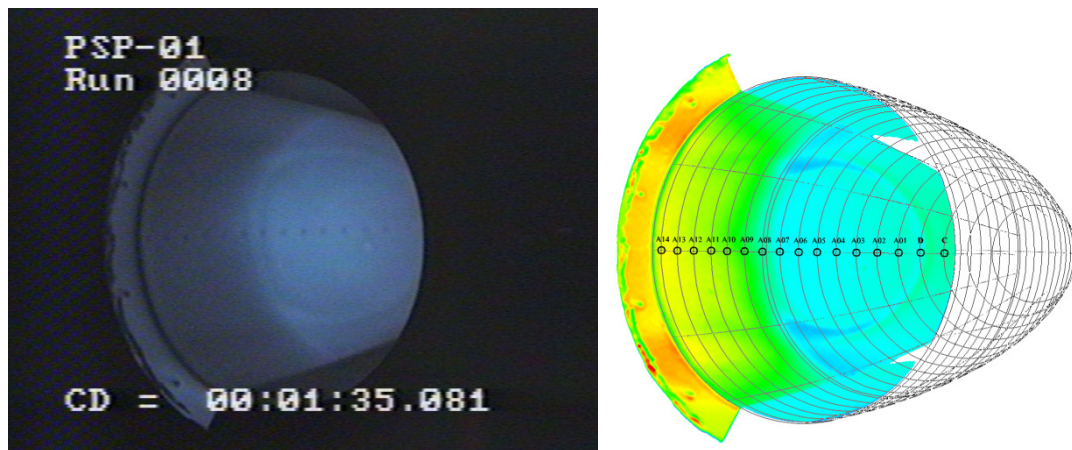


Abb. 4.29, Life-Aufnahme (links) und Aufbereitung (rechts), $p_0/p_a = 34$

Abb. 4.29 rechts zeigt exemplarisch die aufbereitete PSP-Aufnahme eines Versuchs bei $p_0/p_a = 34$ (wie in Kapitel 3.7.4 beschrieben). Der Intensität (Helligkeit) sind verschiedene Farbtöne zugeordnet. Zusätzlich wurde ein Konturgitter der Düse überlagert. Links daneben: Die zugehörige Aufnahme der zeitgleich laufenden Überwachungskamera. Deutlich tritt die anliegende Strömung als heller Bereich hervor. Die einströmende Umgebungsluft hingegen verdunkelt den abgelösten Bereich. In der Mitte beider Aufnahmen ist eine scheibenförmige Struktur zu erkennen. Es handelt sich dabei um die Machscheibe, die das von der Düsenwand emittierte Licht wie eine Linse bricht und die Auswertung erschwert.

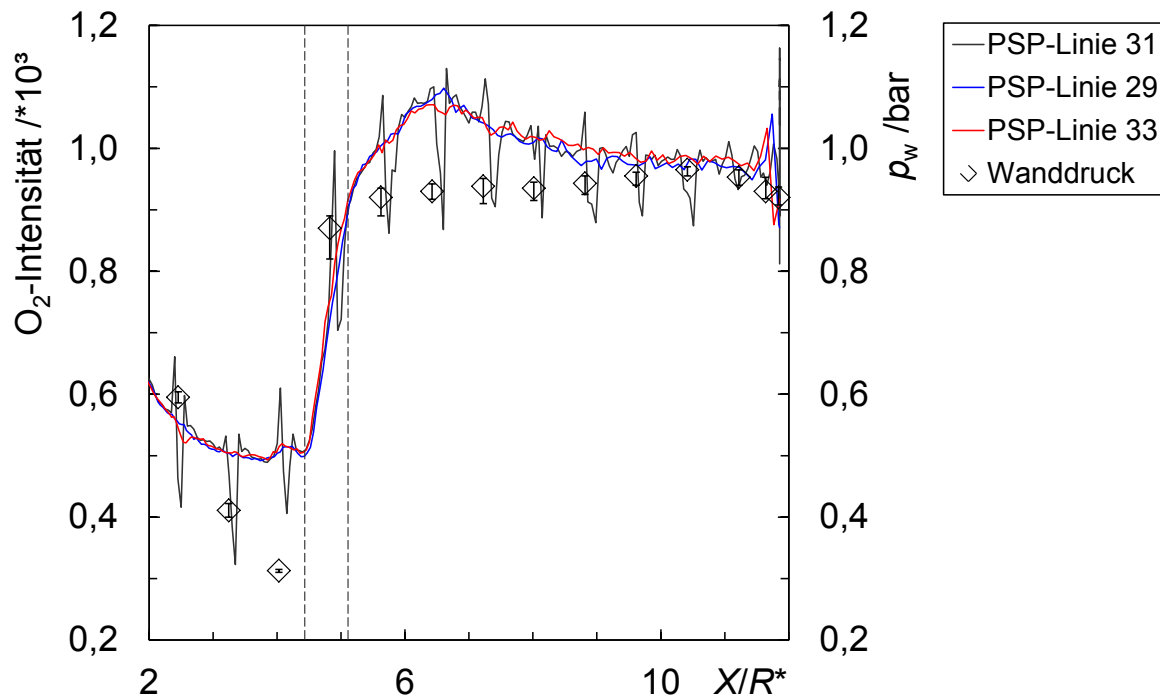


Abb. 4.30, PSP-Messsignale und zugehöriger Wanddruck

Die Sauerstoffintensitäten können entlang verschiedener Konturlinien entnommen werden. In Abb. 4.30 werden drei PSP-Signale, die auf (Linie 31) und um (Linie 29 und 33) die Konturlinie der Drucksensorpositionen mit einem radialen Abstand von 4° verlaufen, der zeitgleichen Wanddruckmessung gegenübergestellt. Zwei deutliche Punkte treten hervor: Ein starker Anstieg in der Intensität bei $X/R^* = 4,42$ und der folgende Übergang zu einem verringerten Gradienten bei $X/R^* = 5,1$.

Abb. 4.31 zeigt die aus mehreren PSP-Messungen gemittelten axialen Positionen X/R^* des Signalanstiegs (Rauten) und des Gradientenübergangs (Dreiecke) als Funktion des Druckverhältnisses p_0/p_a . Zum Vergleich ist der mit den Wanddruckmessungen bestimmte Beginn der Ablösung hinzugefügt (Quadrate).

Der Signalanstieg und der Gradientenübergang korrelieren mit dem linear ansteigenden Ablösebeginn und sind folglich gekoppelt.

Der Anstieg der Sauerstoffkonzentration liegt im Vergleich zum Druckanstieg leicht stromab versetzt und detektiert somit die untere Grenze der fluktuierenden beginnenden Ablösung. Womit gezeigt ist, dass der Sauerstoff der Umgebungsluft in die Ablösung eindringt.

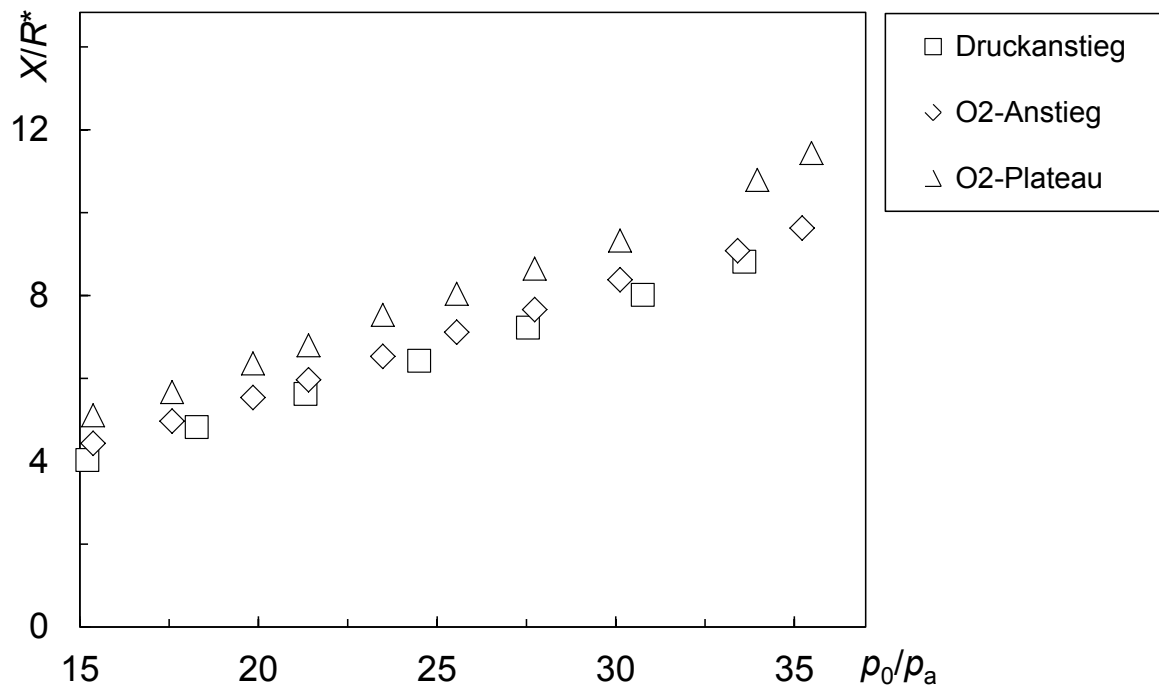


Abb. 4.31, Begrenzung der Ablösung, mit PSP detektiert

Das Ende des steilen Anstiegs markiert offenbar nach Abb. 4.30 den Plateaudruck p_p im Wanddruckprofil, der gemeinhin als untere Grenze der fluktuierenden Ablösung angesehen wird. Der Abstand zur beginnenden Ablösung nimmt mit steigendem Druckverhältnis p_0/p_a zu. Die Länge der Ablösung ist also eine Funktion der mit steigender Lauflänge zunehmenden Grenzschichtdicke.

Interessant ist es, diese Ergebnisse mit den vorangegangenen Infrarotmessungen zu vergleichen.

In Abb. 4.32 werden den PSP-Messungen die Infrarotergebnisse gegenübergestellt. Deutlich zeigt sich, dass Temperatur- (Kreise) und Sauerstoffanstieg parallel verlaufen. Auch der Wendepunkt der Temperaturprofile (Kreuze) liegt auf dem mit PSP bestimmten Plateaudruck. Somit kann der Wendepunkt im Infrarottemperaturprofil (7,2 % Wandtemperaturanstieg) der Strömungsablösung zugeordnet werden. Wie auch schon die Temperaturmessung verlässt die PSP-Messung im Bereich um $p_0/p_a = 35$ den vorherrschenden Trend. Der Plateauwert liegt deutlich stromab versetzt. Der Sauerstoffanstieg hingegen weicht nicht eindeutig vom Trend ab. Die PSP-Messung verstärkt den Hinweis auf eine erhöhte Fluktuation der Ablösung in diesem Bereich des Druckverhältnisses.

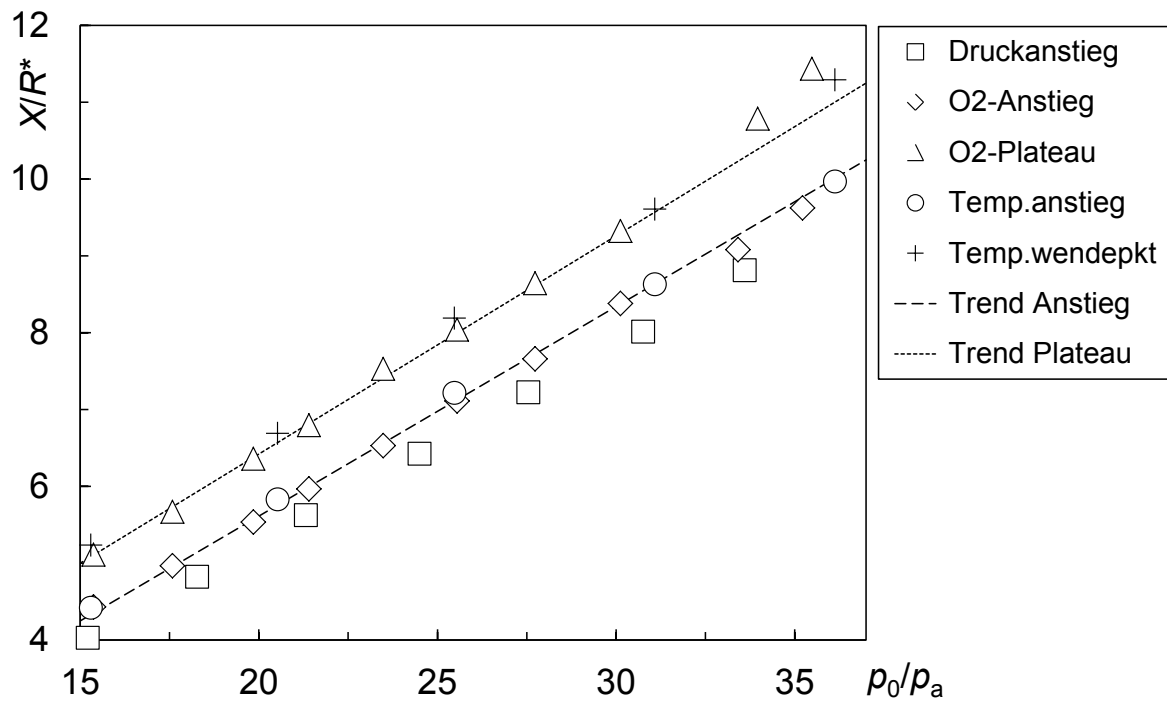


Abb. 4.32, Vergleich von PSP-Messung und Infrarotergebnissen

Weiterhin ist gezeigt, dass im Fall von Heißgastriebwerken die Temperaturerhöhung, die durch die reine Rückverdichtung erzielt wird, durch Nachverbrennung überlagert werden kann, die sich aus der Infiltration mit Umgebungssauerstoff ergibt.

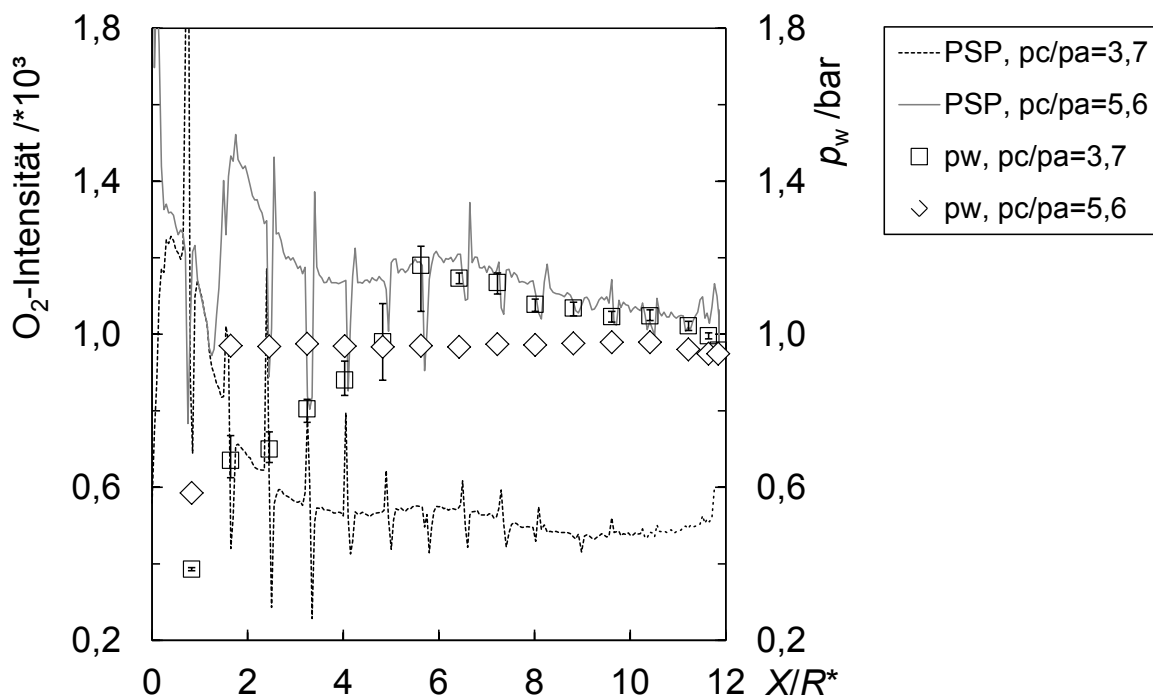


Abb. 4.33, Wiederangelegte Strömung

Die Detektion von Sauerstoff ermöglicht eine zusätzliche Untersuchung der wiederangelegten Strömung im niedrigen Druckbereich.

Abb. 4.33 zeigt den Vergleich einer abgelösten Strömung bei einem Druckverhältnis von $p_0/p_a = 5,6$ und einer wiederangelegten Strömung bei einem Druckverhältnis von $p_0/p_a = 3,7$. Die abgelöste Strömung zeigt im Bereich der Rückströmung einen vergleichbaren Verlauf von Wanddruckmessung (Rauten) und PSP-Signal (durchgezogene Linie). Die wiederangelegte Strömung hingegen zeigt den typischen linearen PSP-Verlauf einer reinen, anliegenden Stickstoffströmung (gestrichelte Linie). Der zugehörige Wanddruckverlauf indiziert jedoch eine wiederangelegte Strömung (Quadrate) mit Wanddruckspitzen, die oberhalb des Umgebungsdrucks liegen.

So kann eindeutig gezeigt werden, dass es sich hier um eine abgeschlossene Wiederanlegeblase handelt, die keine Verbindung zum Umgebungssauerstoff unterhält.

4.2.5 Wirbelbildung im halsnahen und abgelösten Bereich

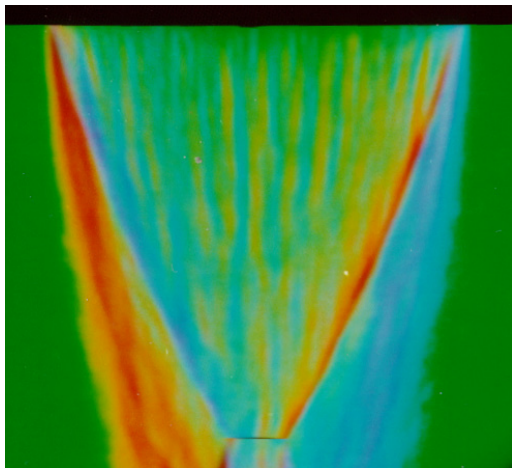


Abb. 4.34, Farbschlierenaufnahme eines TIC-Abstrahls

Im Gegensatz zur TOP-Düse konnte die Infrarotuntersuchung der TIC-Düse keinen Hinweis auf Längswirbel stromab des Düsenhalses erbringen. Schlierenaufnahmen des Abstrahls, die für Frey [23] durchgeführt wurden, zeigen jedoch auch hier eine wirbelbeaufschlagte Scherschicht (Abb. 4.34), die der TOP-Düse stark ähnelt. Solche Wirbel entstehen entweder im Bereich der Ablösung, innerhalb der sich zur Scherschicht krümmenden Grenzschicht (Görtlerwirbel), oder sind bereits stromauf der Ablösung stabil vorhanden, wie die Untersuchung der TOP-Düse zeigt. Eine mög-

liche Ursache ist zum Beispiel eine unstete Änderung der Konturkrümmung.

Starke Verwirbelungen prägen ihr Muster durch ein unterschiedlich verteiltes Temperaturfeld der Düsenwand auf. Je länger der stationäre Zustand wirkt, desto ausgeprägter ist dieser „Abdruck“ der Temperaturverteilung, wie es die Infrarotaufnahmen der TOP-Düse dokumentieren.

Backflow Frosting (BFF, Kapitel 3.7.5) bietet eine Möglichkeit, die Ablöselinie während des Versuchs oder das Wandtemperaturfeld nach dessen Ende sichtbar zu machen. Dabei schlägt sich die Feuchtigkeit der zuvor mit Dampf gesättigten Umgebungsluft als Raureif auf der Düseninnenwand nieder. Das heißt, die Luftfeuchtigkeit geht direkt von der Gasphase in den festen Zustand des Eis 2 über. Die Menge und Verteilung der Eiskristalle führt so zu einem Abbild der Temperaturverteilung; „friert“ die Zustände quasi ein.

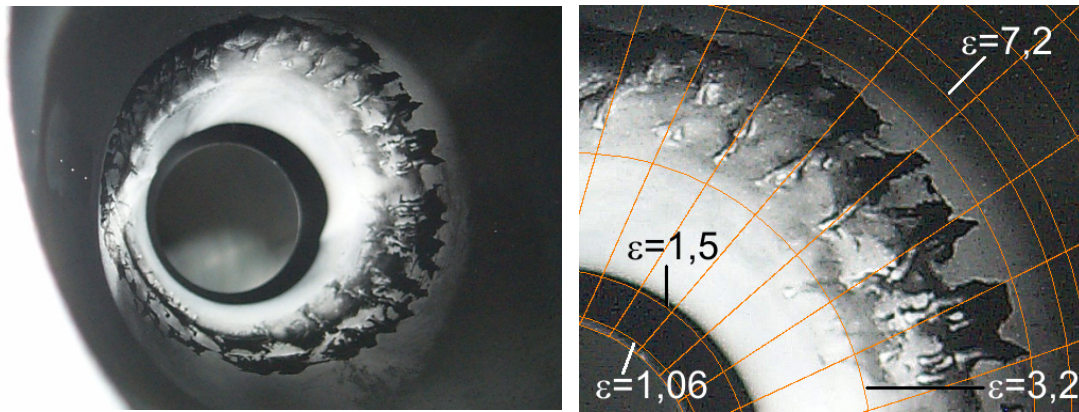


Abb. 4.35, Raureif im Halsbereich (links) und Ausschnitt mit Konturgitter (rechts)

Abb. 4.35 links zeigt eine BFF-Aufnahme, die nach Versuchsende aufgenommen wurde. Rechts davon ein Ausschnitt mit überlagertem Konturgitter. Bis zu einem Flächenverhältnis von $A/A^* = 1,5$ schlägt sich kein Reif nieder, was für eine höhere Wandtemperatur spricht. Gefolgt wird der niederschlagsfreie Bereich von einer gleichmäßigen Fläche, die ab $A/A^* = 3,2$ in einen stark verwirbelten Bereich umschlägt. Die starke Verwirbelung endet bei einem Flächenverhältnis von $A/A^* = 7,2$. Das entdeckte Strömungsmuster ähnelt sehr stark dem Muster eines laminar-turbulenten Umschlags wie er in Abb. 4.36 dargestellt ist (Schlichting [74]). Die überlagerten Konturlinien mit einem radialen Abstand von $\pi/16 = 11,25^\circ$ zeigen die Regelmäßigkeit der Verwirbelung. Zusätzlich markiert ist der Übergang vom Wandkonturradius zur idealen Kontur bei $A/A^* = 1,06$.

Abb. 4.37 ermöglicht einen weiteren Einblick in diese Phänomenologie. Das eingefrorene Strömungsmuster ist von einer weiteren, leicht bogenförmigen Struktur überlagert, die sich offensichtlich während des Shut-Down ausprägt. Ihr Einfluss auf die Wandtemperatur kann nur von geringer Dauer sein, da sie das Temperaturabbild der Wirbelstrukturen nicht verdrängt. Im rechten Teil des Bildes ist die Front der Überlagerung hervorgehoben. Auffällig ist, dass sie den einheitlich mit Reif beaufschlagten Bereich schneidet. Das Muster deutet auf eine asymmetrische Ablösung hin, die teilweise voll turbulent und teilweise laminar von staten geht. Da die Reifbildung aber erst nach Versuchsende statt findet, kann das Strömungsbild nicht eindeutig einem Strömungszustand zugeordnet werden und liefert so nur einen Hinweis und keinen Nachweis der halsnahen Strömungstopologie.

Wirbelmuster können nicht nur im halsnahen, sondern auch im abgelösten Bereich der Strömung gezeigt werden. Dort wird die einströmende Umgebungsluft durch die Saugwirkung des abgelösten Strahls beschleunigt.

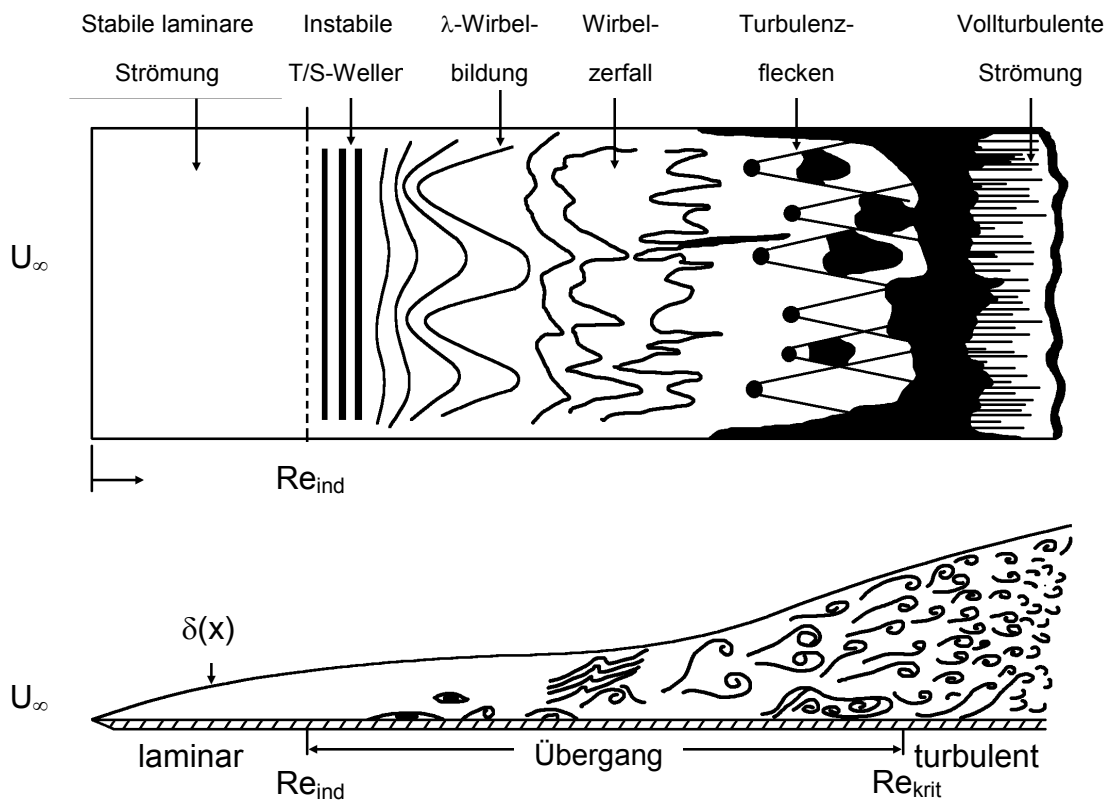


Abb. 4.36, Übergang von laminarer zu turbulenter Grenzschicht, nach [74]

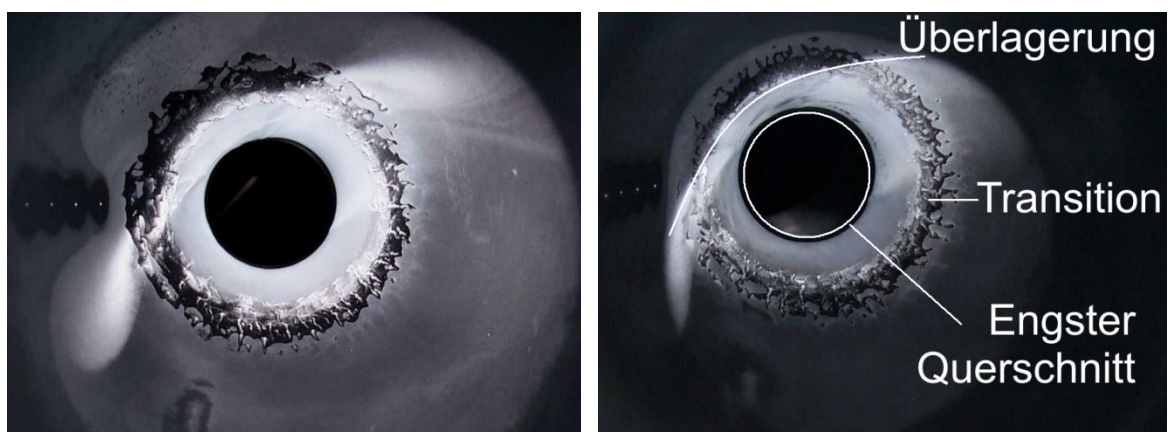


Abb. 4.37, BFF-Abbilder der halsnahen Strömungstopologie

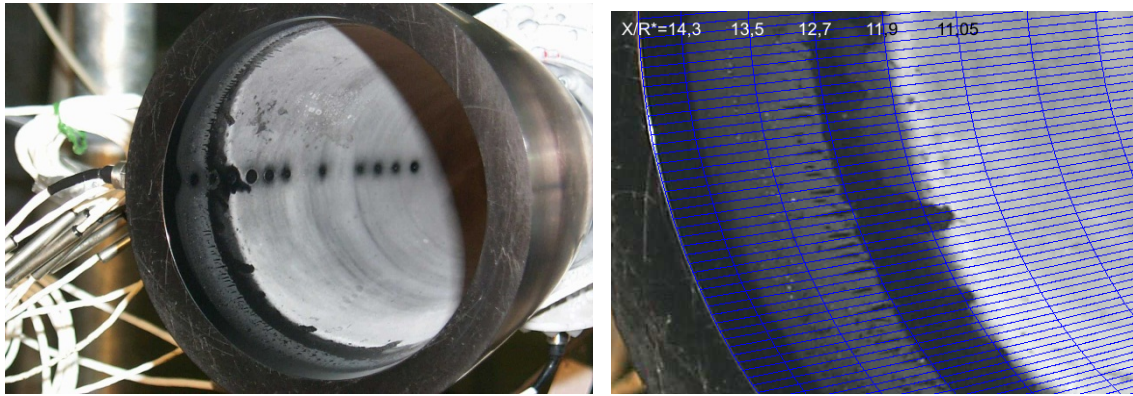


Abb. 4.38, Wirbelmuster im abgelösten Bereich (links) und, überlagertes Konturgitter (rechts)

Abb. 4.38 links zeigt das Reifmuster im hinteren Bereich der Düse; rechts davon eine Ausschnittsvergrößerung. Deutlich sind zwischen $X/R^* = 12,7$ und $13,5$ Spuren von Wirbelpaaren zu erkennen. Das überlagerte Konturgitter bestimmt ihren Abstand zu durchschnittlich 1° . Das reiffreie Band zwischen $X/R^* = 11,9$ und $12,7$ verleitet zur Interpretation als Ablösung mit anliegender Strömung stromauf $X/R^* = 11,9$ (gleichmäßige Reifbildung).

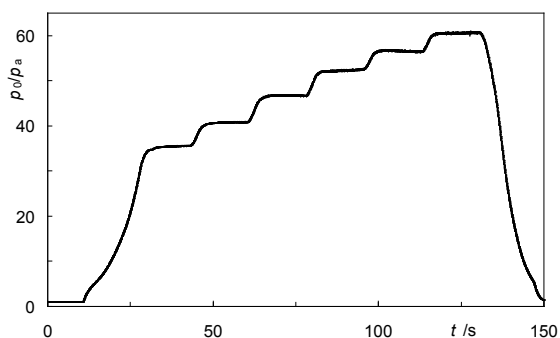


Abb. 4.39, Zugehöriges Profil

Die Größe und die Lage würden einem Druckverhältnis von $p_0/p_a \sim 42$ entsprechen (Abb. 4.19). Das zugehörige Versuchsprofil (Abb. 4.39) schließt dies jedoch aus. Der Versuch endet mit einem lang anhaltenden Plateau von $p_0/p_a = 60$. Die Düse war nahezu voll fließend, der letzte Drucksensor auf Position $X/R^* = 14,3$ zeigt starke Druckschwankungen um $0,5 \cdot p_a$. Die physikalische Ablösung beginnt stromab dieser Position. Es stellt sich also die Frage woher die deutlichen

Wirbelspuren zwischen $X/R^* = 12,7$ und $13,5$ stammen. Abb. 4.40 links zeigt eine Aufnahme, die dem zugehörigen Überwachungsvideo entnommen ist. Deutlich wird der abgelöste Rückstrombereich durch Raureif markiert. Zudem verdeutlicht dieses Bild den Einfluss der Kondensation. Der Kernbereich der Überschallströmung besteht komplett aus einem Stickstoffnebel. Die kegelförmige Begrenzung wird durch den schrägen Ablösestoß verursacht, der auf der Symmetrieachse in eine kleine Machscheibe über geht. Stromab des Stoßsystems liegt der zurückverdichtete Stickstoff nur noch gasförmig vor.

Die Wirbelspuren in Abb. 4.38 stammen von den λ -Wirbeln. Sie entstehen als sekundäre Störung während des laminar-turbulenten Grenzschichtübergangs der beschleunigten, einströmenden Umgebungsluft, die während des Shut-Down über den

Bereich der zuvor anliegenden Stickstoffströmung streicht. Die λ -Wirbel heben danach ab und gehen in Haarnadelwirbel über, bevor sie in Turbulenzballen zerfallen (Abb. 4.40 rechts).

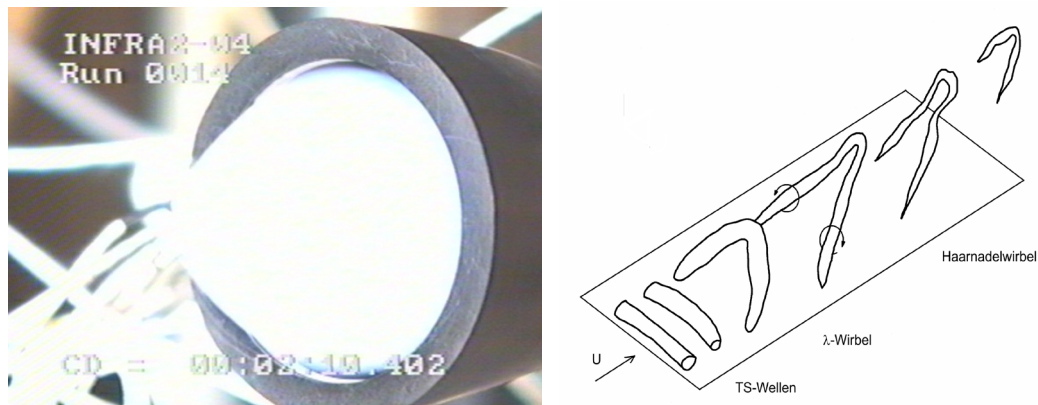


Abb. 4.40, Life-Aufnahme zu Versuchsende, Bildung und Zerfall von λ -Wirbeln

4.2.6 Ursache der Strömungswiederanlegung bei niedrigen Druckverhältnissen

Die durchgeführten Experimente haben gezeigt, dass es im niedrigen Bereich des Druckverhältnisses p_0/p_a auch in TIC-Düsen zu einer wiederangelegten Strömung kommt, was bisher unbekannt war. Die Wanddruckwerte dokumentieren eine kurzzeitig stromab verlagerte Ablösung während des Start-Up ($dp_0/dt > 0$). Die Seitenlastmessungen lassen dies auch für den Shut-Down ($dp_0/dt < 0$) vermuten. Infrarot- und BFF-Untersuchung belegen eine asymmetrische Wiederanlegung. Die PSP-Messungen offenbaren eine geschlossene Blase.

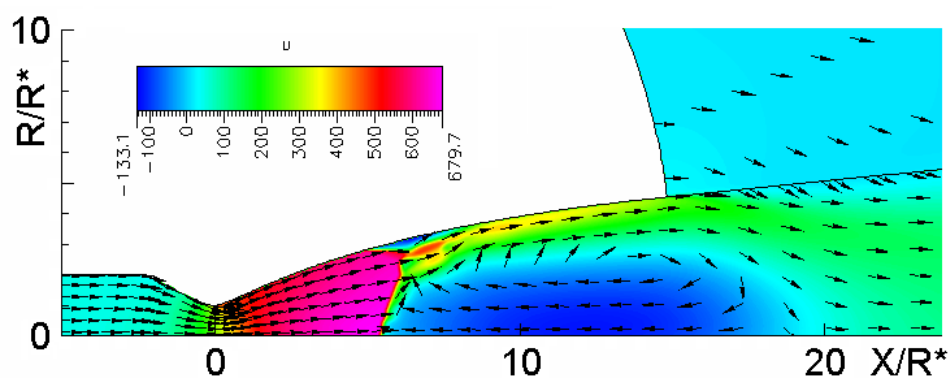


Abb. 4.41, Wiederangelegte Strömung einer TIC-Düse, $p_0/p_a = 9$, aus [43]

Um eine ähnliche Umlenkung innerhalb einer TIC-Düse zu erreichen, wie sie bislang nur von TOP-Düsen bekannt war, müsste die Machscheibe konkav gekrümmt sein. Tatsächlich zeigen mehrere CFD-Studien jüngerer Datums [43, 59, 51] konkav gekrümmte Machscheiben, die die Strömung zur Wand hin umlenken und zur Wiederanlegung führen. Ein Beispiel liefert die CFD-Studie von Kwan [43], dessen bereits

vorgestellten Ergebnisse (S. 61) die Strömungstopologie der TOP-Düse sehr gut wiedergeben. In Abb. 4.41 ist nun seine Berechnung der untersuchten TIC-Düse zu sehen. Bei einem Druckverhältnis von $p_0/p_a = 9$ bildet sich eine konkav gekrümmte Machscheibe aus, die die Strömung zur Wand umlenkt.

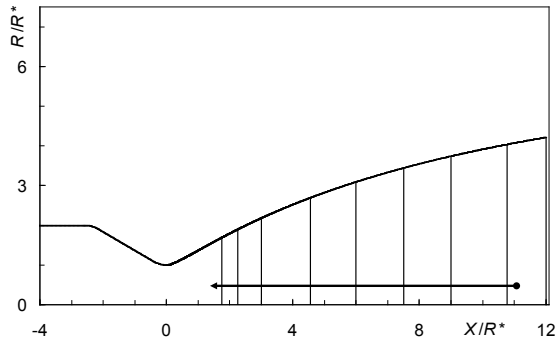


Abb. 4.42, Kürzungen der TIC-Düse

Die Grafik verdeutlicht auch: Das Corpus Delicti, die Machscheibe, liegt innerhalb der Düse und entzieht sich so einer eingehenden experimentellen Untersuchung. Machscheiben, oder Stoßsysteme im Allgemeinen, lassen sich aufgrund ihrer optischen Brechungseigenschaften sehr einfach mit Schlierenoptiken untersuchen; allein die Düsenwand stört. Aus diesem Grund wurde eine Düse fortwährend gekürzt, um das Stoßsystem zu studieren (Abb. 4.42). Zuvor muss

jedoch der Nachweis erbracht werden, dass die Kürzung die Strömungstopologie nur unwesentlich beeinflusst und die vorgefundenen Verhältnisse denen der ungekürzten Originaldüse entsprechen und repräsentativ sind.

Kürzung		1	2	3	4	5	6	7	8	9
L/R^*	14,83	12	10,78	9,05	7,5	6	4,56	3	2,25	1,75
R_e/R^*	4,545	4,22	4,04	3,75	3,45	3,11	2,7	2,18	1,9	1,7
L/L_{TIC}	1	0,81	0,73	0,61	0,51	0,4	0,31	0,2	0,15	0,07

Tab. 4.1, Parameter der Kürzungen

Zwei Punkte ermöglichen den Vergleich von Lage und Form des Stoßsystems. Zum einen ist dies der Fußpunkt des schrägen Ablösestoßes, also der Beginn der Ablösung, und zum anderen der Tripelpunkt, in dem sich schräger Ablösestoß und Machscheibe treffen.

Abb. 4.43 zeigt die gemittelten Ablösepositionen der mehrmals gekürzten TIC-Düse. Wie auch schon mit den Infrarotdaten gezeigt (Abb. 4.25) verlaufen die Ablösepositionen X_{sep}/R^* als Funktion des Druckverhältnisses p_0/p_a nahezu linear. Erreicht der Ablöseverlauf einer Konfiguration das zugehörige Düsenende geht dessen linearer Trend in einen asymptotischen Verlauf über und nähert sich dem Düsenende. Die Gesamtheit der gemittelten Messreihen lässt so den Mustereindruck einer Fischgräte entstehen. Die linearen Anteile der Messreihen liegen übereinander. Zusätzlich sind die Ablösepositionen der vorangegangenen Infrarotmessung beigegefügt. Die Überlagerung zeigt deutlich: Die Kürzung der Düse hat keinen Einfluss auf die Ablöseposition und damit auf den Fußpunkt des schrägen Ablösestoßes.

