Universität der Bundeswehr München
Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik
Institut für Thermodynamik

Aerothermodynamische Untersuchung von Filmkühlgeometrien für brennkammertypische Ausblaseraten

Dipl.-Ing. Peter Schreivogel

Vollständiger Abdruck der von der
Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik
der Universität der Bundeswehr München
zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)

genehmigten Dissertation

Vorsitzender:	Prof. Dr.-Ing. Reinhard Niehuis
1. Prüfer:	Prof. Dr. rer. nat. Michael Pfitzner
2. Prüfer:	Prof. Dr.-Ing. Jens von Wolfersdorf

Die Dissertation wurde am 30.04.2015 bei der Universität der Bundeswehr München eingereicht und durch die Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik am 07.05.2015 angenommen. Die mündliche Prüfung fand am 01.12.2015 statt.

Vorwort

Diese Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Thermodynamik der Universität der Bundeswehr München und wurde von der Deutschen Forschungsgemeinschaft finanziell gefördert.

An erster Stelle möchte ich Herrn Prof. Dr. rer. nat. Michael Pfitzner dafür danken, dass er diese Arbeit ermöglicht und durch viele Anregungen unterstützt hat. Die mir gewährten Freiheiten und das entgegengebrachte Vertrauen waren stets ein Ansporn.

Herrn Prof. Dr.-Ing. Jens von Wolfersdorf danke ich für das wohlwollende Interesse an dieser Arbeit und für die Übernahme des Korreferats. Herrn Prof. Dr.-Ing. Reinhard Niehuis danke ich für die Arbeit als Prüfungsvorsitzender.

Mein Dank gilt außerdem den Kollegen und Mitarbeitern am Institut für Thermodynamik. Ich werde die letzten vier Jahre in guter Erinnerung behalten. Die hochwertige Arbeit der technischen Werkstätten hat wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Herrn Dr.-Ing. Bernhard Kröss und Herrn Dr.-Ing. Josef Gerold danke ich für viele konstruktive Gespräche und für ihre Hinweise zur Verbesserung dieser Arbeit. Herr Dr.-Ing. Bernhard Kröss hat mit seinem umfangreichen Wissen zur Filmkühlung sowie der experimentellen Arbeit am Thermischen Windkanal meine Einarbeitung wesentlich erleichtert und beschleunigt. Herrn Dr.-Ing. Tobias Sander möchte ich für die Begleitung der laseroptischen Messungen danken. Herrn Dr. Christoper Abram und Michael Straußwald danke ich für die gute Zusammenarbeit und das Durchhaltevermögen bei Aufbau und Durchführung der thermographischen PIV Versuche. Nicht zuletzt möchte ich die Studenten Jan Zaude, Peter Serfling und Richard Fendt erwähnen, die mit ihren numerischen und experimentellen Arbeiten eine große Unterstützung waren.

Dezember 2015
Peter Schreivogel

Kurzfassung

Die vorliegende Arbeit beschreibt die systematische Entwicklung einer effizienten Filmkühlkonfiguration für hohe Ausblaseraten. Als Ausgangsgeometrie diente der gerade Trench, eine Quernut in der Oberfläche, in die Kühlluft aus zylindrischen Bohrungen eingeblasen wird. Darauf aufbauend wurde eine schmale, konturierte Trenchgeometrie entwickelt, die es erlaubt die Kühlluftverteilung im Trench und das Ausströmen auf die Oberfläche zu steuern und gleichzeitig Heißgaseintrag zu verhindern. Die numerische Optimierung dieser Geometrie ergab drei grundlegend verschiedene Trenchkonturen, von denen eine ausgewählt und weiter untersucht wurde. Die Optimierung von drei Trenchreihen zeigte, dass ein geschlossener Kühlfilm deutlich schneller als mit einfachen Effusionsbohrungen erzeugt werden kann.

Zur Charakterisierung der neuen Geometrie wurden zwei neue Messverfahren am Thermischen Windkanal eingesetzt: Eine optische Wärmeübergangsmesstechnik und zeitaufgelöstes thermographisches PIV. Wärmeübergangskoeffizienten und Filmkühleffektivität wurden mit dem Superpositionsansatz an einer elektrisch beheizten Wand bestimmt. Der Wandwärmestrom wurde aus zwei Temperaturverteilungen ober- und unterhalb einer optisch teildurchlässigen Oberfläche berechnet. Als Messverfahren dienten Infrarotthermographie und abklingzeitbasierte der Phosphorthermometrie. Die thermographische PIV-Methode wurde am Imperial College London entwickelt und im Rahmen dieser Arbeit erstmals in einer geschlossenen Messstrecke angewendet.

Die PIV-Messungen an zylindrischer Bohrung und geradem Trench ergaben, dass Strahleindringtiefe und mittleres Strömungsfeld, unabhängig vom Dichteverhältnis, mit dem Impulsverhältnis skalieren. Die Turbulenz in der Scherschicht zwischen Kühlluft und Heißgas hängt vom Geschwindigkeitsverhältnis ab. Die Untersuchung der neuen Geometrie hat bestätigt, dass der konturierte Trench die Kühlluftverteilung verbessert. Die Filmkühleffektivität des geraden Trenchs wird um bis zu 40% übertroffen. Bei beiden Geometrien sorgt die Umlenkung und Verwirbelung der Luft an der hinteren Trenchkante für gesteigerte Wärmeübergangskoeffizienten. Der Vergleich von experimentellen und numerischen Ergebnissen zeigte die für RANS-Simulationen bekannten Diskrepanzen. Die Strahleindringtiefe wurde zu groß und die laterale Ausbreitung zu gering vorhergesagt. Im letzten Teil der Arbeit werden erste Resultate der thermographischen PIV-Messung für zylindrische Bohrung und geraden Trench präsentiert. Die simultane Messung von Temperatur und Geschwindigkeit liefert Informationen über den turbulenten Wärmetransport.

Wärmeübergangs- und Geschwindigkeitsmessungen ergeben ein konsistentes Bild der Kühlwirkung. Die Wirbelsysteme in der Strömung dominieren die Verteilung der Kühlluft und führen zu einer lokalen Erhöhung des Wärmeübergangs. Das erklärt, warum die Filmkühleffektivität weder mit dem Geschwindigkeits- noch mit dem Massenstrom- oder dem Impulsverhältnis unabhängig vom Dichteverhältnis skaliert werden kann. Sowohl das Strömungsfeld, als auch das Potential der Kühlluft Wärme aufzunehmen und abzuführen müssen korrekt nachgebildet werden.

Abstract

The present thesis describes the systematic development of an efficient film cooling configuration for high blowing ratios. The straight trench, a transverse slot in the surface, into which the cooling air is ejected, served as baseline geometry. A narrow, contoured trench configuration was developed to control the distribution of cooling air inside the slot and the outflow onto the surface, as well as to prevent hot gas ingestion. A numerical optimisation of the contoured geometry resulted in three fundamentally different configurations. The most promising shape was selected for further investigation. Furthermore, the numerical optimisation of three rows of trenches showed that a continuous cooling film can be formed much faster than with conventional effusion holes.

In order to characterise the new geometry, an optical heat transfer measurement technique and time resolved thermographic PIV were introduced in addition to methods like 2D-PIV or infrared thermography, which were already established at the Institute for Thermodynamics. Heat transfer coefficients and adiabatic film cooling effectiveness were measured using the superposition approach and an electrically heated surface. The wall heat flux was determined based on temperature measurements above and below a semi-transparent surface. Infrared thermography and lifetime based phosphor thermometry provided two-dimensional temperature distributions. The thermographic PIV method was developed at the Imperial College London. The present study describes the first application in a closed test section.

The PIV measurements at the cylindrical hole and the straight trench showed that the jet trajectories and the average flow field can be scaled by the momentum ratio, independent from the density ratio. The turbulence in the shear layers between cooling air and hot gas depends on the velocity ratio. The detailed investigation confirmed that the newly developed contoured trench leads to an improved cooling performance. The film cooling effectiveness of the straight trench is exceeded by up to 40%. For both configurations, the deflection and high turbulence at the downstream edge of the trench cause a heat transfer augmentation. A comparison of experimental and numerical results showed the discrepancies known for RANS simulations. The jet penetration was over-predicted, while the lateral spreading of the coolant was too small. At the end of this thesis, preliminary results of the thermographic PIV measurements for the cylindrical hole and the straight trench are presented. The simultaneous measurement of velocities and temperatures provides information regarding the turbulent heat flux.

The heat transfer and velocity measurements result in a comprehensive understanding of the film cooling flow. The coherent structures in the flow field determine the distribution of coolant and increase the heat transfer locally. In consequence, the film cooling effectiveness cannot be scaled independently of the density ratio, neither with the velocity nor with the blowing or momentum ratio. The flow field as well as the ability of the coolant to remove heat have to be reproduced correctly.

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis **ix**

Symbolverzeichnis **xi**

Abkürzungsverzeichnis **xv**

1 Einleitung und Zielsetzung **1**

2 Grundlagen **5**

2.1 Filmkühlkonzepte 5

2.2 Wärmeübergang an filmgekühlten Wänden 8

2.3 Strömungscharakteristik der Kühlluftausblasung 12

2.4 Kenngrößen und Einflussparameter 16

2.5 Geometrien zur Steigerung der Kühlleistung 21

3 Numerische Untersuchungen **33**

3.1 Rechengebiet und Randbedingungen 34

3.2 Numerische Vorgehensweise 35

4 Experimentelle Methoden **37**

4.1 Versuchsanlage und Randbedingungen 37

4.2 Wärmeübergangsmessungen 42

4.2.1 Thermographische Wandtemperaturmessung 42

4.2.2 Phosphorthermometrie 43

4.2.3 Bestimmung der Wandwärmestromverteilung 48

4.3 Optische Strömungsfeldmessungen 52

4.3.1 Particle Image Velocimetry 52

4.3.2 Zeitaufgelöste thermographische PIV-Messungen 54

4.4 Messunsicherheit 59

5 Weiterentwicklung der Trenchgeometrie **63**

5.1 Problemstellung und Entwicklungspotential 63

5.2 Optimierung der parametrisierten Trenchkontur 65
5.3 Optimierungsergebnisse 67
5.4 Optimierung von drei Trenchreihen 71

6 Ergebnisse 75
6.1 Mittlere Strömungsfelder 75
6.1.1 Aerodynamische Strukturen am Bohrungsaustritt 76
6.1.2 Vergleich von Experiment und Simulation 91
6.1.3 Einfluss des Dichteverhältnisses auf die Strömung 96
6.2 Wärmeübergangsmessungen 100
6.2.1 Validierung der Messergebnisse 101
6.2.2 Adiabate Filmkühleffektivität 105
6.2.3 Wärmeübergangskoeffizienten 107
6.2.4 Wärmestromabsenkung 110
6.2.5 Bewertung der simulierten Filmkühleffektivitäten 112
6.3 Simultane Temperatur- und Geschwindigkeitsmessung 114

7 Zusammenfassung und Ausblick 127

A Anhang 131
A.1 Gleichungen 131
A.2 Abbildungen 132

Literaturverzeichnis 137

Symbolverzeichnis

Symbol	Beschreibung	Einheit
Lateinisch		
B	Kalibrierkonstante	K
C	Konstante	$-$
c_p	spezifische Wärmekapazität	$J/(kg \cdot K)$
d	Durchmesser	m
D	Bohrungsdurchmesser	m
Dp	Masse emittierter Schadstoffe	kg
Δq_r	Nettowärmestromabsenkung	$-$
DR	Dichteverhältnis	$-$
f	Frequenz	Hz
f	Brennweite	m
F_∞	Nennschub	N
F	Kalibrierkonstante	$-$
h	Wärmeübergangskoeffizient	$W/(m^2 \cdot K)$
H_{12}	Formfaktor	$-$
H	Höhe	m
$\overline{\overline{h}}$	flächengemittelter Wärmeübergangskoeffizient	$W/(m^2 \cdot K)$
I	Impulsverhältnis	$-$
I	Strahlungsintensität	$-$
k	Wärmeleitfähigkeit	$W/(m \cdot K)$
k	turbulente kinetische Energie	m^2/s^2
L	Länge	m
M_M	molare Masse	mol/kg
M	Ausblaserate	$-$
N	Anzahl	$-$
n	Zählvariable	$-$
Nu	Nußelt-Zahl	$-$
p	Druck	Pa
P	lateraler Bohrungsabstand	m
P	Optimierungsparameter	$-$
Pr	Prandtl-Zahl	$-$

Symbol	Beschreibung	Einheit
$\dot{q}$	flächenspezifischer Wärmestrom	W/m^2
r	Kalibrierkonstante	$-$
R	allgemeine Gaskonstante	$J/(mol \cdot K)$
R	Korrelationskoeffizient	$-$
Re	Reynolds-Zahl	$-$
S	longitudinaler Abstand	m
s	Spalthöhe	m
t	Zeit	s
T_0	Periodendauer	s
T	Temperatur	K
t	Dicke	m
Tu	Turbulenzgrad	$-$
u	Geschwindigkeit	m/s
VR	Geschwindigkeitsverhältnis	$-$
x	Koordinate in Strömungsrichtung	m
y	Koordinate	m
y^+	dimensionsloser Wandabstand	$-$
z	Koordinate	m
Griechisch		
α	Ausblasewinkel	$^\circ$
α	Temperaturleitfähigkeit	m^2/s
α	Temperaturkoeffizient	$1/K$
β	Orientierungswinkel quer zur Strömung	$^\circ$
Δ	Fehler	$-$
δ	Grenzschichtdicke	m
δ_1	Verdrängungsdicke	m
δ_2	Impulsverlustdicke	m
ϵ	Emissionsgrad	$-$
ϵ	turbulente Dissipation	m^2/s^3
η	Filmkühleffektivität	$-$
$\overline{\eta}$	lateral gemittelte Filmkühleffektivität	$-$
$\overline{\overline{\eta}}$	flächengemittelte Filmkühleffektivität	$-$
λ	Wellenlänge	nm
λ_2	Lambda-2-Kriterium	s^{-2}

Symbol	Beschreibung	Einheit
μ	dynamische Viskosität	$kg/(m \cdot s)$
ν	kinematische Viskosität	m^2/s
Ω	Kreisfrequenz	$1/s$
ρ	Dichte	kg/m^3
ϕ	Phasenverschiebung	$^\circ$
π_∞	Referenzdruckverhältnis	–
σ	Standardabweichung	–
σ	Stefan-Boltzmann-Konstante	$W/(m^2 \cdot K^4)$
τ	Transmissivität	–
τ	Abklingzeit	–
τ_P	Partikel Zeitkonstante	s
τ_{ij}^R	Reynolds-Spannung	m^2/s^2
τ_{2D}^R	2D-Scherspannung	m^2/s^2
θ	dimensionslose Temperatur	–
θ_{fl}	dimensionslose Fluidtemperatur	–

Indizes

0	Referenz
A	langwellige Phosphoreszenzaufnahme
aw	adiabate Wand
B	kurzwellige Phosphoreszenzaufnahme
c	Kühlluftströmung
f	auf den Kühlfilm bezogen
fl	auf die Strömung bezogen
ges	gesamt
i	Index
i	intern
IR	Infrarotkamera
j	Index
m	Heißgasströmung
obj	Messobjekt
Str	Strahlung
t	Turbulenzgröße
U	Umgebung
w	bezogen auf die Wand

Symbol	Beschreibung	Einheit
eff	Effektivwert der turbulenten Strömung	

Abkürzungsverzeichnis

CCD

Charge-coupled Device

CFD

Computational Fluid Dynamics

CMOS

Complementary Metal Oxide Semiconductor

DES

Detached Eddy Simulation

DNS

Direkte Numerische Simulation

DOE

Design of Experiments

FEM

Finite Elemente Methode

FFT

Fast Fourier Transformation

GTW

Geschlossener Thermischer Windkanal

LDA

Laser-Doppler-Anemometer

LES

Large Eddy Simulation

N

neuer Trench

NHFR

Net Heat Flux Reduction

PIV

Particle Image Velocimetry

PLIF

Planar Laser Induced Fluorescence

PMMA

Polymethylmethacrylat

RANS

Reynolds Averaged Navier Stokes

RBF

Radial Basis Function

RMS

Root Mean Square

SAS

Scale Adaptive Simulation

T

gerader Trench

TBC

Thermal Barrier Coating

TSP

Temperature Sensitive Paints

Z

zylindrische Bohrung

1 Einleitung und Zielsetzung

Die zivile Luftfahrt in ihrer heutigen Form als alltägliches Transportmittel ist das Ergebnis kontinuierlicher Innovationen über die vergangenen Jahrzehnte. Die Fluggasturbine mit ihrer hohen Leistungsdichte und dem überlegenen Vortriebswirkungsgrad bei hohen Fluggeschwindigkeiten hat dabei eine entscheidende Rolle gespielt. Aufgrund knapper und teurer werdender Ressourcen sowie dem steigenden Bewusstsein für Umweltfragen haben sich die Entwicklungsschwerpunkte von Geschwindigkeits- und Reichweitensteigerung hin zur Verbesserung der Kraftstoffeffizienz und Verringerung der Schadstoffemissionen verschoben. Nur so kann das von der Internationalen Luftverkehrsvereinigung IATA (International Air Transport Association) vorausgesagte Wachstum von gegenwärtig 2.4 Milliarden Passagieren und 40 Millionen Tonnen Fracht auf 16 Milliarden Passagiere und 400 Millionen Tonnen Luftfracht im Jahr 2050 nachhaltig erfolgen (IATA, 2011).

Die ACARE (Advisory Council for Aeronautics Research in Europe) hat als Entwicklungsziel bis 2020 eine Reduktion der Kohlendioxidemissionen (CO_2) um 50% und der Stickoxidemissionen (NO_x) um 80%, verglichen mit dem Niveau vom Jahr 2000, vorgegeben (ACARE, 2012). Bis 2050 sollen sogar 75% weniger CO_2 und 90% weniger NO_x ausgestoßen werden. Anders als land- oder wassergestützte Transportmittel werden Luftfahrzeuge, wegen der erforderlichen hohen Energiedichte, auf absehbare Zeit auf Kohlenwasserstoffe als Treibstoff angewiesen sein. Die Kohlendioxidemissionen sind damit direkt mit dem Kraftstoffverbrauch gekoppelt und von der Effizienz des Flugzeugs, der Luftverkehrssteuerung und des Antriebs abhängig. Im Gegensatz dazu lässt sich die Bildung von Stickoxiden maßgeblich durch sauberere Verbrennung im Triebwerk reduzieren (Lefebvre und Ballal, 2010).

Bereits seit Beginn der 1980er Jahre werden von der Internationalen Zivilluftfahrtorganisation ICAO (International Civil Aviation Organization) Emissionsgrenzwerte erlassen und fortlaufend verschärft. Abbildung 1.1 bietet einen Überblick über die vom CAEP (Committee on Aviation Environmental Protection) definierten Stickoxidgrenzwerte Dp/F_∞ in Abhängigkeit vom Triebwerksdruckverhältnis π_∞ (ICAO, 2008). Zusätzlich sind die Werte einiger kommerzieller Triebwerke gruppiert nach dem Zeitraum der Messwerterfassung dargestellt. Neben der bisher erreichten Schadstoffreduktion sind die immer stringenter werdenden Emissionsziele der ICAO erkennbar. Die Tendenz zu höheren Druckverhältnissen liegt im realen thermodynamischen Kreisprozess der Gasturbine begründet. Der Gesamtwirkungsgrad des Joule/Brayton-Prozesses lässt sich, bei gegebenen Komponentenwirkungsgraden, über eine Erhöhung des Druckverhältnisses und der Turbineneintrittstemperatur steigern. Die Turbineneintrittstemperaturen ziviler Triebwerke bewegen sich gegenwärtig in Richtung 2000 K. Das Rolls-Royce Trent XWB erreicht beispielsweise etwa 1975 K. Diese Temperaturen liegen selbst bei Verwendung von keramischen Schutzschichten oder Verbundwerkstoffen weit oberhalb der zulässigen Materialtemperaturen. Deshalb gehört die Kühlung thermisch hochbelasteter Triebwerkskompo-

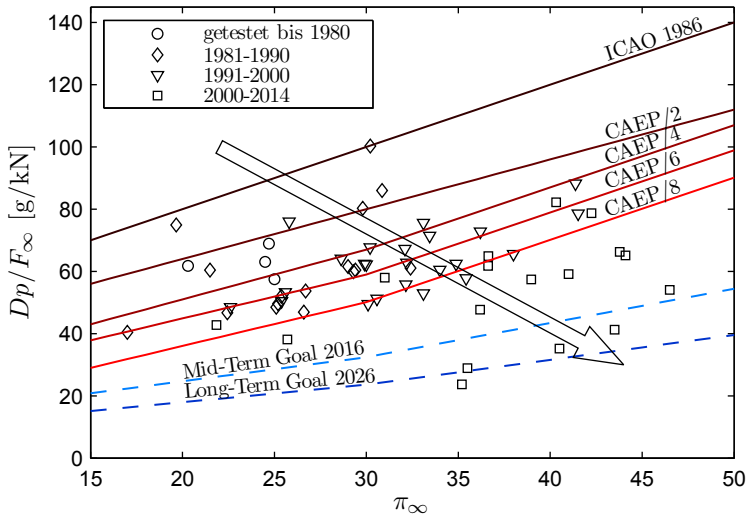


Abbildung 1.1: Stickoxidemissionen ausgewählter Triebwerke und ICAO Grenzwerte; Quelle: ICAO (2014)

nenten zu den Schlüsseltechnologien für eine weitere Effizienzsteigerung und Reduktion der Schadstoffemissionen. In Fluggasturbinen wird die nötige Kühlluft dem Verdichter entnommen und gelangt in der Brennkammer beziehungsweise in der Turbine über das zu kühlende Bauteil zurück in den Hauptstrom. Das Entwicklungsziel ist stets mit möglichst wenig Kühlluft die geforderten Materialtemperaturen einzuhalten. Im Falle der Turbine wirkt sich die verwendete Kühlluftmenge direkt auf den thermodynamischen Gesamtwirkungsgrad aus, da zu ihrer Bereitstellung zusätzliche Verdichterarbeit geleistet werden muss. Die Reduktion der Kühlluftmenge in der Brennkammer ist im Wesentlichen durch neue, schadstoffarme Verbrennungskonzepte motiviert, bei denen die Senkung der Stickoxidemissionen im Mittelpunkt steht.

Stickoxide bilden sich in der Brennkammer, wobei vier Prozesse unterschieden werden (Lefebvre und Ballal, 2010). Thermisches NO_x entsteht durch die Oxidation von atmosphärischem Stickstoff bei hohen Temperaturen oberhalb von etwa 1850 K. Die Menge des während der endothermen Reaktion gebildeten Stickstoffmonoxids steigt mit der Temperatur und in konventionellen Brennkammern mit der Verweildauer stark an. Als zweite Möglichkeit kann NO über die Oxidation des Zwischenprodukts Distickstoffmonoxid gebildet werden. Der dritte Mechanismus wird als Prompt NO_x bezeichnet. Das Stickoxid tritt hier bereits sehr früh in der Flamme auf, wobei zunächst Cyanwasserstoff entsteht, der über mehrere Zwischenschritte weiter zu NO reagiert. Zusätzlich zu den drei genannten Prozessen kann NO auch aus im Kraftstoff gebundenem Stickstoff gebildet werden. Die in Abbildung 1.1 aufgezeigte Senkung der Stickoxidemissionen wurde vor allem durch die Verringerung der Reaktionstemperatur und Verbesserung der Mischung in konventionellen Brennkammern erreicht. Das niedrigere Temperaturniveau und die kürzere Verweildauer in der Brennkammer wirken sich allerdings nachteilig auf die Abreaktion von Koh-

lenmonoxid (CO) und unverbrannter Kohlenwasserstoffe (UHC) aus. In der Praxis existiert nur ein schmaler Temperaturbereich zwischen 1670 und 1900 K in dem sowohl die NO als auch CO Emissionen niedrig sind. Eine bereits in der Anwendung befindliche Möglichkeit diese Anforderung über den gesamten Betriebsbereich des Triebwerks zu realisieren ist eine gestaffelte Verbrennung mit einer Pilot- und einer Hauptstufe, die nur bei hohem Leistungsbedarf zugeschaltet wird.

Um die Stickoxidemissionen auch bei modernen hochbelasteten Kerntriebwerken weiter zu reduzieren, werden neue Verbrennungskonzepte wie Fett-Mager-Verbrennung RQL (Rich-Burn, Quick-Quench, Lean-Burn) und magere Vormischverbrennung LPP (Lean Premix Prevaporize) untersucht (Lazik u. a., 2008). Bei der Fett-Mager-Verbrennung wird anfangs ein Gemisch mit Kraftstoffüberschuss erzeugt, bei dessen Verbrennung aufgrund der geringen Temperatur und des Sauerstoffmangels nur wenig NO_x gebildet wird. Nach der Primärzone wird den unvollständig verbrannten Abgasen schnell Frischluft zugemischt, um die Temperatur zu senken und die Verbrennung abzuschließen. Ein stöchiometrisches Gemisch mit hohen Verbrennungstemperaturen und starker Stickoxidbildung wird so weitestgehend vermieden. Die magere Vormischverbrennung wird bereits in stationären Gasturbinen verwendet. Ziel ist es ein möglichst mageres homogenes Luft-Kraftstoff-Gemisch zu erzeugen. Die geringe Verbrennungstemperatur ohne lokale Temperaturmaxima führt dann zu einem sehr geringen NO_x Ausstoß. Zusätzlich dazu kann bei niedrigeren Temperaturen die Verweildauer in der Brennkammer erhöht und dadurch CO und UHC reduziert werden.

Sowohl RQL als auch LPP Verbrennung benötigen einen Großteil der vom Verdichter kommenden Luft zur Verbrennungssteuerung und Gemischaufbereitung. Bei Magerverbrennung kann der Luftbedarf bis zu 70% des Gesamtmassenstroms betragen (Doerr, 2010; Wurm u. a., 2014). Das bedeutet, dass weniger Luft für die Kühlung der Brennkammerwände verfügbar ist. Zusätzlich dazu führen höhere Druckverhältnisse zu steigenden Brennkammereintritts- und Kühllufttemperaturen, wodurch die thermische Last steigt, aber das Kühlpotential sinkt. Die wenige verfügbare Kühlluft muss also deutlich effizienter eingesetzt werden, um einen sicheren Betrieb der Brennkammer zu gewährleisten. Weitere positive Nebeneffekte eines geringeren Kühlluftverbrauchs sind die verminderte Bildung von CO, welches gegebenenfalls durch die Vermischung von Kühlfilm und Verbrennungsgasen und die resultierende schnelle Abkühlung nicht mehr abreagiert. Außerdem kann das Temperaturprofil am Brennkammeraustritt mit der größeren Menge verfügbarer Mischluft genauer eingestellt werden.

Verglichen mit der Kühlung von Turbinenschaufeln treten in der Brennkammer deutlich höhere Ausblaseraten auf. Aufgrund der geringeren Strömungsgeschwindigkeit in der Brennkammer ist das Massenstrom- beziehungsweise Geschwindigkeitsverhältnis der Kühlluft zur Hauptströmung deutlich größer. Das hat zur Folge, dass die Kühlluft weniger stark in Strömungsrichtung umgelenkt wird und eher dazu neigt in die Hauptströmung vorzudringen, sofern sie eine Impulskomponente normal zur Wand besitzt.

Fasst man die oben genannten Gesichtspunkte zusammen und berücksichtigt weiterhin Kosten- und Fertigungsanforderungen, ergeben sich folgende Ansprüche an die Entwicklung neuer Filmkühlgeometrien:

1. Erzeugung eines gleichmäßigen geschlossenen Kühlfilms bei geringem Kühlluftverbrauch.
2. Minimale Vermischung mit Verbrennungsgasen für einen beständigen Kühlfilm und geringe Schadstoffemissionen.
3. Reduzierung von Fertigungsaufwand und Kosten durch weniger Kühlluftbohrungen.

Für eine effiziente Weiterentwicklung müssen die bestehenden Filmkühlkonzepte und Einflussgrößen zuerst analysiert und verstanden werden. So lassen sich Schwachpunkte und Verbesserungspotentiale identifizieren und für den Entwurf neuer Geometrien nutzen. In der vorliegenden Arbeit wurde ein kombinierter Ansatz aus numerischen Simulationen und experimentellen Untersuchungen gewählt. Als Grundlage für das weitere Vorgehen wurden das Strömungsfeld und der Wärmeübergang in der Umgebung von zylindrischen Effusionsbohrungen und Bohrungen in einem sogenannten Trench, d.h. einer lateralen Nut in der Oberfläche, betrachtet. Dabei wurden der Einfluss des Dichteverhältnisses und verschiedener Ausblaseparameter auf das Strömungsfeld und das Eindringverhalten der Kühlluftstrahlen untersucht. Die gewonnenen Erkenntnisse wurden genutzt, um eine neue, gewinkelte Trenchgeometrie zu entwickeln. Der grundlegende Entwurf wurde numerisch optimiert und anschließend eine ausgewählte Ausführung im Detail vermessen. Für ein verbessertes Verständnis der turbulenten Vermischung und des Wärmeübergangs wurden außerdem zwei neue optische Messverfahren am Thermischen Windkanal entwickelt beziehungsweise eingeführt und angewendet. Die umfassende Sammlung experimenteller Daten bietet eine Grundlage zur Verbesserung numerischer Werkzeuge.

2 Grundlagen

Bauteile in einer Fluggasturbine können sowohl durch interne konvektive Kühlung, als auch extern durch Aufbringen eines Kühlfilms vor thermischer Überbeanspruchung geschützt werden. Der rückseitige konvektive Wärmeübergang wird in der Regel durch vergrößerte Oberflächen (Rippen) oder Turbulatoren verbessert. Eine weitere Steigerung der Kühlleistung ist durch Prallkühlung möglich. Durch Bohrungen oder Schlitze werden dabei Kühlluftstrahlen erzeugt, die auf die Innenseite der Wandung gerichtete sind. Die resultierende Staupunktströmung sorgt für einen sehr guten Wärmeübergang. Rein konvektive Kühlung auf der Kaltgasseite ist bis zu einer Heißgastemperatur von etwa 1600 K anwendbar (Lakshminarayana, 1996). Darüber hinaus wird zusätzlich Filmkühlung eingesetzt. Bei einer Brennkammerwand teilen sich die Beiträge interner und externer Verfahren an der Gesamtkühlwirkung etwa wie folgt auf: 30% Filmkühlung der Heißgasseite, 40% konvektiver Wärmeübergang innerhalb der Effusionsbohrungen und 30% Konvektivkühlung (Gerendás u. a., 2001). In diesem Kapitel werden die thermodynamischen und strömungsmechanischen Grundlagen der Filmkühlung sowie wichtige Einflussgrößen zusammengefasst. Abschließend werden neue Bohrungsgeometrien und Ansätze zur Steigerung der Kühlwirkung vorgestellt.

2.1 Filmkühlkonzepte

Filmkühlung von Komponenten in Flugzeugtriebwerken wurden bereits in den 1950er Jahren von Eckert und Livingood (1954) diskutiert. Goldstein (1971) liefert die erste umfassende Betrachtung der theoretischen Grundlagen und eine Zusammenfassung früher Arbeiten bis 1970. Als einfachste Methode zur Aufbringung eines Kühlfilms kann die in Abbildung 2.1 schematisch dargestellte Spaltausblasung betrachtet werden. Die Kühlluft wird tangential zur Wand ausgeblasen, dickt die Grenzschicht auf und legt sich als schützender Film zwischen Heißgas und Bauteil. Neben dieser Isolationswirkung ist der Kühlfilm in der Lage Wärme von der Oberfläche aufzunehmen und mit der Strömung abzuführen. Die Funktion als Wärmesenke ist in der Brennkammer besonders relevant, da hier ein nicht zu vernachlässigender Strahlungswärmestrom von der Flamme in die Wand auftritt. Die Kühlwirkung nimmt mit zunehmendem Abstand von der Ausblasestelle ab, da die Temperatur des Kühlfilms durch Wärmeeintrag aus der Wand und Vermischung mit Heißgas steigt. Obwohl die tangentiale Spaltausblasung für einen optimalen zweidimensionalen Kühlluftauftrag sorgt, hat diese Konfiguration wenig praktische Relevanz, da ein langer Spalt die Bauteilstruktur zu stark schwächen würde. Reale Turbinenschaufeln oder Brennkammerwände werden meist durch eine Vielzahl von in Strömungsrichtung geneigten Bohrungen gekühlt. Die aus den Bohrungen austretenden Kühlluftstrahlen werden von der Hauptströmung umgelenkt, wodurch sich ein komplexes dreidimen-

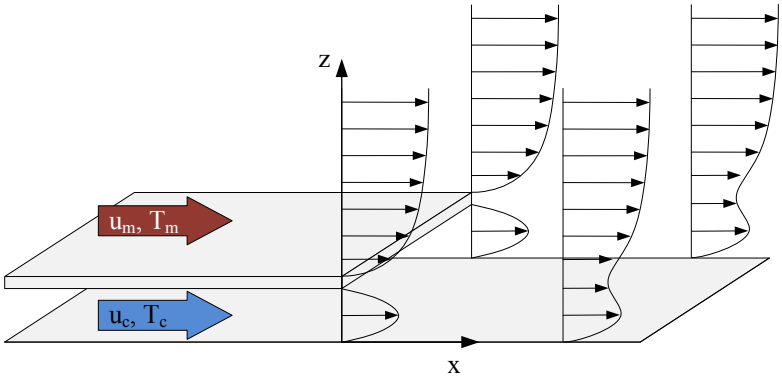


Abbildung 2.1: Tangentiale Spaltausblasung

sionales Strömungsfeld ausbildet. Hohe thermische Lasten, wie sie beispielsweise im Staupunkt einer Turbinenschaufel oder in der Brennkammer auftreten, erfordern mehrere versetzt angeordnete Bohrungsreihen, um einen geschlossenen Kühlfilm zu erzeugen und aufrecht zu erhalten. Man spricht hier von Showerhead-Kühlung der Schaufelnase oder bei Brennkammerwänden mit sehr vielen Kühlluftbohrungen von Effusionskühlung. Durch die große Zahl von Bohrungen kann sehr viel Kühlluft mit geringem Impuls ausgeblasen werden, so dass die Vermischung mit der Hauptströmung gering ist und sich ein stabiler Film ausbildet. Gleichzeitig vergrößern die Bohrungswandungen die Fläche für den konvektiven Wärmetransport erheblich. Eine weitere Steigerung des konvektiv über den Kühlluftpfad durch die Wand abgeführten Wärmestroms ist mittels Transpirationskühlung möglich. Die Ausblasung erfolgt durch eine poröse Wand, so dass die Luft großflächig austritt und einen sehr gleichmäßigen Film bildet. Praktisch hat diese Variante nur sehr geringe Bedeutung. Einerseits, aufgrund der geringen strukturellen Festigkeit poröser Wände, andererseits sind die kleinen Kühlkanäle anfällig für Blockagen durch Partikel in der Strömung oder Oxidation. Der Transpirationskühlung am nächsten kommen das Transply-Konzept von Rolls-Royce und Lamiloy von Allison. In beiden Fällen wird die Luft durch eine aus mehreren verlöteten Lagen bestehende Wand mit vernetzten Kühlkanälen ausgeblasen. Trotz sehr guter Kühlleistung konnten sich beide Verfahren aufgrund der hohen Komplexität und struktureller Schwächen nicht gegen die Effusionskühlung durchsetzen.

