

Messung der Wandschubspannung in Strömungen mit Stoß- Grenzschicht-Wechselwirkungen

Dissertation

zur Erlangung des mathematisch-naturwissenschaftlichen Doktorgrades
"Doctor rerum naturalium"
der Georg-August-Universität Göttingen

im Promotionsstudiengang Physik
der Georg-August University School of Science (GAUSS)

vorgelegt von
Wieland Max Lühder
aus Greifswald

Göttingen, 2024

Betreuungsausschuss:

Prof. Dr. Dr. Andreas Dillmann
Prof. Dr. Martin Rein
Dr. Erich Schülein

Mitglieder der Prüfungskommission:

Referent: **Prof. Dr. Dr. Andreas Dillmann**
Georg-August-Universität Göttingen,
Institut für Dynamik komplexer Systeme und
Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V.,
Institut für Aerodynamik und Strömungstechnik

Korreferent: **Prof. Dr. Martin Rein**
Georg-August-Universität Göttingen,
Institut für Dynamik komplexer Systeme und
Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V.,
Institut für Aerodynamik und Strömungstechnik

Weitere Mitglieder der Prüfungskommission:

Prof. Dr. Andreas Tilgner,
Georg-August-Universität Göttingen, Institut für Astrophysik und Geophysik

Prof. Dr. Florentin Wörgötter,
Georg-August-Universität Göttingen, III. Physikalisches Institut

Prof. Dr. Ulrich Parlitz,
Georg-August-Universität Göttingen, Institut für Dynamik komplexer Systeme und
Max-Planck-Institut für Dynamik und Selbstorganisation

Dr. Robert Mettin,
Georg-August-Universität Göttingen, III. Physikalisches Institut

Tag der mündlichen Prüfung: 23.10.2024

Kurzbeschreibung

Im Überschallflug haben Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkungen (SGWW) einen erheblichen Einfluss auf die Leistungsfähigkeit, aber auch auf die strukturellen Anforderungen von Flugkörpern. Die grundlegende Vorhersage der wirkenden Kräfte und Wärmelasten ist für weitere Forschungsarbeiten und Entwicklungen dringend nötig, kann aber noch nicht in ausreichender Präzision und allgemeiner Anwendbarkeit getätigt werden. Für ein besseres Verständnis dieser Interaktionen werden in dieser Arbeit transsonische 2D SGWW an einem Flügelprofil sowie die durch einen Keil auf einer ebenen Platte verursachte 3D SGWW in Überschallströmungen untersucht. Dabei wird in mehreren Windkanalexperimenten neben Wanddruckmessungen die Quantitative Infrarot Thermographie zur Bestimmung der Wärmestromdichte und die Ölfilminterferometrie zur Vermessung der Wandschubspannung eingesetzt. Mit den fein aufgelösten, flächigen Messdaten können bisherige Vorhersagen bezüglich maximaler Wärmelasten und Reibungsbeiwerte präzisiert und auch die Wandschubspannung unter 2D Ablöseblasen quantitativ vermessen werden. Die bekannte quasikonische Symmetrie der 3D-SGWW des hypothetischen, halbumendlichen Keils wird für die realistischen Anwendungsfälle analysiert und die Gültigkeit dieser Symmetrie für verschiedene Messgrößen bewertet. Als Abweichung zur kanonischen Konfiguration wird untersucht, wie stark der Einfluss der Vorderkantegeometrie des Keils auf das nachfolgende Interaktionsgebiet ist. Sowohl Keile mit einer zunehmenden Krümmung der Kompressionsfläche als auch Keile mit stumpfer Vorderkante verschieben den räumlichen Gültigkeitsbereich der quasikonischen Symmetrie stromab und haben damit einen deutlichen Einfluss auf die lokalen Wärmelasten.

Alle experimentell eingesetzten Methoden werden dabei kritisch auf ihre Anwendbarkeit in Kurzzeitkanälen untersucht. Mit parallel durchgeführten numerischen Strömungssimulationen werden typische Messfehler quantifiziert, welche in der Literatur häufig als vernachlässigbar abgeschätzt und nicht betrachtet wurden. Dazu gehört der Einfluss von Druckgradienten und Gravitation auf die Bewegung des dünnen Ölfilms, sowie die adiabate Strömungstemperatur in Wandnähe. Durch eine robuste experimentelle Umsetzung der Ölfilminterferometrie, die Weiterentwicklung der Auswerterroutinen und die Unterstützung durch numerische Daten können diese Effekte isoliert betrachtet und neue Grenzen gefunden werden innerhalb derer die vereinfachte Datenanalyse gültig ist. Zusätzlich zur angewendeten Ölfilminterferometrie wurden auch neue experimentelle Methoden zur indirekten Abschätzung der Wandschubspannung auf Basis des in anderen Messtechniken bereits verwendeten optischen Flusses analysiert. Diese ermöglichen deutlich einfachere experimentelle Messungen, wurden bislang aber noch nicht ausreichend mit Vergleichsdaten konventioneller Messungen validiert. Der hier aufgenommene, ausführliche Datensatz mehrerer Strömungsparameter in zahlreichen Modellkonfigurationen verbessert nicht nur das Verständnis der untersuchten SGWW, sondern auch der eingesetzten Messtechniken und die relevanten Fehlerquellen.

Abstract

In supersonic flight, shock-boundary layer interactions (SBLI) have a considerable influence on the performance and structural requirements of missiles and airplanes. The fundamental prediction of the acting forces and thermal loads is urgently needed for further research and development, but cannot yet be carried out with sufficient precision and general applicability. For a better understanding of these interactions, transonic 2D SGWW on a wing profile and the 3D SBLI caused by single fin on a flat plate in supersonic flows are analysed in this thesis. In addition to wall pressure measurements, quantitative infrared thermography is used to determine the heat flux density and oil film interferometry to measure the wall shear stress. With the well resolved, spatial measurement data, previous predictions regarding maximum heat loads and friction coefficients can be made more precise, and the wall shear stress in 2D separation bubbles can also be measured quantitatively. The quasiconical symmetry known for the 3D-SBLI of the semi infinite, sharp fin is examined for realistic applications and applied to other measured values such as the local direction of the wall flow lines. As a deviation from the canonical configuration, the influence of the leading edge geometry of the fin on the subsequent interaction region is investigated. Both wedges with an increasing curvature from a leading edge parallel to the inflow up to the nominal fin angle and blunt fins shift the onset of quasiconical symmetry downstream and thus have a significant influence on local heat loads.

All methods used experimentally are critically analysed for their applicability in short-term wind tunnels. Typical measurement errors, which are often estimated to be negligible in the literature, are quantified using numerical flow simulations carried out in parallel. These include the influence of pressure gradients and gravity on the movement of the thin oil film, as well as the adiabatic temperature. Through a robust experimental realisation of the oil film interferometry, further development of the evaluation routines and usage of numerical data, these effects can be isolated and new limits can be found within which the simplified data analysis is valid. In addition to the applied oil film interferometry, new experimental methods for the indirect estimation of the wall shear stress based on the optical flow were also analysed. These enable significantly simpler experimental measurements, but have not yet been sufficiently validated with comparative data from conventional measurements. The detailed data set of several flow parameters in numerous model configurations recorded here not only improves the understanding of the SGWW under investigation, but also of the measurement techniques used and the relevant sources of error.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
1.1. Gliederung	4
2. Grundlagen	5
2.1. Strömungen mit Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkungen (SGWW)	5
2.2. 3D SGWW	7
2.2.1. Strömungstopologie des einzelnen Keils	9
2.2.2. Quasikonische Symmetrie	11
2.3. Methoden zur Bestimmung der Wandschubspannung	14
2.4. Ölfilminterferometrie	18
2.4.1. Computergestützte Bildauswertung	21
3. Studie am transsonischen 2D Flügelprofil	27
3.1. Modell und Windkanal	27
3.2. Experimentelle Umsetzung der OFI am 2D Profil	29
3.3. 2D RANS Simulation	35
3.4. Ergebnisse	37
3.4.1. RANS Wanddruckverteilungen	37
3.4.2. Spannweitig gemittelte C_f Messdaten	39
3.4.3. Kritische Bewertung des GLOF-Verfahrens mit synthetischen Bildern	42
3.4.4. Einfluss des Druckgradienten auf die OFI Ergebnisse	48
3.5. Diskussion und Zusammenfassung	50
4. 3D SGWW im Rohrwindkanal	53
4.1. Rohrwindkanal Göttingen (RWG)	53
4.2. Untersuchtes Keilmodell	56
4.2.1. Variation der Stoßgeometrie durch austauschbare Keilgeometrie	58
4.2.2. Untersuchte Konfigurationen	59
4.3. Umsetzung der experimentellen Messungen	61
4.3.1. Messungen der Wanddruckverteilung	61
4.3.2. Ölfilminterferometrie	63

4.3.3. Quantitative Infrarotthermographie (QIRT)	72
4.4. 3D RANS Simulationen	78
4.4.1. Ungestörte Grenzschicht	82
4.5. Ergebnisse	84
4.5.1. Wanddruckmessungen	84
4.5.2. Stantonzahl-Bestimmungen	91
4.5.3. Wandschubspannungsbestimmungen	98
4.5.4. Strömungstopologie	105
4.5.5. Indirekte Messmethoden GLOF-SFE und TSP-SFE	114
4.6. Diskussion des Einsatzes von RANS in Strömungen mit SGWW	120
5. Zusammenfassung	123
A. Herleitung der für OFI relevanten Formeln	128
B. Kalibrierung der Ölviskosität	131
C. Glättung der VA-2 Modellkontur	134
D. Verwendete Keilgeometrien im RWG	136
E. Berechnung der Unsicherheit der OFI Messungen	138
F. Netzkonvergenz-Studie	143
G. Literaturverzeichnis	153

Nomenklatur

Lateinische Buchstaben

Variable	Bedeutung	Einheit
A	Querschnittsfläche	m^2
c	Lichtgeschwindigkeit; Profiltiefe	$m/s; m$
C_f	Reibungsbeiwert	-
c_m	spezifische Wärmekapazität des Modells	-
C_p	Druckbeiwert	-
c_p	spezifische Wärmekapazität von Luft bei konstantem Druck	J/kgK
d_c	Abstand vom konischen Ursprung	m
g	Gravitationsbeschleunigung	m/s^2
h	Ölfilm Dicke oder Wärmeübertragungskoeffizient	$\mu m; W/m^2K$
I	relative Lichtintensitäten in Interferenzbildern	-
L_c	Kohärenzlänge des Lichts	μm
L_i	Länge des Vorderkanteneinflusses	mm
ΔL	optischer Weglängenunterschied	nm
M	Machzahl	-
n	Stromröhrenbreite	m
n_{Oil}, n_L	Brechungsindex	-
P	Druck	Pa
Pr	Prandtlzahl	-
\dot{q}	Wärmestromdichte	W/m^2
q_{inf}	dynamischer Druck	kg/ms^2
R	Vorderkantenradius des Keils	mm
Re	Reynoldszahl	-
Re_{af}	Reynolds-Analogiefaktor	-
Re_1	Einheitsreynoldszahl	$1/m$
Re_x	Reynoldszahl der Lauflänge x	-
r	Rückgewinnfaktor der Strömungstemperatur	-
St	Stantonzahl	-
s	Koordinate entlang der Wandstromlinie, $d\vec{s} \times \vec{\tau} = 0$	m
T_{IR}	Temperatur im QIRT Bild	K
T	Strömungstemperatur	K
T_{ad}	lokal ermittelte adiabate Strömungstemperatur an der Wand	K
T_r	global berechnete Rückgewinntemperatur der Strömung an der Wand	K
t	Zeitpunkt der Messung	s
u, u_{Oil}	Strömungsgeschwindigkeit in der Luft und im Öl	m/s
V	Ölvolumen in der Stromröhre	m^3

Variable	Bedeutung	Einheit
x	Windkanalkoordinate in Strömungsrichtung	m
x', z'	rotiertes Koordinatensystem, Bezugssystem des Keils	m
x_{tr}	Position der laminar-turbulenten Transitionslage	m
y	Wandnormale Windkanalkoordinate	m
y^+	dimensionsloser erster Wandabstand	-
z	spannweite Windkanalkoordinaten	m

Griechische Buchstaben

Variable	Bedeutung	Einheit
α	Anstellwinkel	°
β	Keilwinkel	°
γ, γ_1	Winkel der Anlegelinie, Parameter der GLOF-Auswertung	°, 1/K
δ	Grenzschichtdicke	mm
$\Delta...$	Abweichung vom Referenzwert, Differenz	
ϵ	Stoßwinkel, Parameter der GLOF-Auswertung	°; -
θ	Winkel in konischen Koordinaten	°
θ_B	lokaler Blickwinkel auf die Modelloberfläche	°
κ	Isentropenexponent $\frac{c_p}{c_v} = 1,4$	-
λ	Wellenlänge des LED Lichts	nm
λ_{Plexi}	Wärmeleitfähigkeit von Plexiglas	W/Km
μ, ν	dynamische, kinematische Viskosität des Öls	kg/ms, cSt
ξ	Stoßintensität P_2/P_1	-
ρ	Dichte (des Öls)	kg/m ³
σ	Oberflächenspannung des Öls	J/m ²
$\sigma...$	Unsicherheit der Messgröße	
τ	Wandschubspannung	Pa
ϕ_1	Winkel der Ablöselinie	°
ψ	Winkel der UI-Linie	°
ω	Lokaler Ablenkwinkel der Strömung relativ zur Anströmung	°

Indizes

Index	Bedeutung
c	konische Koordinaten; experimentell vorliegender, korrekter Wert
i	allgemeine Farbe des Lichts
m	Median
max	maximaler Messwert nahe der Anlegelinie
n	senkrecht zum Stoß
P	Messpunkt
PL	Plateau
$Plexi$	Materialeigenschaften von Plexiglas
r	geometrisch: radial. Für den Wärmestrom: mit dem Rückgewinnfaktor berechnet
r, g, b	Farbe rot, grün oder blau
s	Komponente entlang der Wandstromlinie s
VCO	Koordinaten des virtuellen konischen Ursprungs
VK	Position der Keilvorderkante
w	Bedingung an der Wand
x, y, z	Komponente in eine Richtung
0	Parameter im Staupunkt, Messwert vor Verrechnung von Korrekturtermen
$1, 2$	Zeitpunkt der Bildaufnahme; Position vor/nach dem Stoß
∞	Parameter der Anströmung

Abkürzungen

Abkürzung	Bedeutung
2D, 3D	zweidimensional, dreidimensional
CARO	computer for advanced research in aerospace, HPC System in Göttingen
CCD	charge-coupled device, Kamerasensor
CFD	Computational Fluid Dynamics
cSt	Centistokes = $10^{-6}\text{m}^2/\text{s}$
DNW	Deutsch-Niederländische Windkanäle
DNS	direkte numerische Simulation
GLOF	global luminescent oil film
HS	Horn-Schunck
HPC	High-performance computing
LED	light emitting diode
MEMS	mikroelektromechanische Systeme
OF	Optischer Fluss
OFI	Ölfilminterferometrie
PCO	Kamera-Hersteller
QIRT	Quantitative Infrarotthermographie
RMS	quadratischer Mittelwert $x_{RMS} = \sqrt{\sum_i x_i^2}$
RANS	Reynolds-gemittelte Navier-Stokes Simulation
RWG	Rohrwindkanal Göttingen
RGB	Kombination aus drei Farben rot, grün, blau
SGWW	Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung
SFE	skin friction estimation, Wandschubspannungsabschätzung
TWG	Transonischer Windkanal Göttingen
TSP	temperatursensitive Farbe
TAU	DLR Strömungslöser
UI-Linie	Linie der Stromaufwirkung des Interaktionsgebietes
VA-2	Superkritisches transsonisches Profil der Firma Fokker
VCO	Virtueller konischer Ursprung

1. Einleitung

Der größte Unterschied zwischen Überschallströmungen und der inkompressiblen, subsonischen Strömungsmechanik sind Verdichtungsstöße, die zum Beispiel bei Umlenkung der Strömung auftreten. Diese Unstetigkeiten der Strömungsparameter entstehen aufgrund der Informationsausbreitung im Mach'schen Kegel und lassen sich präzise berechnen [6]. In viskosen Strömungen existiert jedoch die Haftbedingung des Fluides an den Modellwänden, wodurch die Grenzschicht als Bereich langsamer Strömung nahe der umströmten Wände entsteht. Die Interaktion dieser beiden Strömungszustände, die Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkungen (SGWW) gehören zu den wichtigsten Problemen der Hyperschall-Aerodynamik. Bei der Wechselwirkung wird das Gleichgewicht innerhalb dieser Schicht durch den Druckanstieg über den Verdichtungsstoß gestört, es kommt zur Abbremsung, Aufdickung und in einigen Fällen zur Ablösung der Grenzschicht [6, 21]. Da die wirkenden Reibungskräfte und Wärmelasten auf das Modell vom Impuls- oder Wärmetransport innerhalb der Grenzschicht abhängen, ist eine Abschätzung der Folgen von SGWW auf das Versuchsobjekt unabdinglich. Die Kraftübertragung von Rudern oder die Effizienz von Triebwerkseinläufen, zwei typische Folgen von SGWW am Flugzeug [6], kann durch diese stark verändert werden. Viele bekannte Methoden zur Vorhersage des Grenzschichtzustandes [92, 94] verlieren in SGWW ihre Gültigkeit [34, 56], und die relevanten Auswirkungen der Strömung auf das Modell in Form von Wärmelasten und Reibungs- sowie Druckkräften müssen für jeden Fall experimentell bestimmt werden. Vor der konkreten Auslegung entsprechender Fluggeräte sollten die Grundlagen dieser Interaktionen weiter erforscht und die Vorhersagemöglichkeiten erweitert werden.

Aus der Vielzahl an grundlegenden, kanonischen Konfigurationen wurden zwei Geometrien der SGWW zur Untersuchung gewählt. In einem 2D Fall wurde der senkrechte Stoß an dem überkritischen, transsonischen VA-2 Flügelprofil [63] bei einer Machzahl von $M = 0.72$ in der ungestörten Anströmung untersucht. Abhängig von den Strömungsbedingungen und dem Anstellwinkel entsteht an solch einem Profil am Ende des lokalen Überschallgebietes ein Verdichtungsstoß [6]. Je nach Stoßintensität kann dieser für eine laminar-turbulente Transition auf der Flügeloberseite oder sogar eine Ablöseblase sorgen. Das VA-2 Profil wurde bereits numerisch sowie mit zahlreichen experimentellen Messmethoden untersucht [16, 44, 63, 65, 88], deren Ergebnisse sich jedoch gegenseitig an einigen Stellen widersprechen. Dabei geht es sowohl um die Position und Existenz

1. Einleitung

der Ablöseblasen als auch um die erwarteten Größenordnung der Wandschubspannung, die teilweise von den Resultaten grundlegender Abschätzungen abweicht.

Des Weiteren wurde die 3D-SGWW eines einzelnen angestellten Keils an einer ebenen Platte bei unterschiedlichen Stoßintensitäten untersucht. Durch den schiebenden Stoß entsteht in einer turbulenten Grenzschicht ein Ablösewirbel, welcher nach aktuellen Kenntnissen einer quasikonischen Symmetrie folgt [3, 4]. Diese Symmetrie entspringt einem virtuellen konischen Ursprung (VCO) nahe der Keilvorderkante, sodass die Wanddruckverteilung maßgeblich von dem konischen Winkel und kaum von dem radialen Abstand zu diesem abhängt. In der kanonischen Konfiguration wird meistens ein unendlich hoher, spitzer Keil behandelt [25]. Bis auf Effekte der experimentell endlichen Keilhöhe folgt das die Geometrie der Stoßfronten ebenfalls dieser Symmetrie. Die konnte experimentell mittels Schattenaufnahmen beobachtet werden, wobei der optische Fokuspunkt im VCO lag [4], oder durch Vermessung des Geschwindigkeitsfeldes der Strömung [64]. In früheren Studien wurde an der Modelloberfläche der ebenen Platte bereits der Wanddruck [10, 82, 84], die Wärmestromdichte [82], die lokale Richtung der asymptotischen Wandstromlinien [10, 29, 84] und auch die Wandschubspannung [8, 40, 82] an einzelnen Konfigurationen vermessen. Durch diese Erkenntnisse konnten unterschiedliche Topologien der stoßinduzierten 3D Strömungsablösung klassifiziert werden. Des Weiteren wurden Skalierungsgesetze des maximalen Anstieges dieser Werte im Vergleich zur ungestörten Grenzschicht, in Abhängigkeit von der Stoßintensität vorgeschlagen [8, 9, 82]. In den gleichen Publikationen werden jedoch die Diskrepanzen zwischen unterschiedlichen experimentellen Messungen deutlich, sowie die Abweichung einiger Studien oder Datenpunkte von den präsentierten Relationen. Insbesondere bei der Wandschubspannung ist die Literatur aber noch lückenhaft, da nur eine geringe Anzahl an Parameterkombinationen vermessen wurde und die flächige Analyse des Reibungsbeiwertes mit großen Messunsicherheiten behaftet ist [9].

Da der Reibungsbeiwert und die Richtung der Wandschubspannung essenzielle Hinweise zum Grenzschichtzustand und der Strömungsablösung liefert, liegt die Verbesserung der verfügbaren Messtechniken und die Messung der Wandschubspannung in Strömungen mit SGWW im Fokus dieser Arbeit. Dafür wurde deren Verteilung flächig auf der Modelloberfläche mit Ölfilminterferometrie (OFI) [70, 87] vermessen. Die experimentelle Umsetzung dieser Messtechnik wurde für diese Studie vereinfacht und die Bilderauswertung verbessert und automatisiert, sodass auch große Flächen gebogener Modelloberflächen in hoher Auflösung und mit geringen Unsicherheiten untersucht werden konnten.

Aufgrund der experimentellen Fortschritte flächiger Messtechniken wurde in der 3D Konfiguration nicht nur der Keilwinkel variiert, sondern auch eine Variation der Vorderkantengeometrie des Stoßgenerators untersucht. Eine stumpfe Keilvorderkante erzeugt eine abgelöste Kopfwelle und damit eine Verstärkung der lokalen Stoßintensität. Den

entgegengesetzten Effekt erzeugt ein gebogener Keil, dessen Kompressionsfläche an der Keilvorderkante parallel zur Anströmung verläuft und sich anschließend bis zum nominalen Keilwinkel krümmt. Durch die zunehmende Umlenkung der Strömung entstehen schwache Kompressionswellen, die erst weiter stromab zu einer Stoßfront zusammenlaufen. Diese Modifizierung der Keilvorderkante in 3D SGWW wurde bislang noch nicht untersucht, weshalb der Einfluss auf das gesamte Interaktionsgebiet außerhalb der unmittelbaren Umströmung einer stumpfen Vorderkante [67] noch unbekannt ist. Neben der begrenzten Höhe des Keils liefert diese gezielte Abweichung von der kanonischen Konfiguration neue Möglichkeiten zur Untersuchung realistisch relevanter Konfigurationen oder die lokale Optimierung von Triebwerkseinläufen durch Variation dieser Vorderkantengeometrie.

Für ein vollständiges Bild der untersuchten 3D Strömung wurden neben Untersuchungen mit OFI auch Wanddruckmessungen an diskreten Druckmessstellen durchgeführt und die Wärmestromdichte mittels quantitativer Infrarotthermographie (QIRT) [80, 82, 103] bestimmt. Mit diesen jeweils unabhängigen experimentellen Studien können bekannte Relationen dieser Messwerte auf ihre Gültigkeit in SGWW überprüft werden. Des Weiteren wird die Gültigkeit der bereits erwähnten quasikonischen Symmetrie für weitere Strömungsparameter untersucht, nach der die Messdaten nur von dem konischen Winkel abhängen. Geringe Symmetriebrüche und Abhängigkeiten von der Lauflänge wurden bereits in der Wärmestromdichte [82] und der Richtung der Wandschubspannung [3] beobachtet, aber noch nicht ausreichend untersucht und quantifiziert.

Neben den experimentellen Messungen sind für die moderne Strömungsmechanik auch numerische Untersuchungen relevant. Die computergestützte Vorhersage von SGWW ist trotz zahlreicher Verbesserungen innerhalb der letzten Jahrzehnte insbesondere in 3D Strömungen immer noch sehr kompliziert und unpräzise [11, 12, 23, 41]. RANS (Reynolds gemittelte Navier Stokes) Simulationen lösen kleinskalige turbulente Phänomene nicht korrekt auf und die verfügbare Palette an Turbulenzmodellen mit untereinander deutlich abweichenden Resultaten weist die Unsicherheit dieser Modellierungen deutlich auf. Fortgeschrittenere numerische Methoden bis hin zur direkten numerischen Simulation (DNS) [34] erfordern für große 3D Netze erhebliche und teilweise nicht realisierbare Rechenzeiten und können nur auf grundlegende, einfache Geometrien angewendet werden. Durch die Unterstützung der numerischen Simulationen mit experimentellen Daten können auch unter Verwendung von RANS Verfahren deutlich verbesserte Resultate im Gegensatz zu rein numerischen Untersuchungen mit Vorhersage der Transition erzielt werden [74]. So kann die Position der laminar-turbulenten Transition festgelegt oder die Wahl des Turbulenzmodells anhand der Übereinstimmung mit experimentellen Daten begründet werden. Nach erfolgreicher numerischer Reproduktion der Messwerte können diese Modelle weiter verwendet werden, um die experimentellen Auswerteverfahren zu

1. Einleitung

unterstützen. Vor allem die Analyse von systematischen Fehlern der experimentellen Methoden und die Quantifizierung von vernachlässigten Effekten kann das Verständnis der experimentellen Messgenauigkeit merklich verbessern. Auch die Anwendbarkeit der Auswertung unter speziellen Bedingungen kann genauer beurteilt werden.

Als neuer experimenteller Ansatz wurden in den letzten 15 Jahren mehrere Methoden zur flächigen Vermessung der Wandschubspannung auf Basis des optischen Flusses [53] publiziert [49]. Die inversen Bestimmungen der Wandschubspannung aus Verteilungen der Modelltemperatur [54], Lumineszenzintensität eines Ölfilms [50], oder Wanddruckverteilungen [52, 53] versprechen eine deutliche Vereinfachung der experimentellen Umsetzung. Trotz zahlreicher Anwendungsfälle [17, 49] fehlt diesen Methoden jedoch noch die unabhängige Validierung durch bekannte Messverfahren. Durch den ausführlichen Datensatz dieser Studie können sowohl die experimentellen Resultate mehrerer Messmethoden direkt verglichen werden, als auch synthetische Bilder eines simulierten Ölfilms erstellt werden [13]. Diese computergerechten Ölbewegungen liefern Möglichkeiten für einen tieferen Einblick in die Funktionsweise und Anwendbarkeit der vorgestellten alternativen Verfahren zur Wandschubspannungsbestimmung.

1.1. Gliederung

Da diese Arbeit zwei deutlich unterschiedliche Studien mit jeweils experimenteller und numerischer Analyse beinhaltet, werden diese nacheinander abgehandelt. In den Grundlagen (Kapitel 2) werden die untersuchten Konfigurationen und die zugehörigen Ergebnisse bisheriger Untersuchungen dargestellt. Des Weiteren werden bestehende Analogien zur Bestimmung der Strömungsparameter an der Wand sowie die experimentellen Messtechniken beschrieben. Insbesondere werden das für diese Arbeit weiterentwickelte OFI Verfahren und die computergestützte Bildauswertung vorgestellt. In Kapitel 3 werden die Methoden und Ergebnisse der Experimente zur Untersuchung der 2D SGWW beschrieben, bevor Kapitel 4 ausschließlich die zweite experimentelle Studie der Überschall-3D SGWW behandelt. Mit einer Zusammenfassung der strömungsmechanischen Erkenntnisse und experimentellen Fortschritte wird die Arbeit in Kapitel 5 abgeschlossen. Im Anhang sind analytische Herleitungen und weitere Details für eine vollständige Beschreibung der OFI Messmethode zu finden (A und B), sowie die im Hauptteil übersprungenen Informationen zur exakten Modellgeometrie des 2D Profils (C) und der austauschbaren Keile (D). Anhang E beinhaltet die experimentelle Fehlerrechnung und Anhang F die für numerischen Studien notwendige aber für die meisten Leser wenig interessante Netzkonvergenzstudie.

2. Grundlagen

In diesem Kapitel werden zunächst die allgemeinen Grundlagen von zweidimensionalen und dreidimensionalen SGWW beschrieben und die bisherigen Erkenntnisse zur 3D Strömung der konkreten untersuchten Konfiguration vorgestellt. Anschließend werden mehrere Ansätze zur Messung, Berechnung oder Abschätzung der Wandschubspannung vorgestellt und aus dieser Auswahl die verwendete Ölfilminterferometrie genauer beschrieben.

2.1. Strömungen mit Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkungen (SGWW)

Grenzschichtströmungen

Die Grenzschicht eines umströmten Körpers ist der wandnahe Bereich, in dem sich die Strömungsgeschwindigkeit u durch viskose Effekte von der Außenströmung unterscheidet. Dabei gilt an der viskosen Wand die Haftbedingung mit $u(y = 0) = 0$, wobei y der wandnormale Abstand ist. Die Geschwindigkeitsverteilung $u(y)$ wird als Grenzschichtprofil bezeichnet und ist für die Berechnung der Grenzschichtdicke in verschiedenen Definitionen relevant. Zum einen kann für δ_{99} die Position mit 99% der Anströmgeschwindigkeit angegeben werden ($u(y = \delta_{99}) = 0,99 \cdot u_{\infty}$). Eine, für viele Anwendungen relevantere Definition ist die in Abb. 2.1 skizzierte Verdrängungsdicke δ^* [94], welche in den weiteren Teilen dieser Arbeit ausschließlich verwendet wird. Aus diesem Profil lässt sich die auf das Modell wirkende Wandschubspannung

$$\tau = \mu \left[\frac{\partial u}{\partial y} \right]_{y=0} \quad (2.1)$$

berechnen [77]. Dies ist eine tangentielle Scherspannung auf die Modelloberfläche und damit die wichtigste Messgröße zur Bestimmung der wirkenden Reibungskräfte.

Auch das Temperaturprofil in der Grenzschicht und damit die verbundene Wärmestromdichte \dot{q} von der Strömung in die Wand ist von großem Interesse. Im Fall einer thermisch isolierten Wand und damit $\dot{q} = 0$ in der Grenzschicht nimmt die Strömung

2. Grundlagen

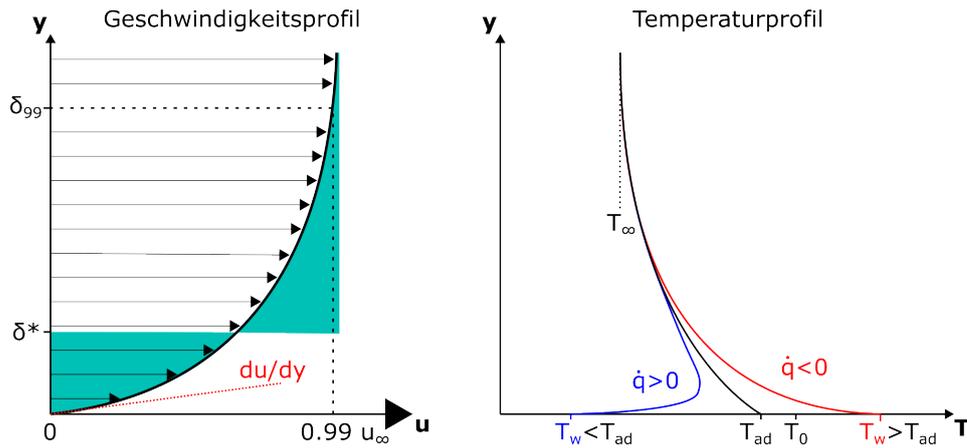


Abb. 2.1.: Skizze des Geschwindigkeitsprofils einer Grenzschicht mit Darstellungen der Berechnung der 99%-Grenzschichtdicke δ_{99} , der Verdrängungsdicke δ^* , und der Tangente $\frac{du}{dy}$ an der Wand zur Berechnung der Wandschubspannung. Rechts davon eine Skizze des Temperaturprofils einer adiabaten Wand (schwarz), sowie einer warmen (rot) oder kalten isothermen Wand (blau) mit entsprechender negativer oder positiver Wärmestromdichte \dot{q} von der Strömung in die Wand.

dort die adiabate Temperatur T_{ad} an. Diese hängt von der Gesamttemperatur T_0 der Strömung ab, sowie von der Machzahl, dem Grenzschichtzustand und der Prandtl-Zahl Pr als Verhältnis zwischen kinematischer Viskosität und Wärmeleitfähigkeit. Bei realen Wänden mit einer Wandtemperatur T_w wird auch diese Temperatur asymptotisch in der Grenzschicht erreicht (siehe Abb. 2.1) und resultiert aufgrund des Temperaturgradienten in der Grenzschicht in einer Wärmestromdichte [94]

$$\dot{q} = h(T_{ad} - T_w) \quad (2.2)$$

mit dem lokalen Wärmeübertragungskoeffizient h .

Für eine Vergleichbarkeit zwischen unterschiedlichen Studien werden aus den Messgrößen dimensionslose Werte berechnet und zur Analyse verwendet. Mit der Dichte ρ_∞ , der Geschwindigkeit u_∞ und der spezifischen Wärmekapazität c_P der Anströmung ergibt sich der Reibungsbeiwert und die Stantonzahl

$$C_f = \frac{\tau}{\frac{1}{2}\rho_\infty u_\infty^2} \quad (2.3)$$

$$St = \frac{\dot{q}}{\rho_\infty u_\infty c_P (T_{ad} - T_w)}. \quad (2.4)$$

2D SGWW

Als zweidimensionale Strömungen werden solche bezeichnet, in denen alle Strömungsparameter sowie die Modelloberfläche spannweitig konstant sind und folglich nur von zwei Koordinaten abhängen. In diesen Konfigurationen wird die analytische Betrachtung der Strömung vereinfacht, viele experimentelle Verfahren lassen sich präziser umsetzen und numerische Simulationen sind in feinerer räumlicher Auflösung möglich. Durch einen einfallenden, oder aufgrund der Geometrie entstehenden Stoß wird der Grenzschicht ein Druckanstieg in Strömungsrichtung aufgeprägt, was zu einer Verlangsamung der Strömung und Aufdickung der Grenzschicht führt. Abhängig von der Stoßintensität $\xi = P_2/P_1$ als Verhältnis des statischen Druckes stromauf (Index 1) und stromab (Index 2) des Stoßes kann die Grenzschichtströmung den Druckanstieg nicht überwinden und es kommt zur Strömungsablösung. Auch der Zustand der Grenzschicht ist für die auftretenden Effekte bei SGWW relevant. Turbulente Grenzschichten sind aufgrund des erhöhten Impulsaustausches innerhalb der Grenzschicht resistenter gegenüber Ablösungen. Es liegen mehrere empirische Kriterien des für eine Ablösung notwendigen Druckanstieges vor [6], S.144 [102], die aber je nach Geometrie und anderen Einflüssen keinen zwingenden kausalen Zusammenhang mit der Ablösung bilden. In laminaren Grenzschichten erfolgt die Ablösung bereits bei geringeren Stoßintensitäten und es entstehen größere Ablöseblasen. Zusätzlich wurde gezeigt, dass vorhandene Instabilitäten durch SGWW weiter angefacht werden [72] und somit die natürliche Transition beschleunigt wird.

2.2. 3D SGWW

3D SGWW treten in unterschiedlichsten Geometrien an jedem Überschallflugzeug auf. Dies betrifft den Übergang zwischen Rumpf und Flügel, die Pfeilung der Flügel, den Triebwerkseinlauf [37, 71], alle Steuerflächen und vieles mehr. Aus diesen sind in Abb. 2.2 mehrere Situationen vereinfacht als zu untersuchende kanonische Konfigurationen abgebildet. In dieser Studie wird davon der markierte einzelne Keil auf einer ebenen Platte mit vollturbulenter Grenzschicht untersucht. Das Verständnis dieser grundlegenden Interaktion ist eine wichtige Voraussetzung für die Analyse komplizierterer Interaktionen zusammengesetzter Bauteile. In dieser gewählten Konfiguration hat die Basisplatte keinen Anstellwinkel gegenüber der Strömung ($\alpha = 0$). Der Keil mit konstanter Höhe steht senkrecht auf der Basisplatte und ist gegenüber der Anströmung mit einem Keilwinkel β angestellt. Diese Konfiguration wird seit etwa 50 Jahren quantitativ untersucht (z.B. [99]) und die gesammelten Erkenntnisse früher Studien wurden bereits mehrfach in Reviews zusammengefasst [4, 6, 40, 85].

2. Grundlagen

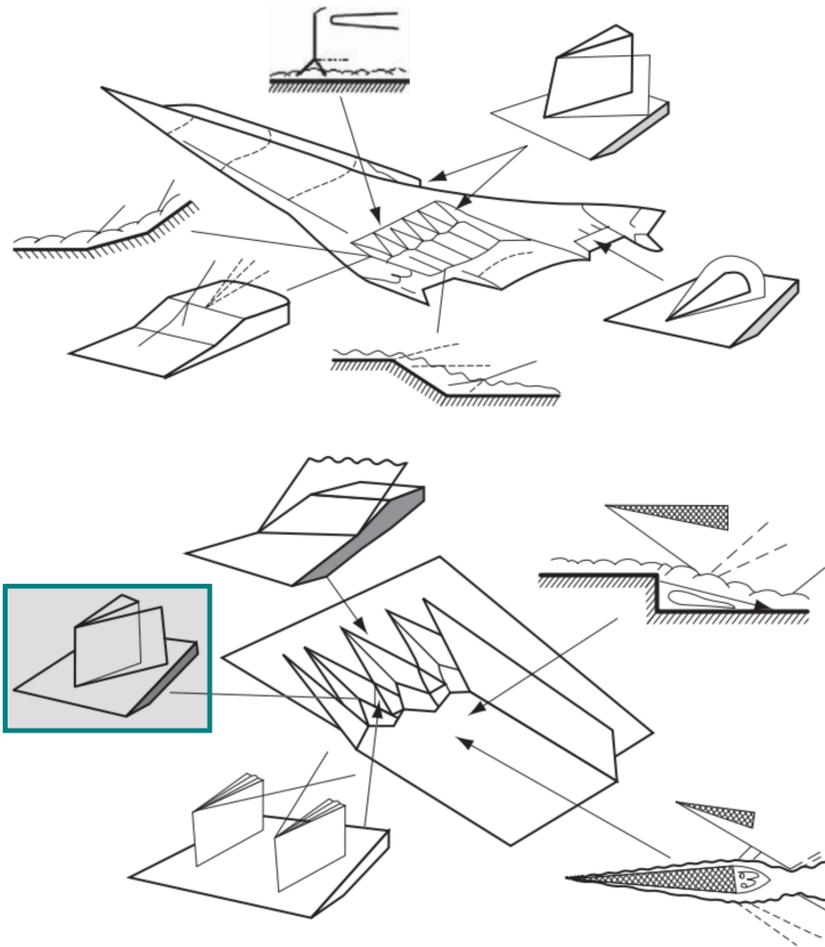


Abb. 2.2.: Beispiele von 3D SGWWen eines Überschallflugzeuges mit markierter Konfiguration des einzelnen Keils am Triebwerkseinlauf; Bild aus [6], S. 138.

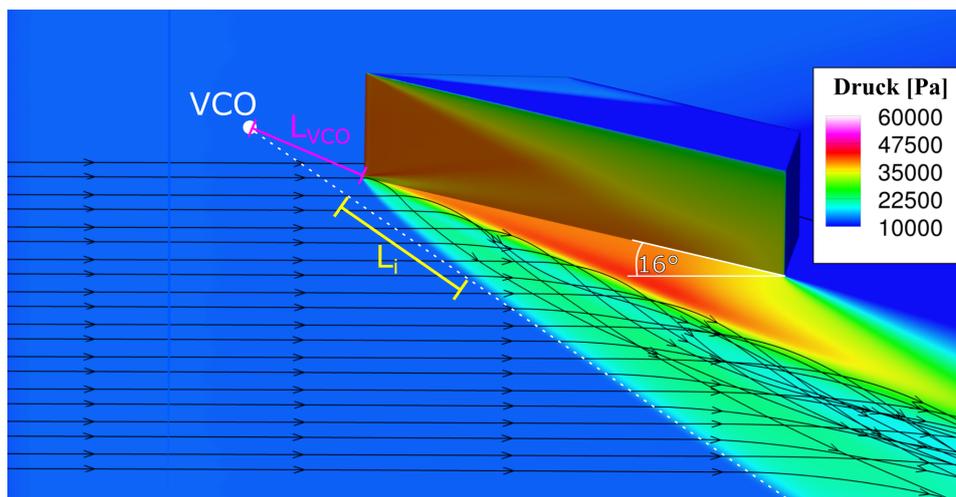


Abb. 2.3.: Darstellung der RANS Wanddruckverteilung der 3D Konfiguration des Keils an einer ebenen Platte bei $M = 3$ und Keilwinkel $\beta = 16^\circ$, sowie einiger ursprünglich wandnahen, später abgelösten Stromlinien. Skizziert sind der virtuelle konische Ursprung (VCO), die extrapolierte Stromaufbegrenzung des Interaktionsgebietes und die Längen L_i und L_{VCO} .

2.2.1. Strömungstopologie des einzelnen Keils

In dem nicht-viskosen Fall, also ohne SGWW, entsteht am Keil ein Verdichtungsstoß, der die einlaufende Strömung auf den Keilwinkel β umlenkt. Dies bestimmt den Winkel und die Intensität ξ des Stoßes. Bei geringen Stoßintensitäten, also niedrigen Keilwinkeln β sind auch trotz viskoser Grenzschicht alle Stromlinien stromab des Stoßes parallel zur Keiloberfläche. Erst bei höheren Stoßintensitäten erfolgt eine Ablösung der Grenzschicht, gefolgt von dem in Abb. 2.3 dargestellten Ablösewirbel. Eine Rückströmung entgegen der Anströmrichtung tritt hier nicht auf, nur in der Schnittebene senkrecht zum Stoß in Abb. 2.4 ist eine Ablöseblase und Rückströmung von der Anlegelinie nahe des Keils in Richtung der Ablöselinie sichtbar. Ebenfalls in Abb. 2.4 ist das Lambda-Stoßsystem der stoßinduzierten Ablösung und die mögliche sekundäre Ablösung skizziert.

In früheren Studien [82, 99] wurde die für eine Strömungsablösung notwendige, kritische Stoßintensität bei vergleichbaren Strömungsparametern zu

$$\xi^* = 1,4 - 1,6 \quad (2.5)$$

abgeschätzt. Über die in der gegebenen Konfiguration vorliegende Stoßintensität konnte der maximale Druck an der Anlegelinie zu

$$P_{max}/P_1 = 1,3\xi - 0,3\xi^* \quad (2.6)$$

skaliert werden [82]. Auch für die entsprechenden Verhältnisse der maximalen Wärmestromdichte und des Reibungsbeiwertes liegen empirische Relationen als Fit experimenteller Datenpunkte über die Stoßintensität vor.

Mit der *free interaction theory* von Chapman et al. (1957) [14, 29] lässt sich aus der Impulsgleichung der Grenzschicht ein Zusammenhang zwischen dem Druckanstieg in abgelösten Strömungen zwischen Orten x und x_0 und der integrierten Wandschubspannung finden ([6], S. 52)

$$P(x) - P(x_0) = \int_{x_0}^x \left[\frac{\partial \tau}{\partial y} \right]_w dx . \quad (2.7)$$

Dies resultiert in einem nahezu konstanten Plateaudruck P_{PL} unter Ablöseblasen.

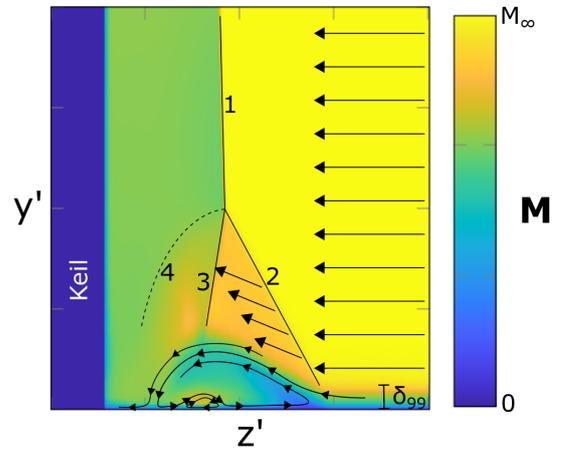


Abb. 2.4.: Skizze des Strömungsfeldes im Schnitt senkrecht zur Kompressionsfläche des Keils und Visualisierung des Lambda-Stoßsystem mit dem Hauptverdichtungsstoß (1) Ablösestoß (2) und Anlegestoß (3). Linie (4) ist eine Kontaktunstetigkeit.

2. Grundlagen

Eine ursprünglich für großskalige Ablösungen in 2D Strömungen gefundene Druckrelation von Zukoski [102] wurde später auch auf den 3D Fall des einzelnen Keils angewendet und quantifiziert den Plateaudruck abhängig von der Machzahl zu

$$P_{PL}/P_1 = 1 + 0,5 \cdot M_n = P_{PL,Zuk} . \quad (2.8)$$

Diese Relation wurde in [91] durch Einführung eines modifizierten Druckbeiwertes

$$C_P^* = \left(\frac{Re_\delta}{2 \cdot 10^5} \right)^{-0,27 \cdot C_P^{1,14}} \left(\frac{T_w}{T_r} \right)^{0,15} \cdot C_P \quad (2.9)$$

anstelle des gewöhnlichen Druckbeiwertes C_p verfeinert, da niedrige Stoßintensitäten systematisch in geringeren Plateaudrücken in 2D Ablöseblasen resultieren. Das Ergebnis [91]

$$\frac{P_{PL}}{P_1 \cdot P_{PL,Zuk}} = \tanh(1,7 \cdot C_P^*) \quad (2.10)$$

wird dabei von den Daten zahlreicher älterer experimenteller und numerischer Studien bestätigt.

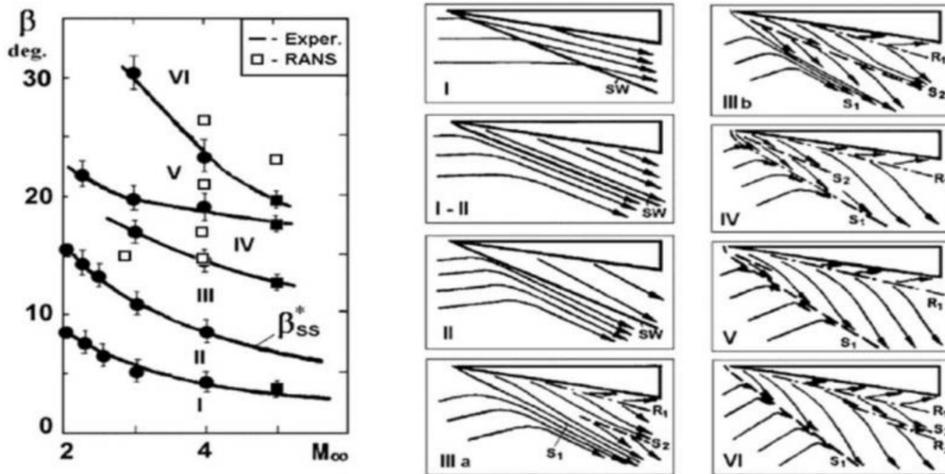


Abb. 2.5.: Skizze unterschiedlicher Topologien der Wandstromlinien bei 3D SGWW am einzelnen Keil in Abhängigkeit von der Machzahl M und dem Keilwinkel β von Zheltovodov [100], Bild übernommen aus [23].

An der Wand gilt die Haftbedingung und damit gibt es lokal keine Strömungsrichtung. Dennoch lässt sich mit Gl 2.1 die lokale Richtung der Wandschubspannung τ bestimmen, die identisch mit der asymptotischen Strömungsrichtung des wandnahen Fluids ist. Aus diesem Richtungsfeld an der Modelloberfläche können Trajektorien tangential zur lokalen Modelloberfläche berechnet werden, die in dieser Arbeit als Wandstromlinien bezeichnet werden. Diese werden für die Vermessung von τ benötigt und sind für die Untersuchung der vorliegenden Strömungstopologie unentbehrlich. In Abb. 2.5 von

Zheltovodov [100] sind die auftretenden Formen der Verteilung der Wandstromlinien aufgetragen, welche sich abhängig von der Stoßintensität stark unterscheiden. Im Bereich I findet keine Ablösung statt und die gesamte Grenzschicht wird durch den Stoß auf den Keilwinkel umgelenkt. Erst bei höheren Stoßintensitäten in Bereich II findet die Strömungsablösung statt, wobei sich der Ablösewirbel über die gesamte Fläche erstrecken kann (Bereich II) oder durch die Anlegelinie auf der ebenen Platte begrenzt ist (Bereich V). Bei geeigneten Strömungsparametern Re , M und β tritt in dieser Konfiguration eine sekundäre Ablösung auf [4].

2.2.2. Quasikonische Symmetrie

Die kanonische Konfiguration des einzelnen Keils auf einer ebenen Platte wird häufig als halbunendliche Geometrie betrachtet [6, 25], was bedeutet, dass sowohl die Höhe als auch die Länge des Keils groß im Vergleich zur untersuchten Fläche sind. In diesem Fall besitzt die selbstähnliche Geometrie keinerlei Längenskalen [4, 46] und es bildet sich stromab der Keilvorderkante eine konisch symmetrische Strömung aus. Damit hängen alle Messgrößen maßgeblich von den konischen Winkeln relativ zum virtuellen konischen Ursprung (VCO) und kaum von dem radialen Abstand zu diesem ab. Im viskosen Fall der SGWW wird diese konische Symmetrie jedoch durch die bereits voll ausgebildete, turbulente Grenzschicht verletzt, denn die geometrischen Ausmaße der Ablöseblase nehmen im Vergleich zur Grenzschichtdicke immer weiter zu. Nahe der Keilvorderkante entsteht ein Gebiet mit gekrümmten Stoß-, Ablöse- und Anlegelinien, weshalb wegen der viskosen Effekte nur von einer quasi-konischen Symmetrie gesprochen werden kann [4, 46, 84]. Die Ausdehnung L_i dieses Gebietes wird in [46] bei Messungen mit $M = 3$ mit der Grenzschichtdicke δ zu

$$\frac{L_i}{\delta} \cdot Re_\delta^{1/3} \approx 1600 \quad (2.11)$$

abgeschätzt und beträgt damit bei typischen untersuchten Strömungsbedingungen etwa 30-80 mm. Erst stromab dieses Vorderkanteneinflussbereiches folgt die Strömung der quasikonischen Symmetrie, was insbesondere für das Stoßsystem und die Geometrie der Ablösung der Fall ist [4]. Auch die Wanddruckverteilung wurde unter dieser Fragestellung untersucht und die Symmetrie mehrfach bestätigt [6, 52, 82]. Für weitere Messwerte wie dem lokalen Ablenkwinkel ω der Strömung oder dem Reibungsbeiwert C_f wurde dies noch nicht explizit analysiert.

Der Ursprung dieser quasikonischen Symmetrie ist der VCO, für den es in der Literatur unterschiedliche Definitionen gibt. Dieser wird meist als Schnittpunkt zweier, auf der Modelloberfläche im konisch symmetrischen Interaktionsgebiet vermessenen Li-

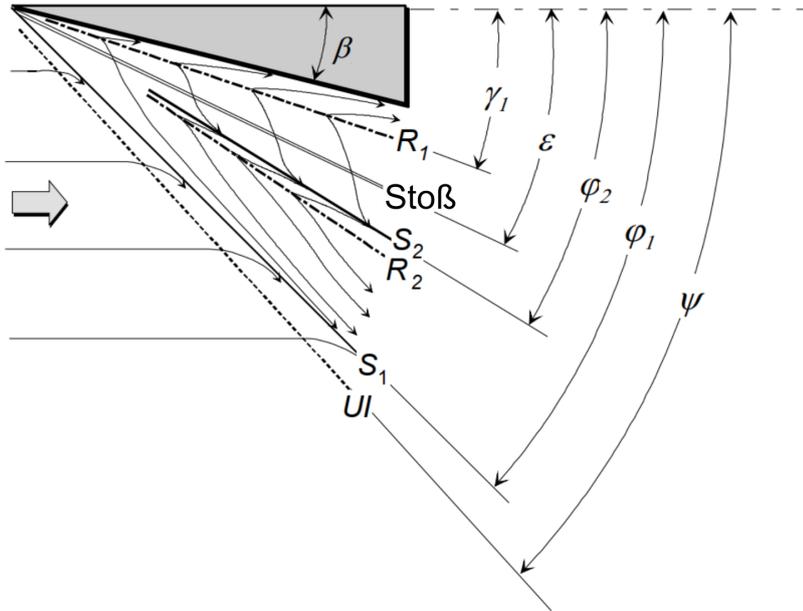


Abb. 2.6.: Skizze des Oberflächen-Strömungsfeldes an einem scharfen Keil aus [84] mit den im Text beschriebenen Anlege (R)- und Ablöselinien (S) und zugehörigen Winkeln relativ zur Anströmung.

nien bestimmt, welche in Abb. 2.6 skizziert sind. Die Auswahl der verwendeten Linien ist dabei nicht konkret festgelegt und wird je nach Studie unterschiedlich gehandhabt [2, 3, 4, 82]. Jeder Linie wird dabei ein Winkel relativ zur Anströmung zugeordnet. Hier zu sehen ist die Keiloberfläche im Winkel β_1 , die Anlegelinie R_1 im Winkel γ_1 , die Ablöselinie S_1 im Winkel ϕ_1 und die Linie der Stromaufwicklung des Interaktionsgebietes (UI-Linie) im Winkel ψ . Des Weiteren sind in Abb. 2.6 die möglichen sekundären Ablöse- und Anlegelinien S_2 und R_2 und die Lage der Stoßfront im Winkel ϵ eingezeichnet. Letztere ist nur auf die Modelloberfläche projiziert, da kein Stoß an der viskosen Wand vorhanden ist.

Nach älteren Studien [4, 21, 24, 84, 85] treffen sich alle Linien in dem VCO, der sich geringfügig stromauf der Keilvorderkante befindet. Nach neueren Studien [3, 8], sowie auch in Abb. 2.6 skizziert, kreuzen sich diese Linien nicht exakt in einem Punkt, und für die Bestimmung des VCO werden nur zwei konkrete Linien gewählt. Deshalb sprechen Adler und Gaitonde (2019) [3] von zwei unterschiedlichen konischen Ursprüngen, dem VCO nahe der Keilvorderkante für die Symmetrie der Ablöseblase und dem sogenannten „Inceptive origin“ etwas weiter stromauf, durch den das gesamte Interaktionsgebiet, also Stoßfront und UI-Linie besser beschrieben werden. Auch der Abstand des VCO zur Keilvorderkante L_{VCO} wurde in [46] zu

$$700 \leq \frac{L_{VCO}}{\delta} \cdot Re_{\delta}^{1/3} \leq 1000 \quad (2.12)$$

angegeben, wobei diese Werte je nach individuell gewählter Definition des VCO stark schwanken.

Diese gefundenen Koordinaten des VCO (x_{VCO}, z_{VCO}) jeder individuellen Konfiguration werden verwendet, um den zutreffenden konischen Winkel θ für jeden Punkt (x_P, z_P) der Modelloberfläche angeben zu können:

$$\tan(\theta) = \frac{x_P - x_{VCO}}{z_P - z_{VCO}} \quad (2.13)$$

Dabei steht ein Winkel von $\theta = 0$ für die achsenparallele Anströmung (horizontal in Abb. 2.6), der Messbereich der Basisplatte außerhalb des Keils befindet sich folglich bei $\theta > \beta$. Sowohl in experimentellen Messungen als auch in numerischen Simulationen ist die Datenaufnahme entlang einer Kugeloberfläche (oder in 2D auf einem Kreisausschnitt an der Oberfläche) zur Demonstration oder Anwendung der Symmetrie sehr mühsam. Alternativ folgen jedoch auch die Daten entlang einer Schnittebene der gleichen Symmetrie und hängen nur von den relevanten Winkeln ab. Die Verwendung des Abstandes zum VCO als zweite Koordinate ist aufgrund der stark schwankenden VCO Position in unterschiedlichen Konfigurationen nicht zielführend. Deshalb wird als Abstandskordinate die Strecke x' von der Keilvorderkante aus verwendet und alle Messpunkte als Tupel (θ, x') angegeben.

Neben dem Bereich der Keilvorderkante gibt es im realistischen Anwendungsfall eines endlich langen und hohen Keils weitere Symmetriebrüche. Durch die mögliche seitliche Umströmung des Keils findet dort eine verringerte Kompression der Luft statt. Dies verursacht eine gekrümmte Stoßfront, die z.B. später in Abb. 4.4 gut zu sehen ist. Des Weiteren läge der Wanddruck an der Kompressionsfläche des Keils im halbunendlichen Fall auf einem konstanten, sehr hohen Niveau. In Abb. 2.3 ist die Ausbreitung des reduzierten Wanddrucks von der wandfernen Ecke der Keilvorderkante unter dem Mach'schen Winkel sehr gut zu sehen. Sobald dieser Effekt die Unterkante des Keils erreicht (in Abb. 4.4 erst im hinteren Viertel des Keiles), ist auch auf der Basisplatte ein Druckabfall zu beobachten. Zuletzt sind durch die endliche Höhe des Keils alle in Abb. 2.6 gezeigten Linien im Experiment geringfügig gekrümmt, insbesondere bei hohen Keilwinkeln β .

Die Umströmung eines Keils auf der ebenen Platte wurde auch in zahlreichen Studien numerisch untersucht. Moderne Large Eddy Simulationen (LES) [24, 25] ermöglichen dabei insbesondere die Aufnahme eines instantanen Geschwindigkeitsfeldes im Gegensatz zur zeitlichen Mittelung älterer RANS Rechnungen. Dadurch können das Lambda-Stoßsystem, weitere kleine auftretende Stöße und die genaue Strömungsgeometrie nahe der Anlegelinie untersucht und z.B. mit experimentellen particle image velocimetry Daten verglichen werden [5, 64]. Der Nachteil von LES Rechnungen ist jedoch der hohe numerische Aufwand, weshalb nur eine einzige Konfiguration untersucht wurde [25] und

2. Grundlagen

keine Parameterstudien für verbesserte Skalierungsgesetze durchgeführt werden können. Von Adler und Gaitonde (2019) [3] wurde die quasikonische Symmetrie und insbesondere der Bereich nahe der Keilvorderkante ($r/\delta \leq 18$) untersucht. In diesem Bereich hängt das konische Profil des Wanddruckes sowohl in der Form der Kurve als auch im maximalen Messwert an der Anlegelinie noch stark vom Abstand r zum VCO ab. Es wurden zwei unterschiedliche Positionen des VCO präsentiert, aber in keiner Darstellung kann die quasikonische Symmetrie im gesamten Strömungsfeld erfüllt werden. An diese Untersuchung des Symmetriebruchs, die nur mit experimentell sehr aufwändigen flächendeckenden Messungen möglich ist, soll diese Arbeit unter anderem anknüpfen.

2.3. Methoden zur Bestimmung der Wandschubspannung

Strömungsmechanische Berechnungen

Für ungestörte, laminare Grenzschichten kann mit der Grenzschichttheorie von Blasius (siehe [26]) das Geschwindigkeitsprofil und daraus resultierende Scherkräfte theoretisch vorhergesagt werden. Mit Ähnlichkeitslösungen [94] sind auch die Grenzschichten kompressibler Überschallströmungen analytisch berechenbar. In turbulenten Grenzschichten ist keine exakte, stationäre Berechnung der ortsabhängigen Geschwindigkeit des Fluids möglich, weshalb eine Beschreibung der Grenzschicht nur über zeitliche Mittelwerte oder statistische Methoden möglich ist. Mehrere Theorien für turbulente kompressible Strömungen an ebener Platte mit und ohne Wärmeaustausch wurden bereits empirisch sehr gut validiert. Dazu gehört das Wandgesetz [77, 94] und die hier relevante Van Driest II Analogie [35, 83, 92]. Letztere liefert eine Vorhersage des Reibungsbeiwertes in Abhängigkeit von der Reynoldszahl der Strömung, den Temperaturverhältnissen und der Lauflänge.

Für extern gestörte Grenzschichten wie bei SGWW, Ablösungen oder im laminar-turbulenten Transitionsprozess ist jedoch keine vollständige analytische Beschreibung möglich. Dennoch kann C_f unter bestimmten Voraussetzungen indirekt über andere Messgrößen wie die Stantonzahl St abgeschätzt werden. Ein Beispiel ist die Reynoldsanalogie in ungestörten, turbulenten Plattengrenzschichten, mit der der konvektive Wärme- und Impulstransport innerhalb der Grenzschicht ins Verhältnis gesetzt wird.

Der Reynoldsanalogiefaktor

$$Re_{af} = \frac{2St}{C_f} \quad (2.14)$$

$$= Pr^{-2/3} \approx 1,08 \quad (\text{Ref.}[94]) \quad (2.15)$$

nimmt in Spezialfällen außerhalb des ursprünglichen Anwendungsgebietes jedoch häufig Werte zwischen $0,9 < Re_{af} < 1,3$ an [79] und ist im Allgemeinen nicht zur quantitativen Bestimmung eines unbekanntes Messwertes geeignet [34]. Weitere Fortschritte brachte die genäherte Lösung der Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichung von Walz [93] und die generalisierte Reynoldsanalogie von Zhang (2014) [98]. Trotz der vereinfachenden Annahmen wurden diese Abschätzungen teilweise erfolgreich mit direkten numerischen Simulationen validiert [96], verlieren aber dennoch in starken SGWW ihre Gültigkeit [98].

Experimentelle Messungen

Auf experimenteller Seite gibt es eine Vielzahl von eingesetzten Verfahren zur Bestimmung der Wandschubspannung. Einzelne Punktmessungen wurden mit mikroelektromechanischen Systeme (MEMS) [70] durchgeführt, mit denen die Scherkräfte auf eingebaute, bewegliche Oberflächenelemente direkt gemessen werden können. Alternativ liefern diverse Konfigurationen an lokalen Temperatursensoren Rückschlüsse über das Geschwindigkeitsprofil der Grenzschicht oder die Wärmestromdichte an einer beheizten Fläche und damit indirekt auf τ . Diese Techniken werden hier aber aufgrund der punktuellen Messungen und dem notwendigem Einbau in die Modelloberfläche nicht weiter untersucht.

Ein für flächige Messungen geeignetes Verfahren ist die Vermessung eines auf der Modelloberfläche aufgetragenen Ölfilms. Aus der Verschiebung des Öls entlang der Wand lassen sich die auf das Öl wirkenden Scherspannungen örtlich aufgelöst berechnen, welche in den meisten Anwendungen nahezu ausschließlich aus der Wandschubspannung resultieren [70]. Die quantitative Vermessung der Ölfilmstärke erfolgt dabei optisch durch Lumineszenz [36] oder Interferometrie, wobei in den vergangenen Jahrzehnten eine große Palette experimenteller Belichtungs- und Aufnahmetechniken erprobt wurde [40, 70]. Zusätzlich muss jedoch die Richtung der lokalen Ölströmung bestimmt werden. Als zur Zeit fortschrittlichstes Verfahren wurde die Ölfilminterferometrie als experimentelle Messtechnik für diese Arbeit gewählt und wird in Kap. 2.4 genauer beschrieben.

Als weitere mögliche Methodik wird in [70] die bisherige Verwendung von scherspannungssensitiven Flüssigkristallen beschrieben. Damit ist die flächige Vermessung der Richtung und des Betrages von τ möglich, jedoch ist die Kalibrierung und experimentelle

2. Grundlagen

Methode	Messposition	experimentelle Komplexität	Messgröße	verwendete Relationen
MEMS	punktuell	invasiv	Tangentialkraft	-
Heißfilm	punktuell, mehrere Orte	Aufbringung einer Folie	Wärmestrom	Wärmestromdichte-Wandschubspannung
Hitzdraht	punktuell	nicht invasiv	Geschwindigkeitsprofil	Gl. 2.1
OFI	flächig	nicht invasiv	Wandschubspannung	-
Flüssigkristall	flächig	invasiv	Wandschubspannung	ausführliche Kalibrierung
GLOF-SFE	flächig	nicht invasiv	Ölfilmstärke	optischer Fluss (siehe Text)
TSP-SFE	flächig	Aufbringung von TSP Farbe	Wandtemperatur	optischer Fluss (siehe Text)

Tab. 2.1.: Vergleich der Vor- und Nachteile experimenteller Messmethoden zur Bestimmung der Wandschubspannung.

Umsetzung dieser Technik äußerst kompliziert. Eine Anwendung in industriell relevanten Windkanälen ist bis jetzt noch nicht erfolgt.

Neben diesen etablierten Messtechniken wurden seit 2008 mehrere alternative Verfahren zur Interpretation des Wandschubspannungsverlaufs anhand diverser Visualisierungsbilder vorgeschlagen. Diese Wandschubspannungsabschätzungen (engl. skin friction estimation, SFE) [48, 50, 54, 66] basieren auf Liu's 'optical flow' (OF) Konzept von 2008 [15, 53]. Das GLOF (global luminescent Oil Film) Verfahren [50] analysiert die zeitliche Dickenvariation eines Ölfilms mittels Lumineszenz als einzige Messgröße auf der gesamten untersuchten Fläche. Insbesondere wird die Richtung der Wandstromlinien nicht für die weitere Auswertung benötigt. Stattdessen wurde der Zusammenhang zwischen optischem Fluss (OF) und der Fluidbewegung hergeleitet [53] und nach dem Verfahren von Horn und Schunck [33] auf die gewonnen GLOF-Bildsequenzen angewendet. Ähnlich zu anderen Ansätzen mit optischem Fluss wird bei GLOF-SFE die normierte Verteilung der Wandschubspannung auf der Oberfläche iterativ gesucht und optimiert. Für ein vollständiges Gleichungssystem der Variationsmethode wird eine Glättebedingung an die Lösung gesetzt, um aus zwei aufeinanderfolgenden Intensitätsbildern eindeutig diese Verteilung zu extrahieren. Die Resultate einzelner Zeitschritte, in [50] als 'snapshot solution' bezeichnet, werden über den gesamten Messzeitraum gemittelt, wobei die Ähnlichkeit und Konvergenz dieser einzelnen Lösungen nicht nachgewiesen wurde. In der Anwendung (z.B. [17]) weichen diese einzelnen zeitlichen Ergebnisse teilweise sehr stark voneinan-

der ab, was in der stationären Strömungen der vorliegenden Studie nicht zu erwarten ist. Aus diesem Grund und durch die starken Abweichungen zwischen den GLOF-SFE Ergebnissen [17] und numerischen Untersuchungen [74] soll diese Methode hier genauer überprüft werden.

Eine weitere Methode der Wandschubspannungsabschätzungen aus TSP Bildern (TSP-SFE) wird in [54] beschrieben, wo die Energiegleichung an der Wand vereinfacht und mit einem Quellterm F ebenfalls in die Form der Horn-Schunck-Gleichung für den optischen Fluss jeder Koordinate i gebracht wird [48].

$$F + \tau_i \frac{\partial T_w}{\partial x_i} = 0 \quad (2.16)$$

In [54] wird der komplexe Zusammenhang zwischen Wandtemperatur T_w , Wärmestromdichte und Wandschubspannung τ zur Berechnung von F dargestellt und der heuristische Ansatz

$$F = -\gamma(T_{ref} - T_w) + \epsilon \quad (2.17)$$

gewählt. Dabei ist γ eine gesetzte Konstante ohne großen Einfluss auf das Messergebnis [48] und ϵ das Ergebnis der iterativ gesuchten Lösung der Euler-Lagrange-Gleichungen mit Glättebedingung. Die resultierenden Vektoren der interpretierten Wandschubspannung ermöglichen das Erstellen von Wandstromlinienbildern [54, 66] und daraus die Deutung von Ablöseblasen und weiterer strömungstopologischer Eigenschaften [16, 51].

Diesen OF-Methoden fehlt insgesamt noch die Validierung durch eine unabhängige Reproduktion der Daten oder durch ausführlichere Vergleiche der Messungen mit Ergebnissen aus etablierten experimentellen Methoden oder numerischen Simulationen. Dies liegt mutmaßlich an der geringen Verfügbarkeit ausreichender C_f -Vergleichsdaten und dem hohen experimentellen Aufwand, solche gezielt zur Validierung zu erzeugen. Selbst in dem 2024 erschienenen Springer-Buch [49] mit einer detaillierten Beschreibung aller Algorithmen und zahlreichen Anwendungsbeispielen fehlt größtenteils der Vergleich der Resultate mit experimentellen Messungen anderer Methoden.

Diese Validierungslücke kann hier mit dem aus OFI gewonnene Datensatz teilweise gefüllt werden. Die erhaltenen C_f Verteilungen werden verwendet, um vorhandene GLOF Ergebnisse zu überprüfen [17], die publizierten Auswerteverfahren anhand von geeigneten synthetischen Bildern zu testen und die Anwendbarkeit von GLOF-SFE und TSP-SFE zu bewerten.

2.4. Ölfilminterferometrie

Die OFI bestimmt die lokale Verteilung der Wandschubspannung τ auf der Modelloberfläche durch die Vermessung der Bewegung eines dünnen Ölfilms. Bei der hier eingesetzten 3-Farben LED Interferometrie wird das diffuse Licht einer ausgedehnten Lichtquelle verwendet und von der spiegelnden Modelloberfläche auf die Kamera reflektiert. Die Oberfläche des Ölfilms spiegelt ebenfalls einen Teil des Lichts, welches aufgrund der geringeren optischen Weglänge eine von der Ölfilm- dicke abhängige Phasenverschiebung zu dem Lichtweg durch die Ölschicht hat.

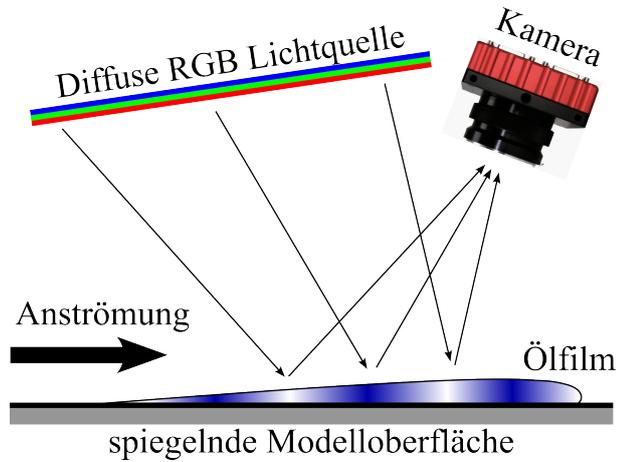


Abb. 2.7.: Prinzip der 3-Farben-Ölfilminterferometrie mit diffuser Lichtquelle und Reflexion der Lichtstrahlen am Modell und der Oberfläche des Ölfilms.

Das entstehende flächige Interferenzmuster kann mittels einer Kamera örtlich aufgelöst aufgenommen werden. Um das Problem der Mehrdeutigkeiten monochromatischer Interferenzbilder zu umgehen, werden drei verschiedene LED Wellenlängen zur Bestimmung der lokalen Ölfilm- dicke verwendet.

Die Grundlage dieser Messmethode ist die Berechnung der auf den Ölfilm wirkenden Kräfte mittels einer zeitlichen Vermessung der Ölfilmbewegung. Dieser Film bewegt sich nach der *Thin oil-film equation* von Squire (1961) [86] aufgrund der Wandschubspannung τ , dem Druckgradienten $\frac{\partial P}{\partial x}$ und der Gravitationsbeschleunigung g . Die erweiterte Form von Brown und Naughton (1999) [13] lautet für den eindimensionalen Fall der x -Komponente

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\tau_x h^2}{2\mu} - \frac{h^3}{3\mu} \left(\frac{\partial P}{\partial x} - \rho g_x \right) \right] = 0. \quad (2.18)$$

Die Reynoldszahl in der Ölströmung beträgt aufgrund der Viskosität μ des Öls und typischen Geschwindigkeiten etwa 10^{-8} [13, 60], wodurch die Trägheitseffekte innerhalb der Ölströmung vernachlässigbar sind. Bei ausreichend dünnen Ölschichten von etwa $h = 1 \mu\text{m}$ sind auch die Einflüsse von Druckgradient und Gravitation verschwindend gering gegenüber der Wandschubspannung [70]. Der Einfluss dieser beiden Terme wird in Kapitel 3.4.4 und 4.5.3 für den jeweiligen Anwendungsfall quantifiziert und genauer untersucht. Des Weiteren ist eine Verdunstung des Öls während der Messzeit bei geeigneter Wahl der Silikonöle ausgeschlossen (siehe Anhang. B).