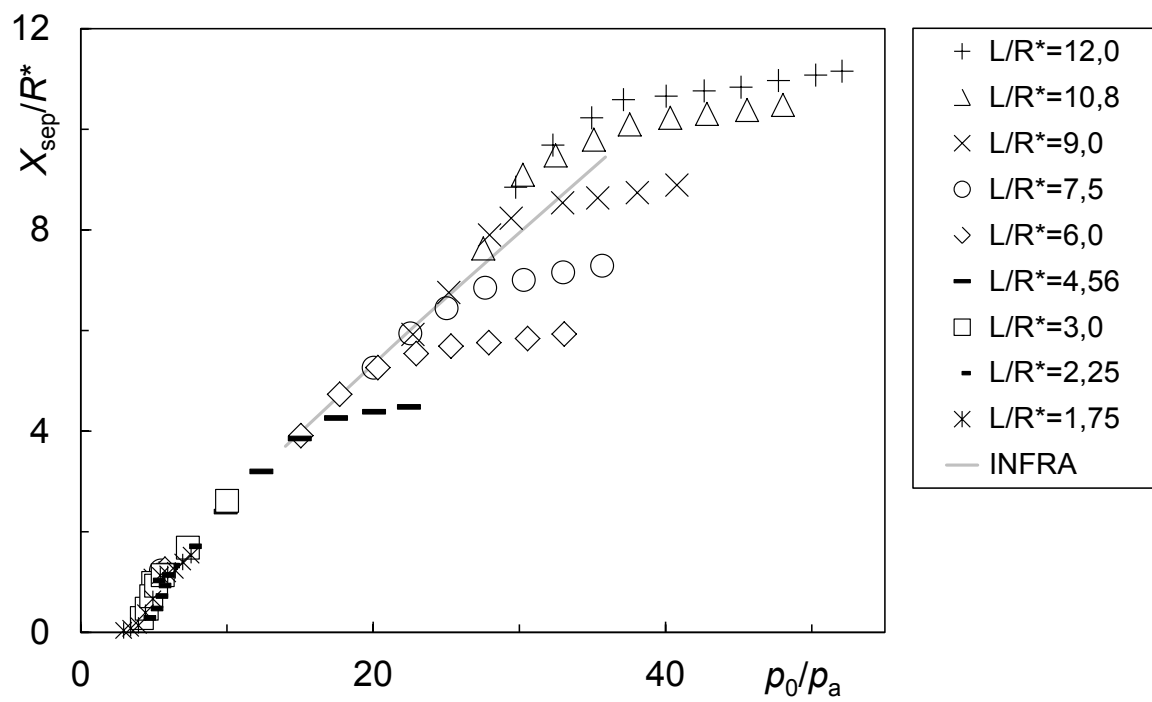


Abb. 4.43, Gemittelte Ablösepositionen der mehrmals gekürzten TIC-Düse

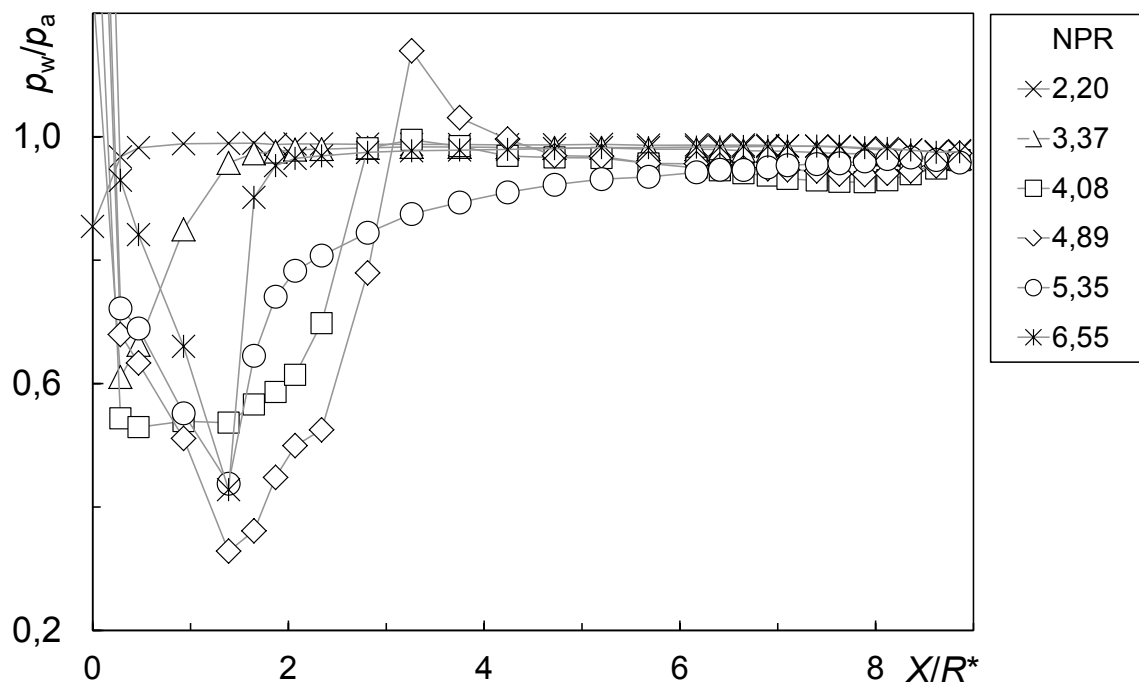


Abb. 4.44, Schließen und Öffnen der Wiederanlegung

Zwei bereits bekannte Abweichungen tauchen auch hier auf. Ab einem Druckverhältnis von $p_0/p_a \sim 30$ verlagern sich die Ablösepositionen durch den Einfluss der Stickstoffkondensation stromab. Unterhalb eines Druckverhältnisses von $p_0/p_a = 5$ tritt jetzt deutlich, dank der hier erhöhten und verdichteten Anzahl von Druckmesspositionen, eine Stromaufverlagerung der Ablösung hervor.

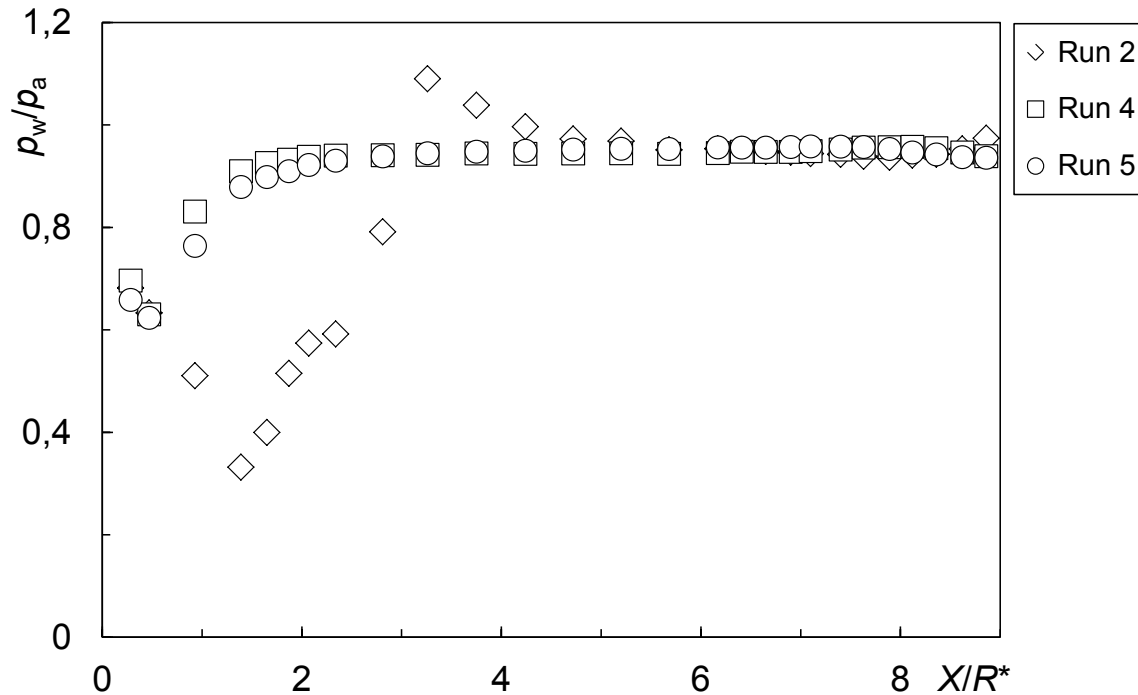


Abb. 4.45, Zufällige Wiederanlegung im Bereich der Messpositionen

Mit der erhöhten Anzahl von Druckmesspositionen kann der Vorgang der Strömungswiederanlegung im niedrigen Druckbereich auch wesentlich deutlicher veranschaulicht werden. Abb. 4.44 zeigt die Transition von abgelöster ($p_0/p_a = 2,2$) zur wiederangelegten ($p_0/p_a = 4,89$) und wieder zurück zur abgelösten Strömung ($p_0/p_a = 6,55$). Gezeigt sind die mit dem Umgebungsdruck p_a normierten Wanddrücke p_w über dem axialen Verlauf der Düse X/R^* .

Die wiederangelegte Strömung zeichnet sich durch die für sie typische Druckspitze oberhalb des Umgebungsdruckes aus. Ihr Zustand ist stabil und kann bei konstantem Druckverhältnis p_0/p_a beliebig gehalten werden. Die Strömungswiederanlegung ist jedoch zufällig über das Düseninnere verteilt. Sie kann also nicht immer mit einer Reihe von Messpositionen erfasst werden. Abb. 4.45 zeigt drei aufeinanderfolgende Testläufe bei gleichem Druckverhältnis von $p_0/p_a = 4,89$. Nur im Fall des Run Nr. 2 konnte die Strömungswiederanlegung mit der Reihe der Messpositionen erfasst werden.

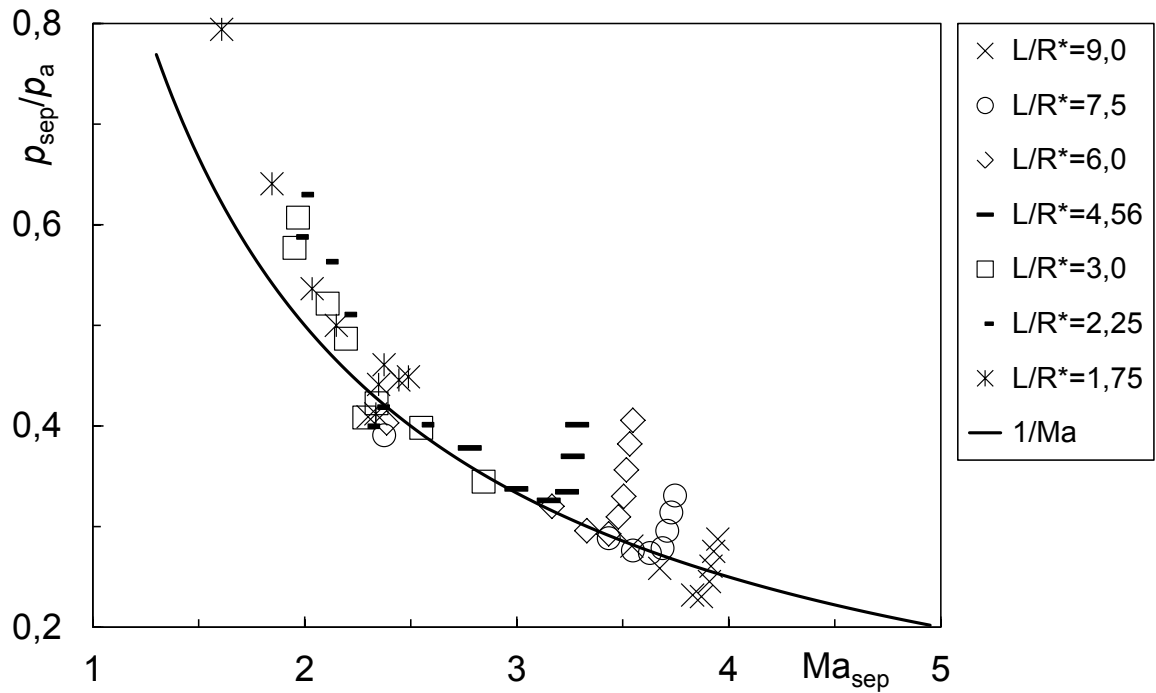


Abb. 4.46, Gemittelte Ablösepositionen der mehrmals gekürzten TIC-Düse

Bereits die Ablösepositionen der PSP-Messung zeigen eine auffällige Streuung für Wandmachzahlen $< 2,5$ (Abb. 4.23). In der traditionellen Darstellung (Abb. 4.46) des niedrigsten Wanddruckes p_{sep}/p_a als Funktion der zugehörigen Wandmachzahl Ma_{sep} verdichtet sich die Streuung der Ablösepositionen auf einen Bereich von $2,25 < Ma_{\text{sep}} < 2,5$. Unterhalb $Ma_{\text{sep}} = 2,25$ verlässt die Ablösung den vorherrschenden Trend.

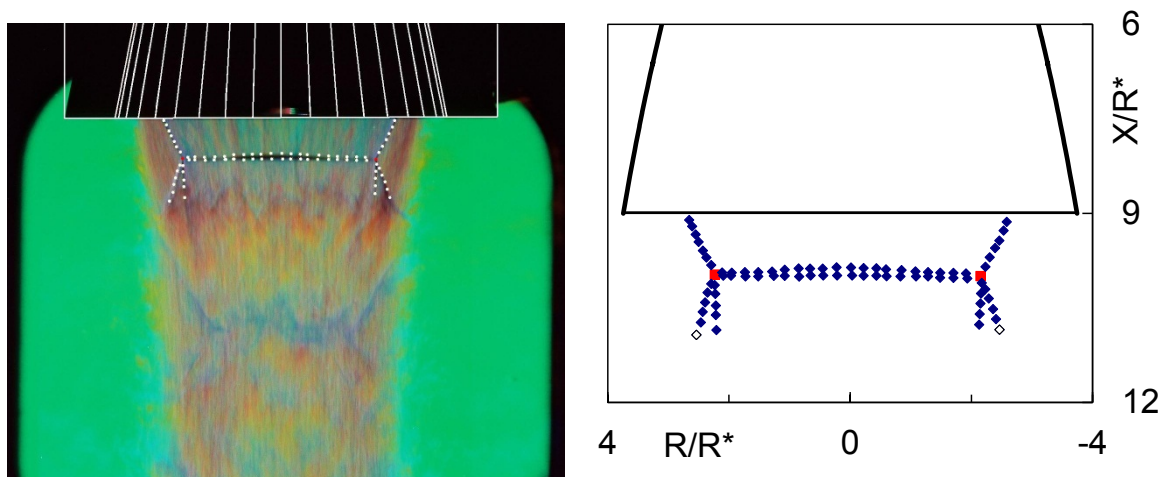


Abb. 4.47, Lage des Tripelpunkts (links) und Form der Machscheibe (rechts)

Die Position des Tripelpunkts und die Krümmung der Machscheibe wurden durch die Vermessung von Farbschlierenaufnahmen des Abstrahls bestimmt. Starke Verdichtungen (Stöße) treten darin als schwarze Linien hervor. Das bekannte Verfahren

der Konturgitterüberlagerung kann über das Düsenende hinaus verlängert und so das Stoßsystem vermessen werden. Abb. 4.47 links zeigt ein Beispiel der auf $L/R^* = 9$ gekürzten TIC-Düse bei $p_0/p_a = 25,25$. Das Konturgitter dient als Fixpunkt. Die Punkte auf den Stoßlinien werden vermessen und Koordinaten zugeordnet (Abb. 4.47 rechts).

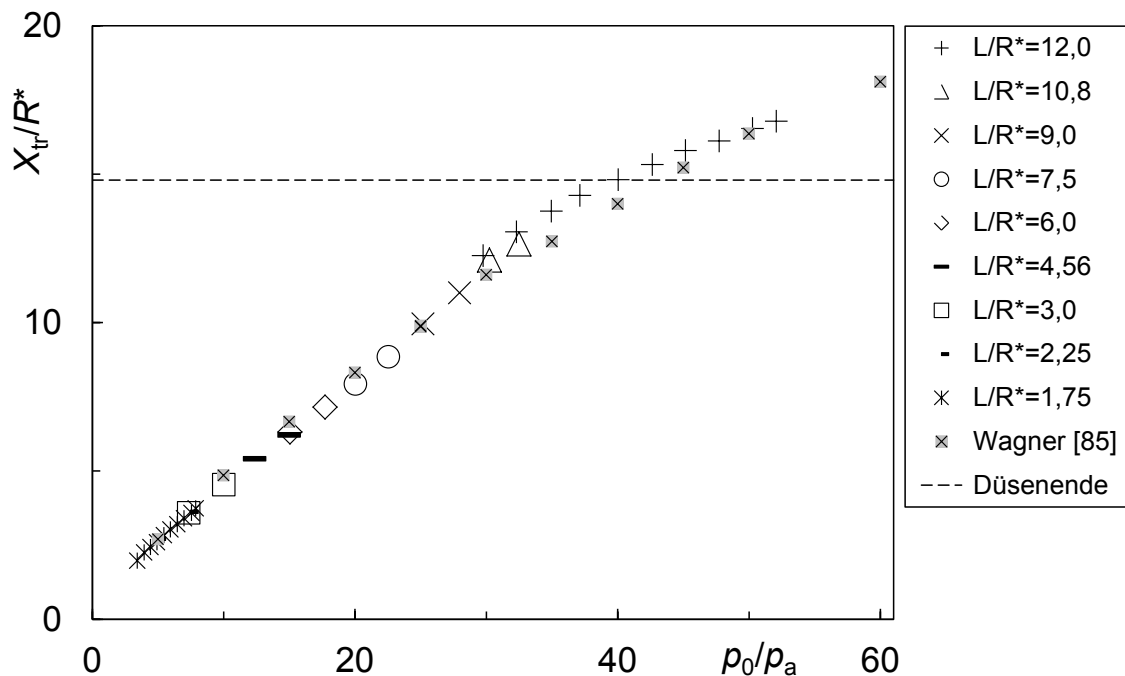


Abb. 4.48, Axiale Position des Tripelpunkts

Auch die Position des Tripelpunkts bleibt von der Kürzung der Düse unbeeinflusst. Abb. 4.48 und Abb. 4.49 zeigen die axialen (X_{tr}/R^*) und radialen (R_{tr}/R^*) Komponenten des Tripelpunkts in Abhängigkeit vom Druckverhältnis p_0/p_a . Die Messwerte der auf unterschiedliche Längen gekürzten Düse liegen übereinander. Zwischen $p_0/p_a = 5$ -32,5 nimmt sowohl die axiale als auch die radiale Komponente des Tripelpunkts linear zu. Die axiale Komponente zeigt oberhalb $p_0/p_a = 30$ den bekannten kondensationsbedingten Versatz.

Die vermessenen Machscheiben der fortwährend gekürzten Düse sind demnach repräsentativ. Ihre Lage und ihre Form stimmen mit denen der ungekürzten Ausgangsdüse überein.

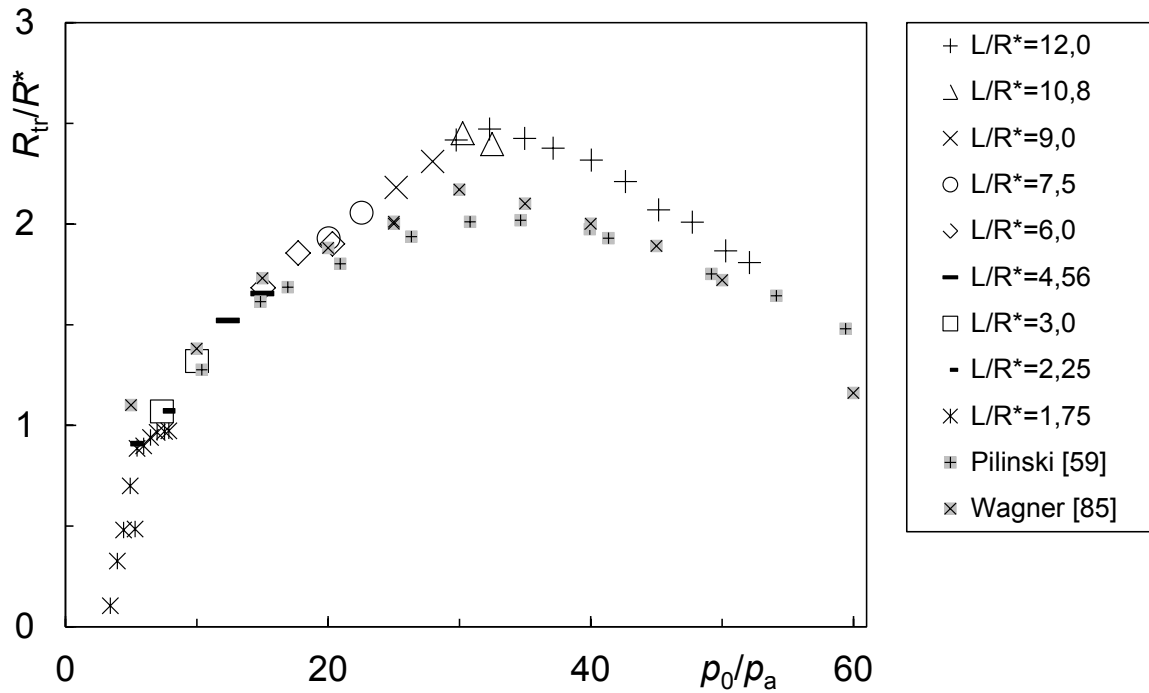


Abb. 4.49, Radiale Position des Tripelpunkts

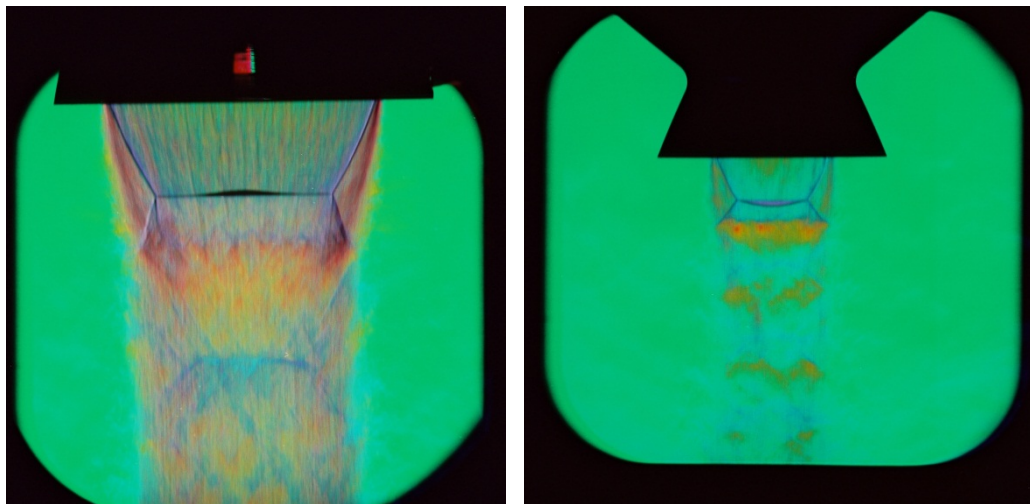


Abb. 4.50, Links: $L/R^* = 9$; $p_0/p_a \sim 30$; $H_{Mach} = 1,7 \text{ mm}$. Rechts: $L/R^* = 1,75$; $p_0/p_a \sim 5,5$; $H_{Mach} = 1,8 \text{ mm}$

Die zuvor erwähnten CFD-Studien ergaben stark konkav gebogene Machscheiben. Die Auswertung der Schlierenbilder zeigt, dass dies nicht zutrifft. Lediglich eine geringfügige konkave Krümmung im Zentrum der Machscheibe wurde gefunden. Abb. 4.50 links zeigt die stärkste konkave Krümmung, die während der Versuchsreihe gemessen wurde.

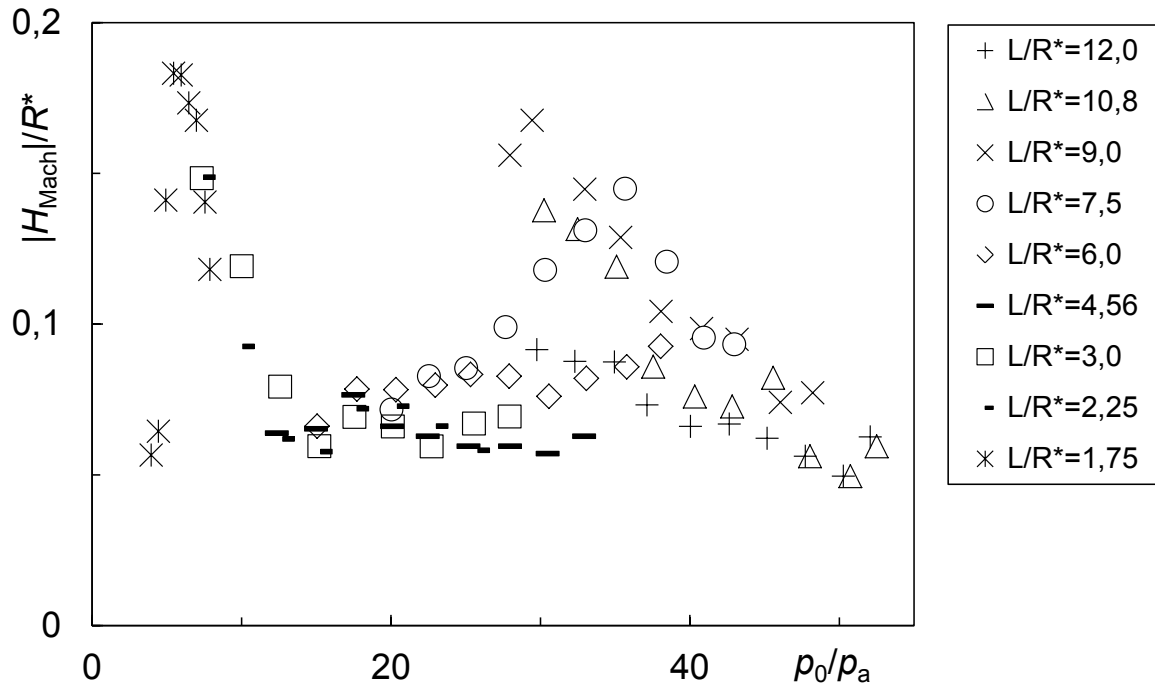


Abb. 4.51, Machscheibendicke als Funktion des Druckverhältnisses

Abb. 4.51 zeigt die aus mehreren Versuchen gemittelten Beträge der Machscheibendicke H_{Mach} , normiert mit dem Halsradius R^* , als Funktion des Druckverhältnisses p_0/p_a . Ein lokales Maximum wird im Bereich $p_0/p_a = 30-35$ erreicht. Die Vermutung liegt nahe, dass eine Korrelation zu den maximalen Seitenlasten vorliegt. Ein weiteres, auffälliges Maximum liegt im Bereich $p_0/p_a < 10$, der von besonderem Interesse ist. Hierbei handelt es sich jedoch nicht um die von den CFD-Studien postulierten konkav gekrümmten Machscheiben, die die Strömung zur Wand hin umlenken sollten. Die Schlierenbilder zeigen eindeutig, dass in diesem Bereich des Druckverhältnisses nur konvex gekrümmte Machscheiben vorliegen, die die Strömung zur Symmetrieachse hin umlenken. Abb. 4.50 rechts zeigt die stärkste konvex gekrümmte Machscheibe, die während der Versuche gefunden wurde.

Konkav gekrümmte Machscheiben in TIC-Düsen, die (ähnlich dem Kappenstoß in TOP-Düsen) die Strömung zur Wand hin umlenken und zur Wiederanlegung führen müssen ausgeschlossen werden.

Nichtsdestotrotz konnte die Wanddruckmessung eindeutig eine Strömungswiederanlegung im Bereich $p_0/p_a \sim 5$ belegen. Abb. 4.52 löst das Rätsel auf und verdeutlicht die Ursache der Wiederanlegung: Eine schräge, konvex gekrümmte Machscheibe lenkt die Strömung um.

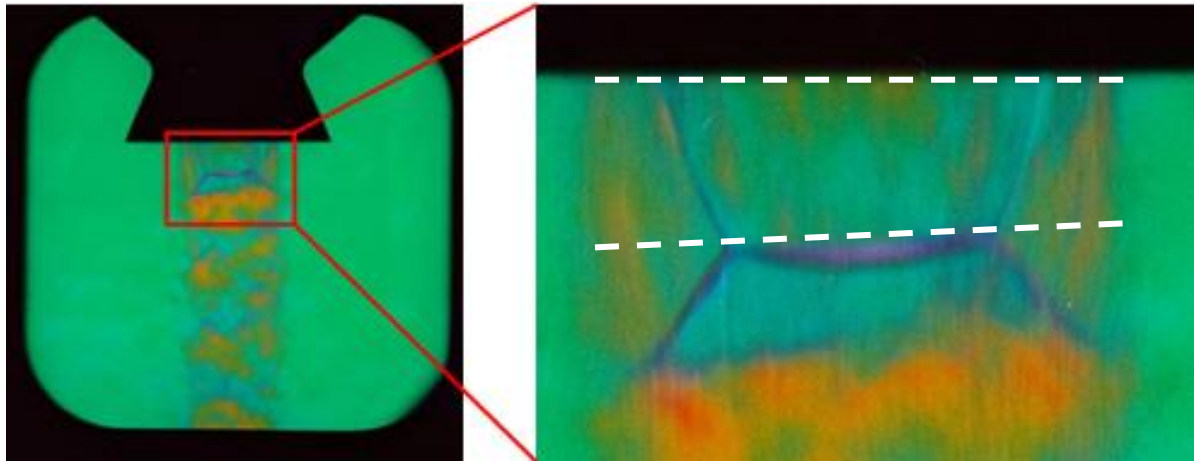


Abb. 4.52, Schräge Machscheibe; $L/R^* = 1,75$; $p_0/p_a = 4,93$

Alle Wanddruckmessungen (Abb. 4.20 und Abb. 4.46) zeigen eine plötzliche Stromabverlagerung der Ablösung. Da diese nicht symmetrisch verteilt geschehen wird, sondern mit einer zufällig verteilten Vorzugsrichtung, verlagern sich der zugehörige schräge Ablösestoß und der mit der Machscheibe gebildete Tripelstoß einseitig stromab. In der Folge kippt die Machscheibe. Nachdem die Stromabverlagerung der Ablösung in ganzer Umfangrichtung zeitlich verzögert stattgefunden hat, stellt sich wieder eine symmetrische, gerade Machscheibe ein, die nun die Strömung nicht mehr umlenkt.

Dieser Mechanismus der Strömungswiederanlegung im niedrigen Druckbereich der TIC-Düse steht im vollen Gegensatz zur bisher bekannten Strömungswiederanlegung in der TOP-Düse. Während der RSS lenkt der Kappenstoß die Strömung zur Wand, die dort wiederanlegt. Der Sprung der Ablöseposition folgt auf die Wiederanlegung, da der Druck in der Wiederanlegeblase erniedrigt wird. Umgekehrt in der TIC-Düse: Ein Sprung in der Ablöseposition kippt das System aus schrägem Ablösestoß und Machscheibe, was zur Wiederanlegung führt.

Der Prozess der Wiederanlegung ist stabil und wiederholbar, jedoch in seiner Umfangsposition zufällig verteilt, solange Fertigungsungenauigkeiten nicht eine bevorzugte Richtung hervorrufen.

Abb. 4.53 zeigt in zeitlicher Abfolge die Infrarotaufnahmen einer stabilen Wiederanlegung.

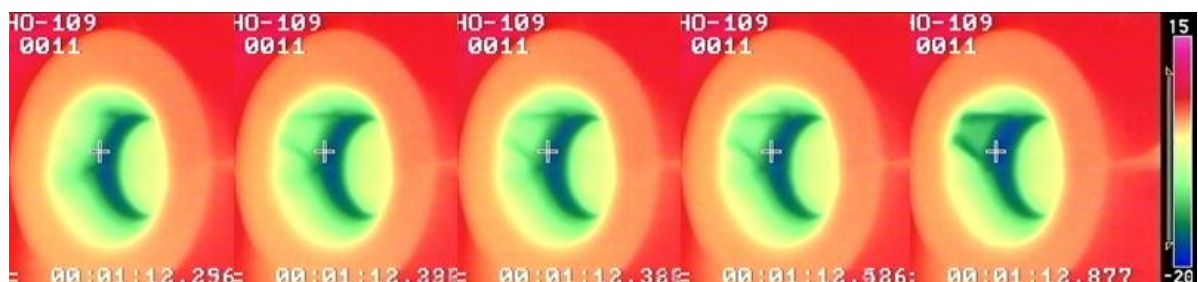


Abb. 4.53, Infrarotaufnahme; $L/R^* = 1,75$; $p_0/p_a = 4,6$

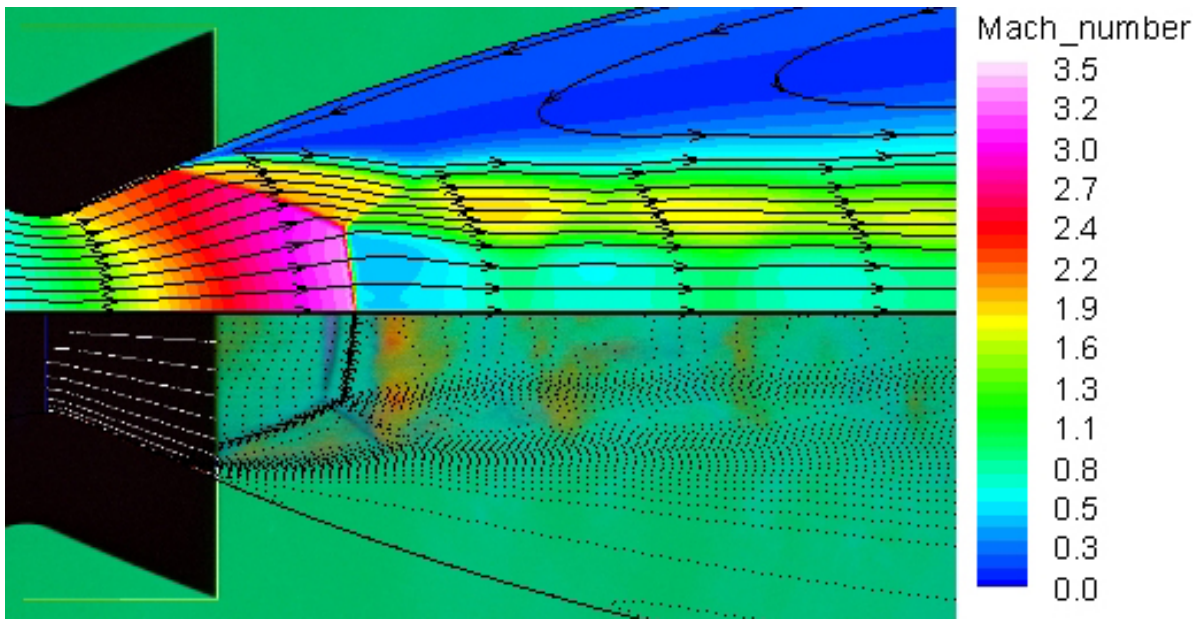


Abb. 4.54, Schlierenaufnahme, $L/R^ = 1,75$ und überlagerte Machzahlverteilung
 $L/R^* = 12,0$; $p_0/p_a = 5,5$ (aus Wagner [85])*

Abb. 4.54 zeigt eine Schlierenaufnahme der sehr stark gekürzten Düse ($L/R^* = 1,75$), die mit einer CFD-Rechnung von Wagner [85] ($L/R^* = 12$) überlagert wurde, die zeitgleich zu den Experimenten durchgeführt wurde. Die Machzahlverteilung verdeutlicht, dass die Ursache der konvex gekrümmten Machscheibe bei niedrigen Druckverhältnissen das stark divergente Strömungsfeld im Bereich des Kernel ist.

4.2.7 Seitenlastverteilung in der TIC-Düse

Die Ursache der Wiederanlegung und der daraus resultierenden Seitenlastspitze konnte gefunden werden. Bleibt zu klären, weshalb weitere markante Spitzen im Seitenlastverlauf auftauchen (Abb. 4.22).

Abb. 4.48 und Abb. 4.49 zeigen, dass sich oberhalb $p_0/p_a = 32$ die axiale Komponente des Tripelpunkts mit abnehmendem Gradienten und dessen radiale Komponente mit negativem Gradienten dem Übergang von Machreflektion zu regulärer Reflektion nähern.

Der Umkehrpunkt der radialen Komponente und die Abweichung der axialen Komponente vom linearen Trend liegen im Bereich der maximalen Seitenlast bei $p_0/p_a = 35$. Die Machscheibe, definiert durch die Position des Tripelpunkts, liegt hier nahe des Austrittsquerschnitts der Düse (gestrichelte Linie in Abb. 4.48). Es ist interessant die vorliegende Strömungstopologie genauer zu untersuchen.

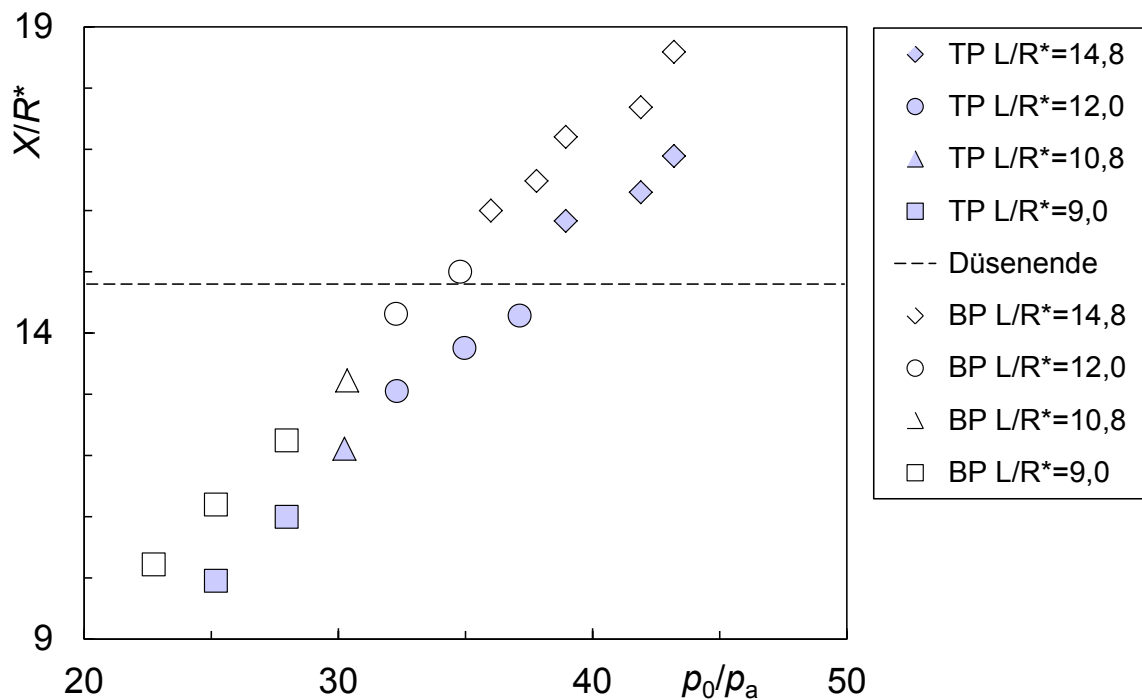


Abb. 4.55, Axiale Lage des reflektierten Stoßes

Der schräge Ablösestoß wird von der Machscheibe im Tripelpunkt reflektiert. Dieser von der Symmetrieachse abgewandte reflektierte Stoß trifft nach kurzer Laufzeit die Scherschicht. Er richtet die vom schrägen Ablösestoß zur Symmetrieachse hin umgelenkte Überschallströmung wieder parallel zu ihr aus. In der Folge wird daher die Scherschicht, die zuvor eine kegelförmige Oberfläche beschrieb, zu einer zylinderförmigen Oberfläche umgeformt.

Abb. 4.55 zeigt die axialen Komponenten der Berührungspunkte BP von reflektiertem Stoß und Scherschicht (farblos). Sie wurden den Schlierenbildern entnommen und aus mehreren Versuchen bei unterschiedlichen Düsenlängen gemittelt. Hinzugefügt ist die axiale Lage der zugehörigen Tripelpunkte (blass blau).

Die Turbulenz der Scherschicht verursacht eine starke Streuung des Lichtes. Der Berührungspunkt kann also nicht exakt bestimmt werden. Die Daten der Längen $L/R^* = 9 / 10,8$ und 12 entstammen den Kürzungsversuchen. Die hohe Anzahl von Schlierenbildern führt zu einem deutlichen Werteverlauf. Die Daten der Länge $L/R^* = 14,8$ wurden direkt am Düsenende einer ungekürzten Düse bestimmt. Bedingt durch ihre geringere, statistisch verwertbare, Menge variiert ihr Verlauf stärker.

Für ein Druckverhältnis von $p_0/p_a = 34$ liegt der Berührungspunkt genau in der Austrittsebene der Düse. Oberhalb $p_0/p_a = 34$ liegt folglich die kegelförmige Scherschicht in der Austrittsebene, darunter die zylinderförmige Scherschicht.

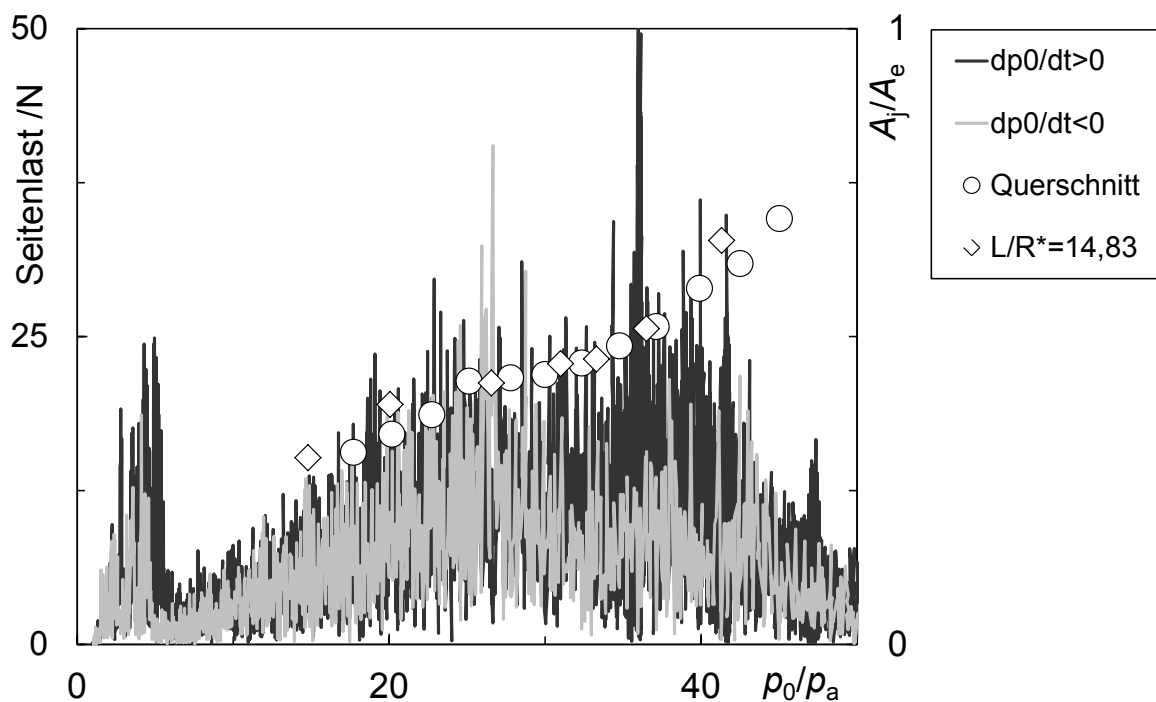


Abb. 4.56, Eingennommener Endquerschnitt

Abb. 4.56 zeigt den resultierenden Anteil des Abstrahls an der Düsenaustrittsebene A_i/A_e als Funktion des Druckverhältnisses p_0/p_a . Dazu wurde mit Hilfe der Schlierenbilder der Außenradius der Scherschicht am Ort der Auslegungsastrittsebene ermittelt und daraus die Fläche errechnet. Der Verlauf wurde aus allen gekürzten Düsen bestimmt. Er ist nicht monoton steigend und zeigt zwei Gradientenänderungen. Zum einen ab $p_0/p_a = 34$ und zum anderen bei $p_0/p_a = 25$. Beide Werte sind mit ausgeprägten Spitzen im Seitenlastverlauf der TIC-Düse verbunden. Dazwischen verläuft der Flächenanteil nahezu konstant.