Abbildung 2.2 zeigt praxisbezogene Beispiele der Kühlung von Brennkammerwänden. Die vom Verdichter kommende Luft teilt sich auf. Ein Großteil dient der Gemischaufbereitung und gelangt durch den Injektor in den Brennraum. Bei konventionellen oder RQL Brennkammern existieren stromab große Bohrungen durch die Mischluft zur Verbrennungssteuerung und Beeinflussung des Temperaturprofils am Brennkammeraustritt eingeblasen wird. Die verbleibende kalte Verdichterluft wird zwischen Gehäuse und Flammrohrwand entlang geführt und gelangt nach und nach über die Kühlluftbohrungen zurück in den Hauptstrom. Aktuelle Triebwerke besitzen integral gefertigte Brennkammern aus gewalzten und verschweißten

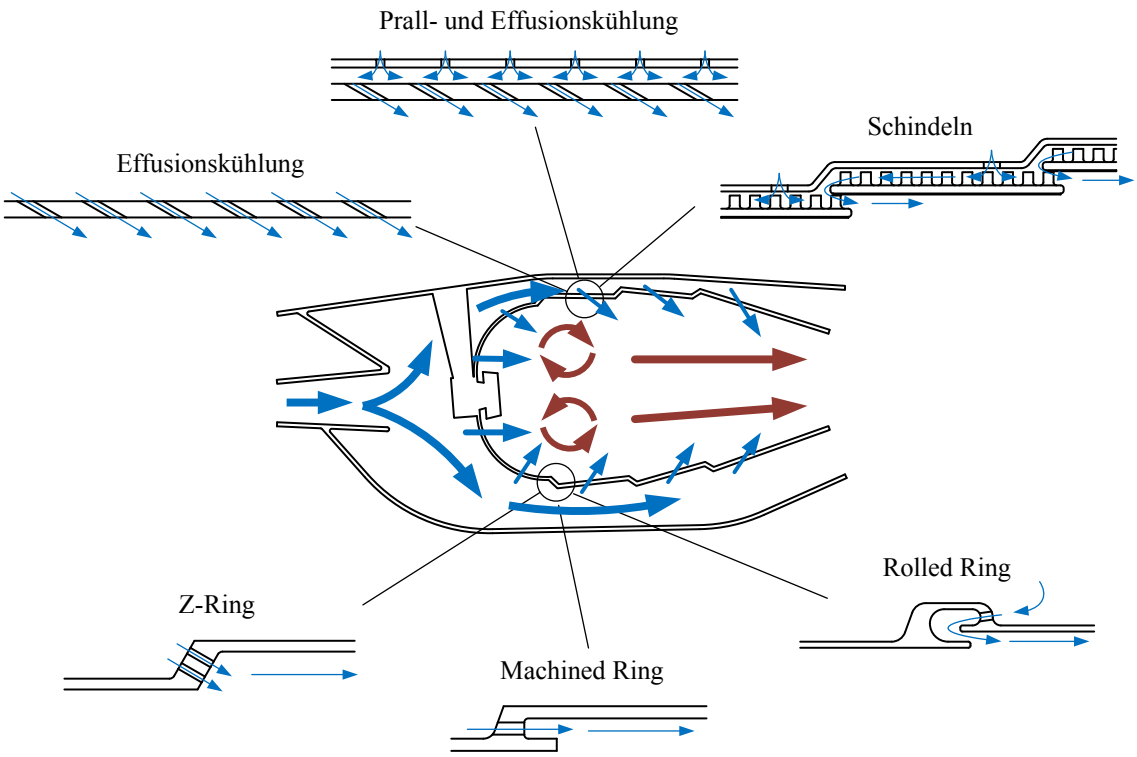


Abbildung 2.2: Prinzipskizze einer filmgekühlten Brennkammer mit Ausführungsbeispielen, in Anlehnung an Lefebvre und Ballal (2010); Doerr (2010)

Segmenten, in die die Kühlluftkanäle durch Laserbohren, Senkerodieren oder mechanisch eingebracht werden. Als Werkstoffe kommen meist Nickel- oder seltener Cobalt-Legierungen zum Einsatz, die mit einer keramischen Schutzschicht (TBC - Thermal Barrier Coating) überzogen werden (Gleeson, 2006). Die TBC ist aus zwei Schichten aufgebaut: einem Bond Coat zur Haftvermittlung und einer keramischen Deckschicht, häufig aus Zirkonoxid (ZrO_2). Aufgrund der niedrigen Wärmeleitfähigkeit der Isolationsschicht ($\approx$ 1-2 W/m/K) können schon geringe Dicken von einigen Zehntel Millimetern zu einer deutlichen Senkung der Metalltemperatur um bis zu 140 K führen. Zusätzlich dazu bietet die TBC einen verbesserten Oxidationsschutz und aufgrund des geringeren Absorptionskoeffizienten kann der Wärmeeintrag durch Strahlung reduziert werden.

Durch eine gestufte Brennkammerwand besteht die Möglichkeit die Kühlluft möglichst tangential zur Oberfläche auszublasen. Eine der Spaltausblasung sehr ähnliche Methode sind Machined Rings. Die Kühlluft wird durch axiale Bohrungen oder Schlitze in ein Plenum ausgeblasen, das durch die Überlappung zweier Wandsegmente entsteht. In dem ringförmigen Hohlraum können sich die Kühlluftstrahlen vereinigen und als geschlossener Film ausströmen. Durch den Querschnitt der Kühlluftkanäle und die Höhe des Austrittsspalts lassen sich Kühlluftmassenstrom und Geschwindigkeit recht genau einstellen. Der Z-Ring und Rolled Ring wurden von Rolls-Royce beziehungsweise General Electric entwickelt, um einen Nachteil

des Machined Ring zu beheben. Zwischen der überstehenden Spaltlippe und den Kühlluftbohrungen treten starke Temperaturgradienten und als Folge mechanische Spannungen auf. In einem Rolled Ring ist der Kühlluftpfad so gestaltet, dass die Lippe prallgekühlt wird. Der Z-Ring verwendet sehr viele eng gruppierte Bohrungen mit kleinem Durchmesser wodurch die Kühlluftstrahlen sich schnell vereinigen. Die bereits erwähnte Effusionskühlung mit flachem Ausblasewinkel (<30 °) stellt eine Kombination aus Einfachheit, geringem Gewicht, guter Kühlleistung und Variabilität dar. Bohrungsdurchmesser und Abstand können dem lokalen Kühlbedarf angepasst werden und sobald der Kühlfilm nach 10-15 Bohrungsreihen voll ausgebildet ist (Andreini u. a., 2012; Kakade u. a., 2012), wird eine nahezu konstant hohe Kühleffektivität erreicht. Um von der ersten Bohrungsreihe an die erforderliche Kühlleistung zu erzielen, wird ein sogenannter Starterfilm durch tangentiale Ausblasung gebildet und stromab durch Effusionskühlung aufgefrischt (Wurm u. a., 2014).

Falls die beschriebenen Filmkühlmethoden nicht ausreichend sind, wird zusätzlich Konvektivkühlung eingesetzt (Schulz u. a., 2000). Abbildung 2.2 zeigt dazu beispielhaft kombinierte Prall- und Effusionskühlung sowie Brennkammerschindeln mit Kühlnadeln. In beiden Fällen wird die Kühlluft zweifach genutzt: Erstens durch eine rückseitige konvektive Kühlung mit hohem Wärmeübergang und zweitens, im Anschluss, als schützender Film auf die Oberfläche ausgeblasen. Der Aufbau aus zwei Schalen ermöglicht es die mechanischen und thermischen Lasten zu trennen und bietet mehr Spielraum bei der Materialauswahl. Der gesteigerten Gesamtkühleffektivität stehen eine höhere Komplexität und damit Kosten sowie ein höheres Brennkammergewicht gegenüber.

2.2 Wärmeübergang an filmgekühlten Wänden

Eine vollständige Beschreibung des Wärmeübergangs in einer filmgekühlten Brennkammer ist kompliziert, da Wärmestrahlung, Konvektion und Wärmeleitung innerhalb des Bauteils berücksichtigt werden müssen. Wärme wird von der Flamme durch Strahlung und Konvektion an die Wand übertragen. Wärmeleitung sorgt für den Weitertransport in Richtung der Rückseite und der Kühlluftkanäle. Abschließend wird die Wärme durch Konvektivkühlung der Rückseite und Bohrungswandungen sowie Strahlungsaustausch mit der Gehäusewand abgeführt. Die Wärmeströme sind zum Teil über die Kühlluft gekoppelt, da, wie in Abbildung 2.3 angedeutet, diese zuerst zur internen Konvektivkühlung und dann zur Erzeugung des Kühlfilms eingesetzt wird. Zum besseren Verständnis werden die einzelnen Wärmeübergangsphänomene in der Regel isoliert betrachtet (z.B. Martiny (1998); Baldauf (2001); Schulz und Wurm (2010)). Deshalb sollen nachfolgend ausschließlich die Grundlagen des konvektiven Übergangs an einer filmgekühlten Oberfläche diskutiert werden.

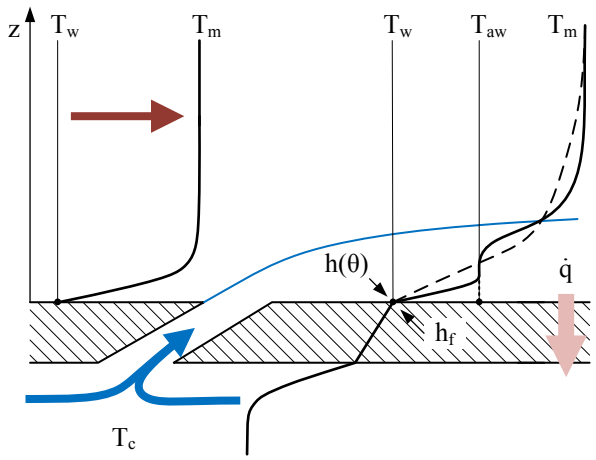


Abbildung 2.3: Temperaturprofile an einer filmgekühlten Wand

Formal lässt sich der Wärmestrom in die Wand durch das Fourier'sche Gesetz als Produkt aus Wärmeleitfähigkeit des Gases und Temperaturgradient normal zur Oberfläche beschreiben.

$$\dot{q} = -k \left.\frac{\partial T}{\partial z}\right|_w \tag{2.1}$$

Da der Temperaturgradient experimentell nur sehr schwer zu bestimmen ist, behilft man sich mit dem Wärmeübergangskoeffizienten h. Der Wandwärmestrom ergibt sich dann aus:

$$\dot{q} = h \cdot (T_m - T_w) \tag{2.2}$$

Der Wärmeübergangskoeffizient h ist von den thermischen Randbedingungen sowie der Strömung und den (temperaturabhängigen) Stoffwerten des Fluides an der Wand abhängig. Für eine gewöhnliche Plattengrenzschicht ohne Kühllufteinblasung sind die, durch den Wärmeübergang verursachten, Temperaturdifferenzen in der Regel klein. Der konvektive Wärmeübergang lässt sich näherungsweise anhand von Korrelationen und Ähnlichkeitsgrößen (Nu = f(Re,Pr)) beschreiben. Als Bezugstemperatur dient die Recoverytemperatur des Heißgases, wobei für geringe Strömungsgeschwindigkeiten die Dissipation in der Grenzschicht vernachlässigt und näherungsweise die Totaltemperatur verwendet werden kann. Der Wärmeübergang an einer filmgekühlten Wand ist in Abbildung 2.3 skizziert. Verglichen mit der ungestörten Plattengrenzschicht stromauf der Bohrung wird der Einfluss des Kühlfilms auf das Temperaturprofil deutlich. Die Ausblasung verändert das Strömungsfeld in Wandnähe und beeinflusst die erzwungene Konvektion. Gleichzeitig dickt der Film die Temperaturgrenzschicht auf und senkt die Temperatur direkt über der Oberfläche. Gemäß Goldstein (1971) kann der Wandwärmestrom im Bereich des Kühlfilms mit der adiabaten Wandtemperatur als Bezugstemperatur und dem Wärmeübergangskoeffizienten der Kühlfilmgrenzschicht berechnet werden.

$$\dot{q} = h_f \cdot (T_{aw} - T_w) \tag{2.3}$$

Der Wärmestrom wird nur mit Hilfe des Temperaturprofils in Wandnähe berechnet.

Der Temperatureinfluss des Kühlfilms spiegelt sich in der adiabaten Wandtemperatur wieder, da diese, wie in Abbildung 2.3 angedeutet, gleich der Fluidtemperatur direkt über der Oberfläche ist. Die adiabate Wandtemperatur stellt somit bei einem ausschließlich filmgekühlten Bauteil einen unteren Temperaturgrenzwert dar. Mit Hilfe der Heißgas- und Kühllufttemperatur kann die adiabate Filmkühleffektivität als dimensionslose Oberflächentemperatur definiert werden.

$$\eta = \frac{T_m - T_{aw}}{T_m - T_c} \tag{2.4}$$

Die adiabate Filmkühleffektivität ist eine Vereinfachung, die in der Praxis oft zur Beurteilung und zum Vergleich von Kühlgeometrien verwendet wird. Sie erlaubt es die Verteilung der Kühlluft und ihre Vermischung mit dem Heißgas in Wandnähe unabhängig vom Wärmeübergangskoeffizienten zu betrachten.

An einer realen filmgekühlten Wand mit finitem Wärmestrom sind weder die adiabate Wandtemperatur noch der Wärmeübergangskoeffizient h_f direkt messbar. Beide Kenngrößen lassen sich allerdings über das Superpositionsprinzip mit der experimentell deutlich leichter zu bestimmenden Hauptströmungs- und Wandtemperatur verknüpfen. Eckert (1984) schlug dazu eine adiabate und eine isotherme Methode vor. Beide Ansätze basieren auf den Annahmen, dass es sich um stationäre Strömung mit konstanten Stoffwerten und ohne Druckgradienten in Strömungsrichtung handelt. Fasst man den molekularen und turbulenten Anteil der Temperaturleitfähigkeit und dynamische Viskosität in den Effektivwerten α_{eff} sowie μ_{eff} zusammen, ergibt sich folgende lineare Differentialgleichung zweiter Ordnung:

$$u_x \frac{\partial T}{\partial x} + u_z \frac{\partial T}{\partial z} = \alpha_{eff} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{\mu_{eff}}{\rho c_p} \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} \right)^2 \tag{2.5}$$

In einer inkompressiblen Grenzschichtströmung ist Gleichung (2.5) nicht mit der Impulsgleichung gekoppelt und bezüglich der Temperatur linear. Die adiabate Methode nutzt das Superpositionsprinzip, um die Wandtemperatur aus den zwei partikulären Lösungen, für eine perfekt isolierende Wand und für den Wärmeübergang in der ungestörten Plattengrenzschicht, zu bestimmen. Der Gesamtwärmestrom kann dann näherungsweise wie folgt berechnet werden:

$$\dot{q} = h_0 \cdot (T_{aw} - T_w) \tag{2.6}$$

Anders als in Gleichung (2.3) entspricht der Wärmeübergangskoeffizient h_0 dem Wert der ebenen Platte ohne Filmkühlung. Der Einfluss des Kühlfilms wird ausschließlich durch die adiabate Wandtemperatur berücksichtigt.

Die Verwendung des Wärmeübergangskoeffizienten ohne Filmkühleinfluss h_0 führt vor allem im Nahbereich der Bohrung zu Fehlern (z.B. Baldauf u. a. (2001)). Deshalb verwendet die zweite von Eckert (1984) vorgeschlagene, isotherme Methode als Referenztemperatur die Hauptströmungstemperatur T_m. Die Wirkung des Kühlfilms findet im Wärmeübergangskoeffizienten $h(\theta)$ Berücksichtigung. Man betrachtet also eine fiktive Temperaturgrenzschicht die in Abbildung 2.3 als gestrichelte Linie

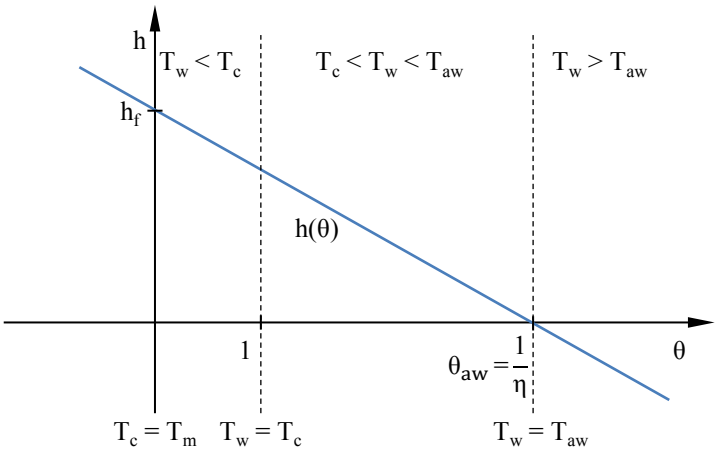


Abbildung 2.4: Linearer Zusammenhang zwischen Wärmeübergangskoeffizient und dimensionsloser Temperatur an einer filmgekühlten Wand

dargestellt ist und den kompletten Kühlfilm einbezieht.

$$\dot{q} = h(\theta) \cdot (T_m - T_w) \tag{2.7}$$

Anders als h_0 wird der Wärmeübergangskoeffizient nun vom Kühlfilm beeinflusst. Diese lokale Abhängigkeit von Strömungszustand und Filmtemperatur wird durch die dimensionslose Temperatur θ ausgedrückt.

$$\theta = \frac{T_m - T_c}{T_m - T_w} \tag{2.8}$$

Da die Gleichungen (2.3) und (2.7) den gleichen Wärmestrom beschreiben, lassen sie sich unter Verwendung der dimensionslosen Temperaturen zu folgendem linearen Zusammenhang kombinieren.

$$h(\theta) = h_f \cdot (1 - \eta\theta) \tag{2.9}$$

Die in Abbildung 2.4 dargestellte Superpositionsgerade wird durch zwei Stützstellen genau beschrieben. Die Schnittstellen mit den Achsen θ_{aw} und h_f können entweder direkt gemessen oder aus Extrapolation der Geradengleichung bestimmt werden. Der praktisch relevante Geradenabschnitt für eine rückseitig konvektiv gekühlte Wand liegt im Bereich $1 < \theta < \theta_{aw}$. Genau wie die Filmkühleffektivität und der Wärmeübergangskoeffizient ist die Steigung der Geraden ortsabhängig. An jedem Ort der filmgekühlten Oberfläche existiert ein anderer linearer Zusammenhang zwischen h und θ. Die Anwendbarkeit des Superpositionsprinzips für Filmkühlströmungen und hohe Dichteverhältnisse wurde von Gritsch u. a. (1999) nachgewiesen. Voraussetzung ist allerdings, dass das Temperaturverhältnis zwischen Heißgas und Kühlluft für alle θ unverändert bleibt, so dass die Strömungsrandbedingungen konstant bleiben. Deshalb wird die dimensionslose Wandtemperatur meist über den Wandwärmestrom variiert. Praktisch geschieht dies durch aktives Heizen oder Kühlen der Wand. Weiterhin kann das Material der Wand verändert werden, so dass sich verschiedene Verlustwärmeströme durch Wärmeleitung in der Wand einstellen.

Ob der Einsatz von Filmkühlung tatsächlich zu einer Absenkung der Bauteiltemperatur führt, kann nur durch eine kombinierte Betrachtung von Wärmeübergang und Filmkühleffektivität beurteilt werden. Als Kennwert für die Gesamtkühlwirkung wurde von Sen u. a. (1996) die Net Heat Flux Reduction (NHFR) eingeführt. Diese Nettowärmestromabsenkung vergleicht den Wandwärmestrom mit und ohne Filmkühlung.

$$\Delta q_r = 1 - \frac{\dot{q}}{\dot{q}_0} = 1 - \frac{h_f}{h_0}(1 - \eta\theta) \tag{2.10}$$

Für sehr kleine Wärmeströme $\dot{q}$, also eine optimale Gesamtkühlwirkung, geht die NHFR gegen eins. Wird der Wand Wärme durch den Kühlfilm entzogen gilt $\Delta q_r > 1$. Gleichung 2.10 verdeutlicht außerdem die gegensätzliche Wirkung von Wärmeübergangskoeffizient und Filmkühleffektivität. Der Term $1 - \eta\theta = 1 - \theta/\theta_{aw}$ ist für reale Betriebspunkte meist kleiner eins. Das heißt, der Wärmestrom ist vom Gas in die Wand gerichtet. Daraus folgt, dass ein größerer Wärmeübergangskoeffizient die Kühlwirkung reduziert, da der Wärmestrom vom Heißgas in die Wand steigt. Im Gegensatz dazu sorgt eine höhere Filmkühleffektivität stets für eine Verbesserung der NHFR.

2.3 Strömungscharakteristik der Kühlluftausblasung

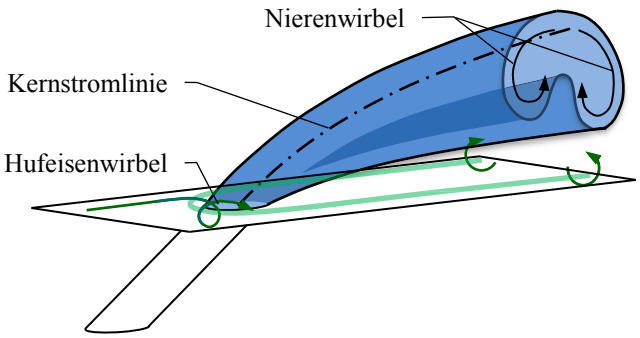


Abbildung 2.5: Mittleres Strömungsfeld am Austritt einer Filmkühlbohrung

Die zylindrische Bohrung besitzt mit Abstand die größte praktische Bedeutung und ist deshalb die am besten untersuchte Ausblasegeometrie. Viele grundlegende Arbeiten befassen sich mit dem allgemeinen Fall des Freistrahls mit Querströmung (Jet in a Crossflow) (Mahesh, 2013). Durch die Wechselwirkung mit der Hauptströmung bildet sich ein komplexes dreidimensionales Strömungsfeld mit mehreren Wirbelsystemen aus. Bei der Diskussion der Strömungsvorgänge ist es sinnvoll zwischen mittleren und instantanen Strukturen zu unterscheiden. In Abbildung 2.5 ist die zeitgemittelte Strömung am Austritt einer geneigten zylindrischen Bohrung skizziert. Direkt nach dem Verlassen der Bohrung wird der Kühlluftstrahl von der Querströmung umgelenkt. Gleichzeitig wirkt die austretende Kühlluft wie ein Hindernis und verdrängt einen Teil der Hauptströmung. Der ursprüngliche Kreisquerschnitt

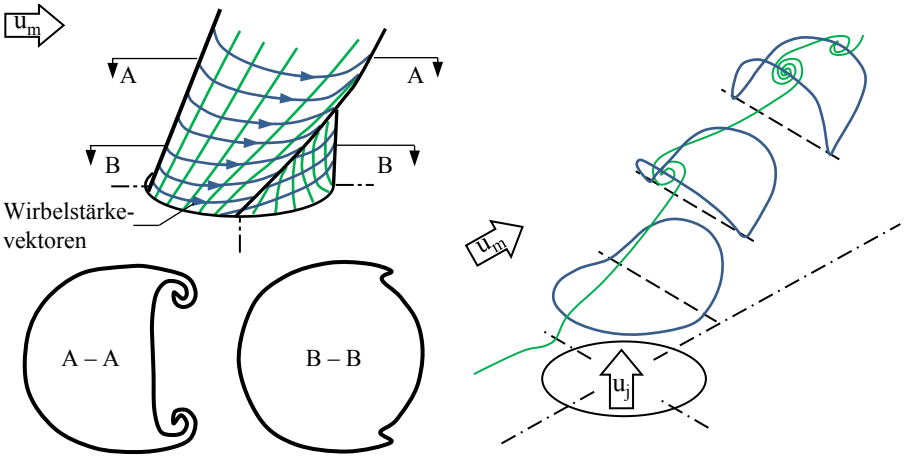


Abbildung 2.6: Entstehungsmechanismus des Nierenwirbels aus Wirbelringen nach Kelso u. a. (1996)

des Strahls flacht sich durch die Umlenkung ab und geht in eine Nierenform über. Der Vergleich zur schwarz eingezeichneten Kernstromlinie zeigt eine deutlich größere Ausdehnung des Strahls auf der Leeseite. Das mittlere Strömungsfeld weist zwei charakteristische Wirbel auf. Der Hufeisenwirbel entsteht durch den Aufstau der ankommenden Plattengrenzschicht am Kühlluftstrahl. Der negative Druckgradient im Bereich Bohrungsvorderkante verursacht eine Verzögerung der Hauptströmung und Grenzschichtablösung. Als Folge entstehen zwei Wirbelstränge, die in Wandnähe hufeisenförmig um den Bohrungsaustritt verlaufen. Die zwei gegensinnig rotierenden Wirbel im Kühlluftstrahl werden häufig als Nierenwirbel bezeichnet, da sie maßgeblich zur bereits beschriebenen Verformung des Kühlluftstrahls beitragen. Die Wirbelstärke der beiden genannten Wirbelsysteme ist entgegengesetzt, so dass die deutlich stärkeren und beständigeren Nierenwirbel den schnell zerfallenden Hufeisenwirbel schwächen. Die Nierenwirbel haben einen negativen Einfluss auf die Kühlwirkung. Sie verstärken einerseits den Heißgaseintrag und den Transport von Hauptströmungsfluid zur Wand und andererseits fördert die Aufwärtsströmung in der Strahlmitte die Abhebeneigung des Kühlluftstrahls.

Der Ursprung der Nierenwirbel wurde anhand von Hitzdrahtmessungen von Andreopoulos und Rodi (1984) sowie neueren numerischen Untersuchungen von Walters und Leylek (2000) und Kalghatgi und Acharya (2014b) übereinstimmend auf zwei Ursachen zurückgeführt: Die Scherschicht zwischen Hauptströmung und Kühlluftstrahl sowie die in Strömungsrichtung orientierte Wirbelstärke der Bohrungsgrenzschicht. Nach Andreopoulos und Rodi (1984) dominiert für Bohrungen senkrecht zur Oberfläche bei geringen Geschwindigkeitsverhältnissen ($VR < 0.6$) der Einfluss der Bohrungsgrenzschicht, während mit steigendem Geschwindigkeitsüberschuss des Kühlluftstrahls der Beitrag der Scherschicht an Bedeutung gewinnt. Die mit Kelvin-Helmholtz-Wirbeln vergleichbaren Scherschichtinstabilitäten wurden ebenfalls von Kelso u. a. (1996) anhand von experimentellen Beobachtungen an einer senkrechten Bohrung als Quelle des gegenläufigen Wirbelpaars identifiziert. Strömungsvisualisie-

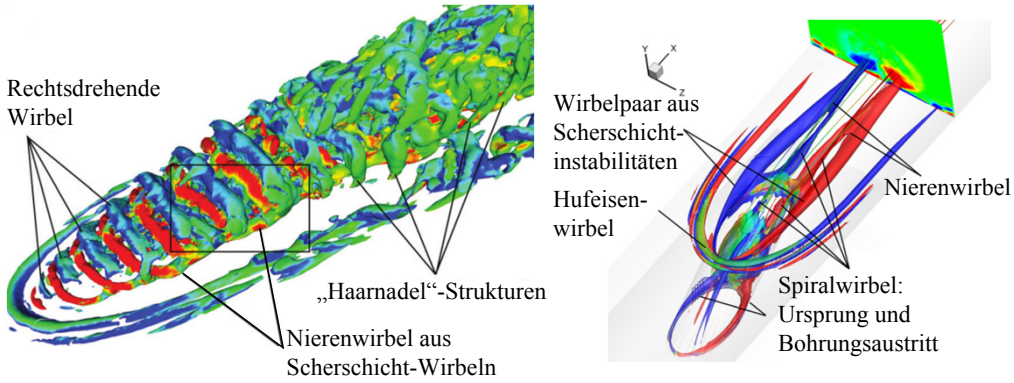


Abbildung 2.7: Instationäre und mittlere Wirbelstrukturen (λ_2-Isoflächen; Färbung: Wirbelstärke, links z-Komponente, rechts x-Komponente) aus Kalghatgi und Acharya (2014b)

rungen in einem Wasserkanal bei Geschwindigkeitsverhältnissen von 2 bis 6 zeigten Wirbelringe, die zusammen mit der in Strömungsrichtung umgelenkten Wirbelstärke der Scherschicht zu den Nierenwirbeln beitragen. Die luv- und leeseitigen Teile des Wirbelrings werden im Zuge der Strahlumlenkung aufeinander zu gefaltet, so dass an der Oberseite des Strahls alternierende Wirbel erscheinen. Das Einrollen der Scherschicht und die Neuausrichtung der Wirbelstärke sowie die Faltung der Wirbelringe sind in Abbildung 2.6 illustriert.

Walters und Leylek (2000) haben anhand von RANS-Simulationen als typische Filmkühlkonfiguration kurze ($L/D = 1.75$; 3.5) um 35 Grad geneigte Bohrungen untersucht. Bei den getesteten Geschwindigkeitsverhältnissen zwischen 0.25 und 1 leistete die in Strömungsrichtung orientierte Komponente der Wirbelstärke aus der Bohrungsgrenzschicht den größten Beitrag zum Nierenwirbel. Bernsdorf u. a. (2006) ziehen aus Particle Image Velocimetry (PIV) Messungen an 30 und 50 Grad geneigten Bohrungen bei Geschwindigkeitsverhältnissen von 1 und 2 die gleichen Schlussfolgerungen. Walters und Leylek (2000) nennen für den, verglichen mit der geraden Bohrung, geringen Einfluss der Scherschicht drei Gründe: Erstens, eine schwächere Scherung, da ein Großteil der Wechselwirkung zwischen Strahl und Querströmung in der Plattengrenzschicht stattfindet. Zweitens, kaum Umlenkung und Einrollen der Scherschicht wegen der flachen Ausblasung in Richtung der Hauptströmung. Drittens, die wandnormalen Komponenten der Wirbelstärke aus der Bohrung und der Scherschicht sind entgegengesetzt und heben sich nahezu gegenseitig auf.

Das instationäre Strömungsfeld bei Ausblasung aus einer um 35 Grad geneigten und $L/D = 1.75$ langen Bohrung wurde sehr detailliert von Kalghatgi und Acharya (2014b) untersucht. Anders als vorangegangene RANS-Rechnungen vermitteln die Large Eddy Simulationen (LES) ein zeitaufgelöstes Bild der Strömungsvorgänge. Abbildung 2.7 zeigt Ergebnisse für instantane und mittlere Wirbelstrukturen. Die Entstehung der alternierenden Scherschichtwirbel auf der Luvseite des Strahls wird für den Fall, dass die Wirbelstärke positiv ist, auf die Bohrungsgrenzschicht zurückgeführt. Die Wirbel entstehen an der stromauf gelegenen Bohrungskante. In der

Bohrungsebene ist die Drehrichtung gegen den Uhrzeigersinn gerichtet. Die rechtsdrehenden Wirbel mit negativem Vorzeichen der Wirbelstärke entspringen dem Hufeisenwirbel, wenn dieser mit den Wirbeln, die an der Bohrungsvorderkante ablösen, interagiert. Bei dem untersuchten Geschwindigkeitsverhältnis $VR = 0.5$ fördert der Gradient zwischen Strahl und Außenströmung die blauen Wirbel mit negativer Wirbelstärke, während die in Abbildung 2.7 rot eingezeichneten Anteile in Strömungsrichtung abklingen. Nach dem, vermutlich durch Störungen aus der Bohrung eingeleiteten, Zerfall der regelmäßigen Scherschichtwirbel wird der Strahl voll turbulent und es dominieren „Haarnadel“ (Hairpin) Strukturen.

Kalghatgi und Acharya (2014b) führen den Nierenwirbel auf eine Neuausrichtung der lateralen Enden der im Uhrzeigersinn drehenden Wirbel zurück. Gleichzeitig wickeln sich die Enden der rechtsdrehenden Wirbel um den neu entstehenden, in Richtung der Hauptströmung orientierten Wirbelstrang. Der Beitrag der Bohrungsgrenzschicht zum Nierenwirbel ist auf der rechten Seite von Abbildung 2.7 zu erkennen. Spiralwirbel, die am Bohrungseintritt entstehen und sich an der Rückseite fortsetzen, verschmelzen stromab der Ausblasung mit den Wirbelsträngen aus der Scherschicht und verstärken das gegenläufige Wirbelpaar. Abbildung 2.7, rechts zeigt einen weiteren charakteristischen Effekt innerhalb der Bohrung. Durch die starke Umlenkung der Einströmung an der Bohrungsrückseite bildet sich eine Ablöseblase, welche die effektiv durchströmte Fläche verengt. Dadurch wird die Strömung im stromauf gelegenen Teil der Bohrung beschleunigt und es bildet sich ein asymmetrisches Geschwindigkeitsprofil am Austrittsquerschnitt. Dieser oft als „Jetting“ bezeichnete Effekt wurde experimentell beispielsweise durch die Magnetresonanz-Geschwindigkeitsmessungen von Issakhanian u. a. (2011) und Coletti u. a. (2012) sichtbar gemacht.