In den meisten experimentellen Anwendungen liegt folglich eine quasi-stationäre Ölfilmbewegung vor, welche in jedem Ort nur durch die lokale Wandschubspannung be-

einflusst wird. In diesem Fall sind die Stromlinien im Öl identisch mit den in Kap. 2.2 definierten Wandstromlinien der Strömung und der lokalen Richtung des Wandschubspannungsvektors. Tanner und Blows nutzten dies 1976 zur Berechnung der Wandschubspannung in 2D Ölfilmen mit gekrümmten Stromlinien, wie in Abb. 2.8 skizziert.

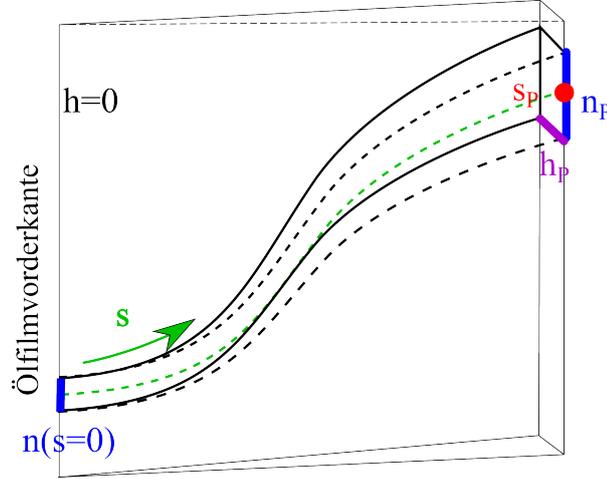


Abb. 2.8.: Skizzierte Stromlinie s in einem Ölfilm mit von links nach rechts steigender Dicke h von der Ölfilmvorderkante mit $h = 0$ bis zum Messpunkt P (rot). Die virtuelle Stromröhre, begrenzt durch benachbarte Stromlinien, hat eine ortsabhängige Breite n .

Das Ölvolumen V innerhalb der Stromröhre mit Breite $n(s)$ kann diese nur durch die Querschnittsfläche in Punkt P in Abb. 2.8 verlassen. In diesem Punkt ist der Massefluss nur von der lokalen Wandschubspannung und der aktuellen Ölfilm Dicke $h_P(t)$ abhängig. Ein Gleichsetzen dieses Masseflusses und der Zeitableitung der in der Stromröhre vorhandenen Ölmasse liefert [61]

$$\tau = -\frac{2\mu}{h_P^2 n_P} \frac{d}{dt} \int_0^{s_P} n(s) \cdot h(s) ds. \quad (2.19)$$

Die detaillierte Herleitung wird in Anhang A beschrieben. In dieser Arbeit wurde die Wandschubspannung aus der gemessenen Ölfilm Dicke zu zwei unterschiedlichen Zeitpunkten $t_2 > t_1$ bestimmt. Formel 2.19 wird dabei zum Differenzenquotienten

$$\tau = -\frac{2\mu}{h_P(t_1)h_P(t_2)n_P} \cdot \frac{1}{t_2 - t_1} \left(\int_0^{s_P} n(s, t_2) \cdot h(s, t_2) ds - \int_0^{s_P} n(s, t_1) \cdot h(s, t_1) ds \right). \quad (2.20)$$

Dabei wurde der zeitliche Verlauf $h(x, y) \sim \frac{1}{t}$ der lokalen Ölfilm Dicke unter Einfluss konstanter Wandschubspannung verwendet [58] (siehe Anhang A). Die Integration der Ölfilm Dicke über die Messzeit [70] liefert die notwendige Korrektur der Terme außerhalb des Integrals. Zu bestimmende experimentelle Messgrößen sind folglich die Richtung der Wandstromlinien, die Ölfilm Dicke zu zwei Zeitpunkten und die temperaturabhängige

2. Grundlagen

Viskosität des Öls. Letztere wird in Anhang B beschrieben und für jedes Experiment ein geeigneter Wert μ verwendet.

Die Ölfilmstärke lässt sich mittels optischer Interferenz bestimmen. Aus der Vielzahl an bereits erfolgreich erprobten optischen Systemen [70] wie Laser in einer [87] oder mehreren Farben [19], LED in einer Farbe [9] oder weißes Licht [20, 58] wurde die 3-Farben-LED-Interferometrie als modernes, robustes und einfach umzusetzendes Verfahren gewählt. Dafür wurden 80 RGB-LED mit separat ansteuerbaren roten, grünen und blauen Leuchtelementen in einem kompaktem Strahler zu einer diffusen Hochleistungs-Lichtquelle zusammengebaut. Für die Untersuchung der 3D SGWW wurde, wie in Abb. 2.7 skizziert, ein 600×600 mm großes Leuchtfeld konstruiert, im transonischen 2D Experiment werden zwei Strahler aus identischen LED wie in Abb. 3.2 verwendet.

Das Spektrum der LED wurde mit dem Avantes AvaSpec-2048 USB2 Fiber Optic Spectrometer vermessen und die Wellenlängen λ_i mit der jeweils höchsten Lichtintensität von 631 nm (rot), 524 nm (grün) und 473 nm (blau) als Wellenlängen der drei RGB-Primärfarben zur Rekonstruktion der Interferenzbilder verwendet. Aus der gemessenen spektralen Halbwertsbreite der einzelnen Farbanteile wurde die Kohärenzlänge L_c des Lichtes und daraus resultierende Abnahme der Interferenz-Amplitude berechnet [38, 95]. Da diese Resultate jedoch nicht zu den experimentell gemessenen Interferenzintensitäten passt, musste L_c empirisch angepasst werden. Die in Abb. 2.9 verwendeten Werte von $L_c = 1,6 \mu\text{m}, 2 \mu\text{m}, 2,4 \mu\text{m}$ [60] der Farben Blau, Grün und Rot entsprechen dabei im Mittel nur 28% der theoretisch erwarteten Werte, ermöglichen aber eine sehr gute Reproduktion der Farben der Interferenzbilder wie später in Abb. 2.11 dargestellt. Für die Position der Interferenzmaxima und damit die folgende Ermittlung der Ölfilmstärke ist der genaue Wert von L_c nicht relevant und muss deshalb nicht präziser bestimmt werden.

Nach grundlegenden Prinzipien der geometrischen Optik [18, 58] ist die Interferenzintensität I_i der einzelnen Farbe i abhängig von dem optischen Wegunterschied ΔL .

$$I_i = I_{0,i} + I_{a,i} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta L^2}{L_{c,i}^2}\right) \cos\left(2\pi \frac{\Delta L}{\lambda_i}\right) \quad (2.21)$$

I_0 und I_a sind dabei die von den lokalen Reflektivitätseigenschaften des Ölfilms und der Modelloberfläche abhängigen Offset- und Amplitudenintensitäten. Aus der interferometrisch bestimmten Länge ΔL , dem lokalen Blickwinkel θ_B auf die Modelloberfläche und dem Brechungsindex n_{Oil} des Öls¹ [45] kann die Ölfilmstärke h bestimmt werden [20, 70].

$$h = \frac{\Delta L}{2\sqrt{n_{Oil}^2 - \sin^2(\theta_B)}} \quad (2.22)$$

¹Es ist nur der konstante Wert bei 25° C und ohne Angabe der Wellenlänge bekannt

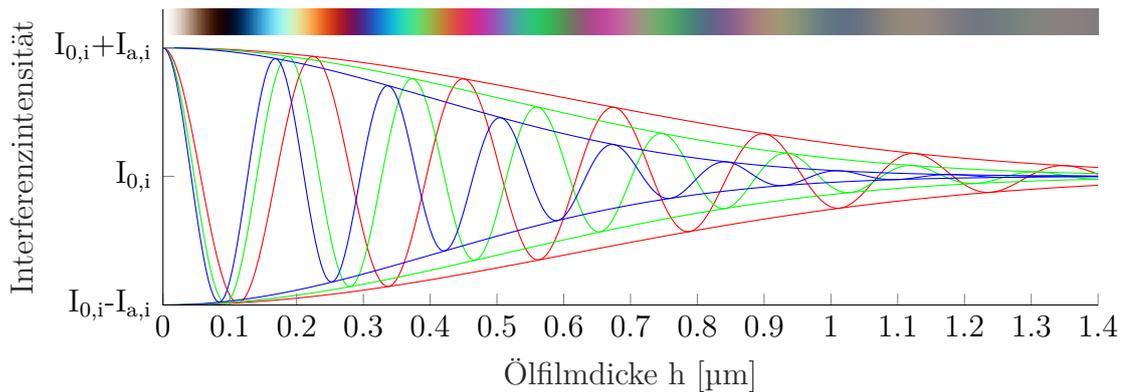


Abb. 2.9.: Theoretisch erwartete RGB Interferenz-Lichtintensitäten in Abhängigkeit von der Ölfilmstärke bei Wellenlängen von 631 nm (rot), 524 nm (grün) und 473 nm (blau) und Kohärenzlängen aus [60] unter Annahme von $\theta_B = 90^\circ$.

Andere Verfahren mit Weißlicht- oder Laserinterferometrie verwenden aus einer Sequenz von 100-1000 Bildern die zeitliche Entwicklung der Farbintensitäten zur Bestimmung der Ölfilmstärke [58]. Diese Auswertemethodiken scheitern jedoch insbesondere bei Kurzzeitmessungen an mangelnden Datenpunkten oder erfordern sehr teure Hochgeschwindigkeitskameras. Mit der in Abb. 2.9 erwarteten Interferenzintensität jeder Farbe kann aus einem einzelnen RGB-Bild die vorliegende Verteilung der interferometrischen Wegdifferenz ΔL , auf der Modelloberfläche bestimmt werden. Folglich reichen zwei aufgenommene Interferenzbilder für die Verwendung von Gl. 2.20 aus, wobei zusätzlich die Wandstromlinien aus einem dritten Bild, meistens aus einem getrennten Experiment bestimmt werden.

2.4.1. Computergestützte Bildauswertung

Die Bestimmung aller in Gl. 2.20 verwendeten Messgrößen aus den experimentellen Bildern und die Berechnung von τ ist ein sehr aufwändiger Prozess, insbesondere solange einige Schritte manuell durchgeführt werden müssen. Bereits in einer vorgehenden Arbeit [60] wurde deshalb ein Großteil der Prozesskette automatisiert und für dieses Projekt zusätzlich erweitert und auf weitere Anwendungsfälle verallgemeinert. Die Notwendigkeit eines solchen Programmes, welches alle Schritte der Auswertung vereint, wurde bereits häufig beschrieben und von mehreren OFI Forschungsgruppen teilweise umgesetzt [9, 20, 28, 57, 69]. Dennoch kann noch keines dieser Programme alle notwendigen Auswertungsschritte universell und automatisch erfüllen. Dieses Kapitel fasst die nötigen Auswerteschritte, verbesserte Automatisierung und notwendige Eingabewerte zusammen, um die Verteilung von C_f auf der Modelloberfläche zu erhalten.

Referenzierung der Rohbilder

Zunächst müssen die aufgenommenen Rohbilder optimiert werden, um im weiteren Verlauf eine präzisere Auswertung zu ermöglichen. Aufgrund von inhomogener Beleuchtung oder lokal variierenden Reflektionseigenschaften der Modelloberfläche schwanken die Intensitätsamplituden I_0 und I_a örtlich und sollten möglichst angeglichen werden. Dafür wird ein Bild der trockenen Modelloberfläche aufgenommen und jedes folgende Interferenzbild mit dieser initialen Intensität für jedes Pixel normiert. Zusätzlich kann sich das Modell während der Messung in der Bildebene verschieben. Ursachen dafür sind unter Anderem die Vibration des gesamten Windkanals oder die mangelnde Steifigkeit der Modellhalterung unter aerodynamischen Lasten. Auch dieser Versatz lässt sich durch einen automatisierten Vergleich mit dem Referenzbild korrigieren. Nur so kann sichergestellt werden, dass die Ölfilmvorderkante in unterschiedlichen Bildern pixelgenau an der gleichen Position ist.

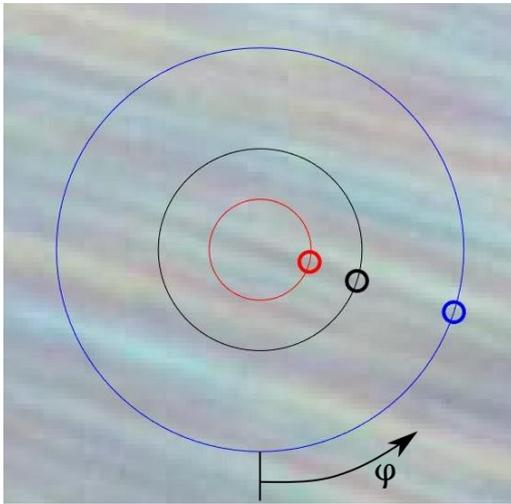
Bei simultaner Aufnahme der drei Farbkanäle kann es des Weiteren zu einer Überlagerung der LED-Spektren und der Transmissionsspektren der Kamerafilter in unterschiedlichen Farben kommen. So kann z.B. eine grüne LED zu einem geringen Anteil auch den blauen Farbkanal des resultierenden Bildes belichten. Dies wird im Folgenden als Übersprechen der Farbkanäle bezeichnet und in Kap. 4.3.2 quantifiziert. In der Referenzierung der Rohbilder werden unter Berücksichtigung dieser Messdaten die tatsächlichen relativen Intensitäten der Interferenz zurückgerechnet.

Fotogrammetrie und geometrische Berücksichtigung gebogener Oberflächen

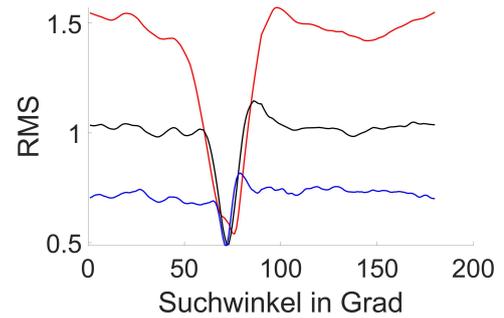
Die OFI Auswertung ist nur unter Berücksichtigung der Modellgeometrie möglich. Dafür werden Marker oder andere Punkte mit bekannter 3D Position in den Bildern identifiziert und mit bekannten fotogrammetrischen Methoden die relative Position und Orientierung der Kamera zum Modell berechnet. So lässt sich jedes Zentrum eines Pixels ohne Rundungsfehler einem exakten Ort auf dem virtuellen CAD Gitter zuordnen. Dadurch kann der für die Interferenzberechnung benötigte Blickwinkel θ_B auf die Modelloberfläche und zwecks räumlicher Integration des Ölvolumens auch der geometrische Abstand zu anderen Pixeln beziehungsweise Datenpunkten bestimmt werden. Ein Großteil der Auswertung kann mit diesen Informationen weiterhin in der Pixeldarstellung der aufgenommenen Bilder stattfinden, was die Rechenzeit deutlich verringert. Umsetzung und Resultate sind für den jeweiligen Windkanal in Kap. 3.2 und Kap. 4.3.2 beschrieben.

Bestimmung der Wandstromlinien

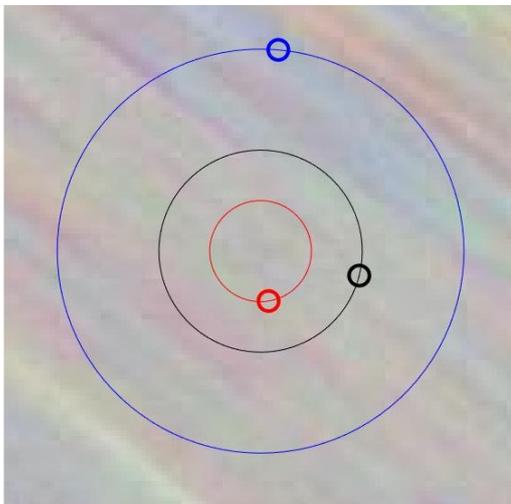
Je nach erwarteten Größenordnungen der Wandschubspannung und der verfügbaren Messzeit lassen sich empfohlene Werte der Ölviskosität für geeignete Interferenzbilder



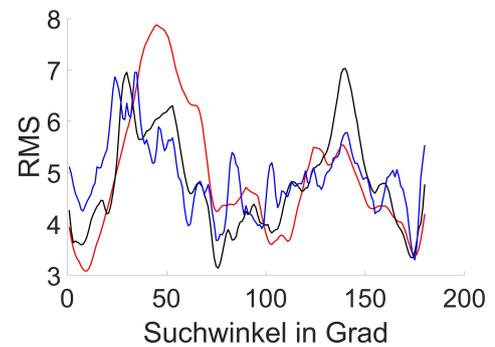
(a) Umgebung eines erfolgreich detektierten Pixels mit Suchradien von 10, 20 und 40 Pixeln und jeweils gefundene Richtungen.



(b) RMS-Differenzen der Farbwerte der Strahlen in jede Richtung zum zentralen Pixel.



(c) Siehe (a), Umgebung eines nicht erfolgreich detektierten Pixels.



(d) Siehe (b), RMS entlang aller Richtungen ohne deutliches Minimum.

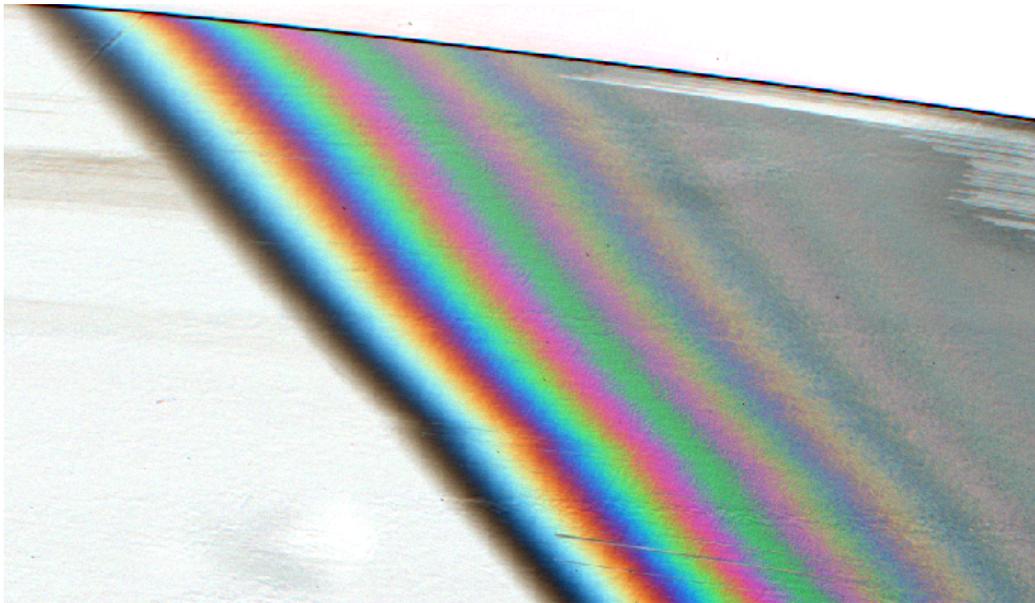
Abb. 2.10.: Stromlinienerkennungsverfahren an zwei Beispielen mit Ausschnitten des Bildes und gemessenen Farbabweichungen abhängig von der untersuchten Richtung. Bilder übernommen aus [60].

2. Grundlagen

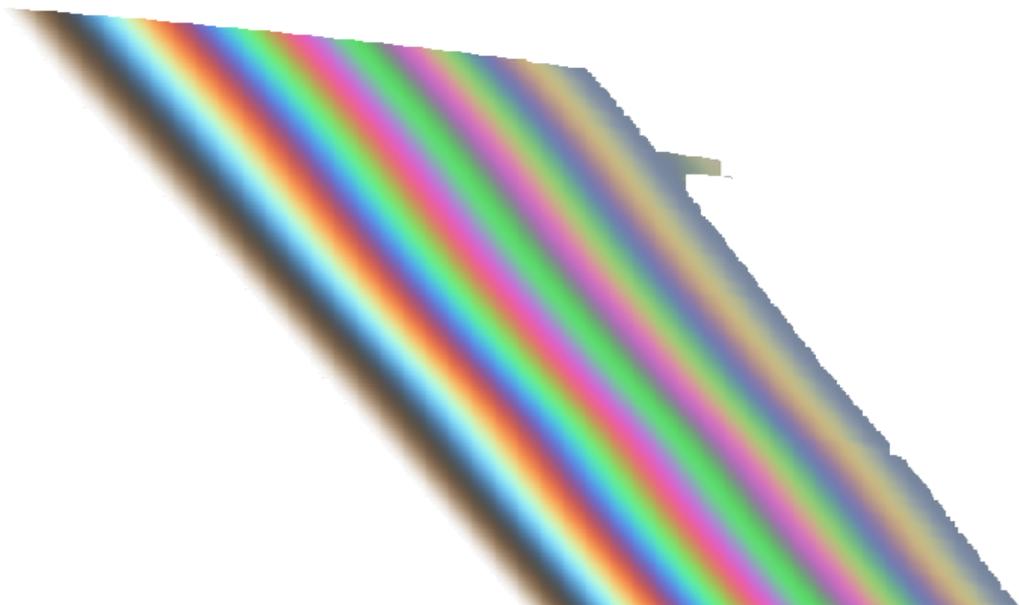
aus [70] (Abb. 28) entnehmen. Das dafür gewählte Öl wird für jedes Experiment als Öl mit hoher Viskosität bezeichnet. Für die Wandstromlinien werden Ölanstrichbilder mit niedrig-viskosem Öl untersucht. Die besten Resultate lassen sich mit etwa 5-10% der hohen Viskosität erzielen, sodass die gesamte Messfläche bereits nach einer kurzen Messzeit mit Öl benetzt ist. In den resultierenden Bildern entstehen Instabilitäten in der Ölfilmoberfläche, die in Rillen entlang der Wandschubspannungsrichtung resultieren. Diese haben eine andere Ölfilmstärke als die umgebende Ölfilmoberfläche und dementsprechend ist in der Interferenz eine andere Farbe sichtbar. Ein automatisches Auswertprogramm erkennt die Linien gleicher Farbe oder Lichtintensität und bestimmt die lokale Strömungsrichtung in jedem Pixel des aufgenommenen Bildes. Dieses, bereits in [60] beschriebene Verfahren ist nicht in jedem Pixel erfolgreich (siehe Abb. 2.10), weshalb unsichere Datenpunkte entfernt und fehlende Punkte aus dem Bereich der erfolgreichen Richtungsdetektion interpoliert werden müssen. Aus den lokalen Richtungsinformationen können sowohl diskrete Stromlinien als auch die lokale Breite n virtueller Stromröhren berechnet werden. Auch diese Schritte entsprechen grundsätzlich noch dem Verfahren der früheren Arbeit [60], auch wenn die Zuverlässigkeit, der Anwendungsbereich und die Automatisierung im Gegensatz zu dieser ersten Verwendung noch deutlich verbessert wurde. Aus dem Richtungsfeld können diskrete Stromlinien in ausreichender, lokal angepasster Dichte berechnet werden. Für jede Linie wird die Ölfilmvorderkante und das Ende des auswertbaren Interferenzmusters bestimmt und die Farbverläufe entlang dieser Linie ausgelesen.

Bestimmung der Ölfilmstärke

In einer ersten Iteration wird entlang jeder Stromlinie die Ölfilmstärke aus der extrahierten 1D Farbverteilung bestimmt. Die Detektion aller Intensitätsminima und Maxima liefert eine erste Abschätzung der Ölfilmstärke, typischerweise in Form einer Punktwolke mit mindestens 21 Datenpunkten (7-9 pro Farbkanal). Aus diesen Werten und der Farbverteilung entlang der Stromlinie als Plausibilitätsüberprüfung kann die optische Wegdifferenz der Interferometrie auf der gesamten Stromlinie zuverlässig ermittelt werden. Auch die Berechnung einer, im Gegensatz zum Regelfall entlang der Stromlinie lokal abnehmenden Ölfilmstärke ist mit der 3-Farben-Interferometrie ebenfalls möglich und wurde erfolgreich umgesetzt. Mit Gl. 2.22 wird die lokale Ölfilmstärke bestimmt und aus den Werten entlang jeder Stromlinie ein vollständiges, glattes Bild der 2D Verteilung des Ölfilms konstruiert. Daraus kann das dazugehörige Interferenzbild rekonstruiert und manuell auf Übereinstimmung mit dem Originalbild überprüft werden [58, 60]. Für beide Zeitpunkte werden die identischen Ölfilmvorderkanten und Stromlinien verwendet, die Ölfilmstärken zu beiden Zeitpunkten werden aber unabhängig voneinander bestimmt.



(a) Ausschnitt eines Interferenzbildes aus dem DNW-TWG bei $\alpha = 0,8^\circ$ im Bereich der turbulenten Grenzschicht mit diagonal aufgetragener Ölfilmvorderkante.



(b) Aus der ermittelten Ölfilmdeckenverteilung rekonstruierte Interferenzfarben.

Abb. 2.11.: 3-Farben LED Interferenzbild zur Bestimmung der Ölfilmstärke zum Zeitpunkt der Bildaufnahme. Oben das Originalbild für die Auswertung, unten die aus der resultierenden Ölfilmstärke und Gleichungen 2.21 sowie 2.22 rekonstruierten theoretischen Farbverläufe.

Integration entlang einer Stromröhre

Aus der flächigen Verteilung der Strömungsrichtung des Öls wird in jedem Pixel ein Maß der Divergenz oder Konvergenz der Stromlinien $\frac{dn}{ds}$ ermittelt. An der Ölfilmvorderkante wird ein normierter Startwert von $n(s = 0) = 1$ gesetzt, da für Gl. 2.20 nur die relative Änderung der Breite relevant ist. Die Berücksichtigung der geometrischen Abstände ds zwischen einzelnen extrahierten Datenpunkten entlang der Stromlinie (typischerweise 0,5 Pixel) ermöglicht die Berechnung des Faktors der lokalen Stromröhrenverbreiterung zweier aufeinanderfolgender Datenpunkte im Bild. Die Multiplikation dieser Faktoren entlang einer Stromlinie ergibt die gewünschte relative Stromröhrenbreite $n(x, z)$ in jedem Pixel. Anschließend ist die Integration des Ölvolumens einer virtuellen Stromröhre von der Ölfilmvorderkante bis zu jedem Pixel möglich.

Zuletzt wird die dynamische Viskosität des verwendeten Öls benötigt, welche stark von der Öltemperatur abhängt. Diese wird aufgrund der geringen Schichtdicke und den thermalen Eigenschaften des Öls als identisch mit der Temperatur der Modelloberfläche angenommen. Die Kalibrierung und vermessenen Viskositäten sind in Anhang B beschrieben.

Gleichung 2.20 kann mit diesen ermittelten Daten für jedes Pixel des Interferenzbildes unabhängig voneinander angewendet und somit der lokale Wert τ bestimmt werden. Der Datensatz wird nach der bekannten Zuordnung auf die 3D Koordinaten in Form eines typischen CAD Netzes exportiert, wobei nicht untersuchte Koordinaten als solche markiert werden. Gleichzeitig wird mit den Strömungsparametern des ausgewerteten Experimentes der dimensionslose Reibungsbeiwert (Gl. 2.3) berechnet und gespeichert. In dieser Form können die Ergebnisse mehrerer Kameras oder Testläufe kombiniert werden, indem noch nicht vermessene Bereiche mit den Ergebnissen anderer Experimente beschrieben und die Werte mehrfach vermessener Knoten gemittelt werden.

3. Studie am transsonischen 2D Flügelprofil

In der ersten Studie dieser Arbeit wurden die eingesetzten Mess- und Vorhersagetechniken, OFI und RANS Simulationen, in einem industriell relevanten Windkanal erprobt und validiert. Dafür wird zunächst die experimentelle und numerische Umsetzung beschrieben und Möglichkeiten der gegenseitigen Unterstützung dieser Methoden demonstriert. Die Ergebnisse werden mit den Daten früherer Studien am selben Modell verglichen und zum Abschluss dieses Kapitels wird das alternative GLOF-SFE Verfahren für diesen Anwendungsfall untersucht.

3.1. Modell und Windkanal

Der Transsonische Windkanal Göttingen (TWG)¹ ist ein Windkanal nach Göttinger Bauart mit austauschbarer Messstrecke. Bei Verwendung der adaptiven Messstrecke liegen die einstellbaren Strömungsparameter bei einer Machzahl von 0,3 bis 0,9, einer Einheitsreynoldszahl von bis zu $Re = 18 \cdot 10^6 \text{m}^{-1}$ und einem möglichen Gesamtdruck der Strömung von $(0,3 - 1,5) \cdot 10^5 \text{ Pa}$. Der Querschnitt der Messstrecke beträgt $1 \text{ m} \times 1 \text{ m}$ und die Länge 4,5 m.

Das in dieser Studie untersuchte VA-2 Modell war bereits seit 1984 Bestandteil wissenschaftlicher Forschungen [16, 44, 63, 65, 88] und ist für eine Design-Machzahl von $M = 0,73$ ausgelegt. Die in Abb. 3.1 dargestellte Kontur mit einer Profildicke von 127,5 mm und Profiltiefe von $c = 1 \text{ m}$ wurde hier als 2D Tragfläche mit einer Spannweite von 1 m in den Windkanal eingesetzt. Bei transsonischen Profilen hat die Strömungsgeschwindigkeit einen sehr starken Einfluss auf die Größe des Überschallgebietes auf der Saugseite der Tragfläche und damit auf die resultierende Druckverteilung am Modell. Bei überkritischen Flügelprofilen wird dieser Effekt gezielt zur Erhöhung des erreichbaren Auftriebes kontrolliert, wodurch aber auch der Wellenwiderstand aufgrund der Überschallströmungen betrachtet werden muss. An der Flügeloberfläche entstehen aufgrund der Krümmung Expansionswellen, welche von der Mach'schen Linie ($M=1$) reflektiert

¹<https://www.dnw.aero/wind-tunnels/twg/>

3. Studie am transsonischen 2D Flügelprofil

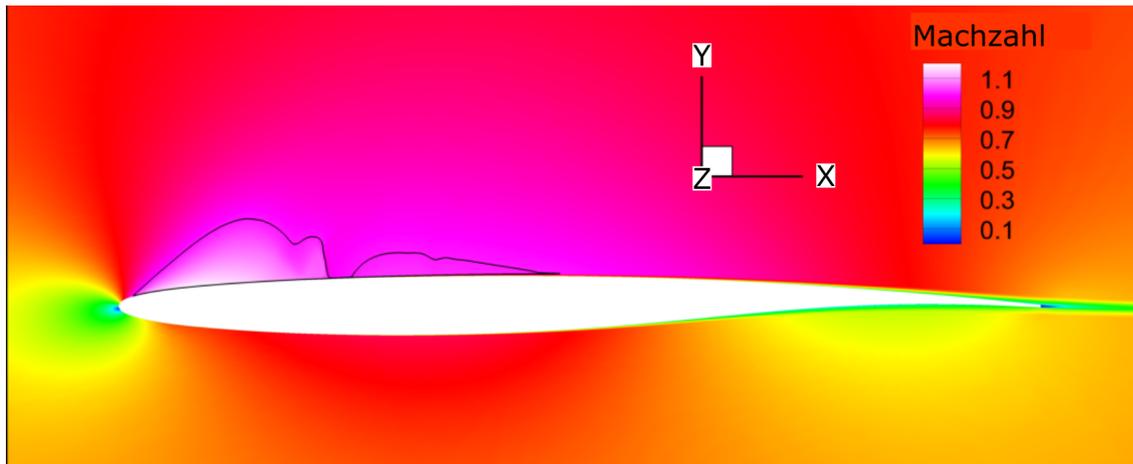


Abb. 3.1.: 2D RANS Machzahlverteilung der Umströmung des überkritischen VA-2 Profils mit Markierung der Mach'schen Linie ($M=1$) in schwarz für die den Anstellwinkel $\alpha = 1,2^\circ$ mit korrigierten Anströmungsbedingungen (Tab. 3.2).

und als Kompressionswellen auf den Flügel reflektiert werden ([6], S. 88). Unter entsprechenden Strömungsbedingungen erzeugen diese nach der erneuten Reflexion von der Flügeloberfläche einen senkrechten Stoß, der die lokale Überschallzone abschließt. Auch eine erneute Beschleunigung der Strömung aufgrund der Modellkontur und weitere Stöße sind möglich ([6], S. 118). Die Intensität und Position des Stoßes und dadurch der für die Auslegung des Profils relevante Wellenwiderstand ist dabei sehr stark von der Machzahl M der Anströmung sowie dem Anstellwinkel α des Profils abhängig. Dies wurde bereits in früheren Parameterstudien [63] ausgiebig untersucht, wobei der Gesamtwiderstand nur indirekt über Messungen des Nachlaufrechens bestimmt werden konnte. Eine Untersuchung der räumlichen Verteilung der Wandschubspannung und der Nachweis von Ablöseblasen ist noch nicht in ausreichender Qualität erfolgt [16]. Da Strömungsablösungen an Flügeln meist in einer erheblichen Reduktion des lokalen Auftriebes resultieren, sollten diese für den optimalen Einsatz von Profilen zuverlässig vermessen werden können.

Durch die erhebliche Verdrängung des Modells (12.75 % der Querschnittsfläche) würde bei festen Windkanalwänden eine Düsenwirkung und stärkere Beschleunigung der Luft entstehen, wodurch die Strömung noch stärker als im Freiflug beschleunigt wird. Mit der adaptiven Messstrecke wird der lokale Querschnitt des Kanals durch Anpassung der Kontur der oberen und unteren Wände so variiert, dass die induzierte Verdrängung eines 2D Modells nach Möglichkeit kompensiert wird. Die Wanddruckverteilung auf dem Modell entspricht dadurch möglichst akkurat der Verteilung, die im Freiflug zu erwarten wäre. Einflüsse durch die starren seitlichen Wände können dadurch nicht vollständig kompensiert werden, so dass eine solche Adaption nur im moderaten Anstellwinkelbereich von $\alpha \leq 1,2^\circ$ funktioniert. Bei $\alpha \geq 1,3^\circ$ konnte die notwendige Auslenkung der

Wand mechanisch nicht mehr realisiert werden, wodurch 3D Strömungseffekte am untersuchten Modell auftreten.

Strömungsbedingungen im TWG

Die nominellen Strömungsbedingungen im Windkanal waren bei allen vermessenen Anstellwinkeln dieser Studie identisch und entsprechen für eine direkte Vergleichbarkeit den Bedingungen bisheriger experimenteller Arbeiten [16, 17].

M	Re	P_0	T_0	$q_\infty = 0,5\rho u_\infty^2$
0,72	$9,6 \cdot 10^6$	80000 Pa	309 K	20555

Tab. 3.1.: Mittlere experimentelle Strömungsbedingungen für das VA2-Modell im TWG.

Die Varianz dieser Messgrößen in einzelnen Experimenten ist äußerst gering. Maximale Abweichungen des dynamischen Drucks q_∞ vom angegebenen Mittelwert betragen 0,01 %. Lediglich die Temperatur T_0 variiert zwischen Experimenten um maximal 5 K.

3.2. Experimentelle Umsetzung der OFI am 2D Profil

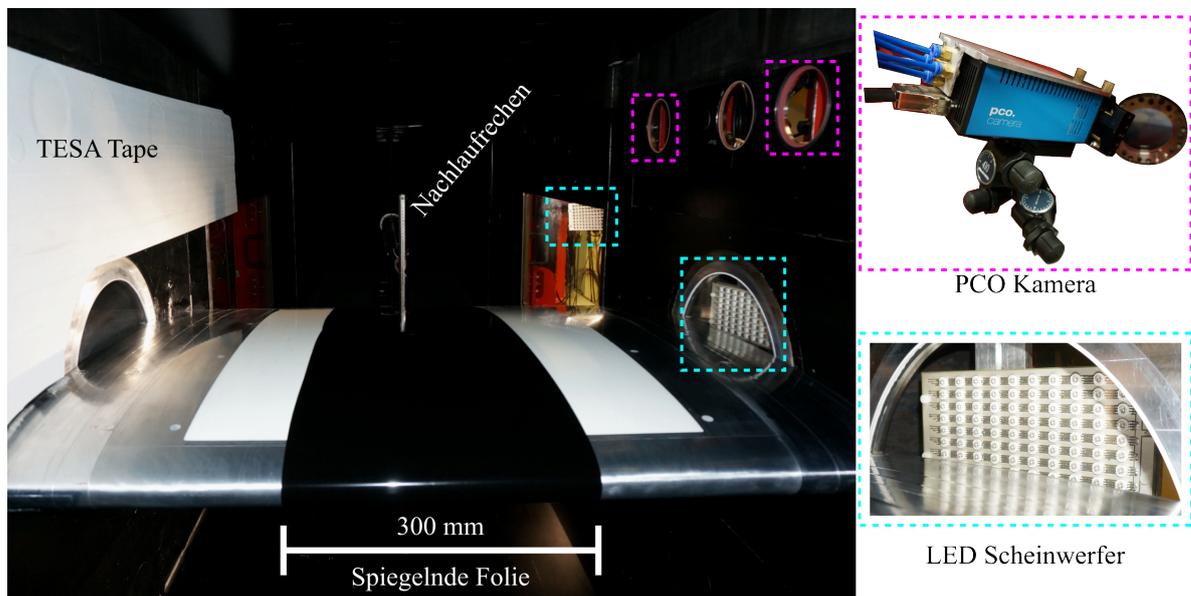


Abb. 3.2.: VA2-Modell im TWG und Darstellung des optischen Aufbaus für OFI Messungen mit zwei PCO Kameras außerhalb des Kanals und zwei LED Strahlern. Die Blickrichtung geht in Strömungsrichtung.

In Abb. 3.2 ist das verwendete Modell im Windkanal zu sehen. Die beiden PCO.4000 CCD Kameras nehmen jeweils durch ein Glasfenster in der Kanalwand unter einem flachen Winkel die Bilder für die vordere beziehungsweise hintere Flügelhälfte auf. Für die

3. Studie am transsonischen 2D Flügelprofil

korrekte Orientierung der Schärfeebene wird ein Scheimpflug Adapter in Kombination mit einem Objektiv mit 50 mm Brennweite (NIKKOR 50mm F/1.2 Ai-S) verwendet. Das trapezförmige Sichtfeld mit einer Breite von etwa 300-500 mm wird auf die 4008x2672 Pixel abgebildet, welche jeweils eine monochrome Helligkeitsauflösung von 14 bit haben. Aufgrund des großen, konvex gebogenen Modells ist für eine vollständige Ausleuchtung der Flügeloberseite eine über 3 m breite Leuchtfläche nötig, was nicht über eine aktive Lichtquelle realisiert werden kann. Stattdessen wurden zwei in der Abteilung entwickelte RGB-LED Scheinwerfer wie in Abb. 3.2 eingesetzt. Jeder Scheinwerfer besteht dabei aus einem Matrixfeld aus 8×10 der in Kap. 2.4 beschriebenen Hochleistungs-RGB-LED. Das Licht wird an der gegenüberliegenden Windkanalseite von dem aufgeklebten weißen Tape TESA® 4651 diffus gestreut und liefert dadurch den für die Bilder nötigen hellen Hintergrund. Die beklebte Fläche wurde so gewählt, dass aus Sicht beider Kameras bei allen vermessenen Anstellwinkeln des Modells der gewünschte Sichtbereich ausgeleuchtet ist. Unter Strömungsbelastung reißt das Tape von der Wand ab, weshalb die Vorderkante des beklebten Bereiches mit stärker haftendem Aluminium Tape fixiert werden musste. In den mittleren 300 mm des Modells (siehe Abb. 3.2) wurde eine glänzende schwarze PVC Folie (ORACAL® 970 Premium wrapping cast) aufgeklebt, um die notwendige spiegelnde Oberfläche für OFI zu erhalten. Durch die Foliendicke von 130 μm ($\approx 0,1\%$ der Profildicke) wird die Umströmung des Modells nicht messbar beeinflusst.

Zur Bestimmung der Position der Kameras relativ zum Modell wird bei ausgeschaltetem Windkanal eine Gitterfolie an einer bekannten Position auf dem Modell fixiert. Dies liefert einen ausreichenden Datensatz von bekannten 3D Positionen und zugeordneten Bildpixeln. Nach fotogrammetrischer Entzerrung der Bilder und Transformation auf ein virtuelles 3D Modell können die Daten beider Kameras vereinigt werden. In Abb. 3.3 ist der bis zu 150 mm breite Überlappungsbereich beider Kameras zu sehen. Auch wenn beide Kameras in diesen Bereichen die identische Ölfilmstärke h vermessen, ist aufgrund der unterschiedlichen Blickwinkel nach Gl. 2.22 das Interferenzmuster verschieden. Die Übereinstimmung der resultierenden Wandschubspannung aus beiden Datensätzen bestätigt aber die erfolgreichen Berechnungen der Fotogrammetrie, Gitterkalibrierung, Modellposition und Oberflächennormale.

Für die Aufnahme der Interferenzbilder jedes Messzeitpunktes werden die einzelnen LED Farben der Scheinwerfer zeitlich getrennt jeweils kurz aktiviert. Die Kameras nehmen damit für jeden Farbkanal der LEDs Graustufenbilder mit Zeitabständen von 100 ms auf. Diese Zusammenstellung der Triplets wird im Folgenden als ein RGB-Bild bezeichnet und der Fehler aufgrund der Zeitdifferenz der einzelnen Farbkanäle ist wie in Anhang E berechnet äußerst gering. Solch ein RGB Bild wird während der Messung alle 30 s aufgenommen.

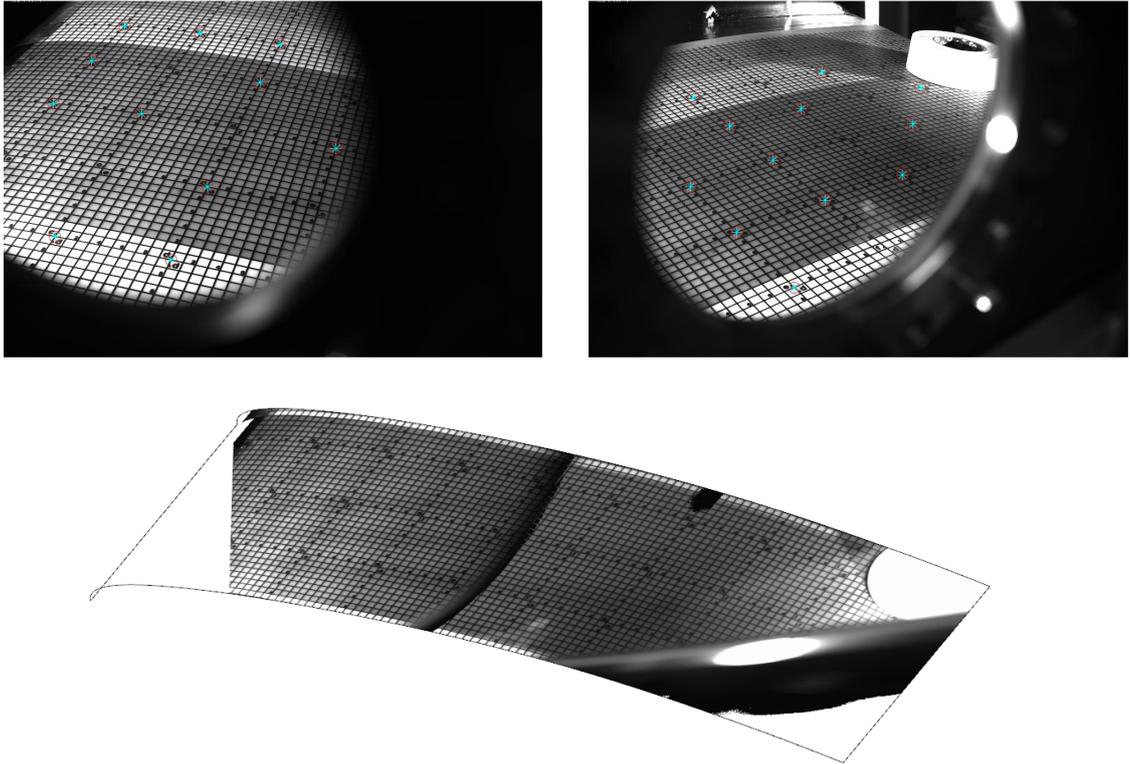


Abb. 3.3.: Fotogrammetrie-Bilder der beiden Kameras am TWG (oben) mit ausgewählten Bildmarkern auf der Gitterfolie. Als Ergebnis ist unten die gemeinsame Projektion beider Bilder auf das 3D Modell. Ein kleines Quadrat entspricht einem Zentimeter.

In den OFI Messungen wurden ELBESIL-Öle B der L. Böwing GmbH [45] verwendet. Diese Öle sowie die Messung der temperaturabhängigen Viskosität sind im Anhang B beschrieben. Eine Bestimmung der Temperatur der Modelloberfläche durch die im Modell eingebauten Temperatursensoren war aufgrund der geringen Wärmeleitfähigkeit und zu großer Distanz der Sensoren zur Oberfläche nicht erfolgreich. Stattdessen wurde für die initiale Auswertung die aus den Strömungsbedingungen T_0 , P_0 und M bestimmte Gleichgewichtstemperatur $T_{r,lam}$ der Strömung mit einem laminaren Rückgewinnfaktor von $r = 0,85$ [94] als Wandtemperatur des Modells angenommen. Der Messzeitraum ist mit 15-20 Minuten in jedem Experiment lang genug, dass eine Erreichung des Temperaturgleichgewichts zwischen Wand und Strömung zu erwarten ist. Mit der Kalibrationskurve in Abb. B.1 konnte daraus vorläufig eine für jeden Versuch eigene Ölviskosität angenommen werden. Zwecks eindeutiger Verständlichkeit wird hier im Text jedoch immer auf die nominelle Viskosität des verwendeten Öls verwiesen und nicht auf den tatsächlichen Wert im Experiment.

Mit der vorliegenden Kombination aus experimentellen Messungen und RANS Simulationen mit adiabaten Randbedingungen an der Modelloberfläche lässt sich diese Auswertung hier noch präziser als mit der gängigen, globalen Rückgewinntemperatur

3. Studie am transsonischen 2D Flügelprofil

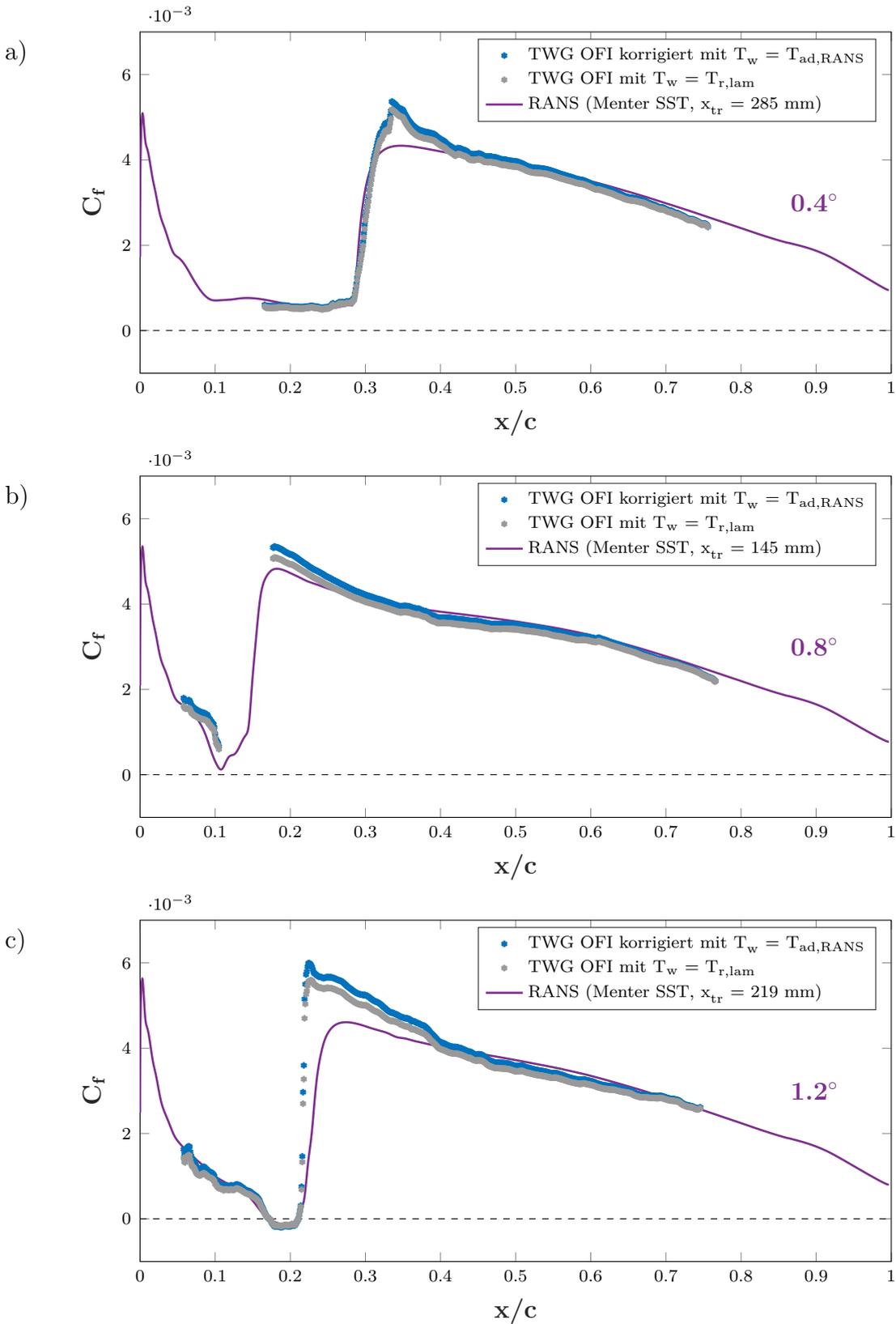


Abb. 3.4.: Korrektur des Reibungsbeiwertes unter Berücksichtigung der lokalen adiabaten Wandtemperatur im Gleichgewicht und dadurch bedingte Veränderung der Ölviskosität im Vergleich zur initialen Annahme der Temperatur einer laminaren Grenzschicht mit $r = 0,85$. a) $\alpha = 0,4^\circ$, b) $\alpha = 0,8^\circ$, c) $\alpha = 1,2^\circ$.

gestalten. Aus Gl. 3.1 kann mit den Strömungstemperaturen T_0, T_∞ und der resultierenden RANS Gleichgewichtstemperatur der Wand $T_w = T_{ad}$ der lokale Rückgewinnfaktor r der Strömung an jedem Ort des Profils bestimmt werden:

$$r = \frac{T_{ad} - T_\infty}{T_0 - T_\infty} \quad (3.1)$$

Mit der resultierenden Verteilung von $r(x)$ anstelle des konstanten Wertes von $r = 0,85$ wird so für die experimentellen Strömungsparameter eine genaue Verteilung der Modell-Gleichgewichtstemperatur $T_{ad,RANS}$ berechnet. Die resultierenden Temperaturen weichen um bis zu 6,9 K von der initialen Abschätzung ab. Mit Hilfe der Kalibrationskurve der Ölviskosität in Anhang B wird damit die lokale Viskosität $\mu(x)$ korrigiert und die Wandschubspannung $\tau_{korr} = \tau_{\mu=const.} \cdot \mu(x)/\mu_0$ um bis zu 14 % abgeändert. In Abb. 3.4 ist die Auswirkung dieser Korrektur für die final resultierenden Reibungsbeiwerte C_f der Messungen gezeigt. Diese Temperaturwerte sind aufgrund der numerischen Ermittlung mutmaßlich nicht identisch mit den experimentell vorliegenden Temperaturen und konnten experimentell nicht überprüft werden. Auch die Abweichung zwischen OFI und RANS Ergebnissen in Abb. 3.4 wird dadurch geringfügig erhöht, dennoch liefert diese Methode eine bessere Abschätzung als die konstante Wandtemperatur. In allen weiteren Ergebnissen werden daher nur noch diese korrigierten Daten verwendet.

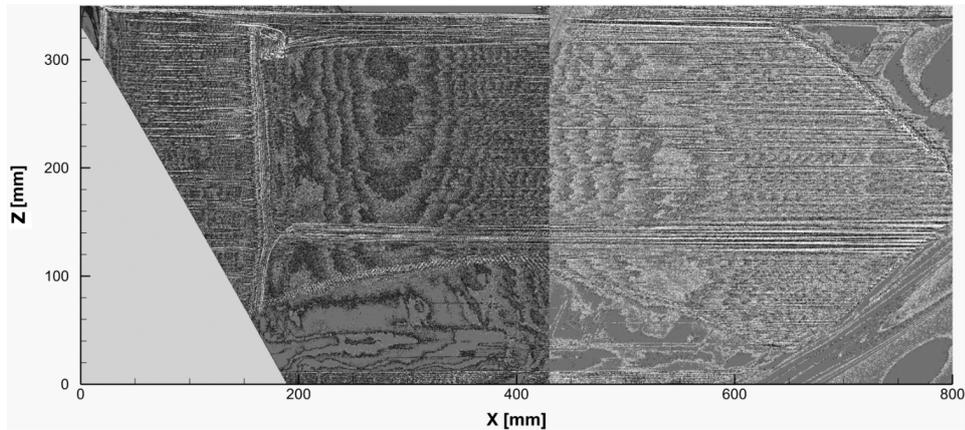


Abb. 3.5.: Entzerrte und kombinierte Stromlinienbilder für den Fall $\alpha = 1, 2^\circ$, zusammengesetzt aus beiden Kameras, zur Bestätigung der nahezu zweidimensionalen Strömung.

Für die Wandstromlinienbilder wird die gesamte Flügeloberseite mit einem niedrigviskosem Öl mit der Viskosität 20 cSt benetzt und der Windkanal 20 Minuten angeschaltet. Dadurch wird die Ölfilmstärke auf einem Großteil der Flügeloberfläche auf $h < 200 \mu\text{m}$ reduziert. In diesen dünnen Schichten sind die in Kap. 2.4 beschriebenen Streifen entlang der Wandstromlinien einfach zu erkennen und zu detektieren. Die Ergebnisse des in Abb. 3.5 dargestellten Kontrollversuches bestätigen die gut zu erkennende zweidimensionale Strömung mit Ausnahme der seitlichen Begrenzung der Ablöseblase. Dennoch liefert die

3. Studie am transsonischen 2D Flügelprofil

automatische Richtungserkennung bedingt durch Datenrauschen kein komplett glattes Strömungsfeld. Um mögliche Fehlmessungen auszuschließen wird hier die Strömungsrichtung nicht automatisch anhand der Bilder bestimmt, sondern in der $x - y$ Ebene tangential zur Modelloberfläche ohne Querströmungskomponente gesetzt.

Die experimentelle OFI-Vermessung der Wandschubspannung wurde für die Anstellwinkel $\alpha = 0, 4^\circ, 0, 8^\circ$ sowie $1, 2^\circ$ durchgeführt. Zur Erzeugung geeigneter OFI-Bilder wurde das viskosere Öl mit $\mu = 750\text{cSt}$ in diagonalen Streifen aufgetragen. Bei Verwendung dieses Öls wird im Verlauf des Experimentes nur ein kleiner Bereich stromab dieser Vorderkante benetzt (siehe Abb. 3.6) und kann zur Auswertung verwendet werden. Diese Art der Ölauftragung ermöglicht eine gleichzeitige Auswertung an unterschiedlichen Positionen der Flügeltiefe. Zur Vermessung weiterer Positionen wurde dieses Experiment mehrfach mit parallel verschobenen Streifen wiederholt, um in Summe einen möglichst großen Anteil der Flügeloberfläche zu vermessen. Ein resultierendes OFI-Bild ist in Abb. 3.6 dargestellt, wobei alle Bereiche außerhalb der reflektierenden Folie (spannweitig 300mm breit) bereits schwarz ausgeblendet wurden. Der optische Aufbau sorgt lediglich für eine störungsfreie Belichtung des oberen Bildbereiches. Im unteren Viertel ist ein Schatten mit lediglich 14% der Lichtintensität des restlichen Bildes zu sehen. Die hier sichtbaren Interferenzstreifen lassen sich dank der Verrechnung mit einem Referenzbild ohne Öl trotzdem erkennen, werden aber aufgrund des schlechten Signal-Rausch-Verhältnisses nicht für die Auswertung verwendet.

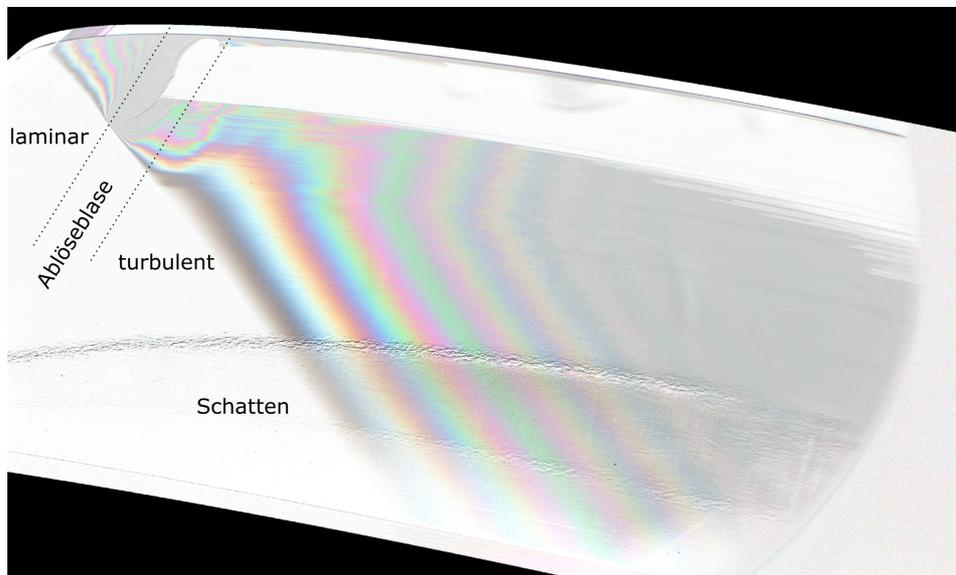


Abb. 3.6.: Interferenzbild von Kamera 1 am VA-2 Modell bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 0, 8^\circ$ nach Verrechnung mit dem Referenzbildes ohne Öl. Links oben, wie eingezeichnet, der laminare Bereich mit geringem Interferenzstreifenabstand, gefolgt von der Ablöseblase nahezu ohne Ölbewegung und dem turbulenten Bereich mit größerem Streifenabstand. Unten ein für die Auswertung nicht geeigneter Schattenbereich.

Detektion von Ablöseblasen

Die Berechnung der Wandschubspannung nach Gl. 2.20 ist nur möglich, wenn der Startpunkt der Stromröhre auf die Ölfilmvorderkante gelegt wird. Des Weiteren muss der Ölfilm entlang der gesamten Stromröhre ausreichend dünn sein ($h < 1,5 \mu\text{m}$), um aufgrund der geringen Kohärenzlänge des Lichts (Abb. 2.9) noch ein ausreichendes Farbsignal zu beobachten. Durch das angestaute Öl entlang der Ablöselinie ist dort die Ölfilmstärke nicht mit den hier eingesetzten Methoden auswertbar und damit die Volumenintegration unmöglich. Dadurch ist die Vermessung von 2D Ablöseblasen im Allgemeinen nicht möglich. Für alle Punkte in oder stromab der Ablöseblase müsste die virtuelle Stromröhre exakt an der Anlegelinie bei $\tau = 0$ beginnen. Nur so kann die notwendige Bedingung eines einzigen Zu- oder Abflusspunktes für den Massenstrom erfüllt werden. Die genaue Position der Anlegelinie ist a priori unbekannt und diese Lösung damit nicht realisierbar. Hier konnte dennoch eine negative x -Komponente der Wandschubspannung vermessen werden, wofür zwei unübliche Strömungseigenschaften notwendig sind:

Erstens handelt es sich lokal näherungsweise um eine 2D Strömung, eine Wandstromlinie wird folglich auf den Ablösepunkt treffen und dort enden. Jedoch entspricht die gerade Fortsetzung dieser Linie über den Ablösepunkt hinaus genau der Wandstromlinie innerhalb der Ablöseblase, über welcher die Strömung am identischen Punkt ablöst. Diese beiden Linien sowie die dritte Wandstromlinie nach dem Wiederanlegepunkt werden in der Auswertung als eine kombinierte, gerade Linie s betrachtet. Die Auswertung entlang dieser Linie verläuft monoton in x -Richtung, jedoch darf die Wandschubspannung rechnerisch auch antiparallel zu diese Linie verlaufen ($\tau_x < 0$).

Zweitens entsteht bei anderen Strömungsbedingungen wie niedrigerem Anstellwinkel oder kleinerer Machzahl über dem Flügelprofil keine Ablöseblase. Dadurch kann ein dünner Ölfilm ausgebildet werden, dessen Vorderkante mit $h = 0$ vor der Ablöseblase startet und dessen Dicke an jedem Ort ausreichend gering für die Analyse ist. Werden mit diesem Startzustand des Ölfilms durch Erhöhung der Windkanalgeschwindigkeit die für eine Ablöseblase notwendigen Strömungsparameter erreicht, so strömt das Öl an Orten der Ablöseblase in negative x -Richtung und die Ölfilmstärke nimmt zu. Bis zur unvermeidlichen Anstauung des Ölfilms an der Ablöselinie entsteht ein kurzes Zeitfenster in der Gl. 2.20 stromauf, innerhalb sowie stromab der Ablöseblase anwendbar ist und die gesamte Modelloberfläche vermessen werden kann.

3.3. 2D RANS Simulation

Begleitend zu den experimentellen Messungen wurden stationäre RANS Simulationen der verwendeten Modellgeometrie durchgeführt. Mit dieser Analyse sollten die beobach-

3. Studie am transsonischen 2D Flügelprofil

teten Diskrepanzen zwischen der aktuellen experimentellen Studie und parallel entstandenen GLOF-SFE Ergebnissen am gleichen Modell [17] geklärt und besser verstanden werden. RANS ist für diese transsonische Profilmströmung ein gut geeignetes Verfahren [44, 74] und lässt sich mit nur wenig numerischem Rechenaufwand realisieren. Damit lässt sich nicht nur der Reibungsbeiwert auf eine dritte Art bestimmen, sondern auch eine Abschätzung aller weiteren relevanten Strömungsparameter treffen. Dies ermöglicht tiefere Einblicke in die experimentelle Auswertung und die Quantifizierung systematischer Fehler wie getätigte Vereinfachungen und vernachlässigte Kräfte. Ausgehend von dem in [16] verwendeten Modell musste die Kontur wie in Anhang C beschrieben geglättet werden, bevor sie für RANS Simulationen verwendbar war.

Durch die OFI-Wandstromlinienbilder konnte bestätigt werden, dass im untersuchten zentralen Streifen des Flügels bei Winkeln von $\alpha \leq 1,2^\circ$ eine zweidimensionale Strömung vorliegt. Deshalb wurde mit dem DLR-Tau-Code unter Verwendung des Menter SST Turbulenzmodells eine numerische 2D RANS Simulation des Strömungsfeldes im Freiflug ohne Windkanal durchgeführt. Bei dieser Transformation der Windkanalströmung zum 2D Freiflug des Flügelprofils müssen zum Erreichen der gleichen Strömungsphysik der Anstellwinkel sowie die Machzahl der Strömung geringfügig reduziert werden. Die von Hebler et al. [30] vorgeschlagenen Korrekturen von $\Delta M = -0,01$ und $\Delta\alpha = -0,30^\circ$ für die DNW TWG Testbedingungen wurden später von Piotrowski und Zingg für das VA-2 Modell verwendet [74]. Für die genaue Bestimmung dieser Korrekturen wurden in der aktuellen Studie nicht nur die experimentellen C_p Verteilungen aus [16, 17], sondern auch die eigens gemessenen Reibungsbeiwertverteilungen verwendet. Letztere waren insbesondere für die Bestimmung der laminar-turbulenten Transitionlage x_{tr} auf der Flügeloberseite wertvoll. Diese wurde für jede Konfiguration anhand des charakteristischen Anstiegs der Wandschubspannung detektiert und in der RANS Simulation an jener Position festgesetzt. Bei dem strömungstopologisch interessantesten Fall von $\alpha = 1,2^\circ$ konnten damit die notwendigen Korrekturen auf $\Delta M = -0,015$ und $\Delta\alpha = -0,10^\circ$ präzisiert werden. Ausschlaggebend für diese Wahl war die RMS-Abweichung zwischen experimenteller und numerischer Druckverteilung für die globale Übereinstimmung, die maximale Druckabweichung zur Detektion abweichender Stoßpositionen sowie der Anstieg des C_f Wertes. Die gleichen Korrekturen haben sich für die anderen untersuchten Fälle als ebenfalls geeignet herausgestellt. Die resultierenden Werte der verwendeten Machzahl, Transitionlage und Anstellwinkel für jede numerisch untersuchte Konfiguration sind in Tab. 3.2 aufgelistet.

Ohne diese, oder unter Verwendung geringfügig falscher Werte ist die numerische Vorhersage der Stoßposition und Intensität und dadurch bedingte Lage und Größe der Ablöseblase unmöglich [78]. Eine 3D Simulation des gesamten Modells sowie der Teststrecke ist numerisch extrem aufwändig und konnte im Rahmen dieser Promotionsarbeit nicht

in Angriff genommen werden. Als Alternative wäre eine 2D Simulation mit oberer und unterer Windkanalwand denkbar. Dies wurde hier unter Verwendung bekannter experimenteller Grenzschichtdicken der TWG Kanalwand [59, 75] versucht, jedoch sind auch in diesem Fall entsprechende Korrekturen von M und α nötig, teilweise sogar mit größerer Amplitude. Die Ergebnisse dieses gescheiterten Versuches werden in dieser Arbeit nicht präsentiert.

α (Exp)	M_∞ (Exp)	α (RANS)	M (RANS)	x_{Tr} (RANS)
$0,4^\circ$	0,72	$0,30^\circ$	0,705	0,285 m
$0,8^\circ$	0,72	$0,70^\circ$	0,705	0,145 m
$1,2^\circ$	0,72	$1,10^\circ$	0,705	0,219 m

Tab. 3.2.: Numerische Korrekturen des Anstellwinkels α und der Machzahl M zur Kompensation der fehlenden Windkanalwände der 2D RANS Simulation im Freiflug.

Mit der Reduktion der Machzahl wurde auch die Reynoldszahl entsprechend angepasst, um alle anderen Strömungsparameter konstant zu halten. Das strukturierte Gitter hat am Profil eine Auflösung von 0,5 mm entlang der Kontur, und 1 μm senkrecht zur Modelloberfläche, was sich in einen dimensionslosen ersten Wandabstand von $y^+ = 0,2$ in der laminaren und $y^+ = 0,35$ in der turbulenten Grenzschicht umrechnen lässt. Die summierte Ausdehnung der 80 Prismenschichten beträgt 29,6 mm und beinhaltet die gesamte Grenzschicht der Profilmströmung. Diese RANS Rechnung wurde im Backward Euler Verfahren mit dem zentralen Diskretisierungsschema durchgeführt. Als Konvergenzkriterium wurde ein relatives Dichteresiduum von $8 \cdot 10^{-7}$ gewählt. Weitere Details der numerischen Umsetzung sind in Anhang F, Tab. F.1 aufgelistet.

3.4. Ergebnisse

3.4.1. RANS Wanddruckverteilungen

Abbildung 3.7 zeigt den resultierenden Druckverlauf der RANS Simulationen im Vergleich zu den experimentellen Messdaten aus [17] auf der Ober- und Unterseite des Flügelprofils. Ohne Anpassung von M und α (Abb. 3.7 c, rot gepunktet) ist keine gute Übereinstimmung des Wanddrucks auf der Flügeloberseite zu sehen und der Stoß befindet sich deutlich weiter stromab.

Nur mit Hilfe der Modifikation von Machzahl und Anstellwinkel konnten für $\alpha = 0,4^\circ$ und $\alpha = 0,8^\circ$ die experimentellen Ergebnisse adäquat in der 2D RANS Simulation wiedergegeben werden. Auch die früheren RANS Rechnungen von Piotrowski [74] mit dem SA-neg-noft2 Turbulenzmodell bestätigen diese Anpassung. Für $\alpha = 1,2^\circ$ passt die in

3. Studie am transsonischen 2D Flügelprofil

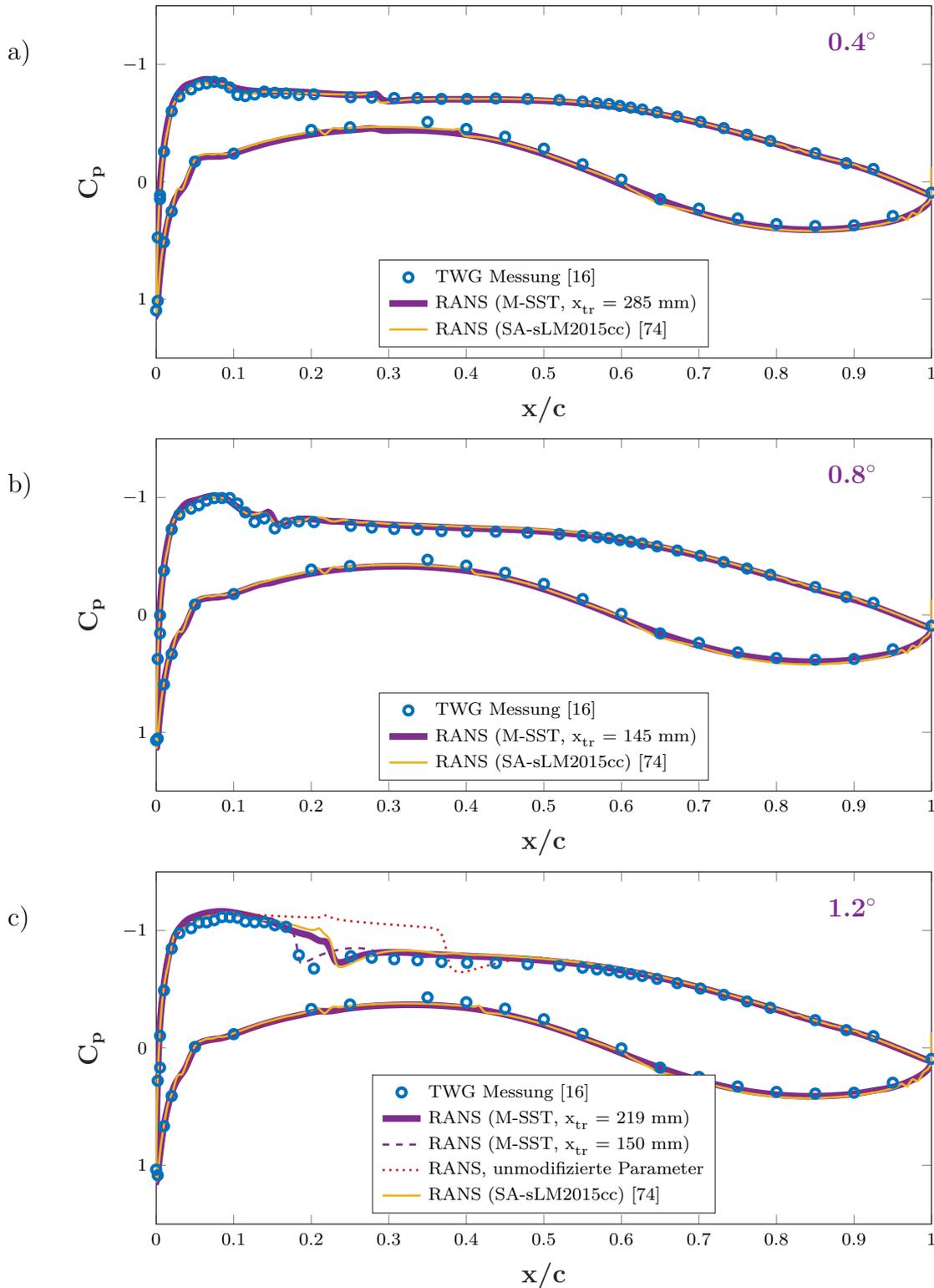


Abb. 3.7.: Experimentell gemessener Wanddruck für a) $\alpha = 0,4^\circ$, b) $\alpha = 0,8^\circ$, c) $\alpha = 1,2^\circ$ aus [16] im Vergleich zu numerischen Simulationen vor und nach der Korrektur von α und M nach Tab. 3.2 sowie den Simulationen aus [74].

Abb. 3.9 mit OFI gefundene Transitionslage $x_{tr} = 0,219$ m jedoch nicht zu den gemessenen Wanddruckverteilungen in Abb. 3.7 c (blaue Kreise). Dies liegt möglicherweise an der experimentellen Umsetzung der Druckmessung, da die Druckmessstellen von Constantini [17] in Strömungsrichtung exakt hintereinander angebracht waren. Gefahr einer lokalen Kontamination der laminaren Grenzschicht durch Druckanbohrungen ist gut bekannt, so dass eine dadurch vorgezogene Transition nicht auszuschließen wäre. Jedenfalls konnten diese experimentellen Druckverteilungen aus [17] numerisch mit stromauf verschobenen Positionen von $x_{tr} = 0,075$ m, $0,095$ m und $0,150$ m bei den Anstellwinkeln von $0,4^\circ$, $0,8^\circ$ und $1,2^\circ$ sehr gut reproduziert werden (Abb. 3.7 c, gestrichelte Linie). Der Einfluss der Transitionslage auf die beiden flacheren Anstellwinkel (Abb. 3.7 a und b) ist dabei sehr gering und wird hier nicht weiter betrachtet. Zur Wiedergabe der in der OFI Messkampagne vorliegenden Strömung wurden für die Auswertung die in Tab. 3.2 angegebenen Werte verwendet.