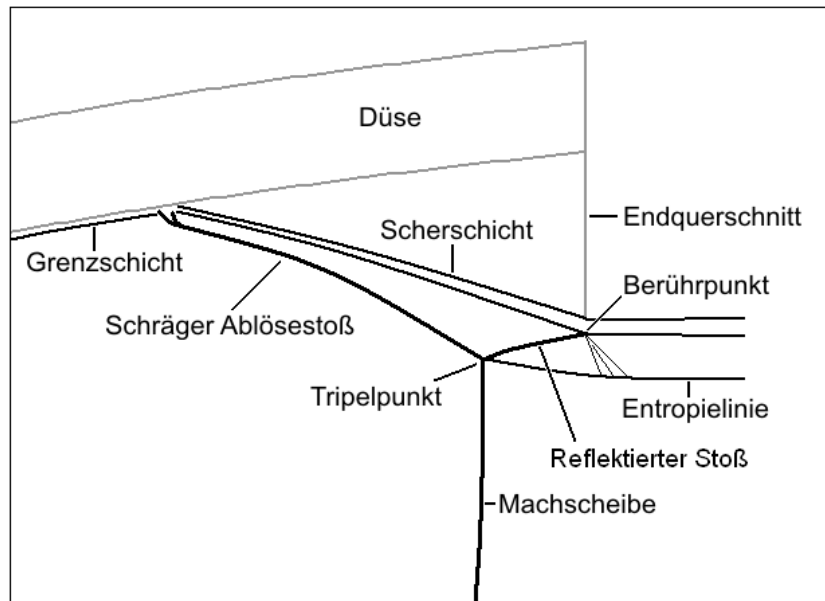


Abb. 4.57, Strömungstopologie bei maximaler Seitenlast

Abb. 4.57 verdeutlicht die Strömungstopologie bei maximaler Seitenlast. Die Strömung verläuft von links nach rechts, die Düsenwand ist grau hervorgehoben. Die Machscheibe liegt stromauf des Düsenendquerschnitts. Schräger Ablösestoß und Machscheibe vereinigen sich im Tripelpunkt. Der davon ausgehende reflektierte Stoß lenkt genau im Düsenendquerschnitt die kegelförmige Scherschicht zu einer zylindrischen um.

Das System aus schrägem Ablösestoß, Machscheibe und reflektiertem Stoß folgt der Eigenschwingung der Ablösung. Folglich schwingt auch der Ort der Scherschichtumlenkung im Bereich des Endquerschnitts.

Der verbleibende freie Bereich des Endquerschnitts, der nicht vom Abstrahl eingenommen wird, ist an diese Schwingung gekoppelt. Durch ihn strömt die Umgebungsluft ein, die mit ihrem Gegenimpuls die supersonische Grenzschicht zur Ablösung zwingt. Damit ist ein System geschlossen, das eine Rückkopplung ermöglicht. Das aufgezeigte nicht monotone Verhalten der verbleibenden Eintrittsfläche führt zu einer Anfachung der Eigenschwingung der Ablösung. Da der Prozess asymmetrisch über die Austrittsebene verteilt stattfindet, erhöhen sich die daraus resultierenden Seitenlasten.

Auf den Einfluss der Scherschichtumlenkung weist auch Zerjeski [106] hin, der die Strömungsablösung analytisch modelliert. Die Grundlage seines Modells ist die Impulsbilanz über die kegelförmige Scherschicht und das Geschwindigkeitsfeld im freien Bereich der Austrittsebene (Abb. 4.58).

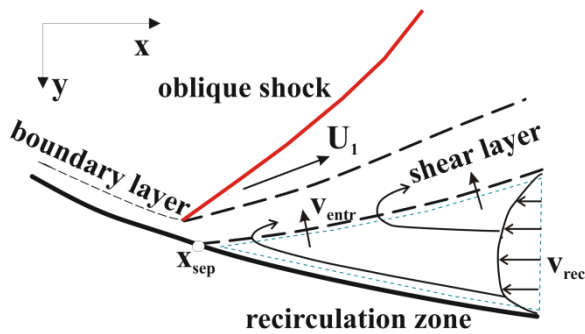


Abb. 4.58, Darstellung der Strömungsablösung (aus Zerjeski [106])

Für Druckverhältnisse $p_0/p_a < 35$ ist sein Ablösemodell jedoch nicht mehr anwendbar. Zu vergleichbaren Ergebnissen kommen Reijasse und Birkemeyer [67], die ebenfalls die Impulsbilanz des freien Rückströmgebiets zur Modellierung eines semi-empirischen Ablösemodells nutzen. Sie vergleichen ihr Modell mit experimentellen Ergebnissen zweier TIC-Düsen. Unterhalb $p_0/p_a < 35$ verliert auch ihr Modell die Genauigkeit.

4.2.8 Rückverdichtung über den schrägen Ablösestoß

Die vorgenommenen Kürzungen der Düse ermöglichen es, auch die Abhängigkeit der in den abgelösten Bereich einströmenden Umgebungsluft von der Düsenlänge zu untersuchen.

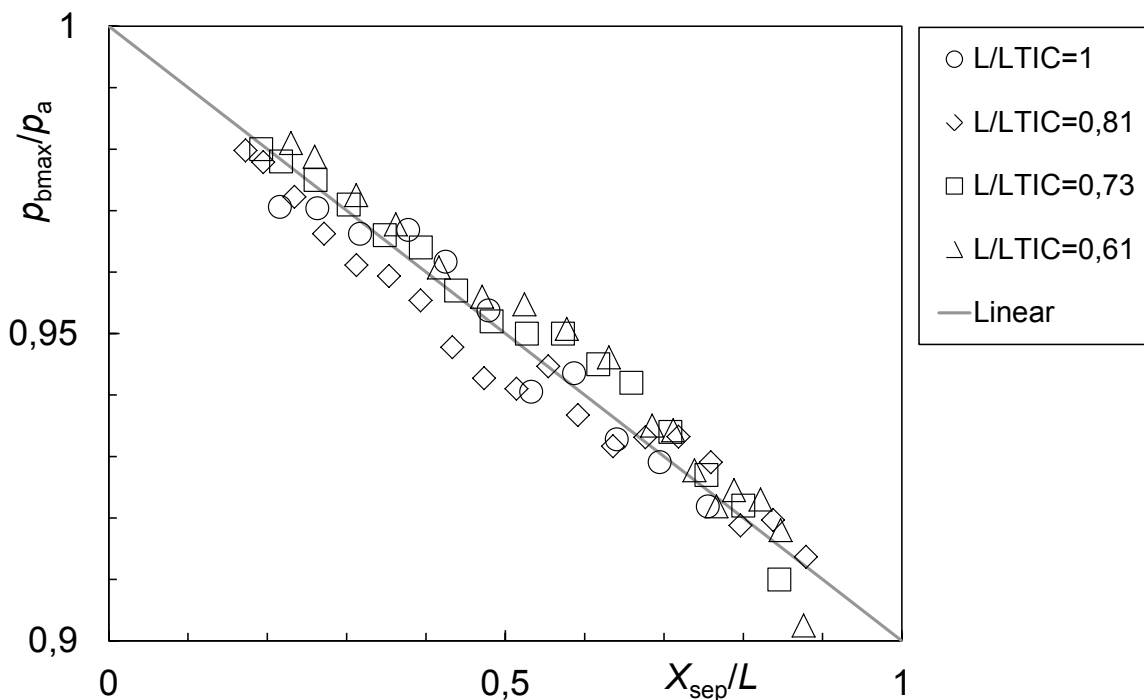


Abb. 4.59, Einfluss der Kürzungen auf die Druckverteilung im abgelösten Bereich

Abb. 4.59 zeigt den maximalen im abgelösten Bereich auftretenden Wanddruck p_{bmax} , normiert mit dem Umgebungsdruck p_a , als Funktion der axialen Ablöseposition x_{sep} , normiert mit der jeweiligen Länge L der dargestellten gekürzten Düse. Die Vorgehensweise erlaubt einen Vergleich der Rückverdichtung innerhalb des abgelösten Bereiches einer Düse, ungeachtet der tatsächlichen absoluten Größenverhältnisse.

Die Schar der gemittelten Messwerte bildet, unabhängig von der tatsächlichen Länge der Düse, einen gemeinsamen linearen Trend ab. Der maximale Wanddruck $p_{b\max}/p_a$ ist folglich nur eine Funktion der Ablöseposition X_{sep}/L .

Verlagert sich die Ablöseposition X_{sep}/L in Richtung Düsenende ($X_{\text{sep}}/L = 1$) verringert sich zunehmend der maximale Wanddruck $p_{b\max}/p_a$. Der durch den linearen Trend vorgegebene Endwert beträgt 0,9.

Dies bedeutet: Der schräge Ablösestoß verdichtet die Überschallströmung auf ~90 % des Umgebungsdrucks und lenkt sie dabei um. Danach löst die Strömung ab. Die restliche Rückverdichtung der Strömung auf die Umgebungsbedingung p_a erfolgt über den kegelförmigen abgelösten Strahl.

4.2.9 Wirbelbildung entlang der TIC-Innenwand

Der Niederschlag von Reif zum Ende des Versuchs hat bereits gezeigt, dass es im Bereich des Düsenhalses zur Ausbildung von Wirbeln kommt. Es wurde vermutet, dass die Reifbildung einem sich der Düsenwand länger aufprägenden Temperaturfeld entspringt. Dies war jedoch kein zwingender Nachweis der Strömungsverhältnisse während eines Versuchs.

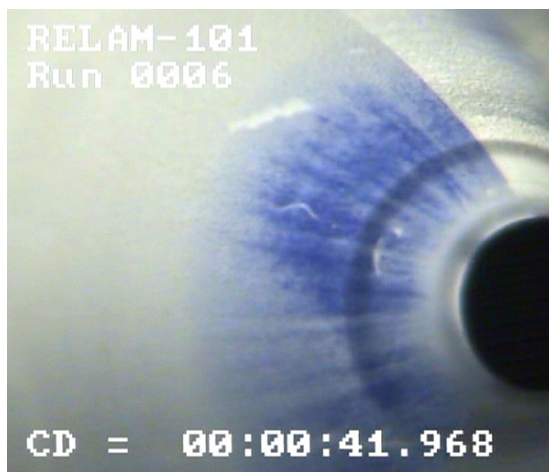


Abb. 4.60, Stabile Wirbel, $p_0/p_a = 20$

Daher wurde die Düseninnenwand mit thermochromer Farbe beschichtet, deren Reaktionstemperatur bei -10°C liegt. Ab dieser Temperatur gehen die zuvor transparenten Farbligamente in eine blaue Färbung über. Abb. 4.60 zeigt den Beginn des Farbumschlags nach einer Versuchsdauer von 42 s bei einem Druckverhältnis von $p_0/p_a = 20$. Stabile Paare aus Längswirbeln transportieren kältere Kernströmung zur Wand. Dieser Bereich kühlt schneller ab und geht daher früher in den Farbumschlag über. Die Spur der Wirbelpaare kann sich so

abzeichnen. Die Wirbel sind über den gesamten Versuch stabil. Der zuvor erwähnte Reifniederschlag bildet folglich das Temperaturfeld im Halsbereich ab, wie es während des Versuchs vorlag. Mit zunehmender Versuchsdauer kühlt die Wand komplett ab und geht in eine durchgehend blaue Fläche über.

Die Wirbelbildung wurde in vier Konfigurationen untersucht, um gegebenenfalls den Einfluss des Zuleitungssystems zu bestimmen.

Konfiguration	Beruhigungsstrecke	Konvergenter Anströmwinkel	Geteilt
1	-	30°	X
2	X	30°	X
3	X	25°	X
4	X	25°	-

Tab. 4.2, Parameter des Zuleitungssystems

Die Konfigurationen unterschieden sich in der Verwendung einer Beruhigungsstrecke (Waben, drei Gitter), dem konvergenten Düsenwinkel (25 ° oder 30 °) und der konstruktiven Gestaltung des engsten Querschnitts (Düse im Hals geteilt (Abb. 3.8) oder durchgängig (Abb. 3.5)). Jede Konfiguration wurde mit einer Reihe von Tests untersucht. Von Test zu Test wurde der Prüfling radial verdreht um eine womöglich asymmetrisch verteilte Anströmung zu entdecken. Der mittlere radiale Wirbelpaarabstand betrug dabei immer ca. 6 °. Die Variation von Konstruktion oder radialer Verdrehung hatte darauf keinen Einfluss bis auf Konfiguration 4, bei der sich ein mittlerer Abstand von ca. 12 ° ergab, mithin eine harmonische Verdopplung.

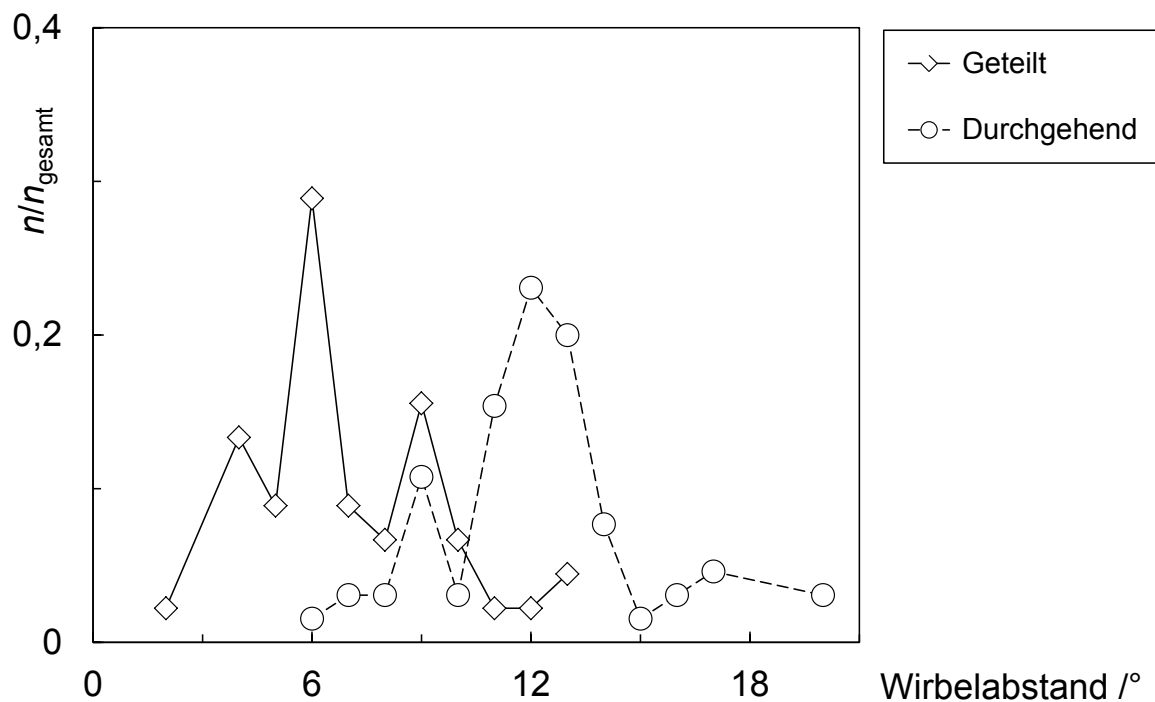


Abb. 4.61, Einfluss der konstruktiven Gestaltung auf die Wirbelverteilung

Abb. 4.61 zeigt die Häufigkeitsverteilung der Wirbelabstände der Konfigurationen 3 und 4, die sich lediglich in der Zweiteilung bzw. Einteiligkeit von konvergentem und divergentem Düsenbereich unterscheiden. Die vermessenen Wirbelabstände aller Versuche wurden auf ganzzahlige Beträge gerundet und aufsummiert. Deutlich sticht

im Fall der geteilten Konfiguration 3 (Rauten) der dominante Wirbelabstand von 6° hervor. Bei durchgängiger Konstruktion, was einem realen Triebwerksdesign entspricht, verdoppelt sich der dominante Wirbelabstand auf 12° . Die dominanten 12° stimmen mit den in Abb. 4.35 rechts vermessenen $11,25^\circ$ gut überein.

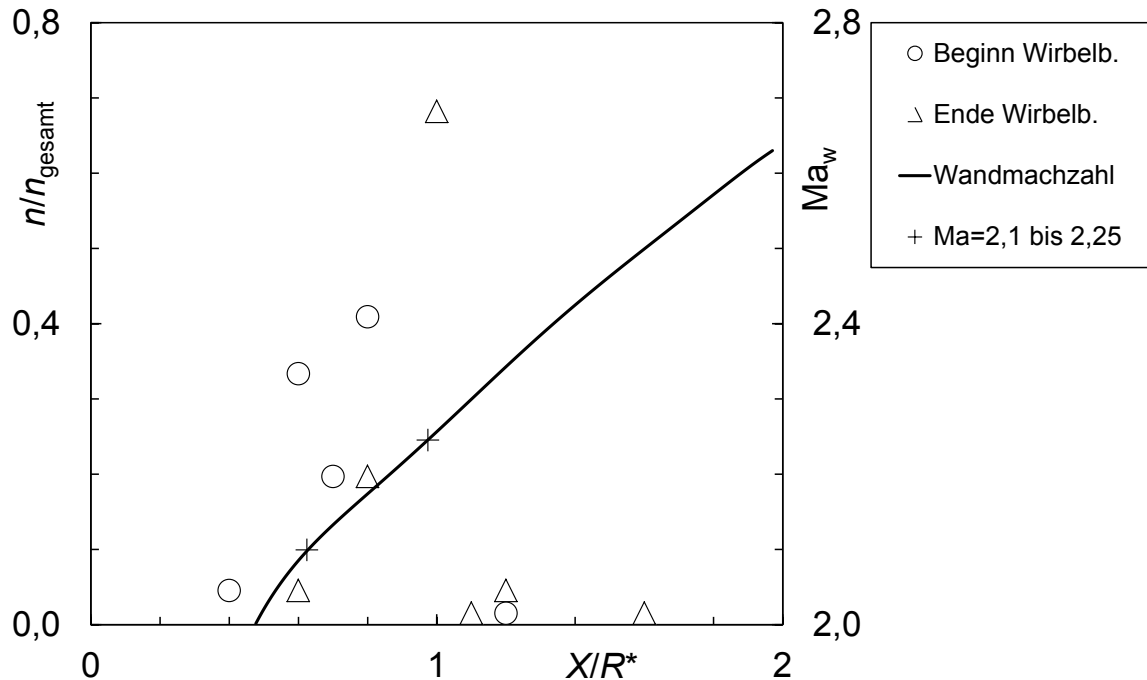


Abb. 4.62, Bereich der Wirbelbildung

Abb. 4.62 stellt die axiale Verteilung der Wirbelbildung der Wandmachzahl gegenüber. Die Ausbildung der Wirbelpaare beginnt mit einer Wandmachzahl von 2,1 und ist ab einer Wandmachzahl von 2,25 überwiegend abgeschlossen.

4.3 Experimentelle Untersuchung der gekürzten idealen Düse unter Heißgasbedingungen (CALO)

Die bereits vorgestellten experimentellen Ergebnisse wurden mit Kaltgasuntersuchungen erzielt. Kaltgasuntersuchungen sind sicher, verhältnismäßig kosteneffektiv und liefern genaue Messungen eines bekannten, einfachen Fluids, das analytisch und numerisch sehr gut abgebildet werden kann. Sie eignen sich daher hervorragend zur grundlegenden Untersuchung der Düsenströmung. Bis auf wenige Anwendungen zu Beginn der Satellitenära sind mit Kaltgas betriebene Raketendüsen jedoch nicht von praktischer Relevanz, und es fehlt die Übertragbarkeit der Ergebnisse auf die in Anwendung befindlichen Heißgasdüsen, die mit komplexen Verbrennungsgasen durchströmt werden.

Aus dieser Motivation heraus wurde die Düsenströmung eines Wasserstoff/Sauerstoff-Triebwerks untersucht. Drei Konfigurationen kamen dabei zum Einsatz:

- Konfig. A: Eine durchgehend kalorisch gekühlte Düse.
- Konfig. B: Eine wasserstoffgekühlte Basisdüse, deren Wasserstoff im weiteren Strömungsverlauf als Kühlfilm der restlichen, kalorisch gekühlten Düsenerweiterung dient.
- Konfig. C: Eine wasserstoffgekühlte Basisdüse, deren Wasserstoff als Film eine mit Rippen versteifte Inconeldüse kühlt.

Die Parameter von Heißgasströmung und Kühlfilm wurden so fest gelegt, dass eine Vergleichbarkeit zu Vulcain 2 gegeben ist. Insbesondere die dritte Konfiguration liefert repräsentative Ergebnisse. Es wurde lediglich auf eine TIC-Kontur zurück gegriffen, um die Überlagerung der Messung durch eine wiederangelegte Strömung, auszuschließen, wie sie bei schuboptimierten Konturen auftreten kann.

4.3.1 Prüfstandskonditionen

Eine aus Drucktanks geförderte Kaltgasströmung kann mit Druckminderern, Regelventilen und einer Beruhigungsstrecke, wie sie auch in Windkanälen verwendet wird, geglättet und ihre Turbulenz verringert werden. Ein nahezu konstanter Totaldruck kann so gewährleistet werden. Mit einer Raketenbrennkammer ist dies nicht möglich. Brennkammerdruckschwankungen, die aus Verbrennungsrauhigkeiten resultieren und von Kammerabmessungen verstärkt oder gar von im Versorgungssystem sowie dem Einspritzkopf verursachten Resonanzen angefacht werden, können nicht vermieden werden. Diese Totaldruckschwankungen pflanzen sich über die Beschleunigung eines Stromfadens stromab fort und sind deutlich in Wanddruckschwankungen wiederzuerkennen. Diese Wanddruckschwankungen führen letztendlich zu einer, im Vergleich zur mehr modellhaften Kaltgasuntersuchung, verstärkten Schwankung der Ablöseposition.

Abb. 4.63 zeigt die Brennkammerschwingung des vorliegenden Modelltriebwerks. Die deutliche 180 Hz-Schwingung des Brennkammerdrucks p_c (gestrichelte Linie) überträgt sich auf den Wanddruck p_w . Liegt im dargestellten Intervall die Brennkammerdruckschwankung noch im Bereich von $\pm 0,8$ % des Mittelwerts, so verstärkt sich die Wanddruckschwankung um eine Größenordnung auf ± 8 % des Mittelwertes.

Die Isentropenbeziehung (Kapitel 2.1.2)

$$\frac{p_c}{p_w} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} Ma^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad \text{Gl. 4.1}$$

zeigt den Zusammenhang zwischen Brennkammer- und Wanddruck.

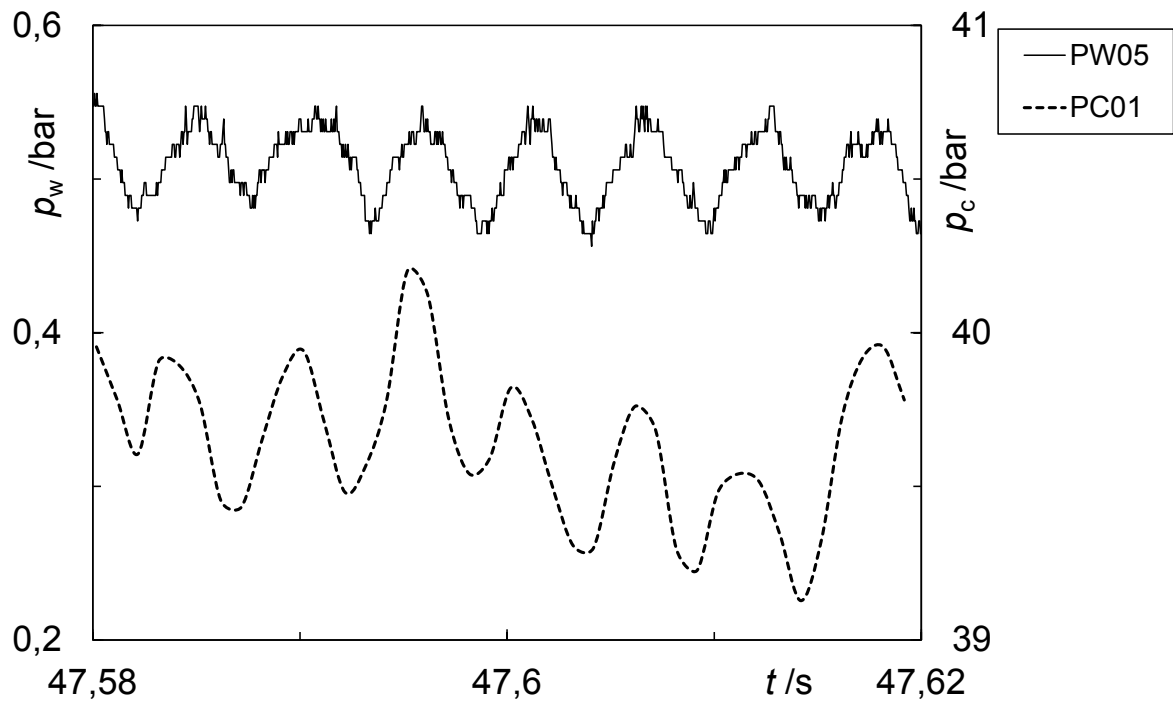


Abb. 4.63, Brennkammerdruckschwankung und Wanddruckantwort ($X/R^* = 5,84$)

Ändert sich weder die Gaszusammensetzung ($\rightarrow$ Isentropenexponent γ) noch die Düsengeometrie ($\rightarrow$ Wandmachzahl Ma) bleibt das Verhältnis der Drücke konstant. Die prozentuale Schwankung des Wanddrucks müsste der des Brennkammerdrucks entsprechen. Da dies offensichtlich nicht der Fall ist, muss sich die Gaszusammensetzung oder die Düsengeometrie ändern. Beträgt zum Beispiel die mittlere Wandmachzahl $Ma = 3$ und der mittlere Isentropenexponent $\gamma = 1,2$ ist für die aufgezeigte Anfachung eine Machzahlvariation von grob 1 % oder eine Isentropenexponentvariation von grob 4 % nötig.

Solch eine Schwankung des Isentropenexponenten ist ausgeschlossen. So erhöht die Änderung des vorliegenden ROF von 6 auf 8 den Isentropenexponenten gerade einmal um 1/6 %; von 1,222 auf 1,224. Nicht einmal ein Brennstoffwechsel könnte diese Schwankung verursachen. Der Effekt, dass sich mit veränderlichem Isentropenexponent auch die örtliche Wandmachzahl ändert, ist minimal und kann komplett vernachlässigt werden.

Die lokale Wandmachzahl kann nur durch eine Änderung der Fläche, die mehrere benachbarte Stromfäden durchströmen, variiert werden. Solch lokale Variationen sind durch aeroelastische Effekte möglich. Schwingt die Düse beispielsweise wie ein Pendel erster Ordnung, nehmen die Stromfäden sich verändernde Querschnitte wahr, wobei gegenüberliegende Druckmessungen eine Phasenumkehr von π zeigen müssten. Abb. 4.64 zeigt die Druckmessungen des Querschnittes $X/R^* = 8,19$. Alle sechs Messungen liegen in Phase. Eine Schwingung erster Ordnung kann ausgeschlossen werden.

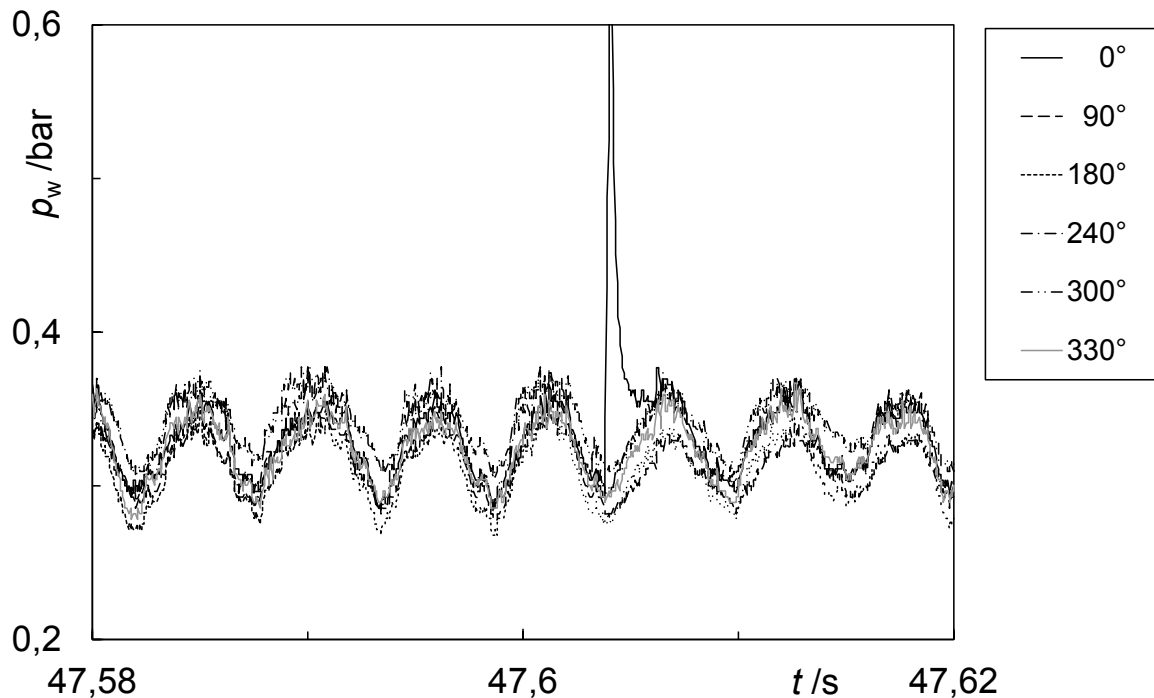


Abb. 4.64, Radiale Verteilung der Wanddruckschwankung, $X/R^* = 8,19$

Eine weitere Möglichkeit ist die Ovalisierung der Düse. Im Fall einer Ovalisierung müssten 90 ° zueinander versetzte Druckmessungen eine Phasenumkehr zeigen. Auch dies ist nicht der Fall. Die Düse ovalisiert folglich nicht. Höhere Ovalisierungsmoden können aufgrund der identischen Phasen ebenfalls ausgeschlossen werden.

Eine Stauchung oder Streckung der Düse kann ebenfalls ausgeschlossen werden, da sich dadurch die Querschnitte der Messpositionen nicht verändern. Lediglich eine axiale Schwingung ist noch denkbar, bei der sich die Düse wie ein Blumenkelch öffnet und schließt ($\lambda/4$ -Schwingung), wobei auch höhere Moden denkbar sind. Im vorliegenden Beispiel wäre hierfür eine Querschnittsdurchmesserschwingung von 2,5 % (entspricht 4,25 mm bei $\varnothing 84,755$ mm) nötig. Die sehr hohe Steifigkeit der komplexen Segmentkonstruktion (Kapitel 3.4) schließt dies jedoch aus.

Selbst die Möglichkeit einer $\lambda/4$ -Resonanz im Unterschallbereich der Grenzschicht entlang der Düsenwand (Pfeife) kann ausgeschlossen werden. So betragen die niedrigsten denkbaren Resonanzfrequenzen 210 Hz für eine vollständig abgelösten Düse (Luft) und 350 Hz für eine voll fließende Düse (Dampf).

Die Ursache der vorliegenden Schwankungsverstärkung ist nicht nachzuvollziehen. Es bleibt nur festzustellen, dass diese angefachte Wanddruckschwankung zu einer sehr starken Fluktuation der Ablöseposition führt.

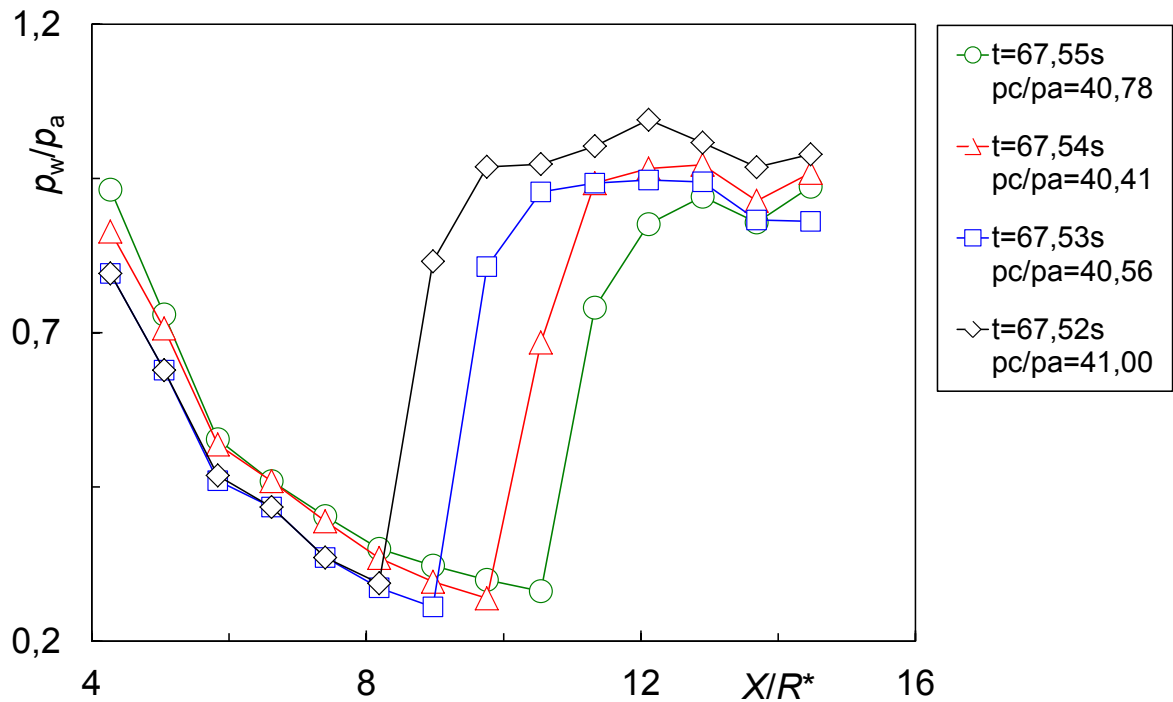


Abb. 4.65, Beispiel einer starken Ablöseschwankung

Verdeutlicht wird dies in Abb. 4.65. In einem kurzen Zeitraum von 30 ms schwankt der Totaldruck um $\pm 0,7\%$. Die Ablösung antwortet darauf mit einer Positionsschwankung von vier Messpositionen. Die vorliegende axiale Schwankung von $X/R^* = 2,35$ entspricht $15,8\%$ der Gesamtdüsenlänge. Um dennoch repräsentative Daten zu erhalten, wurden Wanddruckprofile abgelöster Strömungen in großen Mengen über kurze Zeitintervalle gemittelt.

Die diskutierte Anfachung der Wanddruckschwankung erhöht sich in Konfiguration B auf bis zu 20% und in Konfiguration C auf bis zu 15% , bei gleichbleibender durchschnittlicher Brennkammerdruckschwankung von $1\% p_c$.

4.3.2 Strömungsablösung (Konfiguration A)

Auch die Heißgasmodelldüse zeigt, wie die Kaltgasmodelle, ein lineares Ablöseverhalten. Abb. 4.66 gibt die Ablösepositionen als Funktion des Druckverhältnisses p_c/p_a wieder. Dargestellt sind Ablösepositionen, die stationären ($dp_c/dt = 0$) und instationären ($dp_c/dt \neq 0$) Druckverhältnissen entsprechen. Die stationären Ablösungen (Diamanten) zeigen den zu erwartenden linearen Trend. Von diesem Trend wird abgewichen, wenn die Ablösung das Düsenende erreicht. Wie auch bei den Kaltgasmodellen führt eine weitere Erhöhung des Druckverhältnisses zu einer Stauchung der Ablösezone. Im Diagramm entspricht die maximale Ordinate ($X/R^* = 14,811$) dem Düsenende.

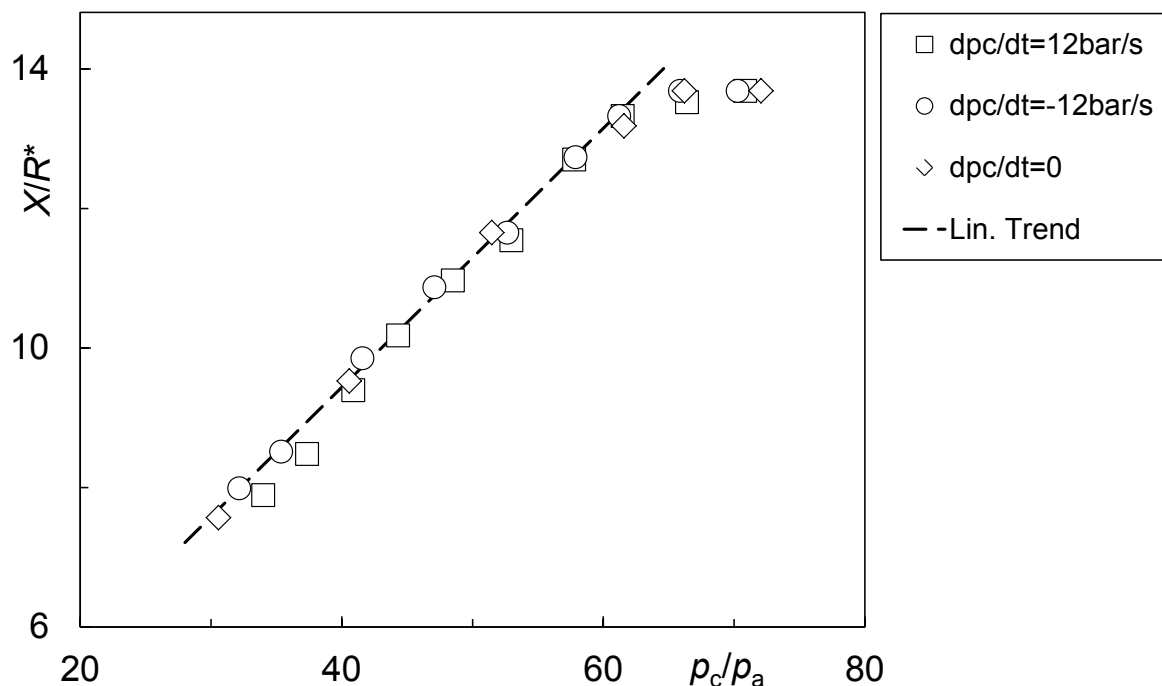


Abb. 4.66, Ablösepositionen bei unterschiedlichen Druckgradienten

Die Untersuchung der Kaltgasdüsen ergab kein Hystereseverhalten der Ablöseposition in Abhängigkeit des Totaldruckgradienten. Anders hingegen das Verhalten der Heißgasdüse: Ablösepositionen, die bei negativem Brennkammerdruckgradienten (Kreise) bestimmt wurden, stimmen mit den stationär bestimmten Positionen überein. Die Ablösepositionen, die bei positivem Brennkammerdruckgradienten bestimmt wurden (Rauten), weichen dagegen merklich ab und zeigen stellenweise bei gleichem Druckverhältnis eine verfrühte Ablösung.

Verdeutlicht wird dies in Abb. 4.67, die den Ablösedruck als Funktion der Wandmachzahl darstellt. Gleiche axiale Positionen ($\rightarrow$ Wandmachzahlen) werden erst mit einem durchschnittlich um 5 % erhöhten Wanddruck erreicht, d. h. bei einem um 5 % erhöhten Druckverhältnis.

Die Hysterese erklärt sich aus den zeitlichen Veränderungen, die die in den abgelösten Bereich einströmende Umgebungsluft bis zum Aufeinandertreffen mit dem Heißgas erfährt. Wird der Einströmquerschnitt am Ende der Düse noch von einer Ablösung am Punkt $X_{t=0}$ bestimmt, trifft die Umgebungsluft die Ablösung am Punkt $X_{t=1} > X_{t=0}$. Der abgelöste Bereich wird verkürzt und dadurch der Impuls (Massenstrom) der einströmenden Umgebungsluft, der die Heißgasströmung zur Ablösung zwingt, vergrößert. Dieser Effekt ist jedoch bei der praktischen Anwendung von keinerlei Bedeutung, da er die transiente Ablösung von startenden Triebwerken lediglich verzögert. Erreicht das Triebwerk seinen Arbeitspunkt, stellt sich die zu erwartende stationäre Ablösung ein.