Bei von der Oberfläche abgelösten Kühlluftstrahlen können zusätzlich Nachlaufwirbel entstehen (Fric und Roshko, 1994). Sie verlaufen nahezu senkrecht zur Oberfläche, haben aber keinen signifikanten Einfluss auf die Kühleffektivität. Weiterhin kann direkt an der Bohrungshinterkante ein Rückströmgebiet beobachtet werden, das von Pietrzyk u. a. (1989) vermutet wurde und in den Simulationen von Walters und Leylek (2000) klar erkennbar war. Durch den geringen Druck im Nachlauf wird langsames Heißgas aus der Querströmungsgrenzschicht unter den Kühlluftstrahl gezogen und beeinträchtigt dort die Kühlwirkung.

Neben den diskutierten großskaligen Strukturen sorgt der turbulente Transport für die Ausbreitung des Kühlluftstrahls. Turbulenzgrößen geben Aufschluss über die Vermischung von Kühlluft und Heißgas und beeinflussen den Wärmeübergang. Erste speziell auf die Filmkühlung bezogene Messungen wurden mittels Laser Doppler Anemometrie (LDA) von Pietrzyk u. a. (1989) durchgeführt. Die Autoren stellten u.a. starke turbulente Schwankungen in der stromab gelegenen Hälfte des Kühlluftstrahls fest, die sie mit der Strömungsablösung in der Bohrung begründeten. Eine weitere wichtige Erkenntnis war die gute Übereinstimmung zwischen Turbulenzgrad und Schubspannungen mit den mittleren Geschwindigkeitsgradienten. Lopez Pena und Arts (1992) sowie Kaszeta und Simon (2000) fanden durch LDA- beziehungs-

weise Heißfilmsonden-Messungen, dass in Wandnähe stromab der Ausblasung laterale Schwankungen überwiegen und somit anisotrope Turbulenz vorliegt. Detaillierte Messungen zum turbulenten Transport wurden von Kohli und Bogard (2005) durchgeführt, indem gleichzeitig Geschwindigkeitsschwankungen mittels LDA und Temperaturschwankungen mit einem Kaltdraht gemessen wurden. Dadurch war es möglich auch turbulente Wärmeströme und Prandtl-Zahlen zu bestimmen. Kohli und Bogard (2005) fanden ebenfalls eine Übereinstimmung zwischen den größten turbulenten Spannungen und stärksten mittleren Geschwindigkeitsgradienten in der Strömung. Bei dem untersuchten geringen Geschwindigkeitsverhältnis von 0.38 und Anströmturbulenzgrad von $Tu = 0.6\%$ liegt der Kühlluftstrahl an der Wand an und die größten Schwankungen treten in der luvseitigen Scherschicht mit der Hauptströmung auf. Die Verteilung der Kühlluft erfolgt hauptsächlich durch den turbulenten Transport normal zur Wand, der im Bereich x/D <5 maximal ist. Die turbulenten Prandtl-Zahlen nahmen Werte im Bereich $Pr_t \approx 2$ an, wobei lokal bis zu viermal kleinere Werte festgestellt wurden. Der gemeinhin in Turbulenzsimulationen angenommene konstante Wert von $Pr_t = 1$ stellte sich näherungsweise nur bei hoher Anströmturbulenz von $Tu = 20\%$ ein.

Eberly und Thole (2014) führten zeitaufgelöste PIV-Messungen ($f = 2$ kHz) an um 30 Grad geneigten Bohrungen bei Geschwindigkeitsverhältnissen zwischen 0.39 und 1.7 durch. Sie unterteilen die Turbulenz nach ihrem Ursprung in einen Bohrungs- und einen Scherschichtanteil. Der aus der Bohrung kommende Beitrag wird mit zunehmendem Kühlluftmassenstrom stärker und trägt bei abgelösten Kühlluftstrahlen zur hohen Nachlaufturbulenz bei. Der Scherschichtanteil der Turbulenz hängt laut Eberly und Thole (2014) von der Geschwindigkeitsdifferenz zwischen Hauptströmung und Strahl ab und ist deshalb bei Geschwindigkeitsverhältnissen nahe eins am geringsten. Die instantanen Strömungsfelder des abgelösten Strahls in der Bohrungsebene zeigen Scherschichtinstabilitäten mit linksdrehenden Querwirbeln auf der Luv- und rechtsdrehenden Querwirbeln auf der Leeseite, die 4 bis 5 Durchmesser stromab der Bohrung zerfallen. Bei Geschwindigkeitsverhältnissen kleiner eins, ohne Strahlablösung, war die Wirbelstärke stets negativ, das heißt die Wirbel rotierten im Uhrzeigersinn.

2.4 Kenngrößen und Einflussparameter

Die Kühlwirkung einer Filmkühlbohrung wird von einer großen Zahl von Parametern beeinflusst, die sich grob in Geometrie- und Strömungsgrößen aufteilen lassen. Ein guter Überblick findet sich beispielsweise in Bogard und Thole (2006). Um Ergebnisse eines Laborversuchs auf die Bedingungen im realen Triebwerk zu übertragen ist es wichtig die Wirkung der einzelnen Einflussgrößen zu kennen. So ist es möglich die Ähnlichkeitskennzahlen mit dem größten Effekt auf die zu messende Größe zu identifizieren und im Experiment nachzubilden. Die Einflussparameter auf die Filmkühlwirkung wurden sehr ausführlich von Baldauf (2001) und Saumweber (2005) analysiert. Die nachfolgende Diskussion beschränkt sich auf die für die vorliegende

Untersuchung relevanten Kennzahlen.

Die ausgeblasene Kühlluftmenge wird üblicherweise mit der Hauptströmung ins Verhältnis gesetzt. Unter Verwendung der Geschwindigkeit und Dichte von Heiß- und Kaltgas lassen sich das Geschwindigkeits-, das Massenstrom- und das Impulsverhältnis definieren:

$$VR = \frac{u_c}{u_m} \tag{2.11}$$

$$M = \frac{\rho_c \cdot u_c}{\rho_m \cdot u_m} \tag{2.12}$$

$$I = \frac{\rho_c \cdot u_c^2}{\rho_m \cdot u_m^2} \tag{2.13}$$

Alle drei Kenngrößen sind über das Dichteverhältnis $DR = \rho_c/\rho_m$ ineinander umrechenbar. Es gilt beispielsweise:

$$I = M \cdot VR = VR^2 \cdot DR = \frac{M^2}{DR} \tag{2.14}$$

Da Strömungsfeld, Turbulenz und Kühlpotential des Kühlluftstrahls auf unterschiedliche Art und Weise von den drei Ausblaseverhältnissen abhängen, ist das Dichteverhältnis ein wichtiger Ähnlichkeitsparameter. Nimmt man ein ideales Gas an, gilt $\rho = (p \cdot M_M)/(T \cdot R)$. Die Dichte kann demnach entweder durch die molare Masse M_M, also die Art des Gases, oder die Temperatur T variiert werden. Beide Möglichkeiten werden für experimentelle Untersuchungen genutzt, indem man beispielsweise Schwefelhexaflourid (SF_6) oder Kohlendioxid (CO_2) in eine Luftströmung einbläst oder eine Temperaturdifferenz durch Heizen und/oder Kühlen einstellt. Bei der Verwendung von Fremdgasen muss berücksichtigt werden, dass sich abgesehen von der Dichte auch Stoffwerte wie Viskosität oder Wärmeleitfähigkeit ändern. Das Dichteverhältnis in realen Triebwerken ist etwa $DR \approx 2$. Die meisten experimentellen Arbeiten wurden und werden bei geringeren Dichteverhältnissen durchgeführt, so dass immer nur einer der Ausblaseparameter VR, M oder I angepasst werden kann (Bogard und Thole, 2006).

Das Massenstromverhältnis M, oft als Ausblaserate bezeichnet, ist der am häufigsten verwendete Kennwert. Vor allem, weil das konvektive Wärmetransportvermögen der Kühlluft proportional zu $c_p \rho_c u_c$ ist. Die Verteilung der Filmkühleffektivität stromab einer Spaltausblasung lässt sich beispielsweise sehr gut mit der Ausblaserate und der Spalthöhe korrelieren. Hartnett u. a. (1961) fanden, dass näherungsweise $\eta \sim (x/M/s)^{-0.8}$ gilt.

Eine der ersten Studien zu Dichteverhältniseffekten auf die Filmkühleffektivität wurde von Pedersen u. a. (1977) durchgeführt. Durch Einblasung verschiedener Testgase wurde ein weiter Dichteverhältnisbereich von 0.75 bis 4.17 abgedeckt. Die Filmkühleffektivität stromab der um 35 Grad geneigten Bohrungen wurde anhand von Gaskonzentrationsmessungen über die Stofftransportanalogie bestimmt. Bei einer sehr geringen Ausblaserate von $M = 0.213$ und komplett anliegendem Kühlluftstrahl hatte das Dichteverhältnis keinen signifikanten Effekt auf die Kühlwirkung.

Ab einem Massenstromverhältnis von $M = 0.515$ stieg die Filmkühleffektivität mit dem Dichteverhältnisse für konstante M. Die Trends wurden mit der Ablöseneigung der Kühlluftstrahlen begründet, die bei geringerer Dichte einen größeren Impuls besitzen und eher von der Oberfläche abheben. Sinha u. a. (1991) bestimmten die Filmkühleffektivität stromab von um 35 Grad geneigten Bohrungen mit Hilfe von Oberflächenthermoelementen. Das Dichteverhältnis wurde über die Kühllufttemperatur zwischen 1.2 und 2 variiert. Die Messungen bestätigten die Resultate von Pedersen u. a. (1977). Auch Sinha u. a. (1991) schlussfolgerten, dass die Ablöseneigung mit dem Impulsverhältnis korreliert, wobei die Kühleffektivität auf der Mittellinie mit DR steigt, da der Kühlluftmassenstrom ebenso zunimmt. Die lateral gemittelte Effektivität, welche sehr stark von der Strahlausbreitung abhängt, verringerte sich mit steigendem Impulsverhältnis oder sinkendem Dichteverhältnis.

Der Einfluss des Dichteverhältnisses auf den Wärmeübergang wurde von Ammari u. a. (1990) mittels Stofftransportanalogie untersucht. Für konstante Ausblaseraten stiegen die lateral gemittelten Wärmeübergangskoeffizienten bei einer Erhöhung des Dichteverhältnisses von $DR = 1$ auf 1.52 um bis zu 18% bei $M = 2$. Als Skalierungsparameter für den Wärmeübergang schlagen die Autoren das Geschwindigkeitsverhältnis vor. Baldauf u. a. (2002b) stellten bei einer Dichteverhältniserhöhung von $DR = 1.2$ auf 1.8 eine Steigerung des Wärmeübergangskoeffizienten um bis zu 30% fest. Auch hier traten die größten Unterschiede bei der höchsten Ausblaserate, in diesem Fall $M = 2.5$, auf. Bei geringeren Massenstromverhältnissen $M < 0.86$, war der Dichteinfluss kleiner und für $DR = 1.2$ war eine Reduktion des Wärmeübergangskoeffizienten direkt stromab der Bohrung sichtbar.

Strömungstemperaturmessungen von Thole u. a. (1990) haben gezeigt, dass die Ablöseneigung und Eindringtiefe von Kühlluftstrahlen unabhängig vom Dichteverhältnis sehr gut mit dem Impulsverhältnis skalieren. Stromab einer Reihe von um 35 Grad geneigten Bohrungen wurden für Dichteverhältnisse von 1.2 bis 2 drei charakteristische Strömungszustände beobachtet: Bei Impulsverhältnissen kleiner 0.4 bleibt die Kühlluft komplett an der Oberfläche; für $0.4 < I < 0.8$ löst der Strahl zunächst ab und legt sich dann wieder an; steigt das Impulsverhältnis über 0.8 ist der Kühlluftstrahl komplett abgelöst. Die Strahleindringtiefe für 30 und 50 Grad geneigte Bohrungen wurde von Bernsdorf u. a. (2006) gemessen. Die Messwerte der zwei untersuchten Dichteverhältnisse 1 und 1.6 waren nahezu identisch. Auch die in einer späteren Studie von Bernsdorf u. a. (2008) unter vergleichbaren Randbedingungen gefundene Korrelation für die Strahltrajektorien nutzen das Impulsverhältnis als dichteverhältnisunabhängigen Skalierungsparameter. PIV-Messungen von Jessen u. a. (2007) für zwei Geschwindigkeits- und Massenstromverhältnisse von 0.28 und 0.48 mit Einblasung von Luft ($DR = 1$) und Kohlendioxid ($DR = 1.53$) zeigten keinen signifikanten Dichteverhältniseffekt für gleiche VR. Wurde die Ausblaserate konstant gehalten, führte eine Erhöhung des Dichteverhältnisses zu deutlich geringeren Eindringtiefen. Neben den Geschwindigkeitsfeldern analysierten Jessen u. a. (2007) auch die Verteilung der Wirbelstärke. Hierbei zeigte sich der Dichteeinfluss auf die Entwicklung des Nierenwirbelpaares. Bei geringer Dichte wird die laterale Strahlausbreitung durch die Hauptströmung stärker eingeschränkt, die gegenläufigen

Nierenwirbel haben einen geringeren Abstand und die induzierte Vertikalgeschwindigkeit ist größer. Die Autoren schlussfolgern, dass ein höheres Dichteverhältnis die laterale Strahlausbreitung und damit die Kühlwirkung verbessert.

Der kurze Überblick über den Einfluss der Ausblaseparameter und des Dichteverhältnisses zeigt die unterschiedlichen Abhängigkeiten von konvektivem Wärmetransport und Strömungszustand von den Kenngrößen. Um eine möglichst gute Vergleichbarkeit von Laborversuchen mit dem realen Triebwerk zu erreichen, muss also das Dichteverhältnis nachgebildet werden, so dass sowohl Geschwindigkeits- und Massenstrom- als auch das Impulsverhältnis in Übereinstimmung gebracht werden können (Greiner u. a., 2014).

Weitere wichtige Strömungsgrößen sind Schwankungsgrad und Längenmaß der Hauptströmungsturbulenz. In einer Brennkammer kann der Turbulenzgrad in Wandnähe Werte über 25% bei einem integralen Längenmaß von etwa 15% der radialen Brennraumhöhe annehmen (Kakade u. a., 2012). Der Einfluss von Schwankungsgraden bis zu 20% auf einzelne Bohrungsreihen wurde beispielsweise von Bons u. a. (1996), Kohli und Bogard (1998), Saumweber u. a. (2003) und Wright u. a. (2010) experimentell untersucht. Die Strahlausbreitung durch Wirbel in der Scherschicht um den Kühlluftstrahl wird durch starke turbulente Schwankungen in der Hauptströmung rasch überlagert, so dass sich die Kühlluft schnell verteilt und mit der Hauptströmung vermischt. Dadurch nimmt die Kühlwirkung bei geringen Ausblaseraten und hoher Anströmturbulenz schneller ab. Bei abgelösten Kühlluftstrahlen kann die schnellere Verteilung der Kühlluft zu einer leichten Steigerung der Filmkühleffektivität weit stromab der Bohrung führen. Martin und Thorpe (2012) und Kakade u. a. (2012) haben für eine effusionsgekühlte Wand ein ähnliches Verhalten beobachtet. Bei geringen Ausblaseraten verbessert sich die Kühlwirkung lateral, klingt aber in Strömungsrichtung schneller ab. Sind die Kühlluftstrahlen abgelöst steigert höhere Turbulenz die Kühleffektivität, da ein Teil der Kühlluft zurück zur Wand transportiert wird.

Auch die Hauptströmungsgrenzschicht beeinflusst die Strahlumlenkung und damit die Kühlwirkung. Laut Kadotani und Goldstein (1979) steigt bei geringen Grenzschichtdicken einer turbulenten Grenzschicht hauptsächlich die Filmkühleffektivität auf der Mittellinie in Bohrungsnähe, während der lateral gemittelte Wert fast unverändert bleibt. Dickere Grenzschichten sorgen für ein tieferes Eindringen des Kühlluftstrahls in die Hauptströmung und eine stärkere Vermischung. Liess (1975) stellte fest, dass nicht das Geschwindigkeitsprofil sondern die Verdrängungsdicke maßgeblich für den Grenzschichteinfluss auf die Kühlwirkung ist. Für Verdrängungsdicken unterhalb 0.2 Bohrungsdurchmessern blieb die Filmkühleffektivität allerdings unverändert. Der positive Einfluss einer geringen Grenzschichtdicke wird mit der stärkeren Umlenkung der Kühlluft begründet, da ein größerer Teil des Strahls der Hauptströmungsgeschwindigkeit ausgesetzt ist.

Die für die Filmkühlung relevanten Geometrieparameter einer zylindrischen Bohrung sind in Abbildung 2.8 dargestellt. Die Strömung in der Bohrung und in Konsequenz das Geschwindigkeitsprofil am Bohrungsaustritt wird von der Einströmung

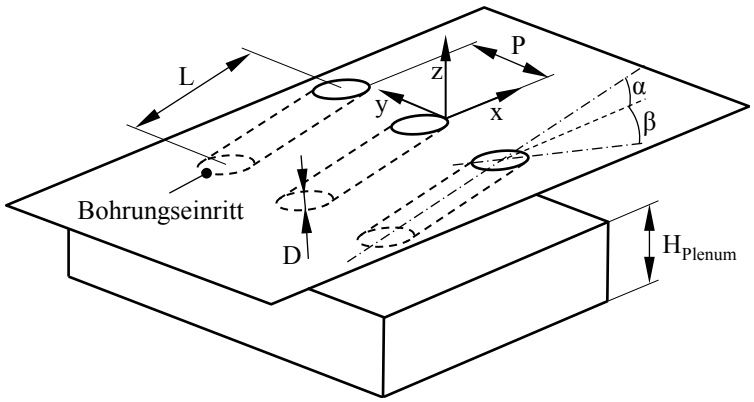


Abbildung 2.8: Geometrieparameter einer zylindrischen Filmkühlbohrung

am Bohrungseintritt und der Bohrungslänge bestimmt. Burd und Simon (2000) untersuchten anhand von Hitzdrahtmessungen an um 35 Grad geneigten Bohrungen den Einfluss von zwei Bohrungslängen (L/D = 2.3; 7) sowie drei Varianten der Zuströmung (offenes Plenum; Plenumshöhe 2 D, Gleichstrom; Plenumshöhe 2 D, Gegenstrom). Der Vergleich der Längen bei offenem Plenum zeigte einen deutlich ausgeprägten Jetting-Effekt in der kurzen Bohrung. In der langen Bohrung hat die Strömung mehr Zeit, die durch die Ablösung am Eintritt verursachte Asymmetrie im Geschwindigkeitsprofil auszugleichen und sich der entwickelten Rohrströmung anzunähern. Die Umlenkung des Kühlluftstrahls ist bei einem stromauf gelegenen Geschwindigkeitsmaximum geringer, wodurch die Filmkühleffektivität abnimmt. Bei langen Bohrungen hebt der Kühlluftstrahl durch die höheren Geschwindigkeiten an der Bohrungshinterkante kurzfristig von der Oberfläche ab und die Kühlwirkung in Bohrungsnähe sinkt etwas. Der Einfluss der Plenumsgeometrie wurde nur anhand der kurzen Bohrung untersucht. Die Ablösung an der stromab gelegenen Bohrungswand ist bei Gegenströmung am größten, bei Gleichströmung ist das Geschwindigkeitsprofil am Austritt etwas gleichmäßiger. Insgesamt schlussfolgern Burd und Simon (2000), dass die Bohrungslänge die Kühlwirkung stärker beeinflusst als die Plenumsgeometrie, wobei die Unterschiede bei höheren Ausblaseraten stärker werden. Zylindrische Bohrungen mit abgerundeten Eintrittskanten wurden von Hyams und Leylek (2000) numerisch untersucht. Obwohl der Jetting-Effekt abgeschwächt wurde, trat keine signifikante Verbesserung der Filmkühleffektivität ein.

Der laterale Abstand der Bohrungen hat zwei wesentliche Effekte auf die Kühlwirkung - einerseits kann durch geringeren Bohrungsabstand mehr Kühlluft pro Fläche ausgeblasen werden, andererseits kann es, wenn die Bohrungen enger als P/D = 3 zusammenliegen, zu Wechselwirkungen zwischen den Kühlluftstrahlen kommen (Baldauf u. a., 2002a). Die ausgeblasene Kühlluft stellt dann ein größeres Hindernis für die Hauptströmung dar, wodurch die Umlenkung verstärkt wird und die Kühleffektivität steigt.

Der Bohrungswinkel α relativ zur Oberfläche bestimmt die Impulskomponen-

te normal zur Wand und damit die Abhebeneigung der Kühlluftstrahlen. Baldauf u. a. (2002a) verglichen Winkel von 30, 60 und 90 Grad. Bei geringen Ausblaseraten führte die senkrechte Einblasung zu einer deutlichen Reduktion von bis zu 30% der lateral gemittelten Filmkühleffektivität. Bei $M > 1.2$ und insgesamt schlechter Kühlwirkung waren die 90 Grad Bohrungen überlegen. Baldauf u. a. (2002a) führten dies auf eine stärkere Wechselwirkung zwischen den Kühlluftstrahlen und der Hauptströmung zurück, welche die Strahlausbreitung und in Konsequenz die Interaktion benachbarter Strahlen verstärkt. Bohrungswinkel in realen Bauteilen hängen z.B. von der Krümmung der Oberfläche oder dem Fertigungsverfahren ab. An effusionsgekühlten Brennkammerwänden werden sehr flache Winkel, typischerweise 15 bis 30 Grad, verwendet.

Der Orientierungswinkel quer zur Strömung β beeinflusst die Umlenkung des Kühlluftstrahls und die Entwicklung der Nierenwirbel (McGovern und Leylek, 2000). Ein schräg in die Hauptströmung ausgeblasener Kühlluftstrahl bietet eine größere Angriffsfläche und wird dadurch stärker umgelenkt. Gleichzeitig wird der von der stromab gelegenen Bohrungskante ausgehende Nierenwirbel gestärkt und sein luvseitiges Gegenstück geschwächt, so dass ein asymmetrisches Wirbelpaar entsteht. In größerer Entfernung von der Ausblasung dominiert für positive β ein in Strömungsrichtung gesehen linksdrehender Wirbel, der eine Querströmung induziert und die Kühlluft lateral verteilt. Der Kühlfilm ist gleichmäßiger und die Filmkühleffektivität steigt gegenüber der Einblasung mit $\beta = 0$ (Schmidt u. a., 1996). Allerdings sind laut Ekkad u. a. (1997) auch die Wärmeübergangskoeffizienten deutlich größer, so dass sich insgesamt nur eine geringe Absenkung des Nettowärmestroms ergibt (Sen u. a., 1996).

Diese Zusammenfassung der Einflussparameter erfolgte am Beispiel der zylindrischen Bohrung, der am besten untersuchten Filmkühlgeometrie. Ausgehend von diesem grundlegenden Verständnis wurde eine große Zahl von Geometrievarianten entwickelt, über die das folgende Kapitel einen Überblick bietet.

2.5 Geometrien zur Steigerung der Kühlleistung

Die Schwachpunkte zylindrischer Filmkühlbohrungen sind die Abhebeneigung des Kühlluftstrahls bei hohen Ausblaseraten und die schlechte laterale Verteilung der Kühlluft. Die vorangegangene Diskussion hat gezeigt, dass vor allem die Impulskomponente normal zur Wand und die Nierenwirbel die Kühlleistung negativ beeinflussen. Die zwei Hauptangriffspunkte beim Entwurf neuer Bohrungsgeometrien sind deshalb die Reduktion der Eindringtiefe des Kühlluftstrahls und die Schwächung, beziehungsweise Unterdrückung, des gegenläufigen Wirbelpaares. Hyams und Leylek (2000) nennen drei Möglichkeiten, den Beitrag der Bohrungsgrenzschicht zu den Nierenwirbeln zu reduzieren: Erstens, Verringerung der Geschwindigkeitsgradienten an der Bohrungswand. Zweitens, Erzeugung entgegengesetzter Wirbelstärke durch Sekundärströmungen. Drittens, Änderung der Ausströmrichtung, so dass die Wirbelstärkekomponente in Hauptströmungsrichtung schrumpft.

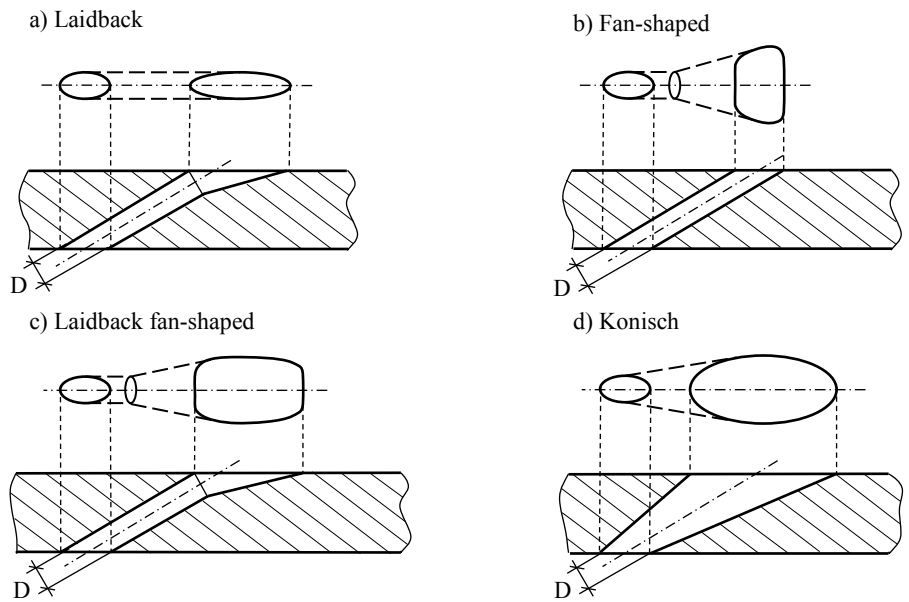
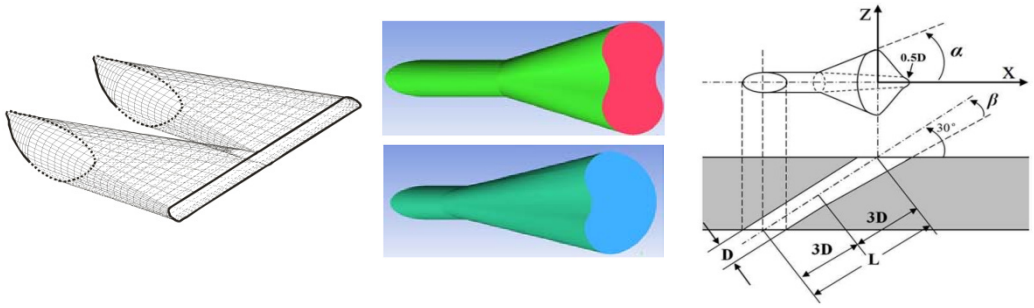


Abbildung 2.9: Grundformen konturierter Bohrungen (nach Saumweber (2005))

Bohrungen mit erweiterter Öffnung, sogenannte „shaped holes“, sind die einzige Weiterentwicklung zylindrischer Bohrungen, die weite praktische Anwendung findet. Ausgehend von einem kreisrunden Eintrittsquerschnitt, der zur Festlegung des Durchflusses dient, weiten sich die Bohrungen in Richtung Austritt diffusorartig auf. So wird die Strömungsgeschwindigkeit und damit der Impuls reduziert. Außerdem verbessert sich bei lateraler Öffnung die Querverteilung der Kühlluft. Die Aufweitung kann entweder nur lateral („fan-shape“), longitudinal („laidback“), als Kombination dieser beiden Varianten oder konisch erfolgen. Alle vier Varianten sind in Abbildung 2.9 dargestellt. Untersuchungen von Saumweber u. a. (2003) haben gezeigt, dass fan-shaped und laidback fan-shaped Bohrungen vergleichbare Filmkühleffektivitäten erreichen, wobei letztere aus fertigungstechnischen Gründen häufiger in realen Triebwerken vorzufinden sind. Durch die laterale Aufweitung kann die Kühlwirkung im Vergleich zu zylindrischen Bohrungen besonders bei hohen Ausblaseraten deutlich gesteigert werden. Die von Saumweber u. a. (2003) gemessenen flächengemittelten Filmkühleffektivitäten zeigen eine Verbesserung um rund 30% bei $M = 0.5$ und mehr als eine Vervierfachung bei $M = 1.5$. Bis zur maximal untersuchten Ausblaserate von 2.5 wurde kein Abheben des Kühlluftstrahls bei den konturierten Bohrungen festgestellt. Auch die Wärmeübergangskoeffizienten stiegen um bis zu 50%, wodurch der Vorteil bezüglich der Gesamtkühlwirkung etwas abgeschwächt wird. Die numerischen Untersuchungen von Hyams und Leylek (2000) verdeutlichen die Ursachen der verbesserten Kühlwirkung. Durch geringere Geschwindigkeiten in der Bohrungsaustrittsebene strömt die Kühlluft flacher aus und gleichzeitig sinkt die Wirbelstärke in der Grenzschicht. Außerdem sind die ohnehin geschwächten Nierenwirbel durch den größeren seitlichen Abstand der Bohrungswände räumlich getrennt, so dass die Abhebeneigung sinkt und weniger Heißgas unter den Kühlfilm transportiert wird. Die Strömungsfeldmessungen von Thole u. a. (1998) zeigten, dass bei zu



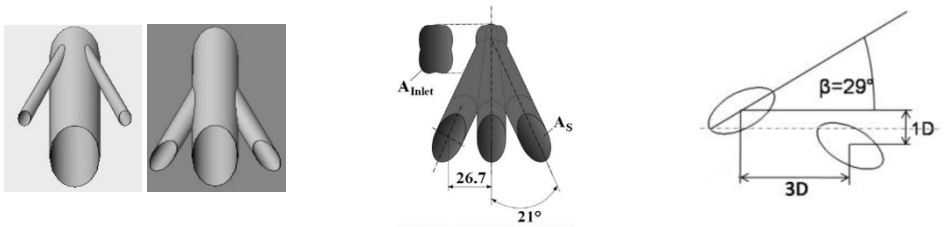
Sargison u.a. (2002) Liu u.a. (2010) Lee u.a. (2012)

Abbildung 2.10: Beispiele neuer konturierter Bohrungsgeometrien

großen Öffnungswinkeln oder sehr hohen Ausblaseraten die Strömung in der Bohrung der Wand nicht mehr folgen kann, wodurch es zur Strömungsablösung und einem deutlichen Abfall der Kühlwirkung kommt (Gritsch, 1998).

In den vergangenen Jahren wurden weitere Varianten von konturierten Bohrungen vorgeschlagen. Einige Beispiele sind in Abbildung 2.10 dargestellt. Die links gezeigten „Console“ (converging slot hole) Bohrungen wurden von Sargison u. a. (2002) im Hinblick auf eine erhöhte aerodynamische Effizient entwickelt. Durch den sich verengenden Bohrungsquerschnitt soll die Strömung beschleunigt und Turbulenz reduziert werden, so dass am spaltförmigen Austritt ein stabilerer Kühlfilm entsteht. Die gemessenen Filmkühleffektivitäten und Wärmeübergangskoeffizienten liegen nahe an den Werten eines Schlitzes mit gleichem Neigungswinkel und Austrittsquerschnitt. Die in Abbildung 2.10 mittig dargestellte Hantel- („dumbbell“) und („bean“) Bohnen-Form wurde von Liu u. a. (2010) vorgeschlagen und numerisch untersucht. Die Kontur der Bohrung soll die Nierenwirbel schwächen und die Kühlluft über einen weiten lateralen Bereich verteilen. Die Bohnen-Form mit der konvexen stromab gelegenen Bohrungswand ist eine Weiterentwicklung zur Verbesserung der Kühlwirkung auf der Mittellinie. Verglichen mit laidback fan-shaped Bohrungen wurden um etwa 33% höhere lateral gemittelte Filmkühleffektivitäten berechnet. Die Bohrungsgeometrie auf der rechten Seite wurde von Lee u. a. (2012) zur besseren lateralen Verteilung der Kühlluft entworfen und anhand von CFD Simulationen mit anderen konturierten Bohrungen (fan-shaped, laidback fan-shaped, dumbell) verglichen. Alle Geometrien erreichten bei $M = 0.5$ etwa gleiche flächengemittelte Filmkühleffektivitäten. Mit zunehmender Ausblaserate wurde eine Überlegenheit der neuen Geometrie sichtbar, die bei $M = 2.5$ eine um etwa ein Drittel höhere Kühleffektivität als die restlichen Konfigurationen aufwies.