3.4.2. Spannweitig gemittelte C_f Messdaten

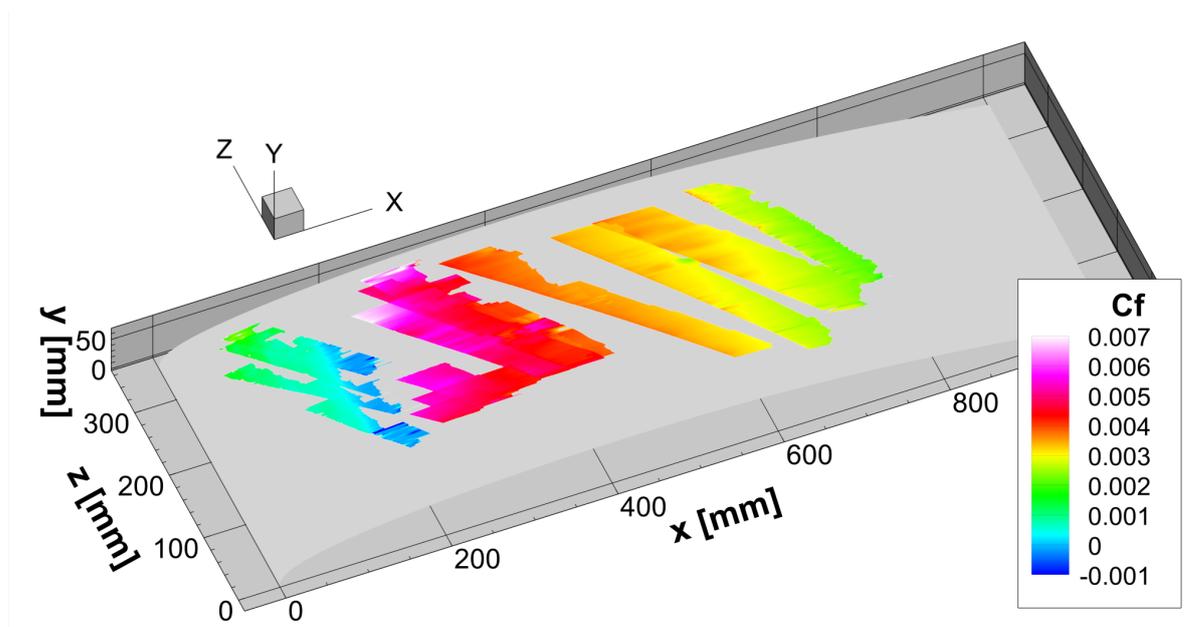


Abb. 3.8.: Mit OFI gemessene Wandschubspannung auf der Oberseite des VA2-Modells für $\alpha = 1,2^\circ$ aus Kombination von 8 Experimenten mit unterschiedlichen Ölauftragungspositionen und Zusammenführung beider Kameras.

In Abb. 3.8 ist der gesamte Datensatz der mit OFI auf der Flügeloberseite ermittelten Wandschubspannung dargestellt. In jedem Windkanalversuch konnte das Öl an zwei räumlich ausreichend getrennten Bereichen aufgetragen werden, wodurch zwei Bereiche des Modells gleichzeitig, aber trotzdem unabhängig voneinander vermessen werden konnten. Die Vereinigung der Resultate von 4-8 Windkanalversuchen (je nach Konfigu-

3. Studie am transsonischen 2D Flügelprofil

ration) resultiert in der dargestellten vermessenen Fläche. Die grauen Bereiche wurden von keinem der Ölstreifen abgedeckt.

Zum besseren Vergleich mit den 2D RANS Rechnungen sowie einer Abschätzung der experimentellen Messfehler wurden diese Daten spannwitig gemittelt. Für jeden Datenpunkt in Strömungsrichtung (alle 0,5 mm) wurde ein mittlerer experimenteller C_f Wert und seine Standardabweichung bestimmt. Dabei wurden nur Daten des zentralen Bereiches mit einer spannwitigen Breite von 250 mm berücksichtigt, um Messfehler durch unzureichende Belichtung auszuschließen. Die resultierenden Ergebnisse sind für alle untersuchten Anstellwinkel in Abb. 3.9 dargestellt.

Für den Fall $\alpha = 0,4^\circ$ in Abb. 3.9 a) gibt es eine sehr gute Übereinstimmung der experimentellen Werte mit den RANS Ergebnissen im Bereich der laminaren und transitionellen Grenzschicht. Nach Umschlag der laminaren Grenzschicht zur Turbulenz wird der maximal experimentell erreichte Peak der C_f Werte numerisch nicht erreicht. Die Unterschätzung der Spitzenwerte unmittelbar nach der Transition sind ein bekanntes Problem der verwendeten RANS Strömungslöser [12, 81]. Die Ergebnisse der numerischen Studie aus [74] werden bis auf die Effekte der welligen oder in zweiter Ableitung un stetigen Modelloberfläche bestätigt. Diese sind vor Allem im Nasenbereich $x/c < 0,1$ sowie $x/c \approx 0,9$ deutlich zu erkennen. Die numerische Transitionsvorhersage in [74] hat somit die experimentelle Position der Transitionslage sehr präzise getroffen. Über dem Profil entsteht nur ein sehr kleines Überschallgebiet mit einem schwachen Stoß an $x/c < 0,2$, $P_2/P_1 = 1,06$, der nicht unmittelbar zur Transition führt.

In der Konfiguration $\alpha = 0,8^\circ$ in Abb. 3.9 b) liegen alle drei Kurven sehr gut übereinander, wobei experimentell keine Daten im transitionellen Bereich aufgenommen werden konnten. Dies liegt an der durch den Druckanstieg stark unterdrückten Wandschubspannung unmittelbar vor der Transition, die zur Aufstauung des Öls im OFI-Versuch geführt hatte. Somit kann auch die Existenz einer Ablöseblase experimentell nicht vollständig ausgeschlossen werden. Numerisch wird keine Ablöseblase beobachtet, aber die Stoßintensität ist bei dieser Konfiguration ausreichend stark um die Transition einzuleiten ($P_2/P_1 = 1,11$ im Strömungsfeld 25 mm oberhalb des Modells). Die beiden dargestellten RANS Simulationen verlaufen trotz leicht abweichender Kombination der simulierten Anströmparameter M_∞ und α nahezu identisch und unterscheiden sich nur aufgrund des in Anhang C beschriebenen Oberflächendefekte der in [74] verwendeten Modellkontur. Dies bestätigt die in den eigenen Simulationen beobachtete Stabilität der RANS Lösungen in dieser Konfiguration gegenüber kleinen Änderungen in M oder α .

In der dritten Konfiguration mit $\alpha = 1,2^\circ$ in Abb. 3.9 c) wurde sowohl experimentell als auch numerisch eine stoßinduzierte Ablöseblase nachgewiesen ($P_2/P_1 = 1,29$). Direkt nach der Anlegelinie ist ein sprunghafter Anstieg des C_f Wertes zu sehen, was die Folge einer laufenden oder abgeschlossenen stoßinduzierten Transition sein könnte. Dies

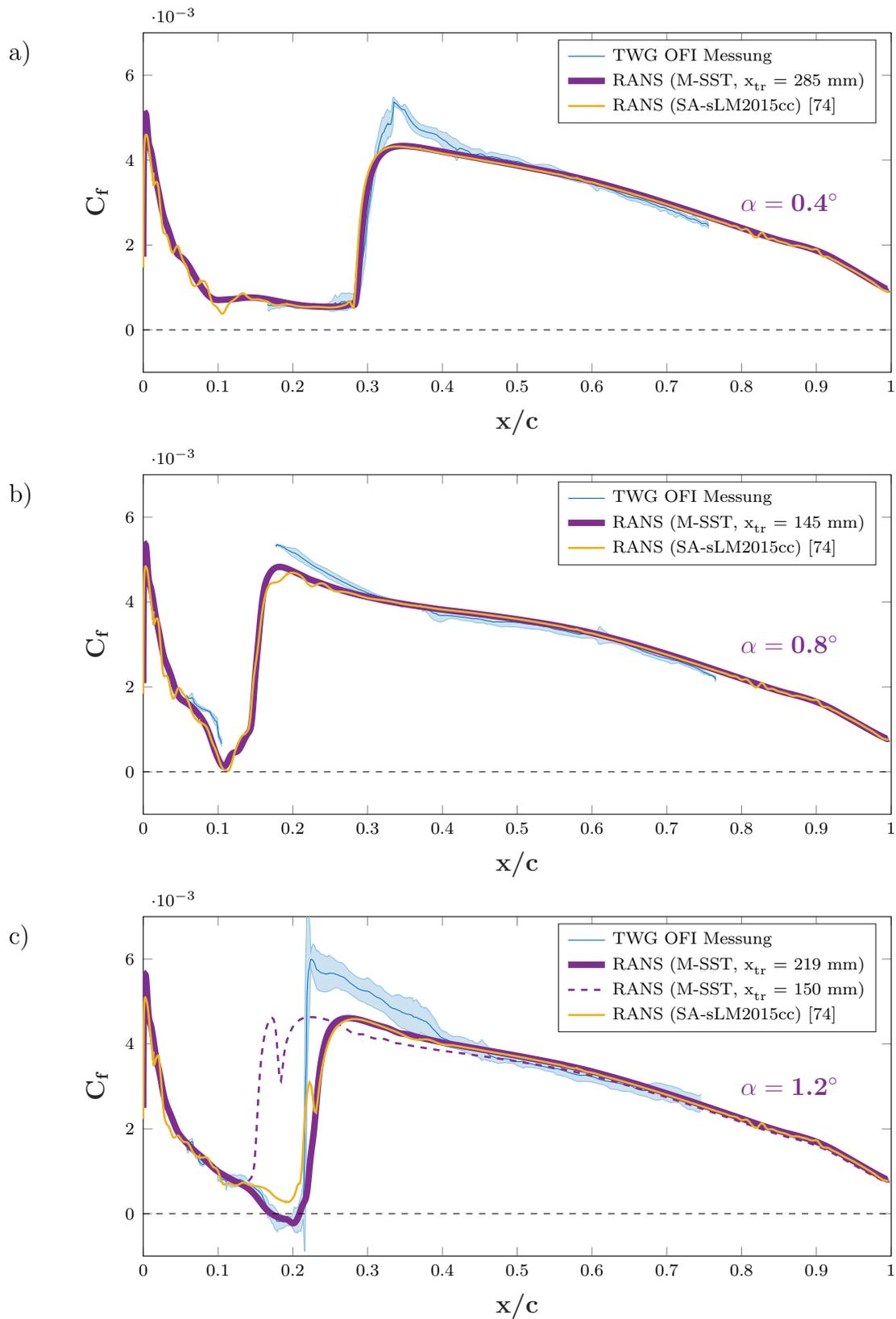


Abb. 3.9.: Experimentell gemessener C_f Beiwert für a) $\alpha = 0,4^\circ$, b) $\alpha = 0,8^\circ$, c) $\alpha = 1,2^\circ$ der OFI Messung (blau); verglichen mit RANS Ergebnissen der aktuellen Messung sowie von Piotrowski [74].

3. Studie am transsonischen 2D Flügelprofil

kann numerisch durch den Transitionsbeginn an der Anlegelinie und der darauffolgenden numerischen Turbulenzproduktion nur in abgeschwächter Form wiedergegeben werden. Die Ergebnisse der beiden anderen RANS Simulationen zeigen Abweichungen aufgrund der nicht ideal getroffenen Transitionslage: In der Kurve aus [74] (gelb) ist eine Welle im Anstieg des C_f Wertes (bei $x/c = 0,23$) zu sehen, die aus den aktuellen Simulationen mit einer minimalen Verschiebung der Transitionslage stromab reproduziert werden kann. Die gestrichelte Kurve entspricht der resultierenden C_f Verteilung mit der durch die Drucksensoren induzierten Transition bei $x_{tr} = 150$ mm. Diese frühe Transition ist im Vergleich mit der OFI Messung offensichtlich falsch und wurde ausschließlich zur Erklärung der abweichenden Druckwerte in Abb. 3.7 verwendet.

3.4.3. Kritische Bewertung des GLOF-Verfahrens mit synthetischen Bildern

Eine weiterentwickelte und modifizierte Variante des GLOF-SFE Verfahrens von Liu [54] wurde 2021 an dem VA-2 Modell unter identischen Bedingungen [17] wie in der aktuellen OFI Studie angewendet. Auch bei diesem Verfahren wird ein Ölfilm vermessen, der jedoch eine deutlich höhere Viskosität aufweist und dadurch im Experiment Ölfilmstärken von $h \approx 100$ μm erreicht. Durch den Einsatz von Lumineszenzpartikeln wird von diesem Ölfilm eine Lichtintensität proportional zur Ölfilmstärke emittiert und somit ein normiertes Maß der Ölfilmstärke bestimmt. Wie in Kap. 2.3 beschrieben wird im GLOF-SFE Verfahren alleine aus einer zeitlichen Serie von Bildern dieses Messwertes die normierte Wandschubspannung bestimmt. Die finalen Ergebnisse dieser Studie aus [17] werden in Abb. 3.10 für alle drei untersuchten Anstellwinkel α mit den hier erhaltenen Daten aus OFI Messung und RANS verglichen. Dabei liegen alle Kurven als spannenweitig gemittelte und normierte Werte $C_f(x)$ vor. Verschiedene GLOF-Kurven für die gleiche Konfiguration in Abb. 3.10 entsprechen dabei einzelnen Messpunkten (letzte zwei Ziffern der Bezeichnung), die in vier getrennten Versuchsreihen (S1-S4) vermessen worden sind. Die Bezeichnung S103 entspricht z.B. dem dritten Messpunkt in der Versuchsreihe S1. Wie man sieht, weichen diese Verläufe sowohl untereinander als auch von den aktuellen OFI-Ergebnissen stark ab, insbesondere die Transitionslagen mit einem starken Anstieg von C_f erwecken einen sehr inkonsistenten Eindruck.

Zur Überprüfung der Ursache dieser Abweichungen wurde die zeitliche Entwicklung eines virtuellen Ölfilms mit einer Viskosität von 1000 cSt und einer anfänglichen Dicke von maximal 100 μm und einem Übergang zu $h = 0$ an $x/c = 0,1$ auf der Flügeloberseite numerisch modelliert (siehe Abb. 3.11a). Die zeitliche Veränderung der Ölfilmstärke kann mit Gl. 2.18 und den Ergebnissen der jeweiligen RANS Simulation für τ und P berechnet werden. Die Differentialgleichung kann für jeden Zeitschritt iterativ nach [13] gelöst wer-

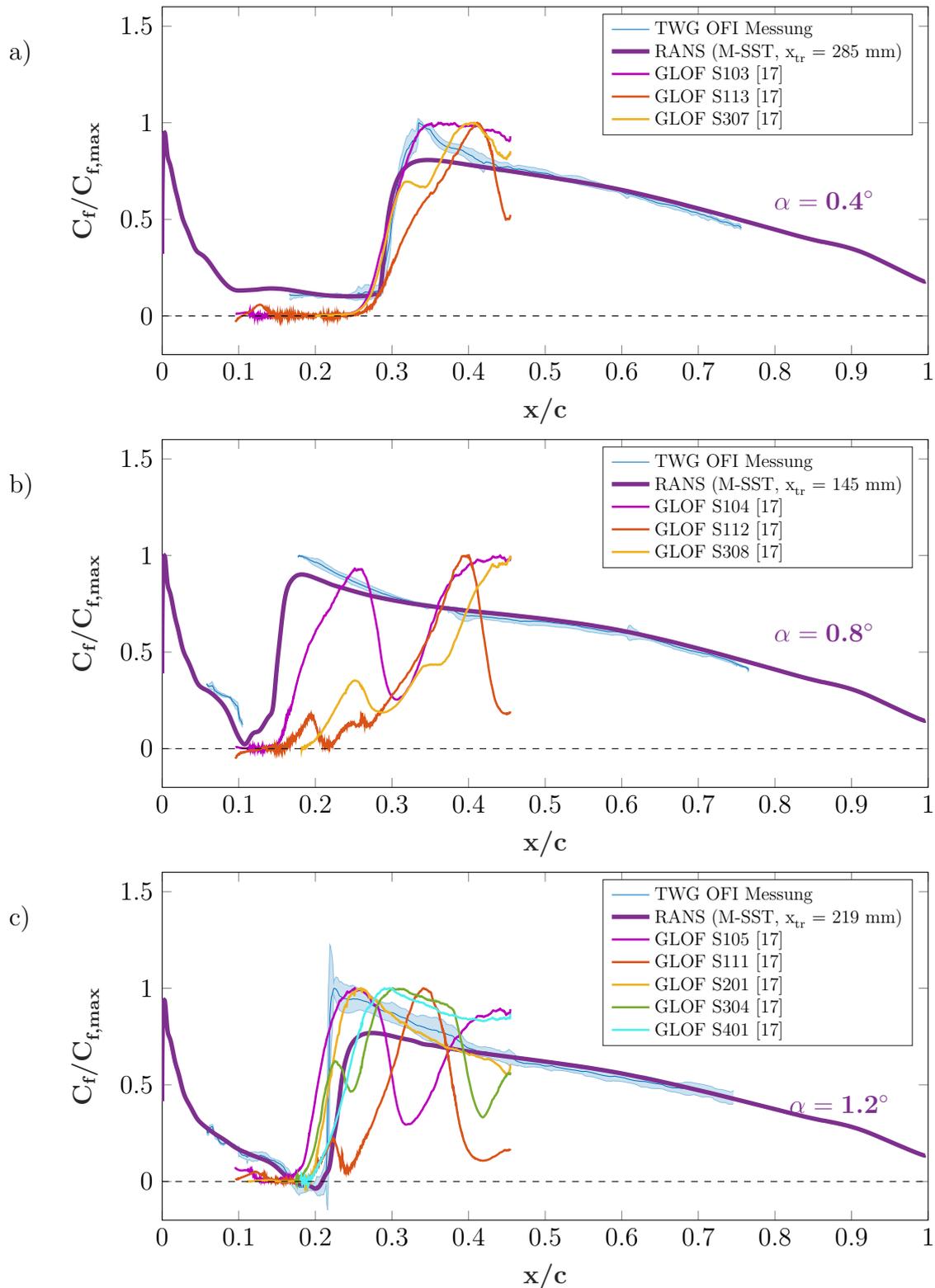


Abb. 3.10.: Normierte Verteilung der Wandschubspannung auf der Oberseite des VA-2 Modells aus den aktuellen OFI Messungen, RANS Rechnungen und der GLOF-SFE Methode in [17] bei $M = 0,72$ und a) $\alpha = 0,4^\circ$, b) $\alpha = 0,8^\circ$, c) $\alpha = 1,2^\circ$.

3. Studie am transsonischen 2D Flügelprofil

den, wobei räumliche und zeitliche Diskretisierung für eine stabile Berechnung passend aufeinander abgestimmt sein müssen. Da die GLOF-Lumineszenzintensität proportional zur Ölfilmstärke ist und in der weiteren Auswertung normiert wird, ist der Wert $h(x, t)/h_0$ gut als Ersatz für experimentelle Intensitätsmessungen geeignet. Diese resultierende Sequenz synthetischer GLOF-Bilder zu 101 berechneten Zeitpunkten konnte anschließend mittels des GLOF-SFE-Verfahrens ausgewertet werden. Die vollständigen Skripte zum Auswerten von GLOF-Bildsequenzen wurden von Liu online frei verfügbar auf GitHub bereitgestellt² und werden in [49] beschrieben, so dass diese direkt zur Auswertung der generierten synthetischen Bilder verwendet werden konnten. Das anfängliche Profil des Ölfilms sowie die zeitliche Entwicklung nach unterschiedlichen Laufzeiten von 100 s bis 7200 s ist in Abb. 3.11 a für $\alpha = 0,4^\circ$ zu sehen. Zur Veranschaulichung der Änderung der Ölfilmstärke ist jeweils das Profil am Ende der Simulationszeit angegeben (untere Strichpunktlinie) sowie der vorherige Zustand nach der Hälfte der entsprechenden Simulationszeit (obere Strichlinie). Die später verwendete durchschnittliche Ölfilmstärke während dieser Messzeit ist als durchgezogene Linie dargestellt. Abb. 3.11 b) zeigt die normierten GLOF-Resultate für alle untersuchten Zeitpunkte sowie die ursprüngliche RANS Verteilung des normierten Reibungsbeiwertes, aus der die Ölbewegung berechnet wurde. Äquivalente Auswertungen für die weiteren untersuchten Anstellwinkel werden in Abb. 3.12 und 3.13 präsentiert, wobei der Ölfilm für den Fall $\alpha = 1,2^\circ$ erst stromab der Ablöseblase der RANS Ergebnisse modelliert wurde.

Anhand der jeweils gewonnenen GLOF-Ergebnisse fällt auf, dass der Messzeitpunkt und damit der Startzustand des Ölfilms sehr relevant für den Verlauf der Ergebnisse ist. Des Weiteren ist eine Korrelation zwischen den Orten vermeintlich hoher Wandschubspannung und der beobachteten steilen Zunahme der Ölfilmstärke zu beobachten. Um dem nachzugehen wurde der normierte Ölfilmstärkengradient zu jedem Zeitpunkt in Abb. 3.11, 3.12 und 3.13, jeweils Bild c) dargestellt. Daraus ist ersichtlich, dass in dieser GLOF-Simulation, aber mutmaßlich auch in der vorher präsentierten tatsächlichen GLOF-SFE Anwendung keine Abschätzung der Wandschubspannung berechnet wurde. Stattdessen liefert die GLOF-SFE-Methode ein Maß für den Gradienten der Ölfilmstärke und damit stark von der Messzeit und der Ölausbreitung abhängige Daten.

²GLOF-SFE: https://github.com/Tianshu-Liu/Open_Global_Flow_Diagnostics/blob/main/OpenSkinFrictionFromGLOF_v1.zip

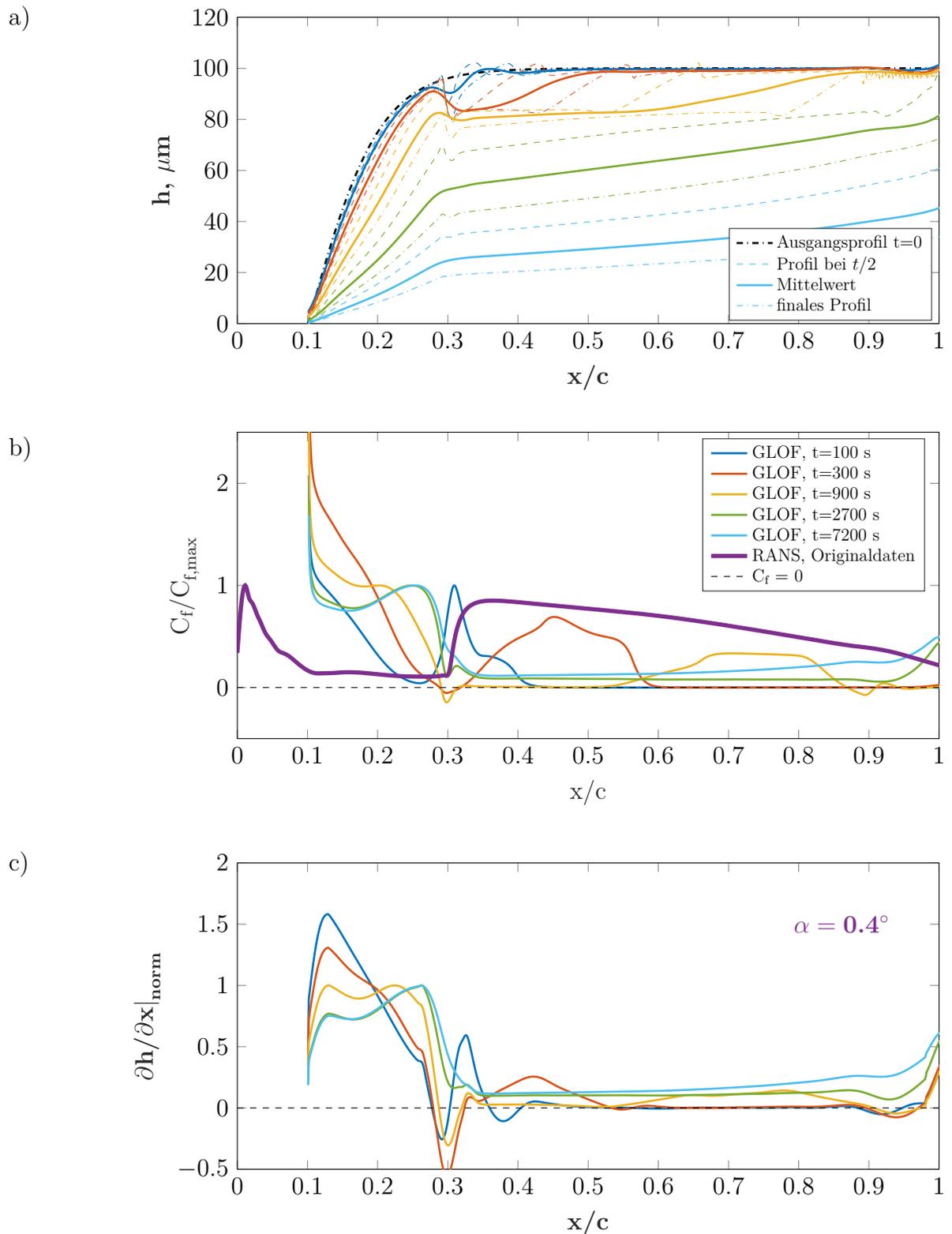


Abb. 3.11.: Experimentelle Konfiguration $M = 0,72$, $\alpha = 0,4^\circ$: Berechnete Ölfilmstärke zu fünf verschiedenen Zeitpunkten (a) als Eingabe für die GLOF-SFE, normierte Reibungsbeiwerte (b) und der normierte Gradient der mittleren Ölfilmstärke zum jeweiligen Zeitpunkt (c).

3. Studie am transsonischen 2D Flügelprofil

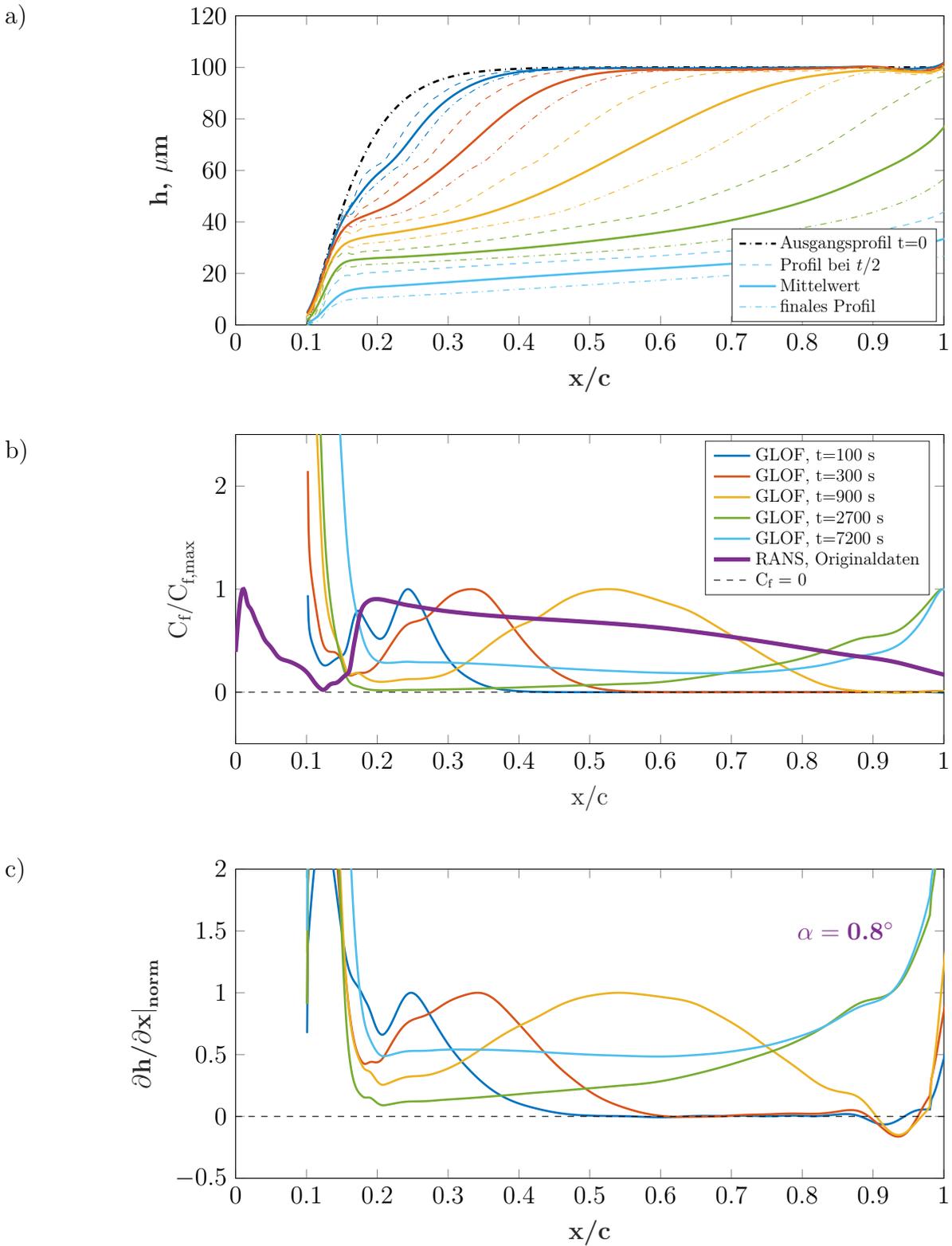


Abb. 3.12.: Experimentelle Konfiguration $M = 0,72, \alpha = 0,8^\circ$: Berechnete Ölfilmstärke zu fünf verschiedenen Zeitpunkten (a) als Eingabe für die GLOF-SFE, normierte Reibungsbeiwerte (b) und der normierte Gradient der mittleren Ölfilmstärke zum jeweiligen Zeitpunkt (c).

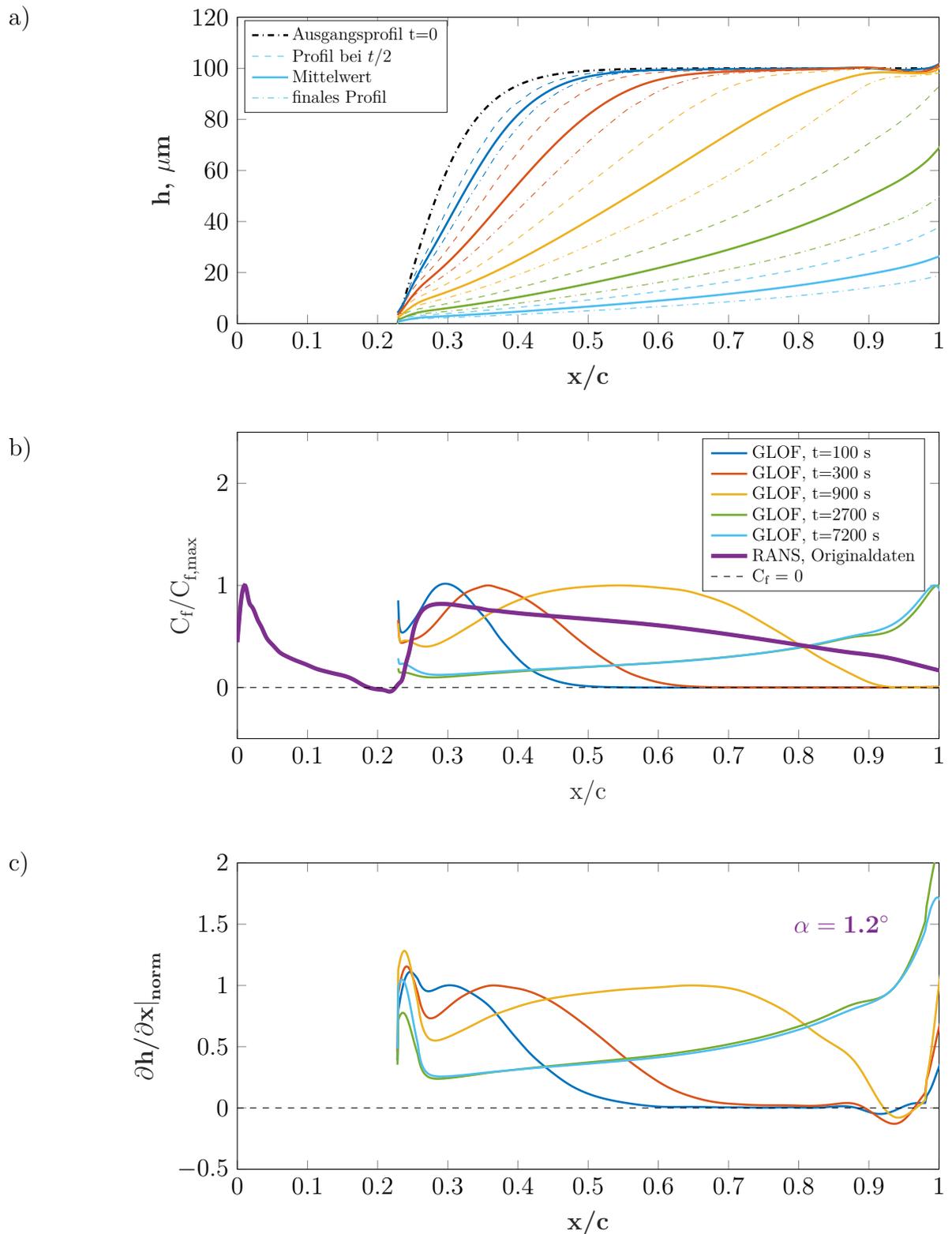


Abb. 3.13.: Experimentelle Konfiguration $M = 0,72$, $\alpha = 1,2^\circ$: Berechnete Ölfilmdicke zu fünf verschiedenen Zeitpunkten (a) als Eingabe für die GLOF-SFE, normierte Reibungsbeiwerte (b) und der normierte Gradient der mittleren Ölfilmdicke zum jeweiligen Zeitpunkt (c).

3.4.4. Einfluss des Druckgradienten auf die OFI Ergebnisse

Für die Berechnung von τ mit Gl. 2.20 wurde angenommen, dass der Einfluss der Wandschubspannung auf die Bewegung des Ölfilms deutlich stärker ist als der Einfluss von Gravitation und Druckgradient. Dies gilt in Bereichen mit Ablöseblase und insbesondere an den Punkten mit $\tau = 0$ nicht mehr, weshalb der Effekt der vernachlässigten Terme hier quantitativ untersucht wird. Für diese Analyse werden die RANS Simulationen verwendet, da die experimentellen Wanddruckdaten nicht in ausreichender örtlicher Auflösung zur Bestimmung von Druckgradienten vorliegen.

In Anhang A wird der Unterschied zwischen dem experimentell mit Vereinfachungen scheinbar gemessenen Wert τ_0 und dem tatsächlich vorliegenden Wert τ_c hergeleitet:

$$\tau_c = \tau_0 + \frac{2h}{3} \left(\frac{\partial P}{\partial s} - \rho g_s \right) \quad (3.2)$$

Es ist leicht zu erkennen, dass bei zu großen Ölfilmstärken h die nötigen Korrekturterme einen signifikanten Einfluss auf die Ölbewegung haben können. Diese Effekte treten insbesondere bei Messverfahren auf, in denen das Öl nicht interferometrisch sondern z.B. über Lumineszenz oder Suspensionen untersucht wird. Mit Ruß- oder Farbparkeln im Öl kann die Strömungsrichtung fotografisch aufgenommen werden, jedoch wird dadurch die Messbarkeit und Kontrolle über die Ölfilmstärke aufgegeben. Bei dem GLOF Verfahren werden typische Werte von $h = 100 \mu\text{m}$ beschrieben [17], weshalb hier eine entsprechende Simulation für $h = 1 \mu\text{m}$, $50 \mu\text{m}$ und $100 \mu\text{m}$ durchgeführt wurde. Ausgehend von dem RANS Ergebnis für τ_c wurde in Abb. 3.14 für diese Ölfilmstärken der Wert τ_0 berechnet und damit der zu erwartende Messfehler abgeschätzt. Die Gravitationsachse steht bei dem untersuchten 2D Modell nahezu senkrecht auf der Modelloberfläche, wodurch der Gravitationseinfluss zusätzlich deutlich verringert wird. Mangels messbarer Unterschiede wird dieser Term in Abb. 3.14 nicht dargestellt.

Bei den für OFI typischen Ölfilmstärken von $1 \mu\text{m}$ ist in dieser Darstellung keine messbare Korrektur durch Gravitation und Druckgradient vorhanden. Wie in allen bisherigen OFI Experimenten gilt folglich auch in diesem Fall mit einer Ablöseblase, dass alle externen Kräfte gegenüber der Wandschubspannung zu vernachlässigen sind. Nur bei den in GLOF auftretenden Ölfilmstärken ist dieser Einfluss signifikant. Die scheinbare Wandschubspannung der Rückströmung erhöht sich in Abb. 3.14c an $x/c = 0,201$ von $C_f = -2,21 \cdot 10^{-4}$ ($h = 1 \mu\text{m}$) auf $C_f = -4,41 \cdot 10^{-4}$ ($h = 100 \mu\text{m}$) und die Länge der Ablöseblase ist um 38% größer. Bei experimenteller Verwendung von $h > 50 \mu\text{m}$ müssen diese Effekte in Gegenwart von Ablösungen folglich zwingend berücksichtigt werden.

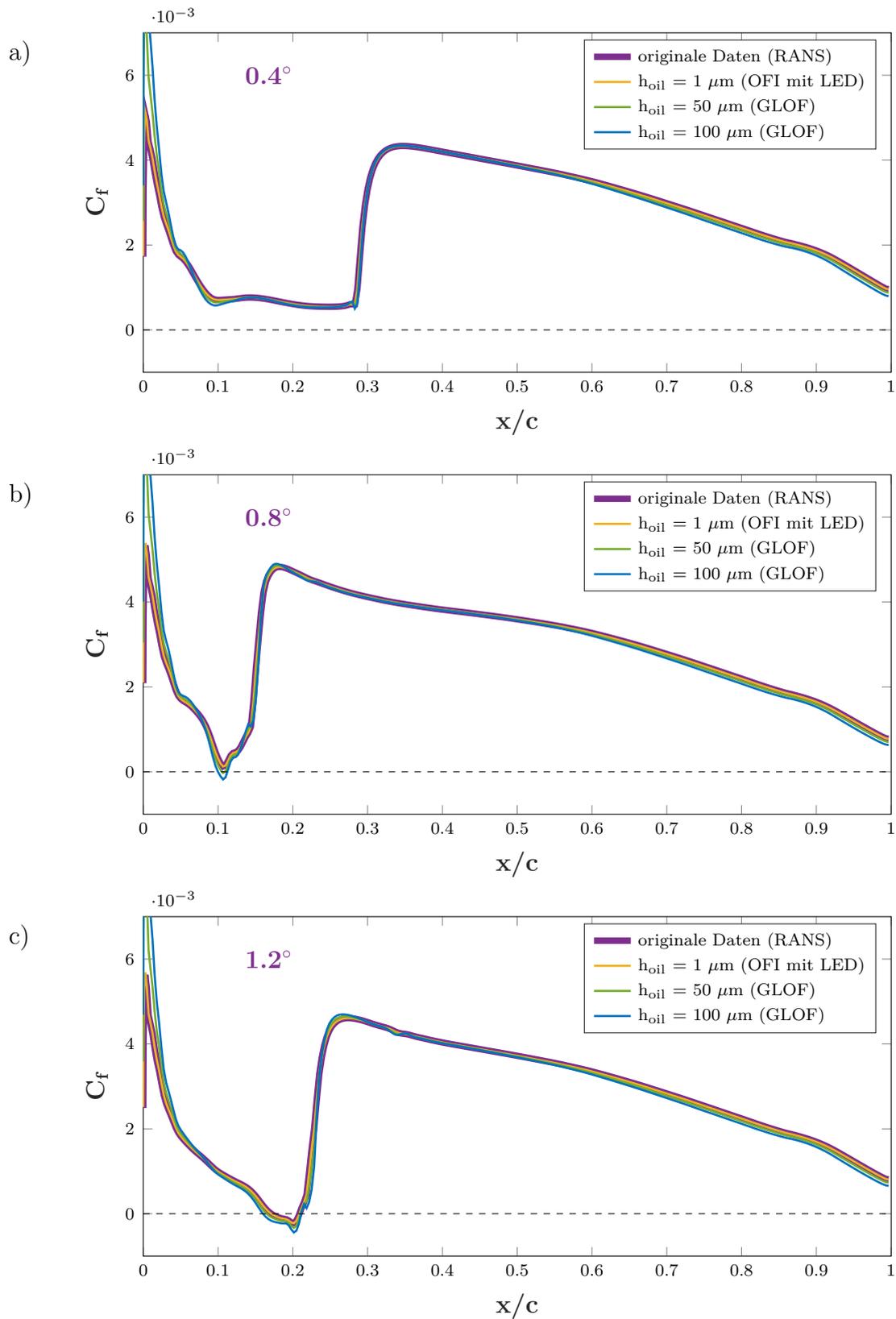


Abb. 3.14.: Messfehler des C_f Wertes aufgrund des Druckgradienten bei unterschiedlichen Messmethoden und stark variierenden Ölfilmthicken. a) $\alpha = 0,4^\circ$, b) $\alpha = 0,8^\circ$, c) $\alpha = 1,2^\circ$.

3.5. Diskussion und Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde der erfolgreiche Einsatz der 3-Farben-LED Ölfilminterferometrie am VA-2 Modell im DNW-TWG gezeigt. In der adaptiven Messstrecke mit nur kleinen Fenstern in der Seitenwand konnte mit den kombinierten Bildern zweier Kameras und mehrerer einzelner Versuche mit unterschiedlichen Ölpositionen ein ausreichend großer Teil der Flügeloberfläche vermessen werden. Die erwartete 2D Strömung wurde für moderate Anstellwinkel bestätigt und die Messwerte konnten dadurch als spannweitig gemitteltes 1D Profil angegeben werden.

Diese Verteilungen des Reibungsbeiwertes konnten zusätzlich zu den vorhandenen Wanddruckmessungen verwendet werden, um die Korrekturen der Anströmparameter und Position der Transitionslage für die numerischen 2D RANS Simulationen genauer zu bestimmen. Es resultiert eine sehr gute Übereinstimmung der numerischen und experimentellen Ergebnisse sowohl im laminaren Bereich der Grenzschicht, in der Ablöseblase und auch im Bereich der voll ausgebildeten turbulenten Grenzschicht. Nur unmittelbar nach Ende der Transition wurden deutlich höhere experimentelle C_f Werte gemessen, welche numerisch um bis zu 23 % unterschätzt wurden. Beim Vergleich der numerischen Daten mit der aus einer früheren Studie bekannten Druckverteilung ist eine Unstimmigkeit in der Transitionslage aufgefallen, die plausibel nur auf eine lokale Kontamination der laminaren Grenzschicht durch Druckmessbohrungen zurückzuführen wäre. Andersherum konnte mit diesem erfolgreichen Vergleich beider Datensätze auch das Konzept der direkten, quantitativen Messung der Wandschubspannung mittels OFI erneut bestätigt werden.

Nach erfolgreicher Validierung haben sich die mit RANS Simulationen gewonnenen Daten als sehr hilfreich für die experimentelle Auswertung erwiesen. Es konnten weitere Strömungsparameter an der Modelloberfläche extrahiert werden, die im vorhandenen experimentellen Aufbau nicht messbar sind. In diesem Fall wurde die adiabate Wandtemperatur zur verbesserten Berechnung der lokalen Ölviskosität, sowie der Gradient des Wanddrucks zur Abschätzung vernachlässigter Terme verwendet. Auch wenn diese Daten nicht exakt den experimentellen Werten entsprechen, ist die numerische Hilfestellung für diese Details besser als die alternative Nutzung von grob extrapolierten oder theoretisch geschätzten Werten.

Solch eine externe Validierung mit anderen Datensätzen konnte jedoch für die untersuchte GLOF-SFE Methode nicht wiederholt werden. Die gravierenden Unterschiede zu allen anderen Messungen und Simulationen sind nicht durch experimentelle Unsicherheiten zu erklären. Des Weiteren ist bei GLOF-SFE das C_f Verhältnis zwischen laminarer und turbulenter Grenzschicht deutlich größer als in allen bekannten Theorien [56, 92, 94], und der gesamte qualitative Verlauf entspricht nicht den grundlegenden physikalischen

Erwartungen einer transitionellen Grenzschicht. Zusätzlich liefern verschiedene Vermessungen der gleichen Konfiguration deutlich unterschiedliche Ergebnisse bezüglich der Transitionslage und des gesamten Verlaufs. Nach Analyse der GLOF-SFE mit synthetischen GLOF Bildern und dem online verfügbaren Tool zur Auswertung konnten zwar die GLOF Ergebnisse der veröffentlichten Studie nicht exakt reproduziert, aber qualitativ ähnliche C_f Verläufe mit ähnlichen markanten Eigenschaften durchaus demonstriert werden. Die mit GLOF-SFE vorhergesagten Verteilungen der normierten Wandschubspannung variieren sehr stark mit der Messzeit und korrelieren mit dem Gradienten der Ölfilmstärke in den synthetischen Bildern des entsprechenden Zeitpunktes. Ein kausaler Zusammenhang zwischen dem Gradienten des Ölfilmprofils und der Wandschubspannung konnte mit anderen Verfahren jedoch nicht bestätigt werden. Die in [17] beschriebene Übereinstimmung zwischen GLOF-SFE und RANS kann folglich nicht nachvollzogen werden. Für die in dieser Arbeit untersuchte transsonische 2D Profilmströmung liefert GLOF-SFE qualitativ und quantitativ hingegen stark unterschiedliche Ergebnisse sowohl im Vergleich zu den OFI Experimenten als auch zu den RANS Simulationen.

4. 3D SGWW im Rohrwindkanal

In dem folgenden Kapitel wird die 3D SGWW in Überschallströmungen experimentell und numerisch untersucht. Zunächst wird der verwendete Windkanal (Kap. 4.1) sowie das Modell und die untersuchten Geometrien und Konfigurationen (Kap. 4.2) beschrieben. Anschließend werden die drei experimentellen Messtechniken zur Messung von Wanddruck, Wärmestromdichte und Wandschubspannung und deren konkrete Anwendung auf diesen Fall in Kap. 4.3 erläutert. Auch hier wurden numerische RANS Vergleichsrechnungen durchgeführt, welche in Kap. 4.4 beschrieben und validiert werden. In dem Ergebnisteil (Kap. 4.5) wird die Skalierbarkeit der Messwerte mit der Stoßintensität und offene Fragen der Strömungstopologie, insbesondere bezüglich der quasikonischen Symmetrie untersucht. Dabei wird die Anwendbarkeit der vorliegenden Methoden auf 3D SGWW, sowie alternative Verfahren zur Bestimmung der Wandschubspannung bewertet.

4.1. Rohrwindkanal Göttingen (RWG)

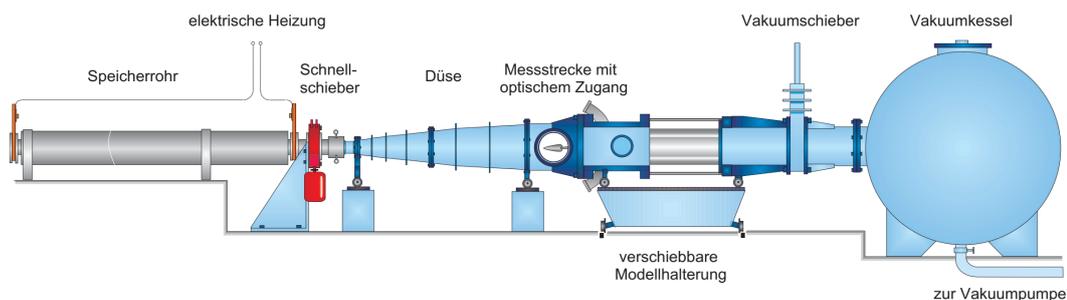


Abb. 4.1.: Skizze des Rohrwindkanals Göttingen (RWG) nach [82].

Der für diese Studie verwendete Rohrwindkanal Göttingen (RWG) [55] ist in Abb. 4.1 skizziert. Er besteht im wesentlichen aus einem 80 m langen Speicherrohr, einem Schnellschieber, der austauschbaren Lavaldüse, der Messstrecke und dem Vakuumtank. Von der großen Bandbreite an erreichbaren Strömungsparametern [89] wurde nur die Machzahl zwischen 3 und 5 variiert und eine angestrebte Einheitsreynoldszahl von $Re_1 = (45 \pm 1) \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$ gewählt.

4. 3D SGWW im Rohrwindkanal

Messkampagne	M3 OFI	M3 Druck+QIRT	M5 Druck+QIRT
T_0 (K)	254(6)	263(4)	400(4)
P_0 (10^5 Pa)	4,68(16)	4,96(11)	24,75(31)
T_∞ (K)	90,7(2,0)	93,9(1,4)	66,6(0,5)
P_∞ (10^5 Pa)	0,127(5)	0,135(3)	0,0468(6)
U_∞ (m/s)	573(18)	588(6)	818(4)
ρ_∞ (kg/m^3)	0,489(20)	0,500(6)	0,244(2)
Re_1 (10^6 m^{-1})	44,96(38)	45,00(50)	44,97(42)

Tab. 4.1.: Durchschnittliche untersuchte Strömungsparameter im RWG und Standardabweichungen zum Messzeitpunkt $t = 200$ ms bei den unterschiedlichen durchgeführten Messkampagnen.

Der RWG wird je nach Machzahlbereich mit einem unterschiedlich konstruierten Speicherrohr betrieben. Die Temperatur des unbeheizten A-Rohres des RWG für Messungen bei Mach 3 kann aufgrund schwankender Außentemperaturen nicht kontrolliert werden und resultiert insbesondere durch unterschiedliche Jahreszeiten bedingt in den in Tab. 4.1 angegebenen Abweichungen. Um die nominelle Einheitsreynoldszahl von $Re_1 = (45 \pm 1) \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$ konstant halten zu können, musste der Ladedruck entsprechend angepasst werden.

Vor jedem Windkanalexperiment wird das Speicherrohr auf den für die gewünschten Strömungsparameter benötigten Luftdruck gebracht. Im restlichen Bereich der Anlage stromab des Schnellschiebers wird der Luftdruck der Messstrecke und des Vakuumkessels auf unter 5000 Pa reduziert. Nach Öffnen des Schnellschiebers expandiert die Druckluft und beschleunigt in der Lavalldüse auf die gewünschte Überschallmachzahl [81]. Der zeitliche Verlauf von Gesamtdruck P_0 , Gesamttemperatur T_0 und daraus berechneter Einheitsreynoldszahl in der Messstrecke eines typischen durchgeführten Versuchs bei Mach 3 ist in Abb. 4.2 dargestellt. Ort der Messung ist dabei das der Lavalldüse zugewandte Ende des Speicherrohres. Nach der ersten Expansionsfront stellen sich in der Messstrecke konstante Strömungsparameter ein, da der Gesamtdruck stromauf der Lavalldüse nahezu konstant bleibt. Erst nach Ausbreitung der Expansionswelle bis zum Ende des Speicherrohres, der dort erfolgenden Reflexion und der erneuten Ausbreitung der reflektierten Welle bis zur Lavalldüse sinkt der gemessene Druck. Dies tritt bei einer Zeit von etwa $t = 430$ ms (bei $M=3$) nach Auslösen der Steuerung ein und beendet die maximal mögliche Messzeit.

Bedingt durch die nötige mechanische Stabilität hat der verwendete Temperatursensor einen vergleichsweise hohen Drahtdurchmesser von etwa 140 μm . Die begrenzte Wärmeleitfähigkeit resultiert in einer zeitlichen Verzögerung der Messung und den langsameren Abfall von T_0 im Vergleich zu den Messdaten von P_0 . Auch die dargestellten niedrigen Werte von Re_1 im Bereich von $t = 0$ bis $t = 100$ ms sind eine Folge dieser Verzögerung.

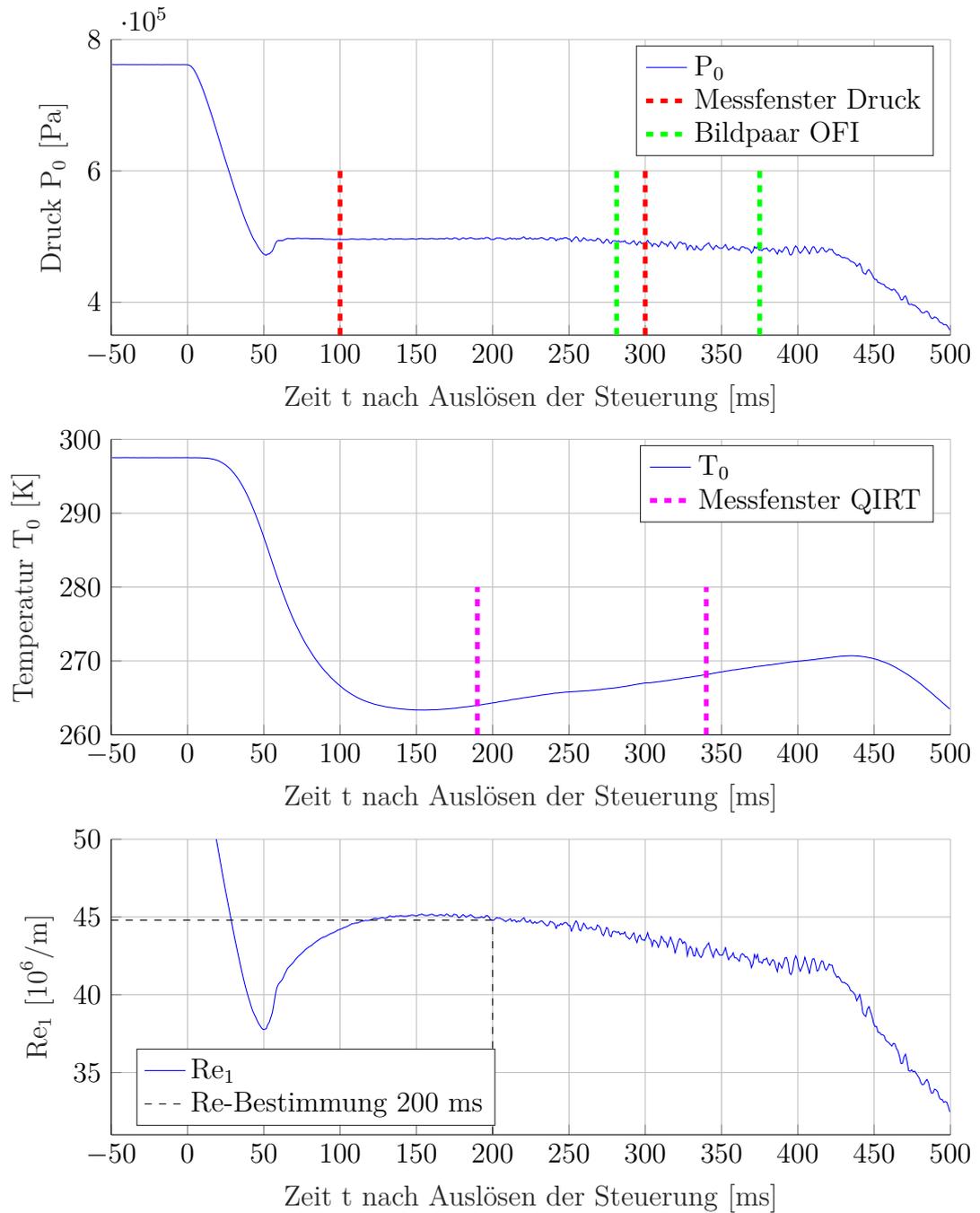


Abb. 4.2.: Zeitlicher Verlauf des Gesamtdrucks P_0 (oben), der Gesamttemperatur T_0 (Mitte) und der daraus berechneten Einheitsreynoldszahl Re_1 (unten) eines typischen Schusses (M3B20R04c). Aufnahme der Messwerte stromauf der Lavaldüse. Dazu sind alle Zeitpunkte der experimentellen Datenaufnahme eingezeichnet.

4. 3D SGWW im Rohrwindkanal

In Abb. 4.2 sind ebenfalls die zeitlichen Messfenster beziehungsweise Messpunkte der unterschiedlichen experimentellen Methoden dargestellt, die aufgrund der experimentellen Umsetzungen nicht identisch sein konnten. Die Wanddruckdaten wurden von $t = 100$ ms bis $t = 300$ ms gemittelt, um ein möglichst großes Zeitfenster zu haben, aber sowohl die komplette Schieberöffnung zu Beginn der Messung als auch das zunehmende Rauschen am Ende der maximalen Messzeit auszuschließen. Bei der OFI Messung ist ein später Messzeitpunkt aufgrund der fortgeschrittenen Ölausbreitung und dadurch bedingten größeren Messfläche vorteilhaft, weshalb das Bildpaar bei $t_1 = 281$ ms und $t_2 = 375$ ms gewählt wurde. Für die Bestimmung der Wärmestromdichte in der QIRT Messung wird die gesamte Abkühlung des Modells ab $t = 0$ in Formel 4.1 berücksichtigt, aber die resultierenden Werte des Wärmestroms von $t = 190$ ms bis $t = 340$ ms gemittelt.

Weitere Details über die Qualität der Strömung im RWG mit Mach 3 Düse und die Abweichung der tatsächlichen von der nominellen Machzahl sind in [81] zu finden.

4.2. Untersuchtes Keilmodell

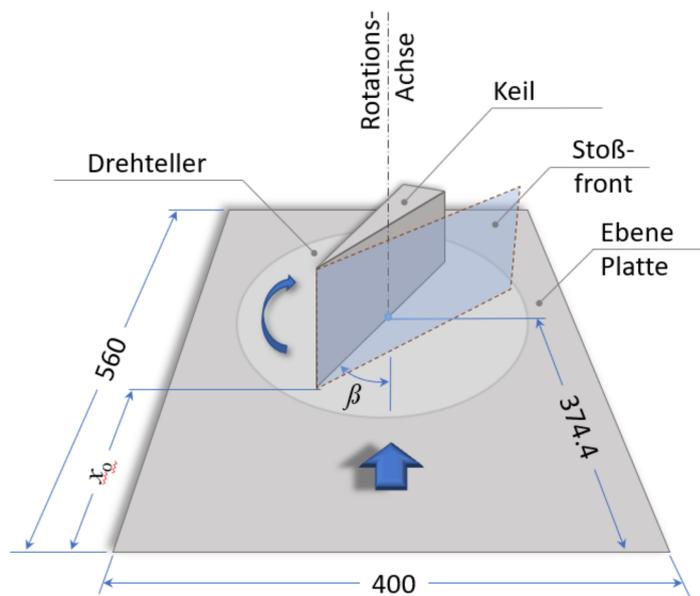


Abb. 4.3.: Skizze des im RWG eingesetzten Modells mit ebener Platte, Drehteller und austauschbarem Keil mit variablem Keilwinkel β zur Anströmung. Diese kommt von unten (blauer Pfeil). Alle Längenangaben sind in mm.

Das verwendete Modell zur Untersuchung von 3D SGWW ist in Abb. 4.3 schematisch dargestellt. Es besteht aus einer ebenen Trägerplatte mit scharfer Vorderkante und einer Gesamtlänge von 560 mm. Für jede experimentelle Messmethode wird ein austauschbarer Drehteller mit 300 mm Durchmesser in diese Platte eingelassen: ein Stahleinsatz mit

211 Druckerbohrungen (0,3 mm Durchmesser), ein Drehteller mit Plexiglasoberfläche für die QIRT Messungen oder ein spiegelnd polierter Stahleinsatz für die OFI Untersuchungen. Mit jedem dieser Drehteller kann der Schiebewinkel zwischen Keil und Anströmung stufenlos eingestellt werden. Dieser Winkel β (siehe Abb. 4.3) wird im Folgenden Keilwinkel genannt. Der Rotationspunkt der Drehteller befindet sich 374.4 mm hinter der Plattenvorderkante und lässt damit unter den hier untersuchten Strömungsparametern ($Re_x \approx 12 \cdot 10^6$ an der Keilvorderkante) ausreichend Lauflänge zur Ausbildung einer turbulenten Grenzschicht vor dem Interaktionsgebiet.

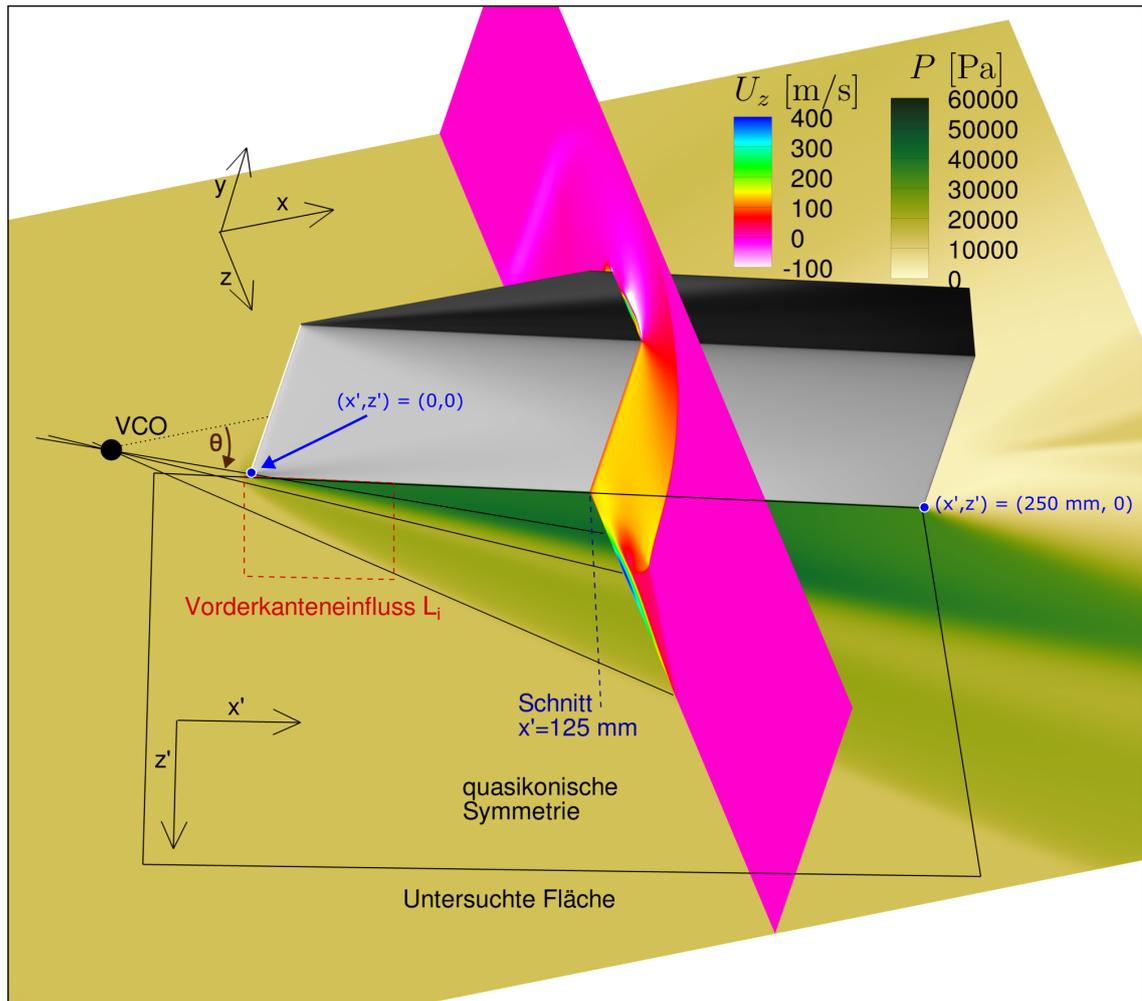


Abb. 4.4.: RANS Ergebnis für die Konfiguration M3B16R04l mit Druckverteilung auf der ebenen Platte und der Querströmungsgeschwindigkeit im Schnitt durch das Volumen. Zusätzlich die Visualisierung aller im Text beschriebenen geometrischen Positionen und Linien, des Windkanal-Koordinatensystems (x, y, z) und des rotierten Systems (x', y') der untersuchten Fläche.

In Abb. 4.4 ist ein Ausschnitt eines typischen RANS Ergebnisses dargestellt. Auf der Oberfläche der ebenen Platte ist die Druckverteilung in gelb-grüner Farbskala dargestellt und in der $y - z$ -Schnittebene ist die z -Komponente der Strömungsgeschwin-

digkeit visualisiert. Hierbei ist vor allem die Stoßposition und Größe der Ablöseblase zu erkennen. In den folgenden Auswertungen wird aus diesem Strömungsfeld nur das markierte Rechteck der Modelloberfläche neben dem Keil oder die Daten entlang eines Schnittes senkrecht zum Keil dargestellt. Dies entspricht auch etwa dem experimentell untersuchten Bereich. Für die Analyse der Oberflächenmessdaten wird ein verschobenes und rotiertes Koordinatensystem (x', z') verwendet, in dem sich die Keilvorderkante an $(0,0)$ befindet, die x' Richtung entlang der rotierten Keiloberfläche verläuft und z' der Abstand senkrecht zum Keil ist.

Des Weiteren sind drei Linien der quasikonischen Symmetrie in Abb. 4.4 skizziert: die Linie der maximalen Stromaufwirkung des Interaktionsgebietes¹, die auf die Plattenoberfläche projizierte, ungestörte Stoßfront (siehe Kap. 4.2.1) und die Linie des maximalen Drucks. Der virtuelle konische Ursprung, in dem sich die ersten beiden Linien schneiden, ist ebenfalls eingezeichnet und befindet sich stromauf der Keilvorderkante $(x'_{VCO}, z'_{VCO} < 0)$.

4.2.1. Variation der Stoßgeometrie durch austauschbare Keilgeometrie

Die austauschbaren Keile des beschriebenen Modells dienen der Untersuchung lokal unterschiedlich starker SGWW sowie geänderte Interaktionsgeometrien. Dabei werden stumpfe Keile mit Vorderkantenradien von $R = 0,4$ mm sowie $R = 0,8$ mm für eine abgelöste Kopfwelle und damit lokal verstärkte Stoßintensität eingesetzt, wie in Abb. 4.5c zu sehen ist.

Der gegenteilige Effekt einer lokalen Abschwächung des Hauptverdichtungsstoßes lässt sich durch Einsatz eines gebogenen Stoßgenerators erzeugen, dessen Kompressionsfläche zunächst parallel zur Anströmung verläuft und zunehmend zum nominellen Keilwinkel krümmt. Dies sorgt für eine kontinuierliche Kompression der Strömung, welche erst mit größerem Abstand zum Keil zu einem Stoß zusammenläuft (Abb. 4.5b). An der Vorderkante des gebogenen, stumpfen Keils tritt zusätzlich eine abgelöste Kopfwelle auf, welche sich stromab mit dem Hauptverdichtungsstoß kreuzt (Abb. 4.5d). Dadurch gibt es Stromlinien, die sukzessive beide Stoßwellen passieren und andere Stromlinien mit größerem Abstand zum Keil, die nicht mit der abgelösten Kopfwelle interagieren. Eine Variation der Keilgeometrie bedeutet experimentell einen Austausch des gesamten 250 mm langen und 100 mm hohen Keils. Die genaue Form dieser gebogenen Stoßgeneratoren ist dem Anhang D zu entnehmen.

¹engl: Upstream Influence (UI-)Line

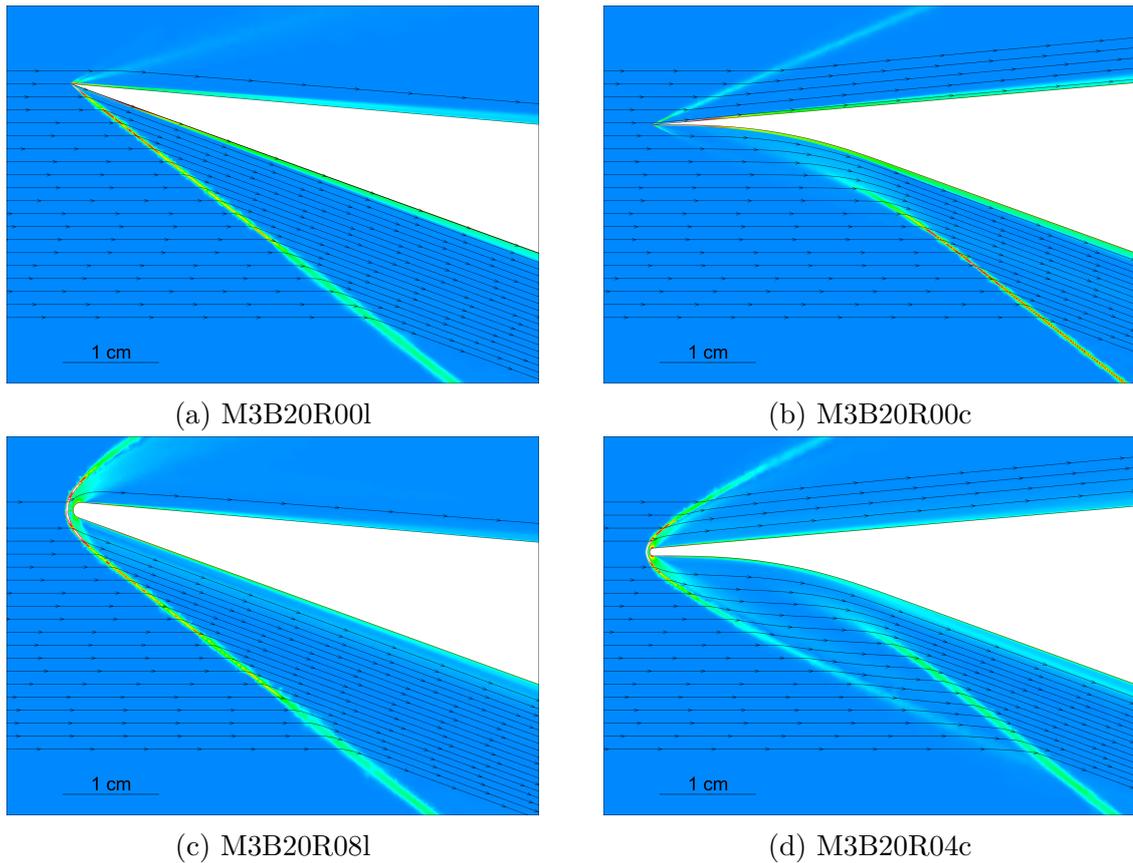


Abb. 4.5.: Stoßgeometrie der grob vernetzten 2D Simulationen von 4 Keilen bei $\beta = 20^\circ$. Die Stoßgeometrie des 5. Keils M3B20R04l ist dem Fall c) sehr ähnlich und wird hier nicht explizit aufgeführt. Dargestellt ist der Dichtegradient in beliebigen Einheiten sowie ausgewählte, äquidistante Stromlinien.

In Abb. 4.5 sind die Ergebnisse der stationären 2D RANS Simulationen der jeweiligen Keile ohne ebene Platte (und damit auch ohne SGWW) dargestellt. Diese werden zur Bestimmung der genauen Kontur und Lage der Stoßfront verwendet, die an jeder untersuchten Keilgeometrie generiert wird. Hier sind nur die Situationen bei einem Keilwinkel von $\beta = 20^\circ$ dargestellt, obwohl eine solche Analyse ebenfalls für Keilwinkel von $\beta = 6, 10, 16^\circ$ durchgeführt wurde.

4.2.2. Untersuchte Konfigurationen

In dieser Studie wurde eine Vielzahl an Kombinationen unterschiedlicher Messmethoden, Keilwinkel β und Keilgeometrien vermessen. Der Fokus lag dabei auf den Keilwinkeln $\beta = 16^\circ$ und $\beta = 20^\circ$ bei einer Machzahl von $M = 3$, wobei mit QIRT und Wanddruckmessung zusätzlich Winkel von $\beta = 2^\circ$ bis $\beta = 32^\circ$ bei $M = 3$ und $M = 5$ untersucht wurden. Tab. 4.2 zeigt alle im RWG vermessenen Kombinationen aus Messmethode und Konfigurationen. Diese Kombination aus Machzahl M , Keilwinkel β , Krümmungsradi-

4. 3D SGWW im Rohrwindkanal

us R der Vorderkante und Markierung eines gebogenen (c, curve) oder geraden Keils (l, linear) werden im Folgenden als Abkürzung der Form M3B20R04c beschrieben. Alle Keilgeometrien der gleichen Machzahl und Keilwinkel können für dieses Beispiel als M3B20... zusammengefasst werden.