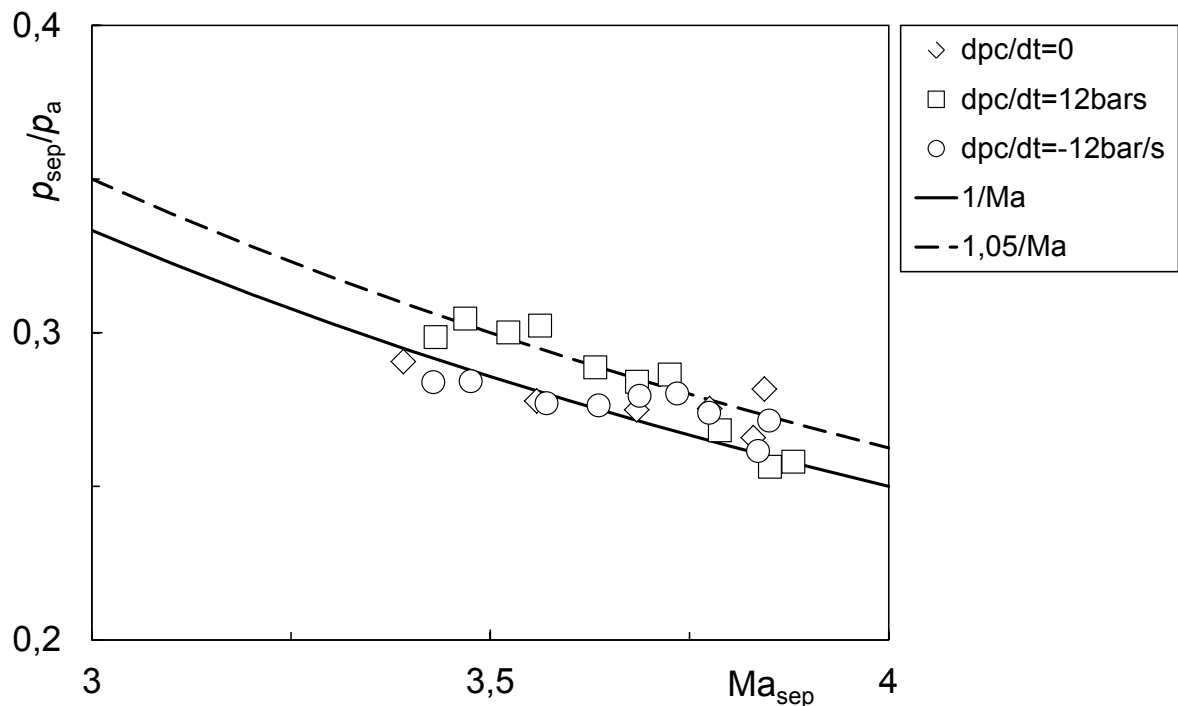


Abb. 4.67, Ablösedruck als Funktion der Wandmachzahl

Soll jedoch mit den Ablösedaten ein Modell erstellt werden, muss der Brennkammerdruckgradient berücksichtigt werden. Aus diesem Grunde wurden in den weiteren Untersuchungen nur Ablösepositionen bei einem Brennkammerdruckgradienten von $dp_c/dt \leq 0$ berücksichtigt.

4.3.2.1 Einfluss einer Filmkühlung auf die Ablösung (Konfiguration B)

In Konfiguration B wurde gasförmiger Wasserstoff, der die Basisdüse mit einer Temperatur von ~ 370 K verlässt, als Filmkühlung zugeführt ($X/R^* = 4,3$). Die Filmlegung erfolgte parallel zur Hauptströmung durch einen Versatz der reinen TIC-Kontur.

Im Vergleich zur rein kalorisch gekühlten Konfiguration verschiebt sich der Beginn der Wanddruckabweichung, bei gleichem Druckverhältnis p_c/p_a , stromauf (Abb. 4.68). Die Abweichung fällt für niedrigere Druckverhältnisse größer aus und verhält sich für mittlere Druckverhältnisse (40-60) nahezu konstant. Beide Datenreihen weichen ab einem Druckverhältnis von 60 von ihrem vorherrschenden Trend ab und gehen zu einem asymptotischen Verhalten über. Das bedeutet, beide Ablösezonen erreichen für gleiche Druckverhältnisse mit ihrer tatsächlichen physikalischen Strömungsablösung das Düsenende. Die Ablösung der filmgeköhlten Strömung setzt also tatsächlich nicht früher ein, sondern ist lediglich länger, was zu einer früheren Abweichung vom Vakuumwanddruckprofil führt. Abb. 4.68 ermöglicht einen Vergleich der Ablöselängen zum Zeitpunkt des Erreichens des Düsenendes ($X_{exit}/R^* = 14,811$). Die Ablösezone verlängert sich bei Filmkühlung um rund 40 %.

Bereits die Daten der Kaltgasströmung ließen einen Zusammenhang zwischen Ablöselänge und Grenzschichtdicke vermuten. Im Fall eines Kühlfilmlegers erhöht sich die effektive Grenzschichtdicke, was der Modellvorstellung entsprechend zu einer verlängerten Ablösezone führen muss.

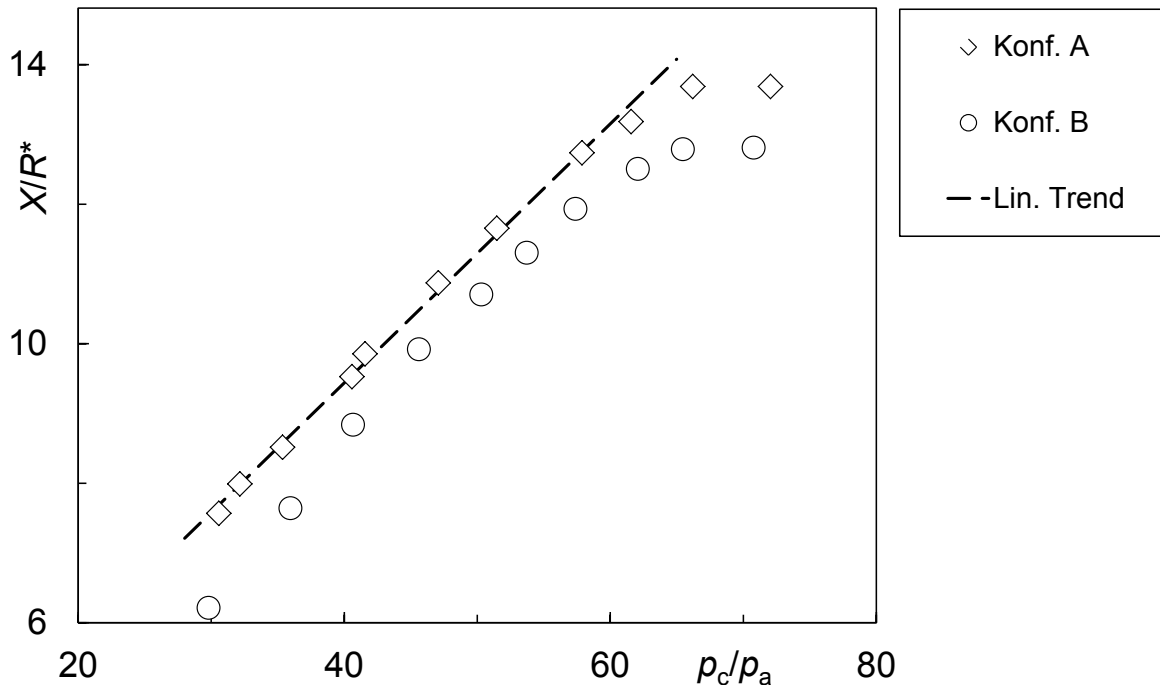


Abb. 4.68, Vergleich der Ablösepositionen mit und ohne Filmkühlung

Die im Vergleich zur reinen Heißgasströmung frühzeitig einsetzende Ablösung führt konsequenter Weise zu erhöhten Ablösedrücken. Wird, wie in Abb. 4.69, der Ablösedruck der filmgekühlten Strömung (Kreise) im Vergleich zur reinen Heißgasströmung der Konfiguration A (Rauten) als Funktion der Wandmachzahl aufgetragen, zeigt sich ein um 10 % erhöhter Ablösedruck. Hierbei wurde zunächst die Wandmachzahl aus dem gemessenen Wanddruck p_{sep}/p_c und dem Isentropenexponent der Heißgasströmung bestimmt.

Die Heißgasströmung prägt auch dem Kühlfilm ihren Druck auf. Da der Kühlfilm jedoch den Filmleger mit einem weitaus niedrigeren Totaldruck verlässt, als es für die heiße Kernströmung der Fall ist (~34 %) und dort der Isentropenexponent eines zweiatomigen Gases gegeben ist, führt die Berücksichtigung des Filmes zu einer weitaus geringeren tatsächlichen Wandmachzahl, womit das Verhältnis von Wandmachzahl und Ablösedruck wieder in dem vom Kaltgasexperiment erwarteten und mit Konfiguration A bestätigten Trend liegt.

Der Ablösebeginn einer filmgekühlten Düse wird folglich vom Kühlfilm dominiert, wohingegen sich die Eigenschaften der heißen Hauptströmung der tatsächlichen, physikalischen Ablösung aufprägen.

Der Nachweis der Filmdominanz ist gleichzeitig ein indirekter Nachweis der Filmstabilität.

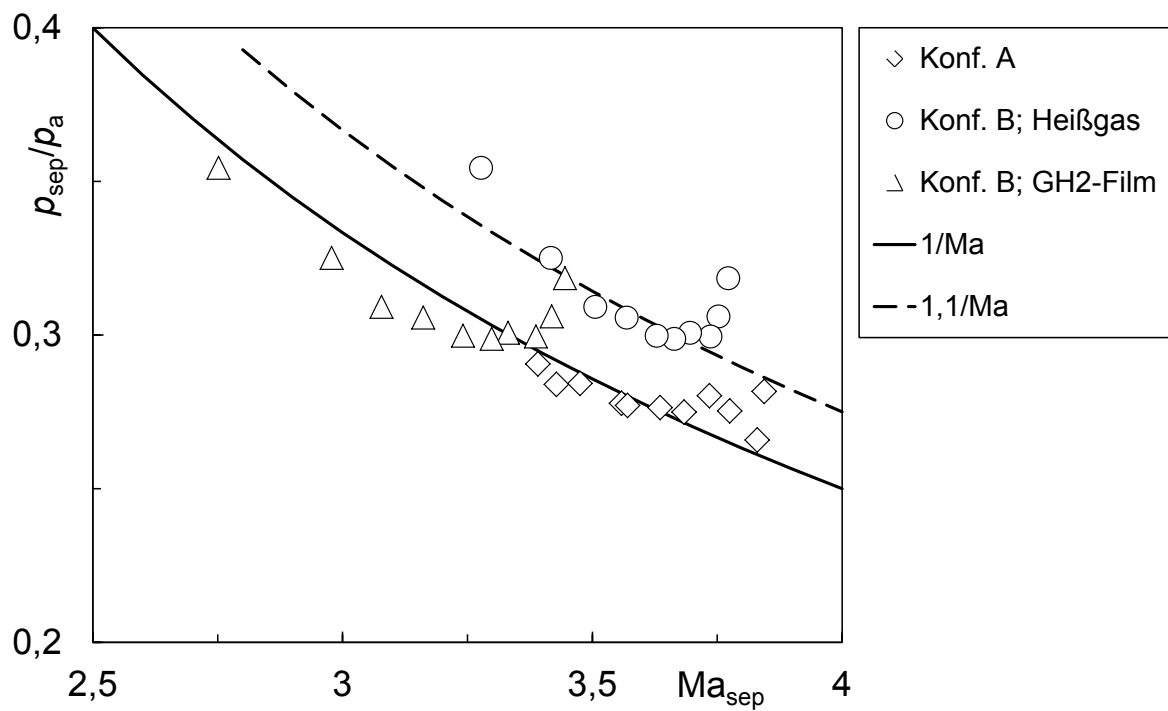


Abb. 4.69, Vergleich der Ablösedrücke mit und ohne Filmkühlung

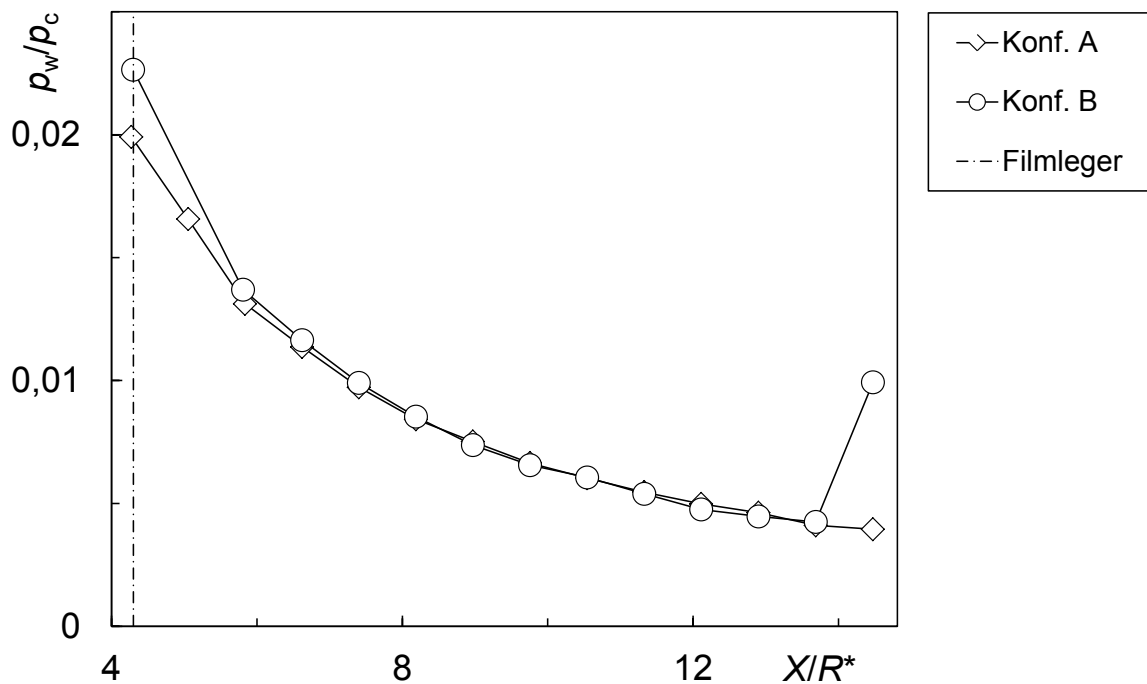


Abb. 4.70, Wanddruckvergleich Konf. A vs. Konf. B, beide $p_o/p_a = 82,1$

Abb. 4.70 vergleicht den Wanddruckverlauf einer reinen Heißgasströmung aus Konfiguration A mit dem der GH2-filmgekühlten Konfiguration B bei identischem Druckverhältnis von $p_c/p_a = 82,1$. Liegt für die Konfiguration A bereits eine nahezu angepasste Strömung vor, so zeigt die filmgekühlte Konfiguration B noch deutlich eine beginnende Ablösung. Auch ist zu erkennen, dass die Filmlegung nicht druckoptimiert geschah. Der höhere Wanddruck im Bereich des Filmlegers und des Düsenendes führt jedoch zu einer Erhöhung des Gesamtschubanteils der filmgekühlten Düsensektion in der Größenordnung von 18 %.

4.3.2.2 Metallskirt mit Versteifungsrippen und Seitenlasten (Konfiguration C)

Gegenüber Konfiguration B wurde die filmgekühlte kalorische Düsensektion in Konfiguration C durch eine filmgekühlte, rippenversteifte Inconelldüse ersetzt, wie sie auch bei Vulcain 2 zum Einsatz kommt. Das Strömungsverhalten von Konfiguration C kommt dem realen Anwendungsfall Vulcain 2 am nächsten und lässt direkte Rückschlüsse auf die Flughardware zu.

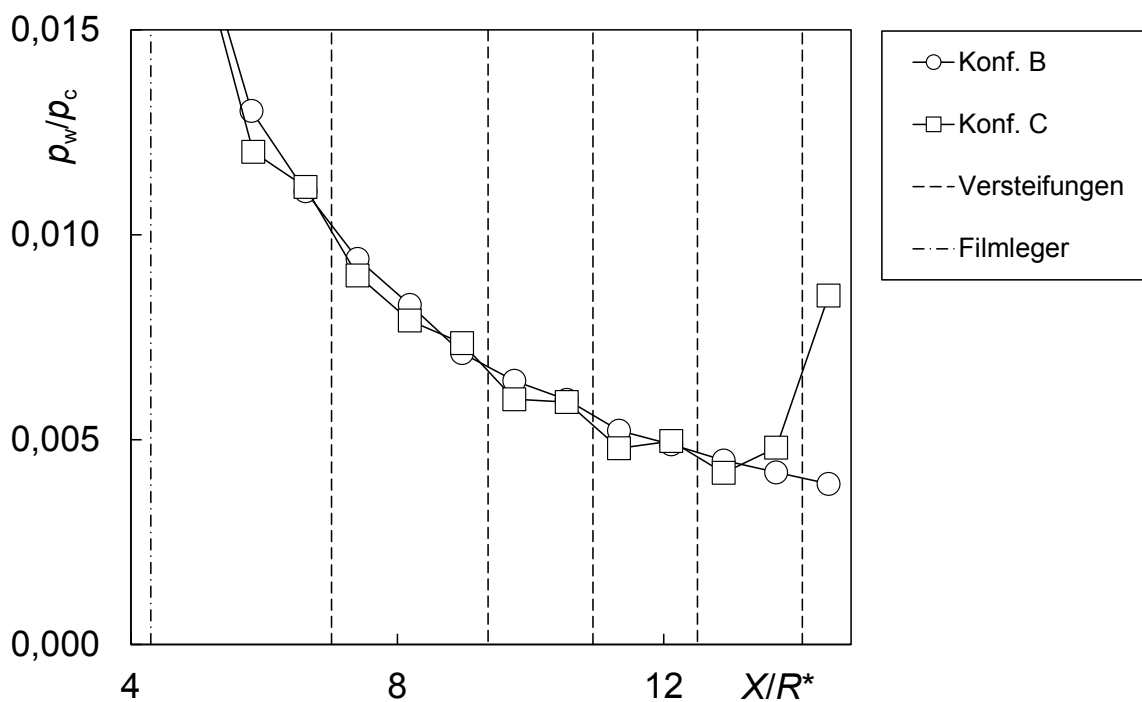


Abb. 4.71, Wanddruckvergleich Konf. B vs. Konf. C, beide $p_c/p_a = 100$

Ein direkter Vergleich der Wanddruckprofile (Abb. 4.71) von Konfiguration B und C verdeutlicht den starken Einfluss der Bauweise. Die dünnwandige Inconelldüse der Konfiguration C reagiert auf die thermischen Belastungen des Versuchslaufs mit plastischen Verformungen, die an fünf Konturstellen durch dort angebrachte Versteifungsrippen eingeschränkt werden. Deutlich zeigt sich dies in einem wellenförmigen Wanddruckprofil, das aus der gebeulten Düsenkontur resultiert. Der Vergleich zweier Wanddruckprofile bei einem identischen Druckprofil von $p_c/p_a = 100$ zeigt nicht nur,

dass aus der Beulung Zonen mit lokal niedrigerem Wanddruck resultieren, sondern auch am Ende der Düse die letzte Beulung eine Überexpansion mit beginnender Ablösung einleitet. Beide Effekte kompensieren einander, führen aber immer noch zu einer Erhöhung des Anteils der Düsenerweiterung am Gesamtschub um $\sim 4,6\%$.

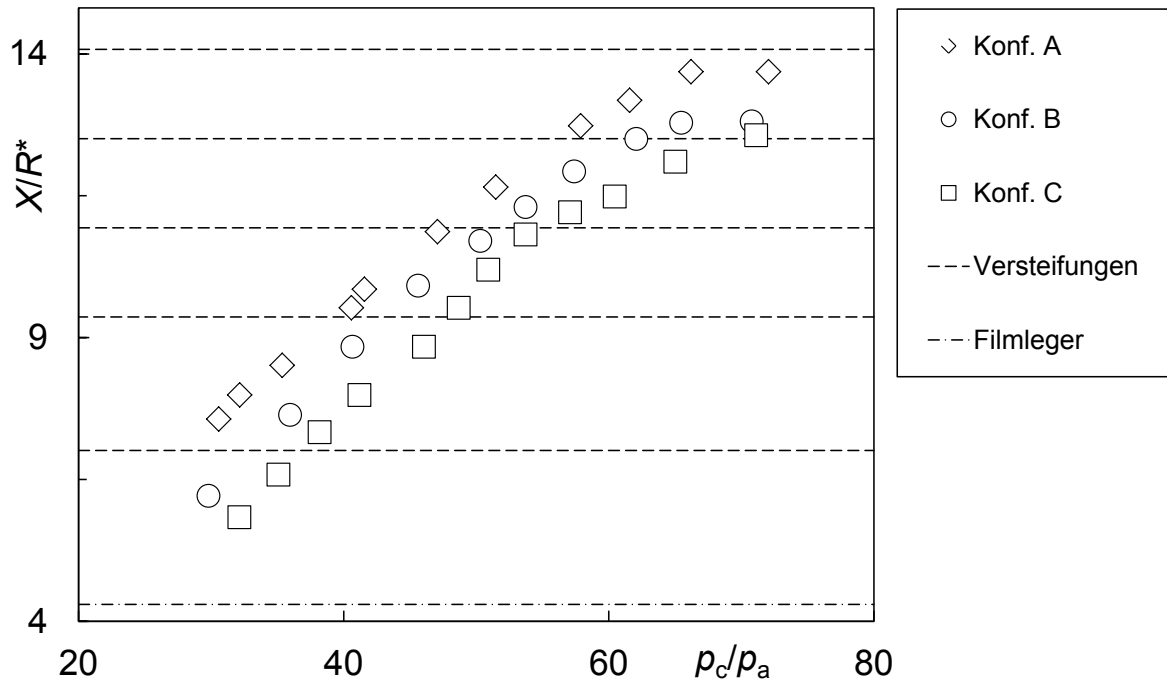


Abb. 4.72, Vergleich der Heißgasablösepositionen

Die verbeulte Struktur wirkt sich auf die Position der Ablösung aus. Der Vergleich aller Versuchskonfigurationen (Abb. 4.72) zeigt, dass sich die Ablösepositionen der Konfiguration C nochmals deutlich stromauf verschieben. Das Ende des linearen Anstiegs der Ablösepositionen liegt im Fall von Konfiguration C bei einem zu Konfiguration A und B ähnlichen Druckverhältnis von $p_c/p_a \sim 60$. Die Ablösezone ist folglich im Vergleich zu Konfiguration B deutlich verlängert. Die Verlängerung der Ablösezone beträgt hier, im Vergleich zur Konfiguration A, circa 73 %.

Die Gegenüberstellung von Ablösewanddruck p_{sep}/p_a und Wandmachzahl Ma_{sep} (Abb. 4.73) zeigt auch hier die Dominanz des GH2-Films, wenn auch mit einer größeren Varianz, die aus dem Einfluss der verbeulten Kontur her rührt. Berücksichtigt man dahingegen nur die Parameter der Heißgasströmung kann das Ablöseverhalten sehr gut mit dem Ablösekriterium nach Schmucker [75] beschrieben werden, der zur Erstellung seines empirischen Ablöskriteriums Versuchsdaten des amerikanischen J2S-Triebwerks benutzte, das aufgrund seiner Bauweise, Konturform und der ebenfalls vorhandenen GH2-Filmkühlung als Inspiration zum Bau des Vulcain-2-Triebwerks angesehen werden kann.

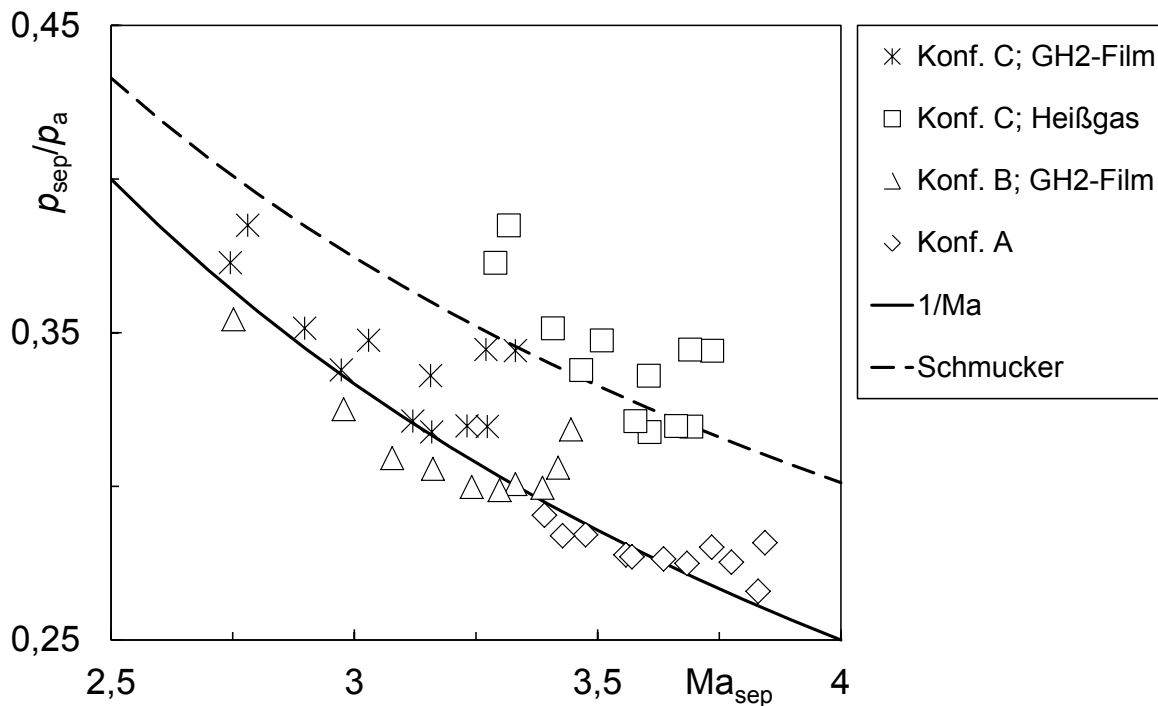


Abb. 4.73, Vergleich, klassische Ablösedarstellung

4.3.3 Seitenlasten und Strömungswiederanlegung bei niedrigem NPR

Wegen der Systemähnlichkeit zu Vulcain 2 wurden die drei Schubstangen, die den Schub des Triebwerks in den Schubbock einleiten, zu Beginn der Versuche mit Konfiguration C mit Dehnungsmessstreifen bestückt. Kalibriert mit am Düsenende horizontal wie auch vertikal angreifenden Kräften, kann so den während des Versuchs gemessenen Dehnungen eine statische Vergleichslast zugewiesen werden, die in der Düsenaustrittsebene senkrecht zur Schubachse angreift.

Abb. 4.74 gibt einen typischen Seitenlastverlauf eines Versuchs als Funktion des Druckverhältnisses p_c/p_a wider. Er ähnelt auf den ersten Blick dem der Kaltgas-TIC. Die Seitenlast nimmt zunächst zu, erreicht ein Maximum im Bereich $p_c/p_a = 45-60$, fällt danach wieder ab und zeigt oberhalb $p_c/p_a = 80$ einen linearen Verlauf, der der voll fließenden Düse entspricht. Das Seitenlastverhalten bei positivem wie auch negativem Brennkammerdruckgradienten unterscheidet sich nicht.

Auffällig ist zunächst der Bereich zwischen $p_c/p_a = 15$ und $p_c/p_a = 30$, der vergleichsweise wenig Datenpunkte bietet. Dieser Bereich wurde in Absprache mit dem Schubkammerlieferanten Astrium mit dem maximal möglichen Brennkammerdruckgradienten durchfahren, um das „Chugging“ zu vermeiden, einen Bereich erhöhter Brennkammerinstabilität.

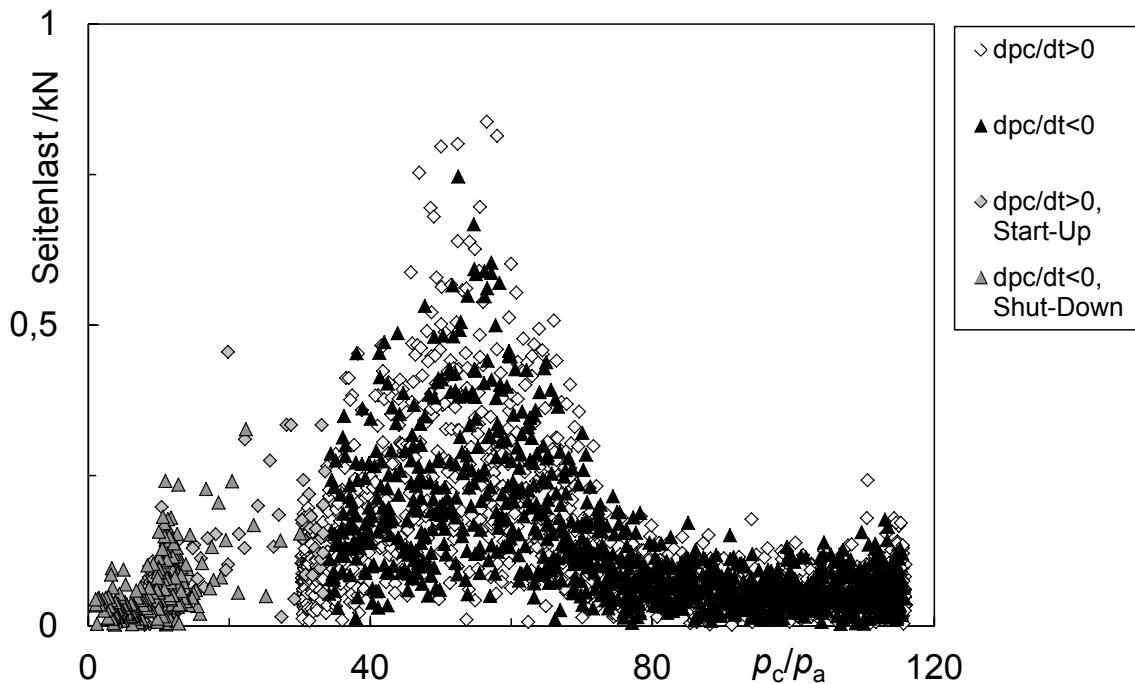


Abb. 4.74, Typisches Seitenlastverhalten der Konfiguration C

Das Design der Brennkammer und des Einspritzkopfs gleichen Vulcain 2, womit das vorliegende Brennkammerverhalten als repräsentativ angesehen werden kann. Die Messwerte deuten, trotz ihrer Lücke, eine weitere Seitenlastspitze im unteren Bereich des Druckverhältnisses p_c/p_a an, wie sie auch im Kaltgasversuch beobachtet wurde.

Das Wanddruckprofil, Abb. 4.75, zeigt im entsprechenden Druckbereich deutlich eine wiederangelegte Strömung (Rauten), die als Ursache dieser Seitenlasten gelten kann. Diese Wiederanlegung ist jedoch nicht, wie im Kaltgasversuch gefunden, eine Folge der hier vorliegenden Heißgasströmung und der gegebenen Düsenkontur, sondern des Kühlfilms, wie ein Vergleich mit dem ebenfalls dargestellten Wanddruckprofil der Konfiguration A zeigt, die keinerlei wiederangelegte Strömung aufweist (Kreise). Verlängert man den in Abb. 4.66 gegebenen linearen Trend zu dem niedrigen Druckverhältnis $p_c/p_a = 13,28$, offenbart sich, dass der Beginn der Heißgasablösung bei $X/R^* \sim 4,48$ liegen wird. Der Filmleger liegt bei $X/R^* = 4,3$. Es treten hier folglich Heißgas und Film erstmals in Kontakt, was zur Interaktion der Ablösung führt. Abb. 4.76 zeigt, dass zeitgleich die Filmverteilung, bedingt durch starke Massenstromgradienten während des Start-Up, zu einer asymmetrischen Verteilung übergeht. Die Ablösung wird also durch den Film beeinflusst, dessen dominante Rolle im weiteren Verlauf der Ablösung bereits dargelegt wurde.

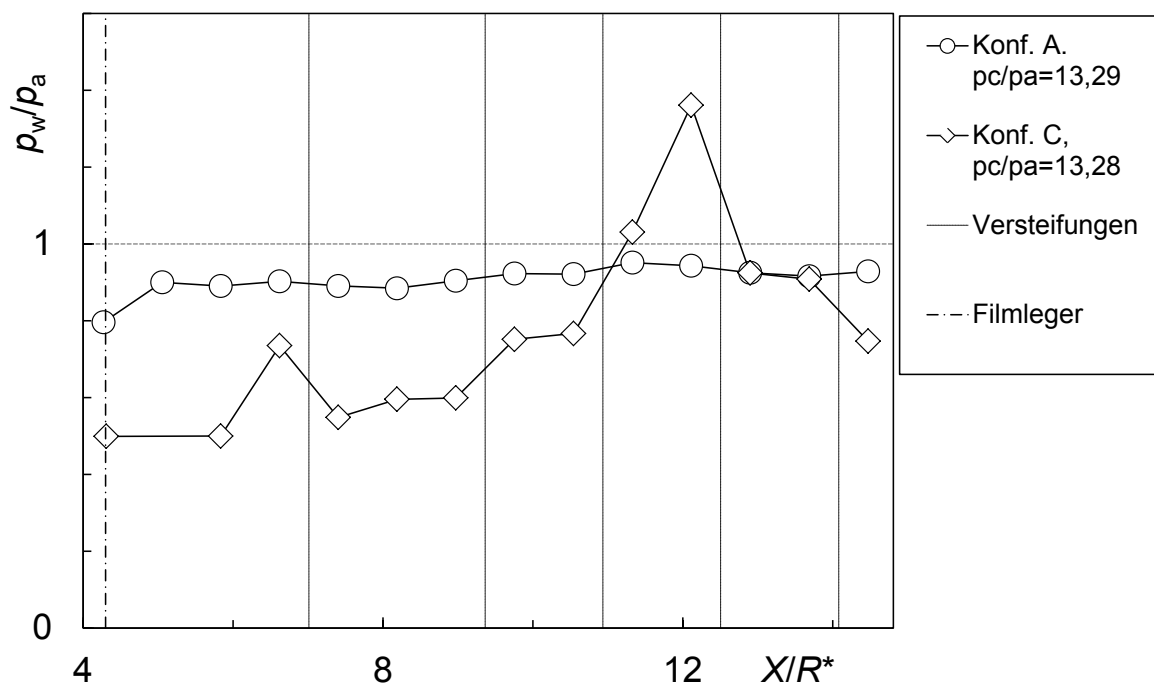


Abb. 4.75, Wanddruck bei niedrigem Druckverhältnis, Konf. A und Konf. C

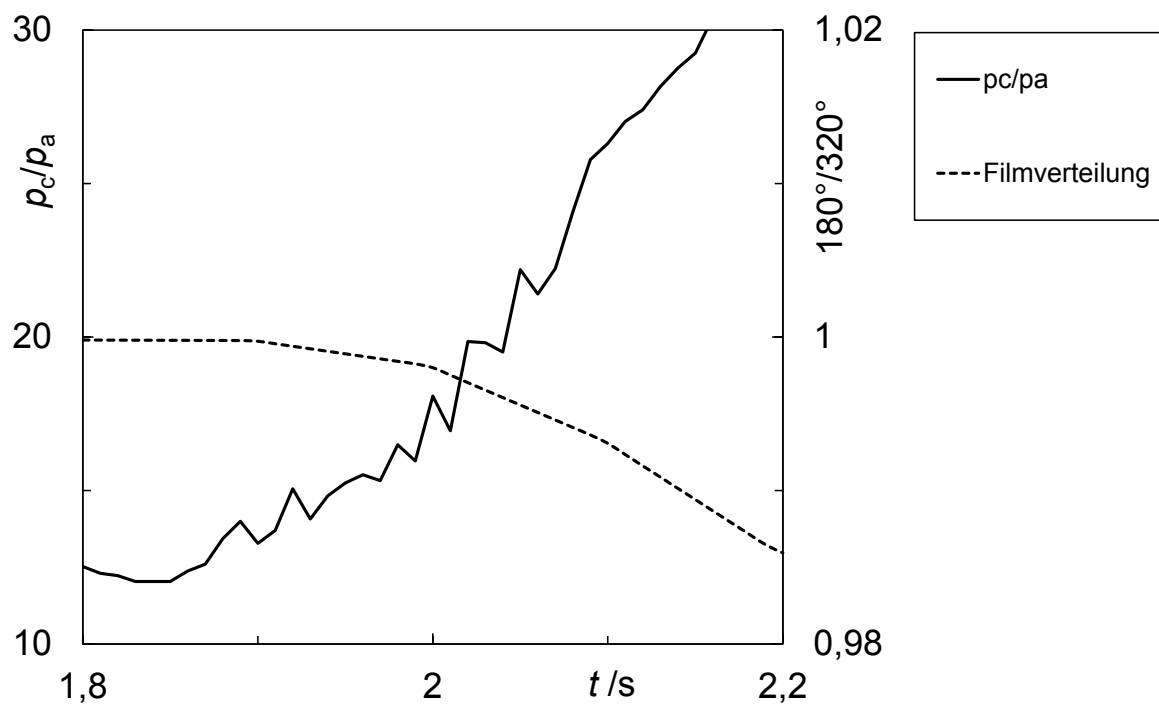


Abb. 4.76, Filmverteilung während des Start-Up

Wie im Kaltgasexperiment belegt führt eine starke Ablöseasymmetrie zu einer schrägen Machscheibe, die bei ausreichender Neigung und ausreichender verblei-

bender Düsenlänge zur partiellen Wiederanlegung der Heißgasströmung führt, was wiederum in stark vermehrten Seitenlasten resultiert. Die Systemähnlichkeit zu Vulcain 2 lässt den Schluss zu, dass die dort während des Start-Up beobachteten starken Seitenlasten eine vergleichbare Ursache haben.



*Abb. 4.77, Position der Machscheibe,
Konf. C, $p_c/p_a = 48,05$*

Die Kaltgasversuche mit TIC-Düsen erbrachten, dass die Spitze im Seitenlastverlauf mit der Lage der Machscheibe in der Austrittsebene der Düse korreliert.

Ähnliches lässt sich auch für Konfiguration C zeigen, wenn auch vergleichsweise undeutlich als Ausschnitt eines Prüfstandvideos, da eine detaillierte Untersuchung des Abstrahls mit einer Schlierenoptik nicht vorgesehen war.

Abb. 4.77 zeigt die Düse der Konfiguration C im rechten Teil des Bildes und den Abstrahl nach links gewandt. Deutlich tritt ein heller Kegel hervor, der den Bereich

der Unterschallströmung stromab der Machscheibe markiert. Die Grundfläche dieses Kegels (Bildmitte) entspricht also der Lage der Machscheibe. Bei $p_c/p_a = 48,05$ liegt die Machscheibe im Düseendquerschnitt.

5 Folgerungen aus den Ergebnissen

Die experimentellen Ergebnisse lassen allgemeingültige Schlüsse über das Verhalten der Strömung in Raketendüsen zu. Dies gilt besonders für die hier untersuchten Glockendüsen, wie sie in aktuellen Raketentriebwerken ihre Anwendung finden. Im Folgenden werden die Lage, die Ausdehnung und die Gestalt der Strömungsablösung diskutiert. Es werden einfache Modelle zu deren Behandlung vorgestellt, und die Strömung stromauf und stromab der Ablösung diskutiert. Die experimentell nachgewiesenen Phänomene werden weiterhin auf ihren Einfluss auf die Strömungswiederanlegung und die daraus resultierenden Seitenlasten untersucht.

5.1 Beginn und Verlauf der Strömungsablösung

Die bereits vorgestellten, experimentell ermittelten, Ablösewanddrücke p_{sep}/p_a können nun in einem gemeinsamen Diagramm als Funktion der zugehörigen Wandmachzahl Ma_{sep} veranschaulicht werden.

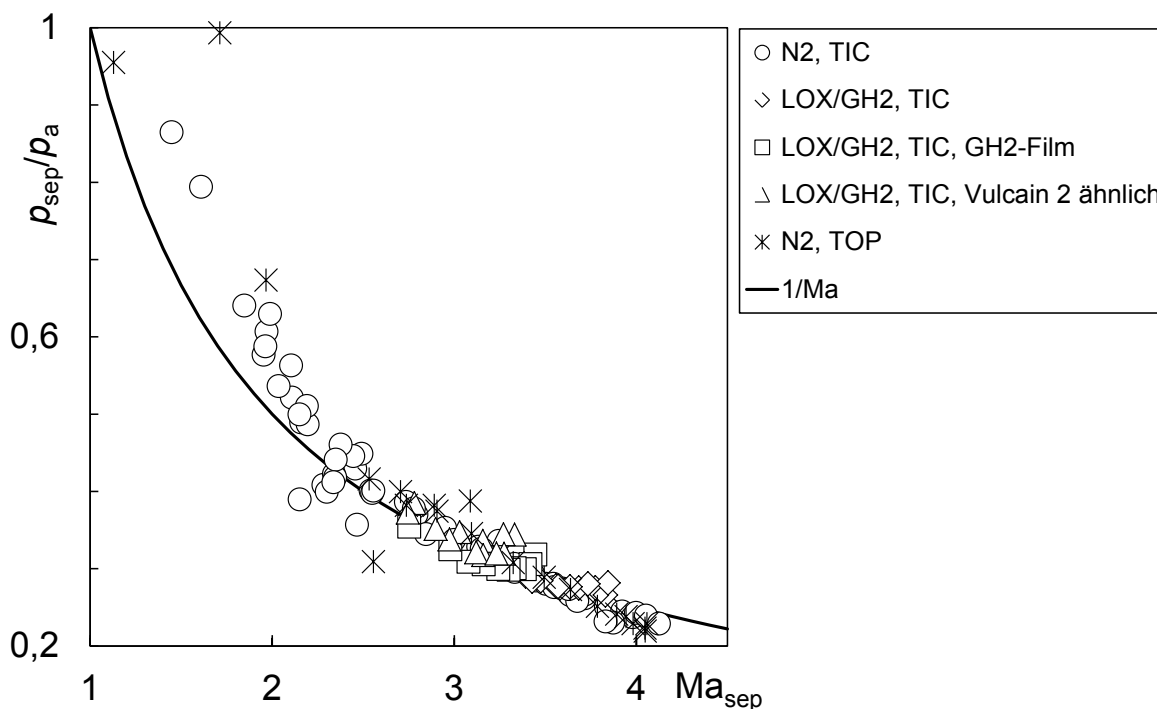


Abb. 5.1, Ablösepositionen als Funktion der Wandmachzahl

Dabei ist der Einfluss des Isentropenexponenten γ (d. h. Kalt- oder Heißgas, Heißgaskernströmung oder zweiatomiger Kühlfilm) auf den Ablösedruck implizit durch die zugehörige Wandmachzahl Ma_{sep} gegeben.