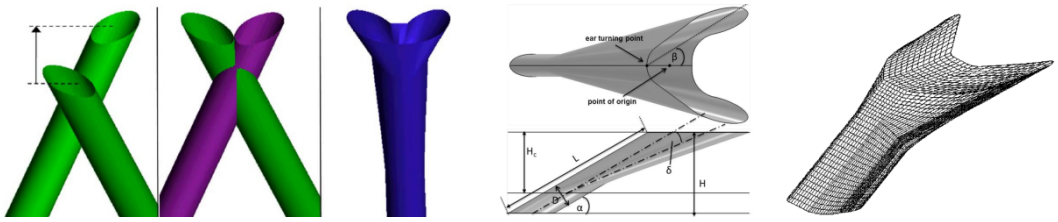
Ein weiterer Ansatz zur Schwächung der Nierenwirbel sind „Anti-Vortex“-Konfigurationen, die aus mehreren zylindrischen Bohrungen bestehen und so einfach zu fertigen seien sollen. Abbildung 2.11 zeigt drei mögliche Varianten. Alle drei Konzepte nutzen zusätzliche Bohrungen, um Wirbel in Strömungsrichtung zu erzeugen, die entgegengesetzt zu den Nierenwirbeln rotieren und diese im Idealfall auslöschen. Die Konfiguration in Abbildung 2.11 links wurde von Heidmann und Ekkad (2007) ent-



Dhungel u.a. (2009) Schulz u.a. (2012) Kusterer u.a. (2010)

Abbildung 2.11: Bohrungskonfigurationen zur Wirbelunterdrückung

wickelt und zunächst numerisch untersucht. Die zylindrische Hauptbohrung wurde durch zwei kleinere, symmetrisch rechts und links angeordnete Nebenkanäle ergänzt, die einen Teil der Kühlluft schräg zur Bohrung ($\beta \neq 0$) einblasen. Durch den Orientierungswinkel entsteht im Nachlauf jeder Nebenbohrung, wie in Abschnitt 2.4 diskutiert, ein dominanter Wirbel. Zwischen zwei benachbarten Hauptbohrungen wird also ein neues, den Nierenwirbeln entgegen wirkendes, Wirbelpaar erzeugt. Zusätzlich dazu erwarten die Autoren, dass die schräge Ausblasung Kühlluft unter dem Hauptstrahl mitreißt und dieser so flacher wird. Sowohl die CFD Simulationen von Heidmann und Ekkad (2007) als auch die Experimente von Dhungel u. a. (2009) bestätigen die Funktionsweise des Konzepts. Die Filmkühleffektivität zylindrischer Bohrungen wird klar übertroffen. Die Kühlleistung gewöhnlicher konturierter Bohrungen wird allerdings nicht ganz erreicht. Um Bedenken bezüglich des Verstopfens der kleinen Nebenbohrungen zu begegnen und die Fertigung weiter zu vereinfachen, wurde die in Abbildung 2.11 mittig gezeigte Modifikation von Schulz u. a. (2012) vorgenommen und experimentell untersucht. Die PIV Messungen zeigen, dass die Nierenwirbel effektiv geschwächt werden und die maximale Wirbelstärke in Strömungsrichtung abnimmt. In Kombination mit dem größeren Austrittsquerschnitt und dem damit geringeren Strahlimpuls, wird so auch für Ausblaseraten von $M = 1$ und 2 ein flacher anliegender Kühlfilm erzeugt. Die in Abbildung 2.11 rechts gezeigte „double jet“-Konfiguration stellt eine Abwandlung des Gegenwirbelkonzepts dar. Kusterer u. a. (2010) haben diese gestaffelte Anordnung von zwei zylindrischen Bohrungen mit entgegengesetztem Orientierungswinkel vorgeschlagen, um Anti-Nierenwirbel zu generieren. Das bedeutet, jede Bohrung erzeugt einen Wirbelstrang eines gegenläufigen Wirbelpaares, das genau entgegengesetzt zu den herkömmlichen Nierenwirbeln rotiert und so Kühlluft in Richtung der Oberfläche transportiert. Numerische Untersuchungen haben gezeigt, dass durch die dargestellte Anordnung der Bohrungen ein annähernd symmetrisches Wirbelpaar erzeugt werden kann, das auch bei hohen Ausblaseraten den Kühlfilm an die Wand drückt. Die „double jet“-Geometrie wurde von Kusterer u. a. (2012) zur sogenannten Nekomimi-Form weiterentwickelt. Der Entwicklungsprozess ist in Abbildung 2.12 skizziert. Die beiden zylindrischen Bohrungen werden zu einem Bohrungsaustritt verschmolzen und es entsteht eine Art Hybrid aus konturierter und Anti-Vortex-Bohrung. Die Form ähnelt der schon früher von Okita und Nishiura (2007) vorgeschlagenen Bohrung mit pfeilförmiger Austritts-



Kusterer u.a. (2012) Kusterer u.a. (2014) Okita (2007)

Abbildung 2.12: Entwicklungsschritte der Nekomimi-Geometrie, Arrowhead-hole

öffnung, die ganz rechts gezeigt ist. Okita und Nishiura (2007) beabsichtigten hauptsächlich die laterale Kühlluftverteilung zu verbessern, ohne besonderes Augenmerk auf die Wirbelunterdrückung. Ihre Messungen zeigten eine deutliche Verbesserung der Filmkühleffektivität gegenüber einer laidback fan-shaped Bohrung bei Ausblaseraten oberhalb $M = 1.5$. Numerische Simulationen der Nekomimi-Geometrie von Kusterer u. a. (2012) weisen darauf hin, dass auch mit dieser Konfiguration Anti-Nierenwirbel und ein flacher Kühlfilm erzeugt werden können. Filmkühleffektivitätsmessungen der gleichen Autoren ergaben Kühlleistungen vergleichbar oder besser als die einer laidback fan-shaped Bohrung. Aufgrund von Fertigungsschwierigkeiten der ursprünglichen Nekomimi-Form, wurde die Geometrie zu dem im Bild 2.12 mittig dargestellten Stand weiterentwickelt (Kusterer u. a., 2013, 2014). Die gemessenen lateral gemittelten Filmkühleffektivitäten waren mehr als doppelt so hoch wie die einer Bohrung mit Diffusoröffnung.

Abgesehen von der Ausführung der Bohrung(en) kann auch über Modifikationen der Bauteiloberfläche auf die Kühlluftausblasung eingewirkt werden. Ausführungsbeispiele sind in Abbildung 2.13 gezeigt. Die beiden Darstellungen links zeigen durchgehende Rampen stromauf der Bohrungen, die von Na und Shih (2007) vorgeschlagen und in leicht abgewandelter Form von Barigozzi u. a. (2007) experimentell untersucht wurden. Durch die Rampe wird die ankommende Grenzschicht abgelenkt und die Wechselwirkung mit dem Kühlluftstrahl erfolgt weiter entfernt von der Wand. Dadurch werden die Nierenwirbel geschwächt und der Strahl kann sich besser seitlich ausbreiten. Außerdem entsteht hinter der Rampe ein Nachlaufgebiet, in dem Kühlluft stromauf und in laterale Richtung transportiert wird. Deutliche Verbesserungen der Filmkühleffektivität werden laut Barigozzi u. a. (2007) nur bei geringen Ausblaseraten erreicht. Ein Nachteil der Rampen sind die steigenden aerodynamischen Verluste bei der Überströmung des Bauteils.

Nasir u. a. (2001) versuchten die Wirbelstruktur im Kühlluftstrahl durch deltaförmige Wirbelgeneratoren am Bohrungsaustritt zu beeinflussen. Durch die erzeugten Sekundärwirbel werden die Nierenwirbel geschwächt und so die Kühlleistung verbessern. Bei Ausblaseraten größer eins wurden die Filmkühleffektivität mit den horizontalen und nach unten geneigten Zacken um etwa das dreifache gegenüber einer zylindrischen Bohrung gesteigert. Jedoch steigt der Wärmeübergangskoeffizient um 40-50% und auch der Druckverlust über die Bohrung nimmt zu. Auch die Kon-

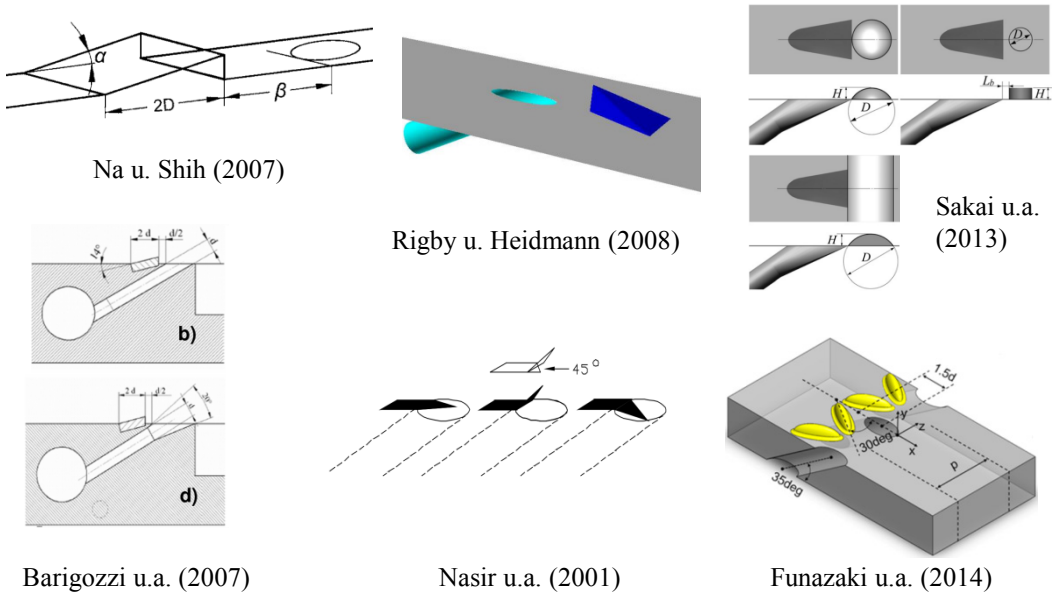
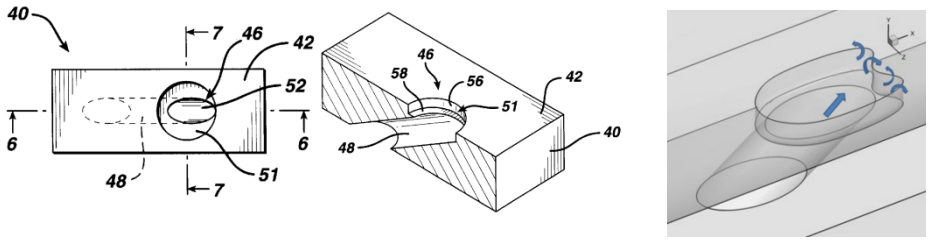


Abbildung 2.13: Filmkühlkonfigurationen mit Modifikationen der Bauteiloberfläche

zepte von Rigby und Heidmann (2008) und Funazaki u. a. (2014) basieren auf der Erzeugung von Sekundärwirbeln, allerdings in der Hauptströmung. Rigby und Heidmann (2008) platzierten einen tetraederförmigen Wirbelgenerator stromab der Bohrung. Die Nierenwirbel werden so ausgelöscht und im Nachlauf des Tetraeders durch ein entgegengesetzt rotierendes Wirbelpaar ersetzt, das Kühlluft zur Wand transportiert und lateral verteilt. Die Autoren erwarten Kühleffektivitäten vergleichbar mit konturierten Bohrungen, wobei auch durch diese Wirbelgeneratoren die aerodynamischen Verluste steigen. Funazaki u. a. (2014) erzeugen die Sekundärwirbel durch zwei elliptische Höcker bereits stromauf der Kühlluftbohrung. Ihre experimentellen Daten zeigen, dass sowohl für zylindrische als auch für konturierte Bohrungen deutlich höhere Filmkühleffektivitäten erzielt werden können. Als letztes Beispiel werden die von Sakai u. a. (2013) untersuchten Erhebungen am Austritt einer Diffusorbohrung diskutiert. Die beiden abgerundeten Buckel sollen über den Coanda-Effekt ein Abheben des Kühlluftstrahls verhindern. Der Zylinder soll als Wirbelgenerator ähnlich den von Rigby und Heidmann (2008) vorgeschlagenen Tetraedern wirken. Zusätzlich zu den Erhebungen wurden noch zwei Varianten eines berippten Plenums untersucht, die ebenfalls einen großen Einfluss auf die Kühlwirkung hatten. Unter Berücksichtigung aller getesteten Variationen empfehlen die Autoren den zylindrischen Wirbelgenerator der die Kühlluft bei hohen Ausblaseraten besser lateral verteilt.

Die gezeigten Geometrien stellen alle ein mehr oder weniger großes Hindernis für das Heißgas dar und erzeugen so aerodynamische Verluste. Falls sich die Wirbelgeneratoren oder Rampen stromauf der Bohrung befinden, sind sie hohen thermischen Lasten ausgesetzt und müssen eventuell gekühlt werden.

Vertiefungen in der Oberfläche stellen eine weitere Möglichkeit zur Geometrie-



Fric u. Campbell (2002) Kalghatgi u. Acharya (2014)

Abbildung 2.14: Filmkühlausblasung in einen Krater

variation dar. Ihre Entstehung basiert auf praktischen Überlegungen bei der Herstellung von thermischen Schutzschichten auf filmgekühlten Bauteilen. Fertigungsverfahren wie Funkenerodieren (electrical discharge machining - EDM) benötigen leitende Substrate und können anders als Laser oder Wasserstrahlschneiden keramische Schichten nicht durchdringen (Voisey und Clyne, 2004). In diesem Fall müssen die Filmkühlbohrungen vor dem Auftrag der TBC gefertigt und beim Beschichten abgedeckt oder ausgespart werden. Die Maskierung der Bohrung hinterlässt eine Vertiefung die etwas größer als der Bohrungsaustritt ist. Laut Fric und Campbell (2002) kann dieser sogenannte Krater zur Steigerung der Kühleffektivität genutzt werden. Abbildung 2.14 zeigt die Kratergeometrie von Fric und Campbell (2002) und eine Weiterentwicklung von Kalghatgi und Acharya (2014a). Der Kühlluftstrahl prallt direkt nach dem Verlassen der Bohrung auf die Wandung des Kraters und wird abgelenkt. Die Vertiefung füllt sich so mit Kühlluft, die dann mit geringem Impuls austritt. Messungen von Lu u. a. (2009b) zeigen etwa 50% höhere Filmkühleffektivitäten verglichen mit einer zylindrischen Bohrung. Da gleichzeitig auch der Wärmeübergangskoeffizient steigt, fällt die Reduktion des Gesamtwärmestroms deutlich geringer aus. Erst ab Ausblaseraten größer eins ergibt sich durch die Krater ein Vorteil. Die Kühlleistung der ebenfalls untersuchten konturierten Bohrung wird nur bei M = 2 annähernd erreicht. Kalghatgi und Acharya (2014a) schlugen den in Abbildung 2.14 rechts gezeigten konturieren Krater vor und untersuchten die Geometrie mit Hilfe von LES. Die V-Form soll Sekundärwirbel entgegen der Nierenwirbel erzeugen und so Kühlluft zur Wand transportieren. Bei großen Kratertiefen (0.75 D) teilt sich der Kühlluftstrahl außerdem an der Kante stromab der Bohrung. Dadurch entstehen „Tornadowirbel“ in den Taschen rechts und links stromab der Bohrung, die für eine deutlich bessere laterale Verteilung der Kühlluft sorgen. Die Kühleffektivität einer zylindrischen Bohrung kann so mehr als verdoppelt werden. Allerdings fiel die Kühlwirkung des Kraters bei Ausblaseraten $M > 1$ deutlich ab.

Da die laterale Kühlluftverteilung die Breite des Kraters kaum übertrifft, entwickelte Bunker die Geometrie zum sogenannten Trench weiter (Bunker, 2002). Anstelle von einzelnen runden Vertiefungen wird nun eine durchgehende Nut, die sich über eine komplette Bohrungsreihe erstreckt, verwendet. Abbildung 2.15 zeigt eine Prinzipskizze der Trenchgeometrie. Laut Bunker (2002) stellt die hintere Trenchkante ein Hindernis für den Kühlluftstrahl dar. Ein Teil der Kühlluft wird so dazu gezwungen

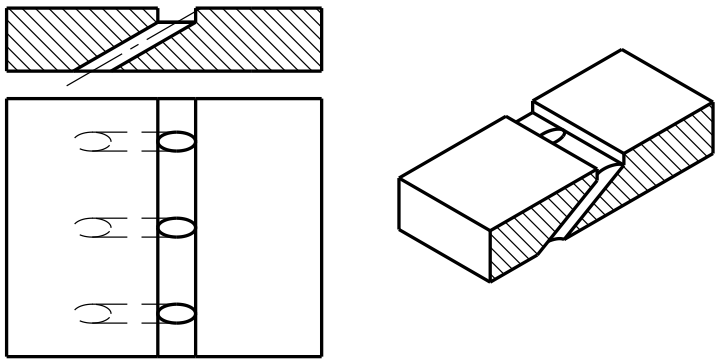


Abbildung 2.15: Zylindrische Bohrungen in einem Trench

sich lateral im Trench zu verteilen und erst dann auf die Oberfläche auszuströmen. Im Gegensatz zum Krater wird die seitliche Ausbreitung nicht behindert, so dass theoretisch ein Kühlfilm ähnlich der Spaltausblasung erzeugt werden kann. Bunker u. a. (2001) und Bunker (2002) untersuchte Ausblaseraten von 0.75 bis 4. In diesem Bereich zeigte sich die gemessene Filmkühleffektivität des Trenchs unempfindlich gegenüber Änderungen von M und es wurde keine Ablöseneigung des Kühlluftstrahls beobachtet. Die gemessenen Effektivitäten waren bis zu 50-75% besser als die einer zylindrischen Bohrung. Ausführliche Parameterstudien zu Trenchbreite und Tiefe wurden von Lu u. a. (2005); Dorrington u. a. (2007); Lu u. a. (2009a) durchgeführt. Die beste Kühleffektivität wurde mit einem schmalen, 0.75 D tiefen Trench erreicht dessen Vorder- und Hinterkante den Bohrungsaustritt, so wie in in Abbildung 2.15 gezeigt, genau eingrenzen. Die stromab gelegene Wandung hat den größten Einfluss auf die Kühlwirkung, da hier die Kühlluft aufgestaut und umgelenkt wird. Der Vergleich mit zylindrischen und konturierten Bohrungen sowie Kratern zeigte, dass die Kühlleistung des Trenchs auf dem Niveau der konturierten Bohrungen, oberhalb der von Kraterkonfigurationen liegt. Die mittlere Filmkühleffektivität des schmalen Trenchs stieg kontinuierlich mit der Ausblaserate, während die Diffusorbohrungen ein Maximum bei $M \approx 2$ erreichten. Die Wärmeübergangsmessungen von Lu u. a. (2009a) ergaben allerdings auch eine deutliche Steigerung der Wärmeübergangskoeffizienten, die im Mittel etwa 50% über den Werten ohne Filmkühlung lagen. Der erhöhte Wärmeübergang wird mit dem hochturbulenten Kühlfilm begründet, der über einen größeren spannweitigen Bereich aus dem Trench austritt und eine neue Grenzschicht startet. Die Reduktion des Gesamtwärmestroms durch Trench und konturierte Bohrungen ist erst bei $M = 2$ vergleichbar. Bei kleineren Ausblaseraten sind die konturierten Bohrungen überlegen.

Mehrere Autoren unternahmen Versuche die Kühlleistung des geraden Trenchs zu steigern. Oguntade u. a. (2013) untersuchten nummerisch verschiedene Trenchhinterkanten versehen mit Fasen oder Radien. Die lateral gemittelte Filmkühleffektivität verbesserte sich nur mit der abgerundeten Kante, hauptsächlich im Nahbereich der Bohrung. Die Filmkühleffektivität auf der Mittellinie konnte durch alle untersuchten Varianten im Vergleich zu einer scharfen, rechtwinkligen Hinterkante gesteigert

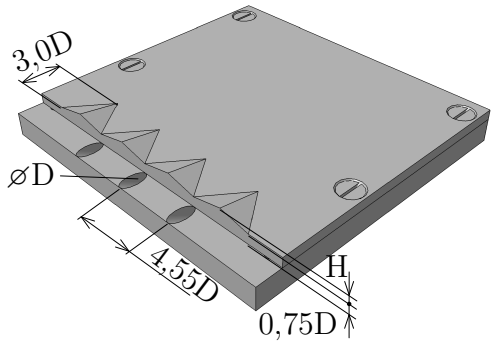


Abbildung 2.16: Trench mit stromauf gelegenen Rampen aus Kröss (2011)

werden. Die Autoren machen den Coanda-Effekt für das bessere Anliegen des Kühlluftstrahls verantwortlich. Zuniga und Kapat (2009) platzierten konturierte Bohrungen in einem Trench. Anders als bei zylindrischen Bohrungen wirkt sich der Trench nachteilig auf die Kühlwirkung der Diffusorbohrungen aus und führt zu 25 bis 35% schlechteren Filmkühleffektivitäten. Die Autoren schlussfolgern, dass die zweimalige Verzögerung der Kühlluft in der sich weitenden Bohrung und bei der Ausströmung in den Trench die Mischung mit dem Heißgas verstärkt und so die Kühlwirkung mindert. Jia u. a. (2010) untersuchten zylindrische Bohrungen mit Orientierungswinkeln von 0, 45 und 90 Grad in einem Trench. Die schräge Ausblasung sorgt für eine zusätzlich laterale Impulskomponente, welche die Verteilung der Kühlluft im Trench fördert wodurch besonders bei $\beta = 90$ Grad ein sehr gleichmäßiger Kühlfilm erzeugt wird. Eine Steigerung der mittleren Filmkühleffektivität, verglichen mit der Ausblasung in Strömungsrichtung, wurde nur mit um 45 Grad verdrehten Bohrungen erzielt. Der Zuwachs betrug knapp 40%. Kröss und Pfitzner (2010, 2012) identifizierten die Vermischung von Kühlluft und Heißgas im Trench als einen wesentlichen negativen Einfluss auf die Kühlleistung und schlugen daraufhin die Nutzung von tetraederförmigen Rampen stromauf der Bohrungsreihe vor. In Abbildung 2.16 wird deutlich, dass die Rampen jeweils zwischen zwei Bohrungen angeordnet sind und in Richtung der Bohrungen abfallen. Die ankommende Hauptströmungsgrenzschicht wird dadurch über den Trench beziehungsweise in Richtung der Kühlluftstrahlen abgelenkt. Damit soll einerseits verhindert werden, dass Heißgas im Bereich zwischen den Bohrungen in den Trench eindringt, andererseits soll die Umlenkung der Kühlluftstrahlen durch die Hauptströmung gefördert werden. Umfangreiche Messungen ergaben annähernd zweidimensionale Verteilungen der Filmkühleffektivität für die größte Rampenhöhe von $1D$. Die Steigerung der flächengemittelten Effektivität lag im Vergleich zum Trench ohne Tetraeder im einstelligen Prozentbereich und fiel geringer aus als durch numerischen Simulationen vorhergesagt. Außerdem sind die stromauf gelegenen Rampen hohen thermischen Lasten ausgesetzt, so dass Zweifel an der praktischen Umsetzbarkeit aufkamen. Als letztes Beispiel neuartiger Filmkühlgeometrien sind in Abbildung 2.17 konturierte Trenches abgebildet. Die Patente von Bunker u. a. (2001); Itzel (2009); Lee u. a. (2011) besitzen jeweils keilförmige Ausformungen in der stromab gelegenen Trenchkante, die direkt am

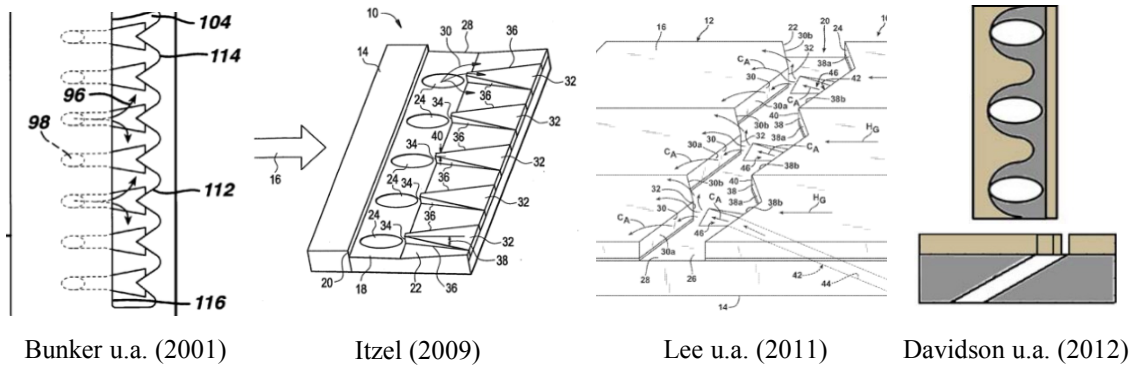


Abbildung 2.17: Trenchkonfigurationen mit konturierten Kanten

Bohrungsaustritt platziert sind. Dadurch soll die laterale Verteilung der Kühlluft gefördert und das Abheben des Kühlluftstrahls reduziert werde. Die Geometrie in Abbildung 2.17 rechts besitzt eine konturierte Vorderkante, so dass sich der Trenchquerschnitt zwischen den Bohrungen verengt. So soll ähnlich den Rampen von Kröss und Pfitzner (2010) das Eindringen von Heißgas in den Trench verhindert und der durch TBC geschützte Bereich erweitert werden. Davidson u. a. (2012) führten Messungen der Gesamtkühlleistung unter Einbeziehung von interner Kühlung und TBC durch. Obwohl die thermische Schutzschicht die Kühlwirkung dominiert, wird die Überlegenheit der Trenchgeometrien bei der Erzeugung eines gleichmäßigen Kühlfilms gegenüber Kratern und insbesondere zylindrischen Bohrungen deutlich. Die Unterschiede zwischen einem geraden Trench und der in Abbildung 2.17 gezeigten Modifikation waren gering.

Die große Zahl der in diesem Kapitel zusammengefassten Filmkühlkonfigurationen zeigt die Bedeutung dieser Kühltechnologie für weitere Leistungs- oder Effizienzsteigerungen für Fluggasturbinen. Größere gestalterische Spielräume durch neue Fertigungstechniken wie Lasersintern (Gasser u. a., 2010; Behrendt u. a., 2014) werden vermutlich zu einer steigenden Zahl von Entwicklungen führen. Für den Sprung vom Labor in die reale Maschine bedarf es allerdings nicht nur einer hohen Gesamtkühlleistung. Die Geometrien müssen auch ökonomisch zu fertigen sein und den widrigen Bedingungen im Triebwerk dauerhaft standhalten. Abbildung 2.18 zeigt eine Zusammenfassung der Kühlleistung praxisnaher Konfigurationen. Die flächengemittelten Filmkühleffektivitäten wurden der Arbeit von Dorrington u. a. (2007) entnommen. Die Mittelung erfolgte im Bereich von $x/D \in [0; 22]$. Der laterale Bohrungsabstand betrug $P/D = 2.78$. Das Dichteverhältnis war $DR = 1.3$. Die zusätzlich aufgetragenen Messwerte von Kröss (2011) wurden bei einem höheren Dichteverhältnis von DR=1.75 aufgenommen und über eine größere Fläche gemittelt ($P/D = 4.55$, $x/D \in [0; 30]$). Die flächengemittelten Filmkühleffektivitäten liegen deshalb unter den Werten von Dorrington u. a. (2007). Dennoch wird deutlich, dass die Kühlleistung des Trenchs auch bei M>2 mit der Ausblaserate zunimmt. Für zylindrische Bohrung, Krater und Diffusorbohrung existiert jeweils eine optimale Ausblaserate, bei der die maximale flächengemittelte Filmkühleffektivität erreicht wird. Die besten

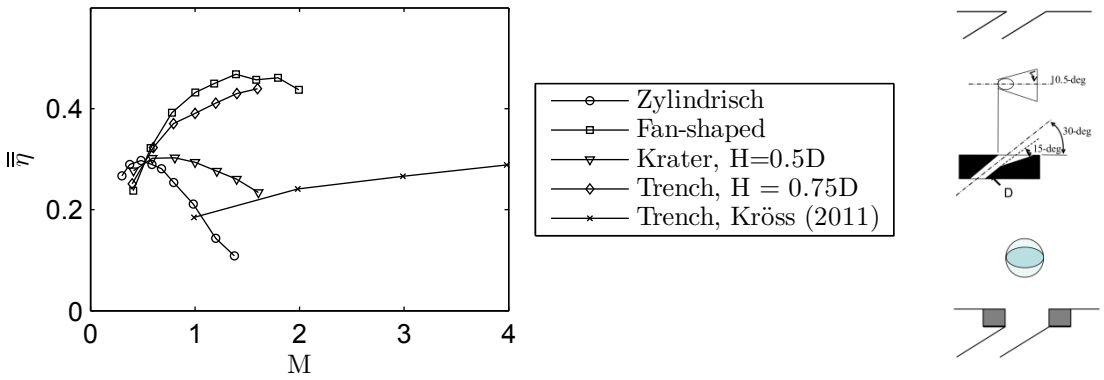


Abbildung 2.18: Flächengemittelte Filmkühleffektivität ausgewählter Konfigurationen (Dorrington u. a. (2007); Kröss (2011))

Kühlleistungen werden mit Trench und der Diffusorbohrung erzielt. Die fan-shaped Bohrung erreicht die maximale Filmkühleffektivität bei $M = 1.4$. Der Trench besitzt auch bei brennkammertypisch hohen Ausblaseraten Steigerungspotential. Die eingebetteten zylindrischen Bohrungen sind schnell mit allen gängigen Verfahren zu fertigen und die Maskierung der Bohrungen beim Aufbringen der TBC wird vereinfacht, da nur ein durchgehender Streifen benötigt wird. Potentielle Schwachstellen sind die ungeschützte Bauteiloberfläche zwischen zwei Bohrungen und mögliches Abblättern der keramischen Schutzschicht.

3 Numerische Untersuchungen

Numerische Simulationen sind ein wichtiges Werkzeug bei der Auslegung und dem Vergleich von Filmkühlkonfigurationen. Da CFD-Berechnungen deutlich schneller und kostengünstiger als Experimente zu realisieren sind, eignen sie sich hervorragend für Parameterstudien. Außerdem bieten Simulationen die Möglichkeit das meist lückenhafte Bild experimenteller Daten zu vervollständigen oder zwischen Testfällen zu interpolieren. Aufgrund des relativ geringen rechnerischen Aufwands werden vorrangig Reynolds Averaged Navier Stokes (RANS) Simulationen verwendet. Es werden also mittlere Strömungsfelder berechnet, wobei die Turbulenz üblicherweise durch zwei Gleichungen modelliert wird. Der hohe Modellierungsgrad ist auch für die typischen Abweichungen zu experimentellen Ergebnissen verantwortlich. Die laterale Verteilung der Kühlluft wird in der Regel zu gering und die Eindringtiefen der Kühlluftstrahlen zu groß vorhergesagt. Als Ursache für diese Defizite nennen Acharya u. a. (2001) Unzulänglichkeiten bei der Berechnung Wirbelviskosität durch die Zweigleichungsmodelle sowie das Fehlen großskaliger turbulenter Strukturen. In Kapitel 2.3 wurde bereits erwähnt, dass stromab der Ausblasung anisotrope Turbulenz mit überwiegend lateralen Fluktuationen vorherrscht. Die durch die Zweigleichungsmodelle getroffene Annahme isotroper Turbulenz ist damit nicht zutreffend. Zur Korrektur wurden beispielsweise von Bacci und Facchini (2007) und Andrei u. a. (2012) anisotrope Modifikationen von RANS-Modellen untersucht. Deutliche Verbesserungen waren nur bei Ausblaseraten kleiner 1.5 erkennbar. Auch Reynolds-Spannungsmodelle, die alle Komponenten des Spannungstensors mit je einer Transportgleichung berücksichtigen, liefern keine realistischeren Ergebnisse. Acharya u. a. (2001) schlussfolgern daraus, dass Anisotropie nicht die Hauptursache für die Diskrepanzen ist. Da die Ergebnisse aus Large Eddy Simulationen (LES) und Direkten Numerischen Simulationen (DNS) deutlich besser mit den Experimenten übereinstimmen, vermuten die Autoren, dass die Abbildung der großskaligen Turbulenz in der Umgebung des Kühlluftstrahls entscheidend für die korrekte Vorhersage der Kühlluftausbreitung und Turbulenzgrößen ist. Das heißt, die korrekte Vorhersage der Kühlleistung erfordert Turbulenzmodelle die den energietragenden Bereich des turbulenten Spektrums auflösen. Die Studien von Renze u. a. (2008) sowie Konopka u. a. (2012) liefern Beispiele für die gute Reproduzierbarkeit von experimentellen Daten mittels LES. Aufgrund des signifikant höheren Rechenaufwandes eignen sich die Large Eddy Simulationen nicht für die Vorauslegung oder Optimierung von Filmkühlkonfigurationen, so dass meist auf RANS-Rechnungen zurückgegriffen wird. Da die Mängel der Zwei-Gleichungs-Modelle hinreichend bekannt sind und Trends korrekt abgebildet werden, können so schnell aussagekräftige Ergebnisse produziert werden. Sogenannte Hybride Modelle wie die Scale Adaptive Simulation (SAS) oder die Detached Eddy Simulation (DES) sind eine Kompromisslösung, die das turbulente Spektrum nur in einem Teil des Rechengebiets auflöst und in Bereichen mit stationärer Strömung oder geringer Netzauflösung auf RANS-Methoden zurückfällt.

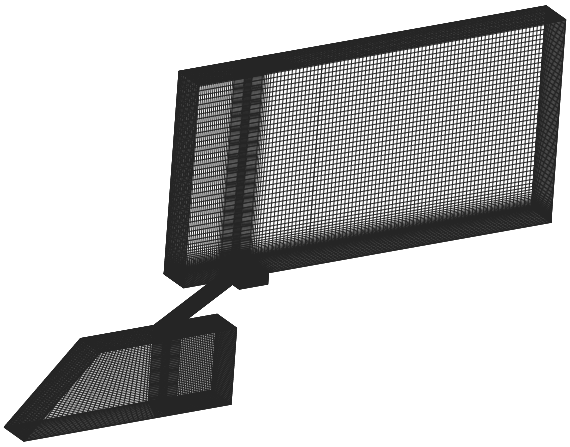


Abbildung 3.1: Rechengebiet für RANS-Simulationen, Trench

3.1 Rechengebiet und Randbedingungen

In der vorliegenden Arbeit wurden numerische Simulationen für eine einzelne Filmkühlbohrung und verschiedene Geometrievariationen durchgeführt. Die Ausdehnung des Rechengebietes wurde in Anlehnung an die Empfehlungen von Johnson u. a. (2011) festgelegt. Wie in Abbildung 3.1 dargestellt, wurde der obere Teil des Plenums, die Kühlbohrung sowie der Hauptströmungskanal in der Umgebung der Bohrung nachgebildet. Zur Verringerung des Rechenaufwandes wurden die Symmetrieebenen in der Bohrungsmitte und zwischen zwei Bohrungen ausgenutzt. Das Plenum mit einer Höhe von $5D$ wurde der Einströmgeometrie am Windkanal nachempfunden. Der Hauptströmungskanal erstreckt sich über einen Bereich von $-6 \leq x/D \leq 20$, wobei sich der Nullpunkt an der hinteren Bohrungskante befindet. Die Kanalhöhe beträgt $z/D = 13.3$. Alle weiteren Geometrieparameter entsprechen der experimentellen Ausführung und sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst. Das Rechengebiet wurde unter Verwendung der kommerziellen Software Ansys ICEM blockstrukturiert vernetzt. Es wurden ausschließlich Hexaederzellen verwendet. Die Topologie des Rechennetzes folgt der Vorarbeit von Kröss (2011) mit einem halben O-Netz in der Bohrung. Die Wandgrenzschicht im Hauptströmungskanal wurde vollständig aufgelöst, so dass über die gesamte Oberfläche y^+-Werte kleiner eins erreicht wurden.