β	Keilgeometrie	Druck M3+M5	QIRT M3+M5	OFI M3	RANS M3
2°, 4°	gerade, $R = 0$	ja	-	-	-
	gerade, $R = 0,8$ mm	ja	-	-	-
6°	gerade, $R = 0$	ja	ja	-	-
	gerade, $R = 0,4$ mm	ja	ja	-	-
	gerade, $R = 0,8$ mm	ja	ja	-	-
	gebogen, $R = 0$ mm	ja	ja	-	-
	gebogen, $R = 0,4$ mm	ja	ja	-	-
8°	gerade, $R = 0$	ja	ja	-	-
	gerade, $R = 0,8$ mm	ja	ja	-	-
10°	gerade, $R = 0$	ja	ja	-	-
	gerade, $R = 0,4$ mm	ja	ja	-	-
	gerade, $R = 0,8$ mm	ja	ja	-	-
	gebogen, $R = 0$ mm	ja	ja	-	-
	gebogen, $R = 0,4$ mm	ja	ja	-	-
12°, 14°	gerade, $R = 0$	ja	ja	-	-
	gerade, $R = 0,8$ mm	ja	ja	-	-
16°	gerade, $R = 0$	ja	ja	ja	ja
	gerade, $R = 0,4$ mm	ja	ja	ja	ja
	gerade, $R = 0,8$ mm	ja	ja	-	ja
	gebogen, $R = 0$ mm	ja	ja	ja	- ¹
	gebogen, $R = 0,4$ mm	ja	ja	ja	ja
18°	gerade, $R = 0$	ja	ja	-	-
	gerade, $R = 0,8$ mm	ja	ja	-	-
20°	gerade, $R = 0$	ja	ja	ja	ja
	gerade, $R = 0,4$ mm	ja	ja	ja	ja
	gerade, $R = 0,8$ mm	ja	ja	ja	ja
	gebogen, $R = 0$ mm	ja	ja	ja	ja
	gebogen, $R = 0,4$ mm	ja	ja	ja	ja
22°, 24°, 26°, 28°, 30°, 32°	gerade, $R = 0$	ja	ja	-	-
	gerade, $R = 0,8$ mm	ja	ja	-	-

¹ numerische Artefakte durch unzureichende Netzgenerierung an der scharfen Vorderkante

Tab. 4.2.: Auflistung der durchgeführten Experimente im RWG und numerische RANS Simulationen, jeweils bei einer Einheitsreynoldszahl von $Re_1 = (45 \pm 1) \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$.

4.3. Umsetzung der experimentellen Messungen

Auch wenn die universellen Grundlagen der Messtechniken bereits durch langjährige Verwendung bekannt sind, gibt es für jede Fragestellung spezielle Anpassungen der Umsetzung und Auswertung. In diesem Kapitel werden die Besonderheiten des experimentellen Aufbaus und der Auswerteprozeduren diskutiert.

4.3.1. Messungen der Wanddruckverteilung

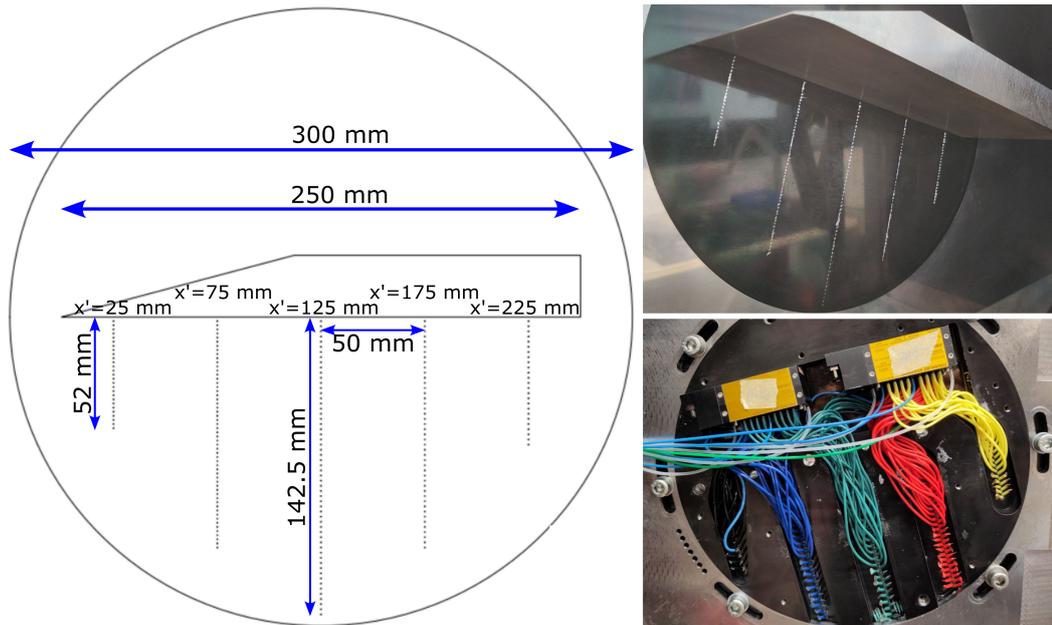


Abb. 4.6.: Links: Schematische Anordnung aller 211 Druckbohrungen in 5 Reihen mit 27, 56, 58, 45 und 25 Bohrungen im Messbereich unterhalb des Keils. Rechts: Fotos des Modells im Windkanal der Vorderseite mit planar abgeschliffenen Bohrungen und dem gebogenen Keil $\beta = 16^\circ$, $R = 0,4$ mm, sowie der geöffneten Rückseite mit den zwei PSI-Modulen und Verschlauchung von 128 keilnahen Druckmessstellen.

Der Drehteller für die Wanddruckmessungen wurde mit 211 Druckmessstellen ausgestattet und ist in Abb. 4.6 schematisch skizziert. Die Löcher mit jeweils 0,3 mm Durchmesser sind dabei in 5 Schnitten angebracht, welche senkrecht zur Kompressionsfläche des Keils verlaufen. Der Abstand der Schnitte von der Keilvorderkante beträgt für den dargestellten geraden Keil jeweils 25 mm, 75 mm, 125 mm, 175 mm und 225 mm. Wie in Kapitel 4.2.1 und Anhang D beschrieben variieren diese Abstände zur jeweiligen, unterschiedlich gekrümmten Vorderkante anderer Keile, werden im Folgenden aber trotzdem mit diesem nominellen Abstand beschrieben. Aufgrund der Rotation des gesamten Drehtellers sind die Druckmessstellen nur relativ zum Keil und nicht zum Windkanal ortsfest. Der Abstand der Druckbohrungen beträgt bei $x' = 25$ mm und 75 mm jeweils 2 mm, in den hinteren 3 Schnitten ($x' = 125 - 225$ mm) ist der Abstand auf 2,5 mm erhöht.

4. 3D SGWW im Rohrwindkanal

Diese Druckmessstellen wurden über Schlauchverbindungen zu zwei PSI Druckmodulen (Pressure Systems Inc.) mit jeweils 64 Kanälen verbunden, welche sich an der Rückseite des Drehtellers befinden und somit die Strömung im Messgebiet nicht beeinflussen. Die Schläuche sind mit einer Länge von max. 170 mm kurz genug, um eine zeitliche Beeinflussung der Messergebnisse mit einer Abtastrate von 270 Hz auszuschließen. Vom Hersteller wird eine Ungenauigkeit der Messung von ± 100 Pa angegeben. Jeder Drucksensor wurde zu Beginn jedes Messtages in einer 2-Punkt-Kalibrierung bei dem tagesaktuellen Atmosphärendruck und dem abgesaugten Zustand der Messstrecke mit Hilfe eines Präzisionsaufnehmers Mensor 2500 (Genauigkeit ± 12 Pa) kalibriert. Mangels ausreichender Kanäle an den Druckmodulen (128) konnten nicht alle vorhandenen Druckmessstellen (211) gleichzeitig vermessen werden. Deshalb wurde die Vermessung jeder Konfiguration auf zwei getrennte Versuche aufgeteilt und die gewonnenen Ergebnisse jeweils als normierte Druckwerte zusammengeführt.

Die finalen Werte des gemessenen Wanddrucks resultieren aus einer zeitlichen Mittlung des Messsignals über den in Abb. 4.2 angegebenen Zeitraum mit nahezu konstanten Strömungsbedingungen. Die so extrahierten Werte wurden danach mit dem Wanddruck P_1 der ungestörten Grenzschicht normiert, welcher bei $M = 3$ auch sehr präzise dem statischen Druck P_∞ der Anströmung entspricht. Bei $M = 5$ wurde unabhängig vom Keilwinkel in der Grenzschicht außerhalb des Interaktionsgebietes ein Wanddruck von $P_1 = (0,94 \pm 0,02) \cdot P_\infty$ gemessen, weshalb dieser Messwert P_1 aussagekräftiger als der berechnete statische Druck ist und zur Berechnung des Druckanstieges verwendet wird. Die typischen Signale zweier beliebig ausgewählter Sensoren (Konfiguration M3B20R04c) sind in Abb. 4.7 gezeigt.

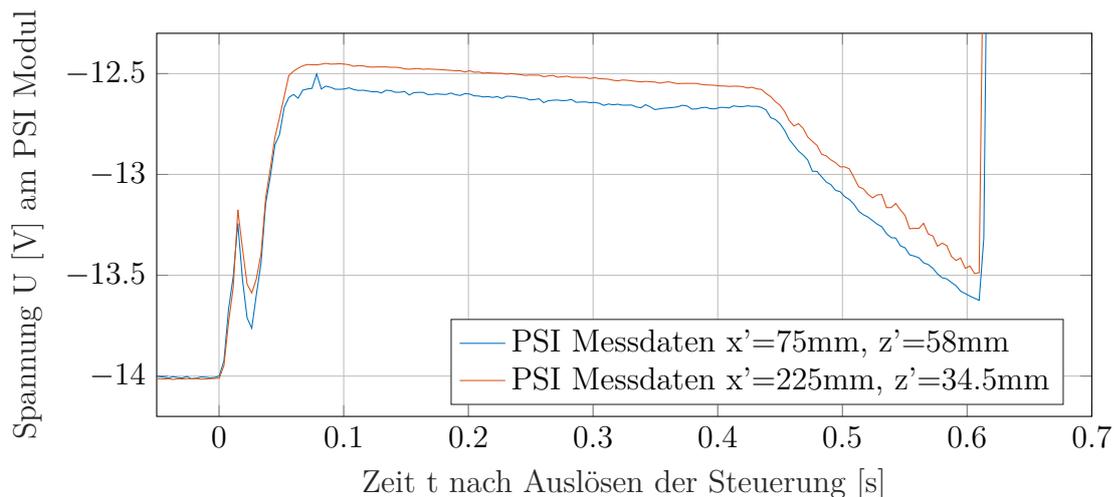


Abb. 4.7.: Zeitlicher Verlauf des Signals zweier Drucksensoren in PSI unter dem Referenzdruck und mit Hilfe der Kalibrierung berechnete Druckwerte in Pa.

4.3.2. Ölfilminterferometrie

Belichtung und Bildaufnahme

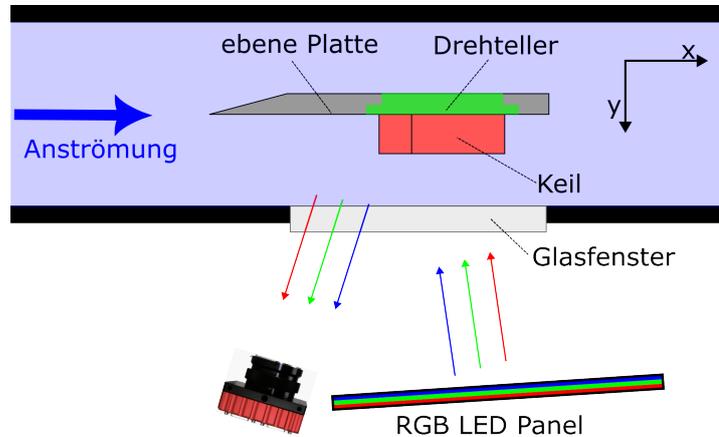


Abb. 4.8.: Blick von oben auf die Messstrecke im RWG: Positionierung von ebener Platte und dem auf einem Drehteller montiertem Keil innerhalb des Kanals bei einer Strömung von links aus der Lavaldüse nach rechts in den Vakuumtank. Dazu die Anordnung der Kamera und des LED Panels nebeneinander außerhalb des Kanals mit einem Blickwinkel von 84° zur vollständigen Beleuchtung des Drehtellers.

In Abb. 4.8 ist der Blick von oben in die Messstrecke skizziert, in der die ebene Platte und der Keil montiert sind. Die Kamera wurde in etwa 1,5 m Entfernung zur ebenen Platte außerhalb des Windkanals aufgestellt und mit einem möglichst steilen Blickwinkel von etwa 84° auf das Modell gerichtet, der dennoch eine Spiegelung der Kamera ausschließt. Als Leuchtfläche wurde ein diffuses, RGB-LED-Leuchtfeld der Größe 60x60 cm verwendet, in dem 80 Hochleistungs-LED mit einer Gesamtleistung von 240 W verbaut sind. Dies befindet sich seitlich zur Kamera versetzt und dient für die gesamte Fläche des spiegelnd polierten Drehtellers als homogener, heller Hintergrund.

Aufgrund der begrenzten Messzeit im RWG ist eine sequentielle Aufnahme der drei Farbkanäle nicht mehr möglich. Deshalb wurde zur Bildaufnahme die Farbkamera IO Industries Flare 48M30ccx gewählt, mit der in jedem Experiment 22 RGB Bilder in 6656x5128 Pixel Auflösung und einer Bildwiederholungsrate von 32 Bildern pro Sekunde aufgenommen werden konnten. Nach Analyse aller Bildpaare konnte bestätigt werden, dass die resultierenden Werte unabhängig von der Wahl der konkreten Bilder sind, aber die Qualität der Daten und Größe der auswertbaren Fläche stark von dem Fortschritt der Ölausbreitung abhängt. Daher wurden aus jeder in dieser Studie aufgenommenen Sequenz einheitlich nur zwei OFI-Bilder mit $\Delta t = 93,73$ ms gewählt (siehe Abb. 4.2). Alle anderen aufgenommenen OFI Bilder dieser Sequenz waren für die weitere Auswertung irrelevant.

4. 3D SGWW im Rohrwindkanal

Durch die anspruchsvolle Kombination aus kurzer Messzeit, simultanen Aufnahmen, breitbandiger Farbspektren der LED und Verwendung einer Kamera mit handelsüblichem Bayer-RGB-Filter kommt es im RGB-Bild zu einer Übersprechung der Farbkanäle. Jeder Farbkanal der Kamera wird zu geringen Anteilen auch von dem Licht der andersfarbigen LED und damit von dem Interferenzmuster einer falschen Wellenlänge belichtet. Das in speziellen Kalibriertests ermittelte Übersprechen der einzelnen Farbkanäle der Kamera auf die im Leuchtfeld verbauten RGB-LEDs ist in Tab. 4.3 zusammengefasst. Die konkreten Werte hängen dabei primär von der Wahl der LED und Kamerafilter ab

Quelle ↓ \ Bild →	roter Kanal	grüner Kanal	blauer Kanal
rote LED	89,14	17,94	3,72
grüne LED	2,91	62,31	22,11
blaue LED	2,99	14,85	69,73
Rauschen	4,96	4,90	4,44

Tab. 4.3.: Prozentuale Anteile der Lichtquellen für das resultierende Bild jedes Farbkanals aufgrund der Überlagerung der Spektren sowie der Anteil der Hintergrundbelichtung und des elektronischen Rauschens.

und sollten bei jedem experimentellen Aufbau neu vermessen werden. Zur Korrektur der aufgenommenen Bilder wurde die Matrix (Tab. 4.3) invertiert [47] und auf jedes Pixel aller aufgenommenen OFI Bilder angewendet. Dies liefert eine deutliche Verbesserung des Kontrastes in jedem Farbkanal sowie eine Korrektur der Position von Intensitätsmaxima und -minima. Insbesondere das blaue Lichtsignal wird aufgrund der geringen Kohärenzlänge bei hohen Ölfilmstärken schwach und von einem hohen Anteil an grünem Licht gestört. Dies resultierte z.B. in scheinbaren Minima oder Maxima des blauen Farbsignales bei Ölfilmstärken, an denen diese Signale primär im grünen Kanal zu sehen sind. Dieser für OFI Anwendungen neue Effekt der Farbübersprechung bei RGB-Aufnahmen wurde bereits von Hijazi [31] in anderem Zusammenhang beschrieben, trat dort aber in einem deutlich geringeren Ausmaß von maximal 1,5% auf.

Fotogrammetrie

Die Verknüpfung von Bildpixeln und Modellkoordinaten und die daraus resultierende Entzerrung der Bilder wird identisch wie im TWG (Kap. 3.2) durch Aufkleben einer Gitterfolie realisiert und ist eine übliche Anwendung bekannter Algorithmen [68]. In Abb. 4.9 wurden 11 Bildmarker manuell ausgewählt (blaue Sterne), deren dreidimensionale Position relativ zur konfigurationsunabhängigen Hinterkante des Keils bekannt ist. Mit Hilfe der kalibrierten Modellposition und Orientierung können diese 3D Punkte auf das Kamerabild projiziert werden (rote Kreise). Der RMS Abstand zwischen den beiden Markersätzen beträgt in diesem Bild 1,3 Pixel und in allen anderen Konfigurationen

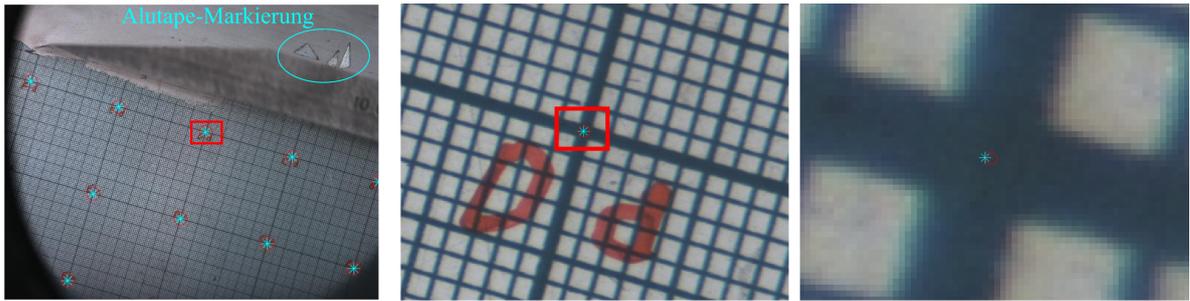


Abb. 4.9.: Gitterbild zur Bestimmung der Modellposition und Ausrichtung im RWG in verschiedenen Stufen der Vergrößerung. Blaue Sterne als gesetzte 2D Bildmarker, rote Kreise als gefittete Position der entsprechenden Koordinaten des 3D Modells.

ebenfalls weniger als 2 Pixel. Bei einer Auflösung von etwa 31 Pixeln pro Millimeter entspricht das einem räumlichen Fehler der resultierenden Daten auf dem Modell von 0,06 mm. Dies ist im Vergleich zur später erfolgenden Glättung der Daten nicht relevant.

Während der Messzeit vibriert die gesamte Messstrecke des Windkanals, weshalb der mögliche Versatz aller aufgenommenen Bilder einer Konfiguration (Referenzbilder und Interferenzbilder für Stromlinien- und Ölfilm dickenerkennung) korrigiert werden muss.

Anhand von aufgeklebten Alutape-Markierungen außerhalb des Messbereiches, wie in Abb. 4.9 zu sehen, kann die Verschiebung der Bilder in der Bildebene bestimmt werden. Eine Korrektur senkrecht zur Bildebene oder eine Verdrehung des Modells konnte aufgrund der stabilen Stahlkonstruktion von Modell und Halterung ausgeschlossen werden. Somit wird die Verschiebung aller Bilder relativ zum Gitterbild ohne Strömung berücksichtigt und anhand der dort bestimmten Abbildungsfunktionen für die Auswertung auf dem virtuellen Modellgitter vorbereitet. Dieser Prozess war insbesondere für die Ölfilmvorderkanten kritisch, welche sich für die Verwendung von Formel A.2 zu beiden Zeitpunkten exakt an der gleichen Position befinden müssen. Die pixelgenaue Vergleichbarkeit der beiden Ölfilmverteilungen wurde mit dieser automatischen Bildverschiebung erfolgreich ermöglicht.

Ölauftragung

Am vertikal montierten Modell ist die Auftragung des 10 cSt Öls und Erzeugung glatter Ölfilmvorderkanten problemlos möglich. In einzelnen Windkanalversuchen wurden jeweils mehrere Tropfen Öl an der Kontaktlinie zwischen Keil und ebener Platte mit Abständen von $\Delta x' = 40$ mm aufgebracht. Innerhalb weniger Minuten läuft der Öltropfen gravitativ nach unten und hinterlässt auf dem Weg eine glatte dünne Ölspur. Wie in Abb. 4.10 zu sehen ist, entstehen dadurch während der Messzeit 4-6 getrennte und unabhängige Bereiche auswertbarer Interferenzstreifen mit jeweils zugehöriger Ölfilmvorderkante. Der Abstand zwischen den Streifen ist größer als die typische Lauflänge

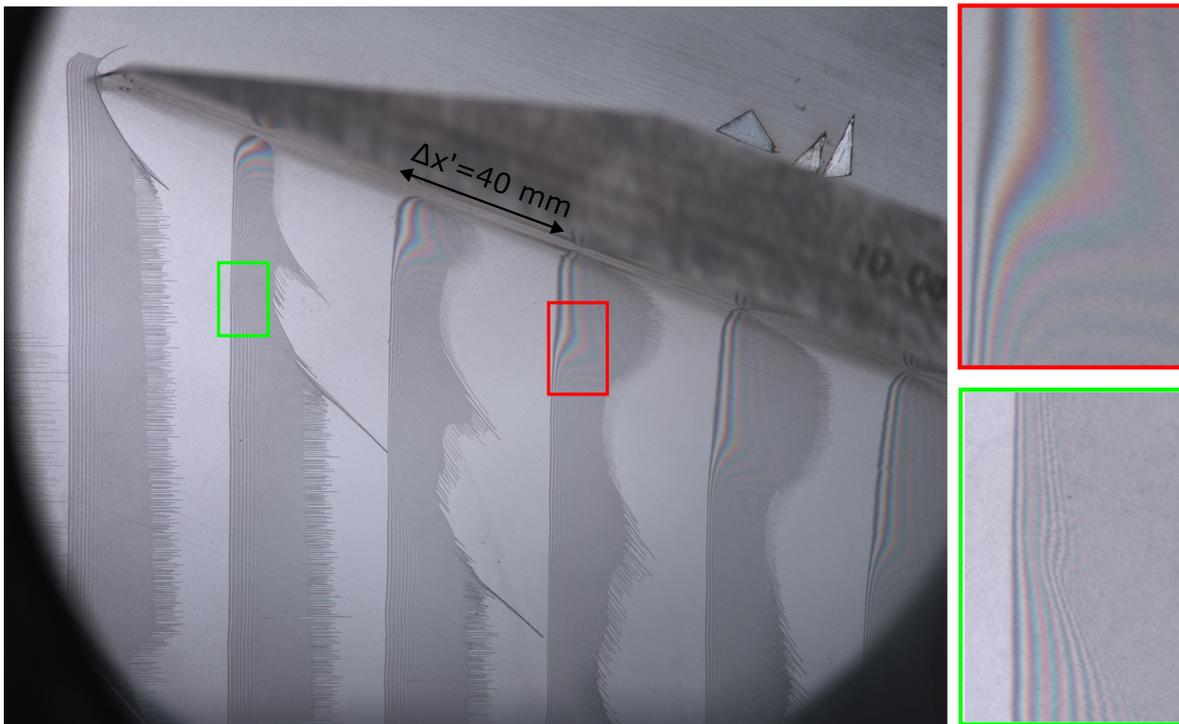


Abb. 4.10.: Rohbild der OFI Messkampagne mit 6 gleichzeitig vermessenen Ölstreifen in jeweils $\Delta x' = 40$ mm Abstand entlang des Keils, mit zwei vergrößerten Ausschnitten.

der Ölbewegung während einer Messung und konnte im späteren Verlauf der Experimente auf $\Delta x' = 30$ mm reduziert werden. In getrennten Experimenten an der identischen Konfiguration wurden die Orte der Tropfenauftragung jeweils um 5 mm in x' -Richtung verschoben, um andere Positionen des Modells zu vermessen. Mit dieser Vorgehensweise waren je nach Streifenabstand nur 6 bis 8 Einzelversuche nötig, um den gesamten Testbereich zu vermessen. Teilweise entstehen durch die Bewegung des Öltropfens oder Strömungen im Windkanal während des Absaugevorgangs gebogene oder anders deformierte Ölfilmvorderkanten. Aufgrund der automatischen Erkennung der lokalen Vorderkante und Auswertung der Stromlinien ab diesen detektierten Punkten ist dies für die Qualität der Auswertung nicht hinderlich. Lediglich können durch die ungewollte Verschiebung der Ölfilmvorderkanten doppelt oder gar nicht untersuchte Flächen auf dem Modell entstehen.

Die Erstellung der Bilder zur Detektion der Wandstromlinien konnte in dieser Studie nicht mit ausreichend dünnflüssigen Ölen durchgeführt werden. Bei 5 cSt treten bereits geringe Verdunstungserscheinungen auf und das 2 cSt Öl verdunstet bereits während der Absaugung des Kanals nahezu vollständig. Im Vergleich zu anderen OFI Experimenten wären bei der vorliegenden Wandschubspannung und der kurzen Messzeit Viskositäten von etwa 0,5 cSt benötigt. Zur Behebung dieses Problems wurden zwei unterschiedliche Arten an Bildern für ein vollständiges Strömungsfeld kombiniert.

Nahe des Keils wurde der Ölfilm des 5 cSt während der Messzeit ausreichend dünn, um sichtbare Streifen entlang der Wandstromlinien wie in Abb. 4.11 auszubilden. Auch für diese Untersuchung mussten jeweils zwei getrennte Versuche mit jeweils drei Positionen der Ölauftragung kombiniert werden, um eine nahezu flächendeckende Bestimmung der keilnahen Strömungsrichtung zu ermöglichen. In der ungestörten Anströmung sowie einem Großteil des Interaktionsgebietes war die Wandschubspannung zu gering, um solche erkennbare Streifen zu erzeugen. Deshalb wurde für das in Abb. 4.12 gezeigte Experiment dem Öl feine Titandioxid (TiO_2) Partikel beigemischt, welche auch bei geringer Ölbewegung eine Detektion der Ölbewegung ermöglichen.

An einigen Stellen der Modelloberfläche konnte trotzdem keine dieser beiden Methoden zuverlässig die lokale Wandstromlinienrichtung aufzeigen. Diese Orte wurden manuell behandelt und es wurde untersucht, ob dies am Scheitern der automatischen Detektion oder an unbrauchbaren Rohbildern ohne erkennbare Linien lag. Im ersten Fall wurden die erkannten Richtungen mit Hilfe von Splines nachgezeichnet oder verstärkt, um so zum Erfolg der automatischen Detektion zu führen. Falls gar keine lokalen Informationen der Strömungsrichtung erkennbar waren, entstehen Flächen ohne ermittelte Wandstromlinien. Diese werden, sofern vorhanden, von umliegenden gültigen Strömungsrichtungen interpoliert oder alternativ wie in Abb. 4.13 leer gelassen.

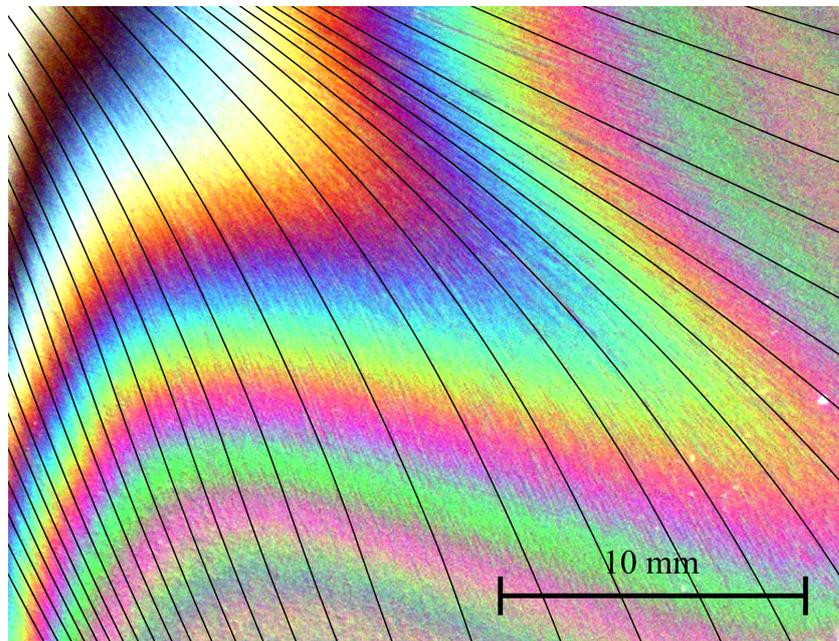


Abb. 4.11.: Ausschnitt des Interferenzbildes mit 5 cSt Öl und sichtbaren Streifen entlang der lokalen Strömungsrichtung, sowie eine Auswahl an resultierenden Stromlinien (schwarze Linien) nach der konischen Glättung (s.u.).

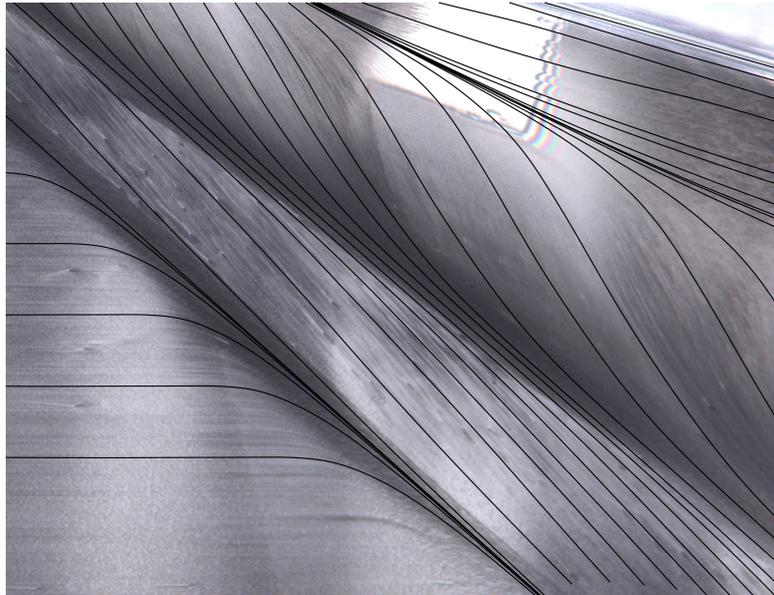


Abb. 4.12.: Auswahl an resultierenden Stromlinien nach der konischen Glättung (schwarze Linien), auf das Ölanstrichbild mit Partikeln gezeichnet.

Konische Glättung der Strömungsrichtung

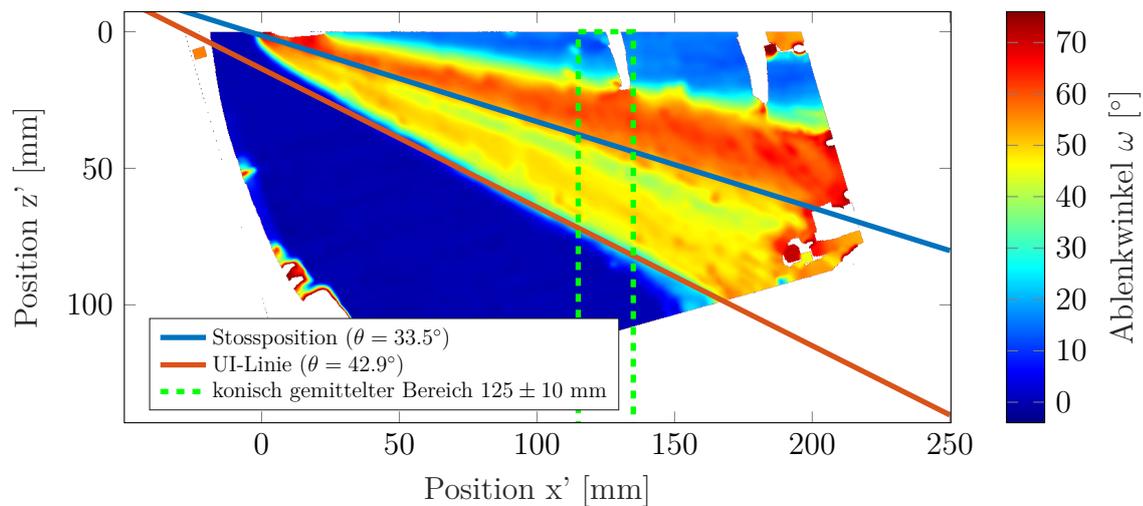


Abb. 4.13.: Mit OFI gemessene Strömungsrichtungen des Öls, dargestellt als Ablenkwinkel ω relativ zur Anströmung für die Konfiguration M3B16R04l.

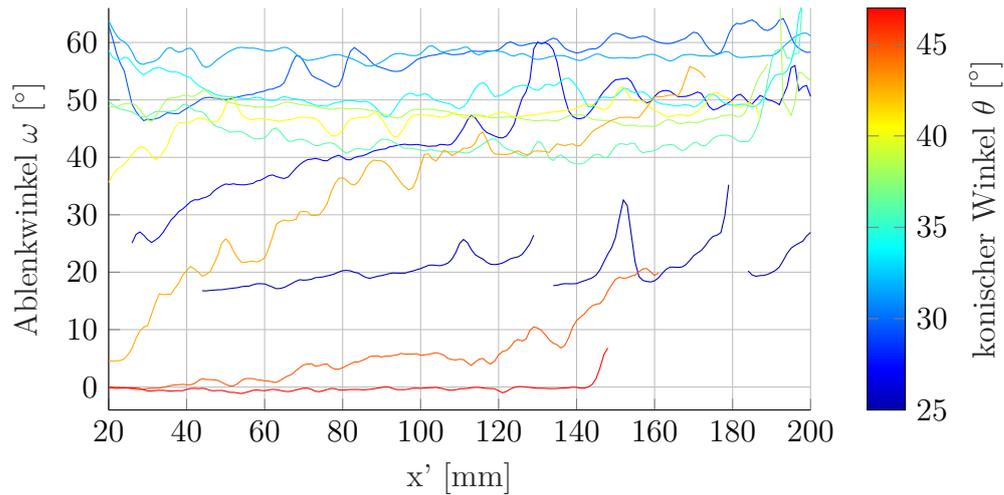
Die pixelbasierte, lokale Stromliniendetektion lieferte eine nahezu vollständige 2D Oberflächenverteilung der lokalen Strömungsrichtungen. Ein solches Ergebnis für die Konfiguration M3B16R04l ist in Abb. 4.13 im rotierten Bezugssystem des Keils (x', z') dargestellt. Der VCO liegt hier als Schnittpunkt der UI-Linie aus den QIRT-Messungen (rot) und der Stoßlage der 2D RANS Simulationen (blau) links oben außerhalb der dargestellten Fläche. Die Winkelangaben θ dieser Linien beziehen sich auf die x -achsenparallele Anströmung. In diesen 2D Oberflächendaten sind mehrere Fehlmessungen insbesondere

am Rand des Messgebietes zu erkennen, sowie weiß dargestellte Bereiche ohne detektierbare oder interpolierbare Strömungsrichtung. Wurden mit diesem Datensatz Wandstromlinien berechnet, so wiesen diese zum Teil unphysikalische Knicke und Kurven auf und reichten nicht im gesamten Strömungsfeld zur quantitativen Verwendung bei der OFI-Auswertung aus. Deshalb war es nötig, mit einem geeigneten Verfahren die Homogenität dieses Richtungsfeldes und die Glattheit der resultierenden Wandstromlinien zu verbessern.

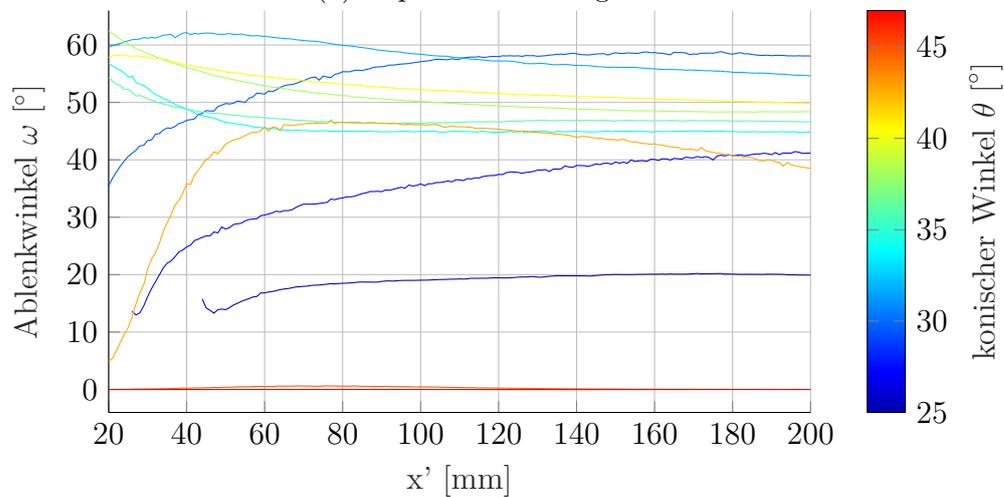
Es wurde bereits häufig gezeigt, dass die Wanddruckverteilung einer quasikonischen Symmetrie folgt, und dass die Anlege- und Ablöselinien und damit die Topologie der Wandstromlinien radial aus dem VCO entspringt [40, 84, 85]. Die gleiche Symmetrie wird häufig für andere Werte wie C_f und \dot{q} angenommen oder vorausgesetzt, aber nicht explizit gezeigt [8, 64]. Im Gegensatz dazu werden viele Datensätze präsentiert, in denen die quasikonische Symmetrie nicht erfüllt ist. In [82] wurde bereits berichtet, dass die maximale Stantonzahl mit zunehmender Lauflänge abnimmt. Dies liegt in den meisten Fällen an dem bekannten Symmetriebruch des Vorderkanteneinflusses, aber in einigen neueren Untersuchungen [3, 10] wird kaum über diesen Bereich hinaus gemessen. Mit modernen experimentellen Verfahren, die ausreichend präzise zur quantitativen Überprüfung der Symmetrie wären, liegt kein flächig vermessener Datensatz vor [8]. Deshalb soll hier die Untersuchung der Symmetrie für weitere Messgrößen fortgeführt, und als Hilfestellung für die weitere Datenauswertung verwendet werden.

Für die OFI Auswertung war zunächst eine Bewertung der Symmetrie der lokalen Strömungsrichtung nötig, da die Verwendung symmetrischer Eigenschaften eine deutlich verbesserte Auswertung der Wandstromlinien ermöglicht. Dazu wurde der Ablenkwinkel der Strömung relativ zum Keil aus Abb. 4.13 in Strahlen aus dem VCO gegen die Lauflänge x' aufgetragen. Bei einer erfüllten konischen Symmetrie ist der Winkel entlang jedes Strahls unabhängig von der Lauflänge. Dies scheint in Abb. 4.14a, mit Ausnahme der orangen Linie bei $\theta = 42^\circ$ nahe der UI-Linie, nahezu erfüllt zu sein, obwohl eine wirkliche Konstanz des Ablenkwinkels nur außerhalb des Interaktionsgebiets festgestellt werden kann. Lokal gesehen scheinen die experimentellen Schwankungen des Ablenkwinkels um einen Mittelwert größtenteils eher stochastisch, durch Rauschen und Fehlmessungen zustande gekommen zu sein. Entlang der konischen Strahlen sind somit die Änderungen der lokalen Mittelwerte nur auf größeren Distanzen wahrnehmbar. Eine solche abgeschwächte konische Symmetrie lässt sich ebenfalls in den RANS Ergebnissen der gleichen Konfiguration (M3B16R04I) in Abb. 4.14b ohne vergleichbare statistische Schwankungen beobachten. Nur die Werte nahe des Keils ($\leq 28^\circ$, dunkelblaue Kurven) und entlang der UI-Linie (40° , orange Kurve) variieren stark mit der Lauflänge. Innerhalb der Ablöseblase ($34^\circ - 40^\circ$, hellblau bis gelbe Kurven) und außerhalb des Gebietes des Vorderkanteneinflusses ($x' > 50$ mm) ist der Ablenkwinkel nur minimal von der

4. 3D SGWW im Rohrwindkanal



(a) Experimentelle Ergebnisse



(b) RANS Ergebnisse

Abb. 4.14.: Ablenkungswinkel ω der Strömungsrichtung entlang von Strahlen aus dem VCO in Abhängigkeit von der Lauflänge x' (Konfiguration M3B16R04l).

Lauflänge abhängig. Diese Erkenntnis konnte für eine konische Glättung des lokalen Ablenkungswinkels verwendet werden, welche jedoch nur mit den genannten Einschränkungen gültig ist.

Dafür wurden in dem extrahierten Vektorfeld der lokalen Wandströmungsrichtungen in Abb. 4.13 die Daten des grün umrandeten Bereichs $x' = 125 \pm 10$ mm über den konischen Winkel θ gemittelt und aufgetragen. Dies ergab in Abb. 4.15 in rot einen Mittelwert der Strömungsrichtung für jeden Wert von $\theta \pm 0,1^\circ$ sowie die Standardabweichung aller für diesen Datenpunkt gemittelten Pixel als hellrote Fläche. Als Vergleich sind die RANS Ergebnisse des identischen Schnittes in blau dargestellt. Diese numerischen Werte selbst wurden jedoch in diesem Kapitel nicht verwendet. Nahe der UI-Linie waren die lokalen Strömungsrichtungen aufgrund der konvergierenden Wandstromlinien

und daraus resultierenden großen Ölfilmstärke sehr schwer zu ermitteln. Die Annahme, dass die Strömungsrichtung des Öls den Wandstromlinien der Luft entspricht, ist hier ebenfalls fraglich und wird in Kap. 4.5.3 genauer untersucht. Deshalb wurden für die Ergebnisse der hier gezeigten Konfiguration alle Daten von $\theta = 42,5^\circ$ bis 47° manuell entfernt. Der ausgeschnittene Bereich wurde je nach Keilwinkel auf den Bereich der Ablöselinie angepasst.

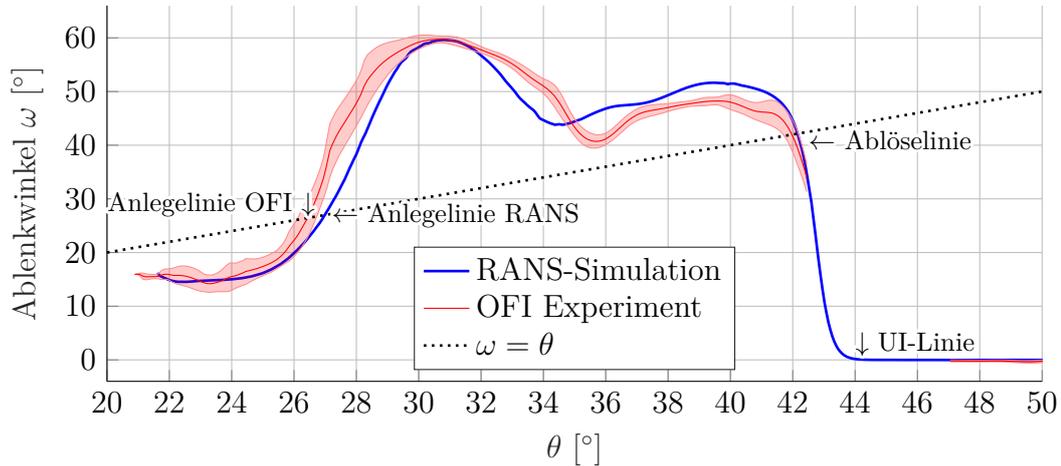


Abb. 4.15.: Experimentelle Ablenkwinkel im Schnitt $x' = 125 \pm 10$ mm (grüner Bereich in Abb. 4.13) als Mittelwert und Standardabweichung der konischen Glättung im Vergleich zu numerischen Daten der gleichen Konfiguration und Position. Ablöse- und Anlegelinien sind an den Positionen mit $\omega = \theta$ zu erkennen.

Als konische Glättung wurde nun ausschließlich der Mittelwert der in 4.15 eingezeichneten roten Kurve $\omega(\theta)$ verwendet. Mit diesen Werten wurde das Ergebnis der Prozesskette der automatischen Richtungserkennung in jedem Pixel überschrieben. Es entstand das in Abb. 4.16 dargestellte Strömungsfeld mit einer vorausgesetzten Symmetrie für Ablenkwinkel der Wandstromlinien ω aus dem VCO und ohne Rauschen oder fehlende Daten. Die Werte in Bereichen außerhalb der quasikonischen Symmetrie, insbesondere nahe der Keilvorderkante sind offensichtlich falsch. Im zentralen Bereich des Keils, von $x' = 80$ mm bis $x' = 170$ mm stimmen die resultierenden, glatten Stromlinien sehr gut zu mit aufgenommenen Ölanstrichbildern überein (Abb. 4.11, 4.12) und wurden daher für die weitere OFI-Auswertung verwendet. Des Weiteren ist wie in Abb. 4.14a gezeigt die konische Symmetrie nahe des Keils nicht vollständig erfüllt, weshalb die resultierenden Stromlinien rechts oben in Abb. 4.11 geringfügig von den sichtbaren Streifen abweichen.

4. 3D SGWW im Rohrwindkanal

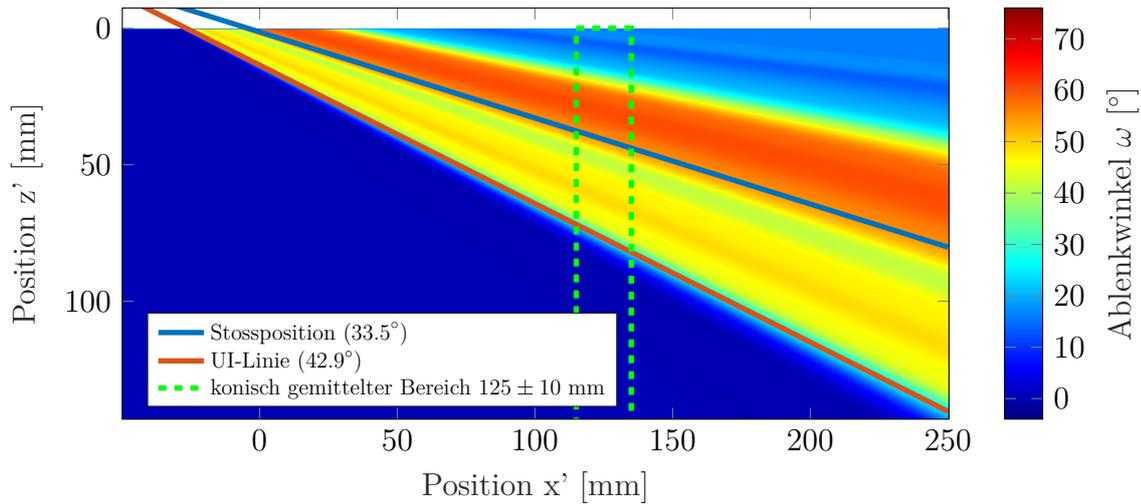


Abb. 4.16.: Experimentell bestimmte, konisch korrigierte Strömungsrichtungen ω bei Annahme einer vollständigen konischen Symmetrie für Ablenkwinkel der Wandstromlinien aus den Originaldaten in Abb. 4.13.

4.3.3. Quantitative Infrarotthermographie (QIRT)

Bei der QIRT wird die Wärmestromdichte zwischen Luftströmung und Modelloberfläche durch eine zeitaufgelöste Vermessung der Modelltemperatur bestimmt. Die verwendete Infrarotkamera IRCAM EQUUS 327kl hat eine Auflösung von 640×512 Pixel und wurde mit einer Bildwiederholungsrate von 105 Bildern pro Sekunde verwendet. Dieses Modell wurde schon häufiger im RWG eingesetzt [56, 83, 89] und die Schritte zum Aufbau, Kalibration, Bildgenerierung und Ermittlung der zeitaufgelösten Modelltemperatur T_i detailliert dokumentiert [56]. Das verwendete Objektiv mit 50 mm Brennweite und das neue Germanium-Fenster der Messstrecke mit 300 mm Durchmesser wurden im Zuge dieser Messkampagne kalibriert. Dafür wurde der Präzisions-Temperaturstrahler Hyperion R der Klasmeier Kalibrier- und Messtechnik GmbH anstelle des Modells in der Messstrecke platziert und die gemessenen Temperaturwerte der Kamera gegen die Temperatur des Strahlers aufgetragen. Dieser Strahler hat einen Emissionsfaktor von über 0,995 und eine Stabilität der eingestellten Temperatur von $\pm 0,1$ K. Der Kalibrierbereich von -16°C bis 110°C deckt sowohl die typischen auftretenden Modelltemperaturen in ungeheizter Strömung bei $M = 3$ als auch die beheizte Strömung bei $M = 5$ ab.

Die weitere Auswertung der Temperaturbilder erfolgte mit dem Heatfit Programm von Schülein [83]. Dieses berechnet aus dem Temperaturverlauf jedes Pixels sowie den Strömungsparametern des Windkanals zum entsprechenden Zeitpunkt die lokale Wärmestromdichte unter Verwendung aller Kalibrationsparameter und Materialeigenschaften des Aufbaus. Ein Screenshot des Programms in Verwendung mit einem aufgenommenen Temperaturbild des stumpfen, geraden Keils mit $\beta = 20^\circ$ ist in Abb. 4.17 zu sehen.

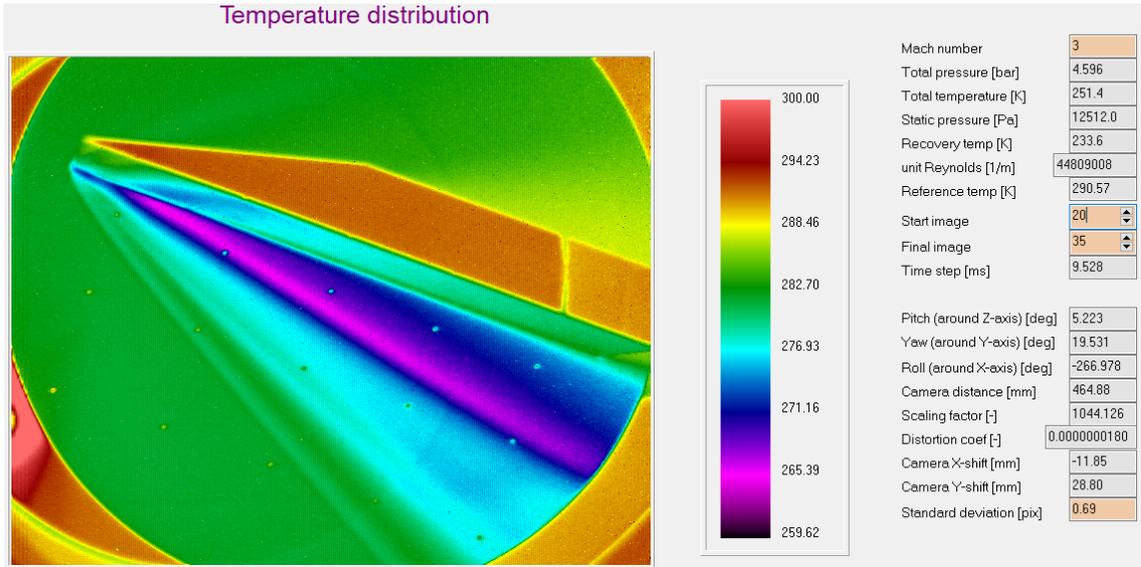


Abb. 4.17.: Teil der Benutzeroberfläche des Heatfit Programmes mit einem Beispielbild der Infrarotkamera zum Zeitpunkt $t = 190$ ms; Farbskala von 260 K (schwarz) bis 300 K (rot).

Nahezu der gesamte Drehteller aus Plexiglas konnte abgebildet werden und wird durch die turbulente Grenzschicht ohne SGWW während des Versuches auf eine Temperatur abgekühlt, die hier in grün dargestellt ist. Dahingegen liegt die Wärmeabstrahlung der Stahloberflächen sowohl im emittierten als auch im reflektierten Anteil unverändert nahe an der Raumtemperatur, wodurch die ebene Platte und die Plattenparallele Fläche des Keils in orange zu sehen sind. 15 Metallmarker wurden horizontal zwischen $x' = 22$ mm und $x' = 222$ mm und senkrecht zur Keiloberfläche bis $z' = 95$ mm in den Messbereich der Plexiglasoberfläche eingelassen, wobei die exakten Positionen nach Montage präzise vermessen wurden. Diese sind anhand der erhöhten Temperaturen zu erkennen und ermöglichen die präzise örtliche Zuordnung der Messpunkte.

Für die Berechnung der mittleren Wärmestromdichte \dot{q} wurde zunächst die zeitliche Entwicklung der Wandtemperatur T_i zwischen $t = 0$ und dem Ende des Messfensters t_{ende} mit einer analytischen Funktion geglättet. Daraus wurde die Wärmestromdichte zu allen Zeitpunkten innerhalb des Messfensters $t_{start} < t_n < t_{ende}$ (siehe Kap. 4.1) nach dem Integrationsverfahren von Cook und Feldermann (siehe [80] Gl. 83 sowie [56]) in jedem Pixel individuell berechnet:

$$\dot{q}_w(t_n) = 2\sqrt{\frac{\rho_{Plexi}c_{P,Plexi}\lambda_{Plexi}}{\pi}} \cdot \left[\sum_{i=1}^n \frac{T_i - T_{i-1}}{\sqrt{t_n - t_i} + \sqrt{t_n - t_{i-1}}} \right] \quad (4.1)$$

Die Materialparameter der untersuchten Oberfläche sind für Plexiglas die Dichte $\rho_{Plexi} = 1183 \text{ kg/m}^3$, die spezifische Wärmekapazität $c_{P,Plexi} = 1,48 \text{ J/kgK}$ und die Wärme-

4. 3D SGWW im Rohrwindkanal

leitfähigkeit $\lambda_{Plexi} = 0,202 \text{ W/Km}$. Bei bekannter Wandtemperatur des Modells $T_w(x, z, t)$ und der adiabaten Temperatur der Strömung $T_{ad}(x, z)$ konnte daraus nach Gl. 2.4 die dimensionslose Stantonzahl $St(x, z, t)$ berechnet werden. Die Ergebnisse dieser Auswertung waren die orts aufgelösten zeitlichen Mittelwerte $T_w(x, z)$ und $St(x, z)$. Mit diesen ließ sich wiederum mit Gl. 2.4 der zugehörige Wert der Wärmestromdichte $\dot{q}_w(x, z)$ ermitteln. Die benötigte adiabate Temperatur $T_{ad}(x, z)$ ließ sich jedoch experimentell sehr schwierig bestimmen und wird im folgenden Abschnitt gesondert betrachtet.

Untersuchung der adiabaten Temperatur

Ein thermisches Gleichgewicht zwischen Strömung und Modelloberfläche wird erst bei sehr langen Messzeiten näherungsweise erreicht. Folglich ist eine perfekte adiabate Wand mit $T_w = T_{ad}$ zwar in numerischen Simulationen als Randbedingung verwendbar, kann aber experimentell nicht realisiert und damit auch nicht direkt vermessen werden. Als vereinfachende Maßnahme wird üblicherweise eine Rückgewinntemperatur T_r der Strömung mit dem Rückgewinnfaktor r berechnet [94, 97].

$$T_r = r \cdot (T_0 - T_\infty) + T_\infty \quad (4.2)$$

Dabei wäre $r = 1$ eine Erhöhung der Temperatur bis zur Gesamttemperatur T_0 der Strömung und die in Gl. 4.2 berechnete Differenz zu dieser Temperatur eine Abschätzung des Wärmetransportes innerhalb der Grenzschicht. In ungestörten turbulenten Grenzschichten und bei dem für die hier relevanten Strömungsbedingungen nahezu konstanten Werte von Pr [94] entspricht ein Rückgewinnfaktor von $r = 0,89$ am ehesten den experimentellen Messungen [7, 12, 94], während in laminaren Grenzschichten ein Wert von $r = 0,85$ geeignet ist [94].

Der mit Gl. 2.2 berechnete Wärmeübertragungskoeffizient h und die mit Gl. 2.4 beschriebene Stantonzahl werden dabei als unabhängig von den Temperaturverhältnissen angenommen [97] und liefern eine scheinbar universell einsetzbare, dimensionslose Beschreibung der Wärmestromdichte. Die Anwendbarkeit dieser etablierten Methode auf die vorliegenden SGWW im Kurzzeitkanal und Gültigkeit der getroffenen Annahmen muss aber erst überprüft werden.

Eine Verbesserungsmöglichkeit zur bisher global gesetzten Rückgewinntemperatur T_r ist die Verwendung der adiabaten Wandtemperatur $T_{ad}(x, z)$, welche mit Hilfe der RANS Simulationen örtlich aufgelöst bestimmt werden kann. In einer Simulation mit adiabaten Randbedingungen wird die Modelltemperatur T_w von dem Strömungslöser lokal so angepasst, dass $\dot{q} = 0$ gilt und damit $T_w = T_{ad}$. Aus einer invertierten Form von Gl. 4.2 kann damit der lokale Rückgewinnfaktor $r(x, z)$ bestimmt werden, der in Abb. 4.19 als rote Kurve dargestellt ist. Da es im Experiment keine adiabatische Wand gibt, werden

in einem anderen Szenario Simulationen mit isothermen Randbedingungen bei unterschiedlichen Wandtemperaturen von $T_w = 200\text{K}$ bis 320K durchgeführt und jeweils die Wärmestromdichte \dot{q} ermittelt (Abb. 4.18). An der interpolierten isothermen Wandtemperatur mit $\dot{q} = 0$ ist der Punkt $T_w = T_{ad}$ gefunden [73]. Dies, örtlich entlang des gesamten Schnittes $x' = 125\text{ mm}$ ausgewertet, ergibt die blaue Kurve in Abb. 4.19. Peck [73] konnte 2020 zeigen, dass diese beiden Methoden unterschiedliche Ergebnisse liefern, wobei hier insbesondere nahe des Ablösestoßes starke Abweichungen zwischen adiabater und isothermer Rechnung zu sehen sind. Je nach Wahl des Verfahrens zur Bestimmung der T_{ad} variiert die resultierende Kurve für St in Abb. 4.20.

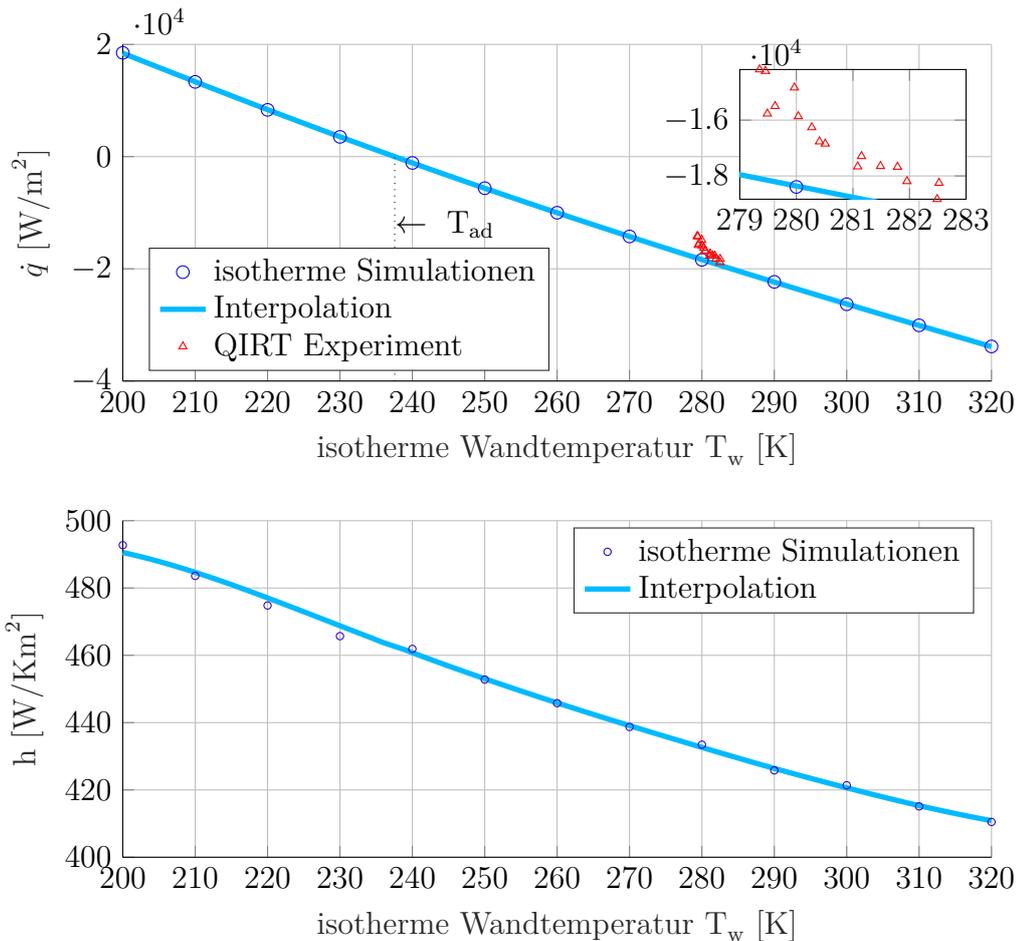


Abb. 4.18.: Auftragung der Wärmestromdichte gegen die Temperaturdifferenz $T_w - T_{ad}$ (oben) und Bestimmung des Wärmeübertragungskoeffizienten (unten) für den Messpunkt $x' = 125\text{ mm}$, $z' = 40\text{ mm}$ der Konfiguration M3B20R04l.

Die für einen Kurzzeit-Kanal experimentell relevante Methode ist das Extrapolieren der isothermen Ergebnisse, da in der Messzeit kein adiabater Zustand der Modelloberfläche erreicht wird. Wie bereits in [73] erkannt, liegt in Abb. 4.18 kein linearer Zusammenhang vor und die lokale Wärmestromdichte \dot{q} ist nicht direkt proportional zur Temperaturdifferenz $T_{ad} - T_w$. Dies widerspricht der Annahme der Konstanz von $h(T)$.

4. 3D SGWW im Rohrwindkanal

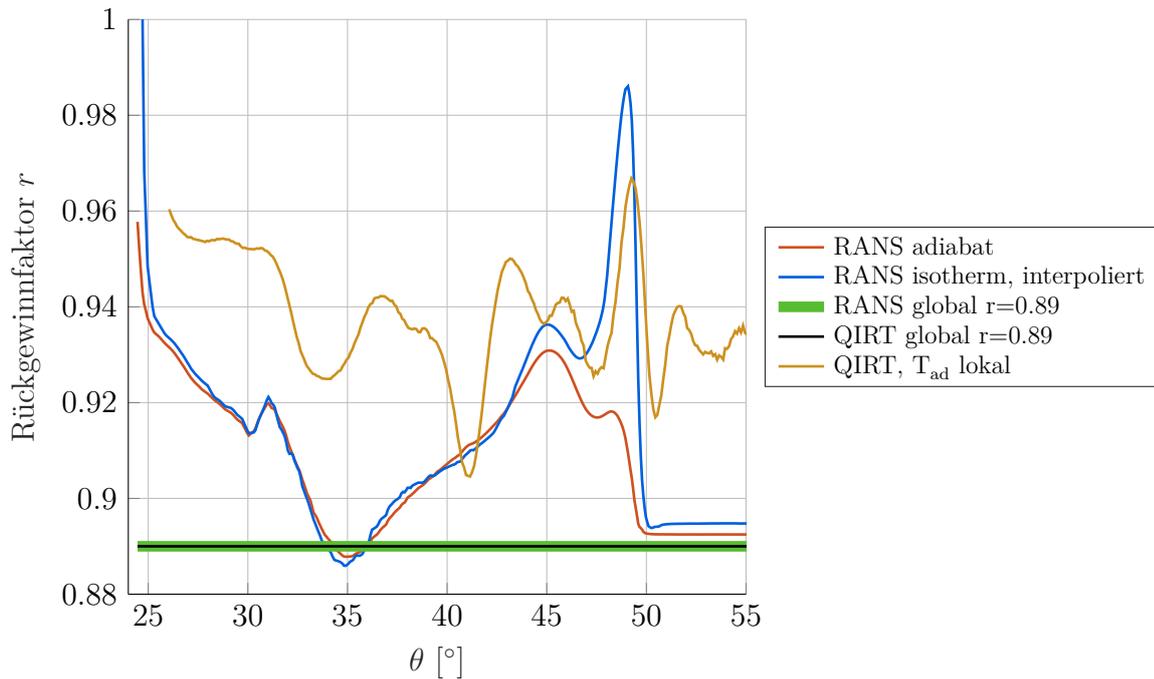


Abb. 4.19.: Lokale Rückgewinnfaktoren r im konischen Schnitt bei $x' = 125$ mm der für dieses Kapitel einheitlich untersuchten Konfiguration M3B20R04l. Vergleich unterschiedlicher numerischer und experimenteller Methoden.

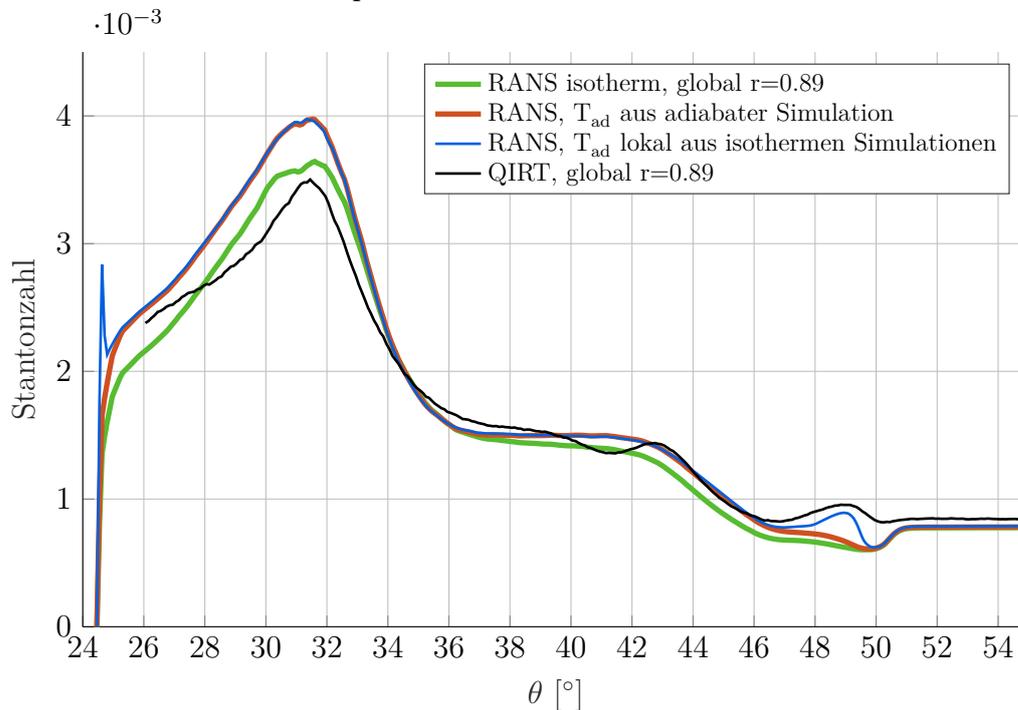


Abb. 4.20.: Resultierende Messwerte der Stantonzahl bei festgelegter Wärmestromdichte und Wandtemperatur für unterschiedliche Verläufe von T_{ad} (M3B20R04l).

Folglich ist auch die Stantonzahl (Gl. 2.4) keine universell einsetzbare und eindeutig zu berechnende Skalierung für die Wärmestromdichte. Aufgrund dieses nicht-linearen Verhaltens ist eine hohe Dichte an isothermen Simulationen (in diesem Fall alle 10 K) zur präzisen Interpolation von T_{ad} nötig.

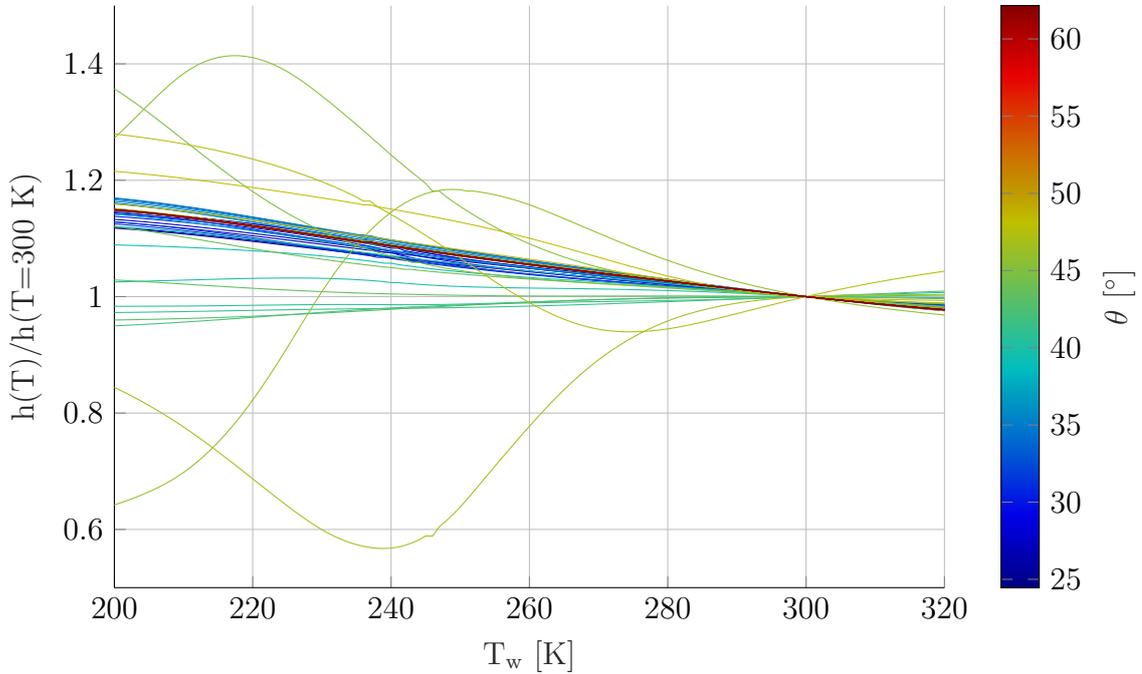


Abb. 4.21.: Verlauf des auf 300 K normierten Wärmeübertragungskoeffizienten h über der isothermen Wandtemperatur an unterschiedlichen, farblich codierten Positionen innerhalb des Schnittes $x' = 125$ mm (M3B20R04I). Blau sind die Messpunkte nahe des Keils, rot sind die Daten der ungestörten Grenzschicht.

Dieser in Abb. 4.18 für einen Datenpunkt gezeigte Verlauf für $h(T)$ wurde ebenfalls an allen anderen Punkten im Interaktionsgebiet untersucht und in Abb. 4.21 aufgetragen. Die Farbe der Kurven gibt dabei den konischen Winkel θ des Messpunktes entlang des Schnittes $x' = 125$ mm an und jede Kurve wurde individuell mit dem Messwert bei $T = 300$ K normiert. Der resultierende Verlauf ist bei $\theta > 50^\circ$ (orange bis rot), also in der ungestörten Grenzschicht identisch und weist auch in Keilnähe (dunkelblau) einen sehr ähnlichen, linearen Verlauf auf. Nahe der Ablösung ist h jedoch als Folge der 3D SGWW stark von der Wandtemperatur abhängig und der Verlauf der Kurve kann kaum aus Messwerten anderer Positionen modelliert werden.

Im Experiment stehen zur Bestimmung von T_{ad} nur die in Abb. 4.18 eingezeichneten Datenpunkte zur Verfügung, was der Abkühlung der Modelloberfläche während eines Experimentes entspricht. Diese reichen nicht aus, um eine fundierte Extrapolation bis $\dot{q} = 0$ zu berechnen und T_{ad} aus den experimentellen Daten zu ermitteln. Insbesondere ist, wie in Abb. 4.21 gezeigt, keine einheitliche Form für $h(T)$ als Modell verwendbar. Ein Versuch dieser Extrapolation ist in Abb. 4.19 als gelbe Kurve gezeigt, wird jedoch

4. 3D SGWW im Rohrwindkanal

als offensichtlich ungenau eingeschätzt. Deshalb liegen keine vertrauenswürdigen experimentellen Werte für St mit lokal bestimmter T_{ad} vor.