Die Untersuchung der mehrmals gekürzten TIC-Düse ergab keinen Einfluss der gekürzten Länge auf die Ablöseposition. Alle TIC-Ergebnisse können folglich zusammengefasst werden. Die Untersuchung der mit Heißgas betriebenen TIC-Düse erbrachte den dominanten Einfluss des Kühlfilms auf die Ablösung. Daher werden die Ablösedrücke der filmgekühlten Heißgasdüsen den Wandmachzahlen des zweiatomigen Kühlfilms zugeordnet.

Abb. 5.1 zeigt nun, dass die Ablösedrücke unabhängig von der Konturgestaltung der Düse (TOP oder TIC), dem Isentropenexponenten der Strömung (Stickstoff, Wasserdampf + Wasserstoff, Wasserstoffkühlfilm) und der Düsenlänge (gekürzte Kaltgas-TIC) deutlich einem gemeinsamen Trend folgen. Dieser Trend kann sehr einfach mit dem Kehrwert der Wandmachzahl beschrieben werden, womit sich folgender Zusammenhang darstellt:

$$\frac{p_{sep}}{p_a} = \frac{1}{Ma_{sep}} \quad Gl. 5.1$$

Auffällig ist, dass um $Ma_{sep} \sim 2,4$ ein indifferenter Bereich mit stark schwankenden Ablösedrücken existiert. Unterhalb dieser Machzahl verlassen die Ablösedrücke den Trend der vorgeschlagenen Beziehung. Offensichtlich gibt es hier eine Einschränkung, deren Ursache geklärt werden muss.

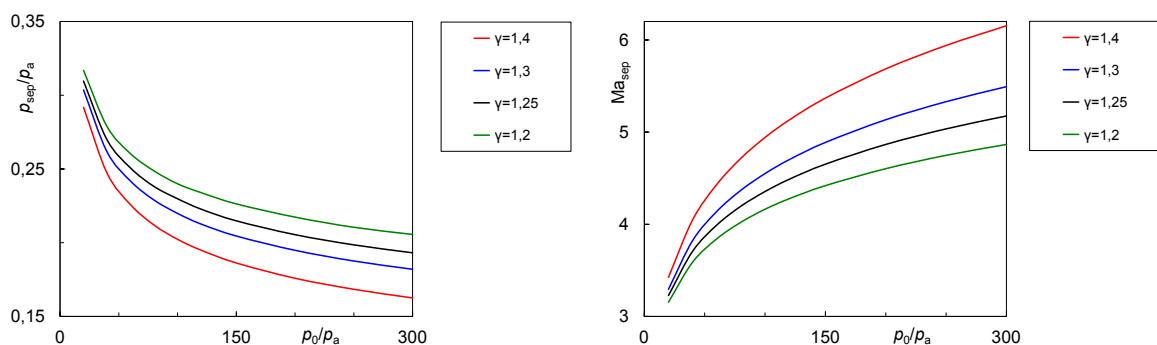


Abb. 5.2, Minimaler Enddruck (links) und maximale Machzahl (rechts)

Kombiniert man das vorgestellte Ablösekriterium mit den Isentropenbeziehungen kann nun für eine projektierte Brennkammer, mit dem angestrebten Brennkammerdruck p_c und einer den Isentropenexponenten γ bestimmenden Treibstoffmischung, bei beliebigem Außendruck p_a , der minimal erreichbare Düsenenddruck (Abb. 5.2 rechts) und die dazugehörige maximale Wandmachzahl (Abb. 5.2 links) bestimmt werden.

5.1.1 Rahmenbedingungen des Ablösekriteriums

Die vorliegende Abweichung korrespondiert mit der in Abb. 4.43 gezeigten sprunghaften Verlagerung der Ablöseposition. Dieses augenscheinlich transitionelle Verhalten, in Verbindung mit den in Kapitel 4.2.5 besprochenen Hinweisen auf einen lami-

nar-turbulenten Umschlag stromab des Düsenhalses, lässt den Schluss zu, dass sich die Ablösedrücke in einen laminaren und einen turbulenten Bereich unterteilen, deren Überschneidung zu den stark streuenden Ablösedrücken um $Ma_{sep} \sim 2,4$ führt.

Zur Überprüfung des laminar-turbulenten Umschlags muss eine sich relaminarisierende Grenzschicht im Bereich des engsten Querschnitts der Düse als Bedingung vorausgesetzt werden. Wie und ob sie überhaupt zustande kommen kann, soll später diskutiert werden.

Während der Experimente wurden die Grenzschicht und ihre Beschaffenheit, etwa eine plötzliche Dickenänderung (Formfaktor) oder eine Änderung des Geschwindigkeitsprofils, nicht untersucht, womit eine direkte Aussage über ihren laminaren oder turbulenten Zustand nicht getroffen werden kann. Es ist folglich nötig eine indirekte Beurteilung über den Zustand der Grenzschicht vorzunehmen, die auf den gemessenen Wanddruckdaten beruht. Zum Vorteil gereicht einem hier das Vorliegen eines beschleunigten kompressiblen Fluids.

Eine solche Beurteilungsmöglichkeit zeigen die Untersuchungen von Donaldson [18, 45, 78] auf, der den laminar-turbulenten Umschlag supersonischer Strömungen in Diffusoren diskutiert. Er findet einen Zusammenhang zwischen der laulängenbezogenen Reynoldszahl und dem Druckkoeffizienten.

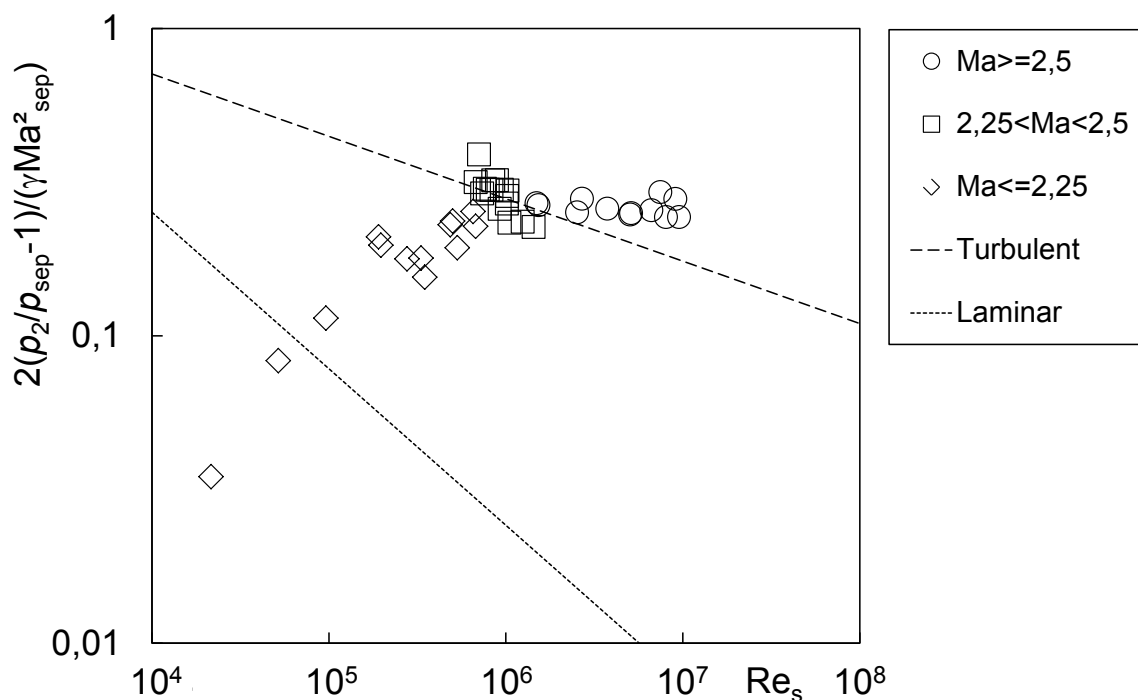


Abb. 5.3, Druckkoeffizient und Reynoldszahl

Eine hohe, bis zum Düsenhals reichende, Sensorauflösung bieten nur die Untersuchungen der mehrmals gekürzten Kaltgas-TIC-Düse. In die Betrachtung werden ausschließlich Datensätze ohne Kondensationseffekt einbezogen.

Zur Bestimmung der zugehörigen Druckkoeffizienten

$$\frac{2 \cdot \left(\frac{p_2}{p_{sep}} - 1 \right)}{\gamma \cdot Ma_{sep}^2} \quad \text{Gl. 5.2}$$

sind die Größen Wandmachzahl und Ablösedruck bereits vorhanden. Der Druck p_2 , der dem Druck stromab des Ablösestoßes entspricht, kann mit dem in Kapitel 4.2.8 gefundenen Zusammenhang zu $0,9 \cdot p_a$ bestimmt werden. Die zugehörige Reynoldszahl Re_s wird entlang der Lauflänge s der Düsenwand bestimmt. Die lokalen Stoffwerte, die sich mit den Isentropenbeziehungen aus den Totalbedingungen herleiten lassen, erbringen die nötige kinematische Viskosität sowie die Geschwindigkeit der ungestörten Strömung.

Abb. 5.3 gibt in doppellogarithmischer Darstellung die erhaltenen Druckkoeffizienten in Abhängigkeit von der Reynoldszahl Re_s wieder. Sie sind zur besseren Beurteilung in die zuvor festgestellten Bereiche $Ma_{sep} < 2,25$ (Rauten), $2,25 \leq Ma_{sep} \leq 2,5$ (Quadrate) und $Ma_{sep} > 2,5$ (Kreise) unterteilt. Zusätzlich sind die von Donaldson [18] angegebenen kritischen Druckkoeffizienten für turbulente ($\sim Re_s^{-0,2}$) und laminare ($\sim Re_s^{-0,5}$) Ablösung eingefügt.

Wie sich zeigt repräsentieren die Quadrate den transitorischen Machzahlbereich um 2,4. Mit einer zugeordneten Reynoldszahl von 10^6 , bekannt als Obergrenze des laminar-turbulenten Übergangs (Schlichting [74]), unterteilen sie die verbleibenden Daten in einen Bereich mit einem eindeutig turbulenten und einem als laminar zu betrachtenden Ablöseverhalten.

Das vorgeschlagene Ablösekriterium beschreibt folglich das Verhalten turbulenter Düsengrenzschichten.

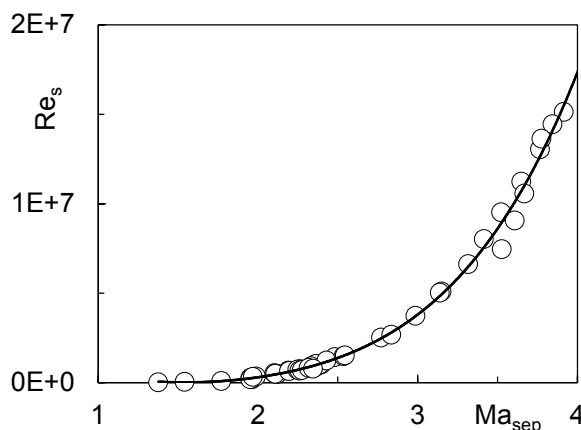


Abb. 5.4, Reynoldszahl der Kaltgas-TIC-Düse als Funktion der Wandmachzahl

Abb. 5.3 lässt noch weitere Rückschlüsse zu: So gibt es offensichtlich nicht nur einen turbulenten, sondern auch einen laminaren Druckkoeffizientenverlauf. Beide kreuzen sich im Bereich der laminar-turbulenten Transition.

5.1.2 Die laminar-turbulente Transition

Zur phänomenologischen Untersuchung der Zusammenhänge können zunächst die ermittelten Reynoldszahlen als Funktion der Wandmachzahl, und damit der Wandkontur, aufgetragen werden (Abb. 5.4). Es zeigt sich, dass deren Verlauf mit einem Polynom vierten Grades be-

schrieben werden kann, das bei der weiteren Untersuchung Verwendung findet.

Da der Wanddruckkoeffizient bei bekanntem Isentropenexponenten und unter Verwendung des turbulenten Ablösekriteriums

$$\frac{p_2}{p_{sep}} = \frac{0,9 \cdot p_a}{p_{sep}} = 0,9 \cdot Ma_{sep} \quad Gl. 5.3$$

nur noch eine Funktion der Wandmachzahl ist, kann nun jeder Reynoldszahl ein turbulenter Druckkoeffizient zugeordnet werden.

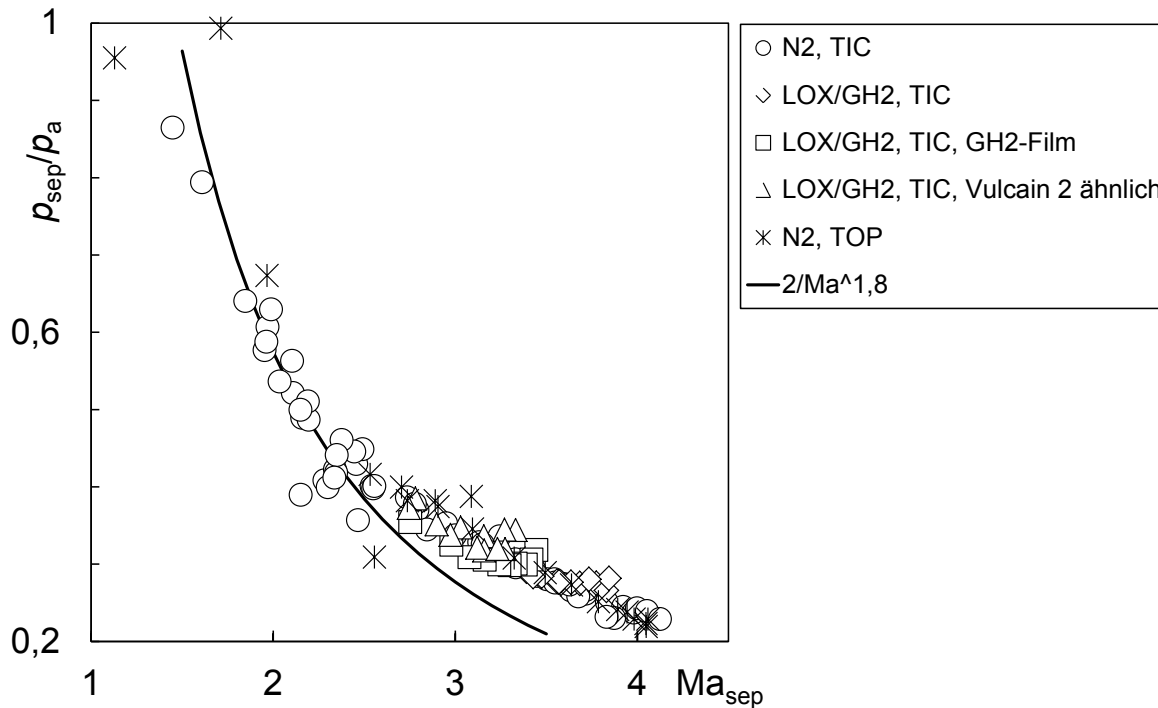


Abb. 5.5, Ablösekriterium der relaminarisierten Kaltgas-TIC-Düse

Zur Untersuchung des Ortes der laminar-turbulenten Transition und des Reynoldszahleinflusses fehlt jetzt noch eine Beschreibung der laminaren Druckkoeffizienten. Abb. 5.5 zeigt, dass zumindest die Datenpunkte der Kaltgas-TIC, die nun als relaminarisiert identifiziert wurden, mit dem Kriterium

$$\frac{p_{sep}}{p_a} = \frac{2}{Ma_{sep}^{1.8}} \quad Gl. 5.4$$

angenähert werden können. Somit können auch die Druckkoeffizienten der relaminarisierten Strömung den entsprechenden Reynoldszahlen zugeordnet werden.

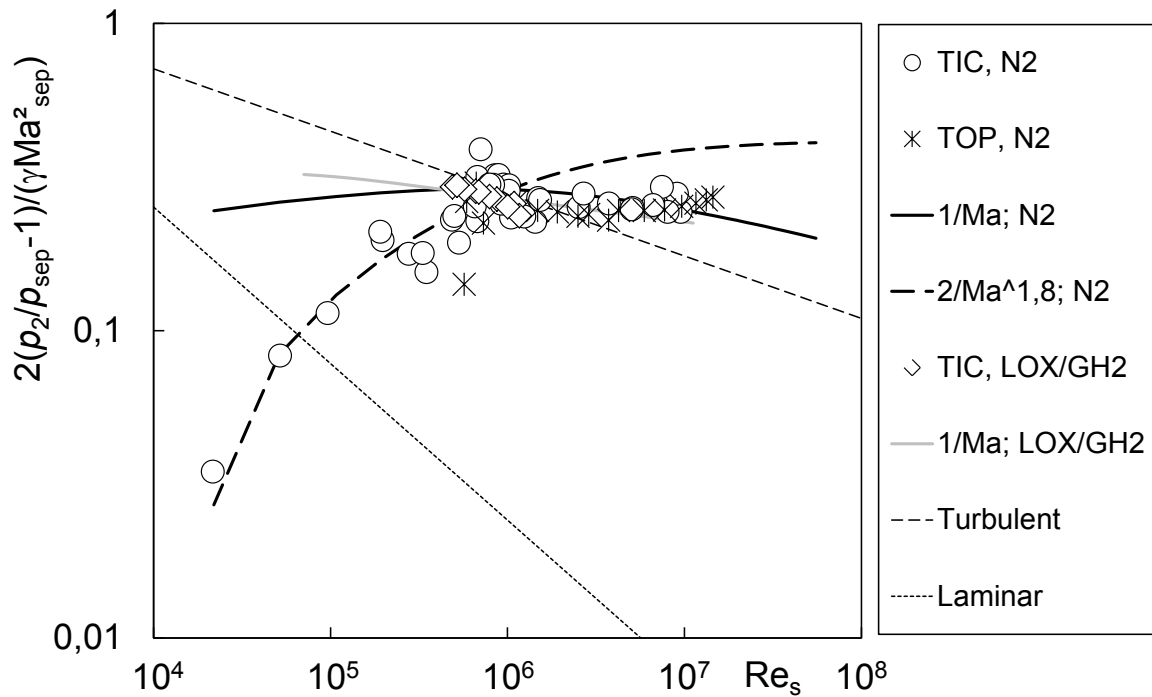


Abb. 5.6, Druckkoeffizienten des Vergleichs Kalt- und Heißgasdüsen

Abb. 5.6 erweitert die bereits diskutierten Druckkoeffizienten der Kaltgas-TIC (Kreise) um die der TOP-Düse (Sterne, → Konturvariation) und der Heißgasdüse (Rauten, → Fluidvariation). Ergänzt wird die Grafik durch den approximierten Verlauf der laminaren Kaltgasdruckkoeffizienten (gestrichelte Linie) sowie der approximierten turbulenten Heiß- als auch der Kaltgasdruckkoeffizienten (durchgezogene Linien).

Erwartungsgemäß kreuzen sich der laminare und der turbulente Trend im Bereich der von Donaldson [18] vorgeschlagenen Übergangslinie zur turbulenten Ablösung.

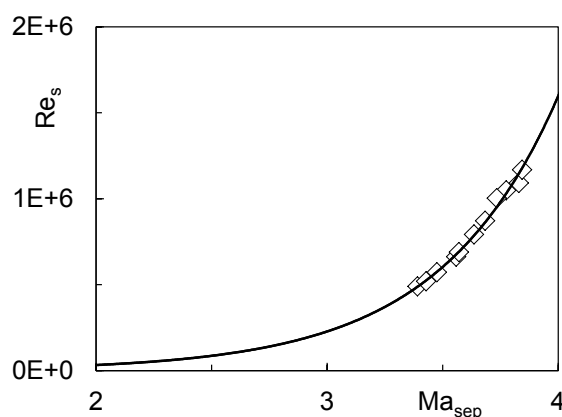


Abb. 5.7, Reynoldszahl der Heißgas-TIC als Funktion der Wandmachzahl

Dieser Kreuzungspunkt entspricht einer Wandmachzahl von $\sim 2,4$. Ebenfalls dargestellt ist der mit dem gefundenen turbulenten Ablösekriterium approximierte Verlauf der Heißgasdruckkoeffizienten (graue Linie). Dieser Verlauf entspricht einem Machzahlbereich von 2,4 bis 5. Da mit den vorliegenden Messdaten nicht die Gültigkeit des diskutierten Laminarkriteriums für Heißgasanwendungen gezeigt werden kann, entspricht die Bereichsuntergrenze von $Ma_{sep} = 2,4$ dem vermuteten laminar-turbulenten Übergang der Heißgasströmung.

Das Verhältnis von Wandmachzahl und zugehöriger Reynoldszahl kann im Falle der Heißgasdüse mit einer Exponentialfunktion genähert werden (Abb. 5.7).

Auffällig ist, dass die turbulenten Ablösedruckkoeffizienten nicht dem von Donaldson [18] vorgeschlagenen Trend folgen, sondern etwas davon abweichen. Was nicht verwundern muss, da die Übergangsschwelle mit seinen Diffusorenuntersuchungen validiert wurde und einer Parameterstudie der Plattenströmung entstammt. Es deutet sich an, dass sich im Fall des Heißgases der Transitionsunkt in den instabilen Zwischenbereich verlagert.

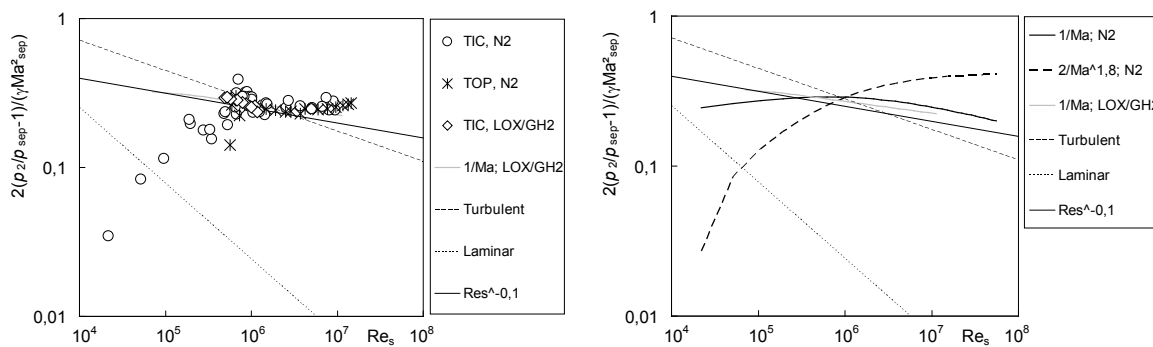


Abb. 5.8, Transitionskriterium (links) und Verlagerung der Transition (rechts)

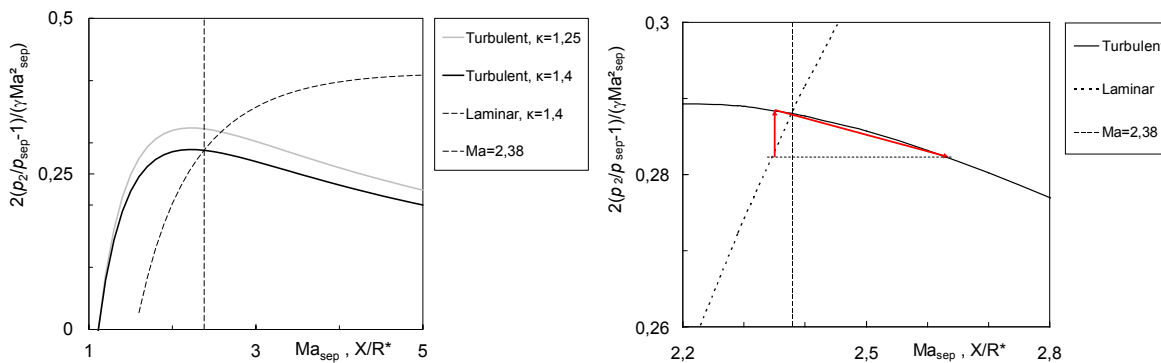


Abb. 5.9, Einfluss Isentropenexponent (links) und Sprung der Ablöseposition (rechts)

Donaldson [18] beschreibt seine Übergangsgrenze zur turbulenten Ablösung mit einer Proportionalität zu $Re_s^{-0,2}$. Der Übergang zur turbulenten Ablösung lässt sich jedoch für die vorliegenden experimentellen Daten weitaus besser mit $\sim Re_s^{-0,1}$ darstellen (Abb. 5.8 links). Der Verlauf in Abb. 5.8 rechts zeigt nun, dass der modellierte Verlauf der laminaren Ablösung (gestrichelte Linie) den Übergang zur turbulenten Strömung ($\sim Re_s^{-0,1}$) bereits vor ihrem Schnittpunkt mit dem turbulenten Verhalten (durchgezogene Linien) erreicht. Mit dem Übergang zur turbulenten Ablösung kann so plötzlich ein höherer Druckkoeffizient überwunden werden.

Abb. 5.9 links zeigt die mittels des laminaren sowie des turbulenten Ablösekriteriums bestimmten Druckkoeffizienten als Funktion der Wandmachzahl. Deutlich zeigt sich der Einfluss des Isentropenexponenten: Bei gleicher Wandmachzahl führt Heißgas zu höheren Druckkoeffizienten. Der Verlauf der laminaren Druckkoeffizienten schneidet sich mit dem der turbulenten im Bereich $Ma \sim 2,4$. Der Zoom des Schnittbereichs (Abb. 5.9 rechts) verdeutlicht den Prozess der laminar-turbulenten Transition, die mit einer Stromabverlagerung der Ablöseposition einhergeht. Die Ablösung verläuft mit zunehmendem Druckverhältnis p_0/p_a entlang der laminaren Druckkoeffizienten. Da die Wandmachzahl einem festen Konturpunkt zugeordnet ist, kann der Verlauf der Druckkoeffizienten auch der axialen Konturkomponente gegenübergestellt werden. Schlägt die Grenzschicht nun zu einem turbulenten Verhalten um (senkrechter roter Pfeil), kann schlagartig ein höherer Druckkoeffizient überwunden werden. Die Ablösung verlagert sich daher stromab, entlang der Linie der turbulenten Druckkoeffizienten, bis sich der vormalige (laminare) Druckkoeffizient wiedereinstellt (schräg liegender roter Pfeil). Die Grafik zeigt deutlich, dass diese Transition stabil ist, da der Ort der Transition erst wieder mit einer Erniedrigung des Druckverhältnisses p_0/p_a erreicht werden kann. Es muss eine Hysteresespanne zwischen Transition und Retransition existieren.

Den entsprechenden Sprung der Ablöseposition, um eine Messposition von beispielsweise 8 mm zeigt Abb. 4.20.

5.1.3 Vergleich mit bestehenden Ablösekriterien

Das vorgeschlagene Ablösekriterium schließt sich an eine Reihe von Kriterien an, die mit zunehmender Kenntnis und Verfügbarkeit von Experimentaldaten entwickelt wurden. Entsprechend ihrem zeitlichen Entwicklungsstand fanden sie nacheinander Anwendung. Das erste Ablösekriterium wird 1954 von Summerfield [90] beschrieben. Es geht aus der Arbeit seines Studenten McKenney hervor. Dieses Kriterium wird auch heute noch zur ersten Abschätzung angewendet und besagt, dass der Ablösedruck etwa 40 % des Außendrucks beträgt. Zu Beginn der 1960er Jahre veröffentlichen Arens und Spiegler [2] sowie Schilling [73] ihre Kriterien. Erschwert Arens und Spiegler komplexe Funktion deren Anwendung (Tab. 5.1), so führt Schillings experimentell ermitteltes Kriterium schneller zum Ziel. Kalt und Badal [39] vereinfachen Schillings Kriterium nochmals. 1973 greift Schmucker [75] im Auftrag der NASA auf alle zugänglichen Literaturdaten zurück und schlägt ein empirisches Ablösekriterium vor. Schmuckers Kriterium hat sich durchgesetzt und wird noch heute in Europa und Japan überwiegend angewendet.

Abb. 5.10 vergleicht die experimentell ermittelten Daten mit den besprochenen Ablösekriterien. Schnell ist zu erkennen, dass Summerfields Kriterium (grün) einen zu geringen Bereich abdeckt und zu hohe Ablösedrücke vorhersagt.

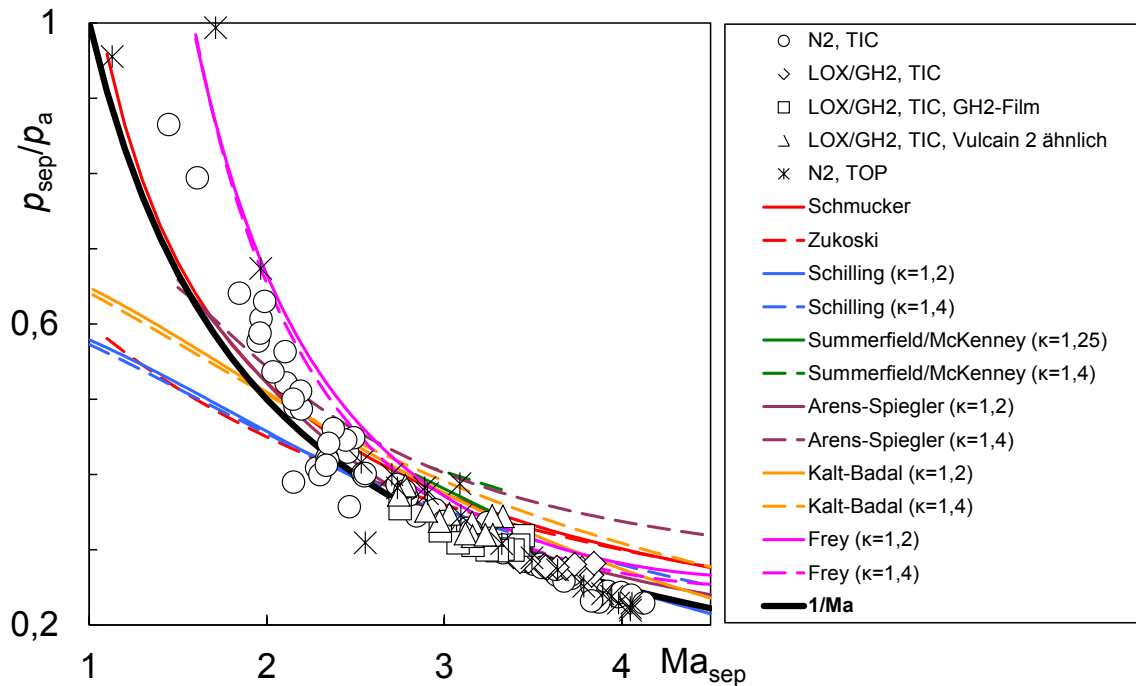


Abb. 5.10, Vergleich des vorgeschlagenen Kriteriums mit bestehenden Kriterien

Arens und Spiegler (pflaume) vermögen eine Obergrenze der Heißgasdaten ($\gamma = 1,2$) zu beschreiben, scheitern aber bei der Beschreibung der Kaltgasablösung.

Schilling (blau) gibt die turbulente Heißgasablösung ($\gamma = 1,2$) gut wieder, weist aber eine falsche Krümmung auf und trifft nicht für Kaltgasablösungen ($\gamma = 1,4$) mit einer Machzahl > 3 zu. Kalt und Badal verbessern Schilling nicht, sondern führen zur Vorhersage von erhöhten Ablösedrücken.

Zukoski (rot gestrichelt) liegt zu hoch und geht oberhalb $Ma_{sep} = 3$ in das Schmucker-Kriterium (rot durchgezogen) über, das über den gesamten Bereich zu erhöhten Ablösedrücken führt. Frey (magenta) beschreibt eine Obergrenze der Ablösedaten.

Das vorgeschlagene Ablösekriterium ($p_{sep} / p_a = 1 / Ma_{sep}$) beschreibt das Ablöseverhalten der experimentell untersuchten Düsen weitaus besser als die aus der Literatur bekannten Ablösekriterien.

Arens & Spiegler	$\frac{p_{sep}}{p_p} = \frac{\left[1 + \frac{\kappa-1}{2} Ma_{sep}^2 (1 - k_A^2)\right] \left\{0,5 Ma_{sep}^2 \left[(\kappa+1)k_A^2 - \frac{(\kappa-1)^2}{\kappa+1}\right] - \frac{\kappa-1}{\kappa+1}\right\}^{\frac{1}{\kappa-1}}}{\left[\frac{\kappa+1}{2} Ma_{sep}^2 \cdot k_A^2\right]^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}}, k_A = u/U_\infty \sim 0,6$
Frey	$\frac{p_{sep}}{p_p} = \left(1 + \frac{2 \cdot \kappa}{\kappa+1} \cdot \left[Ma_{sep}^2 \cdot \sin^2(44,5^\circ - 4,7^\circ \cdot Ma_{sep}) - 1\right]\right)^{-1}$
Kalt & Badal	$\frac{p_{sep}}{p_a} = \frac{2}{3} \cdot \left(\frac{p_c}{p_a}\right)^{\frac{1}{5}}$
Schilling	$\frac{p_{sep}}{p_a} = 0,583 \cdot \left(\frac{p_c}{p_a}\right)^{-0,195}; \text{ vorgeschlagen für kurze Glockendüsen}$
Schmucker	$\frac{p_{sep}}{p_a} = (1,88 \cdot Ma_{sep} - 1)^{-0,64}$
Summerfield & McKenney	$\frac{p_{sep}}{p_a} = 0,34 \dots 0,4; \gamma = 1,25; \text{ für } Ma_{sep} = 2,84-3,36$ $\frac{p_{sep}}{p_a} = 0,38 \dots 0,41; \gamma = 1,4; \text{ für } Ma_{sep} = 2,92-3,32$
Zukoski	$\frac{p_{sep}}{p_p} = \frac{2}{Ma_{sep} + 2}; \text{ Forward-Facing Step (angeströmte Stufe)}$

Tab. 5.1, Einige Ablösekriterien im Überblick

5.1.4 Anwendung auf Literaturdaten

Ein Vergleich mit einer aus Literaturdaten erstellten Ablösedatenbank kann die Zuverlässigkeit bezüglich der Vorhersage beliebiger Versuchs- oder Betriebsbedingungen überprüfen.

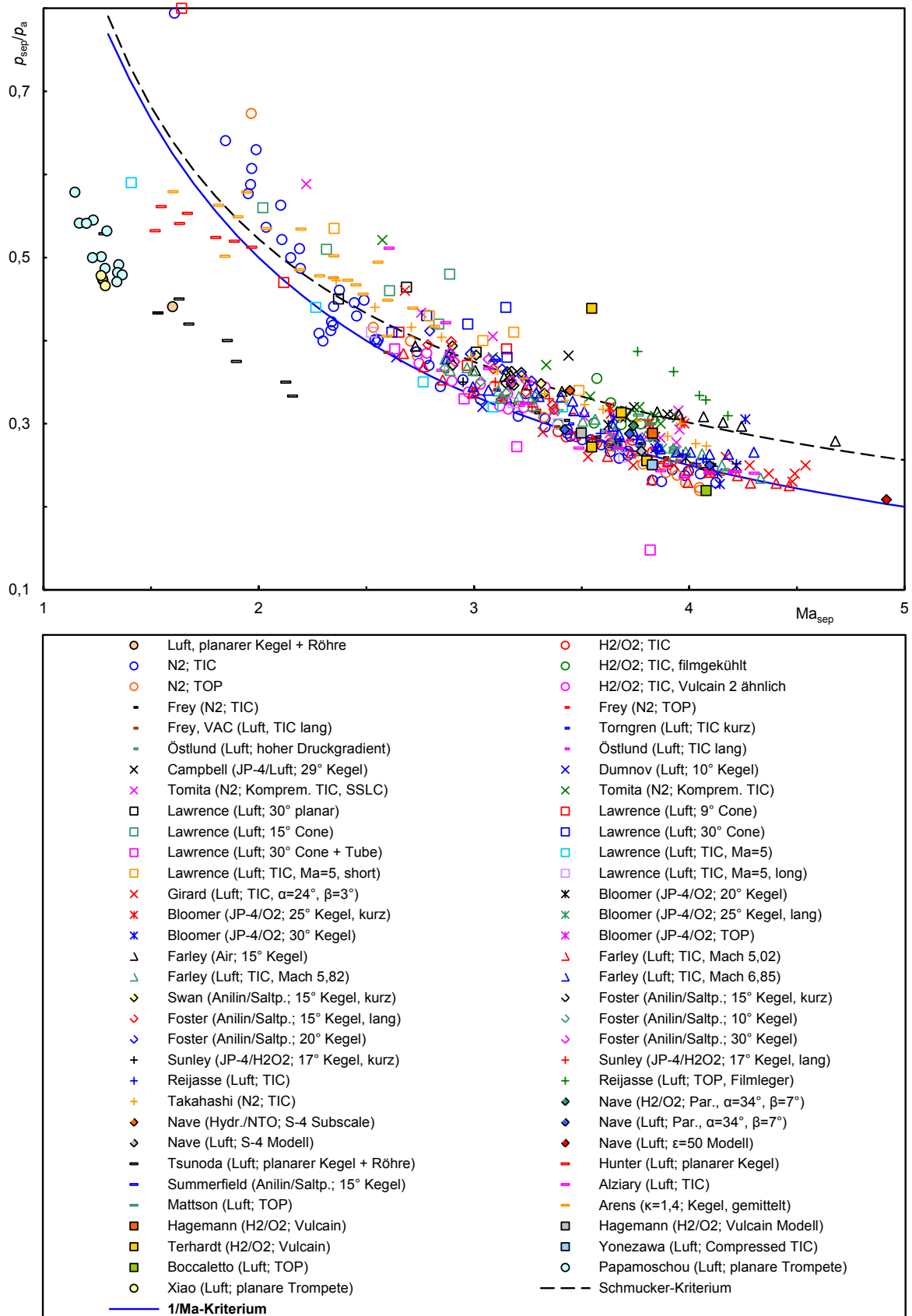


Abb. 5.11, Vergleich des vorgeschlagenen Kriteriums mit Literaturdaten

Die der Literatur entnommenen Ablösedaten (Abb. 5.11) streuen stark. Sie werden nach oben von Schmuckers Kriterium und nach unten vom vorgeschlagenen Kriterium begrenzt. Auf den ersten Blick scheint das wahre Verhalten dazwischen zu liegen.

Wie die Legende schon zeigt, handelt es sich bei den Literaturdaten um ein Konglomerat von verschiedenen Düsentypen, Auslegungsarten und beschleunigten Gasen. Es ist notwendig, deren Verteilung zu untersuchen, um den Gültigkeitsbereich des Kriteriums herauszuheben.

Es bietet sich zunächst an, die Daten nach ihrer Entstehungszeit zu trennen, da technische Fortschritte in der Mess- und Sensortechnik sowie die heute zur Verfügung stehende Möglichkeit der digitalen Signalverarbeitung und -speicherung die Qualität der experimentellen Untersuchung verbessern können.

Als markanter Einschnitt bietet sich dabei das Jahr 1972 an. Es trennt den Aufbruch

	Race to Moon		Post Apollo
1948	Swan	1973	Nave
1949	Foster	1996	Dumnov
1954	Summerfield	1997	Girard
1960	Campbell	1998	Mattson
1960	Farley	1999	Terhardt
1961/62	Bloomer	2000	Tsunoda
1963	Arens	2001	Frey
1964	Sunley	2001	Reijasse
1967	Lawrence	2001	Takahashi
		2001	Tomita
		2001	Torngren
		2002	Alziary
		2002/04	Östlund
		2003	Hagemann
		2004	Hunter

Tab. 5.2, Zeitliche Verteilung der Ablösedaten

der Raketentechnik, der mit dem Zweiten Weltkrieg begann und dem Abbruch des Apolloprogramms endete, von der darauffolgenden vermehrt wirtschaftlich orientierten Anwendung der Raketentechnik heutiger Ausprägung (Tab. 5.2).