Parameter	Formelzeichen	Wert
Bohrungsdurchmesser	D	6 mm
Bohrungslänge	L/D	5.2
Ausblasewinkel	α	30°
lateraler Bohrungsabstand	P/D	4.55
Trenchtiefe	H/D	0.75

Tabelle 3.1: Geometrieparameter der untersuchten Filmkühlkonfigurationen

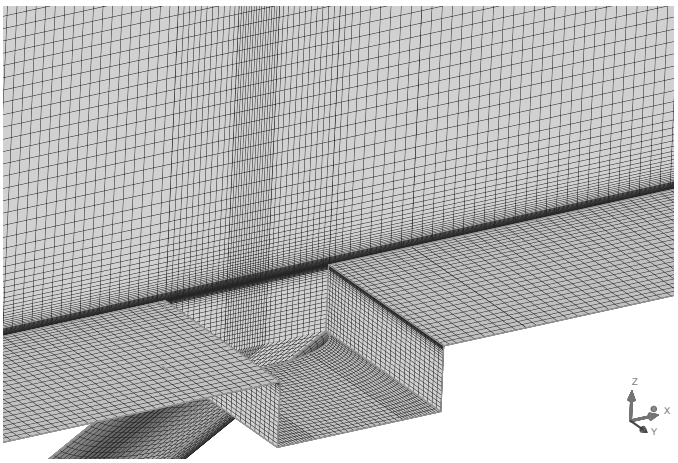


Abbildung 3.2: Hexaedernetz in der Umgebung des Trenchs

Die minimale Zellhöhe an der Wand betrug 0.02 mm. Die Zellhöhe wurde mit einem Wachstumsfaktor von 1.15 mit zunehmendem Wandabstand erhöht. Aus einer Netzkonvergenzstudie ergab sich eine endgültige Zellanzahl von rund 1.1 Millionen. Der aus der Auflösung des Rechennetzes resultierende Diskretisierungsfehler wurde mit Hilfe der Richardson-Extrapolation für die flächig gemittelte Temperatur stromab der Bohrung, die lateral gemittelte Temperatur bei x/D = 5 und 10 sowie die Eindringtiefe bei x/D = 10 abgeschätzt. Für die flächig gemittelte Temperatur ergab sich ein extrapolierter Fehler von 3.9%. Der Fehler der lateral gemittelten Temperaturen war mit je rund 0.2% deutlich geringer. Die Eindringtiefe bei x/D = 10 wies einen Fehler von 0.3% auf. Das Netz im Nahbereich des Trenchs ist beispielhaft in Abbildung 3.2 gezeigt. Die Qualität der Zellen wurde mit Hilfe der in ICEM verfügbaren Kriterien überprüft. Das Netz der zylindrischen Bohrung wies eine minimale $3 \times 3 \times 3$ Determinante von 0.75 auf. Die Netzqualität als kombiniertes Kriterium aus Determinante, Orthogonalität und Verzerrung der Zellen war stets größer als 0.4. Die Hexaeder im Netz der Trenchgeometrie hatten Determinanten größer 0.7. Bis auf einen kleinen Bereich zwischen Bohrungsaustritt und Trenchkante war die Netzqualität größer 0.3.

3.2 Numerische Vorgehensweise

Alle Untersuchungen zu Dichteverhältniseffekten sowie zu neuen Trenchgeometrien wurden mittels RANS-Simulationen durchgeführt. Wie die geometrischen Abmessungen wurden auch die Strömungsrandbedingungen vom Experiment übernommen. Am Einlass des Hauptströmungskanals wurde ein gemessenes Geschwindigkeitsprofil aufgeprägt. Für Temperatur und Turbulenzgrad wurden die konstanten Werte Tu = 1% und T_m = 373 K verwendet. Am Eintritt des Plenums wurden ein konstanter Massenstrom sowie die Kühllufttemperatur vorgegeben. Kühlluft und Heißgas verlassen das Rechengebiet durch einen Auslass mit definiertem Druck. An den Seitenflächen wurden, dem gewählten Segment entsprechend, Symmetrierandbedingungen verwendet. Die obere Begrenzung des Hauptströmungskanals wurde als scherungs-

freie Wand definiert, da sich das Rechengebiet nicht über die komplette Höhe der Messstrecke ausdehnte. Sonst galt an allen Oberflächen die Haftbedingung. Alle Wände waren außerdem adiabat.

Die numerischen Simulationen wurden mit ANSYS Fluent 14.0 durchgeführt. Als Turbulenzmodell wurde in Anlehnung an Kröss (2011) das realizable k-ϵ Modell gewählt. Um der unterschiedlich feinen Auflösung der Wandgrenzschichten im Hauptströmungskanal und dem gröber vernetzten Plenum gerecht zu werden, wurde als weitere Option „enhanced wall treatment“ verwendet. Dabei nutzt Fluent bei hinreichend aufgelösten Grenzschichten ein klassisches Zweischichtmodell. Bei gröberen Netzen erfolgt ein gradueller Wechsel zu Wandfunktionen (Ansys, 2013). Für die Berechnungen wurde ein druckbasierter Löser mit Druck-Geschwindigkeits-Kopplung eingesetzt. Gegenüber einer getrennten („segregated“) Lösung der Impuls- und Druckkorrekturgleichungen erwies sich das gekoppelte („coupled“) Verfahren als robuster und führte zu einer schnelleren Konvergenz der Lösung. Für die Gleichungen für Druck, Impuls, Energie und Turbulenzgrößen wurden Diskretisierungen 2. Ordnung verwendet. Als Abbruchkriterium wurde für die Energiegleichung ein Residuum kleiner 10^{-7} und für die verbleibenden Gleichungen kleiner 10^{-5} definiert. Die genannten Einstellungen führten in der Regel nach weniger als 2000 Iterationen zu einer konvergierten Lösung.

4 Experimentelle Methoden

Alle in der vorliegenden Arbeit gezeigten Messungen an einer Filmkühlgeometrie wurden am Geschlossenen Thermischen Windkanal (GTW) des Instituts für Thermodynamik durchgeführt. Die Anlage wurde von Kröss (2011) grundüberholt und für Filmkühlversuche umgebaut. In den folgenden Kapiteln werden der Prüfstand sowie die verwendeten Messtechniken beschrieben. Neben den bereits von Kröss (2011) etablierten Verfahren werden zusätzlich eine im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Methode zur Bestimmung von Wärmeübergangskoeffizienten sowie der Aufbau eines thermographischen PIV Systems erläutert.

4.1 Versuchsanlage und Randbedingungen

Der Geschlossene Thermische Windkanal ist ein umlaufender Windkanal Göttinger Bauart. Der Aufbau der Anlage ist in Abbildung 4.1 in der Draufsicht skizziert. Die Hauptströmung wird von einem Radialgebläse mit 42.9 kW Maximalleistung angetrieben, das einen Luftvolumenstrom von bis zu 10 900 $^{m^3}/_{h}$ liefert. Direkt auf das Gebläse folgt ein Heizregister aus 18 Heizpatronen mit je 1 kW Leistung. Verglichen mit der Arbeit von Kröss (2011) wurde die Heizleistung auf 18 kW verdoppelt. Zusätzlich wurde der gesamte Windkanal, ausgenommen der Messstrecke, mit einer thermischen Isolierung versehen. Beide Maßnahmen erlaubten eine Erhöhung der Maximaltemperatur von 65 auf 100 °C, wobei die obere Grenze durch die zulässigen Temperaturen der verbauten Kunststoffe sowie der Motorlagerung bestimmt wird. Im Anschluss an die Heizung verzögert ein Diffusor die Strömung, die dann in die Beruhigungsstrecke eintritt. Dort sind zur Reduktion der Turbulenz ein Wabengleichrichter und drei Turbulenzsiebe mit einer Maschenweite von 0.8 mm verbaut.

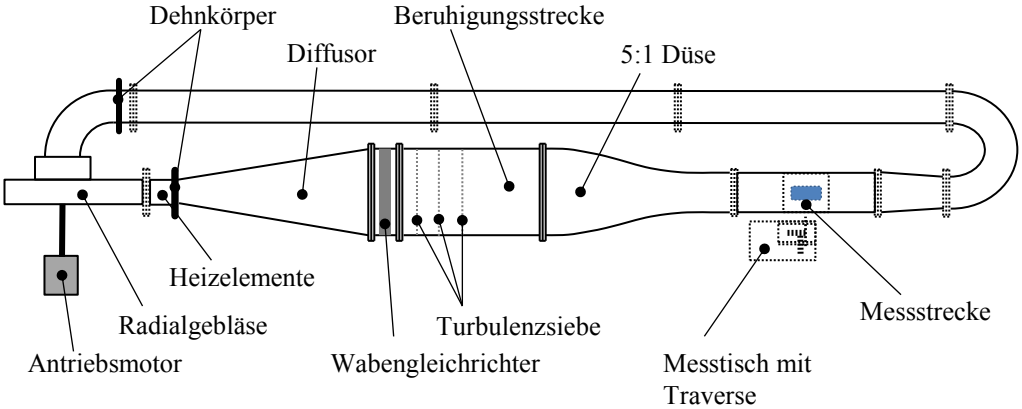


Abbildung 4.1: Aufbau des Geschlossenen Thermischen Windkanals

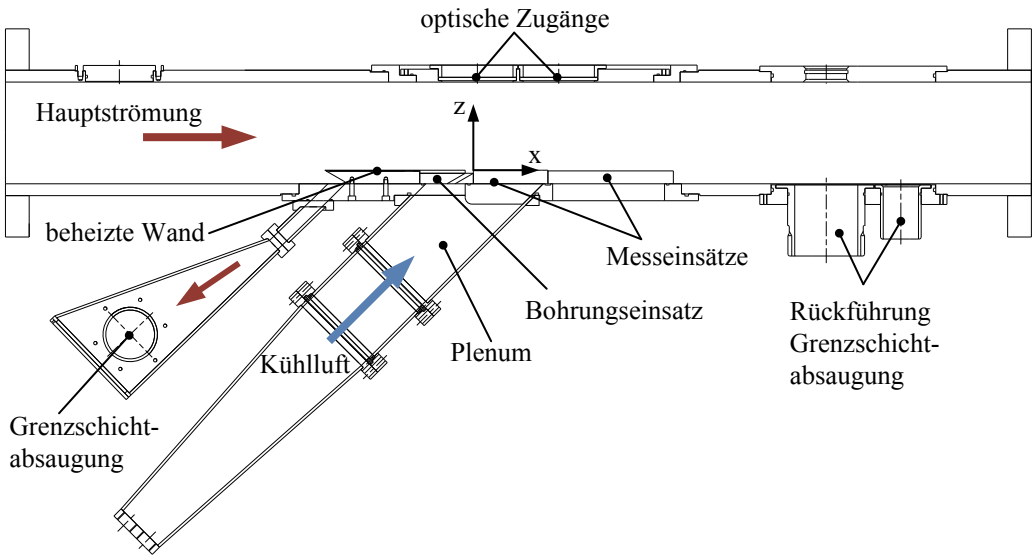
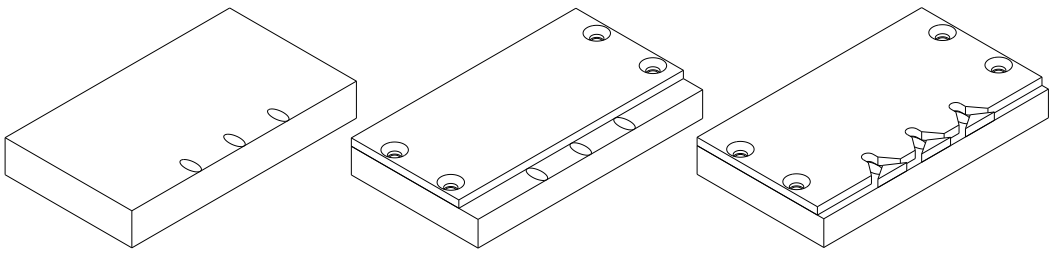


Abbildung 4.2: Seitenansicht der Messstrecke

Durch die Düse mit einem Kontraktionsverhältnis von 5:1 wird die Strömung bis zur Messstrecke beschleunigt und die Turbulenz weiter reduziert.

Abbildung 4.2 zeigt eine Schnittansicht der Messstrecke. Der rechteckige Hauptströmungskanal hat einen Querschnitt von $150 \times 400\,\mathrm{mm}^2$ und ist 1500 mm lang. Auf der Ober- und Vorderseite befinden sich optische Zugänge in denen abhängig vom Messverfahren verschiedene Fenster aus BK7, Quarzglas oder Zinkselenid (ZnSe) montiert werden können. In die untere Wand der Messstrecke ist mittig eine Trägerplatte eingelassen, an der Messplatte und Kühlluftzufuhr montiert sind. Der Aufbau, insbesondere die Kühlluftzufuhr, wurde basierend auf den Erfahrungswerten von Kröss (2011) so modifiziert, dass Filmkühleinsätze mit einer oder zwei Bohrungsreihen verwendet werden können. Der grundlegende Aufbau der Messplatte aus austauschbaren Segmenten blieb erhalten. Den Anfang bildet eine ebene Platte mit scharfer Vorderkante. Durch Absaugung der ankommenden Windkanalgrenzschicht und den erzwungenen laminar-turbulenten Umschlag nach einem Stolperdraht, liegt auf der Messplatte im Bereich der Kühllufteinblasung eine definierte turbulente Grenzschicht vor. Zusätzlich dazu werden über eine elektrisch beheizte Oberfläche Wärmeleitungsverluste in die Wand kompensiert, um ein, der adiabaten Wand entsprechendes, rechteckiges Temperaturprofil zu erzeugen. Nach dieser Anlaufstrecke folgt der eigentliche Filmkühleinsatz. In der vorliegenden Arbeit wurden ausschließlich Einsätze mit einer Bohrungsreihe und den in Tabelle 3.1 gegebenen Abmessungen verwendet. Die drei untersuchten Varianten sind in Abbildung 4.3 dargestellt. Neben der zylindrischen Bohrung als Referenz wurden ein gerader Trench sowie die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte konturierte Trenchgeometrie betrachtet. Die Filmkühleinsätze wurden aus Obomodulan 500 gefertigt. Dieser geschäumte Polyurethankunststoff ist leicht zu verarbeiten und besitzt eine sehr geringe Wärmeleitfähigkeit von $k_{373K} = 0.077\,\mathrm{W/mK}$ (Bersch, 2012). Den Abschluss der



(a) zylindrische Bohrung (b) gerader Trench (c) konturierter Trench

Abbildung 4.3: Filmkühleinsätze der drei untersuchten Geometrievarianten

Messplatte bilden die stromab gelegenen Messeinsätze. Je nach Messverfahren wurden verschiedene Ausführungen gefertigt, auf die in den entsprechenden Kapiteln näher eingegangen wird.

Die Zufuhr der Kühlluft erfolgt über einen Diffusor und zwei Turbulenzsiebe in ein rechteckiges Plenum mit einem Querschnitt von $92 \times 122\,\mathrm{mm}^2$. Verglichen zu der von Kröss (2011) verwendeten Zuströmung durch einen flachen Kanal soll mit der in Abbildung 4.2 gezeigten Anordnung der Wärmeeintrag von der Hauptströmung durch die Messplatte in die Kühlluft reduziert werden.

Die Kühlluftversorgung ist schematisch in Abbildung 4.4 dargestellt. Die Druckluft wird einem zentralen Speicher entnommen und passiert zuerst einen Regler, mit dessen Hilfe der für das gewünschte Ausblaseverhältnis nötige Massenstrom $\dot{m}_1$ eingestellt wird. Im Anschluss teilt sich der Luftstrom in einen kalten Haupt- und einen warmen Nebenzweig (Bypass). Der Hauptstrom passiert einen Plattenwärmeübertrager, in dem die Luft mittels flüssigem Stickstoff heruntergekühlt wird. Als Stickstoffreservoir dient ein 400 l fassender Dewartank, aus dem flüssiger Stickstoff durch einen Überdruck von maximal 0.5 bar gefördert wird. Der Stickstoff strömt dann durch den Wärmeübertrager in ein Puffergefäß, auf das ein elektrisches Ventil zur Regulierung des Volumenstroms folgt. Anhand des Stickstoffvolumenstroms erfolgt eine grobe Voreinstellung der Kühllufttemperatur. Die Feinregelung geschieht durch Mischung des kalten Hauptstroms mit warmer Luft aus dem Bypass, wobei der Bypassmassenstrom fortlaufend abhängig von der gemessenen Kühllufttemperatur geregelt wird.

Abbildung 4.4 verdeutlicht auch wie die Haupt- und Kühlluftströmung für laseroptische Geschwindigkeitsmessungen mit Partikeln angereichert (geseedet) wurden. Die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Aerosol- und Partikelgeneratoren benutzen Druckluft, um Öltröpfchen zu erzeugen beziehungsweise Partikel aufzuwirbeln und diese der Strömung zuzuführen. Für die Hauptströmung wurde die Druckluft vor den Kühlluftmassenstromreglern entnommen. Der mit Partikeln angereicherte Luftstrom wird dann nach der Messstrecke eingespeist, so dass ausreichend Zeit für gute Vermischung mit der Hauptströmung zur Verfügung steht. Die Anreicherung der Kühlluft erfolgte durch eine Aufteilung des Kühlluftmassenstroms in die Massenströme $\dot{m}_1$ und $\dot{m}_2$. So kann der für den Partikelgenerator optimale Massenstrom

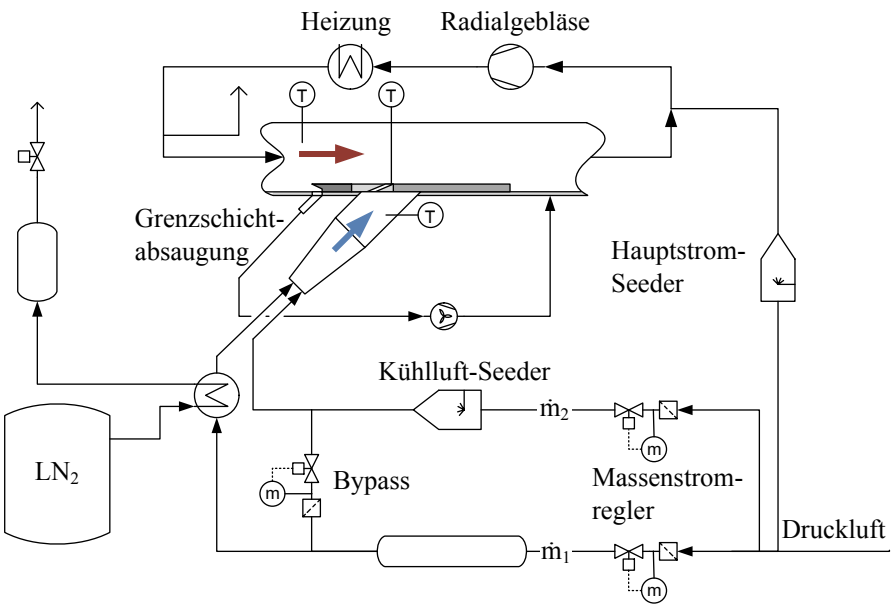


Abbildung 4.4: Schematische Darstellung der Kühlluftversorgung

eingestellt und bei Bedarf zugeschaltet werden. Der Gesamtmassenstrom ergibt sich dann aus $\dot{m}_1 + \dot{m}_2$.

Die Temperaturmessstellen zur Überwachung und Regelung der Strömungsrandbedingungen sind ebenfalls in Abbildung 4.4 dargestellt. Die Hauptströmungstemperatur T_m wird durch ein 1 mm starkes Typ K Mantelthermoelement am Eintritt der Messstrecke gemessen. An gleicher Stelle befindet sich der Messfühler des PID-Reglers der Heizung. Die Hauptströmungsgeschwindigkeit wird mittels der Gebläsedrehzahl und einer Geschwindigkeitskalibrierung eingestellt. Die Drehzahl wird durch einen optischen Sensor an der Antriebswelle des Gebläses überwacht. Die Kühllufttemperatur wird sowohl im Plenum als auch am Austritt der hinteren Kühlluftbohrung gemessen. Im Plenum befindet sich ein Pt100-Widerstandsthermometer ($d = 1.5$ mm). Die Temperatur am Bohrungsaustritt wird mit einem Typ K Thermopaar gemessen. Der Drahtdurchmesser beträgt 0.1 mm. Das Thermoelement ist durch stumpfe Verschweißung als Schlaufe ausgeführt, so dass es die Bohrung überspannt und die Schweißperle, d.h. die Messstelle, mittig über dem Bohrungsaustritt liegt. Die gemessene Kühllufttemperatur T_c wird zur Regelung des Bypassmassenstroms verwendet. Sollen konstante Impuls- oder Geschwindigkeitsverhältnisse eingestellt werden, ist T_c zur Berechnung des Kühlluftmassenstroms nötig. Die Steuerung der Anlage und Aufzeichnung der Betriebsgrößen erfolgt über eine LabView-Oberfläche auf einem zentralen Messrechner. Das Programm steuert die Motordrehzahl sowie den Kühlluftmassenstrom und die Kühllufttemperatur. Der Sollwert des Kühlluftmassenstroms wird in Echtzeit anhand der gemessenen Temperaturrandbedingungen für das gewünschte Geschwindigkeits-, Massenstrom- oder Impulsverhältnis berechnet.

Nach dem Umbau von Windkanal und Messstrecke wurden die Randbedingungen

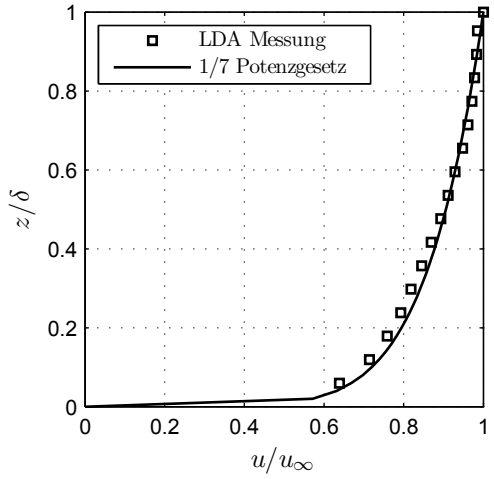


Abbildung 4.5: Hauptströmungsgrenzschicht bei $(x;\, y) = (0;\, 0)$ - Vergleich LDA-Messung und $^1/_7$-Potenzgesetz

an der Ausblasestelle durch Strömungs- und Temperaturfeldmessungen erneut charakterisiert. Die Messungen wurden analog zur Arbeit von Kröss (2011) mit einem 2-Komponenten LDA System und einer traversierbaren Kaltdrahtsonde durchgeführt. Durch die Versuche konnte verifiziert werden, dass sich durch die Umbauten und Erhöhung der Hauptströmungstemperatur keine signifikanten Unterschiede verglichen mit den von Kröss (2011) gemessenen Geschwindigkeits- und Temperaturverteilungen ergeben haben. Lediglich die Grenzschichtdicke der turbulenten Grenzschicht im Bereich der Bohrung ist mit mit $\delta = 8.4\,\mathrm{mm}$ aufgrund der geänderten Position des Stolperdrahts um 2.1 mm größer. Aus dem in Abbildung 4.5 dargestellten gemessenen Geschwindigkeitsprofil ergibt sich eine Verdrängungsdicke von $\delta_1 = 1.2\,\mathrm{mm}$ und eine Impulsverlustdicke von $\delta_2 = 1\,\mathrm{mm}$. Der Formfaktor von $H_{12} = 1.2$ sowie die gute Übereinstimmung mit dem empirischen $^1/_7$-Potenzgesetz deuten auf eine turbulente Grenzschicht hin. Die für die Versuche im Thermischen Windkanal verwendeten Randbedingungen sowie die durch die Kühlluftzufuhr realisierten Betriebsbereiche sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Die Geschwindigkeit und Temperatur der Hauptströmung wurden stets beibehalten. Verschiedene Ausblase- oder Dichteverhältnisse wurden durch Anpassung der Kühllufttemperatur und des Kühlluftmassenstroms eingestellt.

Hauptströmung			**Kühlluft**		
Parameter	Symbol	Wert	Parameter	Symbol	Wert
Geschwindigkeit	u_m	$20\,^{\mathrm{m}}/_{\mathrm{s}}$	Geschwindigkeitsverh.	VR	0.5...2
Turbulenzgrad	Tu	1%	Impulsverhältnis	I	1...16
Temperatur	T_m	373 K	Ausblaserate	M	1...6
Reynolds-Zahl	Re_D	5104	Dichteverhältnis	DR	1.33...2

Tabelle 4.1: Randbedingungen im GTW

4.2 Wärmeübergangsmessungen

Die Diskussion des Wärmeübergangs an filmgekühlten Wänden in Kapitel 2.2 hat gezeigt, dass die adiabate Filmkühleffektivität und der konvektive Wärmeübergangskoeffizient nötig sind, um die Leistung einer Kühlkonfiguration zu bewerten. Beide Größen lassen sich entweder anhand von Temperaturmessungen oder unter Ausnutzung der Wärme-Stofftransportanalogie bestimmen. Die Temperaturmessverfahren können weiter in punktweise und flächige Verfahren unterteilt werden. Räumlich hochaufgelöste, zweidimensionale Messungen werden mit optischen Verfahren wie Infrarot-Thermographie, cholesterische Flüssigkristalle, temperaturempfindliche Farben (TSP) oder Phosphorthermometrie durchgeführt. Han u. a. (1999) sowie Childs u. a. (2000) bieten einen ausführlichen Überblick über Temperatur- und Wärmeübergangsmessverfahren. Das Superpositionsprinzip ermöglicht es, beide Größen mit einem Messaufbau zu bestimmen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde dazu ein neuartiges optisches Verfahren entwickelt, das es erlaubt, den Wandwärmestrom aus zwei gemessenen Temperaturverteilungen zu bestimmen. Im Folgenden werden die verwendeten Temperaturmesstechniken und ihre Anwendung zur Wärmeübergangsmessung erläutert.

4.2.1 Thermographische Wandtemperaturmessung

Als erstes, etabliertes Temperaturmessverfahren wurde Infrarot-Thermographie eingesetzt. Die Methode inklusive der von Ochs u. a. (2009) vorgeschlagenen in-situ Kalibrierung ist am Institut für Thermodynamik erprobt und wurde von Kröss (2011) ausführlich beschrieben. Das Messprinzip beruht auf der von der Oberfläche emittierten thermischen Strahlung, die von einem Sensor aufgenommen und anhand einer Kalibrierfunktion in einen Temperaturwert umgerechnet wird. Als Detektor diente ein Mikrobolometer mit einem Spektralbereich von 7.5 bis 14 μm und einer Auflösung von 640 $\times$ 480 Pixeln. Das von der Kamera aufgenommene Rohsignal beinhaltet neben der von der Messplatte ausgehenden Wärmestrahlung die von der Oberfläche reflektierte Umgebungsstrahlung. Die Transmissivität des verwendeten Zinkselenidfensters schwächt beide Anteile ab. Außerdem trägt das Fenster selbst durch Emission von Wärmestrahlung und Reflexion von Umgebungsstrahlung zum Rohsignal bei. Gasstrahlung und Transmissivität im optischen Pfad können laut Saumweber (2005) für Luft und geringe Kameraabstände vernachlässigt werden. Zusammengefasst ergibt sich die von der Messplatte emittierte Wärmestrahlung I_{obj} aus dem Detektorsignal I_D und einem Offset I_{off}. Basierend auf dem von Martiny u. a. (1996) entwickelten Kalibrierverfahren entwickelte Ochs u. a. (2009) die folgende, auch in der vorliegenden Arbeit verwendete, Kalibrierfunktion:

$$T_w = \frac{B}{\ln(r/(I_D - I_{obj}) + F)} \tag{4.1}$$

Als Stützstellen dienten die Messwerte von fünf bündig in die Oberfläche eingebetteten Typ K Thermopaaren. Durch die sehr kleinen Drahtdurchmesser von 0.1 mm

wurden Störeinflüsse und Wärmeleitungsfehler durch die Thermoelemente minimiert. Das Ausgleichsproblem zur Bestimmung der vier Kalibrierparameter aus den Referenztemperaturen und den zugehörigen Rohdaten des Mikrobolometers wurde mit Hilfe des Levenberg-Marquardt-Algorithmus gelöst.

4.2.2 Phosphorthermometrie

Der Vorteil der Phosphorthermometrie liegt in der Vielzahl der verfügbaren Phosphore (Chambers und Clarke, 2009), die einen weiten Temperaturbereich von etwa 4 bis 1970 K (Bruebach u. a., 2013) abdecken. Außerdem sind Phosphore chemisch stabil und relativ unempfindlich gegenüber Umgebungseinflüssen wie Druck oder Sauerstoffkonzentration. Die erreichbaren Signalstärken und Messgenauigkeiten sind ausgezeichnet. Im Gegensatz zu Flüssigkristallen ist das Signal weitestgehend blickwinkelunabhängig. Auch Umgebungsstrahlung beeinflusst, anders als bei Infrarot-Thermographie, das Ergebnis kaum.

Als thermographische Phosphore werden gemeinhin anorganische Materialien bezeichnet, die mit seltenen Erden oder Übergangsmetallen dotiert sind (Allison und Gillies, 1997). Diese kristallinen Stoffe sind in der Lage, ankommende kurzwellige elektromagnetische Strahlung in sichtbares Licht umzuwandeln. Sie werden vielseitig, z.B. in Leuchtstoffröhren, Bildverstärkern oder Nachtleuchtfarben eingesetzt. Ein aktuelles Anwendungsbeispiel sind Weißlicht-LEDs. Das für das menschliche Auge weiß erscheinende Licht wird durch eine blaue Leuchtdiode in Kombination mit einem gelb phosphoreszierenden Farbstoff erzeugt.

Der Prozess bei dem ein Molekül Licht absorbiert, dadurch in einen angeregten Zustand überführt wird und aus diesem in den Grundzustand zurückkehrt, wird allgemein als Photolumineszenz bezeichnet. Die physikalischen Grundlagen sind ausführlich in Blasse und Grabmaier (1994) dargestellt. Die Rückkehr in den Ausgangszustand geschieht durch zwei konkurrierende Prozesse: entweder durch Abgabe eines Photons oder strahlungsfrei durch Dissipation der Energie im Kristallgitter. Beim Übergang durch Strahlungsemission wird zwischen Fluoreszenz, einem quantenmechanisch erlaubten Vorgang und Phosphoreszenz, einem quantenmechanisch verbotenen Vorgang, differenziert. Beide Prozesse unterscheiden sich in der Geschwindigkeit, mit der der angeregte Zustand entvölkert wird. Das führt zu unterschiedlichen Abklingzeiten von etwa $10^{-9} - 10^{-3}$ s für die kurzlebige Fluoreszenz und $10^{-3} - 10^{3}$ s im Fall der Phosphoreszenz (Allison und Gillies, 1997). Alle Prozesse sind in Abbildung 4.6 schematisch in einem Jablonsky-Energieniveaudiagramm dargestellt. Die Abbildung zeigt die Anregung auf Vibrationszustände (dünne Linien), von denen aus zunächst ein Übergang auf die singlet (S) oder triplet (T) Elektronengrundzustände (dicke Linien) erfolgt. Die angeregten Elektronenzustände können dann über horizontale Umwandlungen oder vertikal durch Emission von Licht beziehungsweise Quenching verlassen werden. Die quantenmechanisch erlaubte Fluoreszenz erfolgt über einen singlet-singlet Übergang. Phosphoreszenz entsprechend über eine weniger wahrscheinlichen triplet-singlet Übergang. Bei der Anwendung als thermographi-

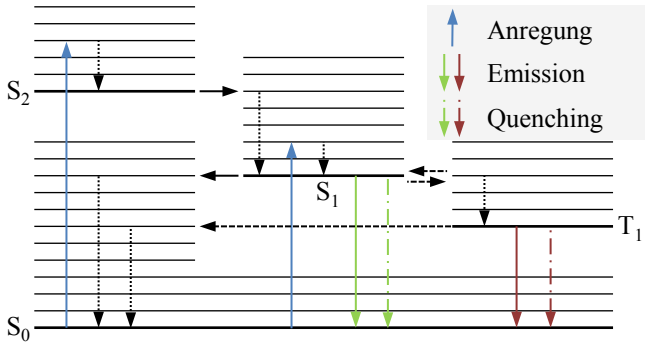


Abbildung 4.6: Darstellung von Lumineszenzprozessen im Jablonsky-Diagramm (in Anlehnung an Khalid und Kontis (2008))

scher Phosphor nutzt man aus, dass die Rate der strahlungsfreien Übergänge temperaturabhängig ist. Außerdem können Temperaturänderungen die Kristallstruktur sowie die Besetzung der Energieniveaus beeinflussen, wodurch sich das Emissionsspektrum verbreitern oder verschieben kann (Knappe, 2013). Daraus folgt, dass die Temperaturabhängigkeit von Intensität, Abklingzeit und spektralen Eigenschaften des emittierten Lichts zur Temperaturmessung nutzbar sind. Die intensitätsbasierten Verfahren können laut Bruebach u. a. (2013) weiter in Absolutwert- (ein Spektralband) oder Verhältniswertmessungen (zwei Spektralbänder) unterteilt werden, wobei erstere aufgrund der hohen Fehleranfälligkeit von wenig praktischer Relevanz sind. Zur Ermittlung des Intensitätsverhältnisses von zwei Spektralbändern werden entweder zwei Kameras oder ein Stereoskop benötigt. Durch die gleichzeitige Aufnahme der Intensitäten zweier Spektralbereiche können Fehler durch Variation der Anregungsenergie, des optischen Aufbaus oder der Phosphorverteilung reduziert werden (Bruebach u. a., 2013). Die Abklingzeit kann entweder im Zeitbereich, anhand der Anstiegs- beziehungsweise Abklingkurve, oder im Frequenzbereich, durch Bestimmung der Phasenverschiebung zwischen Anregung und Phosphoreszenz, ermittelt werden. Im Zeitbereich wird der Phosphor durch Rechteckpulse angeregt. Der Abklingkurve kann dann durch einen Photomultiplier oder eine Hochgeschwindigkeitskamera aufgezeichnet und durch eine Exponentialfunktion, aus der sich die Abklingzeit ergibt, angenähert werden. Für Messungen im Frequenzbereich werden ein kontinuierliches, sinusförmig moduliertes Anregungssignal und eine fortlaufende Datenerfassung verwendet. Die Vor- und Nachteile von Verhältniswert- und Abklingzeitmessung wurden von Fuhrmann u. a. (2013) diskutiert. Die Ergebnisse zeigen eine deutliche Überlegenheit der zeitaufgelösten Verfahren. Die Übertragungsfunktionen der optischen Pfade bei der Messung von zwei Spektralbändern reagieren unterschiedlich auf Veränderungen des optischen Aufbaus beziehungsweise der Anregungsintensität, so dass die Genauigkeit und Reproduzierbarkeit der Temperaturmessung leidet. Abklingzeitmessungen sind bezogen auf die gemessene Intensität deutlich unempfindlicher und liefern deshalb präzisere, rauschärmere Ergebnisse.