Ein korrektes experimentelles Vorgehen wäre also analog zum numerischen Verfahren eine Messung der Wärmestromdichte bei einem deutlich größeren Bereich an vermessenen Wandtemperaturen. Dies wäre entweder durch unterschiedliche Starttemperaturen des Modells oder durch eine längere Messzeit möglich. Da die Unterschiede der numerischen Randbedingungen merkliche Auswirkungen auf die berechnete Stantonzahl haben (siehe Abb. 4.20), sollte dieser Effekt in weiteren Arbeiten berücksichtigt und genauer untersucht werden. Hier konnte dies experimentell nicht umgesetzt werden, und alle weiteren dargestellten Ergebnisse entsprechen der schwarzen Kurve in Abb. 4.20 mit einem globalen Wert von $r = 0,89$. Zur Vergleichbarkeit von Experiment und RANS Rechnungen wurde auch trotz der Verfügbarkeit besserer Werte dieser konstante Wert (grüne Linie in Abb. 4.20) verwendet. Die tatsächlichen Wärmelasten sind aufgrund dieses Fehlers um bis zu 9% größer als die der im weiteren verwendeten Daten mit globaler Bestimmung der adiabaten Wandtemperatur. Dies ist ein signifikanter Fehler der hier eingesetzten Messmethode zur Bestimmung der Stantonzahl.

4.4. 3D RANS Simulationen

Aufgrund des großen Parameterraumes möglicher Machzahlen, Keilwinkel und Keilgeometrien, sowie der drei unterschiedlichen Messtechniken war diese experimentelle Studie mit erheblichem Aufwand und Windkanalkosten verbunden. Folglich sollte in Betracht gezogen werden, ob eine numerische Analyse in Form von RANS Simulationen nach geeigneter Anpassung vergleichbare Ergebnisse liefern kann. Im Falle einer ähnlich erfolgreichen Validierung wie im präsentierten zweidimensionalen Fall könnten zukünftige Parameterstudien noch stärker numerisch unterstützt werden.

Die stationären RANS Simulationen der 3D SGWW wurden mit dem DLR TAU Code (Version März 2022) durchgeführt. In Abb. 4.22 ist das simulierte Rechengebiet mit den zugehörigen Randbedingungen skizziert. Die Einlass-Randbedingung lag 20 mm stromauf der Vorderkante der ebenen Platte, welche aber nicht als Kante, sondern als Übergang der Euler-Wand (blau) zur viskosen Wand (grau) modelliert war. Die adäquate Berechnung der Umströmung der Plattenvorderkante mit dem experimentell gemessenen Vorderkantenradius von $R = 0,15$ erfordert einen sehr hohen numerischen Aufwand. In einem Testfall wurde diese Vorderkante mit in die Simulation einbezogen überprüft und ihr Einfluss auf die zu untersuchende Strömung weit stromab als unrentabel eingeschätzt. Der Effekt stumpfer Vorderkanten auf p , St und C_f einer ebenen Platte wurde z.B. in

[62] mit deutlich größeren Vorderkantenradien von $R = 5$ mm quantitativ untersucht und bestätigt den minimalen Effekt der hier vorliegenden Geometrie.

Die Maße des Rechengebietes um den Keil wurden groß genug gewählt, um eine Beeinflussung des untersuchten Strömungsgebietes durch die Auslassrandbedingungen auszuschließen. Hierfür wurde die Position der vier Auslass-Flächen seitlich und hinten wie in Anhang F beschrieben so weit vom Keil und dem Interaktionsgebiet entfernt, bis diese keinen Einfluss mehr auf die lokalen Werte an der Wand hatte. Dabei wurde, im Gegensatz zu vielen aktuellen numerischen Arbeiten auf diesem Gebiet [1, 3, 23, 24, 25], die Umströmung der Keiloberkante und der dadurch bedingte Druckabfall am endlich großen Keil wie in Abb. 2.3 mit einbezogen.

Das Basisnetz hatte an den viskosen Wänden eine laterale Auflösung von 1 mm, im Volumen eine typische Kantenlänge der Zellen von 1,5 mm, nahe der Keilvorderkante eine lokale Verfeinerung der Kantenlängen auf 0,2 mm und damit insgesamt etwa $17,5 \cdot 10^6$ Knoten. Die genaue Zahl der Knoten variierte je nach Keilgeometrie und Winkel. Durch 3 automatische Netzadaptionsschritte (genauer in der Netzkonvergenzstudie in Anhang F beschrieben) wurde das Netz mit jeweils 30% zusätzlichen Knoten lokal verfeinert, wodurch die letzten Rechenschritte auf einem Netz mit etwa $38,5 \cdot 10^6$ Knoten gerechnet wurden. In dem zweiten dieser Adaptionsschritte wurde der dimensionslose erste Wandabstand auf $y^+ < 0,1$ reduziert, um eine ausreichende Auflösung der Grenzschicht sicherzustellen. Auf dem CARO Rechencluster in Göttingen² dauerte die gesamte Prozesskette zur Simulation einer Konfiguration bei Verwendung von 4 Rechenknoten (512 CPUs) durchschnittlich 8 Stunden.

Alle numerischen Strömungsparameter entsprechen den experimentellen Messwerten aus Tab. 4.1 (Mach 3, OFI). Die isotherme Wand hat eine Temperatur von 287,6 K, welche den durchschnittlichen experimentellen Wandtemperaturen in der ungestörten Grenzschicht entspricht. Auf der ebenen Platte wurde die Transitionslage bei $x = 45$ mm gesetzt ($Re_x = 2,025 \cdot 10^6$), was ebenfalls der experimentell beobachteten Transitionslage in der OFI Studie entspricht (Abb. 4.26). Dahingegen wurde der Keil vollturbulent gerechnet, da hier keine Transitionsmessung durchgeführt werden konnten.

Nach Untersuchung mehrerer Turbulenzmodelle (siehe Anhang F) wurde das EARSM (Explicit Algebraic Reynolds Stress Model) aufgrund der besten Übereinstimmungen mit den experimentellen Ergebnissen gewählt. Durch die gegebene Machzahl wurde das Roe Upwind Diskretisierungsschema mit Gleichungen zweiter Ordnung verwendet. Als Konvergenzkriterium wurde ein abgewandeltes Cauchy-Kriterium verwendet, indem für eine Konfiguration eine sehr große Anzahl an Iterationen berechnet wurde (Abb. F.3). Die erreichbaren Schwellenwerte für eine Konvergenz variierten zwischen den verwendeten

²<https://www.dlr.de/de/forschung-und-transfer/forschungsinfrastruktur/grossforschungsanlagen/hpc-cluster/caro>

4. 3D SGWW im Rohrwindkanal

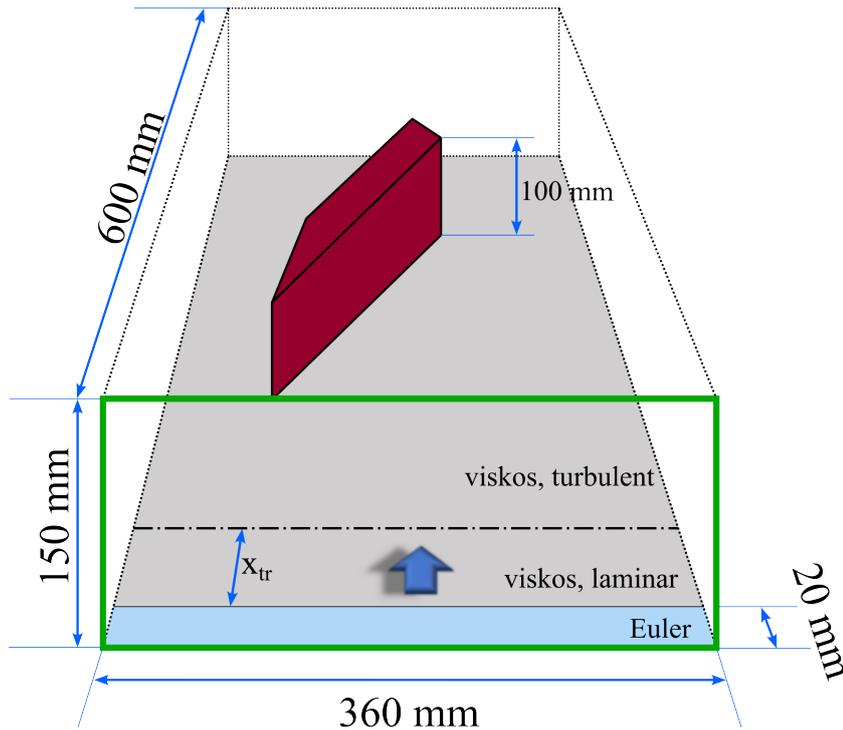


Abb. 4.22.: Nicht maßstabsgetreue Skizze der Geometrie des Simulationsgebietes der RANS Rechnung im RWG mit Euler-Wand in blau sowie der ebenen Platte in grau und dem Keil in rot als viskose Wände. Einlass-Randbedingung in dem grünen Rechteck in Pfeilrichtung sowie Auslass-Randbedingung an allen weiteren, nicht markierten Flächen des Quaders.

Netzen, weshalb eine deutlich ausreichende Anzahl an gesamten Iterationen vorgegeben wurde. In Anhang F ist das gesamte Vorgehen zur Erreichung der numerischen Konvergenz beschrieben und es werden die resultierenden numerischen Parameter aufgelistet.

Das numerische Ergebnis für die Konfiguration M3B20R04l wurde bereits in Abb. 4.4 für einen Großteil der Fläche der ebenen Platte gezeigt. In Abb. 4.23 ist lediglich der experimentell untersuchte Ausschnitt seitlich des Keils im rotierten Bezugssystem (x', z') dargestellt. Der zur Normierung verwendete Druck in der ungestörten Grenzschicht, P_1 , wurde dabei an der Position $(x', z') = (25 \text{ mm}, 52 \text{ mm})$ entnommen, welche sich in allen Konfigurationen außerhalb des Interaktionsgebietes befindet. An Positionen von $x' > 180 \text{ mm}$ kann der Druckabfall als Folge des endlich hohen Keils beobachtet werden. Abbildung 4.24 zeigt die aus der numerischen Wärmestromdichte berechnete Stantonzahlverteilung unter Verwendung der globalen adiabaten Wandtemperatur T_r der Strömung (siehe Kap. 4.3.3). Für den gebogenen Keil ist in Abb. 4.25 der Reibungsbeiwert der RANS Simulation aufgetragen. Links oben im Bild ist die in den Messbereich hineinragende gekrümmte Vorderkante mit dem abgelösten Stoß zu sehen. Erst weiter stromab bildet sich das bekannte Interaktionsgebiet nach der quasikonischen Symmetrie aus.

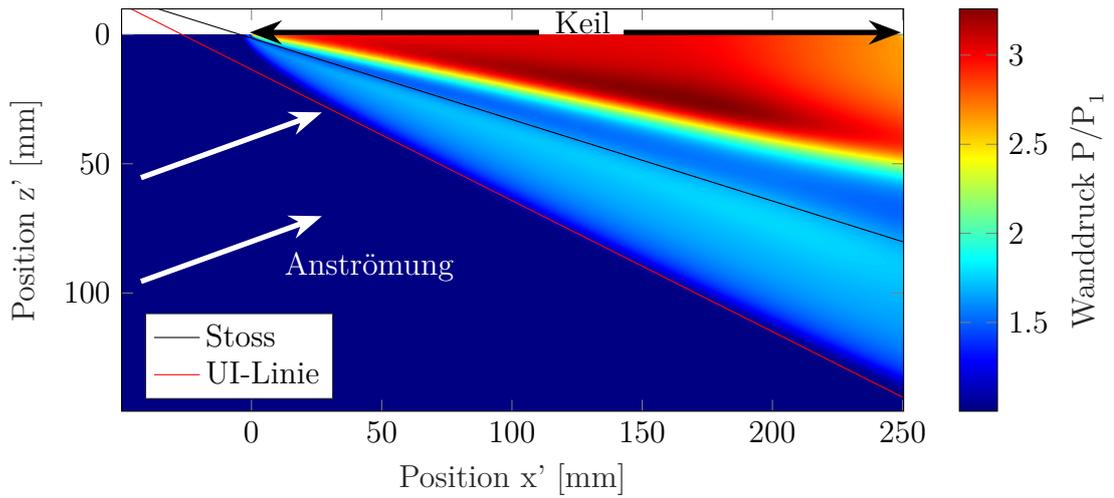


Abb. 4.23.: RANS Ergebnisse des mit P_1 normierten Wanddrucks der Konfiguration M3B20R04L.

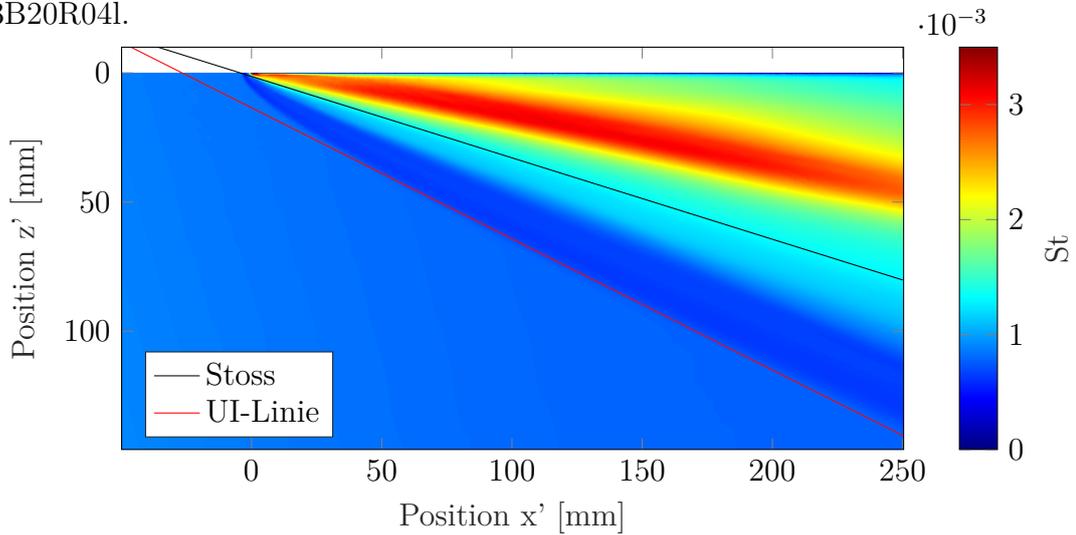


Abb. 4.24.: RANS Ergebnisse für die Stantonzahl der Konfiguration M3B20R04L (linear).

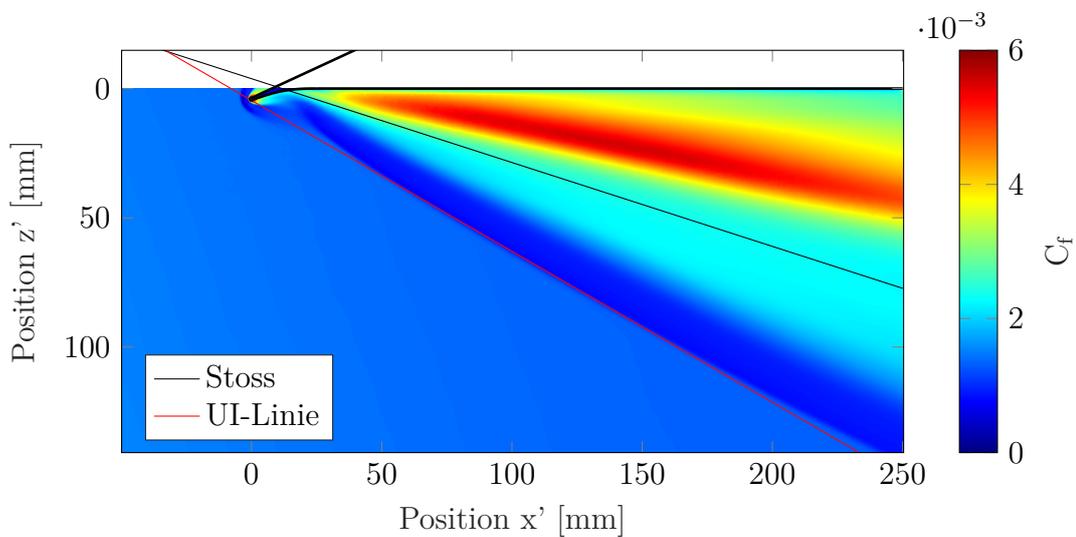


Abb. 4.25.: RANS Ergebnisse der C_f -Verteilung der Konfiguration M3B20R04c (curved) mit Darstellung der gebogenen Keilkontur.

4. 3D SGWW im Rohrwindkanal

In den Abbildungen 4.23, 4.24 und 4.25 ist jeweils die experimentell bestimmte stromauf-Begrenzung des Interaktionsgebietes in rot eingezeichnet, welche auch für die RANS Ergebnisse eine geeignete Trennung zwischen ungestörter Grenzschicht und dem Bereich der SGWW ist. Die schwarze Linie entspricht der Projektion der initialen Stoßfront aus der 2D Simulation ohne SGWW, die in Kap. 4.2.1 untersucht wurde. Der VCO als Schnittpunkt dieser beiden dargestellten Linien befindet sich außerhalb der dargestellten Fläche. Solche 2D Verteilungen der Oberflächendaten liegen für jede in Tab. 4.2 markierte durchgeführte RANS Rechnung vor.

4.4.1. Ungestörte Grenzschicht

Vor dem Vergleich experimenteller und numerischer Ergebnisse in 3D SGWW wird zunächst die Übereinstimmung dieser Methoden in der ungestörten Grenzschicht ohne Keil gezeigt. Die experimentellen C_f Daten aus 8 Experimenten wurden in Abb. 4.26 spannenweitig gemittelt und gegen die Lauflänge Re_x aufgetragen. Die Transition auf der ebenen Platte liegt deutlich stromauf des eingesetzten Drehtellers ($Re_x = 10,1 \cdot 10^6$ bis $23,6 \cdot 10^6$), sodass an diesen Positionen ursprünglich keine OFI Messungen geplant waren und die Modelloberfläche nur bedingt für optische Messungen geeignet war. Dennoch konnten aus den dort stark verrauschten OFI Ergebnissen die Position der Transitionslage sowie eine Abschätzung des Verlaufs der Wandschubspannung bestimmt werden. Die in Abb. 4.26 stark schwankenden Werte des Reibungsbeiwertes im Bereich der laminaren Grenzschicht resultieren eindeutig aus diesem Umstand. Das gemessene Ende der Transition x_{tr} bei $Re_x = 3,06 \cdot 10^6$ kann numerisch unter Verwendung des EARSM Turbulenzmodells mit einem Beginn der Transition bei $Re_{x,TAU} = 2,025 \cdot 10^6$ reproduziert werden. Deshalb wurde dieser Wert als Eingabe für alle RANS Simulationen verwendet. Diese Position x_{tr} ist etwa 25 % geringer, als bisher im RWG vermessen [81] oder mit der Ross-Korrelation abgeschätzt [83], jedoch wurde die Ursache dafür weder genauer untersucht, noch spielt sie eine relevante Rolle in der Untersuchung der turbulenten Grenzschicht deutlich stromab. Als weiterer Vergleich kann der C_f -Wert mit der Van Driest II Abschätzung [35, 92] für turbulente Grenzschichten in der Form aus [83] verglichen werden. In der turbulenten Grenzschicht stimmen die experimentellen Werte sowie die Abnahme von C_f mit zunehmender Lauflänge im Rahmen der experimentellen Genauigkeit sehr gut mit den dargestellten Kurven überein.

Die experimentelle Stantonzahl-Verteilung in der ungestörten Grenzschicht (Abb. 4.27) wurde in 3 getrennten Experimenten mit unterschiedlicher Modellmontage aufgenommen. Mit Hilfe des Reynoldsanalogiefaktors in Gl. 2.15 konnte auch die Van Driest II Approximation als Abschätzung von St verwendet werden. Diese liegt bei höheren Stantonzahlen als die Resultate der RANS Rechnung an der ebenen Platte ohne Keil,

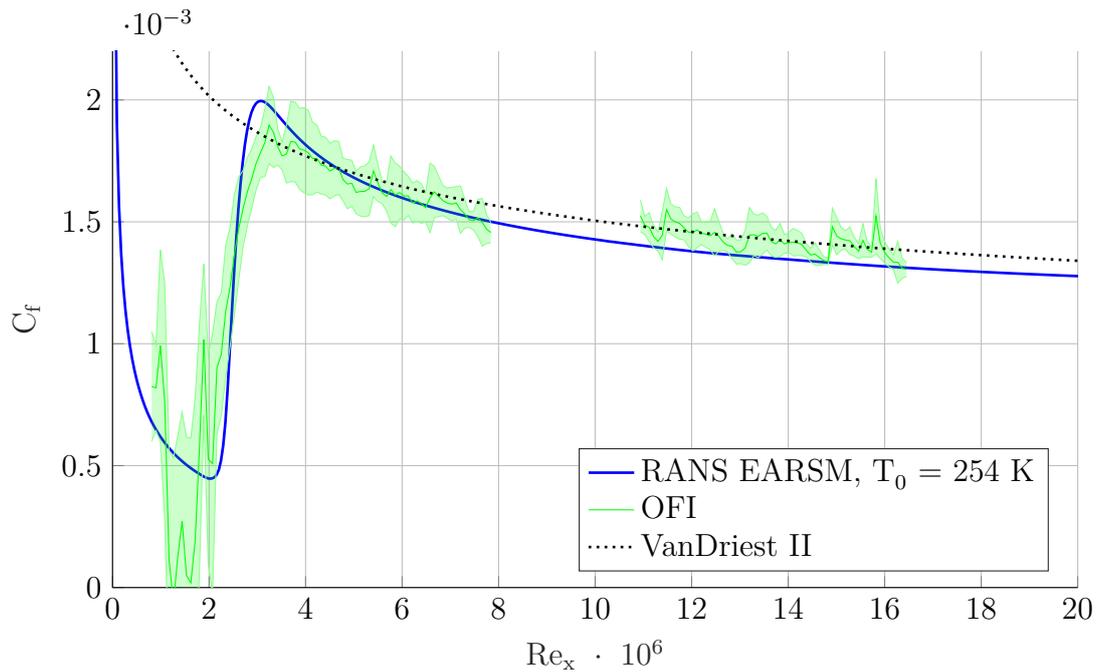


Abb. 4.26.: Experimentelle Verteilung des Reibungsbeiwertes im Vergleich zu den Vorhersagen der RANS Simulation sowie der Van Driest II Approximation [92].

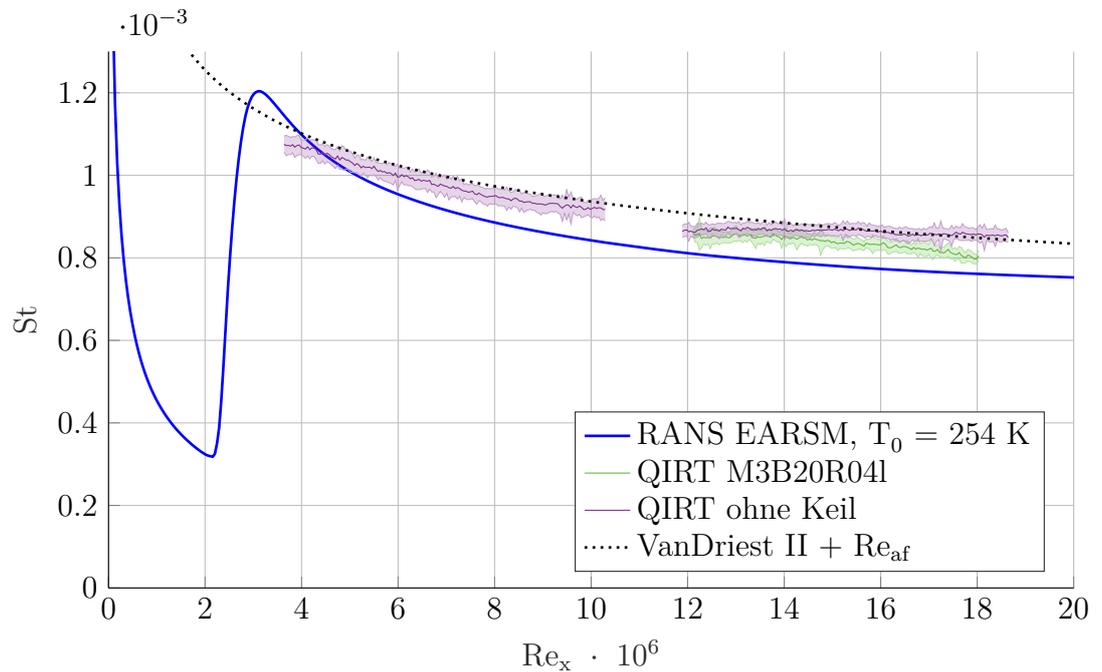


Abb. 4.27.: Verlauf der Stantonzahl der ungestörten Grenzschicht aus unterschiedlichen Vorhersagen oder Messungen: numerische Simulation der ebenen Platte ohne Keil, ungestörter Teil der Grenzschicht bei einem Experiment mit montiertem Keil, Experiment an der ebenen Platte ohne Keil und Approximation von Van Driest mit Verwendung des Reynoldsanalogiefaktors aus Gl. 2.15.

4. 3D SGWW im Rohrwindkanal

reproduziert aber deutlich besser die experimentellen Daten. Insgesamt wird die Übereinstimmung der Kurven in Abb. 4.27 als ausreichend gut bewertet, um auch die Messwerte mit SGWW quantitativ vergleichen zu können.

x[mm]	153	213	273	333
δ^* (Exp [90]) [mm]	0,72	1,06	1,30	1,49
δ^* (RANS) [mm]	0,692	0,966	1,22	1,43

Tab. 4.4.: Vergleich der Grenzschichtdicke aus aktueller RANS Simulation mit den experimentellen Werten von Touré [90].

In den Messungen von Touré und Schülein [90] wurde 2020 im selben Windkanal bei nahezu identischen Strömungsparametern die Grenzschichtdicke an einer ebenen Platte experimentell und numerisch bestimmt und wird zur Validierung der aktuellen RANS Studie verwendet. Die in dieser Arbeit numerisch ermittelte Verdrängungsdicke δ^* der Grenzschicht ist nach Tab. 4.4 durchschnittlich 6% geringer als die experimentellen Werte aus [90], wohingegen die RANS Rechnungen in [90] um einen ähnlichen Faktor dicker als die experimentellen Werte sind. Dieser Unterschied zwischen den beiden numerischen Simulationen ist mit der hier gesetzten Transitionslage bei $x = 45$ mm im Gegensatz zur vollturbulenten Rechnung von Touré zu erklären.

Somit ist die Übereinstimmung der numerischen Grenzschicht mit experimentellen Messungen sowohl von der Verdrängungsdicke δ^* als auch von den Oberflächenmesswerten St und C_f im Rahmen typischer numerisch-experimenteller Abweichungen [12] akzeptabel. Im Weiteren werden die zwei konkreten Werte der Verdrängungsdicke von $\delta_{VK}^* = 1,15$ mm an der Position der Keilvorderkante bei $\beta = 20^\circ$, und $\delta_{x125}^* = 1,57$ mm in einer mittleren Position des untersuchten Schnittes verwendet.

4.5. Ergebnisse

4.5.1. Wanddruckmessungen

Zu jedem durchgeführten Experiment liegt der gemessene Wanddruck aller in Kap. 4.3.1 beschriebenen Druckmessstellen zeitlich gemittelt und mit dem statischen Druck der ungestörten Grenzschicht P_1 normiert vor. Die Positionen der Druckmessstellen wurden mit dem VCO der entsprechenden Konfiguration in konische Koordinaten (x', θ) umgerechnet. Für die Konfiguration M3B20R04l sind die resultierenden Ergebnisse an allen Messschnitten in Abb. 4.28 beispielhaft dargestellt.

Die quasikonische Symmetrie lässt sich im charakteristischen Verlauf der Daten über θ einigermaßen gut erkennen, nur der vorderste Schnitt an $x' = 25$ mm (rote Kreise) liegt noch nicht im quasikonischen Interaktionsgebiet. Die Längen der hinteren beiden

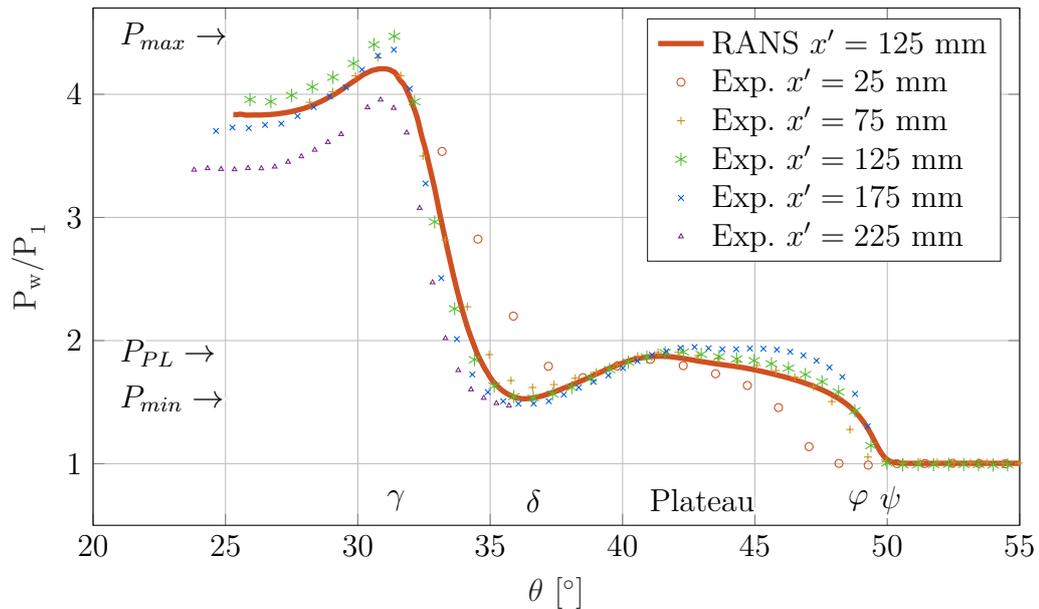


Abb. 4.28.: Wanddruckmessungen und RANS Ergebnisse der Konfiguration M3B20R041 in Schnitten senkrecht zur Keiloberfläche mit Markierungen der wichtigen Drucklevel und Winkel für den mittleren Schnitt (grün).

Schnitte (blau und lila) auf dem Drehteller reichen nicht aus, um das gesamte Interaktionsgebiet bis zur ungestörten Grenzschicht zu vermessen. Des Weiteren ist in diesen beiden Schnitten eine zunehmende Abschwächung des Druckmaximums zu beobachten. Dies lässt sich auf den Einfluss der endlichen Keilhöhe zurückführen. Um diesen Effekt aus dem Wege zu gehen und um zur Vergleichbarkeit mit Literaturdaten nur den quasikonisch symmetrischen Bereich zu vermessen, wird für die weitere Analyse der Daten ausschließlich der mittlere Schnitt bei $x' = 125$ mm (grün) verwendet. Konsequenterweise werden auch die Ergebnisse der RANS Simulation (rote Linie) an der Position $x' = 125$ mm ausgewertet.

Eine typische Druckverteilung an der ebenen Platte, die infolge der 3D SGWW zustande kommt, kann entsprechend der Strömungstopologie in Abb. 2.6 durch mehrere charakteristische Werte beschrieben werden. Der maximale Druck P_{max} wird an der Anlegelinie $\theta = \gamma$ aufgrund der auftreffenden Strömung erreicht und fällt mit zunehmendem Abstand zur Anlegelinie schnell ab. Rechts im Bild ist die UI-Linie im Winkel ψ zu sehen, die das Interaktionsgebiet von der ungestörten Grenzschicht mit Wanddruck P_1 trennt ($P_w(\theta > \psi) = P_1$). Die Ablöselinie φ ist in der Druckverteilung nicht eindeutig zu erkennen. Zwischen Ablöse- und Anlegelinie befindet sich der Ablösewirbel mit dem lokalen Druckminimum P_{min} unter dem Wirbelkern bei $\theta = \delta$. Der in Kap. 2.2 beschriebene maximale Plateaudruck P_{PL} der abgelösten Strömung wird zwischen γ und δ erreicht, wobei dies bei geringen Stoßintensitäten ein lokales Maximum ist und bei hohen Stoßintensitäten ein ausgedehnteres Plateau.

4. 3D SGWW im Rohrwindkanal

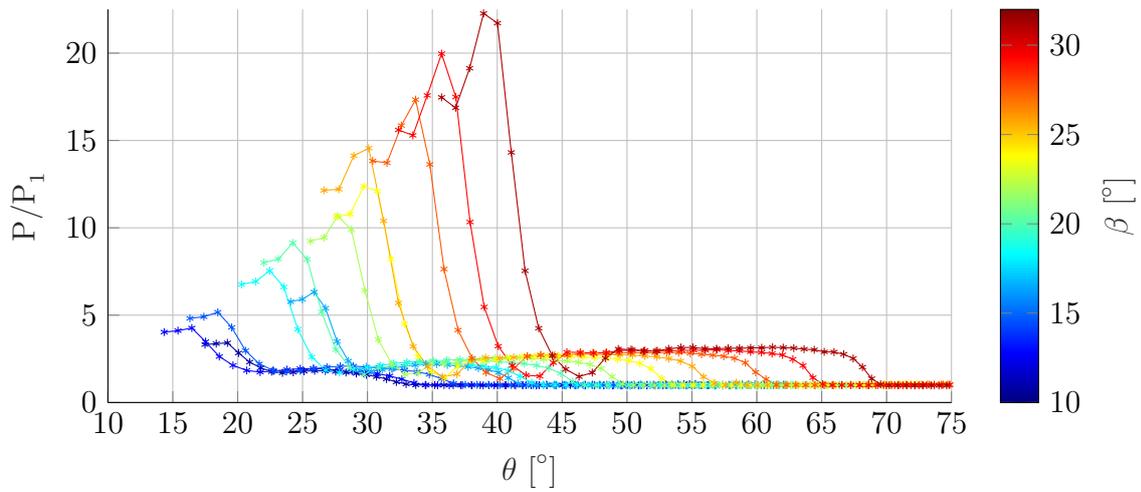


Abb. 4.29.: Druckverteilung aller Konfigurationen gerader, scharfer Keile bei $x' = 125$ mm bei Mach 5 über den konischen Winkel aufgetragen. Die Farbskala der Kurven gibt dabei den Keilwinkel β der Konfiguration an.

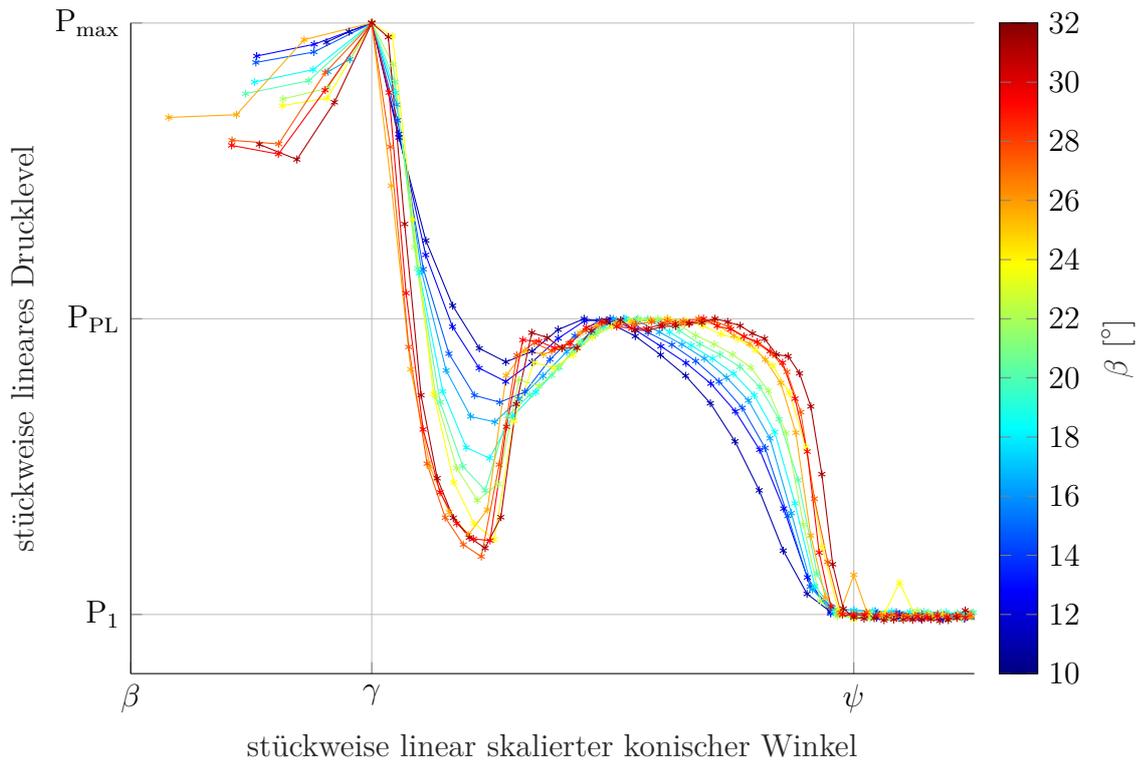


Abb. 4.30.: Stückweise linear skalierte Daten aus Abb 4.29 anhand markanter Drucklevel und Winkel jeder individuellen Kurve.

Die Messdaten aller Experimente der zugeschärften Keile, jeweils im mittleren Messschnitt, sind in Abb. 4.29 dargestellt. Werden nun für jede Messung diese beschriebenen Punkte der Kurve ausgewertet und die Messdaten jeweils zwischen den angegebenen Drucklevel und Winkeln stückweise linear skaliert, ergibt sich Abb. 4.30. Mit zunehmendem Keilwinkel verstärkt sich das lokale Druckminimum zwischen Anlegelinie (γ) und Plateau weiter und verschiebt sich geringfügig in Richtung der Anlegelinie. Außerdem verbreitert sich das Druckplateau und weist für $\beta > 22^\circ$ mehrere lokale Maxima auf. Dies wäre eine mögliche Folge einer sekundären Ablösung, was aber alleine aufgrund dieser Druckmessdaten nicht eindeutig bewertbar ist.

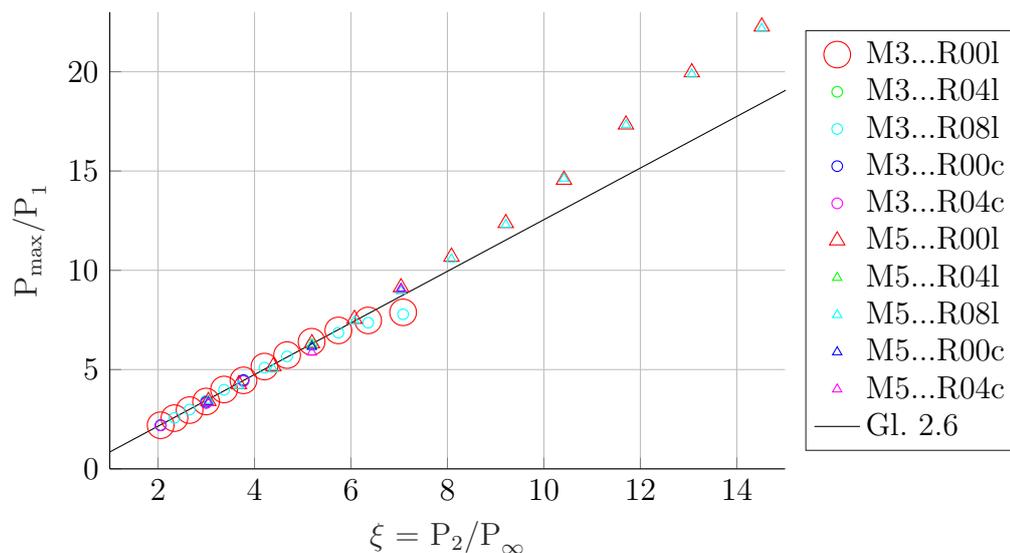


Abb. 4.31.: Gemessener maximaler Druck P_{max}/P_1 in Abhängigkeit von der Stoßintensität $\xi = P_2/P_\infty$ und Darstellung der bisherigen Skalierung aus Gl. 2.6 [84].

Die für Abb. 4.30 ermittelten Druckwerte und Winkel können nach Relationen aus [84] und [90] mit der Stoßintensität ξ oder dem Stoßwinkel ϵ skaliert werden. Zunächst wird in Abb. 4.31 das maximale Druckverhältnis P_{max}/P_1 des Schnittes $x' = 125$ mm gegen die Stoßintensität ξ aufgetragen. Die Messpunkte bei einer Machzahl von 3 passen mit Ausnahme der höchsten Stoßintensitäten nahezu perfekt zur linearen Relation aus [84] mit einer generischen kritischen Stoßintensität von $\xi^* = 1,5$ (siehe Gl. 2.6), obwohl in der zitierten Arbeit nur Fälle mit $M = 5$ untersucht wurden. Der Einfluss der Vorderkantengeometrie auf den maximalen Druck ist verschwindend gering. Die aktuellen Messdaten mit $M = 5$ liegen bei moderaten Stoßintensitäten ebenfalls sehr präzise auf der linearen Relation, aber bei hohen Keilwinkeln und damit Stoßintensitäten wurden deutlich höhere Drücke als mit Gl. 2.6 vorhergesagt gemessen. Für $\beta \geq 26^\circ$, also in den letzten 4 Datenpunkten, wird der Bereich der quasikonischen Symmetrie verlassen und es entsteht aufgrund der endlichen Höhe des Keils und den daraus resultierenden gebogenen Stoßfronten eine 3D Ablösung.

4. 3D SGWW im Rohrwindkanal

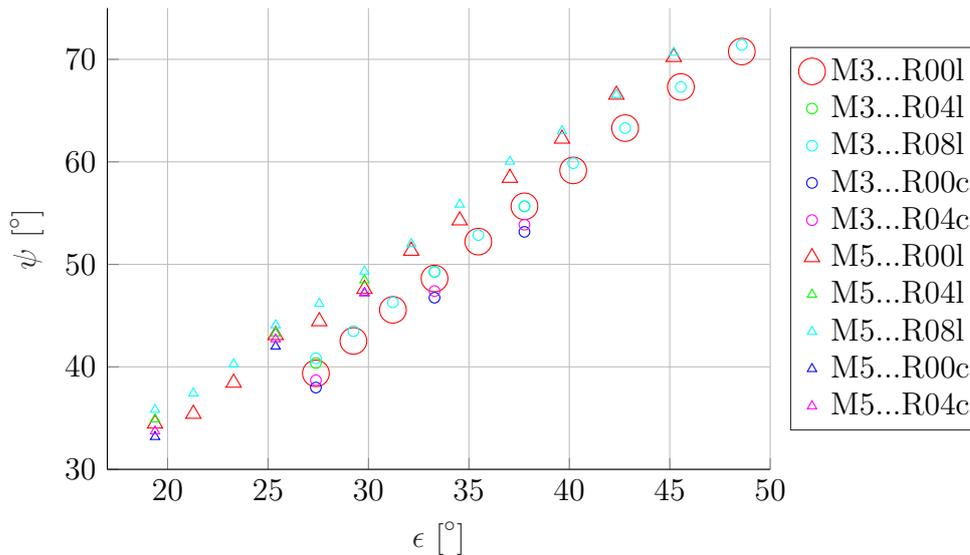


Abb. 4.32.: Konischer Winkel der UI-Linie ψ in Abhängigkeit vom Stoßwinkel ϵ .

Bei der Auftragung des Winkels ψ der UI-Linie gegen den Stoßwinkel ist in Abb. 4.32 für alle Konfigurationen ein strenger linearer Zusammenhang zu beobachten. Dieser wird hier im Gegensatz zum maximalen Druckverhältnis auch bei hohen Keilwinkeln erfüllt. Bei den Experimenten mit $M = 5$ wurde aufgrund der höheren Stoßintensität und stärkeren Strömungsablösung ein größeres Interaktionsgebiet gemessen als Mach 3. Dies ist jedoch ein additiver Offset und die Steigung $\frac{d\psi}{d\epsilon}$ ist bei beiden Machzahlen identisch. Die hellblauen Marker der geraden, stumpfen Keile liegen dabei systematisch über denen der scharfen Keile. Daraus lässt sich schließen, dass bei den stumpfen Keilen das gesamte Interaktionsgebiet größer ist als in der kanonischen Konfiguration des scharfen Keils. Dies ist vor allem bei niedrigen Keilwinkeln ausgeprägt und hat bei hohen Werten von ϵ einen zunehmend geringeren, aber nicht verschwindenden Einfluss.

Die Winkelkoordinate des Druckmaximums, hier in Form des Winkels γ der Anlegelinie gemessen, ist in Abb. 4.33 gegen den Stoßwinkel ϵ aufgetragen. Mit Ausnahme der höchsten Keilwinkel ($\epsilon > 46^\circ$) ist hier eine lineare Relation zwischen γ und ϵ zu beobachten, welche für beide untersuchten Machzahlen identisch ist. Eine quadratische Relation zwischen diesen Winkeln, wie in [84] vorgeschlagen, ist anhand dieser Daten nicht zu erkennen. Die Anlegelinie der stumpfen Keile (grün und cyan) liegt in mehreren Konfigurationen näher am Keil als bei den geraden, scharfen Keilen (rot). Folglich wird durch diesen Effekt der Vorderkante der Ablösewirbel in beide Richtungen, sowohl zum Keil als auch in Richtung der Ablösung, vergrößert.

Zuletzt wird der Winkel δ des Druckminimums in Abb. 4.34 betrachtet. Bereits bei der Skalierung der Druckmessschnitte in Abb. 4.30 wurde beobachtet, dass sich δ bei höheren Stoßintensitäten zunehmend in Richtung der Anlegelinie bei γ verschiebt. Deshalb wird

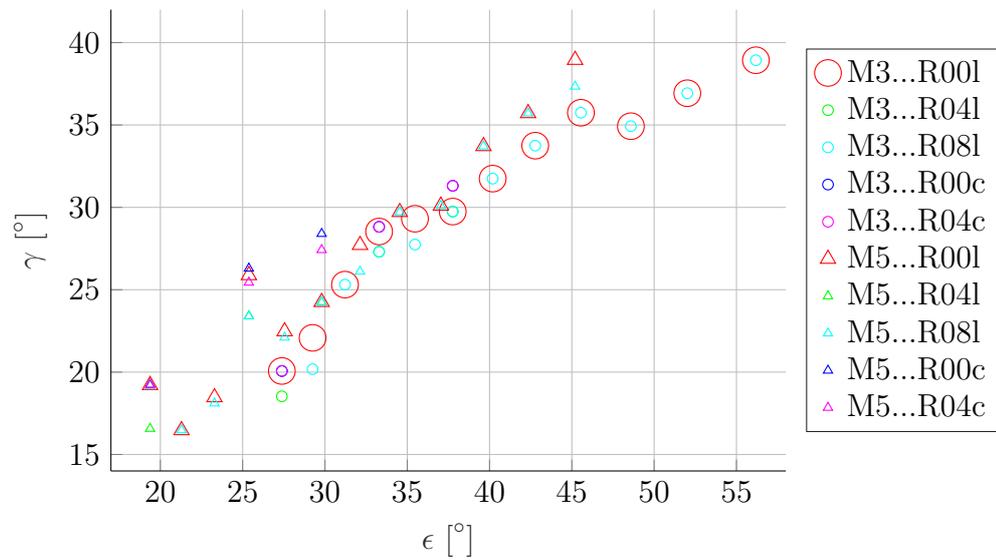


Abb. 4.33.: Winkel γ der Anlegelinie als Ort des maximal gemessenen Wanddrucks in Abhängigkeit von Stoßwinkel ϵ .

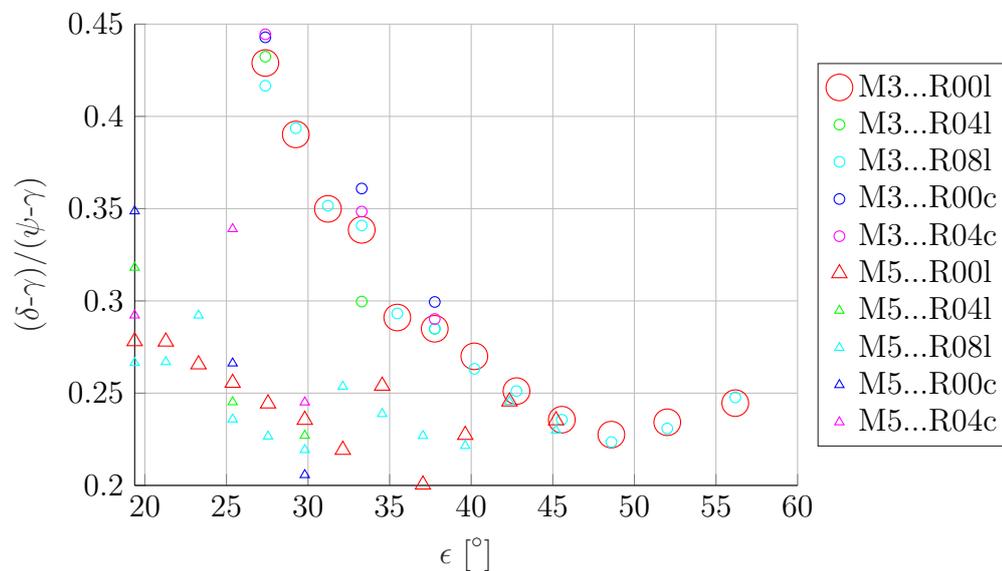


Abb. 4.34.: Relative Position des Druckminimums δ innerhalb des Ablösewirbels von γ bis ψ , aufgetragen gegen den Stoßwinkel ϵ .

4. 3D SGWW im Rohrwindkanal

die relative Position dieses Punktes innerhalb des Ablösewirbels von 0 bei $\delta = \gamma$ bis 1 bei $\delta = \psi$ gegen den Stoßwinkel aufgetragen. Insbesondere in den Datenpunkten der kanonischen Konfiguration (rot) ist bei beiden Machzahlen jeweils eine lineare Abnahme bis zu einem Wert von $(\delta - \gamma)/(\psi - \gamma) \approx 0,22$ erkennbar. Ab diesem Punkt wird die quasikonsische Symmetrie nicht mehr erfüllt und die weiteren Daten folgen keiner einheitlichen Darstellung.

Ein weiterer charakteristischer Messwert ist der Plateaudruck P_{PL} als maximaler gemessener Wanddruck innerhalb des Ablösewirbels. In dem aktuellen dreidimensionalen Fall wird in Abb. 4.35 die Relation in Gl. 2.10 nicht bestätigt und die Messpunkte steigen bei hohen Stoßintensitäten auch über den Plateaudruck aus Gl. 2.8 an. Auch hier ist die Abweichung der Plateaudrücke der höchsten Keilwinkel zum restlichen Datensatz aufgrund der 3D Ablösung gut zu erkennen. Ohne die jeweils höchsten 4 Stoßintensitäten beider vermessenen Machzahlen ergibt auch aus dem Plateaudruck der geraden, scharfen Keile (rote Symbole) beider Messreihen ein einheitlicher linearer Fit

$$P_{PL}/P_{Zuk} = 0,5537 \cdot C_p^* + 0,3042 . \quad (4.3)$$

Auch hier sind die gemessenen Druckwerte nicht systematisch von der Vorderkantengeometrie abhängig.

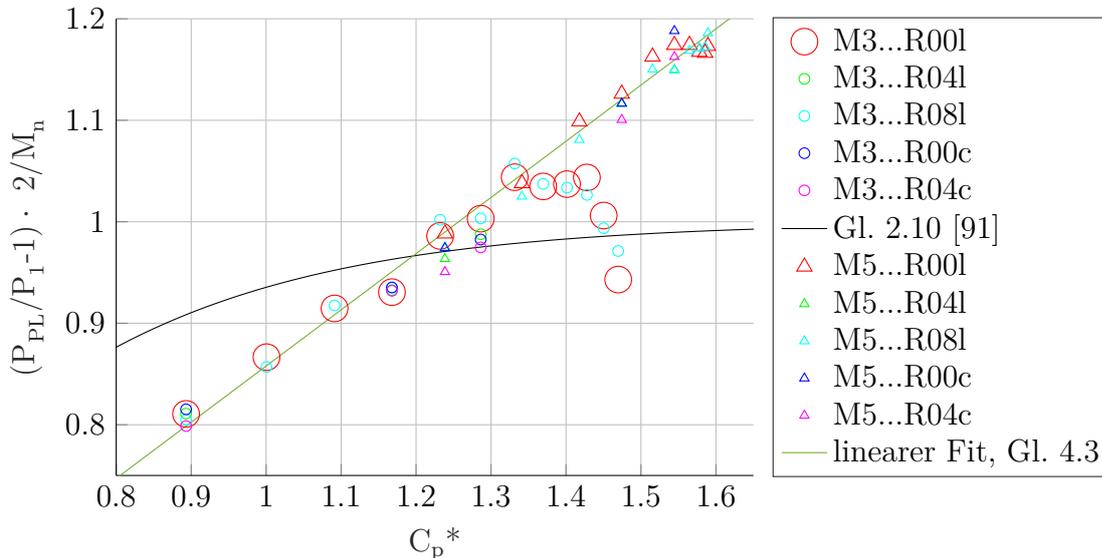


Abb. 4.35.: Gemessener Plateaudruck P_{PL} skaliert mit dem Plateaudruck von Zukoski (Gl. 2.8), aufgetragen gegen C_p^* (Gl. 2.9) sowie die in [91] vorgeschlagene Relation für 2D SGWW (Gl. 2.10). Zusätzlich das Ergebnis des linearen Fits durch die Datenpunkte der geraden, scharfen Keile (rot) bei Keilwinkeln bis $\beta = 24^\circ$.

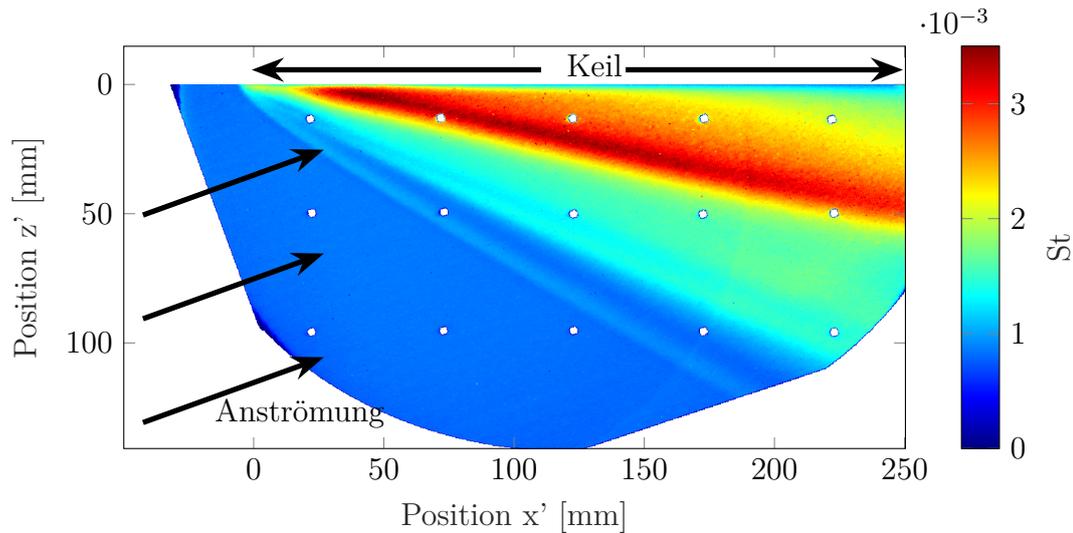


Abb. 4.36.: Flächige experimentelle Stantonzahl-Verteilung bei M3B20R04l. Die weiße Fläche befindet sich außerhalb des Drehtellers oder des aufgenommenen Bildausschnittes.

4.5.2. Stantonzahl-Bestimmungen

Für jedes QIRT-Experiment liegt als Resultat die flächige Verteilung der Stantonzahl wie in Abb. 4.36 dargestellt vor. Der Messbereich beginnt 30 mm stromauf der Keilvorderkante und reicht entlang des Keils bis zur Hinterkante bei $x' = 250$ mm. Senkrecht zum Keil konnte das Modell bis zu einer Distanz von bis zu $z' = 140$ mm vermessen werden. Die in Abb. 4.17 sichtbaren Positionsmarker in der Modelloberfläche wurden als fehlende Daten ausgeschnitten.

Für die quantitative Analyse eines vertikalen Schnittes konstanter x' Positionen werden alle Pixel innerhalb von $\Delta x' = 1$ mm und $\Delta \theta = 0,2^\circ$ gemittelt, was in der Mitte der Messfläche etwa einer Mittelung von 4×4 Pixel des Originalbildes entspricht. Die Standardabweichung der Werte dieser Fläche ist als gepunkteter Bereich in Abb. 4.37 eingezeichnet und beträgt durchschnittlich 2.1 % des Messwertes.

Abbildung 4.37 enthält nur die exemplarischen Messkurven für drei untersuchte Keilgeometrien bei $M = 3$ und $\beta = 20^\circ$. In allen Fällen stimmen die experimentellen Messwerte der ungestörten Grenzschicht bei $\theta > 52^\circ$ wie schon in Abb. 4.27 gezeigt gut mit der numerischen Vorhersage überein. Das Niveau und die Winkelcoordinate (hier $\theta \approx 31,5^\circ$) der maximalen Wärmestromdichten variieren zwar leicht für diverse Konfigurationen, die gemessenen Werte liegen jedoch immer geringfügig unterhalb der numerischen Werte. Der Verlauf dieser maximalen Messwerte mit der Lauflänge wird in Kap. 4.5.4 detailliert untersucht.

Der größte Unterschied zwischen Experiment und RANS Simulation ist nahe der stoßinduzierten Ablöselinie zu beobachten ($43^\circ < \theta < 52^\circ$). Die experimentell vermessene

4. 3D SGWW im Rohrwindkanal

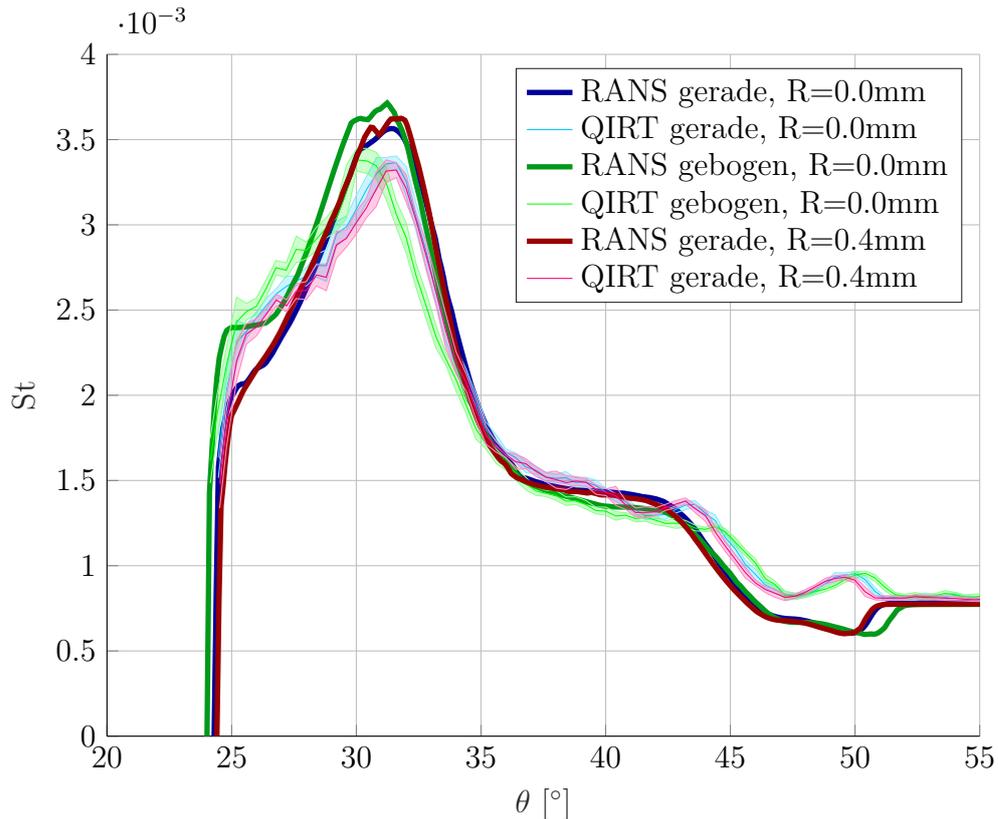


Abb. 4.37.: Einfluss des Vorderkantenradius auf die Stantonzahlverteilungen bei $x' = 125$ mm in konischen Winkelkoordinaten bei identischem Keilwinkel (M3B20R00l, M3B20R00c und M3B20R04l). Vergleich der QIRT Messwerte mit RANS Simulationen.

Wärmestromdichte ist bei $\theta = 50^\circ$ höher als in der ungestörten Grenzschicht, während die numerischen Kurven dort reduzierte Wärmestromdichten vorhersagen. Diese Diskrepanzen zwischen RANS Simulationen und experimentellen Daten in turbulenten SGWW sind für den zweidimensionalen Fall prinzipiell bekannt [12, 89], und treten in diesem 3D Fall in ähnlichem Ausmaß auf. Experimentell liegen hier, durch die zwei lokalen Maxima sichtbar, kleinskalige Strömungsphänomene oder sekundäre Ablösungen vor. Sowohl mit den aktuellen Einstellungen als auch mit weiter verfeinerten numerischen Netzen sind diese experimentellen Ergebnisse nicht durch die RANS Rechnungen reproduzierbar.

Unterschiede zwischen dem stumpfen (rot) und zugeschärften geraden Keil (blau) sind im Rahmen der Messgenauigkeit nicht zu beobachten. Der zugeschärfte, gebogene Keil (grün) erzeugt jedoch eine erhöhte Wärmestromdichte nahe des Keils, eine geringe Erhöhung des Maximums sowie eine Reduktion der Wärmestromdichte des Plateaus $37^\circ < \theta < 44^\circ$. Das lokale Maximum der Wärmestromdichte bei $\theta \approx 44^\circ$ der geraden Keile verschwindet vollständig, nicht aber das Maximum an der Ablöselinie bei $\theta = 50^\circ$.

Bei der Bestimmung der experimentellen und numerischen Stantonzahl liegen systematische Unterschiede in der Wandtemperatur T_w vor. Während in den RANS Rechnun-

gen eine homogene, isotherme Wand vorgegeben wird, ist experimentell eine räumliche und zeitliche Änderung von T_w um bis zu 20 K zu beobachten. T_w beeinflusst nach den Erkenntnissen aus Kap. 4.3.3 den Wärmeübertragungskoeffizienten h und damit St . Analysen mehrerer isothermer RANS Rechnungen mit $270 \text{ K} \leq T_w \leq 320 \text{ K}$ in Abb. 4.38 quantifizieren diese Unterschiede auf maximal 2,4 % pro 20 K Wandtemperaturdifferenz. Für diesen Datensatz wurde die mit RANS bestimmte adiabate Wandtemperatur als Rückgewinntemperatur der Strömung verwendet (vgl. rote Kurve in Abb. 4.20). Damit ist der Effekt unterschiedlicher Wandtemperaturen weder von der Größenordnung der zu erwartenden Abweichung noch vom Vorzeichen der Korrektur für eine Erklärung der Unterschiede zwischen RANS und QIRT geeignet.

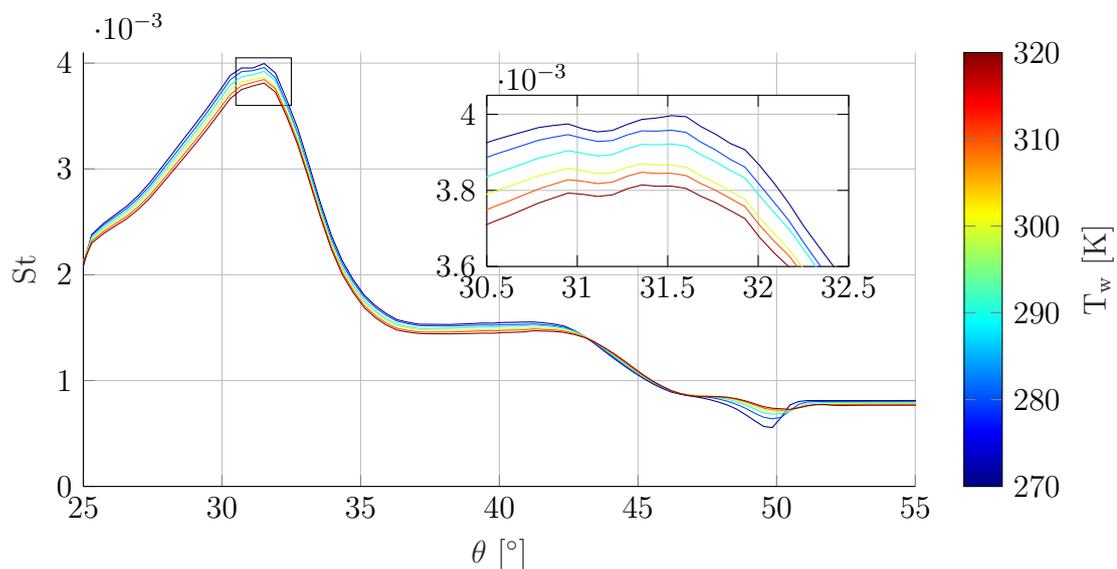


Abb. 4.38.: Variation der mit RANS berechneten Stantonzahlverläufe bei Änderung der isothermen Wandtemperatur des Modells.

Skalierung der maximalen Wärmestromdichte

Aus den Datensätzen jeder Konfiguration wurde nun die maximale Stantonzahl wie bereits gehabt im Messschnitt $x' = 125 \text{ mm}$ ausgelesen und in Abb. 4.39 im Verhältnis zu der in der ungestörten Grenzschicht (St_1 an $x' = 125 \text{ mm}$) gegen die Stoßintensität $\xi = P_2/P_\infty$ der entsprechenden Konfiguration aufgetragen. Alle untersuchten Fälle bei $M = 3$ sind als Kreise und bei $M = 5$ als Dreiecke dargestellt. Die Farbe der Symbole steht für die verwendete Keilgeometrie.

Dabei ist auffällig, dass die maximale Stantonzahl bei Keilwinkeln von $\beta > 26^\circ$ nicht weiter ansteigt. Bei $M = 5$ liegen die letzten 4 Datenpunkte ($\beta = 26^\circ, 28^\circ, 30^\circ, 32^\circ$) auf

4. 3D SGWW im Rohrwindkanal

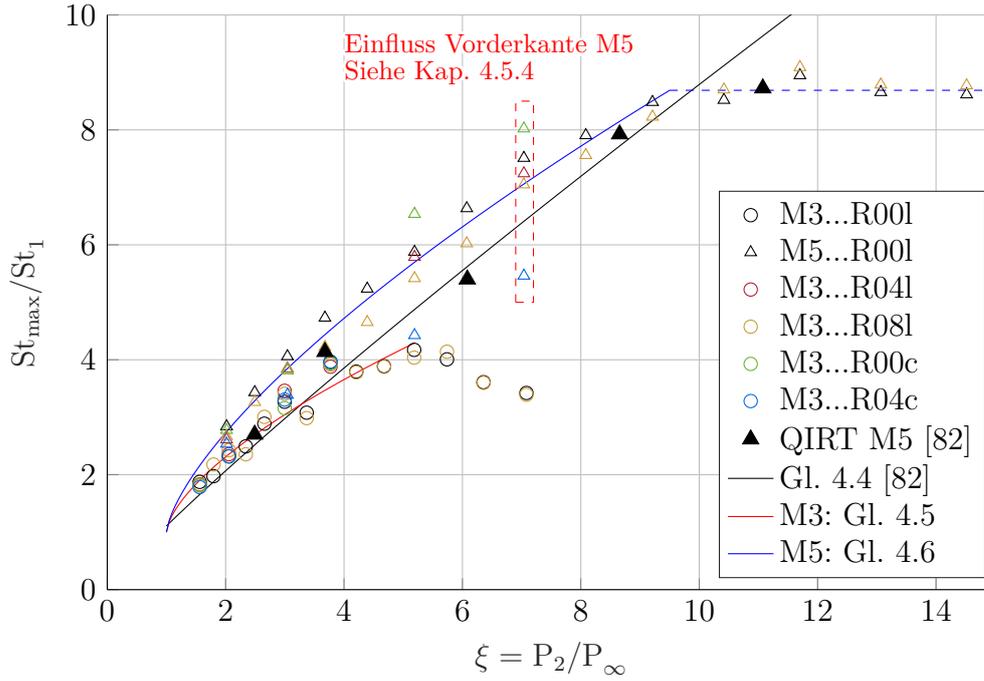


Abb. 4.39.: Skalierung der maximalen Stantonzahl an $x' = 125$ mm gegen die Stoßintensität P_2/P_∞ für alle experimentell untersuchten Konfigurationen.

ähnlichen Werten, bei $M = 3$ nimmt die maximale Wärmestromdichte sogar wieder um 18% ab. Eine Relation, wie von Schülein 2006 [82] vorgeschlagen,

$$St_{max}/St_1 = 1,1086 \cdot \xi^{0,8992} \quad (4.4)$$

(schwarze Linie in Abb. 4.39) kann also nur für niedrige Keilwinkel gelten. Die experimentellen Daten dieser Studie liefern als Korrelation für den spitzen, geraden Keil (schwarze Symbole) folgende Werte:

$$M = 3: St_{max}/St_1 = 1 + 1,31 \cdot (\xi - 1)^{0,643} \quad (4.5)$$

$$M = 5: St_{max}/St_1 = 1 + 1,73 \cdot (\xi - 1)^{0,697} \quad (4.6)$$

Dabei wurden die Messungen aus [82] für den Fit von Gl. 4.6 mit einbezogen. Diese stimmen für hohe Keilwinkel von $\beta = 23^\circ, 27^\circ$ gut mit der aktuellen Studie überein, weisen für niedrigere Keilwinkel aber deutlich geringere Verhältnisse St_{max}/St_1 auf. Bislang konnten diese Differenzen noch nicht erklärt werden.

Für $M = 3$ ist in diesen Daten kein systematischer Unterschied der Keilgeometrien messbar, alle Datenpunkte identischer Stoßintensitäten liegen auf sehr ähnlichen Werten der Stantonzahl. Für $M = 5$ sind dagegen signifikante Unterschiede zu messen. Bei Verwendung der zugespitzten, gebogenen Keile liegen höhere Wärmestromdichten vor

(grün), der gerade, stumpfe Keil (gelb) sorgt für durchschnittlich 7.5% geringere maximale Wärmestromdichten und die geringsten Werte treten bei dem gebogenen, stumpfen Keil auf. Die Abweichung zur kanonischen Konfiguration (schwarz) beträgt dabei bis zu 30%. Dies liegt an dem Bruch der quasikonischen Symmetrie der gebogenen Keile bei Mach 5 und wird in Kap. 4.5.4 gesondert untersucht. Bei $M = 3$ tritt dies nicht auf.

Effekt des Vorderkantenradius

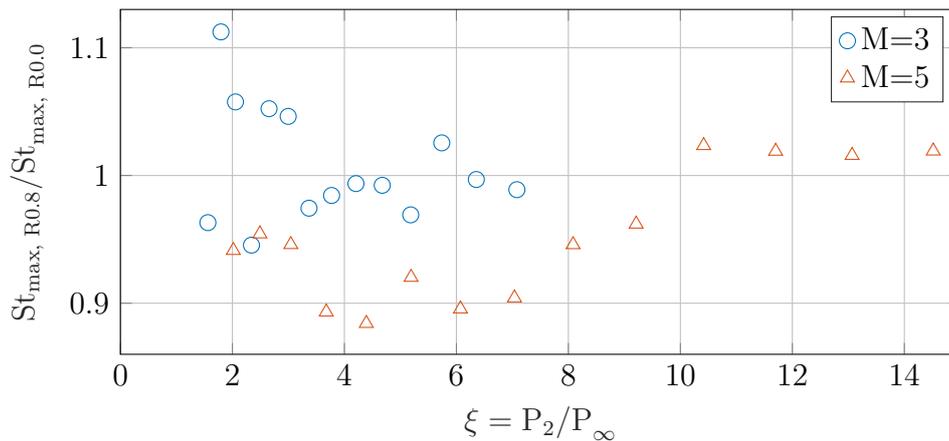


Abb. 4.40.: Verhältnis der maximalen Stantonzahl im Schnitt $x' = 125$ mm zwischen stumpfem und scharfem Keil ($St_{max, R0,8mm} / St_{max, R0,0mm}$) in Abhängigkeit von der Stoßintensität.

Bei der Analyse der Daten in Abb. 4.39 lässt sich bei konstanter Stoßintensität eine gewisse Abhängigkeit der maximalen Wärmelast von dem Vorderkantenradius erkennen, wobei die Abweichungen bei Mach 5 deutlich stärker als bei Mach 3 ausfallen.