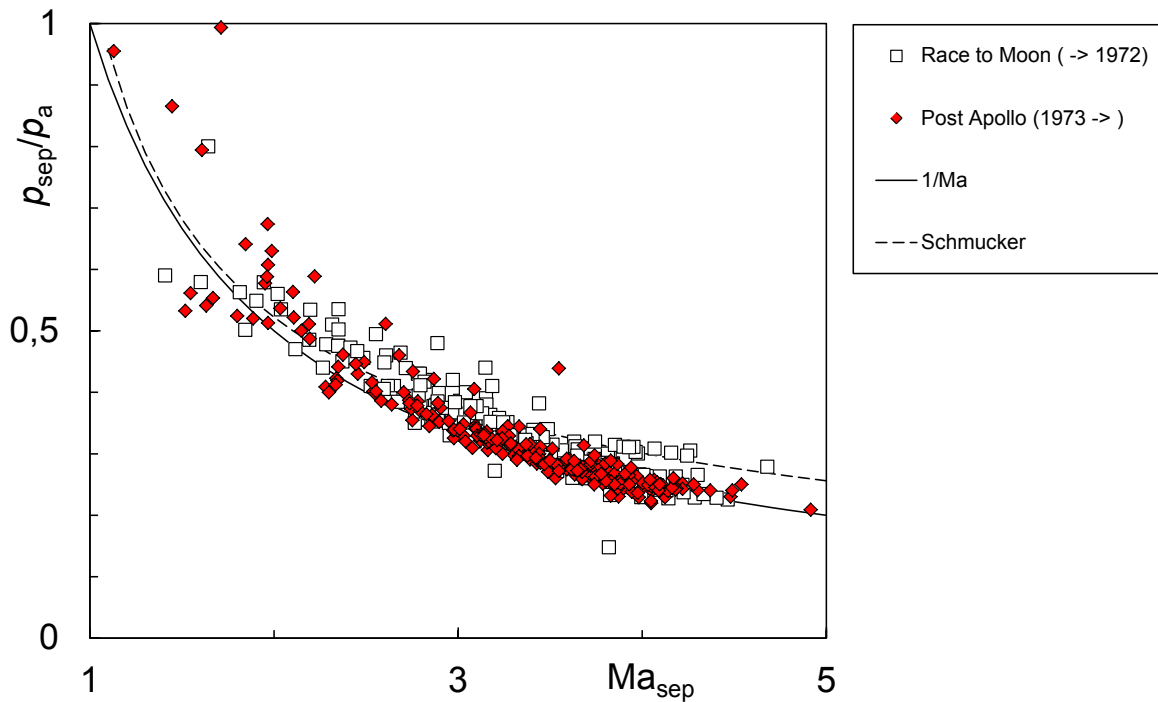


Abb. 5.12, Ablösedaten nach Epochen sortiert

Schnell wird deutlich, dass die große Streuung durch die Daten der ersten Epoche bewirkt wird (Quadrate in Abb. 5.12). Die aktuelleren Daten (rote Rauten) werden sehr gut vom vorgeschlagenen Kriterium wiedergegeben. Es handelt sich bei den aktuelleren Literaturdaten überwiegend um Glockendüsen mit dem Schwerpunkt auf Kaltgasexperimenten. Die historischen Daten beziehen sich meist auf Kegeldüsen mit unterschiedlichen Öffnungswinkeln. Es lohnt sich, diese nochmals zu unterteilen.

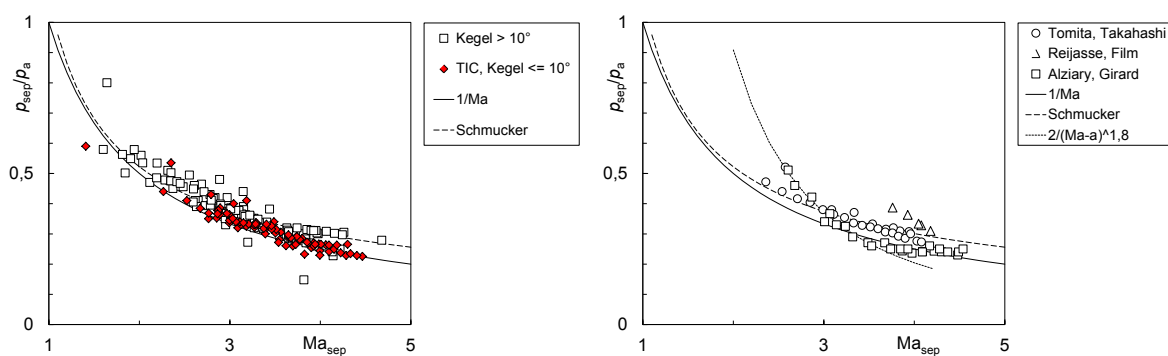


Abb. 5.13, Untergruppen: Kegeldüsen (links) und Sonderfälle (rechts)

Dabei wird offenbar, dass auch die historischen Daten von Glockendüsen und Kegeldüsen (rote Rauten in Abb. 5.13 links), deren halber Öffnungswinkel maximal 10° beträgt, oberhalb $Ma_{sep} = 3,5$ gut mit dem vorgeschlagenen Ablösekriterium übereinstimmen.

Das vorgeschlagene Ablösekriterium schlägt nur bei Kegeldüsen fehl, deren halber Öffnungswinkel $> 10^\circ$ ist. Dies ist ein deutlicher Hinweis darauf, dass die Ablösung vom lokalen Wandwinkel beeinflusst wird, denn Glockendüsen weisen im hinteren Bereich einen vergleichsweise niedrigen Wandwinkel auf.

Nun kann auch das häufig verwendete Schmucker-Kriterium neu bewertet werden: Schmucker entwickelte sein empirisches Kriterium 1973 und konnte dabei nur auf die ihm zur Verfügung stehenden Literaturdaten zurückgreifen. Sein empirisches Ablösekriterium wird von den damals vorhandenen Kegeldüsensdaten dominiert. Unter heutigen Voraussetzungen würde auch Schmucker zu einem anderen Kriterium kommen müssen. Folglich kann sein Ablösekriterium nicht nur, sondern muss sogar von dem vorgeschlagenen Ablösekriterium ersetzt werden.

Der durchgeführte Vergleich zeigt am Rande noch ein paar interessante Beispiele (Abb. 5.13 rechts), die hier kurz erwähnt werden sollen.

Die aus Alziary [1] und Girard [29] entnommenen Daten weisen denselben Trend auf, der unterhalb $Ma_{sep} \sim 3$ parallel verschoben zu dem zuvor festgestellten laminaren Ablösetrend verläuft. Sie untersuchten ihre Düsen auf derselben Anlage der LEA. Diese Universitätsanlage ist im Vergleich zu den anderen wesentlich kleiner, was auch kleinere Düsen zur Folge hat. Die geringe Größe zeigt, dass es einen Reynoldszahleffekt bei relaminarisierter Ablösung gibt, die den Übergang zur turbulenten Ablösung zu höheren Machzahlen verschiebt und zu höheren Ablösedrücken führt. Die turbulente Ablösung scheint dagegen Reynoldszahlunabhängig zu sein. Es zeigt sich, dass es durchaus Sinn macht, Prüfstände miteinander zu vergleichen.

Von allen aktuelleren Daten treffen nur die aus den Veröffentlichungen von Tomita [95] und Takahashi [92] fast genau das Schmucker-Kriterium. Auch Tomita und Takahashi untersuchen dieselben Düsen am selben Prüfstand mit unterschiedlichen Schwerpunkten; sie sind Kollegen und veröffentlichten auf derselben Konferenz. Ihre Düsen weisen einen verhältnismäßig großen Sensorabstand auf. Es geht aus der Veröffentlichung nicht hervor, ob der niedrigste gezeigte Wanddruck auch der der beginnenden Ablösung ist. (Aufgrund des zu großen Sensorabstands kann die tatsächliche Lage der beginnenden Ablösung auch nicht mit einer Tangente an den steilsten Gradienten überprüft werden.) Zumindest Takahashi vergleicht seine experimentellen Werte mit dem Schmucker-Kriterium. Die Vermutung liegt nahe, dass hier der Wunsch der Vater des Gedankens war und Datensätze veröffentlicht wurden, die nahe am erwarteten Ablösekriterium liegen.

Eine weitere Abweichung vom Trend zeigen Reijasses [65] Ablösedrücke, der mit einem Filmleger ausgestatteten TOC-Düse. Deren Lage im Bereich $Ma_{sep} \sim 4$ zeigt gegenüber den erwarteten viel zu hohe Ablösedrücke. Bei der Haupt- sowie der Filmströmung handelt es sich um Luft. Der Effekt des dominanten Filmisentrophen-exponenten, wie er sich bei der filmgeköhlten Heißgasdüse gezeigt hat, kann ausgeschlossen werden. Auffällig ist der Verlauf der Wandprofile: Der Gradient des über die Ablösung ansteigenden Wanddrucks verläuft wesentlich flacher als der zu Vergleichszwecken untersuchten TIC. Mehrere Erklärungen kommen in Frage:

1) Der Film vergrößert die Grenzschicht und verlagert die Ablösezone stromauf. 2) Eine stärker schwingende Filmablösung führt zu einem Mittelwertfehler. 3) Der Filmleger ist nicht sauber entworfen, seine Machzahl unterscheidet sich von der der Hauptströmung. Da der Film, wie gezeigt, die Ablösung dominiert, kommt es zu einer verfrühten Ablösung.

5.1.5 Länge der Ablösung

Der Vergleich von Wanddruck, Thermografie und drucksensitiver Farbe erbrachte für die Kaltgas-TIC in Kapitel 4.2.4 eine Beschreibung der Ablösung, die in Abb. 4.32 zusammengefasst ist. Abb. 5.14 zeigt den Teil der Daten, mit denen Lage und Länge der Ablösung beschrieben werden kann.

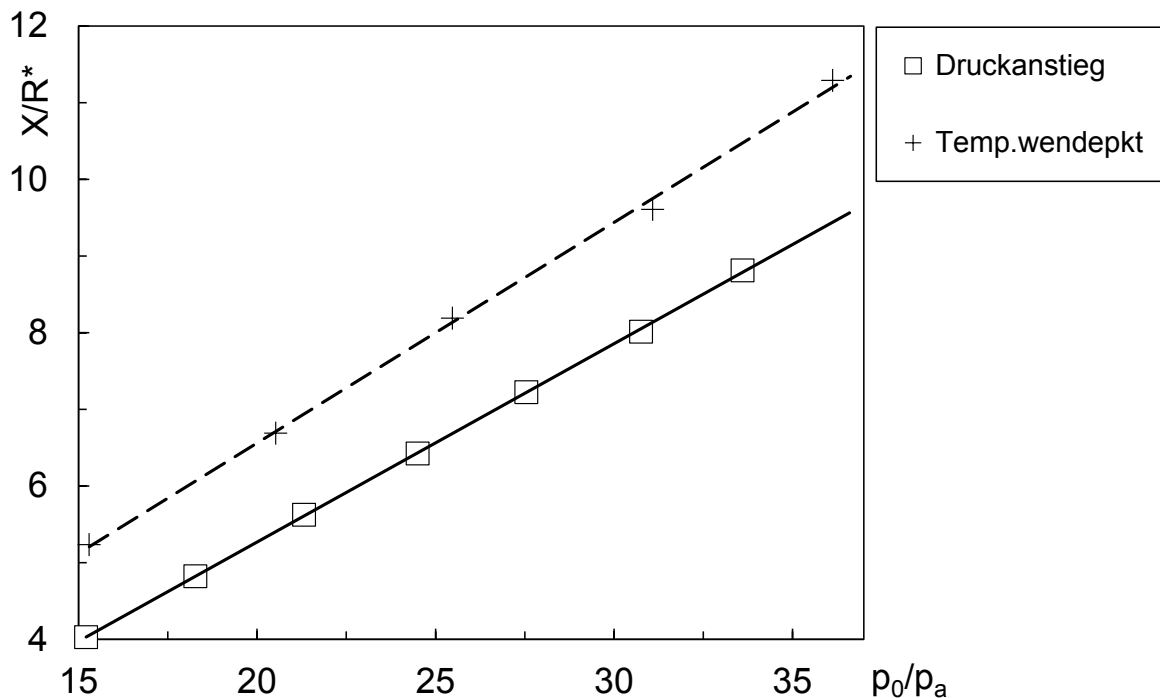


Abb. 5.14, Lage der Ablösung

Die Ablösung beginnt mit dem Wanddruckanstieg (Quadrate), d. h. dem Abweichen vom Vakuumwanddruckprofil. Als Ort der physikalischen Ablösung konnte der Wendepunkt im Temperaturwandprofil bestimmt werden (Kreuze). Diese Position wird durch den Übergang der Sauerstoffkonzentration von einem ansteigenden zu einem konstanten Wert (drucksensitive Farbe) bestätigt.

Druckanstieg und Temperaturwendepunkt können sehr gut linear genähert werden; womit aus deren Differenz die axiale Komponente der Ablösung L_{sep} bestimmbar wird. Sie nimmt mit zunehmendem Druckverhältnis p_0/p_a zu.

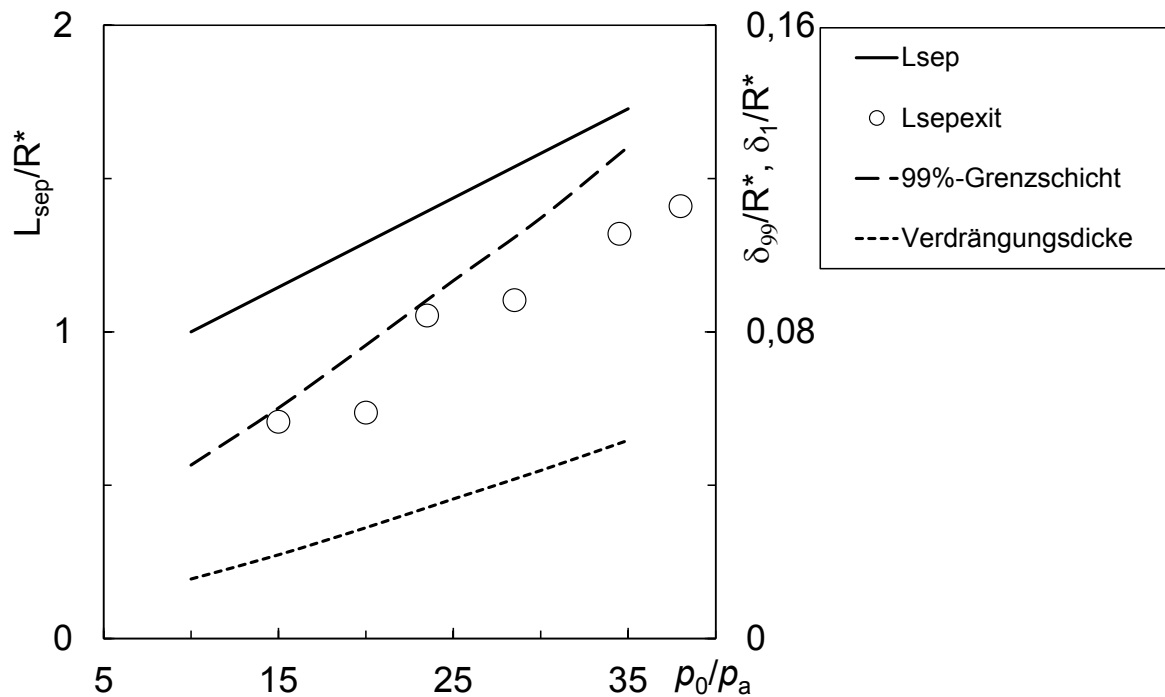


Abb. 5.15, Ablösung im Vergleich zur Grenzschichtdicke

Das dargestellte Verhältnis von Ablöselänge L_{sep} zum Druckverhältnis p_0/p_a ist konkret auf die untersuchte Düse bezogen und führt daher nur zu wenigen allgemeingültigen Aussagen. In Abb. 5.15 werden daher der Ablöselänge (durchgezogene Linie) die 99-%-Grenzschichtdicke δ_{99} (gestrichelte Linie) und die Verdrängungsdicke δ_1 (gepunktete Linie) gegenübergestellt. Die Grenzschichtdicken, die wie die Ablöselänge ansteigen, wurden mit dem Charakteristikkencode TDK94X errechnet, der als aktuelle Referenz gilt.

Die Grafik beinhaltet zusätzlich noch Längen, die aus Abb. 4.43 bestimmt wurden (Kreise). Diese Grafik zeigt das Ablöseverhalten der mehrmals gekürzten Kaltgas-TIC. Dort verlässt der Verlauf der Ablöseposition X_{sep} als Funktion des Druckverhältnisses p_0/p_a seinen linearen Trend, wenn das stromab liegende Ende der Ablösezone, also die tatsächliche physikalische Ablösung, den Düsenaustritt erreicht. Die Düse kann zu diesem Zeitpunkt als voll fließend bezeichnet werden, obwohl noch ein Druckanstieg zum Düsenende hin messbar ist. Mit der jeweils zugehörigen Düsenlänge kann so die Länge der Ablösezone dieser speziellen Situation bestimmt werden. Sie ist kürzer als die vergleichbare Ablösung der ungekürzten Düse, da ihre Fluktuationenmöglichkeit durch das definierte Düsenende eingeschränkt wird.

Abb. 5.15 zeigt außerdem, dass die berechneten Grenzschichtdicken einen steileren Gradienten aufweisen als die approximierte Ablöselänge.

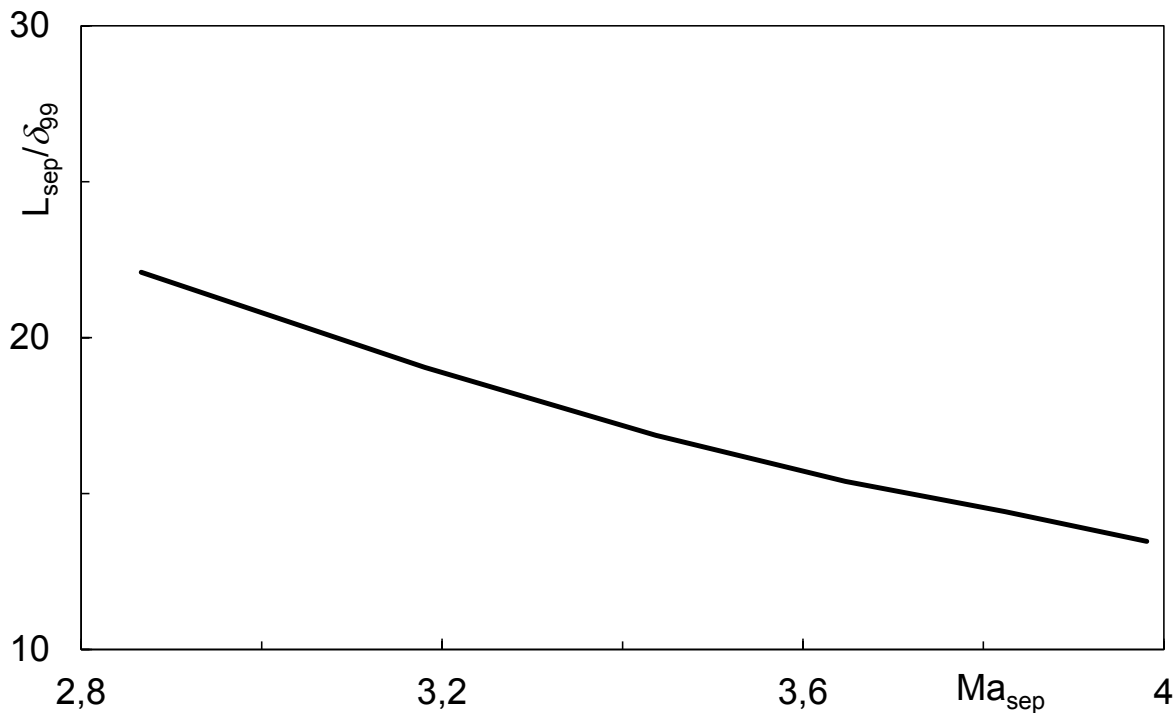


Abb. 5.16, Verhältnis von Ablöselänge zur Grenzschicht

Abb. 5.16 zeigt das Verhältnis von Ablöselänge zur 99-%-Grenzschichtdicke in Abhängigkeit von der zugehörigen Wandmachzahl, die eine Funktion des Ortes ist. Bedingt durch die stärker ansteigende Grenzschichtdicke, nimmt das Verhältnis mit steigender Machzahl ab, bleibt aber im Größenordnungsbereich von 13 bis 22.

In der Literatur [25] kann oft ein Verhältnis in der Größenordnung von 2 gefunden werden. Diese Vorstellung ist zunächst einleuchtend, denn es würde daraus eine Dominanz der Ablösung (und damit zum Beispiel des Wandtemperaturanstiegs) durch die Gestalt der Ablösung (Stoßfächer) resultieren und ihre Fluktuation in den Hintergrund treten. Das bestimmte Verhältnis deutet jedoch die Dominanz der Fluktuation an. Die eigentliche Gestalt des Stoßsystems verliert demnach für die Beschreibung etwa der Wandtemperatur an Bedeutung.

Verhältnisse in der Größenordnung 2 können beispielsweise durch die Analyse der Situation mit der Vorgängersoftware TDK91 erzielt werden, die eine weitaus größere Grenzschichtdicke errechnet. Dort stimmt aber nicht mehr das Verhältnis von $\delta_{99} / \delta_1 = 5 / 1,7208$, wie es für die Plattengrenzschicht bekannt ist. Es ergeben sich Werte im Bereich um 30.

Natürlich muss nun die Frage gestellt werden, wie verlässlich die Analyse dieser Referenzsoftware überhaupt ist. Letztendliche Klarheit erbringt nur eine experimentelle Grenzschichtvermessung.

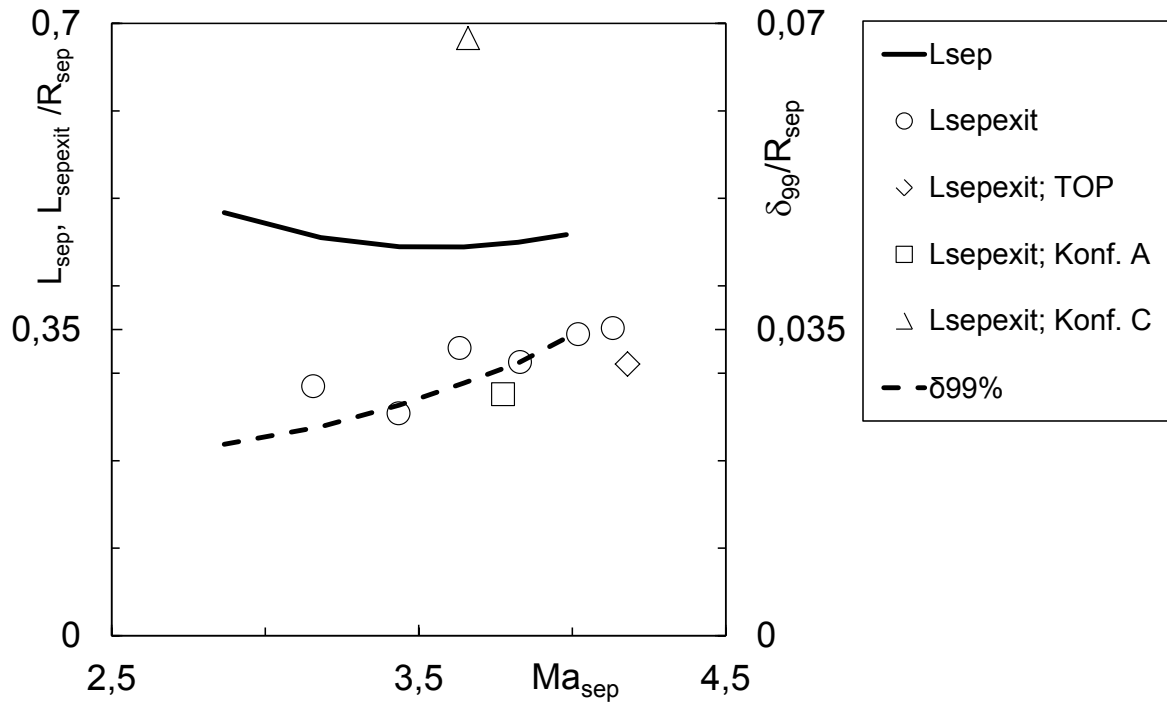


Abb. 5.17, Verhältnis von Ablöselänge und zugehörigem radialen Abstand

Der Quotient von Ablöselänge und Grenzschichtdicke führt zu keinem befriedigenden Ergebnis. Ein anderes Bild (Abb. 5.17) zeigt sich, wenn die axiale Länge der Ablösung L_{sep} in Bezug zum radialen Abstand der beginnenden Ablösung R_{sep} gesetzt wird. Es ergibt sich ein nahezu konstantes Verhältnis von $L_{sep} / R_{sep} \sim 0,45$.

Die Ablöselängen der gerade voll fließenden TIC-Düse sind ebenfalls enthalten und zeigen ein Wert von $L_{sep} / R_{sep} \sim 0,30$. Ergänzt wurden diese Werte um Längen der untersuchten TOP-Düse (Abb. 4.3) und der Heißgas-TIC (aus Abb. 4.66 und Abb. 4.72), die in einem vergleichbaren Bereich liegen. Stark hervor sticht der Wert der Heißgaskonfiguration C, die in ihrem Setup Vulcain 2 am nächsten kommt. Der Wert von $L_{sep} / R_{sep} \sim 0,70$ entspricht aber recht genau Beobachtungen, die mit Vulcain 2 gemacht werden können. Abb. 5.18 zeigt einen Vulcain-2-Motor nach dem ersten Heißlauf. Die Anlauffarben im hinteren Teil der Düse markieren hier den Ablösebereich der gerade vollfließenden Düse mit einem erhöhten Temperatureintrag. Berücksichtigt man nicht die durch die asymmetrische Filmverteilung hervorgerufenen Spitzen der Verteilung, sondern bezieht sich auf die niedrigste Länge, kann ein Verhältnis von $L_{sep} / R_{sep} \sim 0,72$ bestimmt werden.

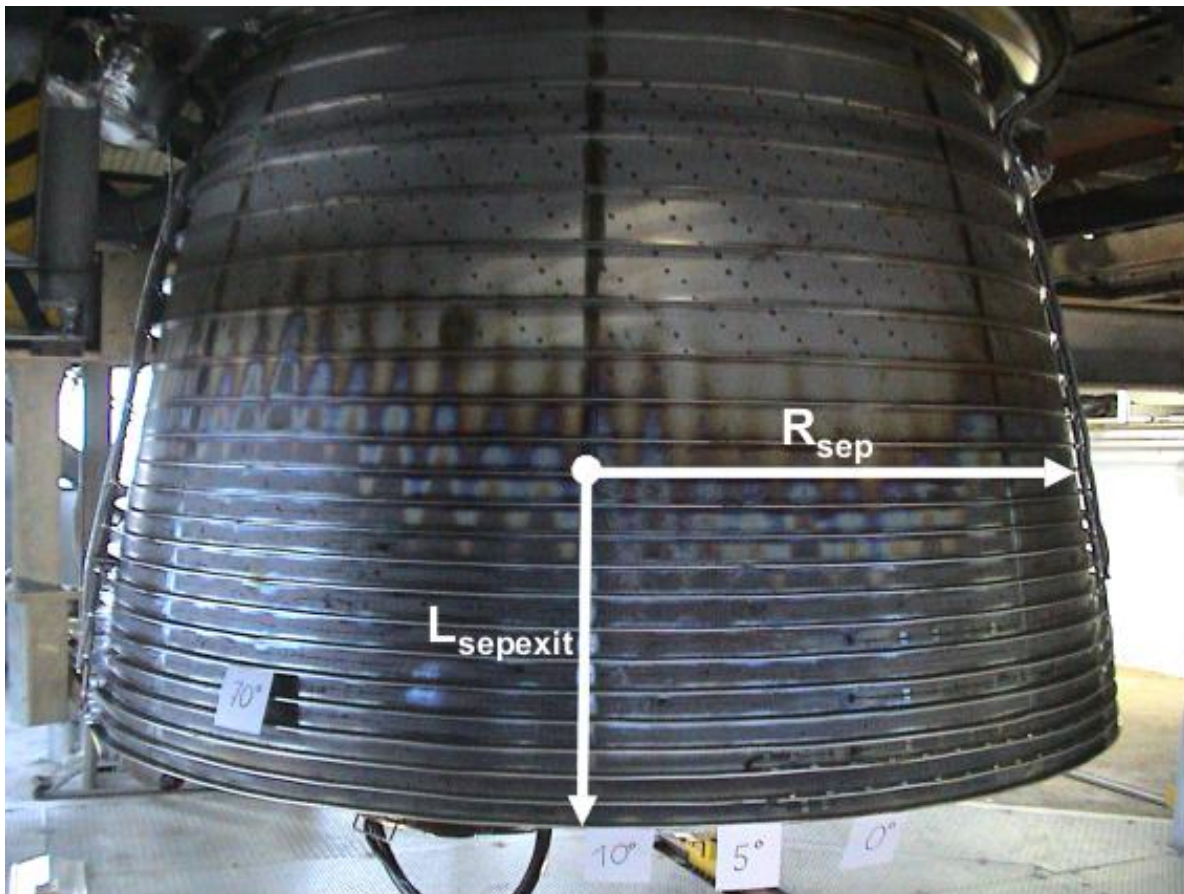


Abb. 5.18, Vulcain 2 nach erstem Testlauf, $L_{sepexit} / R_{sep} = 0,72$

5.2 Stromauf liegende Einflüsse

Das Verhalten der Strömungsablösung kann nicht entkoppelt von den stromauf gegebenen Verhältnissen betrachtet werden. Wie sich bereits während der Diskussion des Ablöseverhaltens gezeigt hat, kreuzt die Ablösung zum Beispiel den Bereich der laminar-turbulenten Transition. Im Folgenden werden die experimentell festgestellten Besonderheiten stromauf der Ablösung diskutiert.

5.2.1 Relaminarisierung

Die Diskussion der Druckgradienten ergab eine eindeutige Unterteilung in eine turbulente und eine sich laminar verhaltende Ablösung. Nach dem Ende der Versuche konnten mehrere BFF-Abdrücke eines Wirbelansatzes kurz stromab des Düsenhalses gewonnen werden. Es stellen sich daher folgende grundlegende Fragen:

- Enthält die Literatur Hinweise auf Relaminarisierung im Düsenhals oder wird diese dort ausgeschlossen?

- Liegt eine relaminarisierte Strömung über die gesamte Versuchsdauer vor, d. h. den gesamten Bereich des Druckverhältnisses p_0/p_a , oder gibt es Einschränkungen?

Die Neigung zur Relaminarisierung wird in der Literatur [74, 49] mit der Größe $K(s)$ beschrieben:

$$K(s) = \frac{\nu}{U^2} \frac{dU}{dx} = 3,5 \cdot 10^{-6} \quad \text{Gl. 5.5}$$

Überschreitet sie den Wert $3,5 \cdot 10^{-6}$ kann eine beschleunigte turbulente Strömung relaminarisieren.

Mit der Software TDK94X kann eine Parameterstudie durchgeführt werden, die den Einfluss der Geschwindigkeit am Grenzschichttrand U und der kinematischen Viskosität ν des Gases untersucht, womit sich der Wert $K(s)$ entlang der Wandauflänge s im stark beschleunigenden konvergenten Teil der Düse darstellen lässt.

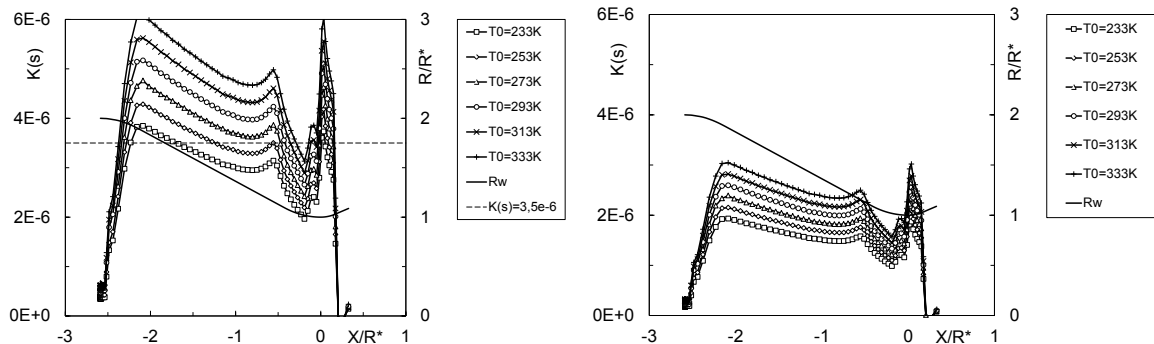


Abb. 5.19, Entwicklung der Relaminarisierung, links: $p_0 = 2,5$ bar, rechts: $p_0 = 5$ bar

Abb. 5.19 zeigt den Verlauf der Größe $K(s)$ entlang des konvergenten und des halsnahen Bereichs der Kaltgasdüsen. Im linken Bild wird der Einfluss der Totaltemperatur T_0 bei konstantem Druck $p_0 = 2,5$ bar untersucht, wie er während des Start-Up kurz nach der Ausbildung der Überschallströmung herrscht. Der Grenzwert von $3,5 \cdot 10^{-6}$ wird für den gesamten Temperaturbereich überschritten. Im rechten Bild wurde der Totaldruck auf 5 bar erhöht. Die Reaktion auf fallende Temperaturen ist vergleichbar. Mit verdoppeltem Druck halbiert sich jedoch die Größe $K(s)$, der Literaturgrenzwert wird nicht mehr überschritten.

Abb. 5.20 gibt die komplette Parameterstudie wider. Dabei wurde der maximal erreichte $K(s)$ -Wert einer Paarung p_0, T_0 in mehrere Bereiche unterteilt. Unterhalb der durchgezogenen Linie muss mit einer relaminarisierten Grenzschicht gerechnet werden. Oberhalb der gestrichelten Linie wird eine relaminarisierte beschleunigte Strömung nach Literaturangaben ausgeschlossen. Es liegt der Schluss nahe, dass sich nur zu Beginn und zum Ende eines Versuchs eine relaminarisierte Grenzschicht im Bereich des Düsenhalses ausbildet. Die Ursache hierfür ist die kinematische Viskosität, die sich umgekehrt proportional zum vorherrschenden Druck verhält. Der Einfluss der Temperatur ist dabei nur gering.

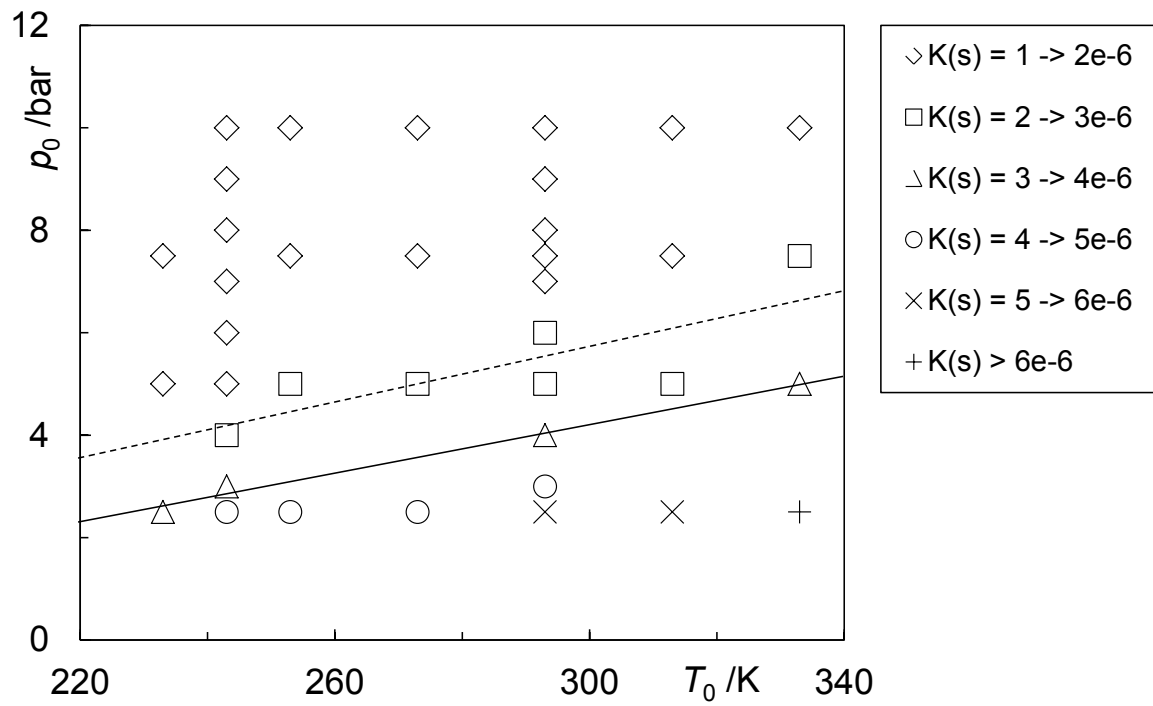


Abb. 5.20, Parameterstudie zur Möglichkeit der Relaminarisierung

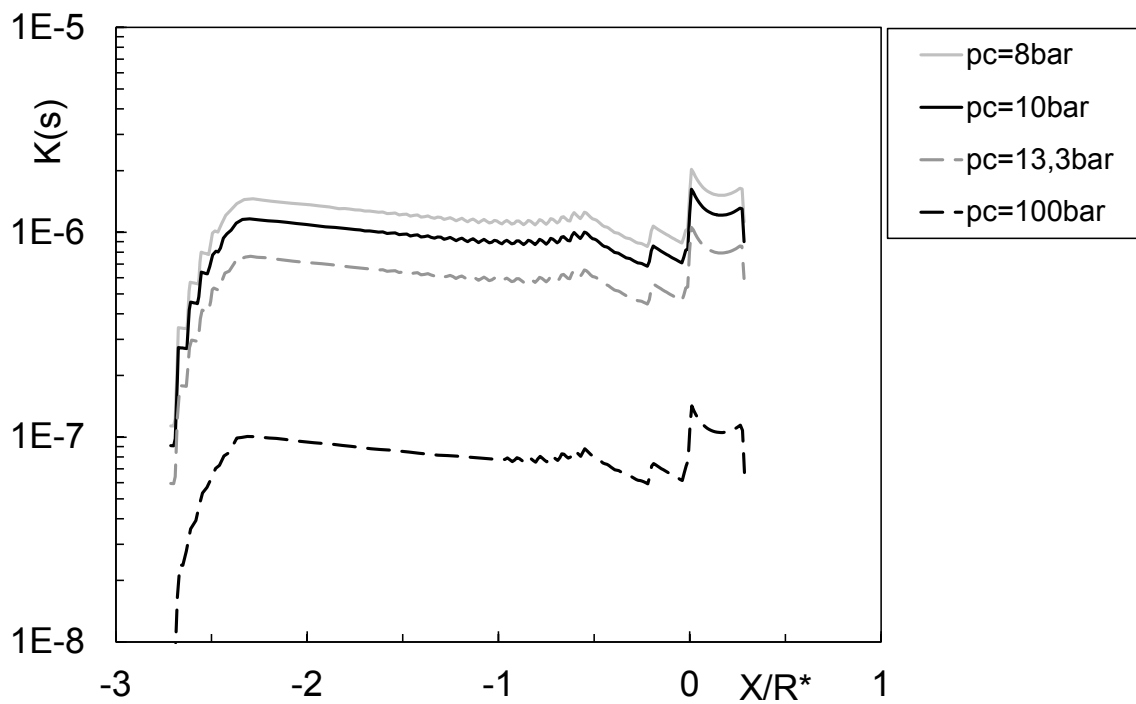


Abb. 5.21, Relaminarisierung der Heißgasdüsen

Nun stellt sich die Frage nach der Neigung der untersuchten Heißgasdüsen zur Relaminarisierung. Die Wanddruckwerte erbrachten, im Gegensatz zu den Kaltgasdüsen, keinen Hinweis auf eine wiederangelegte Strömung, deren Ursache der Übergang von einer laminaren zu einer turbulenten Ablösung sein könnte.

Die in Abb. 5.21 wiedergegebene Untersuchung zeigt, dass die Heißgasdüse unterhalb eines $K(s)$ -Wertes von $2 \cdot 10^{-6}$ bleibt. Mithin könnte eine Relaminarisierung der Heißgasgrenzschicht ausgeschlossen werden. Narasimha [50] berichtet jedoch, dass er relaminarisierte Grenzschichten auch unterhalb des Grenzwerts von $3,5 \cdot 10^{-6}$ beobachtet hat.

Interessant ist in diesem Fall auch die Untersuchung von Bourassa [6]. Am Beispiel zweier Messungen ($K(s) = 2 \cdot 10^{-6}$ und $K(s) = 4 \cdot 10^{-6}$) werden die typischen Grenzschichtparameter untersucht, die sich bei Relaminarisierung ändern müssen (Grenzschichthöhe, Formfaktor, Wandschubspannung, Log. Wandverteilung etc.). Der Fall $K(s) = 2 \cdot 10^{-6}$ zeigt jedoch ebenfalls das für Relaminarisierung erwartete Verhalten. Die Autoren kommen zu dem Schluss, dass der von Launder [44] eingeführte K -Faktor ungeeignet ist. Sie schlagen vor, den Turbulent Burst Sweep (Event) zu benutzen:

$$\bar{T}_B = \frac{T_B U_\infty}{\delta} \quad \text{Gl. 5.6}$$

Ein relaminarisiertes Ablöseverhalten der Heißgasdüsen konnte mit den vorhandenen Messergebnissen nicht gezeigt werden. Die Neigung zur Relaminarisierung kann aber mit der Parameteruntersuchung, besonders im Licht der aktuellen Literaturdiskussion, nicht ausgeschlossen werden. Die konstruktive Gestaltung von Brennkammer, konvergenter Düse und Halsbereich der verwendeten Heißgasschubkammer entspricht einer skalierten Vulcain-2-Schubkammer.

5.2.2 Görtlerverwirbelung

Die hinreichenden Bedingungen einer permanent (über den gesamten Betriebsbereich) relaminarisierten Strömung im Düsenhals, mit anschließendem Umschlag zur Turbulenz, konnten nicht gezeigt werden. Dennoch geben die thermografischen und thermochromen Videomitschnitte eine dauerhaft vorliegende und stabile Verwirbelung wieder, die sich entlang der Wand in der Ausbildung parallel zur Strömung liegender Streifen mit niedrigerer Temperatur äußert (Abb. 4.9, Abb. 4.60).