Aufgrund der oben erläuterten Vorteile wurde in der vorliegenden Arbeit ein auf der Abklingzeitmessung im Frequenzbereich basierendes Temperaturmessverfahren

gewählt. Dabei wird der Phosphor durch eine sinusförmig modulierte Lichtquelle mit der Kreisfrequenz Ω angeregt.

$$I_{src}(t) = I_0(1 + a \cdot sin(\Omega t)) \tag{4.2}$$

Die resultierende Phosphoreszenz folgt dem Ausgangssignal mit der Phasenverschiebung ϕ und leicht reduzierter Amplitude.

$$I_{em}(t) = bI_0 \left[1 + \frac{a}{\sqrt{(1 + \Omega^2\tau^2)}} sin(\Omega t + \phi) \right] \tag{4.3}$$

Wobei die Abklingzeit τ wie folgt mit der Anregungsfrequenz verbunden ist:

$$tan(\phi) = \Omega\tau \tag{4.4}$$

Die optimale Messempfindlichkeit wird erreicht, wenn die Modulationsfrequenz so eingestellt wird, dass gilt $\Omega\tau = 1$ (Liu und Sullivan, 2005). Die obere Grenze des Frequenzbereichs ist durch die reziproke Abklingzeit $1/\tau$ gegeben. Wegen des Nyquist-Kriteriums muss die Aufnahmerate der Kamera, die bei CMOS-Sensoren gegenwärtig einige Kilohertz beträgt, größer als $2{\cdot}\Omega$ sein. Die Abklingzeit des Phosphors sollte deshalb größer als 10^{-4} s sein. Rubin, also Chrom-dotiertes Aluminiumoxid (Cr^{3+}:Al_2O_3), ist mit einer Abklingzeit von etwa 3.1 ms bei Raumtemperatur und seiner guten Temperaturempfindlichkeit im Bereich von 270 bis 400 K hervorragend für die Messungen im Thermischen Windkanal geeignet. Der Phosphor lässt sich über einen breiten Spektralbereich im Ultravioletten und Grünen anregen und phosphoresziert mit hoher Intensität tiefrot um 694.3 nm. Rubinkristalle werden in faseroptischen Temperatursensoren (Seat u. a., 2002) verwendet und die Temperaturabhängigkeit der Abklingzeit wurde mehrfach vermessen (z.B. Hu u. a. (1997); Atakan u. a. (2009)). Aizawa u. a. (2006) verwendeten Proben aus 40% Rubinpulver in einer Matrix aus Silikonharz. Die Phosphoreszenz nach sinusförmiger Anregung mit einer LED wurde durch eine Photodiode aufgenommen. Die gemessenen Phasenverschiebungen und Abklingzeiten stimmten gut mit Literaturwerten für Rubinkristalle überein.

In der vorliegenden Arbeit wurde eine Farbe aus 1/3 Rubinpulver und 2/3 Epoxidharz hergestellt und zur Oberflächenbeschichtung verwendet. Die Anregung erfolgte mittels sinusförmig modulierten ultravioletten Leuchtdioden ($\lambda = 405$ nm) bei einer Frequenz von $f = 100$ Hz. Das Phosphoreszenzsignal wurde mit einer Hochgeschwindigkeitskamera aufgenommen. Vor dem Detektor wurde eine Kombination aus drei optischen Lang- und Bandpassfiltern montiert, da die vollständige Unterdrückung der Anregungsstrahlung entscheidend für die korrekte Ermittlung der Phasenverschiebung ist. Wegen der kontinuierlichen Anregung konnte die Kamera mit einer moderaten Bildwiederholrate von 2000 fps, der dabei höchstmöglichen Belichtungszeit von 499.5 μs und maximaler Pixelzahl betrieben werden. Im Gegensatz zu einer gepulsten Anregung (z.B. Kissel u. a. (2009)) für die mehrere Belichtungen während des exponentiellen Abfalls erforderlich sind, muss kein Kompromiss zwischen

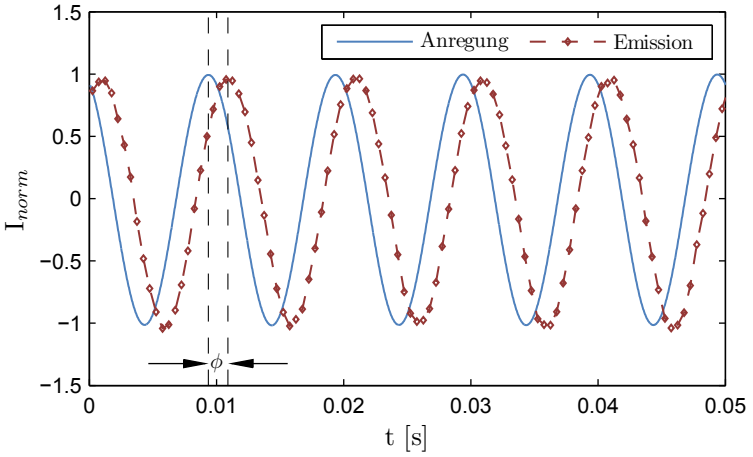


Abbildung 4.7: Beispiel gemessener Anregungs- und Phosphoreszenzsignale (Schwankungsanteil mit Maximalwert normiert)

der Zahl der Aufnahmen und der Auflösung gefunden werden. Abbildung 4.7 zeigt beispielhaft gemessene Anregungs- und Phosphoreszenzsignale. Die Intensität der Leuchtdioden wurde mit einer Photodiode überwacht. Die Symbole verdeutlichen die zeitliche Auflösung durch die Hochgeschwindigkeitskamera. Die Phasenverschiebung ϕ wurde mittels Fast Fourier Transformation (FFT) berechnet. Zur Erleichterung und Beschleunigung der Auswertung wurden die Pixelzahl der Bilder durch Zusammenfassen von jeweils 2×2 Bildpunkten geviertelt. Anschließend wurden alle Bilder in einem dreidimensionalen Array der Dimension $t \times x \times y$ abgelegt. Das Anregungssignal wurde tiefpassgefiltert und mit der Frequenz der Kamera neu abgetastet. Die FFT liefert bei der Modulationsfrequenz Ω pro Zeitserie $I_{em}(t, x, y)$ einen imaginären Wert $Z(\Omega)$. Die Phase des Signals ist gleich dem Arkustangens des Quotienten $\Im\{Z\}/\Re\{Z\}$. Aus dem Vergleich mit dem Anregungssignal kann so pro Pixel eine Phasenverschiebung ϕ bestimmt werden. Nach Anwendung der Kalibrierung ergibt sich die zweidimensionale Temperaturverteilung.

Das Temperaturmessverfahren wurde zunächst mit einem simplen Kalibrieraufbau erprobt. Die Phosphorfarbe wurde dazu auf eine Kupfergrundplatte aufgetragen und mit einer Deckplatte aus Acrylglas versehen. Die Kupferplatte wurde an einem Ende elektrisch geheizt und am gegenüberliegenden Ende durch einen Wärmeübertrager gekühlt. Die Rückseite und Seitenflächen waren isoliert. Zur Überwachung der Temperaturverteilung wurden mittig entlang der Platte Typ K Thermoelemente mit einem Längsabstand von 60 mm eingebettet. Aufgrund der hohen Wärmeleitfähigkeit des Kupfers konnte in Längsrichtung ein linearer Temperaturverlauf eingestellt werden. Der Temperaturgradient über die 0.2 mm starke Epoxid/Rubin-Schicht wurde durch eine Wärmeleitungskorrektur der gemessenen Temperaturen berücksichtigt. Unter Verwendung dieses Aufbaus konnten in kurzer Zeit Kalibrierkurven über einen kontinuierlichen Temperaturbereich von 288 bis 338 K aufgenommen werden. Abbildung 4.8 zeigt 32 Abklingzeitkurven, die für drei verschiedene Temperaturgradienten ($dT/dx = 0.5;\ 0.58;\ 0.67\,{}^{\mathrm{K}}/_{\mathrm{mm}}$) aufgenommen wurden. Im

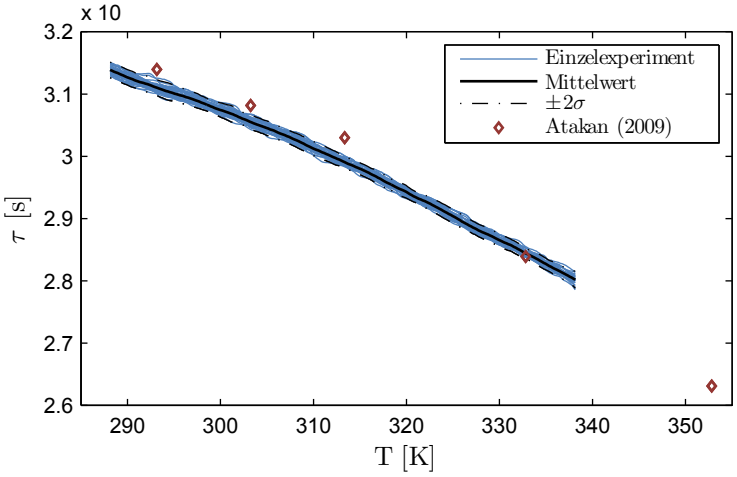


Abbildung 4.8: Rubin-Kalibrierkurve

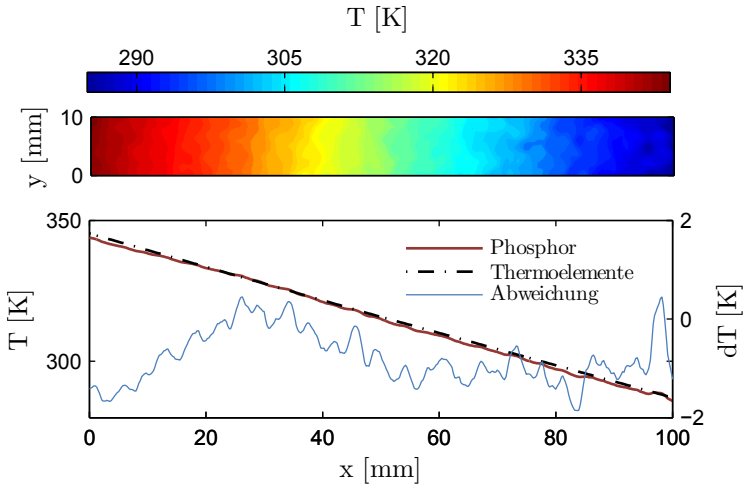


Abbildung 4.9: Temperaturverlauf entlang der Kalibrierplatte, dT/dx = 0.58 K

untersuchten Temperaturbereich von 50 K nimmt die Abklingzeit kontinuierlich um etwa 0.34 ms beziehungsweise 11% des Absolutwertes bei Raumtemperatur ab. Die geringe Streuung der Kurven belegt die gute Reproduzierbarkeit mit einem 95% Konfidenzintervall von $2\sigma = 10.8\,\mu$s. Auch die Übereinstimmung mit den Literaturdaten ist hervorragend, besonders unter dem Gesichtspunkt, dass Atakan u. a. (2009) eine gepulste Anregung und eine durch sol-gel-Abscheidung erzeugte kristalline Rubinschicht genutzt haben. In Abbildung 4.9 ist beispielhaft eine mit der Kalibrierplatte gemessene Temperaturverteilung dargestellt. Die Temperaturen wurden mit der, durch ein quadratisches Polynom approximierten, mittleren Kalibrierkurve aus Abbildung 4.8 berechnet. Der linear zwischen den Thermoelementen interpolierte Temperaturverlauf sowie die lateral gemittelte, durch Phosphorthermometrie gemessene Temperatur, sind im unteren Teil der Grafik aufgetragen. Beide Kurven zeigen eine gute Übereinstimmung mit Abweichungen kleiner 2 K.

4.2.3 Bestimmung der Wandwärmestromverteilung

Der Wärmeübergangskoeffizient kann über den Wandwärmestrom entweder instationär oder stationär gemessen werden. Transiente Verfahren messen den Verlauf der Wandtemperatur nach einer sprunghaften Temperaturänderung, die beispielsweise in Kurzzeit-Windkanälen oder durch Heizgitter erzeugt werden kann. Der Wärmestrom wird anschließend mit der Annahme eindimensionaler Wärmeleitung im halbunendlichen Körper aus der Temperaturhistorie berechnet. Bei stationären Verfahren wird ein Wandwärmestrom durch Heizen oder Kühlen der Oberfläche vorgegeben. Wird die Oberfläche elektrisch beheizt, kann die Wärmestromdichte aus der zugeführten Leistung berechnet werden (z.B. Boyd u. a. (2014)). Wärmeleitungsverluste und eine ungleichmäßige Wärmestromverteilung erfordern in der Regel eine rechnerische Korrektur. Erfolgt die Wärmeübertragung konvektiv an der Messplattenrückseite, muss der Wärmestrom aus Temperaturrandbedingungen berechnet werden (z.B. Baldauf u. a. (2001)). Anders als bei der Oberflächentemperatur, die mit hoher räumlicher Auflösung gemessen wird, nimmt man für die Unterseite meist eine einheitliche Temperatur an, die nur punktuell durch Thermoelemente überwacht wird.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein neuartiges Verfahren entwickelt, bei dem der durch elektrisches Heizen erzeugte Wärmestrom aus der Temperaturverteilung an der Oberfläche und in einer definierten Eindringtiefe berechnet wird. Durch die Verwendung eines Wandmaterials, das im sichtbaren Wellenlängenbereich transparent, aber im Infraroten opak ist, konnten Phosphoreszenz- und Thermographiemessungen gleichzeitig durchgeführt werden. Ein ähnliches Verfahren zur Messung der Temperatur ober- und unterhalb einer thermischen Schutzschicht mit zwei, in verschiedenen Wellenlängenbereichen emittierenden Phosphoren, wurde von Chambers und Clarke (2009) angeregt aber nicht realisiert. Auch die von Hakenesch (1999) vorgeschlagenen Dünnschichtthermographie beruht auf dem gleichen Prinzip. Die Temperatur auf und unter einer Beschichtung wird dabei mit zwei Infrarotkameras bestimmt, wobei der Spektralbereich der ersten Kamera von der Oberflächenbeschichtung absorbiert und der Spektralbereich der zweiten Kamera transmittiert wird.

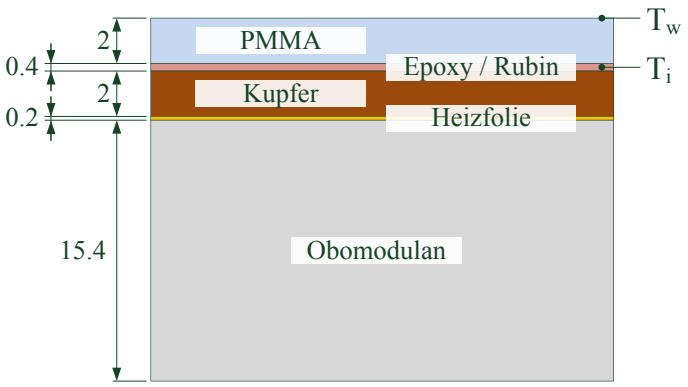


Abbildung 4.10: Aufbau der Wärmestrom-Messplatte

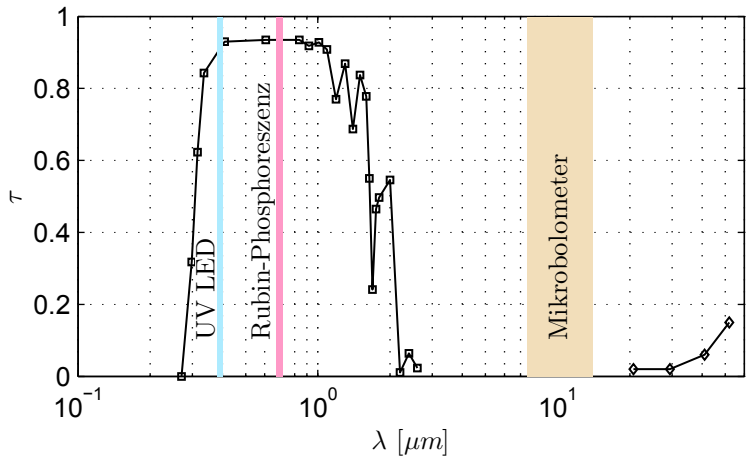


Abbildung 4.11: Transmissivität von PMMA (Plattendicke 3.2 mm), Daten entnommen aus Touloukian und DeWitt (1972)

Der Aufbau der im Thermischen Windkanal verwendeten Messplatte ist in Abbildung 4.10 skizziert. Auf einem isolierenden Träger aus Obomodulan befindet sich die Kapton-Heizfolie, die mit einer Kupferplatte verklebt war. Die Kupferlage sorgt für eine gleichmäßigere Temperaturverteilung und bietet eine ebene Fläche zur Applikation der Rubinfarbe. Entlang der Kupferplatte wurden drei 1 mm starke Mantelthermoelemente zur Temperaturüberwachung und Kalibrierung des Phosphors eingebettet. Die oberste Lage bildete eine Deckplatte aus Polymethylmethacrylat (PMMA), umgangssprachlich Plexiglas, die mit Hilfe der Rubin/Epoxidharz-Mischung aufgeklebt wurde. Ausschlaggebend für die Auswahl des Oberflächenmaterials waren die optischen Eigenschaften, die Temperaturbeständigkeit sowie eine geringe Wärmeleitfähigkeit. Letztere ist notwendig, um einen hinreichend großen Temperaturgradienten über die Deckschicht zu erzeugen. Neben PMMA wurden Borsilikatglas und Polycarbonat in Betracht gezogen. Die beiden Kunststoffe haben eine geringe Wärmeleitfähigkeit, lassen sich leicht bearbeiten und sind bis etwa 110 °C Temperaturbeständig. Der wesentliche Vorteil von Glas ist die hohe Maximaltemperatur von 500 °C und gute Formstabilität. Allerdings ist die Wärmeleitfähigkeit verglichen mit den Kunststoffen etwa viermal größer. Wegen der guten Transmission im nahen UV Bereich und der geringen Wärmeleitfähigkeit wurde letztendlich PMMA ausgewählt. Die spektralen Eigenschaften des Plexiglas sind zusammen mit den für die Temperaturmessungen relevanten Spektralbändern in Abbildung 4.10 dargestellt. Der Graph zeigt die guten Transmissionseigenschaften im Anregungs- und Emissionsband des Phosphors. Obwohl Touloukian und DeWitt (1972) keine Informationen für den Spektralbereich des Mikrobolometers liefern, kann das Eindringverhalten von Infrarotstrahlung mit den von Ahmed (2009) veröffentlichten Messergebnissen abgeschätzt werden. Die Daten zeigen, dass nach 30-40 μm Plattendicke im Wellenlängenbereich von 7.5 bis 14 μm bereits 98.4% der Infrarotstrahlung absorbiert werden. Die Gesamtplattendicke von 2 mm wurde anhand einer Fehlerabschätzung für eindimensionale Wärmeleitung festgelegt. Die Analyse zeigt, dass die Wärmeleit-

fähigkeit entscheidender als die Plattendicke ist. Der Abnahme des Messfehlers mit der Dicke gleicht einer Hyperbel, die für Werte oberhalb 2-3 mm kaum noch abfällt. Um die Dämpfung der UV Anregungsstrahlung gering zu halten, wurde eine dünne Platte gewählt. Entscheidend für die Funktion des Messaufbaus ist die korrekte, blasenfreie Verklebung von PMMA und Kupferplatte und eine einheitliche Dicke der Epoxid/Rubin-Schicht. Die Farbe wurde deshalb zuerst auf die angeraute, entfettete Plexiglasplatte aufgetragen und mit einem breiten Abzieher glatt gestrichen. Distanzstücke an den Rändern sorgten für eine einheitliche, definierte Schichtdicke. Nach dem Aushärten wurden verbleibende Unebenheiten abgeschliffen und die Decklage durch eine dünne Epoxidschicht mit der Kupferplatte verklebt.

Die Infrarot- und die Hochgeschwindigkeitskamera wurden zusammen mit den LEDs zur Anregung des Phosphors oberhalb der Messstrecke montiert. Beide Kameras waren mit einem leicht geneigten Blickwinkel zur Messplattenoberfläche so angeordnet, dass die Sichtfelder weitestgehend identisch waren. Entsprechend der Spektralbereiche der Detektoren wurden als optische Zugänge jeweils ein Quarzglas und ein Antireflex-beschichtetes ZnSe-Fenster verbaut. Für beide Kameras wurde eine optische Kalibrierung mittels einer frei verfügbaren Matlab-Toolbox durchgeführt (Bouguet, 2013). Als Kalibrierungsziel diente eine Aluminiumplatte, auf die ein Schachbrettmuster mit $10 \times 10\,\mathrm{mm}^2$ Rasterung aufgesprüht war. Die metallisch glänzenden und die mattschwarzen Felder waren sowohl für die Infrarot- als auch für die Hochgeschwindigkeitskamera mit hohem Kontrast sichtbar. Mit Hilfe der Kamerakalibrierung wurden die Bilddaten auf ein äquidistantes kartesisches Gitter interpoliert und Verzerrungen entfernt.

Nach dem Einbau der Messplatte wurde zuerst der Phosphor kalibriert. Mit der elektrischen Heizung wurden insgesamt acht Kalibrierpunkte mit konstanten Temperaturen eingestellt. Als Referenz dienten die in die Kupferplatte eingebetteten Thermoelemente. Da von Anfang an derselbe Messaufbau wie für die Wärmestrommessungen verwendet wurde, konnte zur Steigerung der Messgenauigkeit für jeden Pixel eine individuelle Kalibrierkurve generiert werden. Der Verlustwärmestrom durch die Plattenoberfläche wurde aus der Temperaturdifferenz zwischen Kupfer und der ebenfalls mit Thermoelementen bestückten PMMA-Oberfläche berechnet. Es wurde angenommen, dass das Phosphoreszenzsignal aus der mittleren Temperatur der Phosphorschicht resultiert, die bei linearem Temperaturverlauf dem Wert bei halber Schichtdicke entspricht. Die Temperaturdifferenz zwischen Kupfer und Phosphor wurde mit Hilfe des Verlustwärmestroms korrigiert. Die Kalibrierung der Thermographiekamera erfolgte, wie in Abschnitt 4.2.1 erläutert, in-situ anhand von fünf in die Plexiglasoberfläche eingelassenen Thermoelementen, die so angeordnet waren, dass nahezu der komplette Temperaturbereich abgedeckt wurde.

Die mittels Infrarot-Thermographie und Phosphoreszenz gemessenen Temperaturen $T_w(x, y)$ beziehungsweise $T_i(x, y)$ dienten als Randbedingungen für eine dreidimensionale FEM-Wärmeleitungsrechung. Die Simulationen erfolgten mit der kommerziellen Software Comsol 4.4, die direkt mit der Messdatenauswertung in Matlab gekoppelt war. Abbildung 4.12 zeigt die an der Bohrungshinterkante beginnende

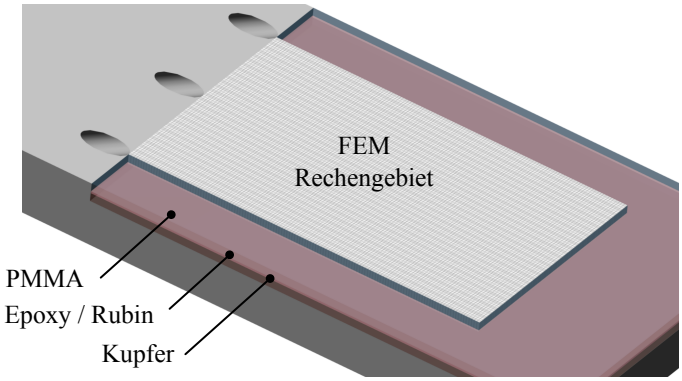


Abbildung 4.12: Rechengebiet der 3D-Wärmeleitungssimulation

Messplatte. Das Rechengebiet ist $9.1D$ breit und $15D$ lang und deckt den zentralen Teil der Messplatte ($0 \leq x/D \leq 15$; $-4.55 \leq y/D \leq 4.55$) stromab der Ausblasung ab. Das FEM-Model beinhaltet die 2 mm starke PMMA-Deckplatte sowie die Hälfte der Epoxid/Rubin-Schicht mit einer Dicke von 0.2 mm. Die Wärmeleitfähigkeit der Phosphorfarbe wurde mittels der von Garrett und Rosenberg (1974) entwickelten Formel zur Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit von Verbundwerkstoffen aus Epoxidharz und Pulver berechnet. Die gemessenen Temperaturverteilungen wurden zur Reduktion von Rauschen mit einem Median-Filter gefiltert und dann auf die Ober- und Unterseite des Rechengebietes interpoliert. Die verbleibenden Seitenflächen wurden als adiabate Wand definiert. Das Oberflächennetz hatte quadratische Elemente mit einer Seitenlänge von 0.42 mm und eine Gittergröße von 215 × 130 Zellen.

Die FEM-Simulation liefert den Wandwärmestrom, der sich aus einem Strahlungs- und einem konvektiven Anteil zusammensetzt, so dass zuerst eine Strahlungskorrektur vorgenommen werden muss. Dafür wurde das von Kröss (2011) in Anlehnung an Baldauf u. a. (2001) verwendete Verfahren unter Annahme eines umschlossenen Körpers genutzt. Der Strahlungswärmestrom wird über eine effektive Umgebungstemperatur T_U abgeschätzt, die aus der gemessenen Wandtemperatur ohne Filmkühlung und Heizung bestimmt wird. Der konvektive Wärmestrom lässt sich in diesem Fall aus den gemessenen Temperaturen und einer Korrelation für den Wärmeübergangskoeffizienten berechnen. Analog zu Baldauf u. a. (2001) wurde die empirische Korrelation von Kays u. a. (2005) verwendet, welche die ungekühlte Startlänge x_s und das Temperaturverhältnis von Wand zu Hauptströmung berücksichtigt.

$$h_0 = (\rho u_m c_p) \frac{0.03}{Re^{1/5} Pr^{2/3}} \left[1 - \left(\frac{x_s}{x + x_s} \right)^{0.9} \right]^{-1/9} \left(\frac{T_w}{T_m} \right)^{-1/4} \tag{4.5}$$

Aus dem Gesamtwandwärmestrom minus den konvektiven Anteil folgt letztendlich der Strahlungswärmestrom. Die folgende Gleichung liefert daraus die effektive Umgebungstemperatur.

$$\dot{q}_{Str} = \epsilon_w \sigma \left(T_w^4 - T_U^4 \right) \tag{4.6}$$

Für die darauffolgenden Versuche mit Filmkühlung wird genau umgekehrt vorgegangen. Der konvektive Wärmestrom ist dann der Gesamtwärmestrom minus Strahlungswärmestrom. Letzterer kann aus Gleichung 4.6 unter Verwendung der Wandtemperatur und der zuvor bestimmten effektiven Umgebungstemperatur berechnet werden. Aus dem konvektiven Wärmestrom folgt mit Gleichung 2.7 der Wärmeübergangskoeffizient. Die Normierung mit dem Wert der ebenen Platte ergibt die Steigerung des Wärmeübergangskoeffizienten $h(\theta)/h_0$. Zur Bestimmung der Superpositionsgeraden 2.9 wurden für jeden Betriebspunkt drei Wandtemperaturen, das heißt Wertepaare $h(\theta)$, eingestellt. Mit Hilfe der linearen Gleichung können anschließend der Wärmeübergangskoeffizient der filmgekühlten Wand $h_f = h(\theta{=}0)$ und die adiabate Filmkühleffektivität $\eta = 1/\theta_{aw}$ berechnet werden.

4.3 Optische Strömungsfeldmessungen

Abgesehen von den anfänglichen LDA-Messungen zur Charakterisierung der Messstrecke wurden die Strömungsgeschwindigkeiten im Thermischen Windkanal mittels Particle Image Velocimetry (PIV) gemessen. In den folgenden Kapiteln werden das Messprinzip sowie die verwendeten Messsysteme dargestellt.

4.3.1 Particle Image Velocimetry

Particle Image Velocimetry ist ein optisches Messverfahren, durch das im einfachsten Fall zweidimensionale Geschwindigkeitsverteilungen in einer Ebene bestimmt werden können. Die Strömung wird dazu mit Partikeln oder Öltröpfchen angereichert von denen angenommen wird, dass sie der Strömung hinreichend schnell folgen. In der vorliegenden Arbeit wurden ausschließlich 2D-PIV-Messungen durchgeführt. Das heißt, es werden zwei Geschwindigkeitskomponenten in einer Lichtschnittebene gemessen. Die Partikel werden dafür in kurzer Folge durch zwei Laserpulse beleuchtet und das Streulicht von einer Kamera aufgenommen. Aus dem zeitlichen Abstand der Laserpulse und der Partikelverschiebung, die mittels Kreuzkorrelation aus den Bildern bestimmt wird, kann dann die Strömungsgeschwindigkeit berechnet werden. Abbildung 4.13 zeigt eine Prinzipskizze zur Datenauswertung und der zeitlichen Abstimmung von Kamera und Laser. Am Thermischen Windkanal kam als Lichtquelle ein Doppelpuls Nd:YAG-Laser mit einer maximalen Pulsenergie von 200 mJ zum Einsatz. Der Laserstrahl wurde in einen beweglichen Lichtarm geführt an dessen Ende die Lichtschnittoptik montiert war. Durch Kombination einer Zylinderlinse und einer sphärischen Sammellinse wurde der Strahl aufgeweitet und im Messbereich fokussiert. Normal zur Lichtschnittebene befand sich die Interline-Transfer CCD-Kamera mit einer Auflösung von 2048 × 2048 Pixeln. Dieser Kameratyp erlaubt es zwei Bilder in sehr kurzem Abstand (200 ns) aufzunehmen. Laser und Kamera wurden mit einer Doppelbildfrequenz von 4 Hz betrieben. Der Pulsabstand betrug je nach Kühlluftgeschwindigkeit 3.5 bis 12 μs. Als Streuparktikel wurden Öltröpfchen mit einem mittleren Durchmesser von 2 μm verwendet. Zur Charakterisierung des

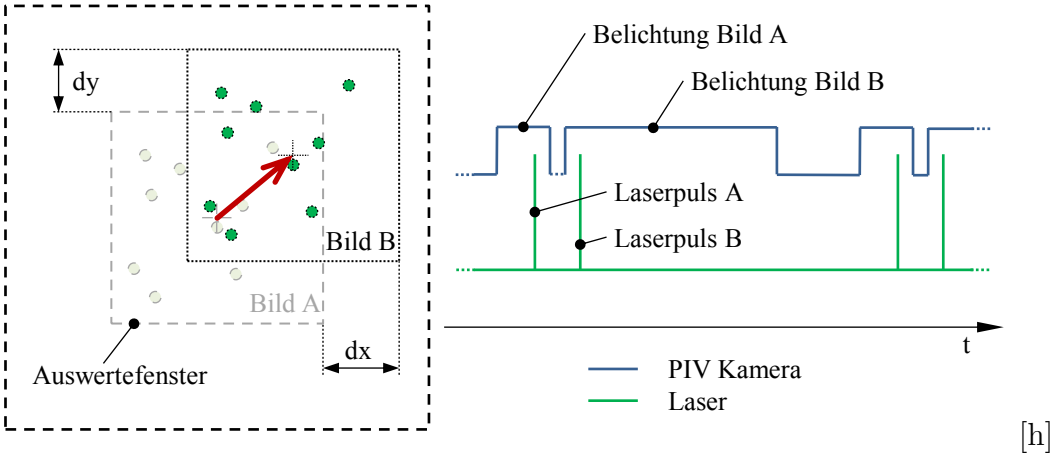


Abbildung 4.13: Prinzipskizze zu PIV-Auswertung und zeitlicher Ablauf

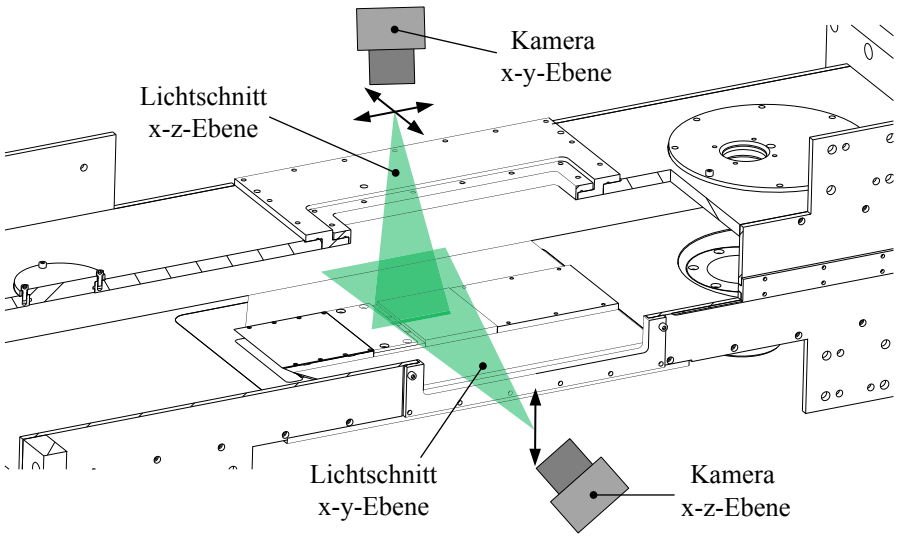


Abbildung 4.14: PIV-Anordnungen am GTW

Strömungsfeldes in Bohrungsnähe wurden Messungen in x-z-Ebenen parallel zur Strömung und in x-y-Ebenen parallel zur gekühlten Wand durchgeführt. Kamera und Lichtschnittoptik waren miteinander gekoppelt und an eine 3-Achsen-Traverse montiert, so dass die Messebenen automatisiert, ohne Änderung der optischen Anordnung, angefahren werden konnten. In Abbildung 4.14 sind der optische Zugang zur Messstrecke sowie die Positionen der Kamera und des Lichtschnitts skizziert. Um eine hohe statistische Güte der Messwerte zu garantieren, wurden für jeden Messpunkt 1000 Bildpaare aufgenommen und ausgewertet. Die Analyse der Ergebnisse an einem Punkt mit sehr starken Fluktuationen in der Scherschicht zwischen Kühlluftstrahl und Hauptströmung hatte gezeigt, dass sich die Mittelwerte nach Verwendung von mindestens 700 Einzelmessungen stabilisieren. Die PIV-Aufnahmen wurden mit der kommerziellen Software DaVis 8.1 ausgewertet. Zur Entfernung von Hintergrund und Reflexionen wurde vor der Auswertung ein Mittelwertbild aus allen Aufnah-

men subtrahiert. Außerdem wurde eine Angleichung der Intensität zwischen Bild A und B vorgenommen. Anschließend wurden die Geschwindigkeitsvektoren mit einem adaptiven Kreuzkorrelationsalgorithmus berechnet. Die anfängliche Größe des Auswertefensters von 128 × 128 Pixel wurde mit zunehmender Zahl der Durchläufe bis auf 32 × 32 Pixel reduziert. Außerdem wurde zur weiteren Steigerung der räumlichen Auflösung eine Überlappung von 50% verwendet. Abschließend wurden aus dem Geschwindigkeitsfeld mit einem lokalen Medianfilter fehlerhafte Vektoren entfernt. Als Ersatz wurde überprüft, ob einer der drei nächsthöheren Korrelationspeaks einen passenden Vektor liefert. Die beschriebene Vorgehensweise wurde aufgrund der Empfehlungen für die Berechnung von Ensemblegrößen gewählt (LaVision, 2012).