Um diesen Effekt genauer analysieren zu können sind in Abb. 4.40 die Ergebnisse des geraden Keils aus Abb. 4.39 erneut als Verhältnis der maximalen Wärmelasten $St_{max, R0,8mm} / St_{max, R0,0mm}$ dargestellt. Dieses liegt bei den Mach 5 Experimenten mit Ausnahme der bereits aus allen Relationen ausgeschlossenen letzten 4 Datenpunkten deutlich unter 1. Dabei fällt der Effekt des Vorderkantenradius bei moderaten Keilwinkeln von $12^\circ \leq \beta \leq 20^\circ$ (entspricht $3,7 \leq \frac{P_2}{P_\infty} \leq 7,04$) am stärksten aus. Die maximale Wärmelast des Schnittes $x' = 125$ mm wird folglich durch eine stumpfe Keilvorderkante auf bis zu $St_{max, R0,8mm} / St_{max, R0,0mm} = 88,4\%$ reduziert. Bei Konfigurationen mit sehr großen Keilwinkeln, bei denen sich jedoch auch die Strömungstopologie und Symmetrie ändert, sorgt die abgelöste Kopfwelle an den stumpfen Keilen und der damit geringfügig verstärkte Stoß für größere Wärmestromdichten. Dahingegen ist bei $M = 3$ kein Effekt des Vorderkantenradius zu beobachten und das Verhältnis der maximalen Messwerte der scharfen und stumpfen Keile liegt nahe an 1.

Druck-Wärmestromdichte-Relation

Die maximalen Verhältnisse der Wärmestromdichte in SGWW zur ungestörten Grenzschicht wurden 1970 von Back und Cuffel [7] sowie Holden [32] mit den maximalen Druckverhältnissen in Verbindung gebracht. Dabei handelt es sich um eine empirische Korrelation auf Basis einer großen Menge an experimentellen Untersuchungen von 2D SGWW mit Machzahlen von $M = 3$ bis $M = 13$.

$$\dot{q}_{max}/\dot{q}_1 = (P_{max}/P_1)^{0,85} \quad (4.7)$$

Nach Abschätzungen von Touré [89] kann diese Relation nur dann für die Stantonzahl anstelle von \dot{q} angewendet werden, wenn sich die Wandtemperatur des Modells während eines Experimentes nur minimal ändert. Folglich sollte nur der unmittelbare Start jedes Experimentes damit analysiert werden. In Abb. 4.38 wurde jedoch bereits der Einfluss der variierenden Wandtemperatur quantifiziert und die Differenz zwischen \dot{q}_{max}/\dot{q}_1 und St_{max}/St_1 auf maximal 5% bei $M = 5$ und 40 K Modellerwärmung abgeschätzt. Aufgrund dieses vernachlässigbaren Unterschiedes wird Gl. 4.7 auch für den Anstieg von St verwendet und in Abb. 4.41 dargestellt.

Die maximalen Messwerte aller hier untersuchten Konfigurationen mit Druckverhältnissen aus Abb. 4.30 und Stantonzahlen aus Abb. 4.39 wurden ebenfalls in Abb. 4.41 eingezeichnet. Nahezu alle Messwerte zeigen höhere als in Gl. 4.7 abgeschätzte Wärmestromdichten, was sich erst bei hohen Anstellwinkeln ändert. In 2D SGWW im gleichen Windkanal bei nahezu identischen Strömungsparametern wurden dahingegen geringere Wärmestromdichten gemessen [89], als mit der Relation von Holden vorhergesagt. Ein Vergleich von Daten außerhalb der Anlegelinie mit dieser Relation ist nicht zielführend, da dies nicht der von Holden vorgeschlagene Anwendungsfall zur Skalierung der maximalen Werte ist und der bereits präsentierte Verlauf der Wanddruck- und Wärmestromdichte-Kurven entlang eines Schnittes senkrecht zur Keiloberfläche grundsätzlich unterschiedlich ist.

Für ein besseres Verständnis dieser Unterschiede wird der Einfluss der Lauflänge x' auf diese Relation (Gl. 4.7) untersucht. Für ausgewählte Konfigurationen mit jeweils $M = 3$ und $R = 0,4$ mm werden sowohl die numerischen Daten als auch die experimentellen Messwerte aller 5 Druckmessstellen in gleicher Skalierung wie Abb. 4.41 aufgetragen. Abbildung 4.42 zeigt, dass die Relation von Holden [32] am Beginn des Interaktionsgebietes deutlich besser erfüllt wird. Mit zunehmendem Abstand x' von der Keilvorderkante und damit auch bei erhöhter zurückgelegter Strecke der abgelösten Strömung vor der Wiederanlegung steigt St überproportional an. Dies spricht für einen erhöhten Wärmeaustausch der abgelösten Strömung mit der freien Strömung außerhalb der Grenzschicht.

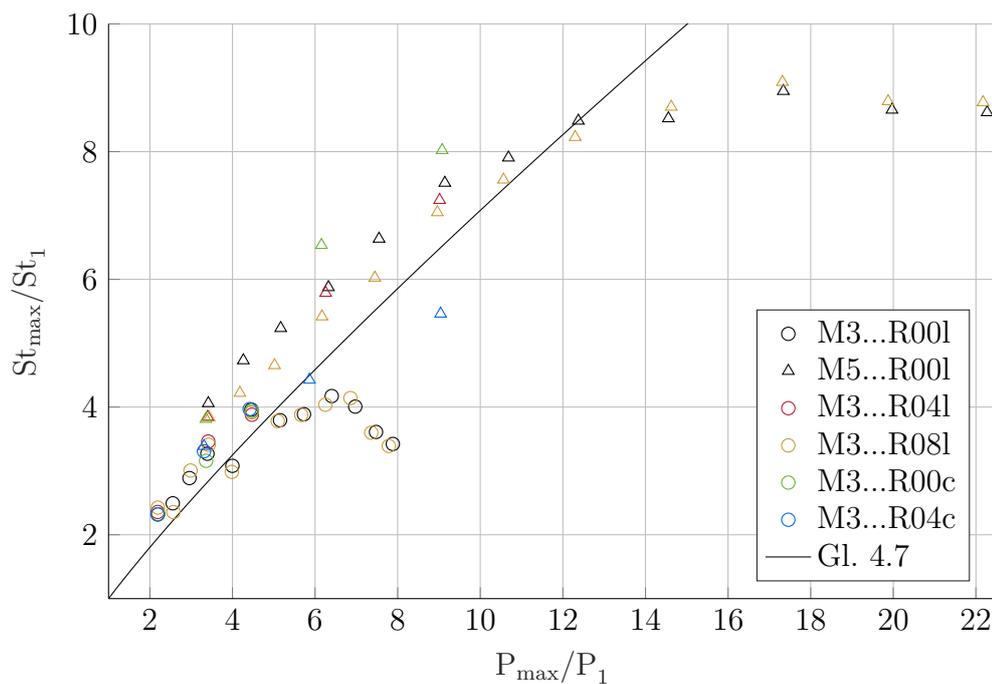


Abb. 4.41.: Auftragung der normierten maximalen Stantonzahl über dem normierten maximalen Wanddruck aller untersuchten Relationen und Darstellung von Gl. 4.7.

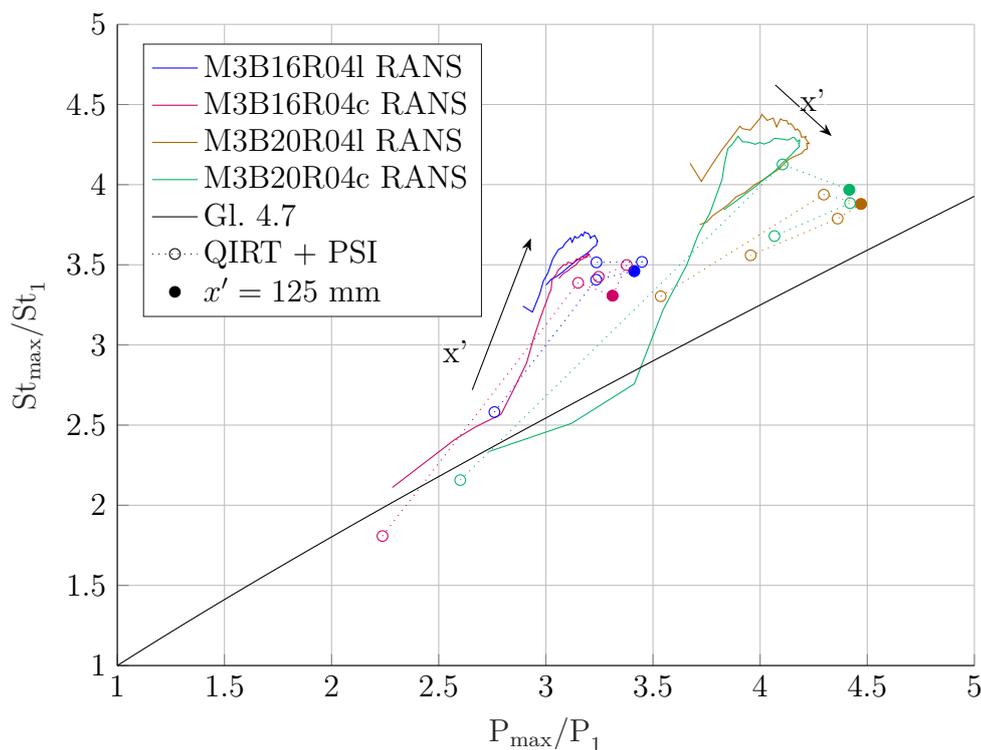


Abb. 4.42.: Verlauf des Verhältnisses von Stantonzahl zu maximalem Wanddruck mit der Lauflänge x' an geraden und gebogenen Keilen mit jeweils $M = 3$ und $R = 0,4$ mm. RANS Simulationen sind als Linien und experimentelle Messungen als Kreise der gleichen Farbe dargestellt und die Kreise der bisher verwendeten Datenpunkte an $x' = 125$ mm sind ausgefüllt.

4.5.3. Wandschubspannungsbestimmungen

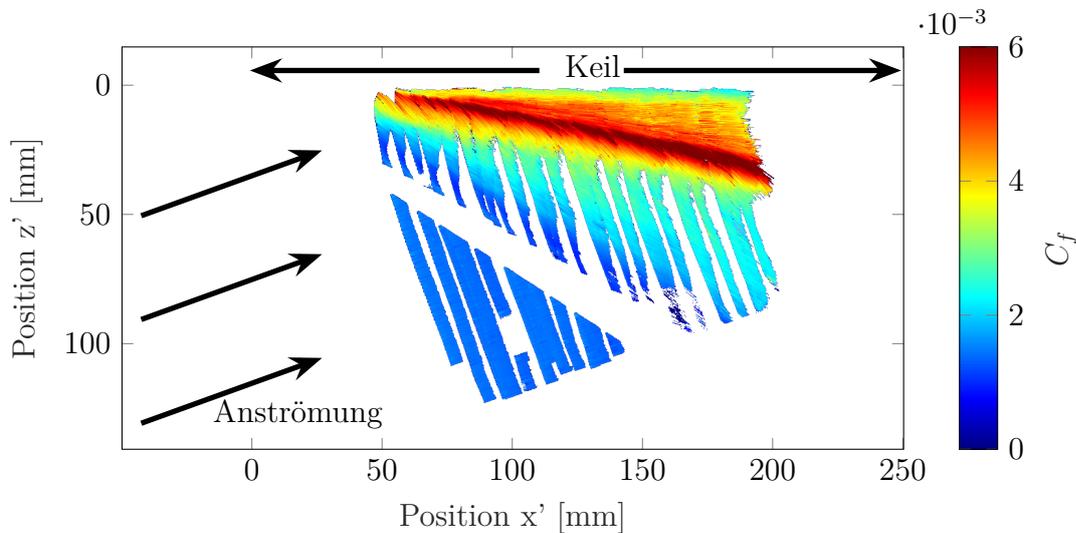


Abb. 4.43.: Flächige experimentelle Ergebnisse des C_f Beiwertes bei M3B20R04c nach Entfernung der Messdaten nahe der Ablöselinie.

Nach der konischen Korrektur der lokalen Ablenkwinkel der Wandströmung aus Kap. 4.3.2 und Auswertung aller experimenteller OFI-Bilder einer Konfiguration liegt eine nahezu vollständige 2D Verteilung der Wandschubspannung auf der ebenen Platte vor. Ein Beispiel am gebogenen Keil und $\beta = 20^\circ$ ist in Abb. 4.43 abgebildet, wobei die bekannte Darstellung des Interaktionsgebietes im rotierten Bezugssystem gewählt wurde. Die entspricht der bereits in Kap. 4.4 und Abb. 4.25 beispielhaft präsentierten Konfiguration. Die Daten liegen in einer Auflösung von 8 Punkten pro Millimeter vor, wobei die Rohbilder der OFI Aufnahmen in mehreren Schritten der Auswertung geglättet wurden. Durch Normierung mit dem dynamischen Druck $q_\infty = \frac{\rho}{2} u_\infty^2$ wurde in jedem Experiment die Verteilung des Reibungsbeiwertes C_f berechnet und diese aus mehreren Experimenten mit derselben Konfiguration zusammengefügt. Dabei ist insbesondere die gute Übereinstimmung in Überlappungsgebieten mehrerer Messbereiche zu sehen sowie die kaum vorhandenen Unterschiede zwischen dem Ende eines Öl-Streifens mit der maximalen Ölfilmstärke ($h = 1,2 \mu\text{m}$) und dem Start des neuen Streifens ($h = 100 \text{ nm}$). Die OFI-Rohbilder in Bereichen mit $x' < 50 \text{ mm}$ und $x' > 200 \text{ mm}$ wurden nicht ausgewertet, da der Gültigkeitsbereich der konisch geglätteten Stromlinien berücksichtigt werden muss (siehe Kap. 4.3.2) und die Symmetrie hier nicht verwendet werden kann.

Analog zu der Wärmestrommessung werden aus dieser gesamten Verteilung zur weiteren Analyse Datenschnitte senkrecht zum Keil ausgelesen und die Position jedes Datenpunktes mit den Koordinaten x' und θ angegeben. Jeder Datenpunkt des jeweiligen Profils entspricht dabei der Mittlung aller Knotenwerte des Gitters bei $x' = 125 \pm 10 \text{ mm}$ und

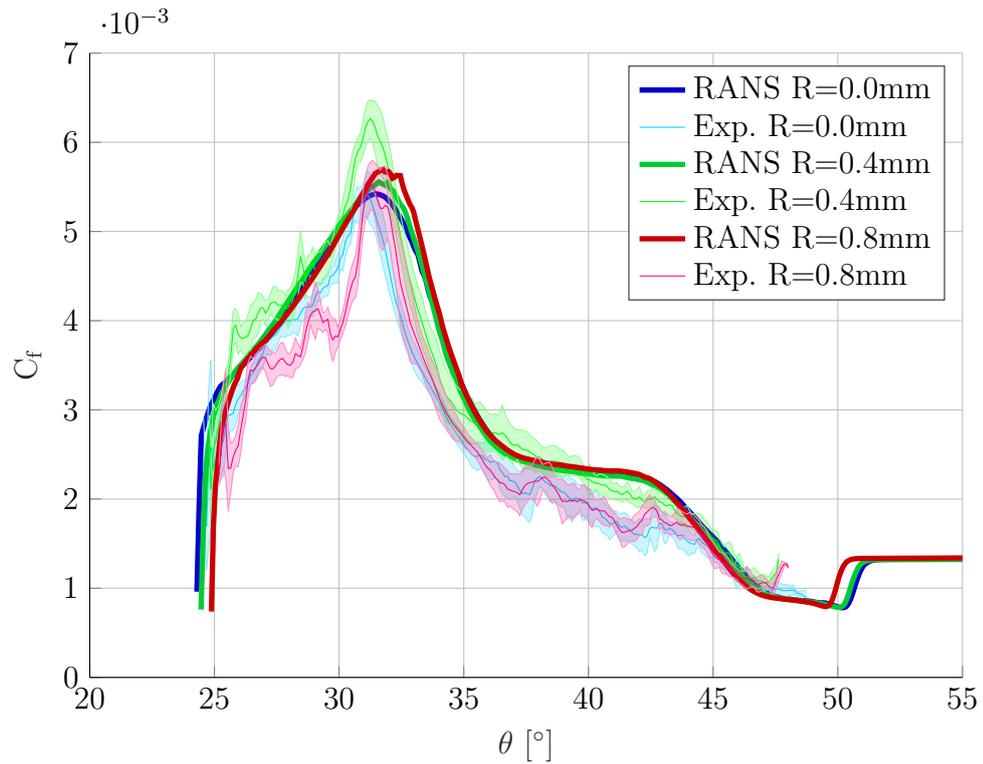


Abb. 4.44.: Experimentelle und numerische Reibungsbeiwertverteilung im Schnitt $x' = 125$ mm am geraden Keil mit $M = 3$ und $\beta = 20^\circ$.

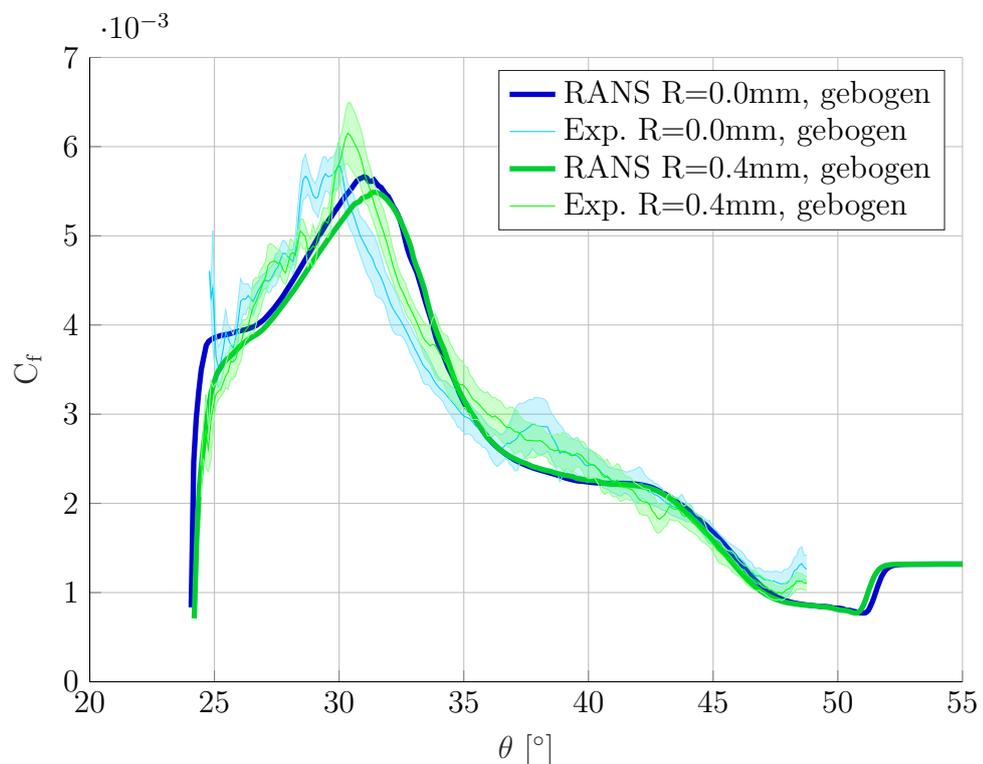


Abb. 4.45.: Experimentelle und numerische Reibungsbeiwertverteilung im Schnitt $x' = 125$ mm am gebogenen Keil mit $M = 3$ und $\beta = 20^\circ$. Die grünen Kurven entsprechen Abb. 4.25 (RANS) und Abb. 4.43 (OFI).

4. 3D SGWW im Rohrwindkanal

der laufenden konischen Winkelkoordinate $\pm 0, 1^\circ$. Die Standardabweichung der Messwerte aller Gitterpunkte in diesem Bereich wird als Streubreite angegeben.

Alle extrahierten Ergebnisse für Konfigurationen mit $\beta = 20^\circ$ sind hier explizit angegeben, wobei in Abb. 4.44 die drei untersuchten geraden Keile und in Abb. 4.45 die gebogenen Keile präsentiert werden. Der qualitative Verlauf aller experimentellen und numerische Daten ist dabei ähnlich. In unmittelbarer Nähe des Keils liegen aufgrund der Eckenströmung sehr geringe Reibungsbeiwerte vor, die auch experimentell durch Doppelreflexion des Lichts an Keilunterseite und Basisplatte bis auf 1 mm Abstand zum Keil vermessen werden konnten. Während des Anstieges des Reibungsbeiwertes vom Keil bis zur Anlegelinie werden bei den gebogenen Keilen konsequent höhere C_f Werte gemessen als bei den geraden Keilen. Bereits bei dem Vergleich experimenteller und numerischer Richtungen der Wandstromlinien in Abb. 4.15 lag die experimentelle Anlegelinie näher am Keil als die numerische, weshalb auch hier eine Verschiebung des experimentellen C_f Maximums zu kleineren θ erwartet wurde. Bei den gebogenen Keilen wird die Anlegelinie dabei gegenüber den geraden Keilen geringfügig zu noch kleineren Winkeln θ verschoben. Unter dem Ablösewirbel nimmt C_f monoton ab, wobei die RANS Simulation ein Plateau bei $\theta \approx 40^\circ$ vorhersagt, welches aber im Experiment praktisch komplett ausbleibt. Die Messwerte der gebogenen Keile liegen in diesem Bereich bei $\theta = 40^\circ$ um 21% über denen der geraden Keile. Trotz des begrenzten Messbereiches nahe der Ablöselinie wurden C_f Werte unterhalb des Levels der ungestörten Grenzschicht erfolgreich vermessen. Dieser Bereich der Strömung konnte in [8] bereits detaillierter untersucht werden. Zuletzt ist der konische Winkel der numerischen UI-Linie kleiner, je größer der Vorderkantenradius ist. Dies liegt jedoch nur an dem stromauf verschobenen VCO der stumpfen Keile und das gesamte Interaktionsgebiet ist geometrisch größer.

Insgesamt werden bei diesen Konfigurationen M3B20... experimentell stärkere Abweichungen zwischen den unterschiedlichen Vorderkantengeometrien gemessen als numerisch erwartet.

Einfluss des Druckgradienten und der Gravitation

In diesem Abschnitt sollen die Einflüsse von Druckgradienten entlang der Modelloberfläche und Gravitationskräfte auf die aktuellen OFI-Messergebnisse unter Verwendung der RANS Ergebnisse quantifiziert werden. Der Konsistenz halber werden hier nur die numerischen Ergebnisse einer Konfiguration (M3B20R04l, Schnitt $x' = 125$ mm) verwendet. Dabei wird ausgehend aus den vorhergesagten Verteilungen der Wandschubspannung und des Wanddrucks, die zu erwartenden Messfehler quantifiziert, die alleine durch Vernachlässigung des lokalen Druckgradienten und der Schwerkraft bei einer virtuellen OFI-Messung entstehen würden (siehe Anhang A).

Es wird zunächst angenommen, dass die Wandstromlinien der Ölströmung mit denen der Luftströmung übereinstimmen und korrekt ermittelt wurden. In diesem Fall lässt sich, wie schon in Kap. 3.4.4 für den 2D Fall demonstriert, mit Gl. A.5 die Differenz zwischen der tatsächlich vorliegenden (τ_c) und der bei Vernachlässigung anderer Kräfte verfälschten Wandschubspannung (τ_0) bestimmen. Diese Differenz steigt linear mit der Ölfilmstärke an, weshalb mehrere Szenarien von $h = 1 \mu\text{m}$ (OFI Experiment) bis $h = 100 \mu\text{m}$ (andere Öl-Verfahren wie z.B. GLOF [17]) untersucht wurden. Auch für andere Messgrößen wie C_f und dem lokalen Ablenkwinkel ω der Strömung wird diese Notation mit den Indizes c und 0 verwendet.

Wie in Abb. 4.46 zu erkennen, ist der Einfluss des Druckgradienten auf die Ölbewegung bei großen Ölfilmstärken von $h > 10 \mu\text{m}$ nicht mehr vernachlässigbar und die Verwendung der vereinfachten Gleichung 2.19 würde zu großen Messfehlern führen. Eine Änderung der Messdaten durch Gravitation ist dabei noch zwei Größenordnungen schwächer als die des Druckgradienten, weshalb in Abb. 4.46 und 4.47 der Einfluss der Gravitation nur für die höchste untersuchte Ölfilmstärke gezeigt wird. Die relativen Abweichungen des maximalen Wertes jeder Kurve zu den tatsächlichen C_f Werten sind in Tab. 4.5 zusammengefasst.

	$\vec{g}, 100 \mu\text{m}$	$\nabla P, 1 \mu\text{m}$	$\nabla P, 10 \mu\text{m}$	$\nabla P, 50 \mu\text{m}$	$\nabla P, 100 \mu\text{m}$
$\frac{C_{f,0} - C_{f,c}}{C_{f,c}}$	0,090 %	0,072 %	0,86 %	9,76 %	30,2 %
$\omega_0 - \omega_c$	0,24°	0,38°	3,86°	21,28°	40,68°

Tab. 4.5.: Relative Abweichungen des maximalen C_f -Wertes und maximale Differenz des Ablenkwinkels des Öls ω durch Einflüsse von Gravitation und Druckgradient zwischen den tatsächlich vorliegenden (Index c) und experimentell gemessenen Werten (Index 0).

Die zweite in Anhang A beschriebene Fehlerquelle ist Änderung der lokalen Strömungsrichtung $\Delta\omega$ der Ölströmung im Film (Gl. A.6 und A.7). Dies beeinflusst die gemessene Richtung der Wandschubspannung, aber auch die Divergenz und Konvergenz der Ölströmung und damit die für die weiteren Berechnungen nötige Stromröhrenbreite.

Dieser Effekt ist, wie in Abb. 4.47 und Tab. 4.5 zu sehen ist, sogar noch stärker als die oben untersuchte Änderung des Betrages $|\vec{\tau}|$ und wirkt sich bereits bei geringeren Ölfilmstärken aus. Schon bei $h = 10 \mu\text{m}$ verschiebt sich die Strömungsrichtung des Öls nahe der Ablöselinie ($z' = 68 \text{ mm}$) bereits um knapp $\Delta\omega = 4^\circ$ gegenüber den Wandstromlinien der Luft. Bei größeren h ist des Weiteren eine Verschiebung des Punktes zu sehen, ab dem die Strömungsrichtung des Öls parallel zur Anströmung ist (Abb 4.47, $z' \approx 90 \text{ mm}$, $\omega = 0$). Auch in der aktuellen experimentellen Studie konnten diese unterschiedliche Ablenkwinkel bei Beobachtungen dünnerer (Weißlicht-OFI) und dickerer Ölfilme mit Farbpartikeln dokumentiert werden. Die grundlegende Annahme aller Ölanstrichbilder, dass die Ölströmung den Wandstromlinien entspricht, ist hier signifikant verletzt.

4. 3D SGWW im Rohrwindkanal

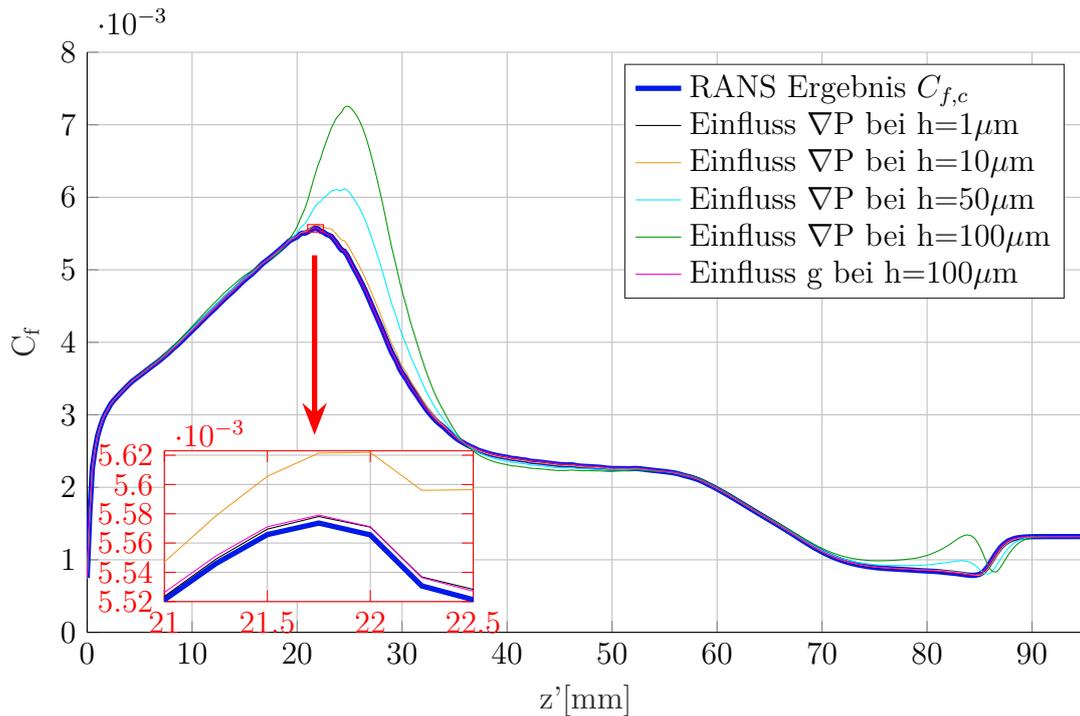


Abb. 4.46.: Zu erwartende Messfehler $C_{f,0}$ der Wandschubspannung (dünne Linien) bei Vernachlässigung von Druckgradienten und Gravitation im Vergleich zum vorliegenden Reibungsbeiwert $C_{f,c}$ (dick, blau) bei verschiedenen Ölfilmthicken unter Annahme unveränderter Wandstromlinien.

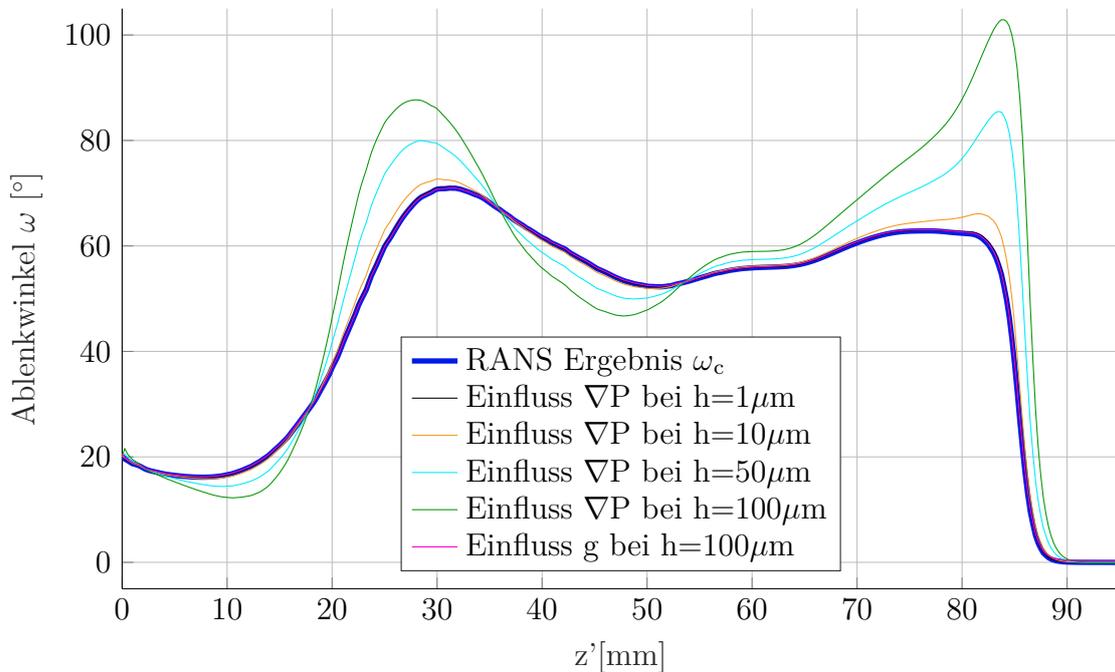


Abb. 4.47.: Änderung der lokalen Strömungsrichtung ω des Öls durch Druckgradienten und Gravitation bei verschiedenen Ölfilmthicken.

Folglich hilft selbst eine perfekte automatische Strömungsrichtungserkennung mittels Oberflächenunebenheiten, Farbpartikeln oder Fluoreszenz nicht, wenn die beobachtete Öl-Strömung nicht den gesuchten Richtungen der Luftströmung in einer Strömung ohne Ölfilm entspricht. Dieser Effekt wird in der Literatur kaum berücksichtigt, sodass auch die sorgfältigen OFI-Messungen (z.B. [8]) und Wandstromlinienvisualisierungen in 3D Strömungen [50, 36] ohne eine solche Korrektur genau diesen Fehler in der Erkennung der lokalen Strömungsrichtung enthalten. Da dieses Problem hier erkannt wurde und nicht direkt auf experimenteller Basis gelöst werden konnte, wurden die am stärksten beeinflussten Bereiche konvergenter Ölströmung, wie schon in Kap. 4.3.2 erwähnt, entfernt.

Temperatur des Ölfilms

In den QIRT-Experimenten mit dem Drehteller aus Plexiglas wurden lokale Änderungen der Modelltemperatur von etwa 35 K beobachtet, was bei OFI Experimenten zu riesigen Schwankungen der Ölviskosität führen würde. Der verwendete Stahlteller hat jedoch eine 6,5-fache Dichte, eine 120-fache Wärmeleitfähigkeit und eine 311-fache spezifische Wärmekapazität im Gegensatz zu Plexiglas. In einer numerischen Abschätzung wurde die zeitliche und räumliche 1D-Temperaturverteilung eines halb unendlichen Modells mit entsprechenden Materialeigenschaften untersucht. Eine konstante Wärmestromdichte von $\dot{q} = -27000 \text{ W/m}^2$, die die Oberfläche von Plexiglas in $t = 0,35 \text{ s}$ um $\Delta T = 31,58 \text{ K}$ abkühlt, resultiert bei einem Stahlmodell in einer maximalen Temperaturänderung von $\Delta T = 1,37 \text{ K}$.

Aus diesen Erkenntnissen wird die Modelltemperatur für OFI Messungen sowohl zeitlich als auch örtlich als konstant angenommen. Stichprobenartige manuelle Messungen der Modelltemperatur zwischen aufeinanderfolgenden Experimenten ergaben stabile Werte von durchschnittlich 287,6 K, was aufgrund der konstanten Raumtemperatur als Wandtemperatur für alle Experimente verwendet wurde. Eine explizite Vermessung des Modells vor und nach jedem Versuch hat nicht stattgefunden, sollte aber in zukünftigen Messungen ein fester Bestandteil des Versuchsprotokolls sein. Die abgeschätzte Abkühlung des Stahlmodells ist jedoch ein für die experimentellen Unsicherheiten in Anhang E zu berücksichtigender möglicher Messfehler der Öltemperatur.

Skalierung der maximalen Wandschubspannung

In Tab. 4.6 sind die maximalen gemessenen Reibungsbeiwerte im Schnitt $x' = 125 \text{ mm}$ für alle mit OFI vermessenen Konfigurationen aufgetragen. Der angegebene Fehler ist dabei die in den bisherigen Abbildungen dargestellte Streubreite an dem entsprechenden ausgelesenen Datenpunkt. Zur Abschätzung der gesamten Unsicherheit muss dieser

4. 3D SGWW im Rohrwindkanal

Konfiguration	B16R00l	B16R04l	B16R08l	B16R00c	B16R04c
OFI $C_{f,max} \cdot 10^{-3}$	4,86(20)	5,12(75)	-	4,98(29)	4,75(16)
RANS $C_{f,max} \cdot 10^{-3}$	4,69	4,75	4,63	-	4,50
Konfiguration	B20R00l	B20R04l	B20R08l	B20R00c	B20R04c
OFI $C_{f,max} \cdot 10^{-3}$	5,40(27)	6,25(22)	5,53(27)	5,76(25)	6,12(36)
RANS $C_{f,max} \cdot 10^{-3}$	5,42	5,54	5,68	5,64	5,48

Tab. 4.6.: Experimentell gemessener maximaler Reibungsbeiwert der vermessenen Konfigurationen bei $M = 3$ im Schnitt $x' = 125$ mm mit statistischer Unsicherheit aufgrund der Mittlung mehrerer Pixel.

noch mit der in Anhang E berechneten systematischen Unsicherheit in Höhe von 7,5 % verrechnet werden.

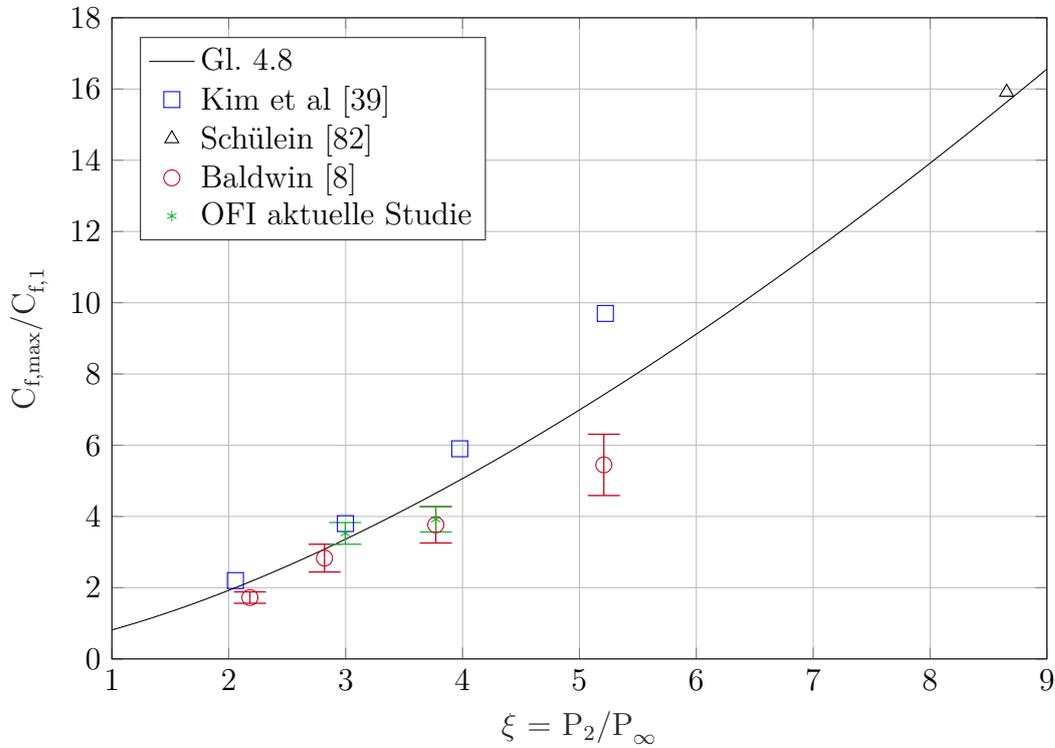


Abb. 4.48.: Maximaler Reibungsbeiwert bisheriger Messungen [8, 39, 82] im Vergleich zur aktuellen Studie mit Angabe der gesamten Unsicherheit.

In Abb. 4.48 wurden die Werte der scharfen, geraden Keile mit dem Reibungsbeiwert der ungestörten Grenzschicht $C_{f,1} = 0,00138$ normiert und gegen die Stoßintensität ξ aufgetragen. Als Vergleich wurden die Ergebnisse früherer Studien [8, 39, 82] und die in [8] als Fit der früheren Daten resultierende Relation

$$\frac{C_{f,max}}{C_{f,1}} = 0,6098\xi^{1,497} + 0,2051 . \quad (4.8)$$

ebenfalls eingezeichnet. Die Daten der aktuellen Studie liegen deutlich unterhalb der ältesten Messwerte [39], stimmen aber sehr gut mit den neueren Messungen aus [8] sowie dem Fit in Gl. 4.8 überein. Trotz der Berücksichtigung sehr vieler Fehlerquellen und großzügiger Abschätzungen der Unsicherheiten in Anhang E ist die abgeschätzte gesamte Unsicherheit dieser Studie noch geringer als in [8], wo nur die Temperatur und damit die Viskosität des Ölfilms berücksichtigt wurde. Hierfür hat sich neben der verbesserten Auswerterroutine auch die Kalibrierung der Ölviskosität und die Abschätzung der Modelltemperatur ausgezahlt.

Die Abweichungen zwischen experimentellen und numerischen Werten des maximalen Reibungsbeiwertes in Tab. 4.6 betragen im RMS 7,2 %. Eine präzisierte Relation zwischen maximalem Reibungsbeiwert und der Stoßintensität wurde hier aufgrund der geringen Anzahl an Datenpunkten nicht gesucht, jedoch wären mit dieser Validierung weitere RANS Untersuchungen in der Lage, ein besseres Verständnis dieser Skalierung zu ermöglichen.

4.5.4. Strömungstopologie

Position des konischen Ursprungs

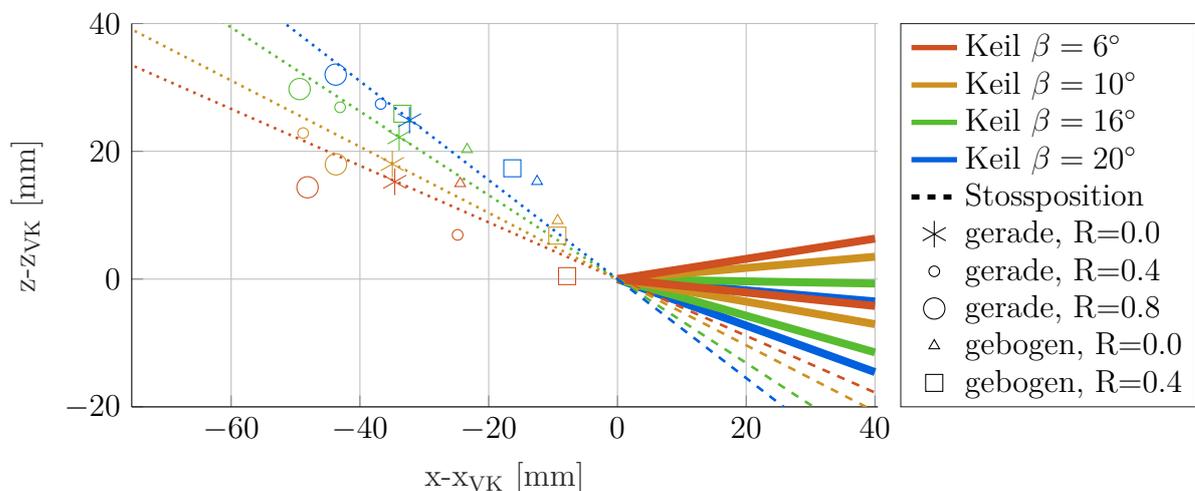


Abb. 4.49.: Position des geraden, scharfen Keils und dazugehörige Lage der Stoßfront (gestrichelte Linie) bei Keilwinkeln von 6° (rot) bis 20° (blau). Die gefundenen Koordinaten des VCO der einzelnen Keilgeometrien sind mit unterschiedlichen Symbolen gekennzeichnet und liegen auf der geringfügig verschobenen, hier nicht eingezeichneten Stoßposition der entsprechenden Konfiguration. Die Anströmung ($M=3$) kommt von links.

Für alle experimentellen Konfigurationen mit gebogenen Keilen, $\beta = 6^\circ, 10^\circ, 16^\circ, 20^\circ$, wurde die Position der Stoßfront wie in Abb. 4.5 numerisch bestimmt und der Schnitt-

4. 3D SGWW im Rohrwindkanal

punkt mit der jeweiligen UI-Linie aus den experimentellen Wärmestrombildern bestimmt. Dies entspricht dem „inceptive origin“ aus [3]. Abb. 4.49 zeigt für diese Keilwinkel die Vorderkante des Keils (in der Rechnung bei x_{VK} , z_{VK}), für dieses Bild jeweils auf den Ursprung verschoben. Die gestrichelten Linien zeigen die analytische, nicht viskose Stoßposition der entsprechenden Konfiguration an und werden stromauf des Keils ($x - x_{VK} < 0$) linear als gepunktete Linie fortgeführt. Dieser analytische Stoß stimmt nahezu exakt mit den gefundenen numerischen Positionen der Stöße der geraden, zugehörten Keile überein. Folglich liegt der VCO dieser Keile (Sterne) sehr nahe an der gepunkteten Linie. Bei den stumpfen, geraden Keilen (Kreise) ist der abgelöste Stoß geringfügig stromauf verschoben und der Abstand zwischen dem VCO und der Keilvorderkante ist gegenüber den scharfen Keilen erhöht. Der gegensätzliche Effekt tritt bei den gebogenen Keilen auf, wo der Stoß und das gesamte Interaktionsgebiet nicht direkt an der Keilvorderkante sondern wie in Abb. 4.5b erst mehrere Millimeter stromab entstehen. Dies wirkt sich auch auf die deutlich verschobene Position des VCO aus. Eine systematische Abnahme des Abstandes L_{VCO} zwischen VCO und Keilvorderkante mit zunehmender Stoßintensität wie von Lee [46] beobachtet, kann hier nicht bestätigt werden. Insbesondere die bisher häufig untersuchten scharfkantigen, geraden Keile weisen sehr ähnliche Werte von $L_{VCO} \approx 40 \text{ mm} \approx 35\delta^*$ auf. Damit ergibt sich

$$\frac{L_{VCO}}{\delta^*} \cdot (Re_\delta)^{1/3} = 1296 \quad (4.9)$$

was ein etwas höherer Faktor als der von Lu (1988) und Lee (2003) [46] gemessene Wert von 700-1000 ist. Der Einfluss der Reynoldszahl auf die quasikonische Symmetrie und den Abstand L_{VCO} wurde ausführlich in [10] untersucht. In Abb. 14 und 15 der zitierten Arbeit ist erkennbar, dass mehrere individuellen Messpunkte den doppelten oder an anderen Stellen halben Wert der eingezeichneten Relation aufweisen. Gleichung 4.9 liefert also eher eine Abschätzung der zu erwarteten Größenordnung als einen quantitativen Messwert. Des Weiteren ist L_{VCO} nur zwischen mehreren Arbeiten vergleichbar, wenn der VCO mit den gleichen Verfahren bestimmt wurde.

Eine objektiv messbare Distanz ist die Länge des Gebietes des Vorderkanteneinflusses L_i , in dem die quasikonische Symmetrie nicht erfüllt ist. Nach [46] ist

$$1400 \leq \frac{L_i}{\delta^*} Re_\delta^{1/3} \leq 1700, \quad (4.10)$$

und mit den bei $M = 3$ vorliegenden experimentellen Werten

$$43.2 \text{ mm} \leq L_i \leq 52.5 \text{ mm}. \quad (4.11)$$

Diese Distanz passt sehr gut zu allen gezeigten experimentellen Daten und bestätigt, dass sich ein Großteil der vermessenen Fläche im Bereich der quasikonischen Interaktion befindet. Diese ist im Bereich von etwa 25% bis 72% der Keillänge (50-180 mm, 43-156 δ^*) vorhanden.

Dritte Dimension der konischen Symmetrie

Die hier bisher nur in der Ebene der Grenzschicht betrachtete quasikonische Symmetrie bildet sich auch in der dritten Raumrichtung y aus. Alvi [4] konnte 1990 konische Schattenbilder des Stoßsystems durch Fokussierung des Lichtes im VCO aufnehmen, da die Positionen des Lambda-Stoßsystemes nur von den beiden Raumwinkeln mit dem VCO als Ursprung eines sphärischen Koordinatensystems abhängen. Abb. 4.50 stellt die numerische Lösung für die Machzahl in zwei Schnitten senkrecht zum Keil, bei Abständen von 50 mm und 125 mm von der Keilvorderkante dar. Die Distanz in y -Richtung zur ebenen Platte wird dabei mit dem Abstand x' zur Keilvorderkante skaliert. Durch die bereits beschriebene Position des konischen Ursprungs befindet sich die Keiloberfläche des jeweiligen Schnittes (dunkelblauer Bereich auf der linken Seite) nicht bei konstantem θ . Alle weiteren markanten Linien wie der vertikale Stoß, die Ablöseblase und der Ablösestoß sowie erkennbare Strukturen nahe der Anlegelinie sind jedoch bei beiden Schnitten etwa an der gleichen Position. Durch die Skalierung von y mit der Lauflänge x' erscheint die Grenzschichtdicke im vorderen Schnitt (Abb. 4.50a) offensichtlich größer.

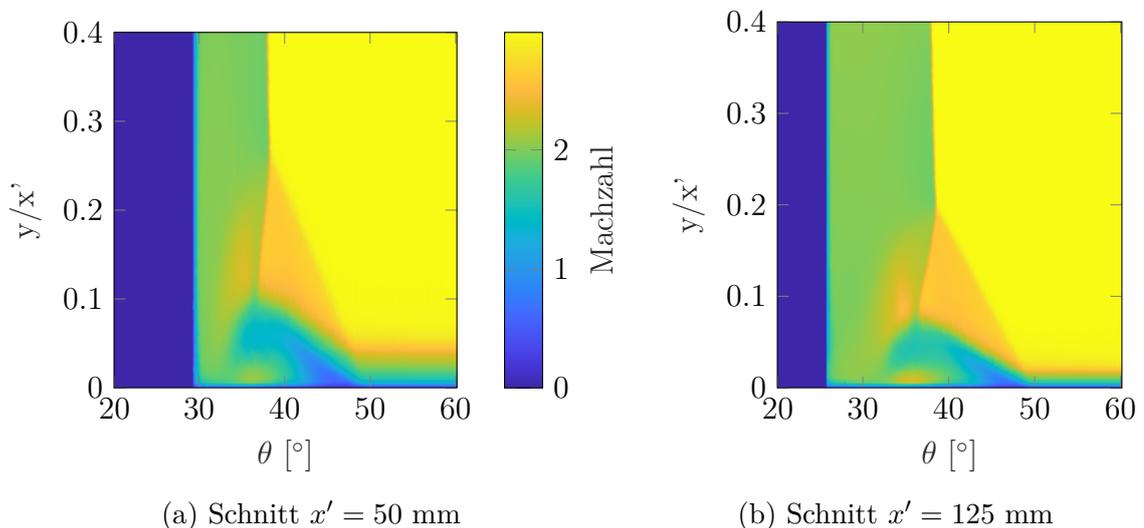


Abb. 4.50.: Darstellung der Machzahl der RANS Lösung in den Schnitten $x' = 50$ mm und $x' = 125$ mm mit jeweiliger Skalierung der z' und y Koordinate.

In y -Richtung kann der konische Ursprung gefunden werden, indem die Position des Tripelpunktes des Lambda-Stoßsystem abhängig von der Lauflänge in x' untersucht wird.

4. 3D SGWW im Rohrwindkanal

Zur Analyse zeigt Abb. 4.51 diese gefundene Position abhängig vom Abstand des Schnittes zum VCO der jeweiligen Konfiguration. Zunächst ist zu erkennen, dass die quasikonische Symmetrie auch hier etwa 50 mm stromab der Keilvorderkante einsetzt (hier nicht dargestellt, je nach L_{VCO} bis zu 100 mm stromab des VCO) und ab diesem Punkt alle Messwerte auf einer Geraden liegen. Dies ist nahezu identisch mit der Länge L_i auf der ebenen Platte. Des Weiteren schneidet die extrapolierte Linie der Tripelpunkte die ebene Platte mit einer Ausnahme 4-11 mm stromab des VCO. An der x Position der zweidimensional gefundenen VCOs befinden sich die gezeichneten Linien bereits bis zu 2 mm innerhalb der ebenen Platte, wobei auch hier der gebogene, stumpfe Keil wieder eine Ausnahme darstellt.

Diese Untersuchung zeigt erneut, dass in der quasikonischen Symmetrie nicht alle Linien exakt aus einem konischen Ursprung entstehen und je nach relevanter Messgröße und Position von Interesse eine unterschiedliche Definition gewählt werden muss. Da in dieser Arbeit keine Messdaten außerhalb der Plattenoberfläche aufgenommen wurden und auch Abb. 4.51 rein auf numerischen Daten basiert, wird die quasikonische Symmetrie in der dritten Dimension nicht weiter verfolgt und die in Abb. 4.49 anhand von Oberflächendaten gefundenen VCOs verwendet. In [64] wurde dieser Effekt anhand von Particle image velocimetry (PIV) Geschwindigkeitsfeldern experimentell untersucht und ein Abstand von 2δ zwischen VCO und dem Schnittpunkt der extrapolierten Tripelpunktlinie mit der ebenen Platte gemessen. In dieser Studie sind am VCO $2\delta^* = 2,1$ mm und damit deutlich weniger als die ermittelte Distanz von 4-11 mm.

Einfluss der Lauflänge

In diesem Abschnitt wird untersucht, inwiefern die Lauflänge innerhalb der quasikonischen Symmetrie, also der radiale Abstand zum VCO einen Einfluss auf die maximalen C_f und St Messwerte im jeweiligen Schnitt hat. Dafür wurde sowohl in den numerischen als auch experimentellen Ergebnissen in Abständen von $\Delta x' = 5$ mm Schnitte ausgelesen und das jeweilige Maximum ausgewertet. Dieses wird gegen den Abstand x' zur Keilvorderkante aufgetragen.

Zunächst werden die ausführlich vermessenen Konfigurationen bei $M = 3$ und $\beta = 16^\circ$ sowie 20° analysiert. In den punktuellen Messungen bei $x' = 125$ mm (Abb. 4.39, $P_2/P_\infty = 3$ bzw. 3,77 und Tab. 4.6) wurde nur ein sehr geringer Einfluss der Keilgeometrie verzeichnet. Dank der flächigen Messungen kann hier jedoch genauer geprüft werden, ob das gesamte Interaktionsgebiet dieser Keile nahezu identisch ist, oder doch an anderen Positionen eine signifikante Beeinflussung der Strömung durch die verschiedenen Keilgeometrien stattgefunden hat.

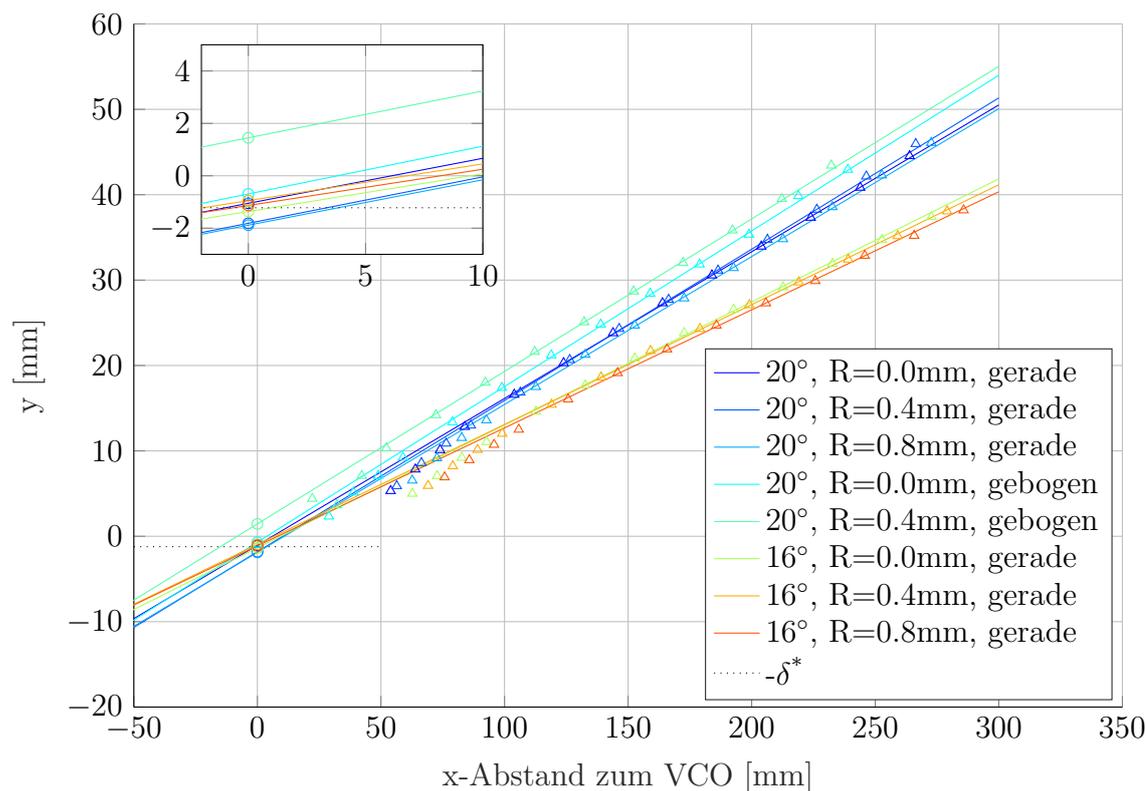


Abb. 4.51.: Ausdehnung des Interaktionsgebietes der numerischen Lösung senkrecht zur ebenen Platte in Abhängigkeit von der horizontalen Distanz zum VCO. Die Kreise geben hier die Höhe der extrapolierten Tripelpunktlinie über der ebenen Platte an der Position des VCO an.

In Abb. 4.52 sind die QIRT- sowie RANS Ergebnisse der Stantonzahl aller untersuchten Konfigurationen mit $M = 3$ und $\beta = 16^\circ$ dargestellt, in Abb. 4.53 die Konfigurationen mit $\beta = 20^\circ$. Wie in den bisherigen Darstellungen ist die systematische Erhöhung numerischer Messwerte im Vergleich zu den Experimenten zu beobachten. Des Weiteren ist in allen Konfigurationen der Vorderkanteneinfluss mit geringeren Messwerten und anschließend die quasikonische Symmetrie mit nahezu konstanten Messwerten zu sehen.

Der Effekt der stumpfen Vorderkante (blau, rot) macht sich in Form eines schnelleren Erreichens des Plateauwertes bemerkbar, also einer Verringerung von $L_i = 40 - 50$ mm im Vergleich zum geraden, scharfen Keil (gelb) mit $L_i \approx 70$ mm. Bei $\beta = 16^\circ$ kann auch ein Anstieg der maximalen Stantonzahlen mit x' im Bereich der konischen Symmetrie erkannt werden, der aber sowohl in den RANS Simulationen als auch bei dem höheren Keilwinkel von $\beta = 20^\circ$ ausbleibt.

Bei Verwendung der gebogenen Keile (grün, lila) wird der Plateauwert der Stantonzahl an der gleichen Position L_i wie in der kanonischen Konfiguration angenommen und durch ein lokales Maximum kurzfristig übertroffen. Bei $\beta = 16^\circ$ ist dieses für den scharfen, gebogenen Keil (grün) sehr stark ausgeprägt und lokal begrenzt, wohingegen bei den lila

4. 3D SGWW im Rohrwindkanal

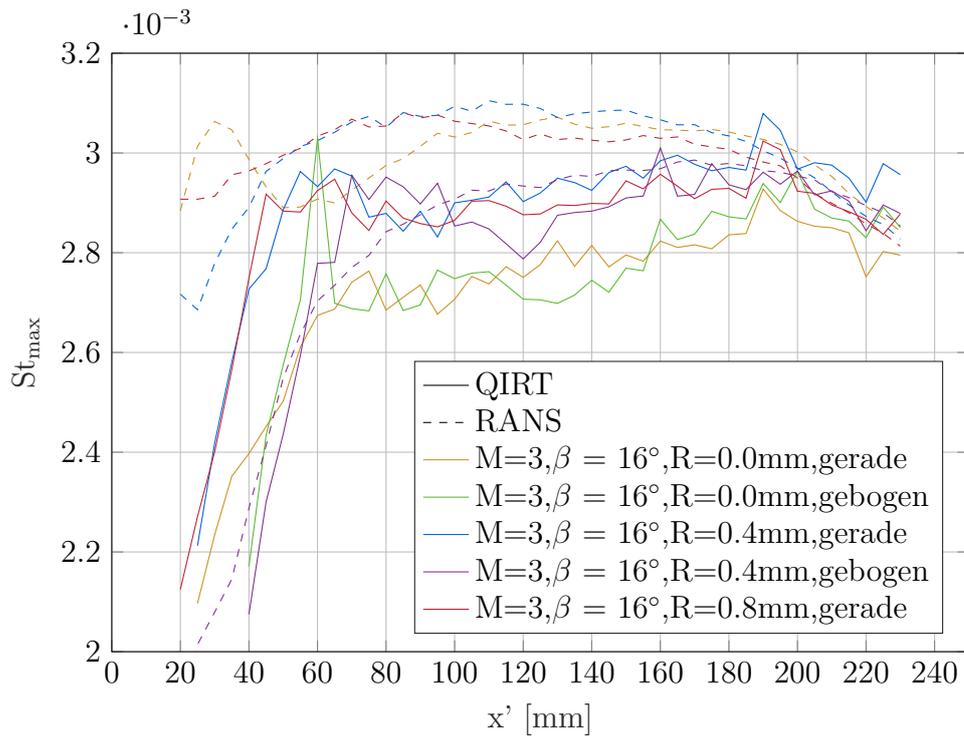


Abb. 4.52.: Verlauf der maximalen Stantonzahl mit der Lauflänge x' bei allen mit RANS und QIRT untersuchten Keilen bei $\beta = 16^\circ$.

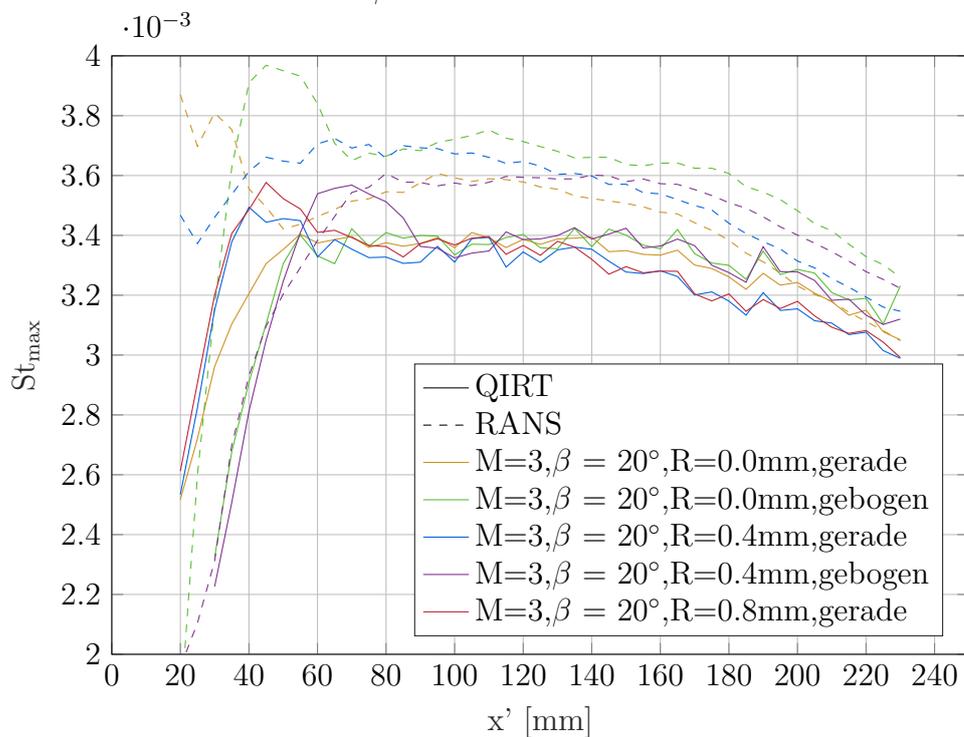


Abb. 4.53.: Verlauf der maximalen Stantonzahl mit der Lauflänge x' bei allen mit RANS und QIRT untersuchten Keilen bei $\beta = 20^\circ$.

Kurven des gebogenen, stumpfen Keils für beide Keilwinkel ein weniger starkes, aber breiteres Maximum zu beobachten ist. Ein solches Maximum tritt in den numerischen Daten nur bei dem scharfen Keil bei $\beta = 20^\circ$ auf.

Nach diesen lokalen Effekten ist kein weiterer systematischer Unterschied zwischen den unterschiedlichen Konfigurationen zu beobachten. Ein Vorderkanteneinfluss auf die Strömung für $x' > 100$ mm ist im vorhandenen Signal-Rausch-Verhältnis nicht messbar. Im hinteren Bereich des Keils ist jedoch ein systematischer Unterschied zwischen den beiden vermessenen Keilwinkeln erkennbar. Während alle Stantonzahlverläufe in Abb. 4.52 (16°) über die gesamte Keillänge noch geringfügig ansteigen, ist in Abb. 4.53 (20°) sowie in den numerischen Daten für beide Winkel ein systematischer Abfall ab $x' \approx 160$ mm zu sehen.

Der numerische Verlauf des Reibungsbeiwertes C_f (Abb. 4.54 und 4.55, gestrichelte Linien) weist ähnliche Unterschiede zwischen den einzelnen Keilen auf wie bereits in der Stantonzahl beobachtet. Durch die gebogenen Keile wird der erste Datenpunkt an $x' = 20$ mm deutlich gegenüber den gerade Keilen reduziert und für die Konfiguration M3B20R00c ist auch hier ein lokales Maximum bei $x' = 50$ mm zu sehen. Unter Verwendung des stumpfen, gebogenen Keils (Konfiguration M3B16R04c und M3B20R04c, lila Linie) steigt der Reibungsbeiwert flacher an und das Maximum wird erst in der hinteren Hälfte des Keils erreicht. Experimentell fällt diese Verschiebung auf $L_i = 90$ mm nicht ganz so stark aus, wurde aber auch erfolgreich vermessen.

Für die Messungen bei Mach 5 liegen weder RANS Daten vor, noch wurden OFI Messungen durchgeführt, weshalb sich die Analyse des Einflusses der Lauflänge hier auf die experimentellen QIRT Ergebnisse beschränkt. Aus den punktuellen Messungen der maximalen Stantonzahl im Schnitt $x' = 125$ mm (Abb. 4.39) fallen insbesondere die Datenpunkte bei $P_2/P_\infty = 7.04$ auf. Diese entsprechen den 5 unterschiedlichen Keilgeometrien bei $M = 5$ und $\beta = 20^\circ$ und weichen trotz identischer Machzahl um bis zu 48 % voneinander ab.

Bei dem kanonischen geraden, scharfen Keil (gelbe Linie) liegt der Bereich des Vorderkanteneinflusses mit $L_i = 65$ mm in einer nach Gl. 4.10 erwarteten Größenordnung. Im weiteren Verlauf innerhalb des quasikonischen Bereiches ($x' > 65$ mm) schwanken die Messwerte mit einer relativen Standardabweichung von $\frac{\sigma_{St_{max}}}{St_{max}} = 1,5\%$ um den Mittelwert, was im Rahmen der Messgenauigkeit als ein von der Lauflänge unabhängiger Messwert gewertet werden kann. Unter Verwendung der stumpfen Keile (grün, blau) vergrößert sich die Länge L_i merklich, und das Plateau einer konstanten Stantonzahl wird erst nach sehr großen Lauflängen erreicht.

Dieses Verhalten wird bei Mach 5 unter Verwendung der gebogenen Keile stark verändert. Der Anstieg von $St_{max}(x')$ startet verzögert und resultiert zunächst in einem lokalen Maximum bei deutlich geringeren Messwerten als im entsprechenden geraden

4. 3D SGWW im Rohrwindkanal

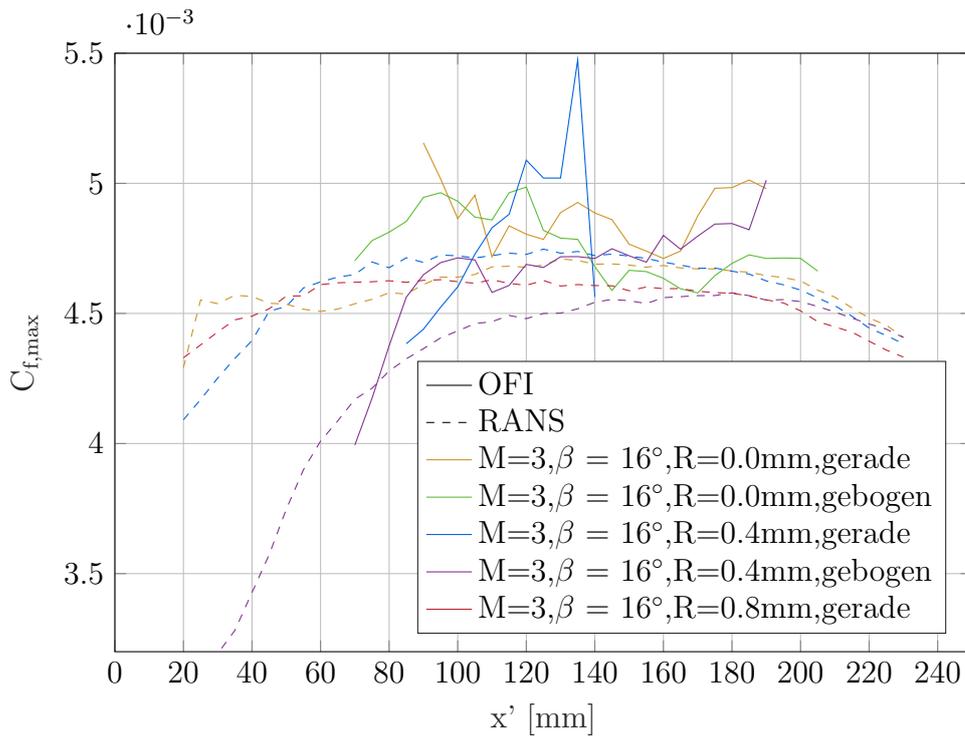


Abb. 4.54.: Verlauf des maximalen C_f -Beiwertes mit der Lauflänge x' bei allen mit RANS und OFI untersuchten Keilen bei $\beta = 16^\circ$. Der Keil reicht von $x' = 0$ bis $x' = 250$ mm.

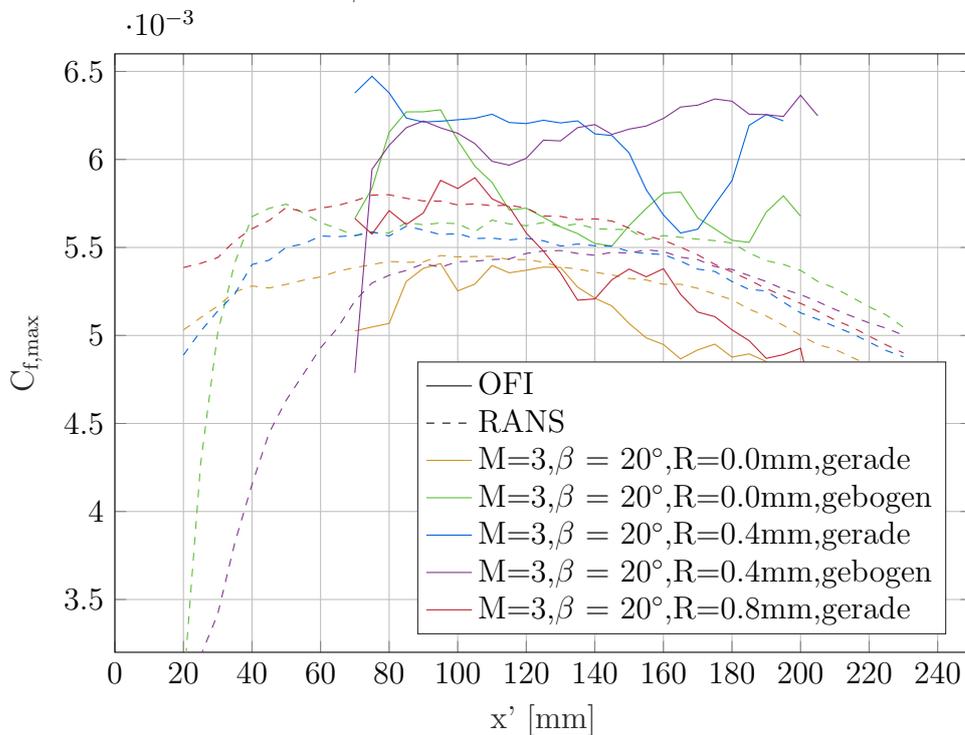


Abb. 4.55.: Verlauf des maximalen C_f -Beiwertes mit der Lauflänge x' bei allen mit RANS und OFI untersuchten Keilen bei $\beta = 20^\circ$.