Von konkav gekrümmten Plattengrenzschichten ist die Ausbildung sogenannter Görtlerwirbel bekannt. Dabei reagiert die Strömung auf die wandnormale Beschleunigung, die aus der konkaven Wandkrümmung resultiert, mit der Ausbildung stabiler Wirbelpaare, die Fluidteilchen zunächst zur Wand und hernach wieder zurück zur Kernströmung transportieren. Görtlerwirbel sind von Interesse, da sie als eine sekundäre Instabilität den Umschlag von einer laminaren zu einer turbulenten Grenzschicht hervorrufen.

Hinsichtlich des Auftretens in Raketendüsen kommen jedoch einige entscheidende Unterschiede hinzu:

- Untersuchungen auf Görtlerwirbel sind meist auf inkompressible Strömungen mit niedriger Geschwindigkeit und vergleichsweise hoher Viskosität bezogen. Der Interessensschwerpunkt liegt hierbei auf dem Umschlag zur Turbulenz. Die Grenzschicht der Raketendüse hat sich jedoch bereits über die Länge der Brennkammer und des konvergenten Düsenbereichs turbulent ausgebildet, bevor sie im divergenten Düsenteil mit einer konkaven Wandkrümmung beaufschlagt wird. Sie liegt nur unter Umständen, wie gezeigt, relaminarisiert vor.
- Experimentelle Untersuchungen kompressibler Überschallströmungen in zum Beispiel einer Raketendüse kommen in der Literatur nicht vor. Eine Ausnahme hiervon bilden einige Untersuchungen, die sich mit dem Geräuschgrad von sogenannten „Quiet Windtunnel Nozzles“ beschäftigen [10, 76, 11]. Die Grenzschicht dieser Düsen wird im Halsbereich kurz vor dem Übergang zur Schallgeschwindigkeit abgesaugt. Danach bildet sich eine neue, zunächst laminare Grenzschicht aus.
- Die zumeist numerischen Untersuchungen beziehen sich auf den zweidimensionalen Fall der gekrümmten Platte. Bei Raketendüsen kommt jedoch zur in Strömungsrichtung liegenden konkaven Wandkrümmung eine Wandkrümmung in Umfangsrichtung hinzu.

Die Neigung einer konkaven Strömung zur Wirbelbildung wird mit der ihr zugeordneten Görtlerzahl G beschrieben. Eine nach wie vor gute Einführung in die Begriffe Görtlerwirbel und Görtlerzahl gibt Saric [70]. Danach ist

$$G_{Saric} = \frac{U_{\infty} \cdot \delta_r}{\nu} \sqrt{\frac{\delta_r}{R_K}} \quad Gl. 5.7$$

eine Funktion der Geschwindigkeit am Grenzschichttrand U_{∞} , der kinematischen Viskosität ν sowie des lokalen Wandkrümmungsradius' R_K . Das Längenmaß δ_r

$$\delta_r = \sqrt{\frac{\nu \cdot x^*}{U_{\infty}}} = \frac{\delta_2}{0,644} \quad Gl. 5.8$$

erscheint zunächst als Grenzschichtdicke und wird oft in der Literatur durch die Impulsverlustdicke δ_2 ersetzt.

Parameterstudien, die das Entstehen von Görtlerwirbel behandeln, wie zum Beispiel Ciolkosz [14] oder de Luca [16], beziehen sich auf Plattengrenzschichten. Die Grenzschicht der konvergent-divergenten Kaltgas-TIC entwickelt sich jedoch differenzierter. Um die lokalen Zustände am Ort des Übergangs von konvexer zu konkaver Wandkrümmung richtig abzubilden, wurde die Lauflänge x^* so angepasst, dass das resultierende Längenmaß δ_r der Impulsverlustdicke $\delta_2/0,644$ entspricht. Die benötigte Impulsverlustdicke wurde mit der Referenzsoftware TDK94X numerisch bestimmt.

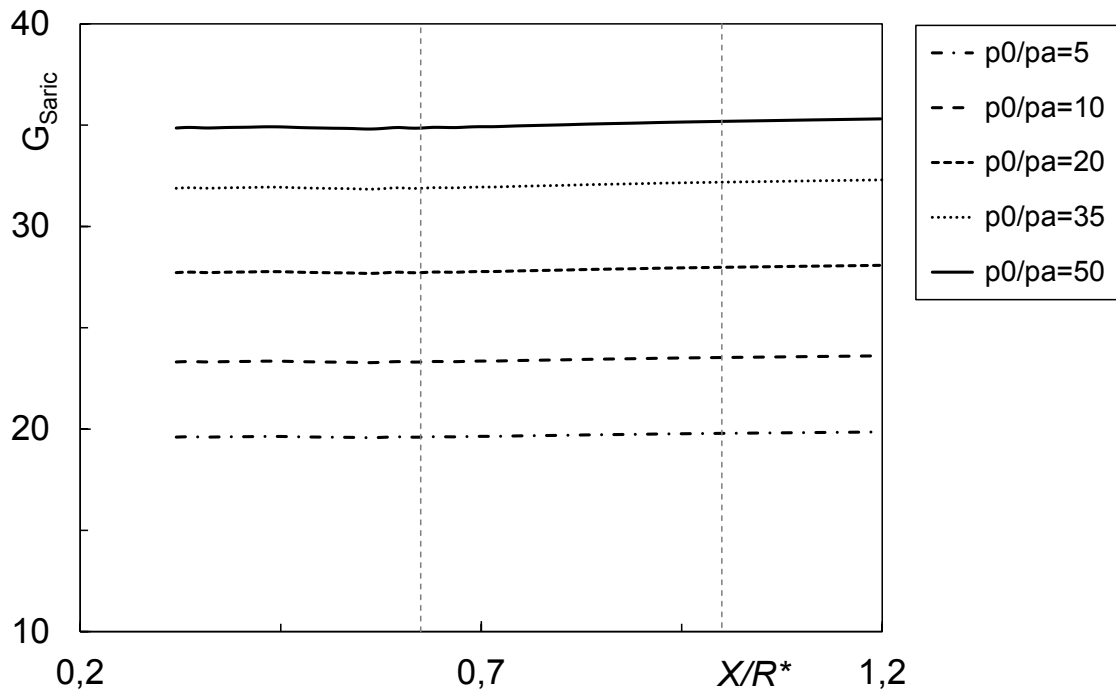


Abb. 5.22, Görtlerzahl als Funktion des Totaldrucks

Abb. 5.22 zeigt die Entwicklungen der bestimmten Görtlerzahlen als Funktion des Totaldrucks p_0 . Darin kennzeichnen zwei Strichlinien den Bereich der beobachteten Wirbelentwicklung vom ersten auftretenden Wirbelansatz bis zur im Umfang vollständig vorliegenden Verwirbelung (aus Abb. 4.62). Dieser Bereich entspricht einer Wandmachzahl von $Ma_w = 2,1-2,25$. Die Görtlerzahlen nehmen im betrachteten Bereich entlang der konkaven Wandkontur nur geringfügig zu. Auch hier zeigt sich der Einfluss der kinematischen Viskosität ν , die sich umgekehrt proportional zum Druck verhält (vergl. Kapitel 5.2.1): Höhere Totaldrücke führen zu höheren Görtlerzahlen.

Schlichting [74] gibt eine δ_2 -bezogene kritische Görtlerzahl von 7 an, ab der Görtlerwirbel auftreten können. Bezogen auf das Längenmaß δ_1 ergibt sich daraus eine kritische Görtlerzahl nach Saric von 13,5. Die bestimmten Görtlerzahlen liegen alle oberhalb eines Wertes von 20. Dies ist ein starker Hinweis, dass es sich bei den festgestellten Wirbelpaaren tatsächlich um Görtlerwirbel handelt.

Die Düsenwand der Heißgas-TIC zeigt keine Hinweise auf Wirbelmuster, da ihre Anlaufverfärbung bis weit in den Überschallbereich hinein durch die Verteilung der zwölf äußeren coaxialen Einspritzelemente, wie sie der Einspritzkopf vorgibt, dominiert wird. Abb. 5.23 links zeigt die Halsregion eines Vulcain-2-Triebwerks nach dessen Erstbetrieb. Rechts davon eine bildbearbeitete Ausschnittsvergrößerung mit überlagerter Düsenkontur, die Muster besser erkennen lässt. Besonders der obere rechte Quadrant zeigt eine deutliche 10° -Einteilung des Musters, das mit den BFF-Bildern der Kaltgasdüse (Abb. 4.35 und Abb. 4.37) vergleichbar ist. Die Muster Spitzen beginnen bei einer Wandmachzahl von $Ma_w = 2,35$.

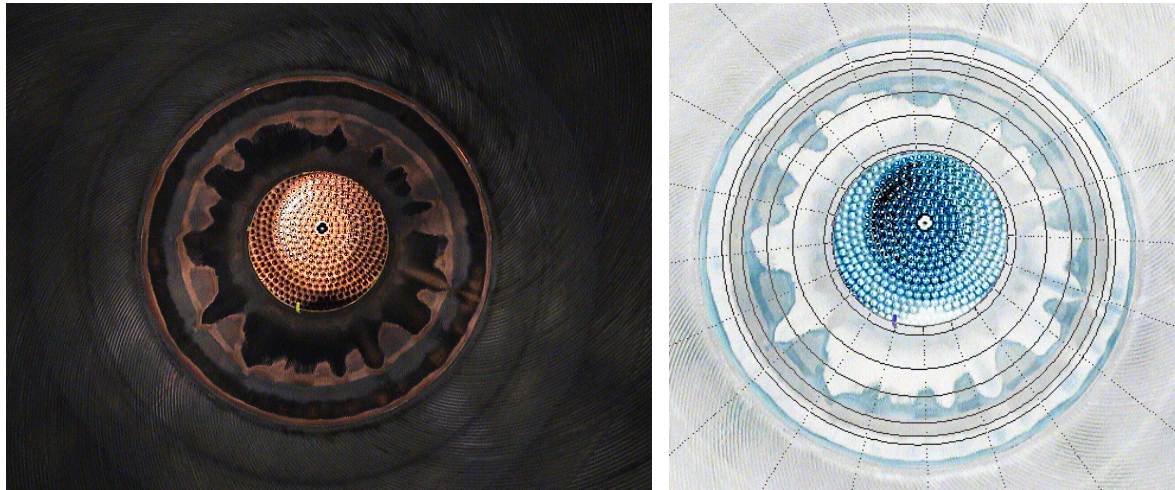


Abb. 5.23, Vulcain 2 nach Erstbetrieb; Wandabtrag verdeutlicht Wirbelmuster

Aus den herrschenden Strömungsbedingungen und den geometrischen Abmessungen ergibt sich dort eine Görtlerzahl von $G_{\text{Sarıc}} = 88$. Die Annahme ist folglich berechtigt, dass es sich beim vorliegenden Muster ebenfalls um den Abdruck entstehender Görtlerwirbel handelt.

5.3 Stromab liegende Einflüsse

Im Kapitel 4.2.5 wurde das Auftreten von Wirbelspuren im Bereich der Rückströmung dokumentiert (Abb. 4.38). Für die dort vorliegenden Bedingungen kann die Görtlerzahl zu $G_{\text{Sarıc}} = 2,1877$ bestimmt werden. Die Wandkrümmung und die Lauflänge reichen offensichtlich nicht dazu aus, die Entwicklung von Görtlerwirbeln einzuleiten. Die Interpretation der experimentellen Ergebnisse bestätigt, dass es sich bei den dokumentierten Wirbelspuren um λ -Wirbel handelt, die aus Tollmien-Schlichting-Wellen entstehen, recht schnell in Haarnadelwirbel übergehen und anschließend in Turbulenzballen zerfallen.

α	10°
X	0,11 m
R_{axial}	5,25 m
R_{umfang}	0,198 m
ν	$6,5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$
U_{∞}	2397 m/s
λ	34,56 mm
Λ	103400
δ_r	0,05207 mm
G_{Saric}	88
β_{dl} nach [19]	0,009467

Tab. 5.3, Wirbelparameter Vulcain 2

α	1°
X	0,135 m
L	0,1483 m
R_{axial}	0,9136 m
R_{umfang}	0,044 m
$x^*=L-X$	0,0133 m
ν	$1,6 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$
U_{∞}	130 m/s
λ	0,768 mm
Λ	181
δ_r	0,04046 mm
G_{Saric}	2,1877
β_{dl} nach [19]	0,331

Tab. 5.4, Wirbelparameter abgelöster Bereich TIC-Kaltgasdüse

Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit begann mit der Untersuchung einer Kaltgasmodelldüse mit schuboptimierter Parabelkontur (TOP). Ein Hauptmerkmal schuboptimierter Düsen, zu denen auch J2S, SSME, Vulcain, Vulcain 2 und J2X zählen, ist die Ausbildung eines inneren Stoßes, der in Verbindung mit einer Machscheibe, einem schrägen Ablösestoß und mehreren Stoßreflektionen zu einem charakteristischen Stoßmuster führt, das als Kappenstoß bezeichnet wird. Der Kappenstoß lenkt, abhängig vom Druckverhältnis p_0/p_a , die Strömung wieder zur Düsenwand um, was dort zu einer Wiederanlegung führt. Die Transition zur Wiederanlegung, wie auch die Retransition zur Freistrahlablösung, verursacht starke Seitenlasten.

Die durchgeführten Experimente zeigen, dass während des Start-Up nur kurzzeitig eine wiederangelegte Strömung vorliegt. Während des Shut-Down ist sie dahingegen über eine weite Spanne des Druckverhältnisses präsent. Die Ursache dieser Hysterese ist der stromab gerichtete Sprung der Ablösefront, der aus der Wiederanlegung resultiert. Er stabilisiert während des Shut-Down die wiederangelegte Strömung über einen großen Bereich des abnehmenden Druckverhältnisses. Der Übergang von Freistrahlablösung zur wiederangelegten Strömung findet in beiden Fällen bei gleichen Druckverhältnissen statt. Eine in der Überschallströmung auftretende Kondensation kann unter Umständen die Transition zur wiederangelegten Strömung verzögern oder sogar, je nach Konturlänge der Düse, verhindern.

Während des Start-Up der TOP-Düse treten zwei prominente Seitenlastspitzen auf, die der Transition zur wiederangelegten Strömung und der Retransition zur Freistrahlablösung zugeordnet wurden. Während des Shut-Down treten zusätzliche, weniger prominent hervortretende Seitenlastspitzen auf. Sie konnten eindeutig dem Eintreffen mehrerer Verdichtungsgebiete und Stöße zugeordnet werden, die in der Scherschicht des Abstrahls präsent sind und bei abnehmendem Druckverhältnis auf die Düsenlippe auftreffen. Zudem wurde gezeigt, dass (im Gegensatz zur herrschenden Lehrmeinung) Wanddruckspitzen, die oberhalb der Umgebungswerte liegen, keine notwendige Bedingung zum Nachweis einer wiederangelegten Strömung sind. Als hinreichende Bedingung wurde der Sprung der Ablöseposition bestimmt.

Die Retransition zur Freistrahlablösung wurde zeitgenau verfolgt. Es wurde entdeckt, dass kein plötzlicher, einmaliger Umschlag des Strömungszustands stattfindet. Es liegt ein niederfrequent fluktuierender, kurzzeitiger Wechsel zwischen den Strömungszuständen vor, der mit der Freistrahlablösung endet.

Die in der Literatur dokumentierten Verwirbelungen innerhalb der Scherschicht des freien Abstrahls der TOP-Düse konnten erstmalig, mit Hilfe thermografischer Aufnahmen, an der Düseninnenwand verfolgt werden. Sie sind über den Versuchslauf stabil und gehen nach der Strömungsbilddung in den Freistrahls über. Der Ursprung dieser Wirbel liegt nicht in der gekrümmten Grenzschicht der Wiederanlegung,

sondern kann über die Wiederanlegung hinaus stromauf in die Halsregion der TOP-Düse verfolgt werden. Die Untersuchung der Wirbelpaare zeigt eine lokale Erhöhung der Wandtemperatur von bis zu 1 % der Totaltemperatur. Dies klingt zunächst nicht besorgniserregend, kann aber bei der Düse eines Heißgastriebwerks bereits zum Verlust der Integrität führen.

Mit der thermografischen Untersuchung der Düseninnenwand wurde darüber hinaus nicht nur das Vorhandensein eines zweiten torusförmigen Wirbels an der Wand im Bereich der wiederangelegten Strömung nachgewiesen, sondern auch erstmalig eine partiell wiederangelegte Strömung dokumentiert, die außerhalb des üblichen Regimes der bekannten wiederangelegten Strömung für eine weitere prominente Seitenlastspitze verantwortlich ist. Der Sektor dieser partiellen Wiederanlegung ist zufällig verteilt und bewegt sich leicht in Umfangsrichtung. Die partielle Wiederanlegung bleibt reproduzierbar für konstante Druckverhältnisse. Sie führt zusätzlich zu einem stark deflektierten Abstrahl.

Mehrere CFD-Studien postulieren einen starken Wirbel stromab des Kappenstoßes. Im Verlauf dieser Arbeit konnte dieser Wirbel erstmalig nachgewiesen sowie seine Lage und seine Form vermessen werden. Dabei zeigte sich, dass er wesentlich weiter stromab zu finden und von schlankerer Gestalt ist als angenommen. Nach dem Wirbel wurde auch mit der laseroptischen Methode LIGs gesucht. Es wurde festgestellt, dass sich diese Methode nicht für die Untersuchung hoher Geschwindigkeiten eignet.

Da die Strömungsablösung der TOP-Düse von der Strömungswiederanlegung überlagert wird, eignet sich die TOP-Düse nicht für die grundlegende Untersuchung der Ablösung. Düsen mit gekürzter idealer Kontur (TIC) sind hierzu besser geeignet, da sie keinen inneren Stoß induzieren und infolge keinen Kappenstoß aufweisen. Im weiteren Verlauf der Arbeit wurden nur noch TIC-Düsen untersucht, zunächst weitere Kaltgas- und nachfolgend Heißgasmodellldüsen.

Die TIC-Kaltgasdüsen zeigen kein Hystereseverhalten hinsichtlich ihrer Ablöseposition. Ihr Verhalten ist während des Start-Up und des Shut-Down identisch. Eine stellenweise auftretende Kondensation verzögert auch hier die Strömungsablösung. Ganz anders dagegen die Heißgasdüsen: Mit einem starken Brennkammerdruckgradienten kommt ihr transientes Startverhalten realen Raketentriebwerken schon sehr nahe. Die Trägheit der in den abgelösten Düsenbereich einströmenden Umgebungsluft dämpft die Bewegung der Ablösefront. Im Vergleich zur stationären Ablösung wurde ein um ca. 5 % erhöhter Ablösedruck bestimmt.

Das Ablöseverhalten aller Düsen folgt oberhalb einer Wandmachzahl von 2,5 einem gemeinsamen Trend, der sehr gut mit dem hier neu eingeführten Ablösekriterium $p_{\text{sep}}/p_a = 1/\text{Ma}_{\text{sep}}$ beschrieben werden kann. Zwischen $\text{Ma}_{\text{sep}} = 2,25$ -2,5 liegt eine starke Streuung der Ablösewerte vor. Unterhalb $\text{Ma}_{\text{sep}} = 2,25$ verlassen die Ablösewerte den durch das neue Ablösekriterium vorgegebenen Trend. Die Untersuchung der zugehörigen Druckkoeffizienten zeigt, dass diese abweichenden Werte eine sich laminar verhaltende Ablösung widerspiegeln, die ebenfalls mit einer Funktion ange-

nähert werden kann. Der Vergleich mit Literaturdaten macht jedoch deutlich, dass das festgestellte laminare Ablöseverhalten von der Größe der Düse (lauflängenbezogene Reynoldszahl) abhängig ist. Da das neu eingeführte, folglich als turbulent erkannte Ablösekriterium nicht größenabhängig ist, können beide nicht in eine gemeinsame Funktion überführt werden.

Während des Start-Up durchläuft die Ablöseposition den Ort des Umschlags zur turbulenten Grenzschicht. Die analytische Untersuchung zeigt, dass die turbulente Ablösung eine höhere Druckdifferenz überwinden kann, was einen Sprung der Ablöseposition zur Folge hat. Die Transition zur turbulenten Ablösung ist demnach ein stabiler Vorgang.

Der Vergleich des neu eingeführten Ablösekriteriums mit einer sehr großen Menge von Literaturdaten beweist seine Gültigkeit und verdeutlicht sein Verbesserungspotenzial gegenüber vorhandenen Ablösekriterien.

Mit Hilfe der experimentellen Daten wurde auch die Länge der Ablösezone bestimmt. Sie beträgt zwischen 13 und 22 Grenzschichtdicken. Die Grenzschichtdicke wurde nicht vermessen sondern mit der Referenzsoftware TDK94X numerisch bestimmt. Es bleibt eine gewisse Unsicherheit bestehen. Als weitaus besserer Vergleichswert wurde die Ablöselänge im Verhältnis zum dazugehörigen Querschnittsradius eingeführt. Das Verhältnis bleibt nahezu konstant bei $L_{\text{sep}} / R_{\text{sep}} \sim 0,45$. Das entsprechende Verhältnis der filmgekühlten Heißgasdüse liegt bei 0,7. Dies stimmt sehr gut mit einer Vulcain-2-Aufnahme überein, aus der ein Wert von 0,72 ermittelt wurde.

Wenn sich das Ablöseverhalten der Düsen in einen laminaren und einen turbulenten Bereich unterteilen lässt, muss zuvor eine Relaminarisierung der Grenzschicht im Hals stattgefunden haben. Die Untersuchung der Relaminarisierungsneigung der Kaltgasdüsen zeigt, dass es mit hoher Wahrscheinlichkeit nur zu Beginn des Start-Up und zum Ende des Shut-Down zu einer Relaminarisierung kommen wird. Die Relaminarisierung ist totaldruckabhängig. Bei den Heißgasdüsen kommt es laut der Untersuchung nicht zu einer Relaminarisierung der Grenzschicht. Neueste Veröffentlichungen vermuten jedoch, dass der zur Beurteilung der Relaminarisierungsneigung standardgemäß verwendete $K(s)$ -Wert nicht geeignet ist.

Die überlagerten Wanddruckwerte einer mehrmals gekürzten TIC-Düse zeigen eindeutig, dass die Strömung über den schrägen Ablösestoß auf nur 90 % des Außen-drucks rückverdichtet wird. Dies bestätigt erstmalig experimentell den bereits mehrfach in der Literatur postulierten Wert. Die restliche Rückverdichtung erfolgt über die freie Scherschicht. Die tatsächliche Länge der Düse ist dabei ohne Bedeutung.

Der Anstieg der Wandtemperatur, der innerhalb der Ablösezone stattfindet, wurde ebenfalls thermografisch untersucht. Es zeigt sich, dass der Beginn des Wandtemperaturanstiegs gegenüber dem Anstieg des Wanddrucks leicht stromab versetzt ist. Die Wandtemperatur innerhalb der Ablösezone erhöht sich um 7,2 % gegenüber der ungestörten Wandtemperatur der noch anliegenden Strömung. Damit wurde erstmalig ein Richtwert bestimmt, mit dem die Größenordnung des Temperaturanstiegs

abgeschätzt werden kann. Bei mittleren Druckverhältnissen liegt eine verlängerte Ablösezone vor, die mit dem Auftreten der maximalen Seitenlast der TIC-Düse korreliert. Die Ursache ist eine verstärkte Fluktuation der Ablösung.

Mit drucksensitiver Farbe (PSP) wurde Sauerstoff nachgewiesen, der durch den Unterschallbereich der Grenzschicht in die Ablösung eindringt. Sauerstoff in der Ablösezone eines Heißgastriebwerks kann durch Nachverbrennung, über die bereits nachgewiesene Temperaturzunahme durch Rückverdichtung hinaus, zu einer weiteren Temperaturerhöhung führen.

Völlig überraschend zeigte auch die TIC-Kaltgasdüse eine partielle Strömungswiederanlegung im niedrigen Bereich des Druckverhältnisses. Sie konnte thermografisch erstmalig dokumentiert werden. Die PSP-Messungen zeigen im Bereich dieser partiellen Wiederanlegung eine eingeschlossene Blase, die gegenüber der Umgebung isoliert ist. Die neu entdeckte partielle Wiederanlegung in TIC-Düsen wurde bis dato in der Literatur nicht behandelt oder erwähnt. Sie erzeugt eine Seitenlast, die durchaus mit der maximalen Seitenlast einer TIC-Düse vergleichbar ist. Sie kann daher nicht vernachlässigt werden.

Mehrere CFD-Untersuchungen postulieren eine konkav gekrümmte Machscheibe in TIC-Düsen, die die Strömung zur Wand hin umlenkt. Dies könnte eine Erklärung für die entdeckte partielle Wiederanlegung sein. Leider liegt die Machscheibe während der partiellen Wiederanlegung innerhalb der Düse und entzieht sich so einer herkömmlichen Untersuchung. Mit einer mehrmals gekürzten Düse konnte sie dennoch optisch zugänglich gemacht werden. Es wurde gezeigt, dass die Kürzungen keinen Einfluss auf die Ablösung sowie die Lage und die Form der Machscheibe haben und daher repräsentativ sind. Es wurde keine konkav gekrümmte Machscheibe gefunden. Im Gegenteil: Bei niedrigem NPR liegt eine konvex gekrümmte Machscheibe vor. Eine konkave Machscheibe als Ursache der Strömungswiederanlegung kann nun ausgeschlossen werden. Es wurde jedoch eine schiefe Machscheibe nachgewiesen, die die Strömung zur Wand hin umlenkt. Die Ursache ist eine partiell beginnende Transition von laminarer zu turbulenter Ablösung, aus der ein Sprung der Ablöseposition resultiert, dem der schräge Ablösestoß folgt. Der Ablösestoß trifft die Machscheibe verzögert, die in der Folge mit einer Neigung reagiert und so die Strömung partiell zur Wand umlenkt. Löst die komplette Ablösefront in Umfangsrichtung turbulent ab, richtet sich die Machscheibe wieder senkrecht zur Symmetrieachse aus und die partielle Wiederanlegung wird aufgelöst. Die partielle Wiederanlegung ist für einen festen Bereich des Druckverhältnisses beliebig reproduzierbar, lediglich der Sektor der Wiederanlegung ist zufällig verteilt. Die partielle Wiederanlegung verursacht einen stark deflektierten Abstrahl.

Neben der Lage der Machscheibe und des von ihr reflektierten Stoßes wurde auch die durch den reflektierten Stoß umgelenkte Scherschicht untersucht. Liegt die Umlenkung von der kegelförmigen zur zylinderförmigen Hüllfläche genau im Endquerschnitt der Düse, können die maximalen Seitenlasten gemessen werden. Die fluktuierende Ablösung tritt mit dem Wechsel der Scherschichtform über den freien End-

querschnitt, der der einströmenden Umgebungsluft zur Verfügung steht, in Resonanz. Dies führt zu einer Anfachung der Schwingung und erhöht folglich die Seitenlasten.

Als Ursache der erhöhten Seitenlasten wurden Unstetigkeiten in der Scherschichtform erkannt, die den Düsenendquerschnitt passieren. Dieser Zusammenhang wurde zuvor noch nicht beschrieben.

Eine besondere Aufmerksamkeit galt den filmgeköhlten Düsen, da sie direkte Rückschlüsse auf Vulcain 2 erlauben. Es zeigte sich, dass die Ablösung mit Film früher beginnt. Der Ablösedruck liegt etwa 10 % höher. Die Position der physikalischen Ablösung (Wandschubspannung = 0) ist jedoch identisch. Die Ablösezone der filmgeköhlten Düse ist daher im Vergleich zur Düse ohne Kühlfilm um ca. 40 % verlängert. Wurde die formstabile Düse durch eine versteifte Inconelldüse ersetzt (vergleichbar zu Vulcain 2), die sich unter der Wärmelast verbeult, vergrößerte sich die Ablöselänge sogar um 73 %.

Es wurde aufgezeigt, dass die Einleitung der Ablösung vom Film dominiert wird, wohin gegen die Heißgasströmung die physikalische Ablösung bestimmt. Berücksichtigt man die Stoffwerte des Films, folgen die Ablösedrucke der filmgeköhlten Düse wieder dem durch das neu eingeführte Ablösekriterium beschriebenen Trend. Der entscheidende Einfluss des Kühlfilms auf den Beginn und die Länge der Ablösung wurde zuvor noch nicht beschrieben.

Mit der Heißgaskonfiguration C, die Vulcain 2 sehr nahe kommt, wurde zudem eine wiederangelegte Strömung entdeckt, die in einer Seitenlastspitze resultiert. Als Ursache wurde die sich während des Start-Up transient bewegende Ablösefront identifiziert, die beim Überstreichen der durch den Filminjektor vorgegebenen Konturkante mit dem gleichzeitig unsymmetrisch verteilten Kühlfilm interagiert. Die Seitenlastmessungen und ein Überwachungsvideo bestätigen auch für die Heißgasdüsen den Zusammenhang zwischen Seitenlast und Lage der Scherschichtumlekung im Düsenendquerschnitt.

Mit Verfahren wie BFF oder temperatursensitiver Farbe konnten auch für TIC-Düsen an der Düseninnenwand stabile Wirbelpaare nachgewiesen werden. Das Abbild ihrer Entstehung ähnelt stark den bekannten Mustern einer laminar-turbulenten Transition. Die analytische Betrachtung zeigt aber deutlich, dass es sich dabei um Görtlerverwirbelungen handelt.

Die Betrachtung lässt den Schluss zu, dass Görtlerwirbel auch in Vulcain 2 präsent sind. Aufnahmen von Abtragungen in der Halsregion nach dem ersten Versuchslauf stützen diese Annahme.

Das eingangs aufgeführte Zitat von Wernherr Freiherr von Braun, das Düsenproblem würde überschätzt, konnte eindeutig widerlegt werden. Eine Düse ist weitaus mehr als ein Stück Blech, das von heißem Dampf durchströmt wird.

Zukünftig muss noch die Temperaturerhöhung im Bereich der Ablösung in Heißgasdüsen mit einem geeigneteren Versuchsaufbau untersucht werden. Sehr interessant ist dabei der Einfluss der Filmkühlung.

Der starke Einfluss der verbeulten Inconelldüse auf die Wanddruckverteilung und den Ablöseverlauf fordert geradezu dazu auf, die Strömungsstrukturkopplung näher zu studieren. Dabei ist es zunächst notwendig geeignete Vergleichsparameter zwischen realem Triebwerk und Modell, sei es nun kalt oder heiß, zu finden. Grundlegende Parameter wie Steifigkeit und Dämpfung, die das Strukturverhalten von Düsen bestimmen, sind stark größenabhängig. Der Fokus sollte dabei auf der Wechselwirkung einer überexpandierenden Düse mit Außendruckschwankungen liegen. Solange eine noch ausgeprägte Ablösezone am Ende der Düse präsent ist, können Strukturverformungen der Düse durch die sich anpassende Düsenströmung verstärkt werden. Angepasste oder unterexpandierte Düsenströmungen dämpfen dahingegen strukturelle Verformungen.

Der Vergleich der Druckkoeffizienten der TOP- und der TIC-Düse lässt den Schluss zu, dass die Ursache der partiellen Wiederanlegung bei niedrigem Druckverhältnis der TOP-Düse ebenfalls in einer asymmetrischen Transition zur turbulenten Ablösung zu suchen ist; zumal beide Düsen aufgrund der identischen konvergenten Kontur die gleiche Relaminarisierungsneigung der Grenzschicht im Düsenhals aufweisen. Die in der TOP-Düse vorliegende Kombination aus innerem Stoß, Machscheibe und Ablösestoß stellt aber einen nicht zu vernachlässigenden Einflussparameter dar. Es ist notwendig, auch diese Stoßstruktur durch Kürzen der Düse optisch zu untersuchen, um den vermuteten gekippten Kappenstoß nachzuweisen.

Literatur

- 1 Alziary de Roquefort Th., Low frequency fluctuations in separated turbulent compressible Flows, Symp. on Advanced Fluid Information, Tohoku Univ., Japan, ISSN 1344-2236, 2002
- 2 Arens M. and Spiegler E., Shock-Induced Boundary Layer Separation in Overexpanded Conical Exhaust Nozzles, AIAA Journal, Vol.1, Nr. 3, Seite 578-581, 1963
- 3 Bloomer H. E., Antl R. J. and Renas P. E., Experimental Study of Effects of Geometric Variables on Performance of Conical Rocket-Engine Exhaust Nozzles, NASA Technical Note D-846, 1961
- 4 Bloomer H. E., Antl R. J. and Renas P. E., Experimental Study of Effects of Geometric Variables on Performance of Contoured Rocket Engine Exhaust Nozzles, NASA TN D-1181, 1962
- 5 Boccaletto L., Cahuzac F., Solving the flow separation issue: a new nozzle concept, AIAA 2008-5234, 2008
- 6 Bourassa C., Thomas F. O., Nelson R. C., Experimental investigation of turbulent boundary layer relaminarization with application to high-lift systems: priliminary results, AIAA 2000-4017
- 7 Braun W. F. v., Konstruktive, theoretische und experimentelle Beiträge zu dem Problem der Flüssigkeitsrakete, Dissertation, Friedrich-Wilhelms-Universität zu Berlin, 16. April 1934, veröffentlicht: Deutsche Gesellschaft f. Raketentechnik u. Raumfahrt e.V. (1959)
- 8 Bykov A. P., Orlov A. A., Mosharov V. E., Pesetsky V. A., Radschenko V. N., Sorokin A. V., Fonov S. D., Alaty L., Colucci V., Application of luminescence quenching for pressure field measurements on the model surface in a wind tunnel, Conf. "Wind tunnels and wind tunnel testing techniques", South Hampton, 1992
- 9 Campbell C. E. and Farley J. M., Performance of Several Conical Convergent-Divergent Rocket-Type Exhaust Nozzles, NASA TN D-467, 1960
- 10 Chen F.-J., Malik M. R., Beckwith I. E., Instabilities and Transition in the Wall Boundary Layers of Low-Disturbance Supersonic Nozzle, 18th Fluid Dynamics, Plasma Dynamics and Lasers Conference, AIAA 85-1573
- 11 Chen F.-J., Wilkinson S. P., Beckwith I. E., Görtler Instability and Hypersonic Quiet Nozzle Design, 22nd Fluid Dynamics, Plasma Dynamics and Lasers Conference, AIAA91-1648
- 12 Chen C. L., Chakravarthy S. R., Hung C. M., Numerical investigation of separated nozzle flows, AIAA Journal, Vol.32 Nr.9, Seite 1836-1843, 1994
- 13 Ciezki, H., Entwicklung eines Farbschlierenverfahrens unter besonderer Berücksichtigung des Einsatzes an einem Stosswellenrohr, Dipl. Thesis, Tech. Univ. Aachen, Germany, 1985
- 14 Ciolkosz L. D. and. Spina E. F., An Experimental Study of Görtler Vortices in Compressible Flow, AIAA 2006-4512, 2006
- 15 Cords P., A High Resolution, High Sensitivity Colour Schlieren Method, S.P.J.E. Journal, Vol. 6, 1968
- 16 de Luca L., Cardone G., Aymer de la Chevalerie D., Fonteneau A., Goertler instability of a hypersonic boundary layer, Experiments in Fluids 16, Seite 10-16, 1993
- 17 Deck S., Nguyen A. T., Unsteady Side Loads in a Thrust-Optimized Contour Nozzle at Hysteresis Regime, AIAA JOURNAL, Vol. 42, Nr. 9, Seite 1878-1888, 2004
- 18 Donaldson C. and Lange R., Study of the Pressure Rise across Shock Waves Required to Separate Laminar and Turbulent Boundary Layers, NACA RM L52C21, 1952
- 19 El-Hady N. M., Verma A. K., Görtler Instability of Compressible Boundary Layers, AIAA Journal, Vol. 22, Nr. 10, Seite 1354-1355, 1984
- 20 Farley J. M. and Campbell C. E., Performance of Several Method-of-Characteristics Exhaust Nozzles, NASA TN D-293, 1960
- 21 Foster C. R. and Cowles F. B., Experimental study of gas-flow separation in overexpanded exhaust nozzles for rocket motors, Jet Propulsion Laboratory, 1949

- 22 Frey M. and Hagemann G., Status of Flow Separation Prediction in Rocket Nozzles, AIAA 98-3619, 1998
- 23 Frey M. and Hagemann G., Flow Separation and Side-Loads in Rocket Nozzles, AIAA 99-2815, 1999
- 24 Frey M., Stark R., Ciezki H., Quessard F., Kwan W., Subscale Nozzle Testing at the P6.2 Test Stand, AIAA 2000-3777, 2000
- 25 Frey M., Behandlung von Strömungsproblemen in Raketendüsen bei Überexpansion, Ph. D. Thesis, Univ. Stuttgart, Shaker Verlag, ISBN 3-8265-8806-1, 2001
- 26 Frey M., Rydén R., Alziary de Roquefort Th., Hagemann G., James Ph., Kachler Th., Reijasse Ph., Schwane R., Stark R., European Cooperation on Flow Separation Control, 4th Inter. Conf. on Launcher technology "Space Launcher Liquid Propulsion", Liege, 2002
- 27 Frey M., Preuss A., Hagemann G., Girard S., Alziary de Roquefort Th., Reijasse Ph., Stark R., Hannemann K., Schwane R., Perigo D., Boccaletto L., Lambaré H., Joint European Effort Towards Advanced Rocket Thrust Chamber Technology, 6th Intern. Symp. on Launcher Technologies "Flight Environment Control for Future and Operational Launchers", Munich, 2005
- 28 Gibben B., Cantariti F., Badcock K. and Richards B., Numerical Study of an Underexpanded Jet, Proc of the 3rd Europ. Symp. on Aerothermodynamics of Space Vehicles, ESA-ESTEC, 1998
- 29 Girard S. and Alziary de Roquefort T., Study of flow separation in overexpanded rocket nozzles, 4th French-Russian-Italian-Uzbek Workshop, 1997
- 30 Gross A., Haidn O., Stark R., Zeiss W., Weber C., Weiland C., Experimental and Numerical Investigation of Heat Loads in Separated Nozzle Flow, AIAA 2001-3682, 2001
- 31 Hagemann G., Terhardt M. Frey M., Reijasse Ph., Onofri M., Nasuti F. and Östlund J., Flow Separation and Side-Loads in Rocket Nozzles, 4th Int. Symp. on Liquid Space Propulsion, DLR Lampoldshausen, 2000
- 32 Hagemann G., Alting J., Kretschmer J., Terhardt M., Frey M., Ryden R., Stark R., The Calorimeter Nozzle Programme, AIAA2002-3998, 2002
- 33 Hagemann G., Alting J., Preclik D., Scalability for Rocket Nozzle Flows based on Subscale and Full-Scale Testing, Journal of Propulsion and Power, Vol. 19, Nr. 3, Seite 321-331, 2003
- 34 Hagemann G., Preuss A., Grauer F., Kretschmer J., Frey M., Ryden R., Stark R. and Zerjeski D., Technology Investigation for High Area Ratio Nozzle Concepts, AIAA 2003-4912, 2003
- 35 Hagemann G., Preuss A., Grauer F., Frey M., Kretschmer J., Ryden R., Jensen K., Stark R., Zerjeski D., Flow Separation and Heat Transfer in High Area Ratio Nozzles, AIAA 2004-3684, 2004
- 36 Hagemann G., Frey M., Shock pattern in the plume of rocket nozzles: needs for design Consideration, Shock Waves Vol.17 Nr.6, Seite 387-395, 2008
- 37 Haidn O. J., Greuel D., Stark R., Staffilano U., Betti F., Congiunti A., Accettura A. A., Bruno C., Advanced Cryogenic Propulsion, in Advanced Propulsion Systems and Technologies, Today to 2020. C. Bruno and A. Accettura (Eds.), Chapter 3, Advanced Cryogenic Engines, Progress in Astronautics and Aeronautics Series, Vol. 223, pp. 43-99, 2008 ISBN-13:978-1-56347-928-8
- 38 Hoffman J. D., Design of compressed truncated perfect nozzles, AIAA85-1172, 1985
- 39 Kalt S. and Badal D., Conical Rocket Nozzle Performance under Flow-Separated Conditions, Journal of Spacecraft and Rockets, Vol. 2, Nr. 3, Seite 447-449, 1965.
- 40 Koschel W., Stark R., Separation Phenomena in Rocket Nozzles, ICMAR 2004, Novosibirsk
- 41 Kronmüller H., Schäfer K., Zimmermann H., Stark R., Cold Gas Subscale Test Facility P6.2 at DLR Lampoldshausen, 6th Symp. on Prop. for Space Transp. of the XXIth century, Versailles, France, 2002
- 42 Kronmüller H., Schäfer K., Zimmermann H., Stark R., Kaltgas-Höhensimulations-Prüfstand P6.2 des DLR Lampoldshausen, DGLR-2002-031, 2002
- 43 Kwan W., Stark R., Flow Separation Phenomena in Subscale Rocket Nozzles,