4.3.2 Zeitaufgelöste thermographische PIV-Messungen

Als Weiterentwicklung des etablierten PIV-Messverfahrens wurde am thermischen Windkanal die von Fond u. a. (2012) entwickelte und von Abram u. a. (2013) für zeitaufgelöste Messungen erweiterte thermographische PIV-Variante implementiert. Als Streupartikel für die Geschwindigkeitsmessung dient ein thermographischer Phosphor, mit dem zusätzlich die Strömungstemperatur ermittelt werden kann. Hauptströmung und Kühlluft wurden dazu mit $BaMgAl_{10}O_{17}:Eu^{2+}$ (BAM:Eu) angereichert. Die Partikelgröße betrug 2 μm. Im Kühlluftzweig befand sich ein Partikelgenerator mit Magnetrührer (LaVision Particle Blaster 100). Für die Hauptströmung kam ein Zyklon-Seeder (Glass und Kennedy, 1977) zum Einsatz, der nach Plänen von Fond u. a. (2012) am Institut gefertigt wurde. Das Hochgeschwindigkeits-PIV-System bestand aus einem Lee LDP-100 MQG Nd:YAG-Laser, der mit einer Doppelpulsfrequenz von 6 kHz arbeitete. Durch eine zweimalige Triggerung der Güteschaltung des Lasers konnten mit nur einer Kavität Doppelpulse im Abstand von wenigen Mikrosekunden erzeugt werden. Der Laser war über der Messstrecke montiert. Zwei Umlenkspiegel leiteten den Laserstrahl durch die Lichtschnittoptik aus einer Zylinderlinse (f = 125 mm) und einer sphärischen Linse (f = 700 mm) von oben auf die Messplatte. Das Streulicht wurde mit einer Phantom v710 Hochgeschwindigkeitskamera (12 kHz, 1280 × 480 pxl) aufgenommen. Der PIV-Modus der Kamera erlaubt einen minimalen Abstand von 500 ns zwischen zwei Belichtungen. Der Winkel zwischen Bild- und Messebene betrug etwa 20 °. Deshalb war das 2.0/100 mm Objektiv mit einem Scheimpflug-Adapter montiert. Die Auswertung der Rohbilder erfolgte nach der oben beschriebenen Vorgehensweise in DaVis 8.1. Die endgültige Fenstergröße wurde wegen der geringeren Auflösung der Kamera auf 24 × 24 Pixel reduziert.

Mit dem Verhältnis der Intensitäten aus zwei Wellenlängenbereichen kann die Temperatur des thermographischen Phosphors bestimmt werden. Die Methode nutzt die Rotverschiebung der Phosphoreszenz, die bei sinkender Temperatur auftritt. Fond u. a. (2012) haben die Veränderung des Spektrums für Temperaturen oberhalb der Raumtemperatur dokumentiert. Um sicher zu stellen, dass der Phosphor auch für die im GTW vorherrschenden Kühllufttemperaturen verwendbar ist, wurde in einem Vorversuch die Spektralverschiebung im Temperaturbereich von -56 °C bis 40 °C ge-

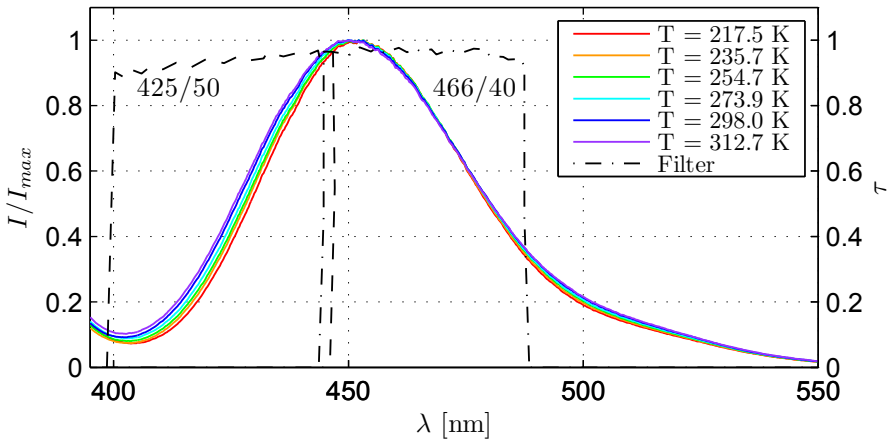


Abbildung 4.15: Temperaturabhängigkeit der Emissionsspektren von BAM:Eu und Transmissivität der verwendeten Filter

messen. Die Phosphoreszenz wurde mit Hochleistungs-LEDs ($\lambda = 365\,\text{nm}$) angeregt und mit einem Spektrographen (Solar MS3504i) aufgenommen. Zur Kalibrierung der Wellenlänge diente eine Krypton-Lampe. Die Ergebnisse sind zusammen mit den Transmissionsspektren der für die Temperaturmessung verwendeten optischen Filter in Abbildung 4.15 aufgetragen. Das Maximum im Emissionsspektrum liegt bei etwa 450 nm. Mit steigender Temperatur werden die Spektren breiter und verschieben sich leicht in Richtung kürzerer Wellenlängen. Die größten Veränderungen treten im Wellenlängenbereich des ersten Filters zwischen etwa 400 und 450 nm auf.

Für eine Temperaturmessung müssen die Intensitäten in beiden Wellenlängenbereichen gleichzeitig erfasst und anschließend überlagert werden. Das bedeutet, es sind zwei Detektoren mit dem gleichen Blickfeld erforderlich. Wie bei Abram u. a. (2013) kamen zwei Hochgeschwindigkeitskameras (Photron SA4, 6 kHz, 1024 × 640 pxl) mit identischen Objektiven (1.4/85 mm) zum Einsatz. Das Phosphoreszenzsignal wurde über einen Strahlteiler, der Wellenlängen oberhalb $\lambda = 445\,\text{nm}$ transmittiert, aufgespalten. Den langwelligen Anteil detektierte die Kamera, die rechtwinklig zur Messebene angeordnet war. Das Objektiv war mit dem 466/40 Filter ausgestattet. Die kurzwellige Strahlung wurde um 90 ° auf die zweite, parallel zum Lichtschnitt montierte Kamera abgelenkt. Hier kam der 425/50 Filter zum Einsatz. Der komplette Messaufbau ist in Abbildung 4.16 skizziert. Die Anordnung der Kameras ist unten links sichtbar. Der bereits beschriebene Lichtschnitt für die PIV-Messung kam von oben in die Messstrecke. Die Anregung des Phosphors erfolgte mit einem Hochgeschwindigkeits-Nd:YAG-Laser ($\lambda = 355\,\text{nm}$) bei einer Frequenz von 6 kHz. Der Lichtschnitt wurde mit einem Laserstrahlhomogenisierer (Bayerisches Laserzentrum, 2013; Gerold u. a., 2013) erzeugt und über ein Periskop vom hinteren Teil der Messstrecke parallel zur Oberfläche eingebracht. Dieser Aufbau war notwendig, da erste Versuche gezeigt hatten, dass Laserstrahlung die auf die Oberfläche trifft, dort abgelagertes BAM:Eu-Pulver anregt und zu einer starken Hintergrundstrahlung führt. Durch die Strahlführung parallel zur Wand sollte dieser Störeinfluss minimiert

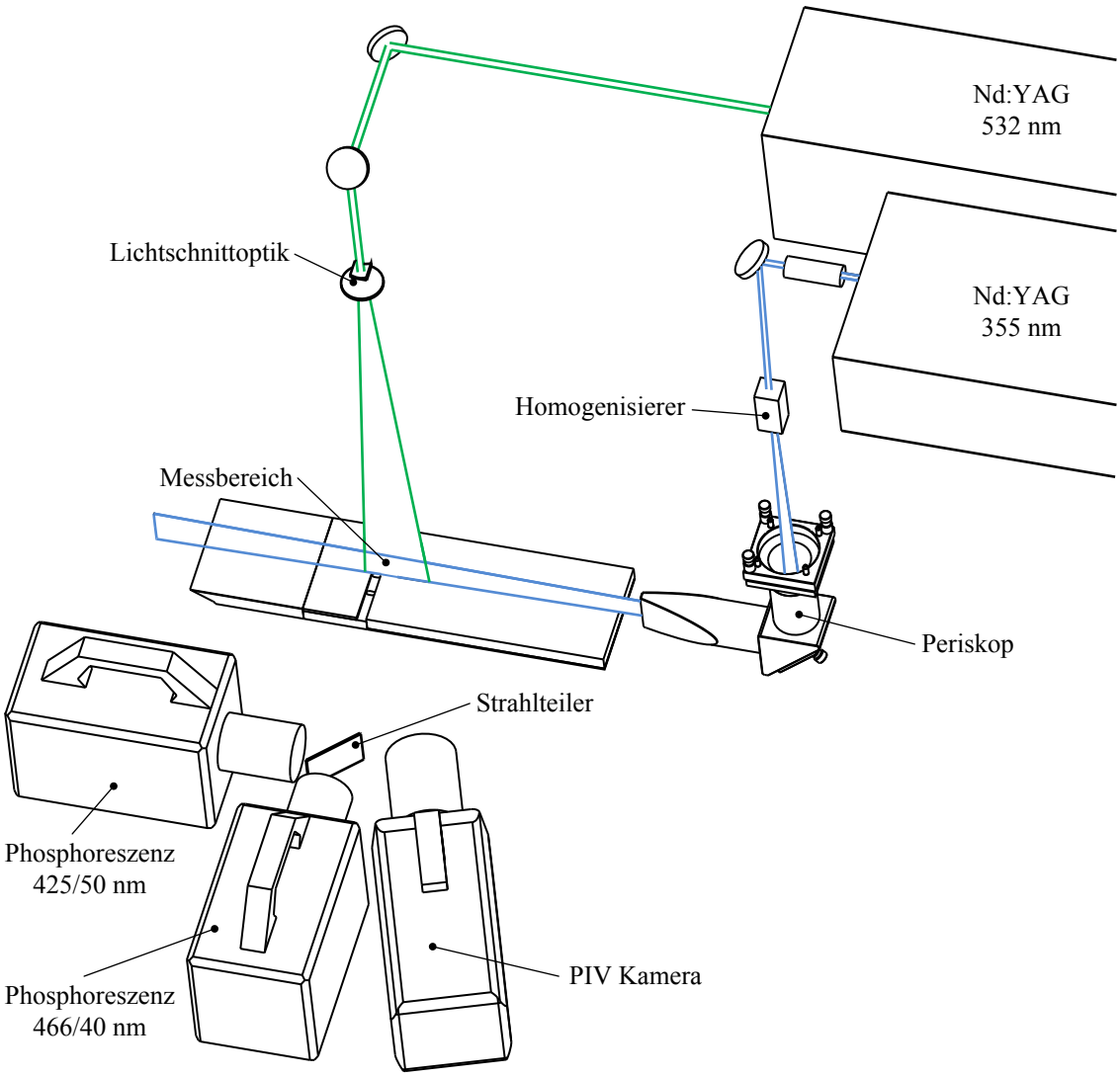


Abbildung 4.16: Thermographic PIV Versuchsaufbau am GTW

werden. Außerdem kann so mit einer geringeren Lichtschnittbreite gearbeitet werden, wodurch die Anregungsenergie pro Querschnittfläche, also die Fluenz, steigt. Der Homogenisierer sorgt für eine gleichmäßige Verteilung der Laserenergie über die Höhe des Messbereichs. Die Dicke des Lichtschnitts wurde durch Traversieren einer Rasierklinge durch den Lichtschnitt bei gleichzeitiger Leistungsmessung bestimmt. Anschließend wurde der Zusammenhang zwischen Leistung und Verfahrweg mit einer Gauß-Funktion approximiert. Vier Durchmesser stromab der Bohrung betrug die so gemessene Lichtschnittdicke (volle Breite bei halber Maximalleistung) 0.9 mm.

Um eine Verschmutzung des Umlenkspiegels im Periskop zu verhindern, war im horizontalen Linsentubus ein Schutzglas montiert. Der konvergente Teil des Rohres vor dem Schutzglas wurde mit Druckluft gespült, um Partikel fern zu halten.

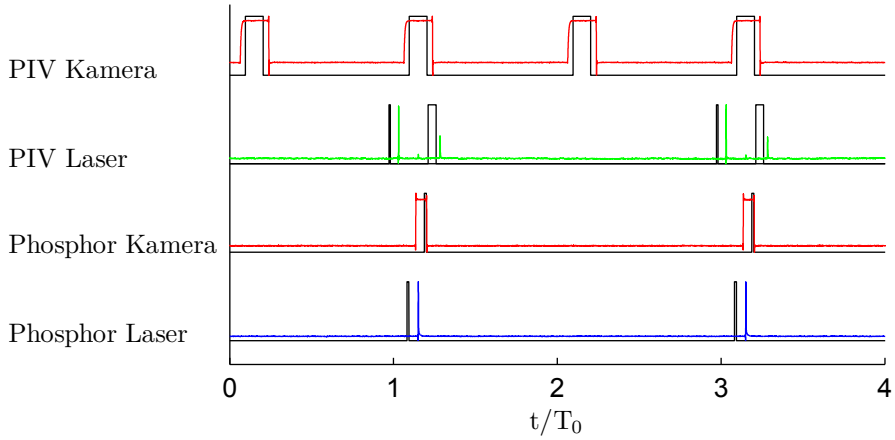


Abbildung 4.17: Zeitlicher Ablauf der Messungen, Trigger - schwarz, Aktivsignale - farbig

CFD-Simulationen der Messstrecke haben verifiziert, dass die Spülluft die Filmkühlströmung nicht beeinträchtigt. Der eigentliche Messbereich befindet sich in der Bohrungsebene bei $y/D = 0$, wo sich beide Lichtschnitte überlagern. In Strömungsrichtung wird eine Länge von $-3 \leq x/D \leq 9$ abgedeckt. Normal zur Wand erstreckt sich die Messebene im Bereich $0.5 \leq z/D \leq 4$. Der Lichtschnitt parallel zur Messplatte wurde so justiert, dass sich die Unterkante 3 mm über der Oberfläche befand. So wurde ein Störeinfluss durch Anregung von an der Wand abgelagerten Partikel weitestgehend vermieden. Nach der Auswertung der Daten beträgt die räumliche Auflösung 0.7 mm für die Geschwindigkeits- und 0.8 mm für die Temperaturmessung.

Ein kritischer Aspekt bei der zeitaufgelösten Messung mit zwei Lasern und drei Kameras ist die zeitliche Abstimmung der einzelnen Komponenten. Abbildung 4.17 zeigt beispielhaft die Trigger-, Belichtungs- und Laserpulssignale des verwendeten Messaufbaus. Die Periodendauer T_0 bezieht sich auf die Grundfrequenz der PIV-Kamera von 12 kHz. Es sind also zwei komplette Messzyklen bei 6 kHz dargestellt. Die farbig eingezeichneten Kurven stammen von Photodioden beziehungsweise den Aktiv-Ausgängen der Kameras und wurden mit einem Oszilloskop aufgenommen. Die schwarzen Linien zeigen die Triggersignale des Delay-Generators. Die PIV-Kamera arbeitet mit der doppelten Messfrequenz, da pro Messung ein Doppelbild aufgenommen wird. Ein niedriges Signal zeigt die Belichtung an. Die Pulse des PIV-Lasers fallen jeweils ans Ende und an den Anfang einer Belichtung. Die Energie der beiden Pulse kann über die Länge des ersten Triggersignals an die Güteschaltung des Lasers abgeglichen werden. Die Phosphoreszenzaufnahmen wurden genau zwischen den beiden PIV-Pulsen durchgeführt. So kann ausgeschlossen werden, dass sich die Signale der beiden Messverfahren gegenseitig beeinträchtigen. Die Belichtung der Phosphoreszenzkamera wird durch ein positives Ausgangssignal angezeigt. Der Trigger beendet die Aufnahme, die möglichst kurz gewählt wurde, um Störlichteinflüsse zu reduzieren.

Die maximale Messdauer war durch den Speicher der Kamera vorgegeben und betrug rund 2.85 s. Das entspricht 17100 Phosphoreszenzbildern pro Kamera. Vor der Messung wurden Hintergrundbilder aufgenommen und später von den Rohdaten subtrahiert. Anschließend wurden die Aufnahmen beider Detektoren mit der Software DaVis 8.1 räumlich überlagert und jeweils 4×4 Pixel zusammengefasst. Die Kameras wurden zuvor präzise auf ein Kalibrierziel ausgerichtet, um das Blickfeld und den Abbildungsmaßstab so genau wie möglich in Übereinstimmung zu bringen. Mit einem digitalen Filter wurden alle Intensitäten kleiner 15 (dem dreifachen Ausleserauschen) entfernt. Außerdem wurden die Aufnahmen mit dem gleitenden Durchschnitt aus 3×3 Bildpunkten geglättet. Diese Maßnahmen sollten ein ausreichend starkes Phosphoreszenzsignal pro Superpixel sicherstellen. Um räumliche Variationen der Lichtempfindlichkeit im optischen Pfad zu kompensieren, wurden alle Bilder durch eine Referenz dividiert, die bei konstanter Strömungstemperatur aufgenommen wurde. Anschließend wurde die in Kapitel 6.3 näher erläuterte Hintergrundkorrektur angewendet. Erst danach wurde das Verhältnis aus beiden konditionierten Intensitätsverteilungen gebildet. Die Zuordnung von Phosphoreszenzsignalen und Temperaturen erfolgte mit einer linearen Kalibrierkurve, die mit Hilfe der Temperaturmessungen am Austritt der Kühlluftbohrung und in der Hauptströmung erstellt wurde. Temperaturen oberhalb der Raumtemperatur wurden im Hauptströmungskanal eingestellt. Jedem Kalibrierpunkt wurde ein Phosphoreszenzsignal vom oberen Rand des Messbereichs zugeordnet, da dort der Einfluss der Oberfläche am geringsten ist. Temperaturen unterhalb der Raumtemperatur wurden mit Hilfe eines speziellen Filmkühleinsatzes mit nur einer zentralen Bohrung kalibriert. Durch den Bohrungsdurchmesser von $D = 12\,\mathrm{mm}$ und den steileren Bohrungswinkel von 45° wurde ein breiter Strahlkern mit konstanten Temperaturen erzeugt.

Für zeitaufgelöste Messungen muss sichergestellt werden, dass die Partikel den Temperatur- und Geschwindigkeitsschwankungen hinreichend schnell folgen können. Bei einer Stokes-Strömung, nimmt der Schlupf zwischen Partikel und Fluid nach einer sprunghaften Geschwindigkeitsänderung exponentiell ab. Die Zeitkonstante des exponentiellen Abfalls ergibt sich laut Raffel u. a. (2007) aus folgender Gleichung:

$$\tau_P = \frac{\rho_P d_P^2}{18\mu_g} \tag{4.7}$$

Die Dichte von BAM:Eu beträgt $\rho_P = 3.70\,\mathrm{g/cm^3}$. Die dynamische Viskosität des Gases ist in der Kühlluft am geringsten. Für eine konservative Abschätzung von τ_P muss bei $DR = 1.6$ deshalb die Viskosität von Luft bei $T_c = 233\,\mathrm{K}$ verwendet werden. Mit $\mu_g = 15.16 \cdot 10^{-6}\,\mathrm{kg/m{\cdot}s}$ und $d_P = 2\,\mu\mathrm{m}$ folgt eine Zeitkonstante von $\tau_P = 54.2\,\mu\mathrm{s}$. Nach einer Zeit von $3\tau_P = 162.6\,\mu\mathrm{s}$, deren Reziproke einer Frequenz von $f = 6.15\,\mathrm{kHz}$ entspricht, sinkt die Geschwindigkeitsdifferenz unter 5%. Eine ausführliche Analyse des Temperaturfolgevermögens findet sich in Fond u. a. (2012). Für diese Arbeit wurde mit Comsol ein kugelförmiges FEM-Modell aus einem Partikel und dem umgebenden Luftvolumen erstellt. Für den Festkörper wurden, analog zu Fond u. a. (2012), die Stoffwerte für Yttrium Aluminium Granat verwendet. Die temperaturabhängigen Stoffwerte der umgebenden, ruhenden Luft

sind in der Comsol Materialbibliothek hinterlegt. Die FEM-Simulation hat gezeigt, dass die Angleichung der Partikeltemperatur von $T_P = 233\,\mathrm{K}$ an die Gastemperatur von $T_m = 373\,\mathrm{K}$ innerhalb von $105\,\mu s$ bis auf einen Differenz von 1 K vollzogen ist. Wie bei Fond u. a. (2012) folgt der Partikel der Strömungstemperatur etwas schneller als der Geschwindigkeit. Beide Messgrößen können mit $2\,\mu m$ großen Partikeln im GTW bei einer Frequenz von $f = 6\,\mathrm{kHz}$ erfasst werden.

4.4 Messunsicherheit

Alle bisher beschriebenen Messverfahren sind mit einer Messunsicherheit behaftet, die bei der Diskussion der Ergebnisse berücksichtigt werden muss. Zusätzlich dazu können auch die Strömungsrandbedingungen nur mit endlicher Genauigkeit eingestellt und gemessen werden. Die im Folgenden angegebenen Messunsicherheiten wurden nach den von Moffat (1988) publizierten Richtlinien berechnet und beziehen sich auf das 95%-Konfidenzintervall.

Als erstes sollen die für alle Versuche gültigen Messunsicherheiten der Betriebsbedingungen diskutiert werden. Der Fehler der Hauptströmungsgeschwindigkeit kann anhand der Herstellerangaben des zur Kalibrierung genutzten LDA-Systems abgeschätzt werden und beträgt 1% beziehungsweise $\pm 0.2\,\mathrm{m/s}$. Alle zur Überwachung der Temperaturrandbedingungen eingesetzten Temperaturfühler wurden in einem temperierten Flüssigkeitsbad gegen ein Pt10-Kalibriernormal höchster Genauigkeitsklasse kalibriert. Die Gesamtmessunsicherheit eines Temperatursensors wurde anschließend aus dem RMS-Fehler der Kalibrierkurve und der Messunsicherheit des Referenzthermometers von 0.1 K als Wurzel der Quadratesumme berechnet. Aus der Kombination von Regelgenauigkeit und Präzision des eingesetzten Pt100-Widerstandsthermometers folgt für die Hauptströmungstemperatur ein Fehler von $\pm 1\,\mathrm{K}$. Für die Kühllufttemperatur wurde aufgrund relativ starker Temperaturfluktuationen eine Unsicherheit von $\pm 2\,\mathrm{K}$ angenommen. Die Massenstromregler in der Kühlluftversorgung besitzen laut Hersteller einen Fehler von 0.2% des kalibrierten Endwertes plus 0.8% des Sollwertes. Hinzu kommt die Unsicherheit des Sollwertes selbst, da dieser anhand von Temperaturrandbedingungen, Hauptströmungsgeschwindigkeit und Bohrungsdurchmesser ($\Delta D = 0.1\,\mathrm{mm}$) fortlaufend neu berechnet wird. Mit Hilfe der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung wurden für Ausblaserate sowie Geschwindigkeits- und Impulsverhältnis die in Tabelle 4.2 zusammengefassten Unsicherheiten berechnet. Die tabellierten Werte zeigen, dass der maximale Fehler von 5.4% bei einem Impulsverhältnis von $I = 1$ und einem Dichteverhältnis von $DR = 1.33$ auftritt. Im Allgemeinen sinkt der relative Fehler mit zunehmendem Kühlluftmassenstrom.

Die Messunsicherheit der PIV-Messungen wurde mit Hilfe der von Bernsdorf u. a. (2006) angewendeten Methode abgeschätzt. Hierfür wurde ein mit Sandpapier beklebter Block zur Erzeugung einer künstlichen PIV-Aufnahme in der Messstrecke platziert und mit einer Halogenlampe beleuchtet. Nach der Erfassung von Bildern in der Ausgangsposition, wurde die Kamera um 0.2 mm in Strömungsrichtung verfahren und erneut Aufnahmen gemacht. Dieser Versatz entspricht der von einem

	VR			*M*				*I*			
DR	0.5	1	2	1	2	4	6	1	2	8	16
1.33	3.71	3.67	3.66	4.34	3.88	3.71	3.66	5.40	4.65	3.82	3.60
1.60	3.73	3.70	3.68	4.34	3.88	3.71	3.66	5.19	4.52	3.78	3.59
2.00	3.77	3.75	3.74	4.34	3.88	3.71	3.66	4.99	4.40	3.77	3.60

Tabelle 4.2: Relative Messunsicherheiten der Ausblaseverhältnisse in [%]

Parameter	Symbol	Unsicherheit	$\Delta\overline{\eta}_i$ [%]	$\Delta\overline{\overline{h}}(\theta)_i$ [%]
Wandtemperatur	ΔT_w	0.6 K	3.85	0.03
Phosphortemperatur	ΔT_i	1 K	2.59	0.05
Hauptströmungstemperatur	ΔT_m	0.5 K	1.24	0.06
Kühllufttemperatur	ΔT_c	1.5 K	1.09	0.00
Wärmeleitfähigkeit PMMA	Δk	0.01 W/mK	0.21	5.03
Wärmeleitfähigkeit Epoxid/Rubin	Δk	0.01 W/mK	0.02	0.33
Plattendicke	Δt	0.05 mm	0.11	2.34
Epoxid/Rubin Schichtdicke	Δt	0.1 mm	0.16	3.09

Tabelle 4.3: Messunsicherheiten der Ausgangsgrößen und resultierender Einzelfehler

Partikel bei einer Strömungsgeschwindigkeit von 20 m/s in 10 μs zurückgelegten Strecke. Die so erzeugten Bildpaare wurden anschließend wie eine gewöhnliche Messung ausgewertet und mit der Sollgeschwindigkeit verglichen. Aus der Abweichung ergab sich eine Unsicherheit der Geschwindigkeitsmessung von 0.4 m/s. Die Positioniergenauigkeit der Messebene wird aufgrund der Lichtschnittdicke von etwa 0.8 mm auf 0.2 mm abgeschätzt. Zum Vergleich, die minimale Schrittweite der Traverse beträgt 12.5 μm.

Zur Bestimmung der Messunsicherheit von Wärmeübergang und Filmkühleffektivität wurde aufgrund der komplexen Datenauswertung ein Ansatz mit sequentieller Störung der einzelnen Einflussgrößen (Sequential Perturbation Method) gewählt. Dazu wurde die Auswertung für einen ausgewählten Testfall (Trench, $I = 8$; $DR = 1.33$) zunächst mit den Ausgangswerten durchgeführt und anschließend mit je einer, um die Messunsicherheit verfälschten, Einflussgröße wiederholt. Daraus ergibt sich der individuelle Beitrag einer jeden Variablen. Die Gesamtmessunsicherheit folgt aus der Wurzel der Quadratesumme der Einzelfehler. Die veranschlagten Messunsicherheiten der Ausgangsgrößen sind in Tabelle 4.3 gemeinsam mit den daraus resultierenden relativen Einzelfehlern zusammengefasst. Die Messunsicherheit der Wand- und Phosphortemperatur wurden basierend auf dem RMS-Fehler der Kalibrierkurven und dem Fehler der eingebetteten Thermoelemente ($\Delta T = 0.12$ K) bestimmt. Da als Hauptströmungs- und Kühllufttemperatur aktuelle Messdaten verwendet wurden, sind die Unsicherheiten etwas geringer als die zuvor angegebenen Werte, welche zusätzlich die Regelgenauigkeit beinhalten. Die Werte in Tabelle 4.3 verdeutlichen,

dass die Wandtemperatur den größten Einfluss auf die Messunsicherheit der Filmkühleffektivität hat. Der Fehler des Wärmeübergangskoeffizienten wird am stärksten durch die Wärmeleitfähigkeit des PMMA beeinflusst. Der aus den tabellierten Ergebnissen abgeleitete Gesamtfehler der flächengemittelten Werte betrug 5% für die Filmkühleffektivität und rund 7% für den Wärmeübergangskoeffizienten. Die lateral gemittelte Filmkühleffektivität besaß für kleine $\overline{\eta}$ einen maximale Messunsicherheit von 7%. Der Fehler des lateral gemittelten Wärmeübergangskoeffizienten war relativ konstant und betrug maximal 7%.

Die gleiche Fehleranalyse wurde auch für das nächsthöhere Dichteverhältnis von $DR = 1.6$ durchgeführt und ergab etwas geringere Messfehler von durchschnittlich 3% für $\overline{\overline{\eta}}$ und 7% für $\overline{\overline{h}}$.

Die Fehleranalyse für die Strömungstemperaturmessungen mittels Phosphorthermometrie wird durch das Korrekturverfahren in Kapitel 6.3 erschwert. Die Pixel zu Pixel Standardabweichung im Kern des Kühlluftstrahls von $\sigma_T = 8.3\,\mathrm{K}$ bietet einen Anhaltspunkt für den maximalen Messfehler der mittleren Temperatur. Die Messunsicherheit für das 95%-Konfidenzintervall beträgt dann $\Delta T = 16.3\,\mathrm{K}$, also rund 11.6% des untersuchten Temperaturbereichs. Die Messunsicherheit der Schwankungsprodukte wurde mit der Standardabweichung einer unkorrelierten Messsequenz von 200 Bildern abgeschätzt. Der Wert von 100 Pixeln aus der ungestörten Hauptströmung wurde gemittelt. Geht man davon aus, dass die turbulenten Temperatur und Geschwindigkeitsschwankungen in der Hauptströmung vernachlässigbar sind, erhält man einen Anhaltspunkt für die Reproduzierbarkeit der Messungen. Für die normierten Schwankungsprodukte ergeben sich folgende Messunsicherheiten: $\Delta\overline{u_x' u_z'}/u_m^2 = 8.5 \cdot 10^{-4}$ und $\Delta\overline{u_i' T'}/(u_m(T_m - T_c)) = 4.3 \cdot 10^{-3}$. Die Unsicherheit der Geschwindigkeits- und Temperaturgradienten kann für das verwendete Least-Squares-Verfahren laut Raffel u. a. (2007) aus dem Fehler der Messgröße geteilt durch die Gitterweite berechnet werden. Basierend auf diesen Abschätzungen folgt die Messunsicherheit von turbulenter Viskosität, Temperaturleitfähigkeit und Prandtl-Zahl aus der Fehlerfortpflanzung. Die mittleren Fehler in der Mischungsschicht betragen $\Delta\mu_t = 18\,\%$, $\Delta\alpha_t = 65\,\%$ und $\Delta Pr_t = 21\,\%$.

5 Weiterentwicklung der Trenchgeometrie

Der Überblick zu bestehenden Kühlgeometrien in Kapitel 2.5 hat gezeigt, dass der Trench großes Entwicklungspotential, besonders als Geometrie für hohe Ausblaseraten, besitzt. Nachfolgend wird eine Weiterentwicklung der Trenchgeometrie vorgestellt und ihre Optimierung beschrieben. Eine numerische Optimierung bietet sich bei der Vielzahl der Parameter an. Außerdem besteht die Möglichkeit, dass weitere von der Ausgangsform abweichende Geometrien gefunden werden. Optimierungsverfahren finden bei der aerodynamischen Auslegung von Verdichter- und Turbinenschaufeln bereits breite Anwendung. Die Arbeit von Verstraete u. a. (2008) ist ein Beispiel für die multidisziplinäre Optimierung mit genetischen Algorithmen und Metamodellen. Die Form und Lage von Kühlkanälen in einer Turbinenschaufel wurde im Hinblick auf Bauteillebensdauer und minimalen Kühlluftverbrauch optimiert. Ein weiteres Beispiel ist die von Johnson u. a. (2014) durchgeführte Untersuchung zur Kühlung der Druckseite einer Turbinenschaufel. Die Autoren verwendeten einen genetischen Algorithmus, um Anordnung, Durchmesser sowie Ausblase- und Orientierungswinkel der Kühlluftbohrungen für eine bessere Kühlleistung zu optimieren.