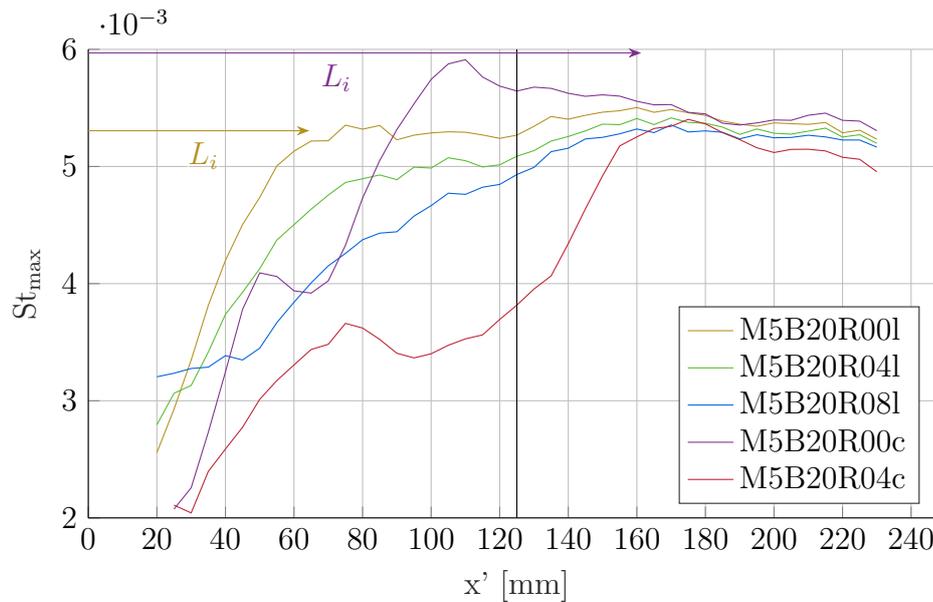


Abb. 4.56.: Verlauf der maximalen Stantonzahl unterschiedlicher Keilgeometrien mit der Lauflänge in der Konfigurationen M5B20... mit der Auswerteposition $x' = 125$ mm als vertikale schwarze Linie.

Keil. Nach dem zweiten Anstieg von $St_{max}(x')$ mit zunehmender Lauflänge x' wird ein globales Maximum anstelle eines Plateauwertes erreicht, gefolgt von einer geringfügigen Abnahme von $St_{max}(x')$ bis zur Hinterkante des Keils. Im Fall des scharfen, gebogenen Keils (lila Kurve in Abb. 4.56) kann eine begrenzte Länge L_i abgeschätzt werden, ab der die Kurve sehr ähnlich zu der des geraden Keils verläuft. Bei dem gebogenen, stumpfen Keil (rote Kurve) ist aber gar kein quasikonischer Bereich zu erkennen. Dies und weitere Verletzungen der Symmetrie außerhalb des Maximums können auch in der Oberflächenverteilung in Abb. 4.57 beobachtet werden.

Die geometrieabhängigen Unterschiede in der maximalen Stantonzahl aus Abb. 4.56 liegen bei Mach 5 folglich nur an der Auswerteposition in der Mitte des Keils bei $x' = 125$ mm. In einzelnen Fällen ist die Vergleichbarkeit der maximalen Messwerte eines konkreten Schnittes nicht gegeben. In diesem konkreten Fall bei $M = 5$, $\beta = 20^\circ$ und einer Auswertung an $x' = 180$ mm wurden, vergleichbar zu den $M = 3$ Messungen, keilunabhängige Wärmestromdichten gemessen.

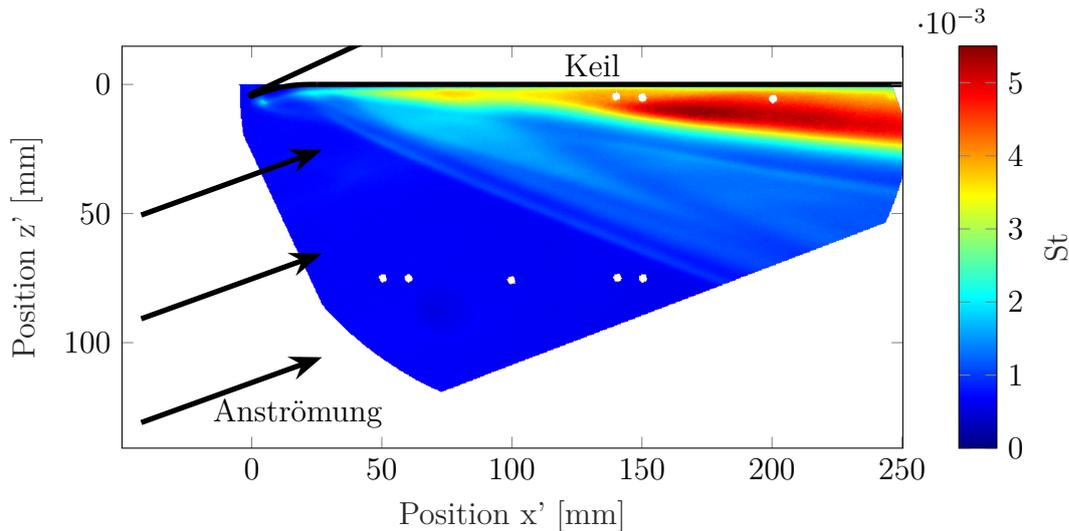


Abb. 4.57.: Zweidimensionale Stantonzahlverteilung des Experimentes M5B20R04c mit erkennbarem Bruch der quasikonischen Symmetrie.

4.5.5. Indirekte Messmethoden GLOF-SFE und TSP-SFE

GLOF-SFE

Analog zum zweidimensionalen Fall am VA-2 Profil wurde auch für die hier untersuchte 3D SGWW die zeitliche Entwicklung eines virtuellen Ölfilms auf der Modelloberfläche simuliert, womit synthetische Intensitätsbilder für die GLOF-SFE erstellt wurden. Dabei wurde eine Viskosität von 500 cSt, eine Messzeit von 0,5 s und eine Starthöhe des Ölfilms von 100 μm gewählt. Das Differentialgleichungssystem der zweidimensionalen Form $h(x, z, t)$ von Gl. 2.18 für die zeitliche Veränderung der Ölfilmstärke wurde bereits 1999 von Brown und Naughton [13] vorgestellt und hier nach dieser Vorlage mit dem 'Box implicit solver' [13] gelöst. An der Ölfilmvorderkante sind die Gleichungen entsprechend der vorgeschlagenen Randbedingungen angepasst. Alle auf den Ölfilm wirkenden Kräfte wurden der RANS Rechnung der Konfiguration M3B20R04l entnommen, da die Netzkonvergenz der Simulation dieser Konfiguration in Anhang F explizit gezeigt wurde. Aufgrund der Erkenntnisse von Kap. 4.5.3 können die Effekte der Gravitation vernachlässigt werden. Die berechneten zweidimensionalen Ölfilmverteilungen zu den Zeitpunkten $t = 20, 120, 320, 420$ ms sind in Abb. 4.58 zusammen mit den vorgegebenen numerischen Wandstromlinien eingezeichnet. Diese Bilder, sowie alle folgenden Darstellungen in diesem Kapitel sind im Windkanal-Bezugssystem dargestellt und nicht wie bei den experimentellen Daten auf den jeweiligen Keilwinkel rotiert. Die resultierende Verteilung der Ölfilmstärke zu jedem berechneten Zeitpunkt bei Abständen von $\Delta t = 20$ ms, mit der anfänglichen Dicke $h_0 = 100 \mu\text{m}$ normiert, konnte anschließend als eine Sequenz

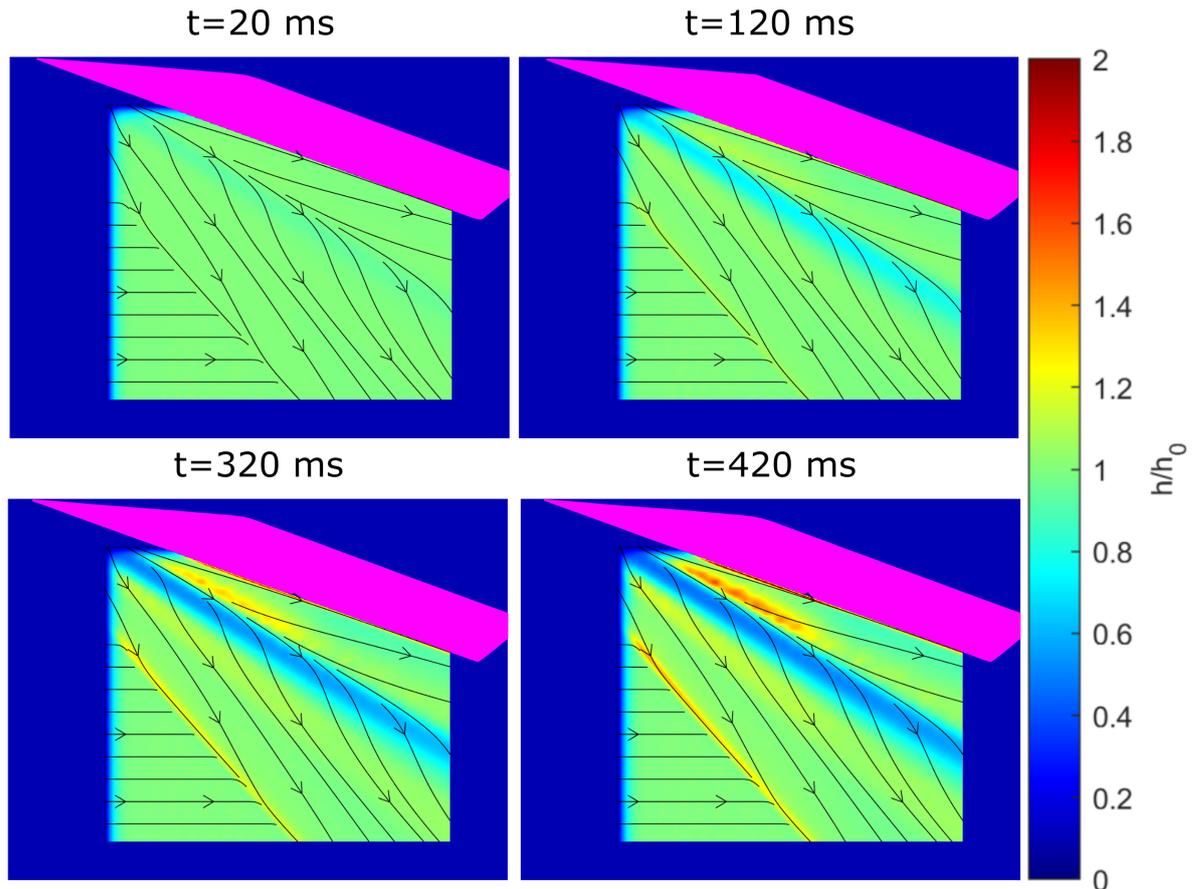


Abb. 4.58.: Numerisch simulierte Ölfilmickenverteilung zu diskreten Zeitpunkten mit der aus der RANS Simulation vorgegebenen Topologie der Wandstromlinien. Die Keilposition ist in pink skizziert, auf der dunkelblauen Fläche wurde kein Ölfilm simuliert.

synthetischer GLOF-Bilder mittels des online frei zugänglichen GLOF-SFE-Verfahrens nach [49]³ ausgewertet werden.

Der normierte C_f Wert ist in Abb. 4.59 a dargestellt und die interpretierte Richtung der Wandstromlinien in Abb. 4.59 b. Um die Erkenntnisse der 2D Studie am VA-2 Profil im transonischen Windkanal zu überprüfen, werden diese GLOF Resultate auch hier mit dem Gradienten der Ölfilmicke verglichen. Dafür wird zunächst die von $t = 0$ bis $t = 500$ s zeitlich gemittelte Ölfilmicke berechnet, welche vergleichbar mit dem Bild bei $t = 320$ ms aus Abb. 4.58 ist. Der normierte Betrag des Gradienten, für diesen Vergleich als normierter Reibungsbeiwert interpretiert, ist in Abb. 4.59 c dargestellt. Ein aus den Richtungen dieses Dickengradienten erstelltes Bild der Wandstromlinien ist in Abb. 4.59 d in rot eingezeichnet. Die schwarzen Pfeile entsprechen den RANS Wandstromlinien aus Abb. 4.58.

³GLOF-SFE: https://github.com/Tianshu-Liu/Open_Global_Flow_Diagnostics/blob/main/OpenSkinFrictionFromGLOF_v1.zip

4. 3D SGWW im Rohrwindkanal

Diese Darstellungen der GLOF-Ergebnisse und des Ölfilm-Dickengradienten weisen zahlreiche Ähnlichkeiten auf, insbesondere bezüglich der Lage und Anzahl der Ablöse- und Anlegelinien. In beiden Verfahren verlaufen die Wandstromlinien nahezu senkrecht zu diesen radialen konischen Linien und es gibt nur wenige Anzeichen der Hauptströmungsrichtung von links nach rechts. Unterschiede der ermittelten Wandstromlinien liegen vor allem in der ungestörten Grenzschicht vor, wo die nahezu verschwindenden Gradienten von geringem Datenrauschen stark beeinflusst werden. In keinem der Bilder ist eine Ähnlichkeit zur tatsächlichen Ölbewegung oder den bisher präsentierten Verläufen des Reibungsbeiwertes aus RANS Simulationen oder der OFI Messung zu erkennen.

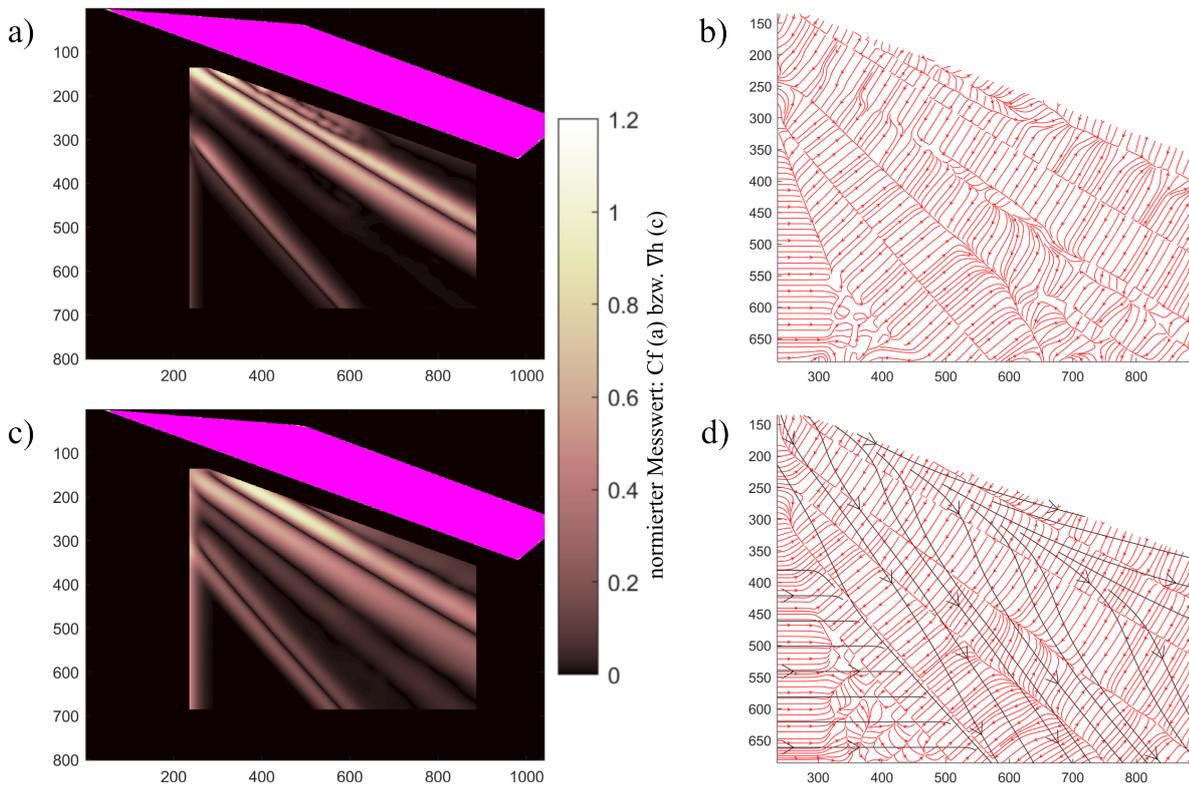


Abb. 4.59.: GLOF-SFE Ergebnisse bei 3D SGWW: normierter Wert (a) und Richtung (b) des mit GLOF-SFE ermittelten Reibungsbeiwertes, sowie normierter Wert (c) und Richtung (d) des Gradienten der mittleren Ölfilm Dicke. RANS Wandstromlinien sind in d) in schwarz eingezeichnet. Die Angaben der Achsenbeschriftung entspricht der räumlichen Auflösung Simulation des Ölfilms.

Aus diesem Vergleich lässt sich schließen, dass mit GLOF-SFE die lokalen Gradienten der Ölfilm Dicke als Wandschubspannung interpretiert werden. In Bereichen ohne Gradienten verschwindet auch der GLOF Messwert, was in einer mutmaßlichen Ablöse- oder Anlegelinie resultiert. Das inverse Verfahren zur Ermittlung physikalischer Messwerte resultiert nur in einer Glättung der Eingabeparameter, hier der Intensitätsgradienten mit nur kaum erkennbaren weiteren Modifikationen der Daten. Auch mit diesen für die Auswertung optimalen generierten Bildern ohne Rauschen, Inhomogenitäten in der

Belichtung und anderen experimentellen Fehlerquellen [17] kann weder die Strömungstopologie oder Position von Ablöse- und Anlegelinien bestimmt, noch ein glaubhafter Verlauf der Wandschubspannung abgeschätzt werden.

TSP-SFE

Auch die in Kap. 2.3 beschriebene Wandschubspannungsabschätzung mit Temperatursensitiver Farbe (TSP-SFE) kann in dieser Studie analysiert werden. Ausgehend von der Energiegleichung kann mit Gl. 2.16 und 2.17 [48] aus der Zeitentwicklung der Wandtemperatur die vorliegende normierte Wandschubspannung abgeschätzt werden. In [48] liegt die Wandtemperatur aus TSP-Bildern vor, jedoch ist die Auswerterroutine nicht an diese experimentelle Messtechnik gebunden. Im RWG-Experiment liegen ausreichend experimentelle Daten der Wandtemperatur in Form von zeitaufgelösten Bildern der Infrarot Kamera vor, welche in normierte TSP-Intensitäten umgerechnet werden können. Nach den Empfehlungen aus [49, 54] wird ein aufgenommenes Temperaturbild und die experimentell gemessene Wärmestromdichte \dot{q} als Eingabe für die bei GitHub verfügbare Software⁴ zur Abschätzung der flächigen Verteilung der Wandschubspannung verwendet. Die lineare Korrelation $\dot{q} = \gamma(T_w - T_{ad})$ zur Bestimmung einer unbekanntes Wärmestromdichte mit der empirischen Konstante γ wie in [54] ist hier mit vorliegenden experimentellen Messdaten nicht mehr nötig. In dem Matlab-Programm ist ein Lagrange-Multiplikator λ frei wählbar, der nach [49] stark vom Anwendungsfall abhängt. Mangels a-priori Kenntnis eines geeigneten Wertes wurden Werte von $\lambda = 0,01$ bis $\lambda = 100$ getestet.

Die Resultate, in Abb. 4.60 für zwei beispielhafte Werte von λ dargestellt, weisen große Ähnlichkeiten zu den Bildern der zweidimensionalen Temperaturgradienten des Eingabebildes auf. Durch die vorliegende quasikonische Symmetrie sind im gesamten Bild die Gradienten in radialer Richtung deutlich kleiner als im Schnitt senkrecht zum Keil (Abb. 4.37 für St , verläuft qualitativ ähnlich zu $-T$). Im Bild des Temperaturgradienten (Abb. 4.60 c) sind dadurch alle lokalen Maxima und Minima aus Abb. 4.37 als dunkle Linien im entsprechenden konischen Winkel zu sehen. Die Richtung des Gradienten verläuft auf der restlichen Fläche nahezu senkrecht zu diesen konischen Linien, was mit blauen Linien und Pfeilen gekennzeichnet ist. Die gleichen Resultate sind qualitativ ebenfalls in der TSP-SFE (Abb. 4.60 a) zu beobachten, mit nahezu identischen Linien niedriger "Wandschubspannung", die des Weiteren als Anlege- oder Ablöselinie interpretiert werden. Bei einer stärkeren räumlichen Glättung des Temperaturgradienten (Abb. 4.60 d) oder einem höheren Wert für λ in der TSP-SFE Auswerterroutine (Abb. 4.60 a) werden diese

⁴TSP-SFE: https://github.com/Tianshu-Liu/Open_Global_Flow_Diagnostics/blob/main/OpenSkinFrictionFromTemperature_v1.zip

4. 3D SGWW im Rohrwindkanal

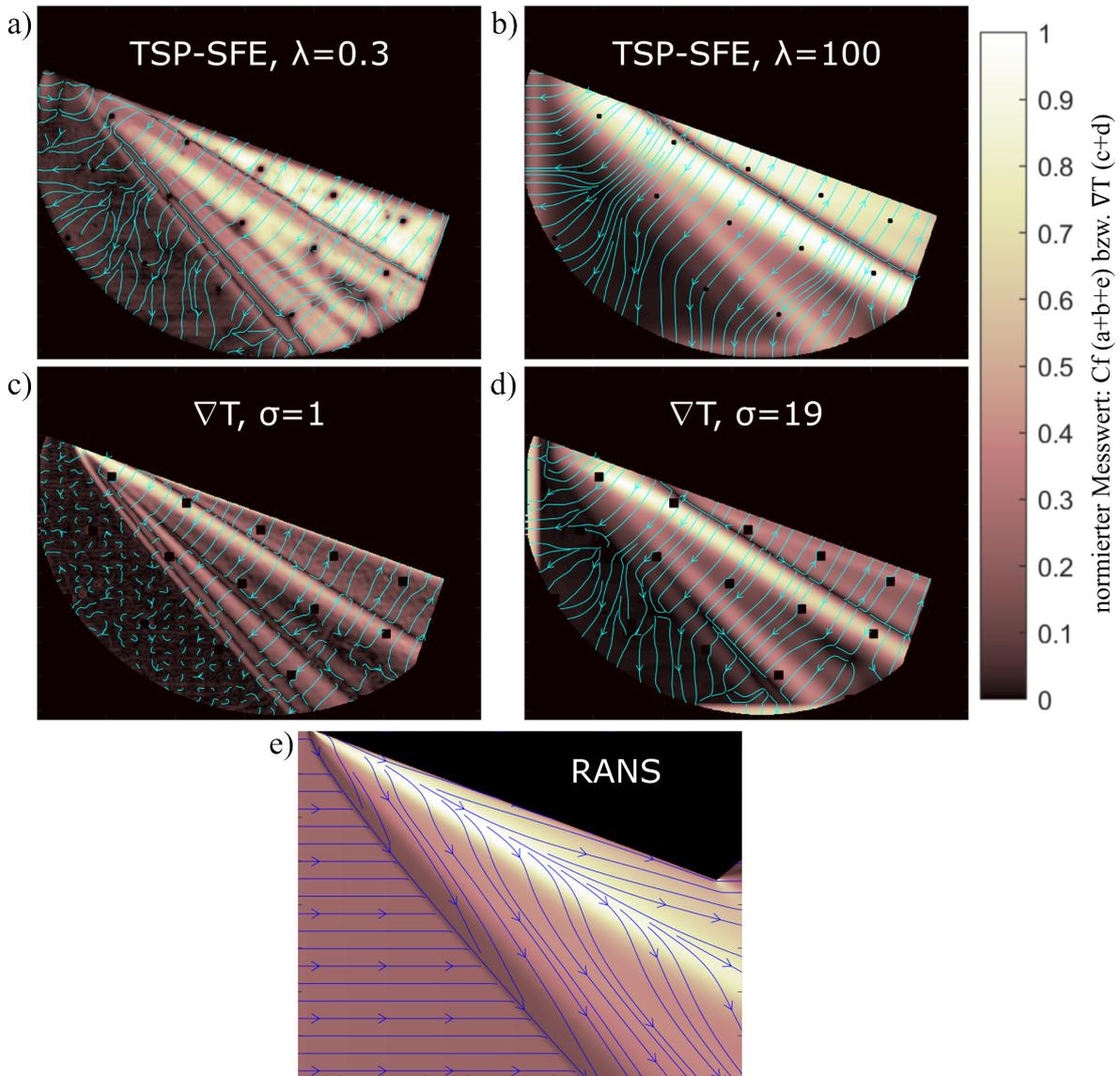


Abb. 4.60.: TSP-SFE Ergebnisse bei 3D SGWW: normierte Wandschubspannung und Stromlinien bei $\lambda = 0,3$ (a) und $\lambda = 100$ (b). Als Vergleich der normierte Temperaturgradient mit einer räumlichen Glättung von $\sigma = 1$ Pixel (c) und $\sigma = 19$ Pixel (d), sowie die Ergebnisse der RANS Simulation (e).

lokalen Extrema geglättet. Als Vergleich sind in Abb. 4.60 die Temperaturgradienten nach räumlichen Glättungen der Rohbilder mit Gauß'schen Filtern der Standardabweichungen von $\sigma = 1$ Pixel und $\sigma = 19$ Pixel gezeigt. Folglich hat die Variation von λ einen ähnlichen Effekt auf das Ergebnis wie die Anwendung eines Gauß-Filters auf das Bild vor Berechnung der Gradienten. Mit ähnlichen Überlegungen lassen sich in den bisherigen Demonstrationen von TSP-SFE Beispiele postulierter Detektion kritischer Linien und Punkte finden, die aber keiner zwingenden Kausalität entspringen. In einer experimentellen TSP-SFE Studie an einer gepfeilten Flügelvorderkante [49, 54] wurden Turbulenzkeile untersucht und aus der Temperaturverteilung die Wandstromlinien rekonstruiert. Das Resultat sind Wirbelstrukturen ähnlich der Strömungstopologie eines Deltaflügels [60], welche aber nicht den Erwartungen an eine anliegende, transitionelle und nahezu zweidimensionale Strömung an einer Flügelvorderkante entsprechen.

Ein quantitativer Vergleich des Auswerteverfahrens aus [54] und des einfach zu ermittelnden Temperaturgradienten liegt in Abb. 4.61 vor. Dies sind, wie auch bei den bisherigen experimentellen Auswertungen, Schnitte bei $x' = 125$ mm der Bilder in Abb. 4.60. Jede Linie wurde dabei individuell mit ihren jeweiligen maximalen Messwert normiert. Bei diesem direkten Vergleich fällt insbesondere die nahezu exakte Übereinstimmung der Positionen lokaler Minima und Maxima auf. Die Verschiebung des ersten Minimums des Temperaturgradienten von $\theta = 32,08^\circ$ (grün) nach $\theta = 31,44^\circ$ (rot) aufgrund der Glättung wird in der TSP-SFE erstaunlich präzise reproduziert. Die Verschiebung des entsprechenden Minimums von $\lambda = 0,3$ (blau) auf $\lambda = 100$ (lila) ist nur um $0,26^\circ$ größer als im Fall der Gradientenbildung. Des Weiteren ist besonders den wenig geglätteten Fällen (blau und grün) die Übereinstimmung der relativen Amplitude aller lokalen Maxima bemerkenswert. Mit den experimentell gemessenen C_f Verteilungen, sowie mit den RANS Ergebnissen oder in der Literatur bekannten Stömungstopologie ist keinerlei Ähnlichkeit erkennbar.

4. 3D SGWW im Rohrwindkanal

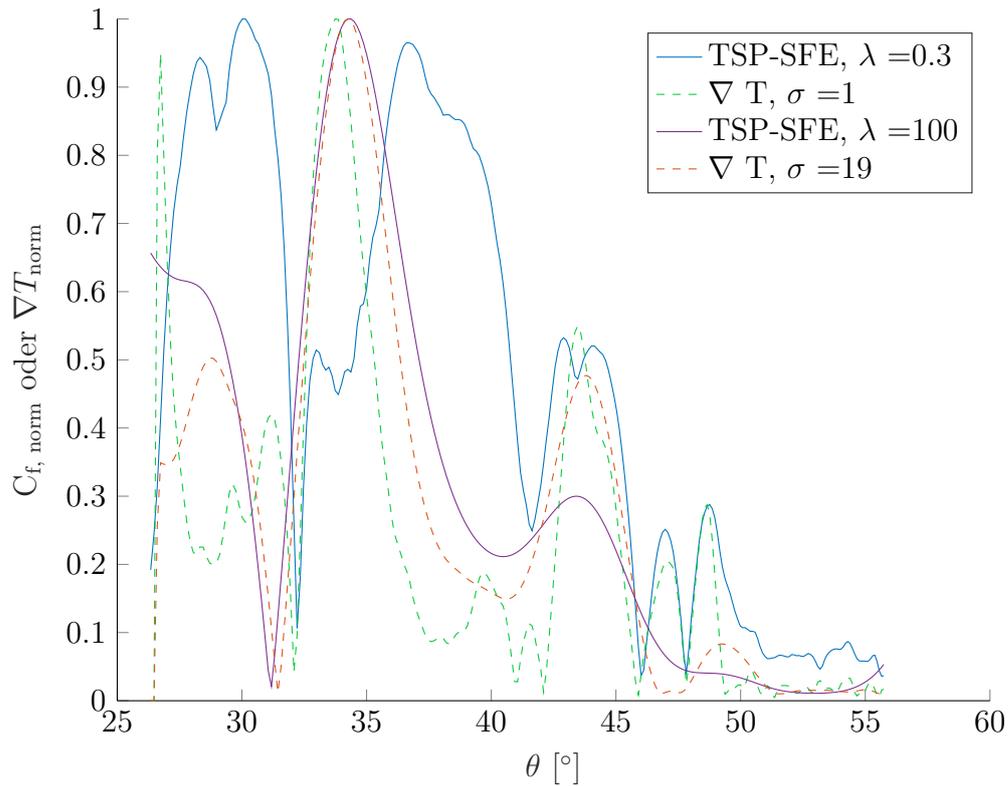


Abb. 4.61.: Schnitt bei $x' = 125$ mm der in Abb. 4.60 dargestellten Ergebnisse für den normierten Reibungsbeiwert $C_{f, norm}$ aus TSP-SFE und gemessener, normierter Temperaturgradient. Dargestellt ist der Vergleich zwischen sehr stark oder kaum räumlich geglätteten Datensätzen.

4.6. Diskussion des Einsatzes von RANS in Strömungen mit SGWW

Der Einsatz von RANS in dieser Studie muss aus zwei Blickwinkeln betrachtet werden. Zum einen wird die Übereinstimmung der numerischen und experimentellen Ergebnisse bewertet im Hinblick auf die Möglichkeit, 3D SGWW in Zukunft ausschließlich numerisch vorherzusagen. Zum anderen wird die Fähigkeit von RANS als unterstützendes Mittel experimenteller Messungen und Auswertungen untersucht.

In der experimentellen Auswertung wurden die RANS Ergebnisse der Keile ohne SGWW verwendet, um die Lage der Stoßfront und damit des VCO zu ermitteln. Auch hier wären experimentelle Schattenaufnahmen der Stoßlagen bevorzugt, aber solche eine einfache Aufgabe ohne SGWW wird auch in RANS Verfahren bereits zuverlässig erfüllt. Weitere Daten konnten aber nicht quantitativ verwendet werden, da experimentelle und numerische Daten nicht in ausreichender Präzision übereinstimmen. Die numerischen und experimentellen Wandstromlinien weichen voneinander ab (Abb. 4.15), weshalb diese schwierige experimentelle Detektion weiterhin erfolgen muss. Bei der Grö-

ße des Interaktionsgebietes und der Position der Ablöse- und Anlegelinie liegen dagegen nach Wahl eines geeigneten Turbulenzmodelles nur geringfügige Unterschiede zum Experiment vor. Die besten Übereinstimmungen experimenteller und numerischer Daten befindet sich in der Ablöseblase und nahe der Anlegelinie (Abb. 4.37). Maximale Werte des Wanddrucks sowie St und C_f können mit RANS Verfahren relativ gut vorhergesagt werden, weshalb für die Korrelation dieser Daten mit der Stoßintensität eine numerische Parameterstudie gut geeignet wäre. Dahingegen gibt es im Bereich der Ablöselinie nicht nur quantitative, sondern auch topologische Unterschiede zwischen RANS und Experiment. Die lokalen Maxima der Stantonzahl sind in numerischen Ergebnissen gar nicht zu sehen und die experimentelle Erhöhung von St im Bereich der Ablöselinie im Gegensatz zur numerischen lokalen Reduktion dieses Wertes bleibt ein fundamentales Problem der RANS Modellierung von turbulenten Strömungen mit SGWW. Folglich sind nicht alle Effekte der SGWW und lokale Auswirkungen auf die Grenzschicht modellierbar. Mit dem LEA Turbulenzmodell ist ein lokales Maximum erkennbar (Abb. F.6), aber jedes getestete Turbulenzmodell hat nur begrenzte Bereiche der Übereinstimmung mit den experimentellen Messwerten. Diese Abweichungen der Ergebnisse verschiedener Modelle untereinander sind ein weiteres Zeichen dafür, dass trotz enormer Fortschritte die RANS Modellierung bei Simulation komplexer 3D SGWW immer noch vor vielen Herausforderungen steht. So kann eine Verwendung der numerischen adiabaten Wandtemperatur für experimentelle Berechnungen oder die Analyse der Änderung der SGWW aufgrund der modifizierten Vorderkantengeometrie nicht empfohlen werden. All diese Fehler und Abweichungen befinden sich aber bei geeigneter Wahl numerischer Parameter, des passenden Turbulenzmodells und einer aufwändigen Netzkonvergenzstudie wie in Tab. 4.7 zusammengefasst im einstelligen Prozentbereich und nur in Ausnahmen wie der maximalen auftretenden Differenz des lokalen Ablenkwinkels geringfügig höher.

Messgröße	Abbildung	relative Abweichung $ X_{RANS}/X_{Exp} - 1 _{RMS}$
Schnitt $P(\theta)$, M3B20R04I	4.28	3.4 %
St_{max} , kanonische Konfiguration	4.52, 4.53	6.3 %
$C_{f,max}$, kanonische Konfiguration	4.54, 4.55	5.1 %
P_{max} , alle Keile	4.31	6.3 %
St_{max} , alle Keile	4.52, 4.53	5.8 %
$C_{f,max}$, alle Keile	4.54, 4.55	6.9 %
$(\Delta\omega)_{max}$	4.15	11°
$(\Delta\omega)_{RMS}$	4.15	3.4°

Tab. 4.7.: Relative Abweichungen zwischen RANS Simulationen und experimentellen Messungen mehrerer Messwerte dieser Studie mit Angabe der Abbildungsnummer der erfolgten Darstellung der Daten. Dabei wurden nur Positionen mit $x' > 60$ mm berücksichtigt und bei den Ablenkungswinkeln absolute Abweichungen berechnet.

5. Zusammenfassung

Für die Weiterentwicklung von modernen Überschallflugzeugen und Flugkörpern wird ein tieferes Verständnis der grundlegenden Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkungen (SGWWen) benötigt. Diese treten an zahlreichen Komponenten wie dem Triebwerkseinlauf, mehrfach gepfeilten Flügeln und Rudern auf und können deren mechanische und thermische Belastung maßgeblich beeinflussen. Aus der Vielzahl an kanonischen Konfigurationen wurden zwei Geometrien der SGWW zur experimentellen und numerischen Untersuchung gewählt. Im Transonischen Windkanal Göttingen wurde das 2D Modell des überkritischen VA-2 Profils untersucht und im Rohrwindkanal Göttingen die 3D SGWW eines einzelnen Keils auf einer ebenen Platte mit turbulenter Grenzschicht.

Auf experimenteller Seite wurde neben konventionellen Messungen des Wanddrucks und der Wärmestromdichte hauptsächlich die Ölfilminterferometrie verwendet, um die flächige Verteilung der Wandschubspannung zu vermessen. Für diese Studien musste die experimentelle Umsetzung der OFI angepasst und die automatische Auswertung der Interferenzbilder an zahlreichen Stellen verbessert werden. Somit konnten sowohl bei schwierigem optischen Zugang in den Windkanal, einer sehr kurzen Messzeit und übersprechenden Farbinformationen der RGB Belichtung die Ölfilmstärke zu zwei Zeitpunkten sowie die Richtung der Ölströmung ermittelt und der Reibungsbeiwert berechnet werden.

Begleitend zu den experimentellen Untersuchungen wurden für beide Studien numerische RANS Simulationen unter Verwendung des DLR TAU Codes durchgeführt. Durch Vergleich mit den experimentellen Verteilungen der Wandschubspannung, setzen der Transitionslage und Auswahl eines geeigneten Turbulenzmodells wurde eine deutliche Verbesserung numerischer Ergebnisse und eine zufriedenstellende Übereinstimmung mit den Experimenten von 3-7 % Abweichung erzielt. Insbesondere die Vorhersage von 2D Ablöseblasen ist im Gegensatz zu früheren numerischen Arbeiten gelungen. Aus diesen validierten numerischen Daten ließen sich weitere Strömungsparameter extrahieren, die experimentell nicht messbar waren. Dies beinhaltet die genaue Stoßposition und Intensität, die Machzahlverteilung in der Strömung über dem Profil, sowie die Wanddruck- und Temperaturverteilung in besserer räumlicher Auflösung als im Experiment. In dieser Form konnten die numerischen Daten wiederum verwendet werden, um die experimentelle Analyse zu verbessern. Gängige Abschätzungen während des Auswerteprozesses wurden damit präzisiert und der Einfluss meist vernachlässigter Terme der *thin oil film*

5. Zusammenfassung

equation konnten quantifiziert werden. Damit wurde eine Obergrenze der Ölfilmstärke abgeschätzt, bis zu der die Wandstromlinien der Luftströmung ausreichend gut den Stromlinien des Öls entsprechen. Bereits bei $h = 10 \mu\text{m}$ hat der Druckgradient einen messbaren Einfluss auf die Richtung der Ölströmung, wodurch die gesamte weitere Auswertung der Wandschubspannung geringfügig verfälscht wird. Ab $h = 50 \mu\text{m}$ wurden Winkeldifferenzen zwischen Öl- und Luftströmung von $\Delta\omega > 20^\circ$ prognostiziert, was die grundlegende Annahme von OFI und allen anderen Ölanstrichverfahren signifikant verletzt. Diese Grenze ist geringer als in bisherigen Publikationen angenommen und stellt ein kritisches Hindernis in der Verwendung von OFI in Kurzzeitkanälen dar.

In einer ersten Studie am transsonischen VA-2 Profil bei einer Machzahl von $M = 0.72$ wurde durch Variation des Anstellwinkels die Größe und Geschwindigkeit des Überschallgebietes auf der Saugseite des Flügels variiert. Dadurch konnte die Auswirkung unterschiedlich starker Stoßintensitäten von $\xi = 1.06$ bis $\xi = 1.29$ auf die transitionelle Grenzschicht untersucht werden. Für die stärkste Stoßintensität wurde erfolgreich eine Ablöseblase detektiert und auch die dort auftretenden, extrem geringen Wandschubspannungen quantitativ mit OFI vermessen.

In einer weiteren Studie wurde die 3D SGWW am einzelnen Keil auf einer ebenen Platte mit turbulenter Grenzschicht untersucht. Bei Machzahlen von $M = 3$ und $M = 5$ sowie einer konstanten Einheits-Reynoldszahl von $Re_1 = 45 \cdot 10^6/\text{m}$ wurde im Rohrwindkanal Göttingen durch Variation der Keilwinkel von $\beta = 2^\circ$ bis $\beta = 32^\circ$ eine große Breite an Stoßintensitäten untersucht. Die aerodynamisch relevanten Oberflächenparameter, Wanddruck, Wärmestromdichte und Wandschubspannung konnten in drei unabhängigen experimentellen Studien, Wanddruckmessungen, QIRT und OFI, direkt gemessen werden.

Die Ergebnisse der kanonischen Konfiguration, also unter Verweidung des geraden und scharfkantigen Keils, wurden mit der Stoßintensität skaliert und erfolgreich mit früheren Resultaten der Literatur verglichen. Der maximale Wanddruck an der Anlegelinie folgt für moderate Keilwinkel sehr gut der linearen Relation aus [82]. Nur bei den höchsten vermessenen Stoßintensitäten ($M = 5, \beta > 26^\circ$) war eine noch stärkere Erhöhung des Wanddrucks messbar als mit Gl. 2.6 vorhergesagt. Die Skalierung der maximalen Stantonzahl konnte aufgrund der erhöhten Anzahl an vermessenen Stoßintensitäten gegenüber [82] präzisiert werden, wobei auch die in dieser Studie gefundenen Korrelationen (Gl. 4.5 und 4.6) bei den höchsten vermessenen Keilwinkeln ihre Gültigkeit verlieren. Bei Mach 5 wird ein Plateau erreicht und eine weitere Erhöhung der Stoßintensität hat keinen Einfluss auf die gemessene Stantonzahl, und bei Mach 3 nimmt diese sogar nach einem Maximum bei $\beta = 26^\circ$ wieder ab. Dies sind Effekte des endlich langen und hohen Keils und der daraus entstehenden 3D Strömung mit Abweichungen von der konischen Symmetrie und gekrümmten Stoßfronten. Der gemessene Reibungsbeiwert reproduziert

die Datenpunkte von Baldwin (2023) [8] mit einer verbesserten Unsicherheit, liegt aber niedriger als die Resultate von Kim 1991 [39]. Des Weiteren wurde der Plateaudruck innerhalb des Ablösewirbels untersucht. Die in [91] für zweidimensionale Strömungen gefundene Abhängigkeit vom normierten Druckbeiwert C_p^* (Gl. 2.10) konnte für die Skalierung der vorliegenden 3D SGWW nicht angewendet werden, aber es wurde eine geeignete Relation zwischen Plateaudruck, Machzahl und C_p^* präsentiert (Gl. 4.3).

Das wichtigste Ziel dieser Studie war jedoch die Untersuchung des Einflusses unterschiedlicher Keilgeometrien auf die quasikonische Symmetrie des Interaktionsgebietes. Dafür konnten dank der flächigen experimentellen Daten von C_f und St nicht nur Schnitte senkrecht zum Keil ausgewertet, sondern auch der Einfluss der Lauflänge und daraus resultierende Abweichungen zur quasikonischen Symmetrie untersucht werden. Dabei wurde der Einfluss des Vorderkantenradius alternativ bei geraden und gebogenen keilförmigen Stoßgeneratoren untersucht. Durch eine nominell isentrope Kompression der Strömung an gebogenen Vorderkanten konnte eine lokale Abschwächung der generierten Stoßfront erzielt werden. Andererseits führte die Erhöhung der Vorderkantenradien bei beiden Keiltypen zur Entstehung und Verstärkung einer zusätzlichen, abgelösten Kopfwelle an der Vorderkante. Die Wechselwirkung dieser Kopfwelle mit dem Hauptstoß konnte mit diesen experimentellen Möglichkeiten gezielt untersucht werden.

Die Modifikation der Vorderkantengeometrie hat einen großen Einfluss auf die Position des virtuellen konischen Ursprungs (VCO) (Abb. 4.49). Bei Verwendung der stumpfen Keile erhöht sich der Abstand L_{VCO} aufgrund der abgelösten Kopfwelle, des parallel verschobenen Stoßes (Abb. 4.5) und des dadurch insgesamt größeren Interaktionsgebietes im Vergleich zur kanonischen Konfiguration. Der VCO der gebogenen Keile befindet sich systematisch bei geringeren Abständen L_{VCO} zur Keilvorderkante.

Das Gebiet der 3D SGWW besteht in radialer Ausdehnung aus drei Bereichen: Dem Bereich des Vorderkanteneinflusses für $x' < L_i$, der quasikonischen Symmetrie an $x' > L_i$ mit nur minimalen Einflüssen der Lauflänge und nahe der Hinterkante der Keils der messbare Einfluss des endlich langen und hohen Stoßgenerators. Innerhalb der quasikonischen Symmetrie sind nur sehr geringe Effekte der Vorderkantengeometrie messbar. Insbesondere der Winkel γ der Anlegelinie und die Druckwerte P_{max} und P_{PL} bleiben bei Variation der Vorderkante unbeeinflusst. Die größten geometriebedingten Unterschiede konnten in der maximalen Stantonzahl bei $M = 5$ und hohen Keilwinkeln $16^\circ \leq \beta \leq 24^\circ$ beobachtet werden. Durch Erhöhung des Radius der VK auf 0,8 mm wird dabei am geraden Keil der langsame Anstieg der Stantonzahl auf eine deutlich vergrößerte Fläche ausgedehnt und die Wärmelast in der vorderen Hälfte des Keils um etwa 10 % verringert. Die gebogenen Keile sorgen für einen nicht-monotonen Anstieg der Stantonzahl mit einem kleinen lokalen Maximum, welches die Messwerte der Konfigurationen mit geradem Keile übersteigt. Ein Vergleich punktueller Messungen ist folglich stark vom

5. Zusammenfassung

Ort der Datenentnahme abhängig, jedoch gleichen sich die Werte für große Lauflängen zunehmend an. Bei $M = 5$ wird die Länge des Vorderkanteneinflusses L_i aufgrund der Keilgeometrie deutlich vergrößert und entspricht in der Konfiguration M5B20R04c nahezu der gesamten Keillänge. Die Ergebnisse von $M = 3$ weisen dahingegen nur sehr kleine Erhöhungen von L_i aufgrund der Keilgeometrie auf.

Die Ergebnisse dieser Studie sind außerdem benutzt worden um einige aus der Literatur bekannte Methoden zur Interpretation oder Schätzung der globalen Wandschubspannungsverteilung kritisch zu hinterfragen. Diese Methoden sind als „skin-friction-estimation (SFE) methods“ bekannt und basieren auf dem Konzept des Optischen Flusses von Liu [53]. Ein direkter Vergleich von GLOF-SFE Ergebnissen am VA-2 Modell mit den hier erzielten Daten aus RANS Simulationen und OFI Messungen war sehr unerfolgreich, weshalb die Funktionsweisen dieser SFE Methoden an weiteren Beispielen analysiert wurde. Mit synthetisch erstellten GLOF-Sequenzen eines simulierten Ölfilms, aber auch mit den experimentell gemessenen Wandtemperaturen konnten die frei zugänglichen GLOF-SFE und TSP-SFE Auswerteverfahren [49] getestet werden. Dabei wurde beobachtet, dass die GLOF-SFE-Ergebnisse stark vom Messzeitpunkt und dem Fortschritt der Ölausbreitung abhängen und die detektierten Wandstromlinien dieser Analysen nicht dem Ergebnis etablierter Visualisierungsmethoden entsprechen. Es konnte außerdem eindeutig demonstriert werden, dass die SFE-Ergebnisse durch Gradientenbildung der Rohdaten überraschend gut reproduziert werden. Ein kausaler Zusammenhang zwischen dem Gradienten der Wandtemperatur oder der Ölfilmstärke und der vorliegenden Wandschubspannung konnte mit den vorhandenen Daten nicht erkannt werden, so dass sowohl von der weiteren Anwendung als auch von einem Versuch der Weiterentwicklung abgeraten wird.

Ausblick

Trotz des großen entstandenen Datensatzes und der gewonnenen Erkenntnisse ist die grundlegende Untersuchung von 3D SGWW noch nicht abgeschlossen, und diese Studie legt nur die Grundsteine für weitere Untersuchungen. Es wurden bedeutende Unterschiede des Einflusses der Keilvorderkante bei zwei verschiedenen Strömungsgeschwindigkeiten festgestellt, aber die Ursache dafür durch den Fokus dieser Studie auf $M = 3$ noch nicht identifiziert. Mit einer Ergänzung durch weitere OFI Messungen bei $M = 5$ und RANS Simulationen kann diese Fragestellung angegangen werden. Darauf folgend könnten die Erkenntnisse des einfachen Keils auf komplexere Geometrien angewendet werden. Bei Steuerflächen und Triebwerkseinläufen muss nicht nur die lokale Wärmelast, sondern die gesamte Aufheizung des Modells abgeschätzt werden, um die Vor- und Nachteile modifizierter Stoßgeneratoren zu bewerten.

Auch in der experimentellen Umsetzungen der Messtechniken sind weitere Verbesserungen absehbar. Die größten Problemquellen von OFI und QIRT wurden identifiziert und können im Rahmen zukünftiger Messungen gezielt verbessert werden. Bei QIRT Messungen ist eine Bestimmung der adiabaten Wandtemperatur T_{ad} für eine korrekte Auswertung nötig, aber in Kurzzeitkanälen experimentell kaum realisierbar. In den OFI Messungen liegen die größten Fehler an der Erkennung der lokalen Strömungsrichtung, welche auf der gesamten Modelloberfläche auf eine Genauigkeit von 1° benötigt wird. Die 3-Farben OFI sollte um eine zuverlässige Stromlinienvisualisierung in Ablösungen bei verschwindender Wandschubspannung und kurzen Messzeiten erweitert werden, da dies den häufigsten Anwendungsfällen entspricht.

Zuletzt sollten auch weitere Anwendungen und Entwicklungen der SFE-Verfahren beobachtet und überprüft werden. Neben den untersuchten GLOF- und TSP-SFE wurde 2022 die Abschätzung der Wandschubspannung aus Wanddruckdaten (PSP-SFE) vorgestellt und auf die hier untersuchte Geometrie der 3D SGWW angewendet [52, 49]. Nach der Analyse der publizierten Daten sind die Resultate widersprüchlich zu den Ergebnissen dieser Studie und weisen ähnliche Unstimmigkeiten der Strömungstopologie wie in anderen SFE-Verfahren auf. Eine detaillierte Untersuchung und Bewertung dieser Methode steht noch aus.

A. Herleitung der für OFI relevanten Formeln

Hier wird die Herleitung der Gl. 2.19 von Maksimov [61] zur Berechnung der Wand Schubspannung τ aus der Ölbewegung wiederholt. Zusätzlich wird hier der Einfluss des Druckgradienten und der Gravitation auf diese Berechnung berücksichtigt und die zeitlich diskretisierte Form von Gl. 2.20 hergeleitet.

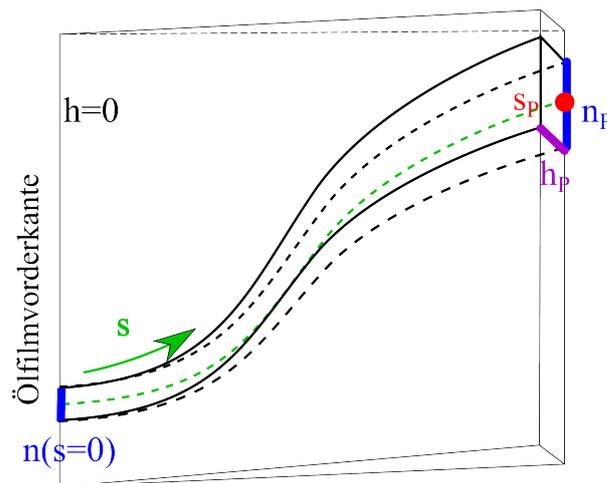


Abb. A.1.: Schematische Stromröhre in einem Ölfilm mit von links nach rechts steigender Dicke h bis zum untersuchten Punkt P (identisch mit Abb. 2.8).

Wie in Abb. A.1 dargestellt basiert die Herleitung auf der Betrachtung einer virtuellen Stromröhre, deren Ölvolumen sich nur durch Ausfluss durch die Querschnittsfläche am Punkt P ändern kann. Zusätzlich wird die Inkompressibilität des Öls vorausgesetzt, eine Verdunstung ausgeschlossen und damit die Massenerhaltung durch eine Volumenerhaltung des Öls ersetzt. Das pro Zeiteinheit ausfließende Volumen ergibt sich mit Höhe h_P , Breite n_P und mittlerer Ölströmungsgeschwindigkeit $u_{oil,P}$ zu

$$\frac{dV}{dt} = h_P n_P u_{oil,P} \quad (\text{A.1})$$

Alternativ kann das gesamte Volumen der Stromröhre räumlich entlang der zentralen Stromlinie ds integriert werden.

$$\frac{dV}{dt} = \frac{d}{dt} \int_0^{s_P} n(s) \cdot h(s) ds \quad (\text{A.2})$$

Aufgrund der geringen Werte für Re innerhalb der Ölströmung liegt hier eine lineare Scherströmung mit der Schubspannung τ an der Ölfilmoberfläche und einer Haftbedingung an der Modelloberfläche vor. Auch die Ölbewegung aufgrund eines Druckgradienten im Ölfilm oder der gravitativen Beschleunigung entlang der Stromlinie $g_s = \frac{\vec{g} \cdot d\vec{s}}{|d\vec{s}|}$ lässt sich durch einfache fluiddynamische Rechnungen bestimmen [70] und ergibt für die mittlere Konvektionsgeschwindigkeit

$$u_{oil,P} = \frac{\tau h_P}{2\mu} - \frac{h_P^2}{3\mu} \left(\frac{\partial P_P}{\partial s} - \rho g_s \right). \quad (\text{A.3})$$

Das Einsetzen von Gl. A.2 und Gl. A.3 in Gl. A.1 ergibt

$$\tau = -\frac{2\mu}{h_P^2 n_P} \frac{d}{dt} \int_0^{s_P} n(s) \cdot h(s) ds + \frac{2h_P}{3} \left(\frac{\partial P_P}{\partial s} - \rho g_s \right). \quad (\text{A.4})$$

Aus dieser allgemeinen Darstellung können die Terme des Druckgradienten und der Gravitation für begründete Fälle vernachlässigt werden. Falls dies erfolgt, kann mit Hilfe von Gl. A.4 der Messfehler dieser Vereinfachung quantifiziert werden. Bei einem 3D Strömungsfeld und damit 2D Ölströmung ist dies jedoch nicht trivial, da sich auch die lokale Strömungsrichtung $d\vec{s}$ ändert. In einer ersten Betrachtung wird die Stromröhre zunächst ortsfest gehalten und Gl. A.4 in die Darstellung

$$\tau_c = \tau_0 + \frac{2h_P}{3} \left(\frac{\partial P_P}{\partial s} - \rho g_s \right) \quad (\text{A.5})$$

umgeschrieben. Dabei ist τ_c der tatsächlich im Experiment vorliegende Wert der Wand-schubspannung und τ_0 das rechnerische Ergebnis der OFI Auswertung nach Gl. 2.19, falls Druckgradient und Gravitation vernachlässigt werden.

Unter Verwendung der vektoriellen Schubspannungen lässt sich die Änderung der lokalen Ölfussrichtung quantifizieren. Dafür wird die Winkeldifferenz $\Delta\omega$ zwischen der Richtung von $\vec{\tau}_c$ und der Vektorsumme τ_0 aller drei Spannungsterme bestimmt, wobei nur der Anteil von \vec{g} tangential zur Modelloberfläche berücksichtigt wird.

$$\sin(\Delta\omega) = \frac{|\vec{\tau}_c \times \vec{\tau}_0|}{|\vec{\tau}_c| \cdot |\vec{\tau}_0|} \quad (\text{A.6})$$

$$\text{mit } \vec{\tau}_0 = \vec{\tau}_c - \frac{2h_P}{3} \vec{\nabla} P + \frac{2\rho h_P}{3} \vec{g}_t \quad (\text{A.7})$$

A. Herleitung der für OFI relevanten Formeln

Die Diskretisierung von Gl. 2.19 zu den Messwerten zweier Messzeitpunkte $t_2 > t_1$ lässt sich formal durch zeitliche Integration über den Messzeitraum realisieren. Dabei wird angenommen, dass τ nicht zeitabhängig fluktuiert. Dies resultiert zunächst in einem einfach zu beschreibenden zeitlichen Verlauf der lokalen Ölfilmstärke $h(t) \sim \frac{1}{t}$ [87]. Mit den zwei konkreten Messwerten $h(t_1)$ und $h(t_2)$ lässt sich das zu

$$h(t) = \frac{h(t_1)h(t_2)(t_1 - t_2)}{(h(t_1) - h(t_2))(t - t_1) + h(t_2)(t_2 - t_1)} \quad (\text{A.8})$$

spezifizieren. Das in Gl. A.10 benötigte Integral der quadrierten Ölfilmstärke ist

$$\begin{aligned} \int_{t_1}^{t_2} h(t)^2 dt &= (h(t_1)h(t_2)(t_1 - t_2))^2 \cdot \int_{t_1}^{t_2} \left(\frac{1}{(h(t_1) - h(t_2))(t - t_1) + h(t_2)(t_2 - t_1)} \right)^2 dt \\ &= (h(t_1)h(t_2)(t_1 - t_2))^2 \cdot (h(t_1)h(t_2)(t_1 - t_2))^{-1} \\ &= h(t_1)h(t_2)(t_1 - t_2). \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

Die Integration der vereinfachten Gl. 2.19 liefert

$$\begin{aligned} \int_{t_1}^{t_2} \tau \cdot \frac{h_P^2 n_P}{2\mu} dt &= \int_{t_1}^{t_2} \left[-\frac{d}{dt} \int_0^{s_P} n(s) \cdot h(s) ds \right] dt \\ \frac{\tau n_P}{2\mu} \int_{t_1}^{t_2} h_P^2 dt &= \left[-\int_0^{s_P} n(s) \cdot h(s) ds \right]_{t_1}^{t_2} \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

$$\begin{aligned} \frac{\tau n_P}{2\mu} h_P(t_1)h_P(t_2)(t_2 - t_1) &= \left[-\int_0^{s_P} n(s) \cdot h(s) ds \right]_{t_1}^{t_2} \\ \tau &= \frac{2\mu}{n_P h_P(t_1)h_P(t_2)(t_2 - t_1)} \left[-\int_0^{s_P} n(s) \cdot h(s) ds \right]_{t_1}^{t_2}. \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

Da die Korrekturen in Gl. A.5 in dieser Arbeit nur als Abschätzung der Fehler verwendet werden, wird eine zeitliche Diskretisierung der zusätzlichen Terme von Druckgradient und Gravitation hier nicht benötigt.

B. Kalibrierung der Ölviskosität

Die experimentell verwendeten ELBESIL-Öle B der L. Böwing GmbH [45] sind transparente Polydimethylsiloxane und in Viskositäten von 0,65 bis 100000 Centistokes (1 cSt = 1 mm²/s = 10⁻⁶m²/s) erhältlich. Die für die OFI wichtigsten Eigenschaften sind die geringe Temperaturabhängigkeit der Viskosität, Dichte und des Brechungsindex, sowie die chemische Stabilität. Bei Viskositäten von mindestens 10 cSt ist keine Verdunstung der Öle zu beobachten [40, 70] und die mechanischen Eigenschaften ändern sich im Verlauf des Experimentes oder während der Lagerung in geschlossenen Behältnissen nicht. Die für die Auswertung relevanten Werte der Dichte und des Brechungsindex wurden dem Datenblatt [45] entnommen, jedoch ist die temperaturabhängige Viskosität dort nicht in ausreichender Präzision dokumentiert. Für eine genauere Untersuchung wurde die Temperatur-Viskositäts-Kalibrationskurve für jedes verwendete Öl in einem separaten Laborversuch mit einem SI Analytocs Ubbelohde Viskosimeter aufgenommen. In diesem Verfahren wird die Zeit gemessen, die ein festgelegtes Volumen an Öl benötigt um durch eine Kapillare bekannten Durchmessers zu fließen. Dabei können Kapillare und Öl mit einem Wasserbad (LAUDA ViscoCool) in einem Bereich von 17°C bis 45°C temperiert werden. Aus den 7 Messpunkten wurde mittels des seit 1923 bekannten Anderade-Gesetzes [76] eine Kurve der Form

$$\nu(T) = 1 \text{ cSt} \cdot e^{\frac{a}{T}+b} \quad (\text{B.1})$$

mit den beiden Fit-Parametern a und b ermittelt, welche für alle vermessenen Öle in Tab. B.1 aufgelistet sind.

Die Abweichung der Datenpunkte zur Ausgleichskurve betrug im RMS 0,076 %. Dieses Gesetz wurde bereits von Zilliac 1996 [101] sowie in weiteren Publikationen der gleichen Forschungsgruppe zur Beschreibung der Viskosität eingesetzter Silikonöle verwendet. Weitere in der Literatur präsentierte Abhängigkeiten der Viskosität von der Temperatur wie die 2002 von Naughton [70] und 2019 von Fernholz [26] verwendete Formel $\nu(T) = Ae^{-kT}$ liefern größere Abweichungen zwischen Daten und Ausgleichskurve und wurden deshalb hier nicht verwendet.

Das im TWG verwendete Öl der nominellen Viskosität von 750 cSt erreicht diesen nominellen Wert im Experiment erst bei $T = 33^\circ\text{C}$, höher als in [45] angegeben. Alle

B. Kalibrierung der Ölviskosität

anderen untersuchten Öle weisen wie erwartet zwischen $T = 20^\circ\text{C}$ und $T = 25^\circ\text{C}$ die nominelle Viskosität auf. Für Messungen im TWG mit mittleren Wandtemperaturen von $305,6\text{ K}$ bedeutet dies, dass die OFI Messungen bei real vorliegenden Ölviskositäten von etwa 757 cSt durchgeführt wurden. Im RWG mit kalter Strömung und Wandtemperaturen von durchschnittlich $287,6\text{ K}$ liegen die realen Werte der mit '5 cSt' und '10 cSt' bezeichneten Öle bei $6,1$ bzw. $11,8$ Centistokes.

Im Gegensatz zu dieser signifikanten Änderung der kinematischen Viskosität kann die Variation der Dichte des Öls mit der Temperatur vernachlässigt werden ($\rho(T) = \rho_c$). Die temperaturabhängige dynamische Viskosität beträgt folglich

$$\mu(T) = \rho_c \cdot \nu(T) = \rho_c \cdot 1\text{ cSt} \cdot e^{\frac{a}{T}+b}. \quad (\text{B.2})$$

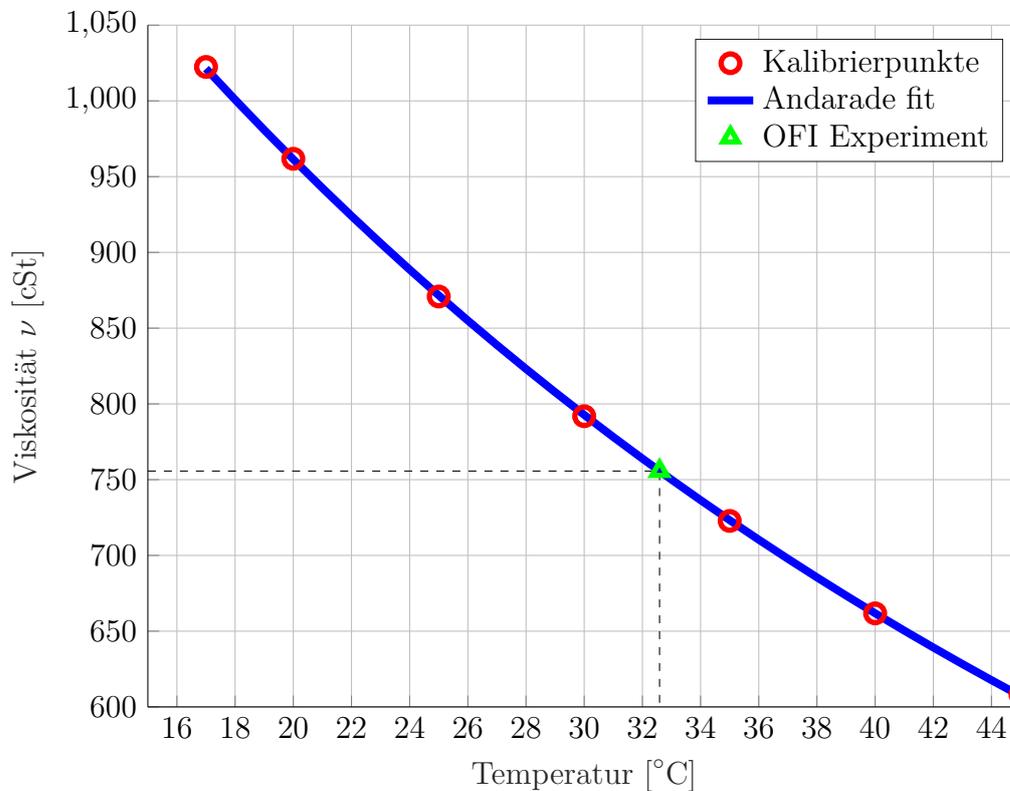


Abb. B.1.: Kalibration der Ölviskosität des '750 cSt' Öls mittels einer Fit-Funktion durch diskrete Messpunkte und Auslesen der Viskosität einer im Experiment vorliegende Wandtemperatur von $32,59^\circ\text{C} = 305,74\text{ K}$.

Nominelle Viskosität	a [K]	b [-]
2 cSt	1256,3	-3,4797
5 cSt	1437,6	-3,1926
10 cSt	1552	-2,9286
50 cSt	1699,7	-1,8618
100 cSt	1702,3	-1,1057
750 cSt	1714	1,0215
1500 cSt	1711	1,6134

Tab. B.1.: Fit-Parameter der vermessenen Öle für Gleichung B.1 zur Bestimmung der Ölviskosität.



Abb. B.2.: Wasserbad und Ubbelohde Viskosimeter zur Vermessung der Ölviskosität mittels Kapillarströmung.

C. Glättung der VA-2 Modellkontur

Das VA-2 Modell wird bereits seit 1992 untersucht [63] und digitale Daten wie die Modellkontur wurden dabei von zahlreichen Arbeitsgruppen analysiert und ausgetauscht. In [63] werden die Punkte der Kontur eines 200 mm langen Modells explizit aufgeführt. Spätere Publikationen [16, 44, 74] verwenden individuell zugeschnittene Konturen, die durch Interpolation, Rediskretisierung, Skalierung der Profiltiefe oder andere Eingriffe modifiziert wurden. Dadurch entstehen eine Vielzahl von Wellen, Knicken oder Krümmungsunstetigkeiten, die in jeder Darstellung numerischer Ergebnisse wie Abb. 3.9 deutlich sichtbar sind. Es ist auch nach Untersuchung älterer Aufzeichnungen der Arbeitsgruppe von Costantini [16] unklar, wie die originale Geometrie des Profils aussieht und ob das verwendete Windkanalmodell eventuell auch nach Vorlage einer welligen Kontur gefertigt wurde. Das vorhandene, wellige Modell ist in der OFI Auswertung für die Berechnung lokaler Oberflächennormalen ungeeignet und auch numerisch verhindern die Schwankungen im Reibungsbeiwert die korrekte Detektion von Ablöseblasen. Um diese Fehler zu vermeiden wurde die Kontur ausgehend von dem Datensatz von Costantini et al. [16] neu erstellt.

Der Datensatz wird mit einem Algorithmus zur Stützstellenreduktion¹ verkleinert und anschließend werden zwischen diesen Punkten kubische Splines gezeichnet, welche das korrigierte Profil darstellen. Dabei wurde die Anzahl und Position dieser Stützstellen so optimiert, dass die Abweichung des Ergebnisses zur Ursprünglichen, aber im Detail fehlerhaften Kontur maximal 0,2 mm beträgt und die Menge der benötigten Stützstellen minimiert wird. Dies entspricht der notwendigen Glättung, um alle eindeutig als Defekt eingestuften Merkmale der Kontur zu entfernen. Im finalen Ergebnis waren dabei nur 19 Punkte entlang der Flügeloberseite nötig. Die RMS-Abweichung zwischen in [16] vorliegenden und korrigierten z-Koordinaten beträgt 0,048 mm. Insbesondere die in Abb. C.1 dargestellte Unebenheit zwischen 85% und 90% Flügeltiefe sorgt in vielen bisherigen numerischen Untersuchungen des Modells für offensichtliche Fehler [16, 74]. Diese Korrektur der Modelloberfläche ist in der Lage die resultierenden numerischen Fehler zu beheben, ohne den restlichen Bereich der numerischen Ergebnisse messbar zu beeinflussen.

¹Herber, D.R. 2020: <https://github.com/danielrherber/reduce-linear-interp1>

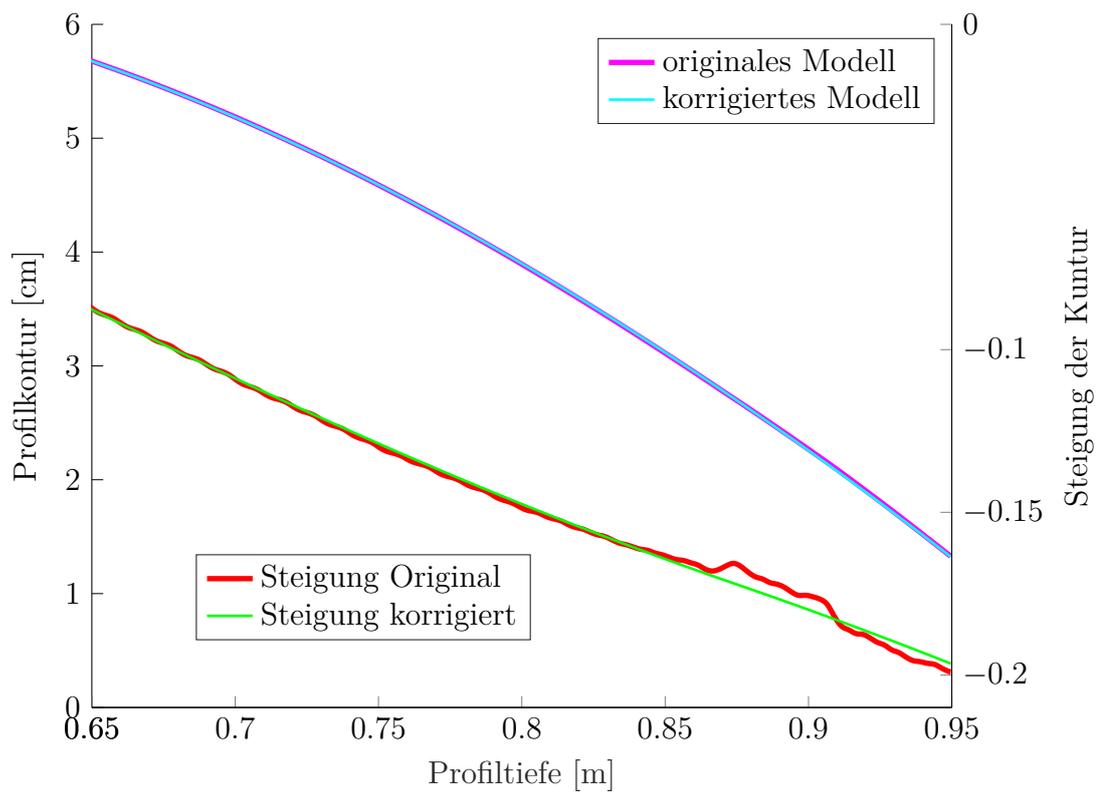


Abb. C.1.: Vergleich der bisher in der Literatur verwendeten Geometrie (Magenta, erste Ableitung in rot) mit der Kontur nach der hier durchgeführten Korrektur (blau, erste Ableitung in grün) im hinteren Drittel des Profils.

D. Verwendete Keilgeometrien im RWG

Der verwendete zugespitzte, gerade Keil hat eine Gesamtlänge von 250 mm, eine Breite von 100 mm und eine Höhe von 30 mm, wie in Abb. D.1 skizziert. Die Vorderkante des Keils hat einen Winkel von 15° . Dadurch befindet sich auf der Keiloberseite der Übergang zwischen schräger und gerader Fläche bei $x = 111,96$ mm ($\approx 44,8\%$ der Gesamtlänge). Bei den geraden, stumpfen Keilen bleibt die Gesamtlänge des Keils vom vordersten Punkt der Krümmung bei $x = 0$ bis zur Hinterkante bei $x = 250$ mm konstant bei 250 mm. Dadurch reduziert sich die Länge der planaren Unterseite um den Wert des Vorderkantenradius.

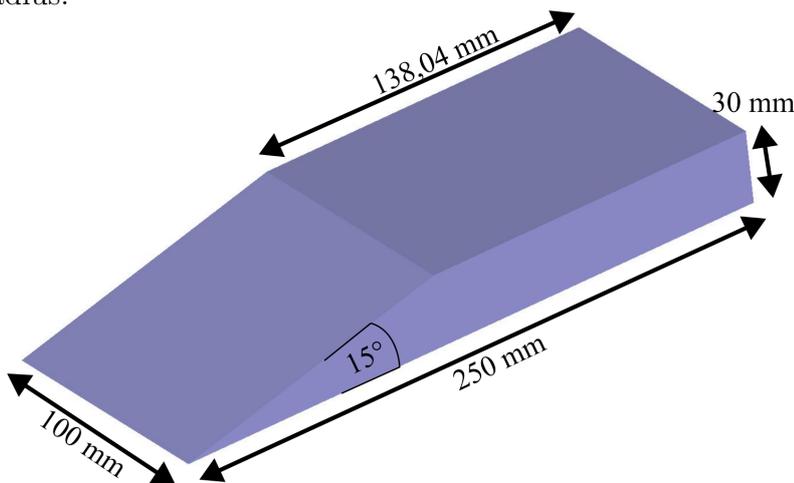


Abb. D.1.: Geometrie und Kantenlängen des geraden, zugespitzten Keils. Alle anderen Keile sind bis auf die folgenden Details an der Vorderkante (links unten im Bild) identisch.