AIAA 2002-4229, 2002

- 44 Launder B. E., Laminarization of the turbulent boundary layer by acceleration,
Technical Report 77, MIT Gas Turbine Lab
- 45 Lawrence R. A., Symmetrical and unsymmetrical flow separation in supersonic nozzles,
Inst. of Technology of Southern Methodist Univ., Ph.D. Thesis, NASA CR 92587, 1967
- 46 Love E. S., Pressure Rise Associated with Shock-Induced Boundary Layer Separation,
NACA TN 3601, 1955
- 47 Mattsson J., Högman U. and Tornngren L., A Subscale Test Programme on Investigation of
Flow Separation and Side-Loads in Rocket Nozzles, Proc. of the 3rd Europ. Symp. On
Aerothermodynamics of Space Vehicles, ESA-ESTEC, 1998
- 48 Mayer W., Knapp B., Farago Z., Hammou N., Greuel D., Stark R., Woschnak A., Astra
Propulsion: Research on Liquid Rocket Engines at the German Aerospace Center,
DGLR-2002-, 2002
- 49 Narashima R., Sreenivasan K. R., Relaminarization of fluid flows, *Advances in Applied
Mechanics*, Vol. 19, S. 221-309
- 50 Narashima R., *Pers. Schriftverkehr*, Okt. 2004
- 51 Nasuti F., Onofri M. and Pietropoli E., Prediction of Shock Generated Vortices in Rocket
Nozzles, AIAA 2005-317, 2005
- 52 Nave L. H. and Coffey G. A., Sea level side loads in high-area-ratio rocket engines,
AIAA 73-1284, 1973
- 53 Neracher M., Hemmerling B., Kozlov D., Kwan W., Stark R., Klimenko D., Clauss W.,
Oschwald M., Rocket nozzle cold-gas flow velocity measurements using laser-induced
gratings, *Journal of Raman Spectroscopy*, 33, Seite 912-918, 2002
- 54 Nürnberger-Génin Ch. and Stark R., Experimental Study of Dual Bell Nozzles, EUCASS, 2007
- 55 Nürnberger-Génin Ch. and Stark R., Flow transition in dual bell nozzles, *Shock Waves*,
DOI 10.1007/s00193-008-0176-4, 2008
- 56 Östlund J., and Bigert M., A Subscale Investigation on Side-Loads in Sea Level Rocket
Nozzles, AIAA 99-2759, 1999
- 57 Östlund J., Damgaard T., Frey M., Side-Load Phenomena in Highly Overexpanded Rocket
Nozzles, *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 20, Nr. 4, Seite 695-704, 2004
- 58 Papamoschou D., Zill A. and Johnson A., Supersonic flow separation in planar nozzles,
Shock Waves, DOI 10.1007/s00193-008-0160-z, 2008
- 59 Pilinski C. and Nebbache A., Flow Separation in a Truncated Ideal Contour Nozzle, *Journal of
Turbulence*, Vol. 20, Nr. 3, 2004
- 60 Preuss, A., An Analytical Approach for the Flowfield Analysis of Overexpanded Rocket
Nozzles, IAF-00-W.2.08, 2000
- 61 Rao G., Exhaust Nozzle Contour for Optimum Thrust, *Jet Propulsion*, Vol. 28 No. 6,
S. 377-382, Juni 1958
- 62 Rao G., Approximation of Optimum Thrust Nozzle Contour, *ARS Journal*, Vol. 30 Nr. 6,
S. 561, Juni 1960
- 63 Rao G., The E-D Nozzle, *Astronautics*, 28-29, 50-51, 1960
- 64 Rao G., Recent development in rocket nozzle configuration, *ARS Journal*, 1961, 1488-1494
- 65 Reijasse Ph., Morzenski L., Blacodon D. and Birkemeyer J., Flow Separation experimental
Analysis in overexpanded Subscale Rocket-Nozzles, AIAA 2001-3556
- 66 Reijasse Ph., Morzenski L., Naudin P. and Généau F., Fluctuating Side-Load Measurements
in Overexpanded Subscale Rocket-Nozzles, AIAA 2001-3557, 2001
- 67 Reijasse Ph. & Birkemeyer J., Semi-Empirical Flow Separation Model for Subscale Nozzles,
4th Symp. on Aerothermodynamics for Space Vehicles, Capua, Italy, 2001 / ESA SP, Vol 487,
Seite 407-414, 2002
- 68 Reijasse Ph., *Aérodynamique des tuyères propulsives en sur-détente: décollement libre et
charges laterals en regime stabilise*, Thèse Docteur, Université Paris VI, 2005
- 69 Reshotko E. and Tucker M., Effect of a Discontinuity on Turbulent Boundary-Layer-Thickness

- Parameters with Application to Shock-Induced Separation, NACA TN 3454, 1955
- 70 Saric W. S., Görtler Vortices, Annual Reviews Fluid Mechanics, 1994, Nr.26, Seite 379-409
- 71 Schäfer K., Böhm Ch., Kronmüller H., Stark R., Zimmermann H., P6.2 Cold Gas Test facility for Simulation of Flight Conditions - Current Activities, EUCASS, 2005
- 72 Schäfer K., Zimmermann H., Schmidt V., Suslov D., Stark R., Advanced Nozzle Testing in Flight Conditions, AIAA-2006-4372, 2006
- 73 Schilling M., Flow Separation in a Rocket Nozzle, M. S. Thesis, Univ. Buffalo, 1962
- 74 Schlichting H., Gersten K., Grenzschicht-Theorie, ISBN 3-540-55744-X, 9. Auflage, 1997
- 75 Schmucker R., Strömungsvorgänge beim Betrieb überexpandierter Düsen chemischer Raketentriebwerke, NASA-CR-143044, 1973
- 76 Schneider S. P., Laminar-flow design for a Mach-6 quite-flow wind tunnel nozzle, Current Science, Vol. 79, Nr. 6, Seite 790-799, 2000
- 77 Schwane R., Tornngren L., Wong H., Validation of unsteady Turbulent Flow Prediction for Over-expanded Rocket Nozzles, Proc. of ICCFD2, Sidney, Australia, 2002
- 78 Shapiro A., The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow, Vol. 2 ISBN 0-89874-566-7, 1985
- 79 Spurk J. H., Strömungslehre, Eine Einführung in die Theorie der Strömungen, ISBN 3-540-40166-0, 2004
- 80 Stark R., Kwan W., Quessard F., Hagemann G. and Terhardt M., Rocket Nozzle Cold Gas Test Campaigns for Plume Investigations, 4th Europ Symp. on Aerothermodynamics for Space Vehicles, Capua, Italy, 2001
- 81 Stark R., Kronmüller H., Verfahren und Vorrichtung zur Sichtbarmachung der Strömungsablösung in einer Überschalldüse, Deutsches Patent, DE 102 53 844, 2002
- 82 Stark R., Kronmüller H., Zerjeski D. and Wagner B., Advanced Flow Visualisation Techniques in Cold Gas Subscale Nozzles, a Comparison, AIAA 2003-5180, 2003
- 83 Stark R., Flow Separation in Rocket Nozzles, a Simple Criteria, AIAA 2005-3940, 2005
- 84 Stark R., Böhm Ch., Haidn O. J., Zimmermann H., Cold Fow Testing of Dual-Bell Nozzles in Altitude Simulation Chambers, Europ Conf. for Aerospace Sciences (EUCASS), 2005
- 85 Stark R., Wagner B., Experimental Flow Investigation of a Truncated Ideal Contour Nozzle, AIAA 2006-5208, 2006
- 86 Stark R. and Wagner B., Mach Disk Shape in Truncated Ideal Contour Nozzles, 26th Intern. Symp. on Shock Waves, Göttingen, 2007
- 87 Stark R. and Hagemann G., Current status of numerical flow prediction for separated nozzle Flows, EUCASS, 2007
- 88 Stark R. and Wagner B., Experimental study of boundary layer separation in truncated ideal contour nozzles, Shock Waves, DOI 10.1007/s00193-008-0174-6, 2008 (Shock Waves: Volume 19, Issue3 (2009), Page 185.)
- 89 Stodola in Schüle, Technische Thermodynamik, Bd 1, 4. Aufl., S. 333, 1921
- 90 Summerfield M., Foster C., and Swan W., Flow Separation in Overexpanded Supersonic Exhaust Nozzles, Jet Propulsion, Vol. 24, Nr. 9, Seite 319-321, 1954
- 91 Swan W. C., The Influence of Nozzle Design on the Flight Performance of Rocket Vehicles, with an Analysis of the Results of Jet Separation (thesis), Pasadena: California Institute of Technology, 1948
- 92 Takahashi M., Ueda S., Tomita T., Takahashi M., Tamura H., Transient Flow Simulation of a Compressed Truncated Perfect Nozzle, AIAA 2001-3681, 2001
- 93 Terhardt M., Hagemann G. and Frey M., Flow Separation and Side-Load Behavior of the Vulcain Engine, AIAA 99-2762, 1999
- 94 Terhardt M., Hagemann G., Frey M., Flow Separation and Side-Load Behaviour of Truncated Ideal Rocket Nozzles, AIAA 2001-3686
- 95 Tomita T., Takahashi M., Takahashi M., Ueda S., Tamura H., Aoki K., Visualization of the formation of separation bubbles on a bell-shaped nozzle surface in relation to serious side-load, AIAA 2001-3559, 2001

- 96 Torngren L., Flow Separation Tests on Several Different Nozzles Suspended in a Universal Joint, F.F.A. Project AU-4911, AE-4931, 1999
- 97 Torngren L., Correlation between Outer Flow and Internal Nozzle Pressure Fluctuations, Proc. of the 4th Europ. Symp. on Aerothermodynamics for Space Vehicles, Capua, Italy, 2001
- 98 Trinks O., Engler R. H., Klein D., Fonov S. H., Application of the direct PSP-lifetime method on pyrene-based paint as a completion of the existing DLR-PSP-System, 18th ICIASF Congress, 1999
- 99 Tsunoda K., Suzuki T., Asai T., Improvement of the performance of a Supersonic Nozzle by Riblets, Journal of Fluids Engineering, Vol. 122, Seite 585-591, 2000
- 100 Verma S. B., Stark R. and Haidn O., Study of Unsteady Flow during the Transient Phases inside a Thrust Optimized Parabolic Nozzle, 2003, Lerici Conference
- 101 Verma S. B., Stark R., Haidn O., Relation between shock unsteadiness and the origin of side-loads inside a thrust optimized parabolic rocket nozzle, Aerospace Science and Technology, (10), Seite 474-483, 2006
- 102 Welsh F., Electron Beam Fluorescence Measurements of Shock Reflection Hysteresis in an Underexpanded Supersonic Jet, Proceedings of the 21st International Symposium on Shock Waves, Great Keppel Island, Australia, July 1997
- 103 Wong H., Schwane R., Torngren L., Investigation of Unsteady Turbulent Flow in an Over-expanded Rocket Nozzle, 4th Intern. Conf. on Launcher Technology "Space launcher Liquid Propulsion", Liège 2002
- 104 Xiao Q., Tsai H. M., Papamoschou D., Numerical Investigation of Supersonic Nozzle Flow Separation, AIAA JOURNAL, Vol. 45, Nr. 3, 2007
- 105 Yonezawa K., Watanabe Y., Morimoto T., Tsujimoto Y. and Yokota K., A Suppression Method of Restricted Shock Separation in Overexpanded Rocket Nozzle, AIAA 2006-4376, 2006
- 106 Zerjeski D., Semi-Empirical Flow Separation Model for Overexpanded Rocket Nozzles, 54th Intern. Astronautical Congress, Bremen, 2003
- 107 Zucrow M. J., Hoffman J. D., Gas Dynamics, Vol. 1, ISBN 0-471-98440-X, 1976

Anhang A

Abbildungsverzeichnis

Abb. 2.1, Strömungsumlenkung als Funktion des Stoßwinkels	17
Abb. 2.2, Kontur einer idealen Düse mit möglicher Kürzung (EF)	18
Abb. 2.3, Kontur einer schuboptimierten Düse nach Rao.....	19
Abb. 2.4, Strömungsfeld einer überexpandierenden idealen Düse	20
Abb. 2.5, Strömungsfeld einer überexpandierenden schuboptimierten Düse.....	21
Abb. 2.6, Strömungsfeld einer stark überexpandierenden idealen Düse.....	22
Abb. 2.7, Strömungsfeld einer stark überexpandierenden schuboptimierten Düse ...	23
Abb. 2.8, Wiederangelegte Strömung in schuboptimierter Düse	23
Abb. 3.1, Synoptik der Fluidführung P6.2	24
Abb. 3.2, Synoptik der Fluidführung P8.....	26
Abb. 3.3, TIC-Düse aus Aluminium	27
Abb. 3.4, Normierte Konturen im Vergleich	28
Abb. 3.5, Mit Pneumatikschläuchen eng bestückte TIC-Düse aus Plexiglas.....	28
Abb. 3.6, Wassergekühlte, kalorische TIC-Heißgasdüse (CALO A).....	29
Abb. 3.7, Filmgekühlte und wassergekühlte TIC-Kontur im Vergleich.....	29
Abb. 3.8, TOP-Düse mit Sensorapplikation.....	30
Abb. 3.9, Zoneneinteilung der Strömungsablösung.....	31
Abb. 3.10, Strömungsablösung im Wanddrucksignal	32
Abb. 3.11, Standardbiegerohr (links) und Kompaktversion (rechts)	33
Abb. 3.12, Applikation und Verschaltung der vollen Wheatstonebrücke	33
Abb. 3.13, Schema des Farbschlierenaufbaus nach Ciezki [13]	35
Abb. 3.14, $L/R^* = 9$, $NPR = 25,25$	35
Abb. 3.15, Fäden im Abstrahl, aus [64]	36
Abb. 3.16, Infrarotprüfling (links) und Infrarotaufnahme mit Konturgitter (rechts)	37
Abb. 3.17, Druck- und Temperaturverteilung einer abgelösten Strömung.....	37
Abb. 3.18, Wanddruck und Wandtemperatur	38
Abb. 3.19, Intensitätsänderung der PSP-Schicht	39
Abb. 3.20, PSP-Prüfling (links) und Versuchslauf (rechts)	39

Abb. 3.21, PSP-Messsignal mit überlagertem Wanddruck ($NPR = 11,77$)	40
Abb. 3.22, Wanddruck Sensor D	41
Abb. 3.23, BFF-Versuchsaufbau.....	42
Abb. 3.24, BFF-Prinzip.....	43
Abb. 3.25, Transparente Düse mit überlagerter Düsenkontur.....	44
Abb. 3.26, Zugehöriges Wanddrucksignal der Sensorposition 13	44
Abb. 3.27, Prinzip der „ChromaZone“-Mikrokapseln	45
Abb. 3.28, Intensitätswechsel der „ChromaZone“-Pigmente mit Hysteresespanne ..	46
Abb. 4.1, Wanddruckverlauf der TOP-Düse ($dp_0/dt > 0$).....	48
Abb. 4.2, Wanddruckverlauf der TOP-Düse ($dp_0/dt < 0$).....	49
Abb. 4.3, Gemittelte Ablösepositionen der TOP-Düse	50
Abb. 4.4, Ablöseposition und zugehörige Seitenlast.....	51
Abb. 4.5, Wanddruckverteilung während der dritten prominenten Seitenlastspitze ..	52
Abb. 4.6, Retransition $RSS \rightarrow FSS$, 3,75 Hz-Schwingung.....	53
Abb. 4.7, Ablösedruck der TOP-Düse als Funktion der Wandmachzahl.....	54
Abb. 4.8, Infrarotaufnahme, $p_0/p_a = 22,4$, RSS während Shut-Down	55
Abb. 4.9, Wirbelursprung stromab des Halses.....	56
Abb. 4.10, Unstetigkeit im Konturverlauf der TOP-Düse.....	56
Abb. 4.11, Temperaturverteilung um Wirbellinie	57
Abb. 4.12, Wiederangelegte Strömung, $p_0/p_a = 8,7$ (links) und $p_0/p_a = 9$ (rechts)	58
Abb. 4.13, Bewegung der Wiederanlegung, $p_0/p_a = 6,5 \rightarrow 4,7$, von links nach rechts	59
Abb. 4.14, Geschwindigkeitshistogramm der LIGs-Messung, aus [53].....	59
Abb. 4.15, Überlagerte Einzelbilder (links), Farbschlierenaufnahme (rechts)	60
Abb. 4.16, Rückströmung auf der Symmetrieachse, Vergleich mit Numerik.....	61
Abb. 4.17, Machzahlverteilung und Strömungsvektoren, $p_0/p_a = 60$; aus [80]	62
Abb. 4.18, Überlagerung der experimentellen und numerischen Ergebnisse	62
Abb. 4.19, Wanddruckverlauf einer TIC-Düse	63
Abb. 4.20, Gemittelte Ablösepositionen der TIC-Düse	64
Abb. 4.21, Wanddruckverlauf während Start-Up der TIC-Düse	64
Abb. 4.22, Seitenlastdiagramm mit entsprechender Lastspitze	65
Abb. 4.23, Ablösedruck der TIC-Düse als Funktion der Wandmachzahl	66
Abb. 4.24, Infrarotaufnahme mit überlagertem Konturgitter	67

Abb. 4.25, Örtlicher Vergleich von Druck- und Temperaturanstieg	67
Abb. 4.26, Temperaturanstieg innerhalb der Ablösezone	68
Abb. 4.27, Vergleich der Längen	69
Abb. 4.28, Wiederangelegte Strömung der TIC-Düse, $p_0/p_a = 4,7$	70
Abb. 4.29, Life-Aufnahme (links) und Aufbereitung (rechts), $p_0/p_a = 34$	71
Abb. 4.30, PSP-Messsignale und zugehöriger Wanddruck.....	72
Abb. 4.31, Begrenzung der Ablösung, mit PSP detektiert	73
Abb. 4.32, Vergleich von PSP-Messung und Infrarotergebnissen.....	74
Abb. 4.33, Wiederangelegte Strömung	74
Abb. 4.34, Farbschlierenaufnahme eines TIC-Abstrahls	75
Abb. 4.35, Raureif im Halsbereich (links) und Ausschnitt mit Konturgitter (rechts)....	76
Abb. 4.36, Übergang von laminarer zu turbulenter Grenzschicht, nach [74]	77
Abb. 4.37, BFF-Abbilder der halsnahen Strömungstopologie	77
Abb. 4.38, Wirbelmuster im abgelösten Bereich (links) und, überlagertes Konturgitter (rechts)	78
Abb. 4.39, Zugehöriges Profil.....	78
Abb. 4.40, Life-Aufnahme zu Versuchsende, Bildung und Zerfall von λ -Wirbeln	79
Abb. 4.41, Wiederangelegte Strömung einer TIC-Düse, $p_0/p_a = 9$, aus [43]	79
Abb. 4.42, Kürzungen der TIC-Düse	80
Abb. 4.43, Gemittelte Ablösepositionen der mehrmals gekürzten TIC-Düse.....	81
Abb. 4.44, Schließen und Öffnen der Wiederanlegung	81
Abb. 4.45, Zufällige Wiederanlegung im Bereich der Messpositionen.....	82
Abb. 4.46, Gemittelte Ablösepositionen der mehrmals gekürzten TIC-Düse.....	83
Abb. 4.47, Lage des Tripelpunkts (links) und Form der Machscheibe (rechts).....	83
Abb. 4.48, Axiale Position des Tripelpunkts	84
Abb. 4.49, Radiale Position des Tripelpunkts.....	85
Abb. 4.50, Links: $L/R^* = 9$; $p_0/p_a \sim 30$; $H_{Mach} = 1,7$ mm. Rechts: $L/R^* = 1,75$; $p_0/p_a \sim 5,5$; $H_{Mach} = 1,8$ mm	85
Abb. 4.51, Machscheibendicke als Funktion des Druckverhältnisses	86
Abb. 4.52, Schräge Machscheibe; $L/R^* = 1,75$; $p_0/p_a = 4,93$	87
Abb. 4.53, Infrarotaufnahme; $L/R^* = 1,75$; $p_0/p_a = 4,6$	87
Abb. 4.54, Schlierenaufnahme, $L/R^* = 1,75$ und überlagerte Machzahlverteilung $L/R^* = 12,0$; $p_0/p_a = 5,5$ (aus Wagner [85])	88

Abb. 4.55, Axiale Lage des reflektierten Stoßes	89
Abb. 4.56, Eingenommener Endquerschnitt	90
Abb. 4.57, Strömungstopologie bei maximaler Seitenlast.....	91
Abb. 4.58, Darstellung der Strömungsablösung (aus Zerjeski [106]).....	92
Abb. 4.59, Einfluss der Kürzungen auf die Druckverteilung im abgelösten Bereich..	92
Abb. 4.60, Stabile Wirbel, $p_0/p_a = 20$	93
Abb. 4.61, Einfluss der konstruktiven Gestaltung auf die Wirbelverteilung	94
Abb. 4.62, Bereich der Wirbelbildung	95
Abb. 4.63, Brennkammerdruckschwankung und Wanddruckantwort ($X/R^* = 5,84$)..	97
Abb. 4.64, Radiale Verteilung der Wanddruckschwankung, $X/R^* = 8,19$	98
Abb. 4.65, Beispiel einer starken Ablöseschwankung	99
Abb. 4.66, Ablösepositionen bei unterschiedlichen Druckgradienten	100
Abb. 4.67, Ablösedruck als Funktion der Wandmachzahl.....	101
Abb. 4.68, Vergleich der Ablösepositionen mit und ohne Filmkühlung	102
Abb. 4.69, Vergleich der Ablösedrücke mit und ohne Filmkühlung.....	103
Abb. 4.70, Wanddruckvergleich Konf. A vs. Konf. B, beide $p_c/p_a = 82,1$	103
Abb. 4.71, Wanddruckvergleich Konf. B vs. Konf. C, beide $p_c/p_a = 100$	104
Abb. 4.72, Vergleich der Heißgasablösepositionen	105
Abb. 4.73, Vergleich, klassische Ablösedarstellung.....	106
Abb. 4.74, Typisches Seitenlastverhalten der Konfiguration C	107
Abb. 4.75, Wanddruck bei niedrigem Druckverhältnis, Konf. A und Konf. C.....	108
Abb. 4.76, Filmverteilung während des Start-Up	108
Abb. 4.77, Position der Machscheibe, Konf. C, $p_c/p_a = 48,05$	109
Abb. 5.1, Ablösepositionen als Funktion der Wandmachzahl	110
Abb. 5.2, Minimaler Enddruck (links) und maximale Machzahl (rechts).....	111
Abb. 5.3, Druckkoeffizient und Reynoldszahl.....	112
Abb. 5.4, Reynoldszahl der Kaltgas-TIC-Düse als Funktion der Wandmachzahl ...	113
Abb. 5.5, Ablösekriterium der relaminarisierten Kaltgas-TIC-Düse.....	114
Abb. 5.6, Druckkoeffizienten des Vergleichs Kalt- und Heißgasdüsen	115
Abb. 5.7, Reynoldszahl der Heißgas-TIC als Funktion der Wandmachzahl.....	115
Abb. 5.8, Transitionskriterium (links) und Verlagerung der Transition (rechts)	116

Abb. 5.9, Einfluss Isentropenexponent (links) und Sprung der Ablöseposition (rechts)	116
Abb. 5.10, Vergleich des vorgeschlagenen Kriteriums mit bestehenden Kriterien ..	118
Abb. 5.11, Vergleich des vorgeschlagenen Kriteriums mit Literaturdaten	120
Abb. 5.12, Ablösedaten nach Epochen sortiert	122
Abb. 5.13, Untergruppen: Kegeldüsen (links) und Sonderfälle (rechts).....	122
Abb. 5.14, Lage der Ablösung	124
Abb. 5.15, Ablösung im Vergleich zur Grenzschichtdicke	125
Abb. 5.16, Verhältnis von Ablöselänge zur Grenzschicht.....	126
Abb. 5.17, Verhältnis von Ablöselänge und zugehörigem radialen Abstand	127
Abb. 5.18, Vulcain 2 nach erstem Testlauf, $L_{sepexit} / R_{sep} = 0,72$	128
Abb. 5.19, Entwicklung der Relaminarisierung, links: $p_0 = 2,5$ bar, rechts: $p_0 = 5$ bar	129
Abb. 5.20, Parameterstudie zur Möglichkeit der Relaminarisierung	130
Abb. 5.21, Relaminarisierung der Heißgasdüsen	130
Abb. 5.22, Görtlerzahl als Funktion des Totaldrucks	133
Abb. 5.23, Vulcain 2 nach Erstbetrieb; Wandabtrag verdeutlicht Wirbelmuster.....	134
Abb. B.1, Eingebauter Drucksensor	153
Abb. B.2, Resonator	154
Abb. B.3, Frequenzanalyse	156
Abb. B.4, Zugehöriges Messsignal	156
Abb. B.5, Transparente Düse, links stationär, rechts $dp_0/dt < 0$	157
Abb. B.6, Schwarz lackierte Düseninnenwand, links stationär, rechts $dp_0/dt < 0$	158
Abb. B.7, Abbild der Ablösung (links), Wirbelmuster am Düsenhals (rechts)	158

Tabellenverzeichnis

Tab. 3.1, Charakteristische Größen der untersuchten Düsen.....	27
Tab. 4.1, Parameter der Kürzungen	80
Tab. 4.2, Parameter des Zuleitungssystems.....	94
Tab. 5.1, Einige Ablösekriterien im Überblick	119
Tab. 5.2, Zeitliche Verteilung der Ablösedaten	121
Tab. 5.3, Wirbelparameter Vulcain 2	135
Tab. 5.4, Wirbelparameter abgelöster Bereich TIC-Kaltgasdüse.....	135
Tab. B.1, Eigenschaften des betrachteten Stickstoffs.....	154
Tab. B.2, Verkürzte Messbohrung	154
Tab. B.3, Auslegungsfall.....	155
Tab. B.4, Verlängerte Messbohrung	155

Anhang B

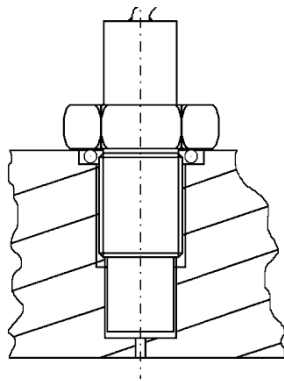


Abb. B.1, Eingebauter Drucksensor

Drucksensorresonanzen

Kulite gibt die Eigenfrequenz der verwendeten Miniaturdrucksensoren mit 50 kHz an. Dies bezieht sich jedoch nur auf die verwendete Siliziummembran. Weitaus entscheidender ist die Eigenfrequenz, die sich aus dem konstruktiven Einbau (Abb. B.1) resultiert: Die Sensoren werden in eine Sacklochbohrung verschraubt, die über eine kleine Messbohrung mit der Düseninnenwand verbunden ist. Zwischen Sensor und Sacklochgrund muss ein

Hohlraum verbleiben, da die Sensoren empfindlich auf Verspannungen reagieren. In Verbindung mit der Messbohrung ergibt sich daraus ein Helmholtzresonator, der weitaus geringere Eigenfrequenzen aufweist. Unberücksichtigt führt dies zu Missinterpretationen von Messsignalen. Es ist sinnvoll diese Einflüsse zu qualifizieren. Der Resonator besteht aus einer Kavität und einer Pfeife. Im hier vorliegenden einfachen rotations-symmetrischen Fall bestimmt sich die Eigenfrequenz zu:

$$f_n = \frac{r_p * c}{4\pi * r_c} \sqrt{\frac{3}{L_p * h_c}} \quad \text{Gl. B.1}$$

, wobei

r_p	= 0,25 mm	Radius der Messbohrung
r_c	= 2,05 mm	Radius der Kavität (Sacklochbohrung)
L_p	= 1 mm	Länge der Messbohrung
h_c	= 1 mm	Höhe der Kavität

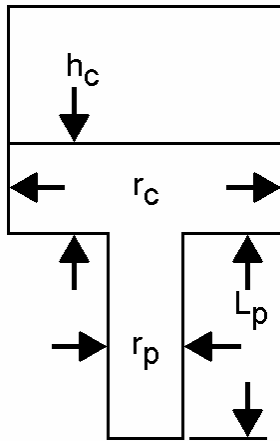


Abb. B.2, Resonator

Neben den geometrischen Bedingungen sind die physikalischen Eigenschaften wie Isentropenexponent oder Temperatur des schwingenden Mediums maßgeblich, aus denen sich die Schallgeschwindigkeit ergibt. So müssen als Extrema die Schallgeschwindigkeiten im Fall der Rückströmung in einer abgelösten Düse (Luft unter Außenbedingungen) sowie eine anliegende Strömung heißer Verbrennungsabgase berücksichtigt werden. Exemplarisch werden hier die Variationen einer Kaltgasdüse mit Stickstoff als Medium betrachtet. Folgende Stoffeigenschaften wurden angenommen:

	p /bar	T /K	γ	c /m/s
Stickstoff	0,4	250	1,401	322,4

Tab. B.1, Eigenschaften des betrachteten Stickstoffs

Die geometrischen Bedingungen unterliegen Fertigungstoleranzen, was hauptsächlich die Schaftlänge der Sensoren betrifft. Nachfolgend eine Parameterstudie der oben aufgeführten Konstruktionsmaße. Der Auslegungsfall ist in Tab. B.3 grau schattiert.

Stickstoff	Länge Messbohrung: 0,9 mm		
Höhe Kavität [mm]	Ø Messbohrung /mm		
	0,4	0,5	0,6
0,9	4817	6021	7225
1	4569	5712	6854
1,1	4357	5446	6535

Tab. B.2, Verkürzte Messbohrung

Stickstoff	Länge Messbohrung: 1 mm		
Höhe Kavität [mm]	Ø Messbohrung /mm		
	0,4	0,5	0,6
0,9	4569	5712	6854
1	4335	5419	6502
1,1	4133	5166	6200

Tab. B.3, Auslegungsfall

Stickstoff	Länge Messbohrung: 1,1 mm		
Höhe Kavität [mm]	Ø Messbohrung /mm		
	0,4	0,5	0,6
0,9	4357	5446	6535
1	4133	5166	6200
1,1	3941	4926	5911

Tab. B.4, Verlängerte Messbohrung

Abb. B.3 zeigt die Frequenzanalyse der in Abb. B.4 enthaltenen HF-Messungen. Die Messsignale wurde einer blockweisen FFT-Analyse unterzogen und deren Ergebnisse als RMS-Werte dargestellt. Deutlich zeigt sich eine Verschiebung der abgelösten „Luftströmung“ mit hohen Amplituden und einem Eigenfrequenzbereich von 6 bis 6,7 kHz zu der anliegenden reinen Stickstoffströmung mit niedrigen Amplituden und einer diskreten Eigenfrequenz von 6,7 kHz.

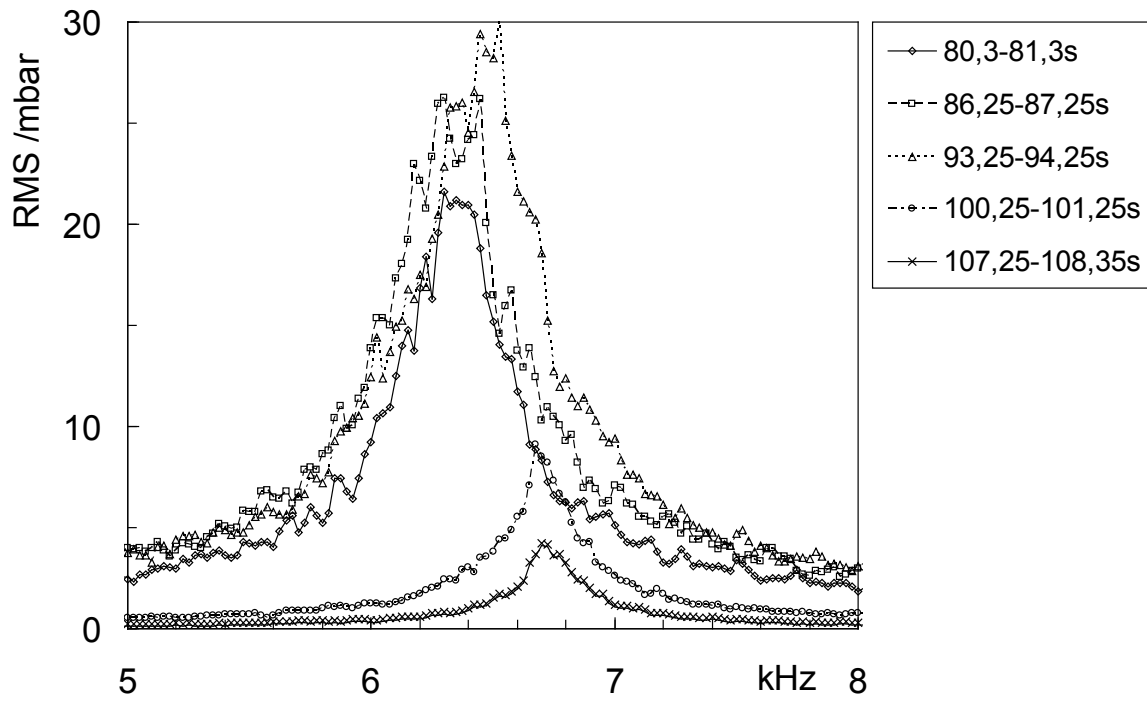


Abb. B.3, Frequenzanalyse

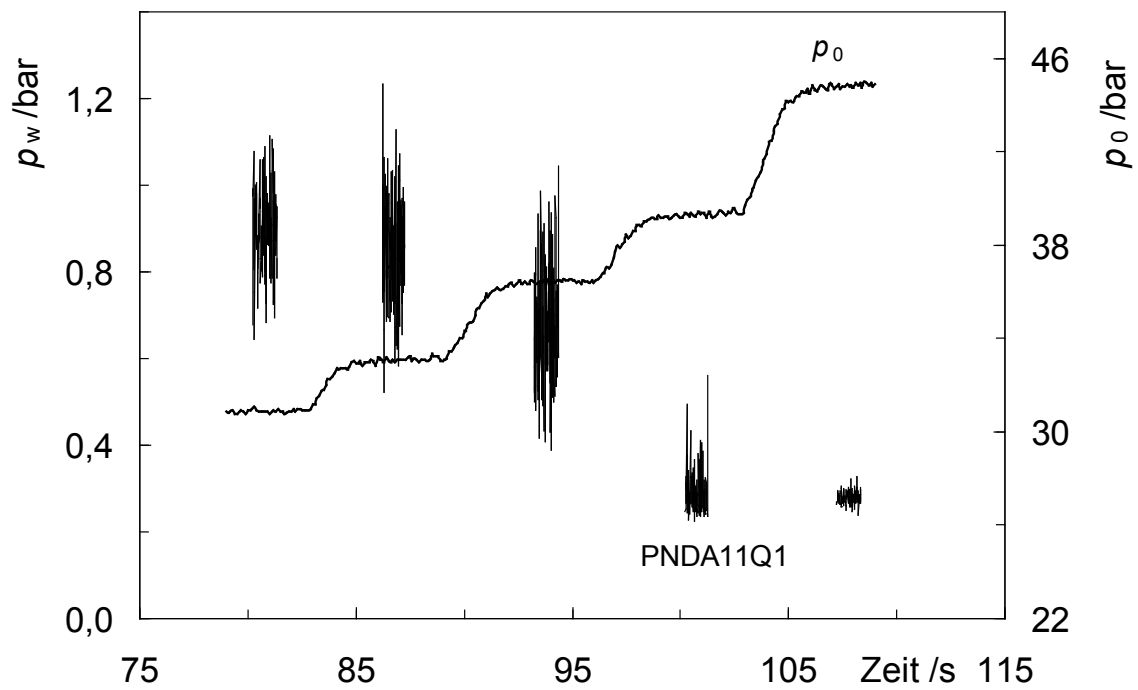


Abb. B.4, Zugehöriges Messsignal

Ein Vergleich mit der analytischen Vorhersage bestätigt, dass die durchschnittlich, gegenüber der Herstellerangabe verkürzte Schaftlänge der Sensoren die Eigenfrequenz erhöht. Das Maß von über 6 kHz liegt weit über den in der Literatur angegebenen Fluktuationen der Ablöseposition von 200 bis 600 Hz [45]. Somit sind gemessene Drucksignale aussagekräftig und verwendbar.

Eine weitaus vereinfachtere Betrachtung ergibt sich, wenn die Drucksensoren über eine Schlauchleitung mit dem Ort der Druckmessung verbunden sind. Der Schlauch dominiert das Verhalten mit einer nochmals verringerten Eigenfrequenz, die sich aus seiner Eigenschaft als $\lambda/4$ -Resonator ergibt.

Varianten der Strömungsvisualisierung mit BFF

Zwei BFF-Varianten sind möglich:

- Eine Düse aus transparentem Material (z.B. Plexiglas) kann senkrecht zur Prüflingsachse untersucht werden (Abb. 3.23, Position 2). Allerdings muss die gekrümmte Düsenwand berücksichtigt werden, die das Licht bricht (Abb. B.5).
- Mit einer zur Prüflingsachse winklig positionierten Kamera kann eine schwarz lackierte Düseninnenwand untersucht werden (Abb. 3.23, Position 1). Damit wird der stärkste Kontrast erzielt (Abb. B.6).

Wird der Versorgungsdruck sehr schnell reduziert, kann der sich ausbildende Frost der einströmenden Luft die zuvor stabilen Strömungsbedingungen an der Düsenwand „einfrieren“. Ein Abbild der Wandtemperaturverteilung bildet sich aus (Abb. B.7).

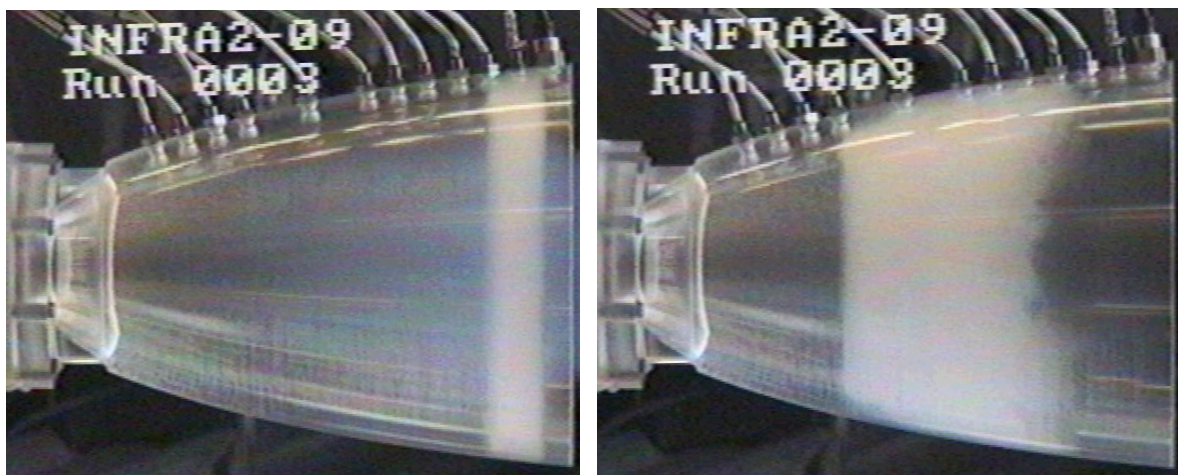


Abb. B.5, Transparente Düse, links stationär, rechts $dp/dt < 0$

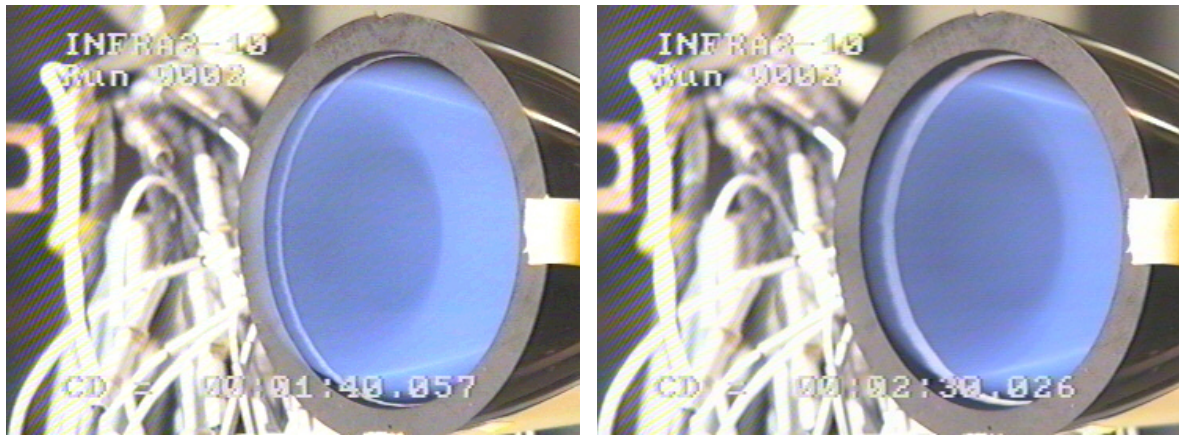


Abb. B.6, Schwarz lackierte Düseninnenwand, links stationär, rechts $dp_0/dt < 0$

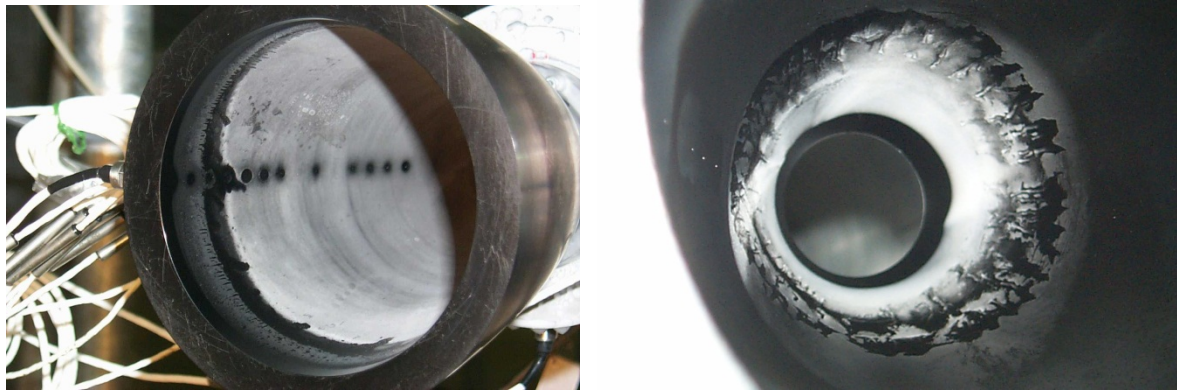


Abb. B.7, Abbild der Ablösung (links), Wirbelmuster am Düsenhals (rechts)