Bei allen geraden Keilen beträgt der Öffnungswinkel der Vorderkante wie in Abb. D.1 dargestellt 15° . Für die gebogenen Keile erhöht sich dieser Winkel auf 18° , 20° , 23° und 25° für die jeweiligen Krümmungswinkel von $\beta_0 = 6^\circ$, 10° , 16° , 20° . Die Unterseite beginnt an der Vorderkante $x = 0$ mit dem nominellen Anstellwinkel β_0 , welcher durch die in Abb. D.3 dargestellten Kurven bis zur Position $x = 25$ mm auf einen Wert von 0 reduziert wird. Diese Kurven sind Polynome dritten Grades. Bei unterschiedlichen β_0 variiert dadurch auch die y-Position der Vorderkante. Die Hinterkante befindet sich identisch zu

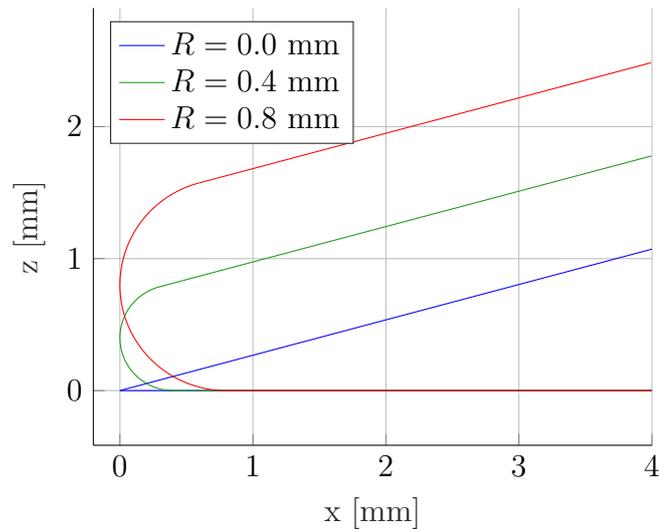


Abb. D.2.: Geometrie der Keilvorderkante der geraden Keile. In allen drei Fällen befindet sich die Hinterkante bei $x = 250$ mm.

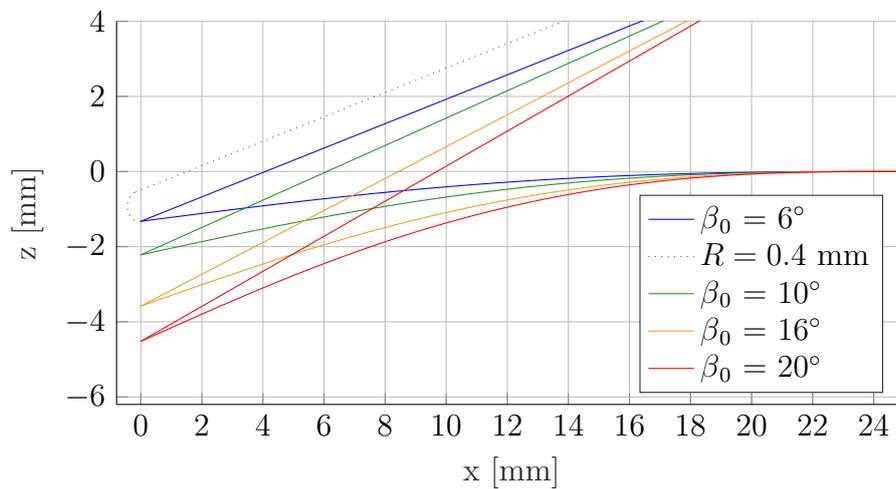


Abb. D.3.: Kontur der Spitze der verwendeten gebogenen Keile.

den geraden Keilen bei $(x, y) = (250, 0)$ mm. Im Fall der stumpfen Keile ist die Linie der gebogenen Unterseite in Abb. D.3 identisch, der Kreisabschnitt der Krümmung wird an der Vorderkante hinzugefügt und die obere Kurve entsprechend parallel nach oben verschoben. Dadurch verlängert sich der gesamte Keil um den Vorderkantenradius wie für den Keil $\beta_0 = 6^\circ$ gepunktet dargestellt.

E. Berechnung der Unsicherheit der OFI Messungen

In diesem Kapitel soll abgeschätzt werden, inwiefern sich bei der OFI die experimentelle Unsicherheiten sowie softwaretechnisch die Unsicherheiten der Auswertungsschritte auf das finale Messergebnis auswirken. Konkret werden Messwerte und Unsicherheiten aus den RWG-OFI Experimenten eingesetzt. Damit ist dies keine allgemein gültige Unsicherheitsabschätzung für andere OFI Experimente in der Literatur.

Als Grundlage für diese Berechnung wird Gl. 2.20 verwendet, die modifizierte Formel von Naughton [70] zur Bestimmung der Wandschubspannung in ihrer zeitlich diskreten Form:

$$\tau = -\frac{2\mu}{h_P(t_1)h_P(t_2)n_P} \cdot \frac{1}{t_2 - t_1} \left(\int_0^{s_P} n(s, t_2) \cdot h(s, t_2) ds - \int_0^{s_P} n(s, t_1) \cdot h(s, t_1) ds \right) \quad (\text{E.1})$$

Für die folgenden Abschätzungen der Fehlerfortpflanzung werden die Unsicherheiten der Messwerte und berechneter Daten mit σ angegeben, z.B. σt für die Unsicherheit des Zeitpunktes t und $\sigma_\mu \tau$ die Unsicherheit der Wandschubspannung τ aufgrund der Effekte der Viskosität μ .

Unsicherheit durch die Viskosität

Die Ölviskosität wird anhand der Kalibrationskurven aus Anhang. B aus der Temperatur des Öls bestimmt, wobei die Abweichungen zwischen den gemessenen Datenpunkten und der Ausgleichskurve im RMS 0,0046 cSt betragen. Bei einer nominellen Viskosität von 5 cSt kann folglich von einer Unsicherheit der Viskosität nach der Kalibrierung von 0,1 % ausgegangen werden. Ein größeres Problem stellt jedoch die Ermittlung der Öltemperatur dar, welche nicht direkt gemessen werden kann. In Kap. 4.5.3 wurde die Abkühlung des Stahlmodelles während eines Versuches auf maximal $\Delta T = 1,37$ K geschätzt und während eines Messtages wurden Temperaturänderungen des gesamten Modells von bis zu 3° C gemessen. Die Unsicherheit der Temperatur um den Mittelwert wird damit auf $\sigma T = \sqrt{(1,37 \text{ K})^2 + (1,5 \text{ K})^2} = 2,03$ K geschätzt und nach der Kalibrationskurve be-

deutet dies eine Unsicherheit der Viskosität von 4 %. Da die Wandschubspannung in Gl. E.1 linear von der Viskosität abhängt ist

$$\frac{\sigma_{\mu}\tau}{\tau} = \frac{\sigma\mu}{\mu} \approx 0,04 . \quad (\text{E.2})$$

Unsicherheit durch die Ölfilm Dicke

Für eine einfache analytische Beschreibung wird angenommen, dass die Ölfilm Dicke entlang einer Stromlinie linear ansteigt. Dies ist in Fällen von paralleler Anströmung und konstanter Wandschubspannung entlang dieser Stromlinie gegeben, aber auch in den vermessenen Anwendungsfällen ausreichend gut erfüllt, um diese Näherung für die Fehlerrechnung zu verwenden. Mit der konstanten Steigung c_h und damit $h(s) = c_h \cdot s$ löst sich das Integral $I = \int_0^s nh(s')ds' = 0,5nc_h s^2$. Der Einfluss der Stromröhrenbreite n wird später getrennt betrachtet. Die relativen Unsicherheiten der Steigung c_h und der Ölfilm Dicke h sind identisch. Entlang einer Stromlinie wird die Ölfilm Dicke an durchschnittlich 18 Orten unabhängig voneinander bestimmt (3 Farben, jeweils 6 Minima/Maxima), wodurch sich die Unsicherheit des gesamten Integral-Ergebnisses I entsprechend reduziert:

$$\begin{aligned} \frac{\sigma I}{I} &= \frac{\sigma h}{\sqrt{18} \cdot h} \\ \sigma(I(t_2) - I(t_1)) &= \sqrt{(\sigma I(t_2))^2 + (\sigma I(t_1))^2} \\ &= \sqrt{1 + \frac{(\sigma I(t_2))^2}{(\sigma I(t_1))^2}} \cdot \sigma I(t_1) \\ &= \sqrt{1 + \frac{I(t_2)^2}{I(t_1)^2}} \cdot \sigma I(t_1) \\ \frac{\sigma(I(t_2) - I(t_1))}{I(t_2) - I(t_1)} &= \frac{\sigma h}{\sqrt{18}h} \cdot \sqrt{\frac{I_1^2 + I_2^2}{(I_2 - I_1)^2}} \end{aligned} \quad (\text{E.3})$$

Dabei wurde verwendet, dass die Integrale zu beiden Zeitpunkt den gleichen relativen Fehler haben. Das Verhältnis der integrierten Ölvolumina I zum ersten und zweiten Zeitpunkt nimmt für den Fall der Experimente im RWG typische Werte von

$$\frac{I(t_2)}{I(t_1)} \approx 0,765 \quad (\text{E.4})$$

an und ist auf der gesamten ausgewerteten Fläche nahezu konstant. Innerhalb der kurzen Messzeit im RWG von $t_2 - t_1 = 0,093$ s wurde die Ölfilm Dicke folglich nur um 23,5 % reduziert und sorgt für hohe Unsicherheiten der Messergebnisse. In kontinuierlich laufenden Windkanälen wie dem TWG kann durch eine Verlängerung der Messzeit

E. Berechnung der Unsicherheit der OFI Messungen

die Differenz in Ölvolumen zwischen erstem und zweiten Bild stark erhöht und damit der Fehler entsprechend reduziert werden. Insgesamt ist der Einfluss der Ölfilmstärke, kombiniert aus dem Term der expliziten Ölfilmstärke in Gl. E.1 und dem Integral

$$\begin{aligned}\frac{\sigma_h \tau}{\tau} &= \sqrt{2 \left(\frac{\sigma h}{h}\right)^2 + \frac{1}{\sqrt{18}} \cdot \left(\frac{\sigma h}{h}\right)^2 \cdot 28,7} \\ \frac{\sigma \tau}{\tau} &= \sqrt{\left(\frac{\sigma h}{h}\right)^2 \cdot 8,8}\end{aligned}\quad (\text{E.5})$$

Die Genauigkeit Bestimmung der Ölfilmstärke hängt nur davon ab, die genau ein Minimum oder Maximum der Farbintensität entlang einer Stromlinie lokalisiert werden kann. Mit zunehmender Ölfilmstärke wird das Signal-Rausch-Verhältnis der OFI Bilder deutlich schlechter und damit auch die Unsicherheit größer. Insgesamt wird die Unsicherheit eines einzelnen Messpunktes der Zuordnung der Farbintensitäten zur Ölfilmstärke wie in Abb. 2.9 zu $\frac{\sigma_h}{h} \approx 0,02$ abgeschätzt. Damit ist die Auswirkung auf die Wandschubspannung

$$\frac{\sigma_h \tau}{\tau} \approx 0,06 \quad (\text{E.6})$$

Unsicherheit durch die Zeitmessung

Der genaue Zeitpunkt eines aufgenommenen Bildes kann nicht präziser als die halbe Belichtungszeit des Bildes bestimmt werden. Im RWG Experiment ist $\sigma_t < 0,5$ ms und es werden zwei Zeitpunkte betrachtet.

$$\frac{\sigma_t \tau_{RWG}}{\tau} = \frac{\sqrt{2} \sigma_t}{t_2 - t_1} \approx 0,02 \quad (\text{E.7})$$

Im TWG-Experiment muss zusätzlich zu den Belichtungszeiten von 40 ms bis 80 ms, je nach Farbe, noch die Zeitverschiebung von $\sigma_t = 100$ ms. zwischen den einzelnen monochrom aufgenommenen Farbkanälen berücksichtigt werden. Durch die deutlich größere Zeitdifferenz von 30 s zwischen zwei Bildern ist aber die resultierende Unsicherheit der Wandschubspannung mit

$$\frac{\sigma_t \tau_{TWG}}{\tau} = \frac{\sqrt{2} \cdot \sqrt{(100 \text{ ms})^2 + (100 \text{ ms})^2}}{30 \text{ s}} \approx 0,006 \quad (\text{E.8})$$

noch deutlich geringer als im RWG.

Unsicherheit durch die Wandstromlinienerkennung

Die Stromröhrenbreite wird durch Multiplikation der lokalen Divergenzfaktoren k entlang der Stromlinie bestimmt. Falls diese entlang der Stromlinie konstant sind, was für ausreichend kurze Stromlinien näherungsweise gilt, ergibt sich $n(s) = e^{ks}$. Mit der bereits beschriebenen Annahme einer linear anwachsenden Ölfilm Dicke ergibt sich für das Integral

$$\begin{aligned} I &= \int_0^{s_P} n h ds = \int_0^{s_P} e^{ks} \cdot c_h s ds \\ &= c_h \frac{e^{ks_P}(ks_P - 1) + 1}{k^2} \\ &= \frac{c_h}{k^2} \cdot (-e^{ks_P} + 1 + ks_P e^{ks_P}) \end{aligned}$$

Für die Gauß'sche Fehlerfortpflanzung wird die partielle Ableitung $\frac{dI}{dk}$ benötigt:

$$\begin{aligned} \frac{dI}{dk} &= \frac{c_h}{k^3} \cdot (2e^{ks_P} - 2 - 2ks_P e^{ks_P} + k^2 s_P^2 e^{ks_P}) \\ &= -2 \frac{I}{k} + \frac{c_h}{k^3} k^2 s_P^2 e^{ks_P} \\ &\approx \frac{I}{k} \cdot (-2 + k^2 s_P) \end{aligned}$$

Der letzte Schritt ist eine Näherung und gilt für divergente Strömungen mit $e^{ks_P} \gg 1$, wie sie an der Anlegelinie der 3D SGWW vorliegen. Mittlere Werte in dieser Studie sind $k = 1,5/\text{cm}$ und $s = 2\text{cm}$. Daraus folgt

$$\frac{dI}{dk} = 2,5 \frac{I}{k} \quad (\text{E.9})$$

Für die weitere Fehlerrechnung ist wichtig, dass es nur eine Bestimmung der lokalen Strömungsrichtung für beide experimentellen Bilder gibt und damit die Unsicherheit der beiden Integrale $I(t_2)$ und $I(t_1)$ korreliert ist. Es gilt wie oben für diesen Fall $\frac{I(t_2)}{I(t_1)} \approx 0,765$.

$$\begin{aligned} \sigma_k \tau &= \sigma k \frac{\partial \tau}{\partial k} \\ &= -\sigma k s_P \tau - \sigma k \frac{\partial(I(t_2) - I(t_1))}{\partial k} \frac{\tau}{I(t_2) - I(t_1)} \\ &= \sigma k \frac{-k s_P \tau}{k} + \sigma k \frac{2,5 I(t_1)}{k} \frac{\tau}{I(t_1)} \\ \frac{\sigma_k \tau}{\tau} &= -0,5 \frac{\sigma k}{k} \end{aligned}$$

E. Berechnung der Unsicherheit der OFI Messungen

Der Vorfaktor -0,5 gilt nur für den vorhandenen Spezialfall von $ks_P = 3$, also stark divergente Wandstromlinien und nimmt für konvergente Strömungen mit $k = 0,5/\text{cm}$ (also eine Halbierung der Stromröhrenbreite mit jedem cm Lauflänge) Werte bis -2,5 an. Die relative Unsicherheit der Stromröhrenbreite n wird aufgrund der sichtbaren Unterschiede zwischen detektierten und subjektiv sichtbaren Stromlinien in Abb. 4.11 mit $\frac{\sigma n}{n} = 0,1$ auf einen sehr hohen Wert geschätzt, was in eine relative Unsicherheit des Divergenzfaktors von $\frac{\sigma k}{k} = 0,04$ umgerechnet werden kann. Folglich ist die Unsicherheit der Wandschubspannung aufgrund möglicher Fehler in der Bestimmung der lokalen Strömungsrichtung

$$\frac{\sigma_k \tau}{\tau} < 0,02 \quad \text{für stark divergente Strömungen und} \quad (\text{E.10})$$

$$\frac{\sigma_k \tau}{\tau} < 0,1 \quad \text{für parallele und konvergente Strömungen.} \quad (\text{E.11})$$

Gesamte Unsicherheit

Da alle einzelnen Quellen der Messunsicherheit in Form von relativen Fehlern abgeschätzt wurden, können diese quadratisch addiert werden.

$$\frac{\sigma \tau}{\tau} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_\mu \tau}{\tau}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_h \tau}{\tau}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_t \tau}{\tau}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_k \tau}{\tau}\right)^2} \quad (\text{E.12})$$

Im RWG Experiment beträgt der Fehler an der Anlegelinie 7,5%, nahe der Ablöselinie kann er auf bis zu 12,5% ansteigen und im zweidimensionalen Fall entfällt der Term der Stromröhrenbreite, wodurch der Fehler nur 7,3% beträgt.

F. Netzkonvergenz-Studie

Ein zentraler Punkt jeder numerischer Analyse ist die Netzkonvergenz-Studie. Das Rechenggebiet könnte noch größer gewählt werden, die Zellen noch kleiner oder die gesamte Rechenzeit noch länger, um jeweils theoretisch noch bessere Ergebnisse zu erzielen. Jedoch ist die Leistungsfähigkeit der Computer begrenzt, und bei jedem solcher Parameter müssen Kompromisse zwischen qualitativ ausreichenden Ergebnissen und akzeptablen Rechenkosten getroffen werden. Diese Einstellungen wurden sorgfältig gewählt, sodass noch aufwändigere RANS Rechnungen maximal zu vernachlässigbaren Abweichungen führen und die Simulationen netzkonvergent sind.

Für die 2D Simulationen wurde keine detaillierte Konvergenzstudie, sondern typischerweise empfohlene Einstellungen und Werte verwendet. Die adäquate Anwendbarkeit auf die gegebene Situation wurde erfolgreich überprüft, aber nicht systematisch dokumentiert. So haben weder eine räumliche Verfeinerung des Netzes noch eine Verschärfung des Konvergenzkriteriums zu sichtbaren Änderungen der Daten geführt. Das in [74] verwendete SA-Turbulenzmodell wurde hier nach Empfehlungen erfahrener Kollegen durch das 2-Gleichungs-Modell Menter-SST ersetzt. Da verschiedene experimentelle Messungen mit dieser numerischen Studie validiert werden sollten, hat keine spezielle Anpassung des Turbulenzmodells an die optimale Übereinstimmung der Daten stattgefunden.

Dahingegen wurde für die aufwändigeren 3D RANS Rechnungen eine vollständige Netzkonvergenzstudie an der Konfiguration mit $M = 3$, $\beta = 20^\circ$, gerader, stumpfer Keil mit $R = 0,4$ mm durchgeführt und die Resultate der nötigen Parameter für alle Konfigurationen übernommen. Da sich alle untersuchten Konfigurationen geometrisch sehr ähnlich und von den Strömungsparametern her identisch sind, wird ein vergleichbares Konvergenzverhalten für alle untersuchten Fälle angenommen. Die folgenden Überprüfungen wurden in mehreren Wiederholungen durchgeführt, sodass jeder Parameter bei optimaler Einstellung aller anderen Parameter getestet wurde. Dadurch kann die Ursache unterschiedlicher Ergebnisse immer eindeutig zugeordnet werden. Die Resultate und verwendeten Einstellungen sind in Tab. F.1 zusammengefasst und der Prozess zum Erlangen dieser Werte ist in den folgenden Unterkapiteln aufgeführt.

Geometrie	2D TWG VA-2 Profil	3D RWG Keilmodell
Gitter-Typ	2D hybrid	3D hybrid
y^+	0,2 – 0,35	< 0,1
Prismenschichten	85 Schichten	45 Schichten
Strukturiertes Gitter	29,6 mm Gesamtdicke	0,6 - 2,7 mm Gesamtdicke
Netzauflösung der Oberfläche	0,5 mm	0,2 mm - 1 mm
Netzauflösung unstrukturiert	0,5 mm	0,2 mm - 1,5 mm
Anzahl der Zellen	612245	$38,5 \cdot 10^6$
Größe des Rechengitters	25 m Radius	600 mm×150 mm×360 mm
Randbedingungen	Fernfeld	supersonic inlet/outlet
Strömungslöser	TAU, März 2022	TAU, März 2022
Diskretisierungsschema	Zentral, Matrix dissipation	Roe upwind 2. Ordnung
Lösungsverfahren	Backward Euler	Backward Euler
Transitionslage	experimentell gesetzt	exp. gesetzt, Keil turbulent
Konvergenzkriterien	rel. Dichteresiduum $8 \cdot 10^{-7}$	10000 Iterationen
CFL-Zahl	5	0,9–4
Turbulenzmodell	Menter-SST	EARSM WJ+Hellsten

Tab. F.1.: Einstellungen und Methoden der 2D und 2D stationären RANS Rechnungen als Ergebnis der Netzkonvergenzstudie.

Größe des Simulationsgebietes

In subsonischen Rechnungen wird das Simulationsgebiet meist sehr groß gewählt, damit die Randbedingungen wenig Einfluss auf das Interaktionsgebiet haben. Typische Werte sind dabei das 100 bis 1000 fache der Spannweite, wenn die Strömung um Flügelprofile berechnet wird [78]. Im Hyperschall breitet sich die Strömungsinformation jedoch nur stromab sowie im Mach'schen Kegel seitwärts aus. Bauteile des Windkanals wie die Halterung des Modells, die sich stromab des Modells befinden, haben dadurch keinen Einfluss auf die relevante Strömung und können bei der Simulation vernachlässigt werden. Dies gilt jedoch nicht immer, falls lokale Unterschallgebiete entstehen sowie innerhalb der subsonischen Grenzschicht. Dementsprechend muss für diese Simulation die Position der Randbedingungen in ausreichendem Abstand zum Modell platziert werden, jedoch wird ihr Einfluss auf die Strömung schon bei deutlich kleineren Abständen als im Unterschall verschwindend gering.

Relevante Distanzen sind hier in x Richtung die simulierte Strecke hinter der Keilhinterkante, in z -Richtung die Größe des Interaktionsgebietes neben dem Keil und in y -Richtung ein ausreichend großes Rechenggebiet zur Umströmung des endlich hohen Keils. Letzteres ist eine Abweichung von der kanonischen Konfiguration des unendlich hohen und langen Keils [3, 23, 24, 64] und wurde kaum in bisherigen numerischen Studien untersucht. Eine Begrenzung des Simulationsgebietes auf die Länge und Höhe des Keils liefert signifikant andere Ergebnisse als mit der hier realisierten Umströmung, insbesondere ist nahe der Hinterkante des Keils eine signifikante Druckabnahme wie in Abb. 2.3 und Abb. 4.28 zu beobachten. Für eine adäquate Vergleichbarkeit mit experimentellen

Ergebnissen wird hier jedoch auch numerisch die gesamte 3D Umströmung des Keils untersucht. Von dem initialen Rechengebiet aus wurden alle Abstände zwischen Modell und Randbedingungen sukzessive erhöht, bis keine weitere Änderung in den Messdaten des häufig verwendeten $x' = 125$ mm Schnittes mehr gemessen werden konnten. Die resultierenden nötigen Längenskalen sind in Abb. 4.22 dargestellt.

Räumliche Diskretisierung

Je kleiner die individuelle numerische Zellengröße gewählt wird, desto kleinere Längenskalen der strömungsphysikalischen Phänomene können aufgelöst werden. Die notwendige Zellgröße wird dabei durch die im Strömungsfeld vorhandenen Gradienten und Längenskalen von geometrischen Elementen oder Strömungsphänomenen bedingt. Dadurch sind an Positionen wie den Stößen, der Grenzschicht oder Wirbeln die notwendigen Zellen kleiner als in der ungestörten Anströmung. Die Verbesserung der Ergebnisse aufgrund kleinerer Zellen hat jedoch im Rahmen der RANS Näherung und Turbulenzmodellierung ihre Grenzen. Für noch feinere örtliche und zeitliche Auflösung oder genauerer Berechnung der turbulenten Effekte werden andere numerische Verfahren wie Large Eddy Simulationen (LES) oder direkte numerische Simulation (DNS) benötigt.

Aufgrund des experimentellen Fokus dieser Arbeit wurde RANS als schnelles numerisches Verfahren gewählt, jedoch sollte die Netzkonvergenz durch ausreichend feine örtliche Auflösung sichergestellt sein. Im Interaktionsgebiet sowie in einer ausreichend großen Zone um dieses herum wird das initiale Netz mit einer Zell-Kantenlänge von 1 mm der Prismenschicht an der Wand und 1,5 mm Tetraeder im Volumen erstellt. Die ungestörte Grenzschicht hat weit von der Interaktion entfernt deutlich gröbere Prismen mit 10 - 20 mm Kantenlänge aber unverändertem Wandabstand. Die Keilvorderkante ist dabei bereits noch feiner aufgelöst (Abb. F.1 links oben), um Sprünge in der Stoßposition je nach Zellgröße zu vermeiden. In fünf aufeinanderfolgenden Rechnungen wird jeweils eine Lösung des Strömungsfeldes berechnet und das Netz mit der in TAU eingebauten Netzadaption an den Stellen höchster Parameterdifferenzen benachbarter Zellen verfeinert. Pro Adaptionsschritt erhöht sich die gesamte Anzahl an Knoten um 30 %. Abb. F.1 zeigt das Netz an der Oberfläche der ebenen Platte sowie in einem Schnitt des Volumens im Interaktionsgebiet im Zustand nach der dritten Netzadaption. Die Keilvorderkante (links oben) wurde bereits im Basisnetz manuell verfeinert, die gut erkennbare Verfeinerung an den Stößen und der Ablöseblase entsteht durch die Netzadaption. Die jeweilige Anzahl der Knoten ist zusammen mit den relativen Unterschieden maximaler Messwerte (wie in [12]) entlang des $x' = 125$ mm Schnittes in Tab. F.2 aufgelistet.

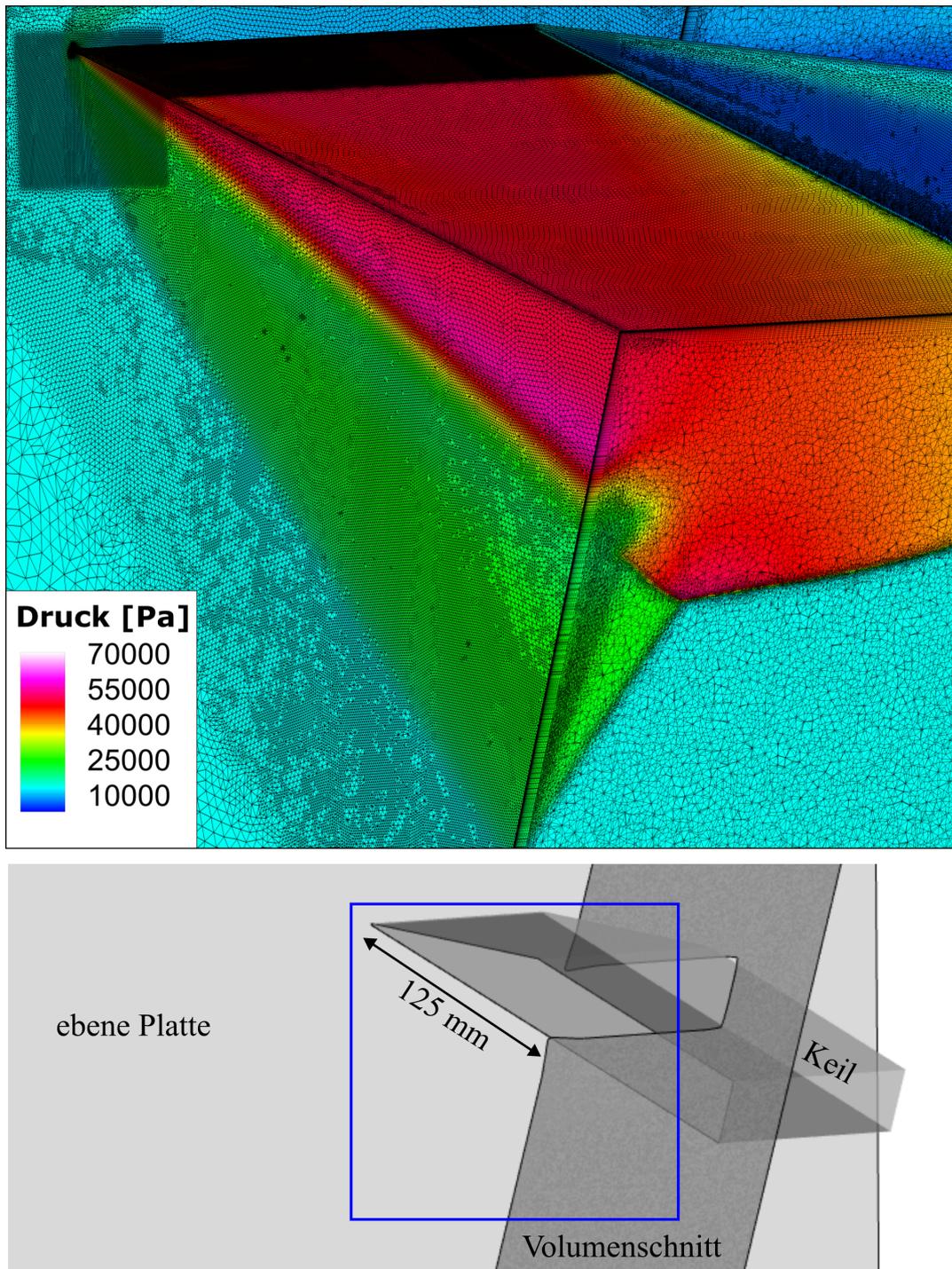


Abb. F.1.: Finale Netzauflösung nach drei Adaptionsschritten an der ebenen Platte, dem Keil und einem Schnitt bei $x' = 125$ mm im Volumen (oben) mit einer Visualisierung des dargestellten Ausschnittes anhand der Keilgeometrie (unten).

Adaptation Iteration	Basis	Ad.1	Ad.2	Ad.3	Ad.4	Ad.5
Anzahl der Knoten ($\cdot 10^6$)	17,5	22,8	29,6	38,5	50,2	65,2
$C_{P,max}$	0,6028	0,6194	0,6575	0,6617	0,6666	0,6701
maximaler C_f Wert ($\cdot 10^{-3}$)	4,184	4,718	5,418	5,556	5,596	5,607
ΔC_f zu Ad.5 (%)	25,4	15,9	3,4	0,9	0,17	0

Tab. F.2.: Untersuchte Netzverfeinerungen durch automatische Erhöhung der Anzahl der Knoten und Abweichung der Simulationsergebnisse zum feinsten untersuchten Netz (Ad.5). Die maximalen Messwerte entlang des Schnittes erhöhen sich, solange die Zellen zu grob sind, um den Wirbel und die Ablöseblase korrekt darzustellen.

Aufgrund der zunehmenden Konvergenz der Daten und der steigenden Rechendauer pro Adaptionsschritt wurde das Netz nach der dritten Adaptionstufe Ad.3 als ausreichend fein bewertet. Eine weitere durchgeführte Adaption bis $112 \cdot 10^6$ Knoten liefert ebenfalls keinen Mehrwert. In jeder untersuchten Konfiguration wird die gesamte Netzadaption vom Basisnetz ausgehend erneut durchgeführt.

Wandabstand der ersten Zelle y^+

Bei den untersuchten SGWW ist eine ausreichende numerische, wandnormale Auflösung der Grenzschicht von besonderem Interesse, da die Temperatur- und Geschwindigkeitsgradienten in der Grenzschicht essentiell zur Berechnung von C_f und der Wärmestromdichte sind. Zur Quantifizierung ausreichender Präzision wird der Wandabstand der ersten Zelle

$$y^+ = \frac{u_\tau y_1}{\nu} \quad (\text{F.1})$$

berechnet. Dabei ist y_1 der geometrische Abstand, welcher mit der Schubspannungsgeschwindigkeit $u_\tau = \sqrt{(\tau/\rho)}$ mit der Dichte ρ und der kinematischen Viskosität ν normiert wird. Für eine Konvergenz des Druckverlaufes werden Werte von $y^+ = 1$ empfohlen, für die korrekte numerische Berechnung der Wärmestromdichte sind deutlich geringere Werte nötig. Somit hängt der lokale Wert für y^+ nicht nur von der Netzgeometrie ab, sondern auch von den lokalen Strömungsbedingungen. Durch die automatische Anpassung des lokalen Wandabstandes der ersten Zelle durch die TAU-Netzadaption kann eine gleichmäßige Verteilung des y^+ Wertes erzeugt werden. Dadurch entstehen jedoch, je nach lokalen Strömungsbedingungen, geometrisch unterschiedlich große Zellen.

In Tab. F.3 ist die maximale Stantonzahl abhängig von der Stufe der y^+ Verfeinerung aufgetragen. Da die gemessenen Werte in anderen Positionen außerhalb des Maximums ebenfalls schwanken, ist auch die über den gesamten Schnitt gemittelte Stantonzahl \overline{St} , normiert mit dem Wert des feinsten Netzes, angegeben. Die letzte Zeile von Tab. F.3 entspricht den roten Sternen in Abb. F.2, wo ebenfalls die gemittelten Messwerte von

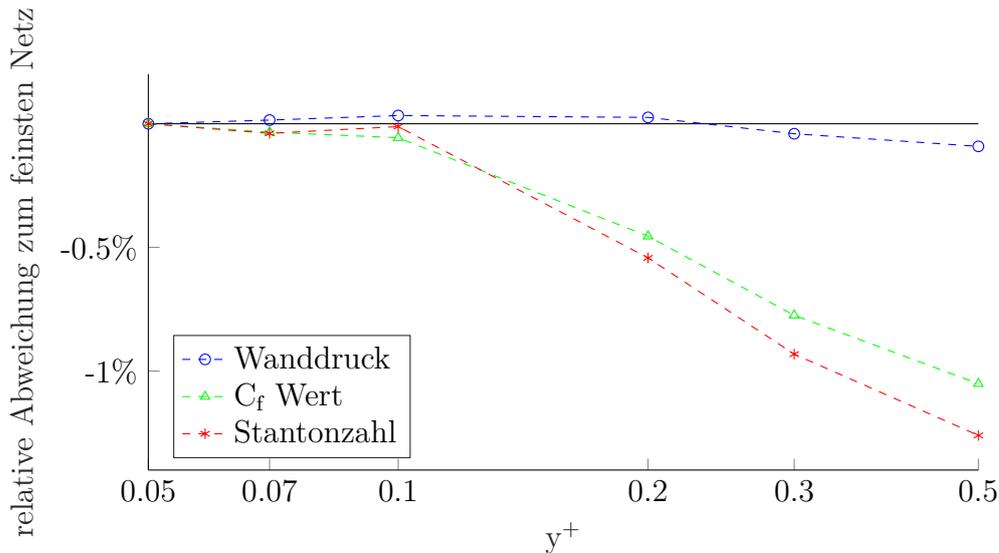


Abb. F.2.: Konvergenz der normierten Mittelwerte von P , St , und C_f durch Verringerung des y^+ Wertes.

Druck und Wandschubspannung auf Konvergenz überprüft werden. Entsprechend der Erfahrung aus anderen numerischen Studien [22, 23, 24, 42, 43] ist die Konvergenz von St und C_f bei $y^+ = 0,1$ erreicht, die Konvergenz von P wird bei $y^+ = 1$ erwartet und ist deshalb nicht in dieser Darstellung sichtbar. Diese Ergebnisse konnten hiermit auch für den aktuellen Anwendungsfall bestätigt werden. Folglich wird der Wert von $y^+ = 0,1$ für die Durchführung der numerischen Studie als Obergrenze des zulässigen ersten Wandabstandes gewählt. Da für die Homogenität des Netzes der geometrische erste Wandabstand y_1 konstant gehalten wird, treten lokal auch kleinere y^+ Werte im Simulationsgebiet auf. Die messbaren Unterschiede zu den noch weiter verfeinerten Netzen bis $y^+ = 0,05$ beträgt nach Abb. F.2 bis zu 0,3%. Dieser Wert kann als Unsicherheit der numerischen Ergebnisse aufgrund zu großer Werte für y^+ betrachtet werden.

erster Wandabstand y^+	0,5	0,3	0,2	0,1	0,07	0,05
$St_{max} \cdot 10^3$	3,555	3,581	3,596	3,627	3,613	3,616
$\overline{St}/\overline{St}_{y^+=0,05}$	0,9874	0,9907	0,9946	0,9999	0,9996	1

Tab. F.3.: Untersuchte Netzverfeinerungen durch automatische Verringerung des ersten Wandabstandes und Einfluss auf die resultierende maximale Stantonzahl St_{max} im Schnitt $x' = 125$ mm sowie den Mittelwert \overline{St} .

Anzahl der Rechenschritte

Ein gängiges Konvergenzkriterium zur Begrenzung der notwendigen Anzahl an Rechenschritten ist das Dichteresiduum [74, 89], welches auch in den 2D RANS Rechnungen in

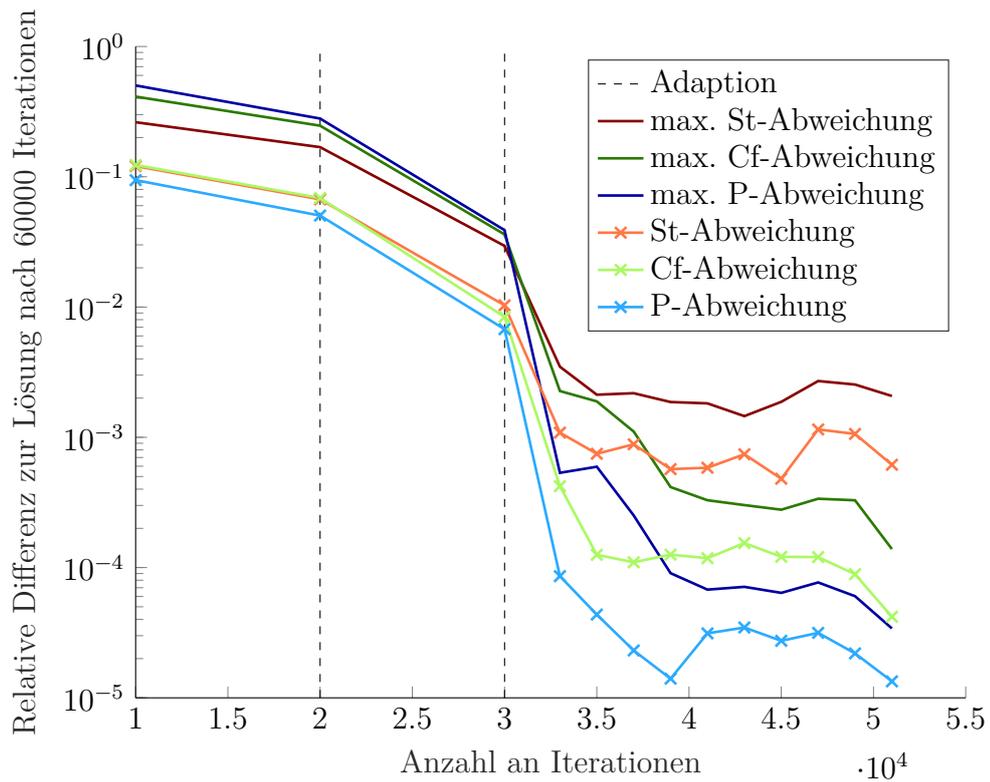


Abb. F.3.: Durchschnittliche (helle Linien mit Symbolen) und maximale (dunkle Linien) relative Abweichung der Oberflächenmesswerte zur finalen Lösung nach 60000 Rechenschritten. Automatische Netzadaption nach 10000, 20000 sowie 30000 Schritten.

Kapitel 3.3 mit einem Limit von 10^{-6} verwendet wurde. In den 3D Rechnungen ist dieses Kriterium jedoch nicht geeignet, da je nach Adaptionsschritt das erreichbare Plateau des Dichteresiduums zwischen 10^{-3} und 10^{-6} schwankt und kein eindeutiges Kriterium für die Konvergenz der Wärmestromdichte ist. Das Cauchy-Kriterium liefert bessere, aber ebenfalls nicht vollständig zuverlässige Abbruchbedingungen der Rechnungen. Deshalb wurden die Oberflächenmesswerte im Interaktionsgebiet im Verlauf von 60000 Iterationsschritten (30000 nach der letzten Netzadaption) bei einer CFL-Zahl von 4 beobachtet und in Abb. F.3 aufgetragen. Dieses Bild zeigt, wie erwartet, dass die Ergebnisse aller drei Messwerte (P , St , C_f) auf den gröbereren Netzen bis 30000 Iterationen noch deutlich vom finalen Ergebnis abweichen. Nach dem letzten Adaptionsschritt (zweite vertikale Linie) nimmt die dargestellte Abweichung rasch ab und erreicht ein Plateau. Bei einer mit zusätzlichen Rechenschritten zunehmenden Konvergenz der Rechnung würde die Abweichung zum finalen Ergebnis immer weiter abnehmen, was hier jedoch nicht zu sehen ist. Spätestens nach 40000 Iterationen, also 10000 Iterationen nach der letzten Netzadaption, ist die Konvergenz erreicht.

Die größte Abweichung zwischen der Lösung nach 40000 Schritten und nach 60000 Schritten in Abb. F.3 ist in der Stantonzahl zu beobachten und beläuft sich auf 0,19%

(dunkelrote Linie). Diese Linie beschreibt die maximalen, punktuell ermittelten Differenzen. Die mittleren Abweichungen, und damit ein allgemeineres Maß der Unsicherheit der RANS Rechnung aufgrund dieses Abbruchkriteriums betragen

$$\begin{aligned} \sigma_{St} &= 0,06\% , \\ \sigma_{C_f} &= 0,012\% \\ \text{und } \sigma_P &= 0,003\% . \end{aligned}$$

Vergleich verschiedener Turbulenzmodelle

Eine numerische RANS Simulation kann die Turbulenz in der Strömung nicht direkt simulieren, sondern nur indirekt modellieren. Dabei können verschiedene Annahmen zum Energiespektrum der Turbulenz und der Dissipation getroffen werden [12]. Dem Nutzer steht nur eine große Auswahl an Turbulenzmodellen zur Verfügung, ohne dass es eine allgemeingültige Hierarchie der Qualität und Präzision der Modelle gibt. Deshalb wurden in Abb. F.4 bis F.6 folgende Modelle auf ihre Übereinstimmung zu den experimentellen Ergebnissen überprüft: Das Eingleichungsmodell *Spalart Allmaras negativ* (SA-neg) [12] und die 2-Gleichungs-Modelle *Menters Shear Stress Transport* (MSST) [12], Wilcox [12, 41], *Explicit Algebraic Reynolds Stress Model Version WJ+Hellsten* (EASRM), und *Linearised Explicit Algebraic-stress models* (LEA) [27].

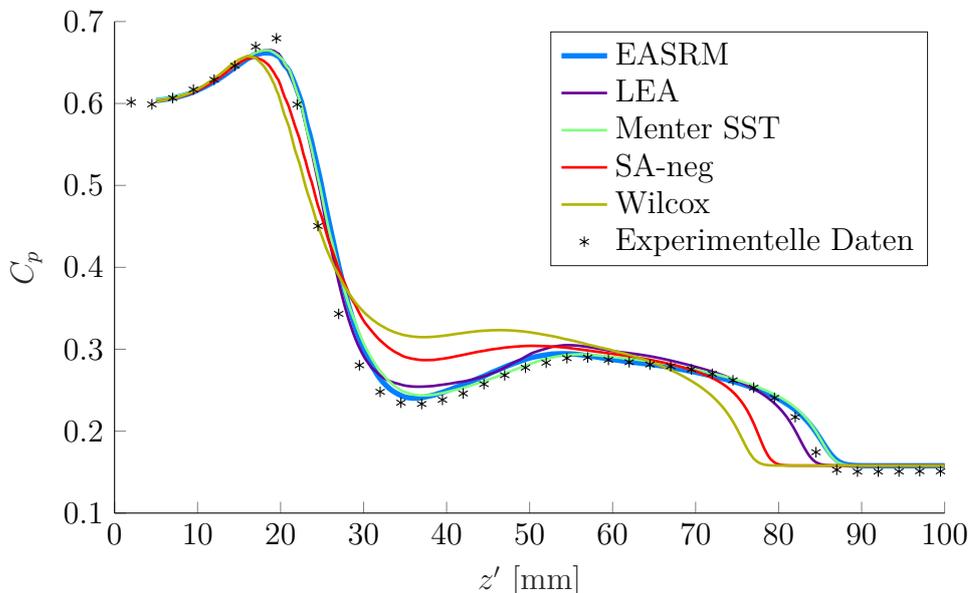


Abb. F.4.: Druckverläufe im Schnitt $x' = 125$ mm aller untersuchter Turbulenzmodelle im Vergleich zu den experimentellen Messwerten.

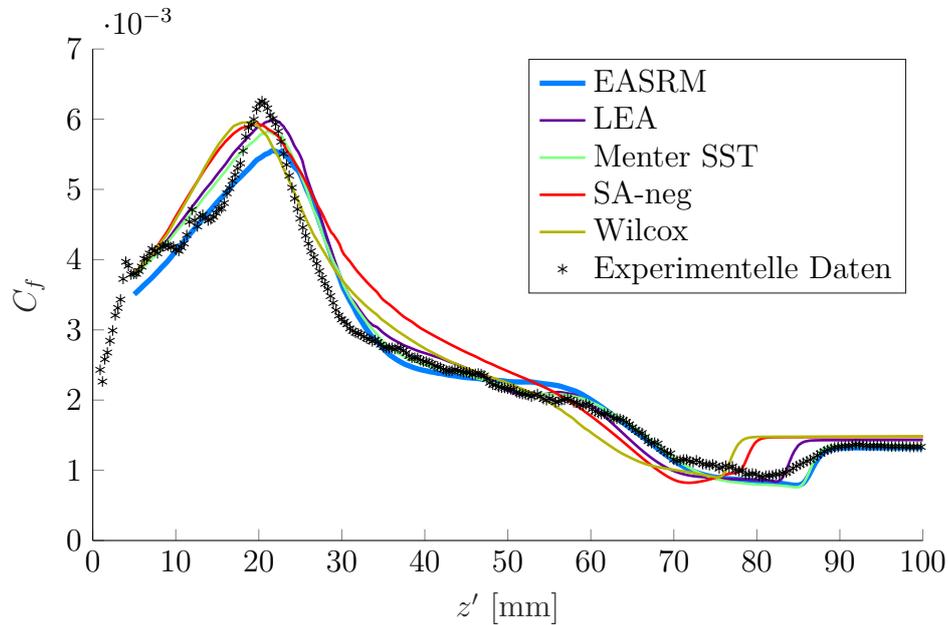


Abb. F.5.: Verlauf von C_f im Schnitt $x' = 125$ mm aller untersuchter Turbulenzmodelle im Vergleich zu den experimentellen Messwerten.

Die auffälligsten Unterschiede zwischen Ergebnissen, die mit den gewählten Turbulenzmodellen ermittelt wurden und in Abb. F.4, F.5 und F.6 dargestellt sind, sind die gesamte Größe des Interaktionsgebietes sowie der Wert der maximalen Wärmestromdichte nahe der Anlegelinie. In beiden Fällen werden die experimentellen Daten durch das EASRM präziser simuliert als durch andere Modelle. Insbesondere die Ergebnisse des Eingleichungsmodells (gelbe Kurve) stimmen wenig mit den experimentellen Werten überein. Ein Nachteil des EASRM Modells ist in Abb. F.5 die Unterschätzung des maximalen experimentellen C_f Wertes bei $z' = 23$ mm um 12,6 %, welche bei den anderen Turbulenzmodellen nur halb so groß ausfällt. Dies ist jedoch wie in Kap. 4.5.4 beschrieben eher eine experimentelle Unsicherheit des konkreten Experimentes und keine systematische Abweichung numerischer und experimenteller Werte.

Alle anderen Turbulenzmodelle außer dem gewählten EASRM Modell werden für die weiteren Untersuchungen nicht mehr betrachtet. Dennoch lässt sich durch diese Ergebnisse verschiedener Modellierungen die Größenordnung der Unsicherheit und potentieller Fehler der RANS Rechnungen erkennen.

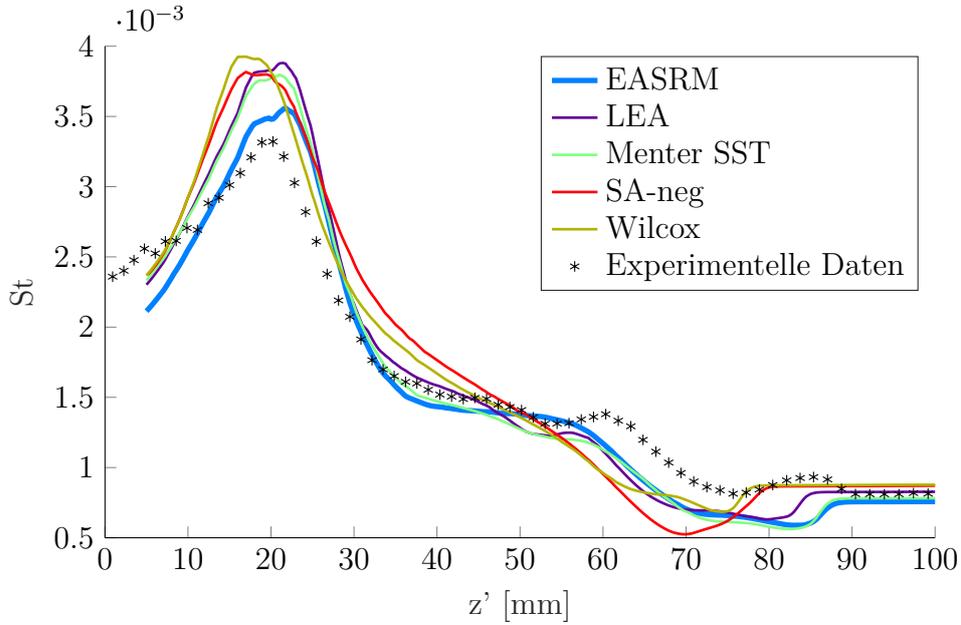


Abb. F.6.: Verlauf der Stantonzahl im Schnitt $x' = 125$ mm aller untersuchter Turbulenzmodelle im Vergleich zu den experimentellen Messwerten.

Messgröße	UI-Linie [mm]	$St_{max} \cdot 10^{-3}$	Position der St_{max} [mm]
Experiment	88,73	3,32	20,24
EARSM	88,5	3,56	21,75
SA-Neg	80,5	3,82	17
MSST	88,25	3,80	21
Wilcox	79	3,93	17
LEA	85,75	3,88	21,5

Tab. F.4.: Einfluss der Wahl des RANS Turbulenzmodells auf eine Auswahl an relevanten Messgrößen und Abweichungen von den experimentellen QIRT Werten.

G. Literaturverzeichnis

- [1] ADLER, M., AND GAITONDE, D. Unsteadiness in shock/turbulent-boundary-layer interactions with open flow separation. In *AIAA SciTech* (2018).
- [2] ADLER, M., AND GAITONDE, D. Structure, scale, and dynamics of a double-fin shock/turbulent-boundary-layer interaction at mach 4. In *AIAA SciTech* (2019).
- [3] ADLER, M. C., AND GAITONDE, D. V. Flow similarity in strong swept-shock/turbulent-boundary-layer interactions. *AIAA Journal* 57 (2019), 1579–1593.
- [4] ALVI, F., AND SETTLES, G. Structure of swept shock wave/boundary-layer interactions using conical shadowgraphy. In *21st Fluid Dynamics, Plasma Dynamics and Lasers Conference* (1990).
- [5] ARORA, N., ALI, M. Y., ZHANG, Y., AND ALVI, F. S. Flowfield measurements in a mach 2 fin-generated shock/boundary-layer interaction. *AIAA Journal* 56 (2018), 3963–3974.
- [6] BABINSKY, H., AND HARVEY, J. *Shock Wave-boundary-layer Interactions*. Cambridge Aerospace Series, 2011.
- [7] BACK, L. H., AND CUFFEL, R. Changes in heat transfer from turbulent boundary layers interacting with shock waves and expansion waves. *AIAA Journal* 8 (1970), 1871–1873.
- [8] BALDWIN, A., MEARS, L., ALVI, F., KUMAR, R., AND NAUGHTON, J. Effect of swept shockwave boundary-layer interaction strength on surface skin friction. *AIAA Journal* 61 (2023), 1608–1622.
- [9] BALDWIN, A., MEARS, L., ARORA, N., KUMAR, R., AND ALVI, F. Skin friction measurements using oil film interferometry in a 3-d supersonic flowfield. *AIAA Journal* 57 (2019), 1373–1382.
- [10] BALDWIN, A., MEARS, L., LUMAR, R., AND ALVI, F. Effects of reynolds number on swept shock-wave/boundary-layer interactions. *AIAA Journal* 59 (2021), 3883–3899.
- [11] BOSE, D., BROWN, J., AND HOLLIS, B. E. A. Uncertainty assessment of hypersonic aerothermodynamics prediction capability. *Journal of Spacecraft and Rockets* 50 (2013), 12–18.
- [12] BROWN, J. Shock wave impingement on boundary layers at hypersonic speeds: Computational analysis and uncertainty. In *42nd AIAA Thermophysics Conference* (2011), 3143.

- [13] BROWN, J., AND NAUGHTON, J. The thin oil film equation. *NASA Technical Memorandum* (1999), 208767.
- [14] CHAPMAN, D., KUEHN, D., AND LARSON, H. Investigation of separated flows in supersonic and subsonic streams with emphasis on the effect of transition. *NACA-TR-1356* (1957), 419–460.
- [15] CHEN, T., LIU, T., WANG, L.-P., AND CHEN, S. Relations between skin friction and other surface quantities in viscous flows. *Physics of Fluids* 31 (2019), 107101.
- [16] COSTANTINI, M., HENNE, U., KLEIN, C., AND MIOZZI, M. Skin-friction-based identification of the critical lines in a transonic, high reynolds number flow via temperature-sensitive paint. *Sensors* 21 (2021), 5106.
- [17] COSTANTINI, M., LEE, T., NONOMURA, T., ASAI, K., AND KLEIN, C. Feasibility of skin-friction field measurements in a transonic wind tunnel using a global luminescent oil film. *Experiments in Fluids* 62 (2021).
- [18] DE GROOT, P. Principles of interference microscopy for the measurement of surface topography. *Advances in Optics and Photonics* 7 (2015).
- [19] DESSE, J.-M. Three-color differential interferometry. *Applied Optics* 36, 28 (1997), 7150–7156.
- [20] DESSE, J.-M. Oil-film interferometry skin-friction measurement under white light. *AIAA Journal* 41 (2003), 2468–2477.
- [21] DOLLING, D. Fifty years of shock-wave/boundary-layer interaction research: What next? *AIAA Journal* 39 (2001), 1517–1531.
- [22] DUAN, L., AND MARTIN, M. Direct numerical simulation of hypersonic turbulent boundary layers. part 4. effect of high enthalpy. *JFM* 684 (2011), 25–56.
- [23] FANG, J., LU, L., YAO, Y., AND ZHELTOVODOV, A. Large-eddy simulation of a three-dimensional hypersonic shock wave turbulent boundary layer interaction of a single-fin. In *AIAA SciTech* (2015), no. 1062.
- [24] FANG, J., YAO, Y., ZHELTOVODOV, A., AND LU, L. Numerical simulations of two-dimensional and three-dimensional shock wave/turbulent boundary layer interactions. *ICMAR* (2014).
- [25] FANG, J., YAO, Y., ZHELTOVODOV, A., AND LU, L. Investigation of three-dimensional shock wave/turbulent-boundary-layer interaction initiated by a single fin. *AIAA Journal* 55 (2017), 509–523.
- [26] FERNHOLZ, H., JANKE, G., SCHOBER, M., AND WAGNER, P. A. New developments and applications of skin-friction measuring techniques. *Measurement Science and Technology* 7 (2019), 1396–1409.
- [27] FRANKE, M., RUNG, T., AND THIELE, F. *Advanced Turbulence Modelling in Aerodynamic Flow Solvers*. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2005, ch. 16, pp. 225–240.

- [28] GARRISON, T. J., AND ACKMAN, M. Development of a global interferometer skin-friction meter. *AIAA Journal* 36 (1998), 62–68.
- [29] HE, G., ZHOU, J., AND ZHAO, Y.-X. Application of free interaction theory in swept shock wave/turbulent boundary layer interactions. *Journal of Visualization* 21, 2 (2017), 203–214.
- [30] HEBLER, A., SCHOJDA, L., AND MAI, H. Experimental investigation of the aeroelastic behavior of a laminar airfoil in transonic flow. In *International Forum on Aeroelasticity and Structural Dynamics (IFASD)* (2013).
- [31] HIJAZI, A. E. A. High-speed imaging using 3CCD camera and multi-color LED flashes. *Measurement Science and Technology* 28 (2017), 115401.
- [32] HOLDEN, M. Shock wave-turbulent boundary layer interaction in hypersonic flow. In *AIAA 10th Aerospace Sciences Meeting* (1972).
- [33] HORN, B., AND SCHUNCK, B. Determining optical flow. *Artificial Intelligence* 17 (1981), 185–203.
- [34] HUANG, J., DUAN, L., AND CHOUDHARI, M. Direct numerical simulation of hypersonic turbulent boundary layers: effect of spatial evolution and reynolds number. *JFM* 937 (2022), A3.
- [35] HUANG, P. G., AND COLEMAN, G. N. Van driest transformation and compressible wall-bounded flows. *AIAA Journal* 32 (1994), 2110–2113.
- [36] HUSENN, N., LIU, T., AND SULLIVAN, J. Luminescent oil film flow tagging skin friction meter applied to FAITH hill. *AIAA Journal* 56 (2018), 3875–3886.
- [37] HÄBERLE, J., AND GÜLHAN, A. Investigation of two-dimensional scramjet inlet flowfield at mach 7. *Journal of Propulsion and Power* 24 (2008), 446–459.
- [38] KHINTCHINE, A. Korrelationstheorie der stationären stochastischen Prozesse. *Mathematische Annalen* 109 (1934), 604–615.
- [39] KIM, K.-S., LEE, Y., ALVI, F. S., SETTLES, G. S., AND HORSTMAN, C. C. Skin-friction measurements and computational comparison of swept shock/boundary-layer interactions. *AIAA Journal* 29 (1991), 1643–1650.
- [40] KIM, K.-S., AND SETTLES, G. Skin friction measurements by laser interferometry in swept shock/boundary-layer interactions. *AIAA Journal* 28 (1990), 133–139.
- [41] KNIGHT, D., YAN, H., PANARAS, A., AND ZHELTOVODOV, A. Advances in CFD prediction of shockwave turbulent boundary layer interactions. *Progress in Aerospace Sciences* 39 (2003), 121–184.
- [42] KNOPP, T., SCHANZ, D., NOVARA, M., LÜHDER, W., STRAMPE, L., SCHÜLEIN, E., AND SCHRÖDER, A. E. A. Experimental and numerical investigation of turbulent boundary layers with strong pressure gradients. In *AIAA SciTech* (2022), American Institute of Aeronautics and Astronautics, p. 1035.

G. Literaturverzeichnis

- [43] KOVAR, A., HANNEMANN, V., KARL, S., AND SCHÜLEIN, E. About the assessment of heat flux and skin friction of the dlr tau-code for turbulent supersonic flows. In *8th onera-dlr aerospace symposium conference proceedings* (2007).
- [44] KRENKEL, L. *Untersuchung des Einflusses von Wirbelgeneratoren auf die Stoß-/Grenzschicht-Wechselwirkung*. PhD thesis, RWTH Aachen, 2012.
- [45] L. BÖWING GMBH. *Technische Informationen zu Elbesil-Öle B*.
- [46] LEE, Y. Application of the scaling and law for swept and shock/boundary-layer interactions. *KSME International Journal* 17 (2003), 2116–2124.
- [47] LEFEBVRE, M., KEELER, R., SOBIE, R., AND WHITE, J. Propagation of errors for matrix inversion. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 451 (2000), 520–528.
- [48] LIU, T. Extraction of skin-friction fields from surface flow visualizations as an inverse problem. *Measurement Science and Technology* 24 (2013), 124004.
- [49] LIU, T., AND CAI, Z. *Inverse Problems in Global Flow Diagnostics*. Springer Nature Switzerland, 2024.
- [50] LIU, T., MONTEFORT, J., WOODIGA, S., MERATI, P., AND SHEN, L. Global luminescent oil-film skin-friction meter. *AIAA Journal* 46 (2008), 476–485.
- [51] LIU, T., SALAZAR, D., CRAFTON, J., AND WATKINS, A. Extraction of skin friction topology of turbulent wedges on a swept wing in transonic flow from surface temperature images. *Experiments in Fluids* 62 (2021), 215.
- [52] LIU, T., SALAZAR, D., MEARS, L., AND BALDWIN, A. Relationship between secondary separation and surface pressure structure in swept shock-wave/boundary-layer interaction. *Shock Waves* 32 (2022), 665–678.
- [53] LIU, T., AND SHEN, L. Fluid flow and optical flow. *Journal of Fluid Mechanics* 614 (2008), 253–291.
- [54] LIU, T., AND WOODIGA, S. Feasibility of global skin friction diagnostics using temperature sensitive paint. *Measurement Science and Technology* 22 (2011), 115402.
- [55] LUDWIEG, H. Der Rohrwindkanal. *Zeitschrift für Flugwissenschaften* 3 (1955).
- [56] LUNTE, J. *Stoßinduzierte Strömungsablösung in transitionellen Grenzschichten*. PhD thesis, Georg-August Universität Göttingen, 2021.
- [57] LUNTE, J., SCHNEPF, C., AND SCHUELEIN, E. Optical wall shear stress measurements on the leeward side of a delta wing. In *Aerodynamic Measurement Technology and Ground Testing Conference* (2018).
- [58] LUNTE, J., AND SCHÜLEIN, E. Wall shear stress measurements by white-light oil-film interferometry. *Experiments in Fluids* 61 (2020), 84.

- [59] LÜBKER, J. Dnw-twg grenzschichtvermessung. *DLR IB 232-2014 J 01* (2014).
- [60] LÜHDER, W. Bestimmung der wand Schubspannung mittels 3-farben Ölfilminterferometrie. Master's thesis, Georg-August-Universität Göttingen, 2019.
- [61] MAKSIMOV, A., PAVLOV, A., AND SHEVCHENKO, A. Development of the optical skin friction measurement technique for supersonic gradient flows. In *Proceedings of the international conference on the methods of aerophysical research* (1994), Institute of Theoretical and Applied Mechanics SD RAS, Novosibirsk, Russia, pp. 172–177.
- [62] MALLINSON, S., MUDFORD, N., AND GAI, S. Leading-edge bluntness effects in hypervelocity flat plate flow. *Physics of Fluids* 32 (2020), 046106.
- [63] MATEER, G., SEEGMILLER, H., HAND, L., AND SZODRUCH, J. An experimental investigation of a supercritical airfoil at transonic speeds. *NASA Technical Memorandum* (1992), 103933.
- [64] MEARS, L., SELLAPPAN, P., AND ALVI, F. Three-dimensional flowfield in a fin-generated shock wave/boundary-layer interaction using tomographic PIV. *AIAA Journal* 59 (2021), 4869–4880.
- [65] MIOZZI, M., CAPONE, A., COSTANTINI, M., FRATTO, L., KLEIN, C., AND DI FELICE, F. Skin friction and coherent structures within a laminar separation bubble. *Experiments in Fluids* 60 (2018), 13.
- [66] MIOZZI, M., CAPONE, A., DI FELICE, F., KLEIN, C., AND LIU, T. Global and local skin friction diagnostics from TSP surface patterns on an underwater cylinder in crossflow. *Physics of Fluids* 28 (2016), 124101.
- [67] MORTAZAVI, M., AND KNIGHT, D. Numerical simulation of shock wave/laminar boundary layer interaction over a blunt geometry. *EUCASS* (2017).
- [68] NAUGHTON, J., AND LIU, T. Photogrammetry in oil-film interferometry. *AIAA Journal* 45 (2007), 1620–1629.
- [69] NAUGHTON, J., ROBINSON, J., AND DURGESH, V. Oil-film interferometry measurement of skin friction - analysis summary and description of matlab program. In *20th International Congress on Instrumentation in Aerospace Simulation Facilities, ICIASF* (2003), pp. 169–178.
- [70] NAUGHTON, J., AND SHEPLAK, M. Modern developments in shear-stress measurement. *Progress in Aerospace Sciences* 38 (2002), 515–570.
- [71] NGUYEN, T., BEHR, M., REINARTZ, N., HOHN, O., AND GÜLHAN, A. Effects of sidewall compression and relaminarization in a scramjet inlet. *Journal of Propulsion and Power* 29 (2013), 628–638.
- [72] PAGELLA, A., RIST, U., AND WAGNER, S. Numerical investigations of small-amplitude disturbances in a boundary layer with impinging shock wave at $Ma=4.8$. *Physics of Fluids* 14 (2002), 2088–2101.

G. Literaturverzeichnis

- [73] PECK, J., LIU, J., BRYDEN, K., AND SHIH, T. Methods for measuring and computing the adiabatic-wall temperature. In *Proceedings of ASME Turbo Expo 2020 Turbomachinery Technical Conference and Exposition Volume 7B: Heat Transfer* (2020), GT2020, American Society of Mechanical Engineers.
- [74] PIOTROWSKI, M., AND ZINGG, D. Compressibility corrections to extend a smooth local correlation-based transition model to transonic flows. *The Aeronautical Journal* 127, 1313 (2022), 1141–1170.
- [75] POTIN, O. Grenzschichtuntersuchungen im Transsonischen Windkanal gottingen (TWG). *DLR IB*, 29112-96 B 02 (1996).
- [76] RAMAN, C. A theory of the viscosity of liquids. *Nature* 111, 2790 (1923), 532–533.
- [77] REIN, M. *Einführung in die Strömungsmechanik*. Universitätsdrucke Göttingen, 2020.
- [78] RICHTER, K. *Untersuchungen zur Aerodynamik von Miniature Trailing-Edge Devices in transsonischen Strömungen*. PhD thesis, RWTH Aachen, 2009.
- [79] ROY, C., AND BLOTTNER, F. Review and assessment of turbulence models for hypersonic flows. *Progress in Aerospace Sciences* 42 (2006), 469–530.
- [80] SCHULTZ, D. L., AND JONES, T. V. Heat-transfer measurements in short-duration hypersonic facilities. *AGARD* 165 (1973).
- [81] SCHÜLEIN, E. Qualität der Strömung nach der Nachbearbeitung der Überschalldüse M=3 des Rohrwindkanals des DLR in Göttingen. *DLR IB* 223, 99 A 12 (1999).
- [82] SCHÜLEIN, E. Skin-friction and heat flux measurements in shock/boundary-layer interaction flows. *AIAA Journal* 44 (2006), 1732–1741.
- [83] SCHÜLEIN, E. Effects of laminar-turbulent transition on the shock-wave/boundary-layer interaction. In *44th AIAA Fluid Dynamics Conference* (2014).
- [84] SCHÜLEIN, E., AND ZHELTOVODOV, A. Documentation of experimental data for hypersonic 3-d shock waves / turbulent boundary layer interaction flows. *DLR IB* 223, 99 A 26 (2001).
- [85] SETTLES, G. Swept shock/boundary-layer interactions - scaling laws, flowfield structure, and experimental methods. *AGARD* 792 (1993), 1–40.
- [86] SQUIRE, L. The motion of a thin oil sheet under steady boundary layer on a body. *AGARDograph* 70, 438017 (1961), 1–74.
- [87] TANNER, L., AND BLOWS, L. A study of the motion of oil films on surfaces in airflow, with application to the measurement of skinfriction. *Journal of Physics E: Scientific Instruments* 9 (1976), 194–202.

- [88] THIEDE, P., KROGMANN, P., AND STANEWSKY, E. Active and passive shock boundary layer interaction control on supercritical airfoils. *AGARD-CP-365* (1984).
- [89] TOURÉ, P. *Turbulente Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkungen durch laufende Verdichtungsstöße*. PhD thesis, TU Braunschweig, 2022.
- [90] TOURÉ, P., AND SCHÜLEIN, E. Scaling for steady and traveling shock wave/turbulent boundary layer interactions. *Experiments in Fluids* 61 (2020), 156.
- [91] TOURÉ, P., AND SCHÜLEIN, E. Interaction of a moving shock wave with a turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics* 964 (2023), A28.
- [92] VAN DRIEST, E. R. On the boundary layer with variable prandtl number. *Jarbuch der Wissenschaftlichen Gesellschaft für Luftfahrt* (1954), 257–271.
- [93] WALZ, A., AND BRAUN, G. Strömungs-und temperatur-grenzschichten. *The Journal of the Royal Aeronautical Society* 71, 674 (1967), 141–141.
- [94] WHITE, F. *Viscous Fluid Flow*, 2 ed. McGraw-Hill, 1991.
- [95] WIENER, N. Generalized harmonic analysis. *Acta Mathematica* 55 (1930), 117–258.
- [96] ZHANG, C., DUAN, L., AND CHOUDHARI, M. Direct numerical simulation database for supersonic and hypersonic turbulent boundary layers. *AIAA Journal* 56 (2018), 4297–4311.
- [97] ZHANG, M., SI, W., AND LEE, C. Heat transfer and recovery factor of aerodynamic heating on a flared cone. *AIAA Journal* 59 (2021), 4284–4292.
- [98] ZHANG, Y.-S., BI, W.-T., HUSSAIN, F., AND SHE, Z.-S. A generalized reynolds analogy for compressible wall-bounded turbulent flows. *JFM* 739 (2013), 392–420.
- [99] ZHELTOVODOV, A. A. Properties of two- and three-dimensional separation flows at supersonic velocities. *Fluid Dynamics* 14 (1979), 357–364.
- [100] ZHELTOVODOV, A. A. Regimes and properties of three-dimensional separation flows initiated by skewed compression shocks. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics* 23 (1982), 413–418.
- [101] ZILLIAC, G. Further developments of the fringe-imaging skin friction technique. In *NASA Technical Memorandum* (1996), no. 110425.
- [102] ZUKOSKI, E. E. Turbulent boundary-layer separation in front of a forward-facing step. *AIAA Journal* 5 (1967), 1746–1753.
- [103] ÖHMAN, C. Measurement in thermography. *FLIR Systems* (2001).

Danksagung

Die vorliegende Dissertation entstand in meiner fünfjährigen Arbeit als Doktorand am Institut für Aerodynamik und Strömungstechnik des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR) in Göttingen. Diese Arbeit wurde größtenteils über die Projekte FK 2020+ und VicToria der Abteilung Hochgeschwindigkeitskonfigurationen (HGK) finanziert und ermöglicht, wofür ich mich bei dessen Abteilungsleiter Dr. Kai Richter herzlich bedanke. Ein gleicher Dank geht an die beiden Gutachter Prof. Andreas Dillmann und Prof. Martin Rein für die universitäre Betreuung meiner Promotion.

Für die inhaltliche Führung und fachliche Unterstützung bedanke ich mich bei meinem Gruppenleiter Dr. Erich Schüle. Des weiteren gilt mein Dank den weiteren Arbeitskollegen der Abteilung HGK und des DLR Standortes Göttingen, ohne die diese Forschungsarbeit und damit verbundene Windkanalexperimente nicht möglich gewesen wären. Neben einem sehr freundlichen Arbeitsumfeld und zahlreichen außerdienstlichen Aktivitäten war der ständige Austausch für viele Fortschritte der eigenen Arbeit un-
gemein produktiv. Dabei möchte ich Dr. Jens Lunte für die Hilfe zur Einarbeitung in bestehende Messtechniken und Auswerteverfahren hervorheben, sowie Dr. Michael Werner für die Lösung zahlreicher Probleme des DLR TAU Codes. Auch die technische Unterstützung hat meinen tiefen Dank verdient, der sich besonders an Karsten Pfeiffer für den Betrieb des Rohrwindkanals und an Hartmut Haselmeyer für die Hardware der Messtechnik richtet. Die numerischen Untersuchungen waren nur durch die HPC Ressourcen möglich, die vom Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) zur Verfügung gestellt wurden. Das HPC-System CARO wird teilweise durch das Niedersächsische Ministerium für Wissenschaft und Kultur und das Bundesministerium für Wirtschaft und Klimaschutz gefördert.

Zuletzt möchte ich mich ein weiteres Mal bei allen Personen außerhalb des wissenschaftlichen Umfeldes bedanken, die einen Unentbehrlichen Beitrag zur Fertigstellung dieser Arbeit geleistet haben. Dieser Dank geht an Johann Bernhardt für viele kreative Ideen und Lösungen außerhalb der verwendeten Standardroutinen, an Fred und Tilman Lühder für das Korrekturlesen dieser Arbeit und vor allem an meine Freundin Malin Bracht für die moralische Unterstützung.

Göttingen, August 2024

Wieland Lühder

Declaration on the use of ChatGPT and comparable tools in the context of examinations

In this thesis, I have used ChatGPT or another AI as follows.:

- not at all
- during brainstorming
- when creating the outline
- to write individual passages, altogether to the extent of ...% of the entire text
- for the development of software source texts
- for optimizing or restructuring software source texts
- for proofreading or optimizing
- further, namely: ...

I hereby declare that I have stated all uses completely.

Missing or incorrect information will be considered as an attempt to cheat.