5.1 Problemstellung und Entwicklungspotential

Obwohl der gerade Trench bereits für eine deutliche Verbesserung der lateralen Kühlluftverteilung sorgt, wurden durch die Arbeit von Kröss (2011) und eigene, in den nachfolgenden Kapiteln gezeigte Messungen, einige Schwachstellen identifiziert. Das Strömungsfeld in der Umgebung eines Trenchs ist in Abbildung 5.1 skizziert. Problematische Bereiche sind gekennzeichnet. Besonders der Heißgaseintrag direkt neben den Kühlluftbohrungen stellt eine Gefahr dar. Bei einem mit einer thermischen Schutzschicht überzogenen Bauteil entstehen an dieser Stelle hohe thermische Lasten für die ungeschützte Oberfläche im Trench. Außerdem sorgt die frühzeitige Vermi-

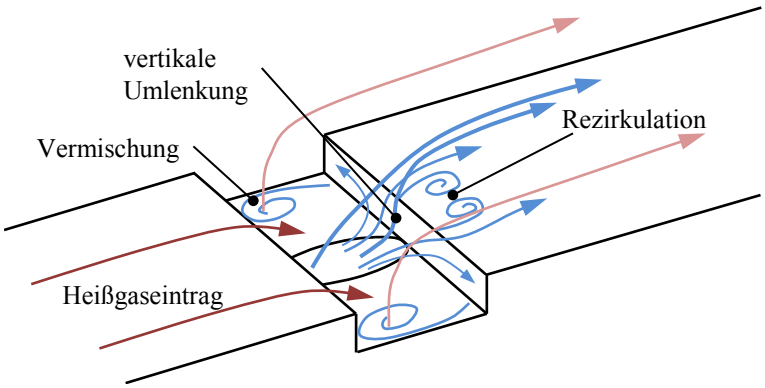


Abbildung 5.1: Strömung in der Umgebung eines geraden Trenchs

schung von Heißgas und Kühlluft für eine Verschlechterung der Kühlleistung. Durch die von Kröss (2011) entwickelten Rampen wurde genau dieses Problem adressiert. Die Ergebnisse haben gezeigt, dass die Kühlleistung steigt, wenn verhindert wird, dass die Hauptströmungsgrenzschicht in den Trench „hineinfällt“. Weiteres Verbesserungspotential besteht bei der lateralen Verteilung und Umlenkung der Kühlluft. Durch die Prallwirkung an der hinteren Trenchkante wird der Kühlluftstrahl nicht nur seitlich sondern vor allem vertikal abgelenkt. Dadurch verlässt ein Großteil der Kühlluft den Trench im Bereich der Bohrung. Außerdem dringt der Kühlluftstrahl relativ weit in die Hauptströmung ein und vermischt sich so schneller mit dem Heißgas. Die gute Kühlwirkung, auch bei hohen Ausblaseraten, resultiert vor allem aus der Zirkulation von kalter Luft direkt stromab der Trenchhinterkante. Neben der Bohrung verlässt nur sehr wenig Kühlluft den Trench. Erst wenn sich die quer strömende Luft von zwei benachbarten Ausblasungen in der Symmetrieebene trifft, wird das im Trench verbliebene Fluid nach außen gedrängt. An dieser Stelle zwischen zwei Bohrungen bildet sich ein gegenläufiges Wirbelpaar, in dem sich Kühlluft und Heißgas mischen und auf die Oberfläche austreten.

Aus den beschriebenen Phänomenen lassen sich mehrere Entwicklungsziele ableiten. Erstens sollte das Eindringen von Heißgas in den Trench verhindert werden, zweitens ist ein gleichmäßigeres Ausströmen der Kühlluft in Spannweitenrichtung erstrebenswert und drittens sollte der Kühlfilm flacher sein. Zusätzlich dazu sollen weiterhin zylindrische Bohrungen zur Anwendung kommen. Praktisch schwer umsetzbare, in die Heißgasströmung ragende Elemente wie Rampen sollten vermieden werden. Das bedeutet, dass sich die Modifikationen auf die Trenchkontur beschränken sollten. Eine Variation der Trenchtiefe, etwa ein stetiger Anstieg von der Bohrung bis zur Symmetrieebene, wurde in Betracht gezogen, aber mit Rücksicht auf die Herstellbarkeit verworfen. Geht man von einer Trenchfertigung durch Maskierung der Bohrung und Aufsprühen einer TBC aus, sollte die Trenchtiefe konstant und die vertikalen Flächen normal zur Bauteiloberfläche sein.

Auf Basis dieser Kriterien wurde die in Abbildung 5.2 dargestellte Kontur eines aus zwei Segmenten bestehenden schmalen Trenchs entwickelt. Die Pfeile stellen die als Optimierungsparameter verwendeten Koordinaten dar. Neben der Position der Trenchkanten ($P_2 - P_5$) wurde außerdem die Trenchtiefe (P_1) variiert. Die beiden Trenchsegmente besitzen gerade Kanten. Die Breite des inneren Segments ist fest vorgegeben und entspricht der halben Länge des Bohrungsaustritts, also 1D bei einem Bohrungswinkel von $\alpha = 30°$. Von der Bohrung bis zum Knick läuft der Trench konisch zu bevor er in das äußere Segment mit parallelen Kanten übergeht. Die Position des Knicks ist in Strömungs- und Spannweitenrichtung variabel. Beim äußeren Segment können sowohl die Breite, als auch der Pfeilungswinkel verändert werden. Die Optimierungsparameter und ihre Wertebereiche sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst. Die tabellierten Minima und Maxima beziehen sich auf die absoluten Koordinaten. Die Grenzwerte wurden so gewählt, dass für alle Geometrien die gleiche Rechennetztopologie verwendet werden kann.

Der schmale Trench soll sich komplett mit Kühlluft füllen, so dass kein Heiß-

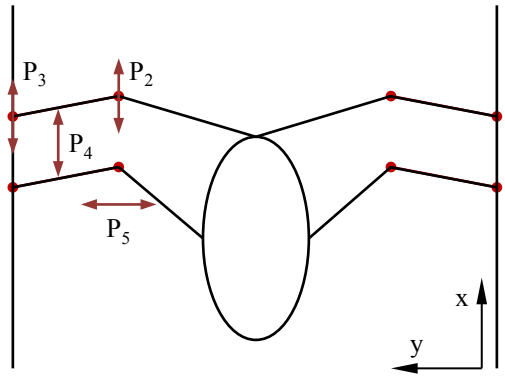


Abbildung 5.2: Ausgangsgeometrie der Trenchkontur mit Optimierungsparametern

Parameter	Koordinate	Min/D	Max/D	Beschreibung
P_1	z	1/4	1 1/2	Trenchtiefe
P_2	x	0	1	Kante, stromauf
P_3	x	- 1/3	1 1/3	Kante, stromauf
P_4	x	1/6	1	Trenchbreite
P_5	y	2/3	1 2/3	Position des Knicks

Tabelle 5.1: Optimierungsparameter

gas eindringt. Die dreieckige Trenchhinterkante soll den Kühlluftstrahl mehr lateral als vertikale umlenken. Die Verjüngung und der Knick dienen der Steuerung eines gleichmäßigen Kühlluftaustritts auf die Oberfläche. Der Großteil der kalten Luft soll aus dem Trench gedrängt werden, bevor sich zwischen den Bohrungen ein Gegenstromgebiet bildet.

5.2 Optimierung der parametrisierten Trenchkontur

Die Optimierung der in Abbildung 5.2 gezeigten Trenchgeometrie wurde für fünf Parameter und zwei Zielvariablen mit der Software modeFRONTIER durchgeführt. Das Programm ermöglicht es die einzelnen Optimierungsschritte zu koppeln und automatisiert auszuführen. Der Optimierungsvorgang ist vereinfacht als Flussdiagramm in Abbildung 5.3 dargestellt. Den Ausgangspunkt bildete ein durch statistische Versuchsplanung (Design of Experiments - DOE) erzeugter Datensatz mit insgesamt 42 Designs. Um eine möglichst vollständige und gleichmäßige Abdeckung des Wertebereichs zu erlangen, wurde die Uniform Latin Hypercube Methode verwendet. Im Anschluss wurde jedes Design einzeln analysiert. Dazu wurden die Parameter über ein Replay-Skript an die Geometrie- und Netzgenerierungssoftware Ansys ICEM übergeben. Anhand der Koordinaten wurde zuerst die Trenchgeometrie erzeugt und anschließend blockstrukturiert vernetzt. Die Topologie des Hexaedernetzes war für alle Konfigurationen identisch. Die Zellenzahl wurde zur Erhaltung

einer einheitlichen Netzdichte, zum Beispiel in Richtung der Trenchbreite, angepasst. Das Rechengebiet entsprach bis auf das Plenum der in Abbildung 3.1 gezeigten Domain. Zur Verringerung des Rechenaufwandes wurde die Zellzahl etwas reduziert und das Plenum durch zuvor berechnete Profile am Bohrungseintritt ersetzt. Insgesamt konnte die Netzgröße so auf rund 420 000 Zellen reduziert werden. Die aufgelöste Wandgrenzschicht stromab der Bohrung mit $y^+ \approx 1$ blieb erhalten. Mit dem Rechennetz wurden RANS-Strömungssimulationen für sechs Ausblaseraten von $M = 1$ bis 6 und ein Dichteverhältnis von $DR = 2$ in Ansys Fluent mit den in Abschnitt 3.2 erläuterten Einstellungen durchgeführt. Die große Spanne von Ausblaseraten wurde gewählt, um sicher zu stellen, dass die Konfiguration robust auf Änderungen des Kühlluftmassenstrom reagiert. Nach der Initialisierung wurden maximal 3000 Iterationen für die erste Ausblaserate gerechnet. Für die verbleibenden fünf Betriebspunkte waren wegen der besseren Startlösung jeweils nur noch höchstens 1000 Rechenschritte nötig. Die Konvergenz mit Residuen kleiner 10^{-4} beziehungsweise 10^{-6} für die Energiegleichung und einem maximalen Massenbilanzfehler von 10^{-8} wurde als Bedingung von der Optimierungssoftware überwacht. Zur Evaluierung der Trenchgeometrie wurden für jede Ausblaserate zwei, auf die Oberfläche stromab der Ausblasung bezogene, statistische Größen der Filmkühleffektivität berechnet. Einerseits der Mittelwert, als Maß für die Kühlleistung, und andererseits die Standardabweichung, zur Beurteilung der Gleichmäßigkeit des Kühlfilms. Alle Ergebnisse wurden von modeFRONTIER eingelesen und über die sechs Ausblaseraten gemittelt, so dass letztendlich zwei Zielvariablen übrig blieben, die in einer Datenbank abgelegt wurden.

Diese Datenbank als Resultat der DOE-Analyse ist der Ausgangspunkt für die eigentliche Optimierung, die anhand eines sogenannten Metamodells durchgeführt wurde. Diese Näherungsfunktion bildet den Zusammenhang zwischen Parametern und den Zielgrößen in vereinfachter Form ab, so dass einzelne Designs mit deut-

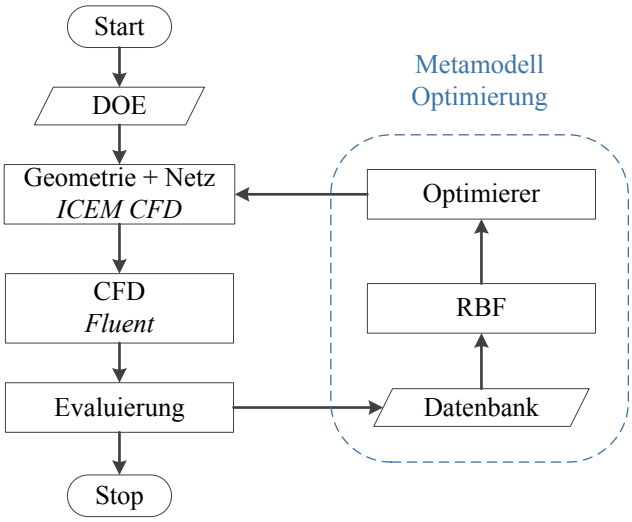


Abbildung 5.3: Ablauf der Optimierung

lich geringerem Rechenaufwand als bei der CFD-Analyse evaluiert werden können. Das Metamodell interpoliert zwischen den bereits mit hoher Genauigkeit ausgewerteten Designs. Die Qualität der Ergebnisse hängt deshalb von der Größe der Datenbasis und dem Abstand des neuen Designs von einer Stützstelle ab. Bei mehreren Parametern und Zielvariablen wird der funktionale Zusammenhang meist als Fläche dargestellt. Typische Näherungsverfahren sind Response Surface Methoden, künstliche neuronale Netze, radiale Basisfunktionen (RBF) oder Krigin (Verstraete, 2010b). Im Rahmen dieser Arbeit wurden RBF verwendet, da die ebenfalls getesteten neuronalen Netze unphysikalische Filmkühleffektivitäten größer eins lieferten. Zur Optimierung wurde der NSG Algorithmus II (non-dominated sorting genetic algorithm) von Deb u. a. (2000) gewählt. Ein solcher genetischer Algorithmus bietet, verglichen zu anderen Verfahren nullter Ordnung (z.B. Random Walk, Simulated Annealing) oder Verfahren höherer Ordnung (z.B. Gradientenverfahren), einen guten Kompromiss zwischen Konvergenzgeschwindigkeit und Rauschempfindlichkeit (Verstraete, 2010a). Mit der DOE als Ausgangspopulation wurde über insgesamt 100 Generationen mit einer Kreuzungswahrscheinlichkeit von 0.9 optimiert. Durch das Metamodell wurde die Auswertung um ein Vielfaches beschleunigt, so dass innerhalb von wenigen Sekunden über 4000 Designs evaluiert werden konnten. Zum Vergleich, die detaillierte CFD-Analyse der DOE dauerte bei Nutzung von 12 Prozessorkernen auf einem Hochleistungsrechner mehrere Tage.

5.3 Optimierungsergebnisse

Die Optimierungsergebnisse sind in Abbildung 5.4 als flächenbezogene Standardabweichung σ_η über der flächengemittelten Filmkühleffektivität $\overline{\overline{\eta}}$ in einem Streudiagramm aufgetragen. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wird nur die Paretofront der RBF-Ergebnisse gezeigt. Ein optimaler Entwurf sollte eine hohe Filmkühleffektivität bei geringer räumlicher Variation besitzen und befände sich deshalb in der rechten unteren Ecke des Diagramms. Genau dort hat sich nach der Optimierung eine deutliche Paretofront ausgebildet. Die Elemente der DOE sind über den gesamten Wertebereich verteilt. Verglichen mit dem besten Design der Datenbasis konnte durch die Optimierung die Filmkühleffektivität um maximal 5% gesteigert und die Standardabweichung um bis zu 10% gesenkt werden. Aus der Detailanalyse der Ergebnisse geht hervor, dass sich drei grundlegend verschiedene Trenchkonturen herausgebildet haben. Darum wurden zur Überprüfung der Genauigkeit des Metamodells drei Kandidaten an den Enden und in der Mitte der Paretofront für eine genaue CFD-Evaluierung ausgewählt. Die zugehörigen Parameter sind in Tabelle 5.2 gegeben. Obwohl Abweichungen zwischen den Kandidatendesigns und den CFD-Ergebnissen sichtbar sind, dominieren alle drei Konfigurationen die DOE und stellen damit Optima dar. Die maximal erreichbare Filmkühleffektivität ist in guter Übereinstimmung mit der Vorhersage des Metamodells. Die Standardabweichung konnte nur geringfügig reduziert werden. Das Ergebnis des geraden Trenchs befindet sich etwas links oberhalb der Mitte des Diagramms. Die neuen Konturen ermöglichen verglichen dazu eine um 85% höhere mittlere Filmkühleffektivität oder

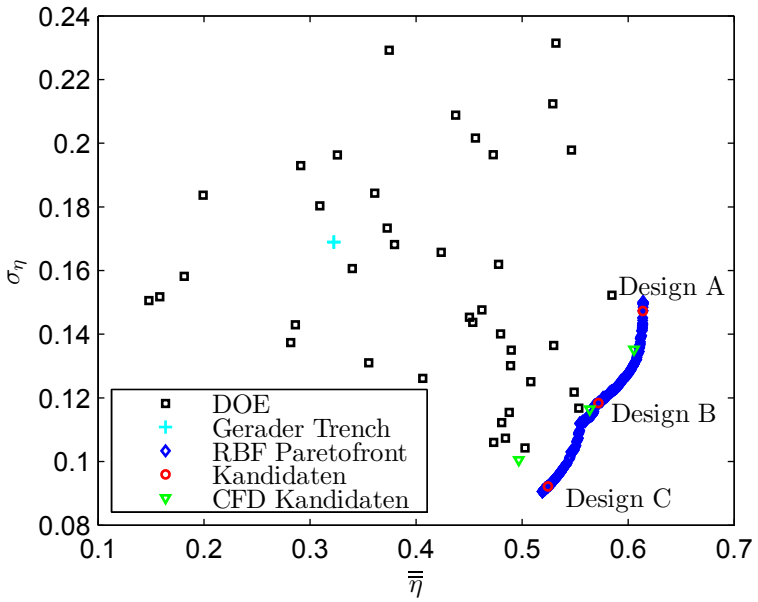


Abbildung 5.4: Optimierungsergebnisse für den konturierten Trench

Design	P_1	P_2	P_3	P_4	P_5
A	0.62	0.98	0.69	0.98	1.28
B	1.13	0.37	1.02	0.17	1.65
C	1.10	0.09	0.53	0.98	1.36
N	0.75	1.00	1.00	0.67	1.50

Tabelle 5.2: Optimierungsparameter der untersuchten Kandidatendesigns, P_i/D

eine Senkung der flächenbezogenen Standardabweichung um rund 40%.

Abbildung 5.5 veranschaulicht anhand der Stromlinien die Kühlluftausströmung aus den drei Trenchvarianten. Die dazugehörigen Verteilungen der adiabaten Filmkühleffektivität sind in Abbildung 5.6 dargestellt. Zum Vergleich befindet sich das Ergebnis für den geraden Trench in der Teilabbildung unten rechts. Die drei Beispiele illustrieren sehr gut verschiedene Möglichkeiten die Kühlluftausströmung aus dem Trench zu beeinflussen. Geometrie A hat die höchste mittlere Filmkühleffektivität. Die Form ähnelt stark der in Abbildung 5.2 dargestellten Ausgangsform. Durch die in Strömungsrichtung gepfeilten inneren Trenchsegmente wird die Kühlluft lateral verteilt und es entsteht ein breiter, flacher Kühlfilm. Die geringe Trenchtiefe von $H/D = 0.62$ reduziert die vertikale Strahlumlenkung. Die größte Eindringtiefe tritt, wie beim geraden Trench, da auf, wo sich die Luft aus zwei benachbarten Bohrungen trifft und nach außen gedrängt wird. Der Konturplot der Filmkühleffektivität in Abbildung 5.6 zeigt deutlich, dass die beste Kühlwirkung stromab der Ausblasung erreicht wird. Geometrie B ähnelt durch die Dreiecksform dem Austritt einer Diffusorbohrung. Die inneren Segmente sind leicht in Strömungsrichtung gepfeilt und verengen sich rasch zu einem sehr schmalen äußeren Spalt. Durch die starke Reduk-

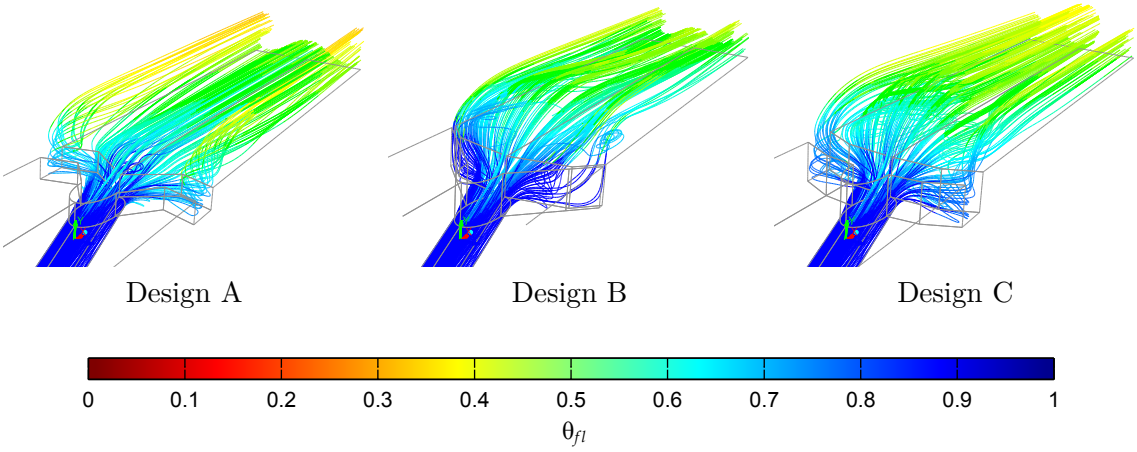


Abbildung 5.5: Kühlluftstromlinien der optimierten Konfigurationen

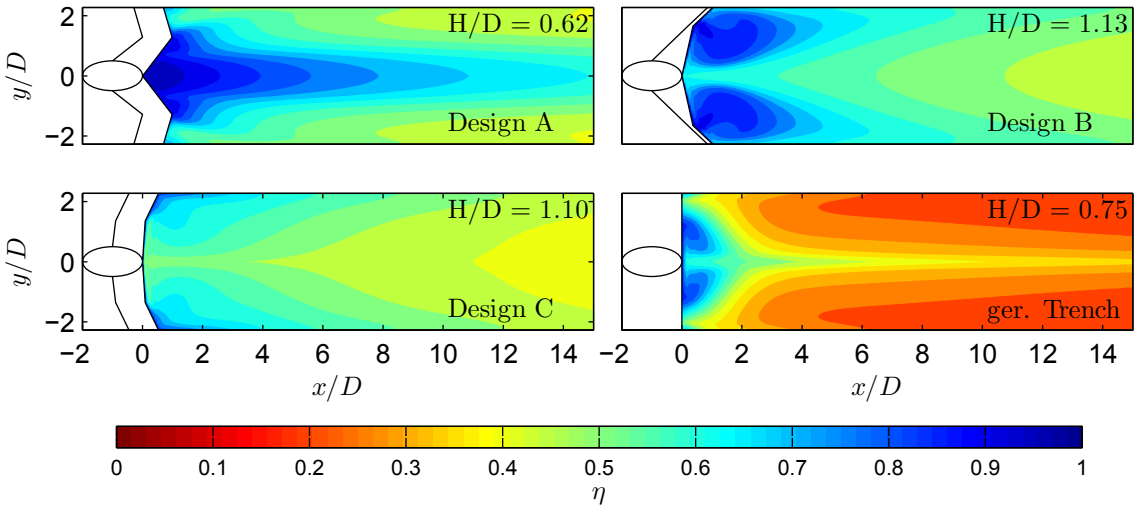


Abbildung 5.6: Filmkühleffektivitäten der evaluierten Designs und des geraden Trenchs (M=4, DR=2)

tion der Trenchbreite wird die Kühlluft kontrolliert an die Oberfläche gezwungen. Die laterale Verteilung erfolgt einerseits durch die leicht abgewinkelte Trenchhinterkante, aber vor allem aufgrund der großen Trenchtiefe. Wegen des Aufstaus an der stromab gelegenen Wandung wird die Kühlluft stark seitlich und vertikal umgelenkt und dringt deshalb relativ weit in die Hauptströmung ein. Die Kühlluft tritt fächerförmig aus und schirmt die Oberfläche so von der Heißgasströmung ab. Dadurch können sich im Bereich des äußeren Trenchsegments Rezirkulationsgebiete ausbilden, die von Kühlluft gespeist werden und deshalb als Gebiete mit hoher Filmkühleffektivität in den Konturplots in Abbildung 5.6 sichtbar sind. Geometrie C erzeugt die gleichmäßigsten Kühlfilme mit der geringsten flächenbezogenen Standardabweichung aber etwas schlechterer Kühlleistung. Der mittlere Teil des Trenchs ist nahezu gerade und nur die äußeren Segmente sind in Strömungsrichtung gepfeilt.

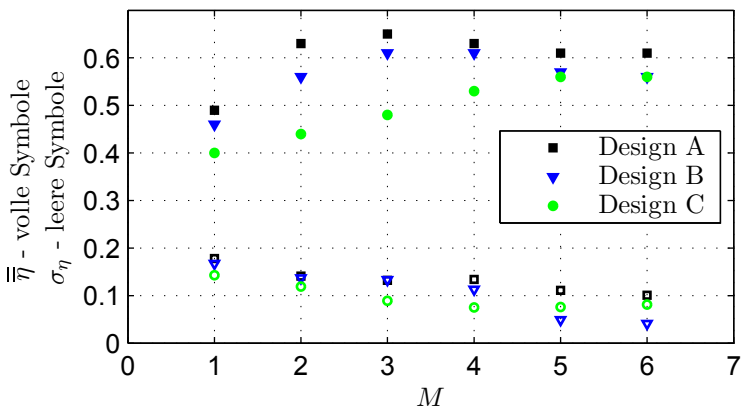


Abbildung 5.7: Einfluss der Ausblaserate auf die Kühlleistung

Die Trenchbreite ist fast konstant. Das Strömungsfeld nahe der Bohrung ähnelt dem des geraden Trenchs. Jedoch wird durch die größere Trenchtiefe mehr Kühlluft nach außen geleitet. Die lateral strömende Luft wird dann von den gepfeilten Außensegmenten in Strömungsrichtung abgelenkt und verlässt dadurch den Trench. So wird die Gegenstromregion zwischen zwei Bohrungen geschwächt. Die insgesamt etwas geringere Kühlwirkung resultiert vermutlich aus der großen Eindringtiefe in die Hauptströmung, die für eine schnellere Vermischung von Heißgas und kalter Luft sorgt. Die in Abbildung 5.6 gezeigten Verteilungen der Filmkühleffektivität verdeutlichen die starke Leistungsverbesserung durch die neuen Geometrien im Vergleich zum geraden Trench. Die Verteilung der Kühlluft ist wesentlich gleichmäßiger und die hohe Kühlwirkung nimmt in x-Richtung nur sehr langsam ab. Abbildung 5.7 zeigt die Filmkühleffektivität und die Standardabweichung in Abhängigkeit von der Ausblaserate. Die Geometrien A und B haben bei $M = 3$ die maximale Kühlwirkung. Variante C erreicht den Maximalwert erst bei $M = 5$. Für alle Konfigurationen nimmt die Standardabweichung leicht mit zunehmendem Kühlluftmassenstrom ab. Die Leistung keiner der drei Varianten hängt signifikant von der Ausblaserate ab. Ein starker Abfall der Kühlleistung, wie er für eine zylindrische Bohrung zu erwarten wäre, erfolgt nicht.

Für weitere detaillierte Untersuchungen wurde die Geometrie mit der höchsten Filmkühleffektivität, also Design A, ausgewählt. Die Form wurde im Hinblick auf die Fertigung des Windkanalmodells und der Vergleichbarkeit mit dem 0.75D tiefen geraden Trench vereinfacht. Die Parameter sind in Tabelle 5.2 in der letzten Zeile als Design N angegeben. Die in Abbildung 6.1 rechts gezeigte Geometrie soll mit der dreieckigen Kante stromab der Bohrung, dem sich nach außen verjüngenden Trench und dem Knick, der Kühlluft an die Oberfläche lenkt, die wesentlichen Strömungscharakteristika des Designs A nachbilden.

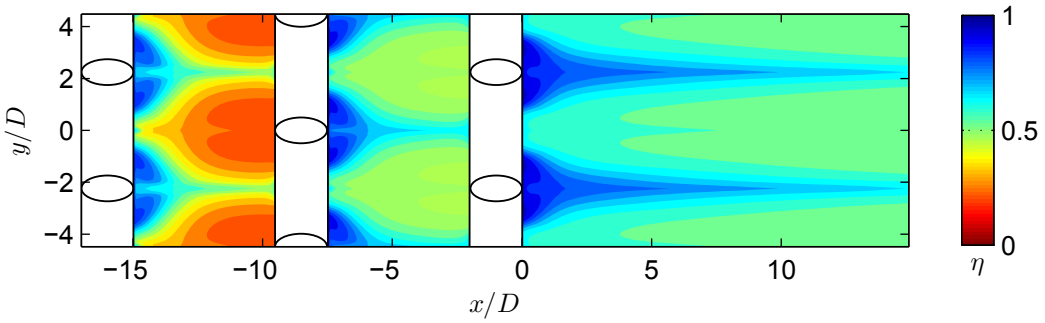


Abbildung 5.8: Kühlwirkung von drei Trenchreihen, T, $M = 3$, $DR = 2$

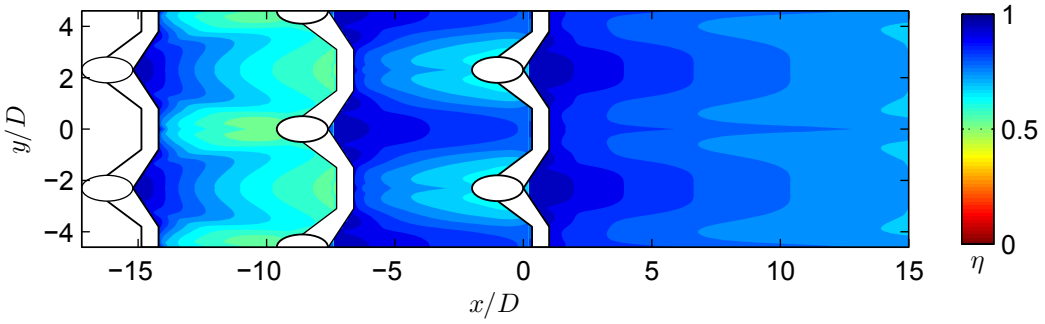


Abbildung 5.9: Kühlwirkung von drei Trenchreihen N, $M = 3$, $DR = 2$

5.4 Optimierung von drei Trenchreihen

Als Anwendung mit mehr Praxisbezug wurde die Entwicklung des Kühlfilms mit mehreren Trenchreihen untersucht. Aus Kapitel 2.1 ist bekannt, dass bei effusionsgekühlten Wänden mit zylindrischen Bohrungen etwa 10-15 Reihen nötig sind, bis sich ein gleichmäßiger Kühlfilm mit konstanter Filmkühleffektivität bildet. Bei Verwendung von Trenches entwickelt sich deutlich schneller ein geschlossener Film. Die Verteilungen der adiabaten Filmkühleffektivität in Abbildung 5.8 verdeutlichen, dass lediglich zwei Bohrungsreihen nötig sind. Im zweiten gekühlten Abschnitt der Oberfläche liegen die η Werte bereits durchgängig oberhalb von 0.4. Die schwächer ausgeprägten Rezirkulationsgebiete stromab des dritten Spalts weisen darauf hin, dass hier ein dicker Kühlfilm mit geringerem Impuls als in der Hauptströmung vorliegt. Die Kühlluftstrahlen werden deshalb weniger stark umgelenkt. Mit der neuen Trenchgeometrie kann die Kühlleistung weiter gesteigert werden. Die Kontur entspricht dem Design N aus Tabelle 5.2. Als longitudinaler Bohrungsabstand wurde wie beim geraden Trench $S/D = 7.5$ gewählt. Abbildung 5.9 zeigt, dass der Kühlfilm bereits nach einer Bohrungsreihe geschlossen ist. Die Filmkühleffektivität erreicht im ersten Wandabschnitt eine Größenordnung, für die zuvor drei geraden Trenches nötig waren. Stromab der dritten Bohrungsreihe ist der Film fast zweidimensional. Die Kühlleistung ist mit der Spaltausblasung vergleichbar.

Die in Abbildung 5.9 dargestellte Verteilung mit Filmkühleffektivitäten nahe eins wirft die Frage auf, wie weit der flächenspezifische Kühlluftmassenstrom ge-

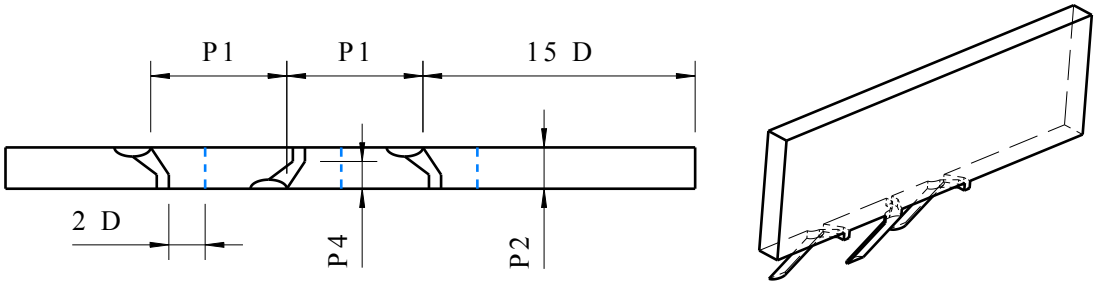


Abbildung 5.10: Ausgangsgeometrie zur Optimierung von drei Bohrungsreihen

senkt werden kann, um eine gegebene Kühlleistung zu erreichen. Zur Beantwortung dieser Fragestellung wurde auf Basis der neuen Trenchgeometrie eine weitere Optimierung durchgeführt. Das Optimierungsziel ist nun eine ebene Wand mit drei Bohrungsreihen mit möglichst geringem Kühlluftmassenstrom pro Fläche gleichmäßig zu kühlen. Als Parameter wurden die drei in Abbildung 5.10 skizzierten Abmessungen sowie die Trenchtiefe gewählt. Neben dem Abstand in Strömungsrichtung $P_1/D \in [5; 10]$ wurden die laterale Entfernung der Bohrungen $P_2/D \in [3; 6]$, die Trenchtiefe $P_3/D \in [0.5; 1.5]$ und die Position des Knicks $P_4/D \in [1; P_2/2 - 0.5]$ variiert. Rechts vom Grundriss der Wand ist außerdem eine isometrische Ansicht des Rechengebietes dargestellt. Das Netz bestand aus rund 1.1 Millionen Hexaederzellen, wobei die Zellzahl der Geometrie angepasst wurde, um die Netzdichte in etwa konstant zu halten. Die Vorgehensweise bei den CFD-Rechnungen war identisch zu der oben beschriebenen Evaluierung einer einzelnen Bohrung. Um den Rechenaufwand zu reduzieren, wurden allerdings nur drei Ausblaseraten ($M = 1;\ 3;\ 6$) simuliert. Das Optimierungsziel war die Maximierung der Oberfläche bei gegebener minimaler Kühlleistung. Die Ausdehnung der Oberfläche stromauf der ersten und stromab der letzten Bohrungsreihe blieb in in x-Richtung konstant. Da die Massenströme unabhängig von der Geometrie konstant gehalten wurden, ist eine Vergrößerung der Oberfläche gleichbedeutend mit der Reduktion des flächenbezogenen Massenstroms, das heißt einer Senkung des Kühlluftbedarfs. Als Bedingung für die Filmkühleffektivität wurde zwischen erstem und zweiten Trench $\eta_{min} > 0.25$ und für die Wände weiter stromab $\eta_{min} > 0.4$ vorgegeben. Das zweite Optimierungsziel war erneut ein gleichmäßiger Kühlfilm. Allerdings wurde die Standardabweichung nicht flächig sondern entlang der in Abbildung 5.10 gestrichelt eingezeichneten Linien ausgewertet. So sollte ein Einfluss der Gebiete in Trenchnähe, mit hohen Variationen der Filmkühleffektivität, vermieden werden. Alle Werte der verschiedenen Schnittlinien und Ausblaseraten wurden als Wurzel der Quadratesumme zu einer Zielgröße zusammengefasst.

Aufgrund der geänderten Optimierungsziele wurde auch eine neue Strategie mit Hilfe des Optimierungsassistenten von modeFRONTIER gewählt. Als Startlösung diente die in Abbildung 5.9 dargestellte Konfiguration. Davon ausgehend wurde eine Optimierung mit dem MOGT (Multi-Objective scheduler based on Game Theory coupled with Simplex) Algorithmus durchgeführt (Clarich u. a., 2004). Dieses von

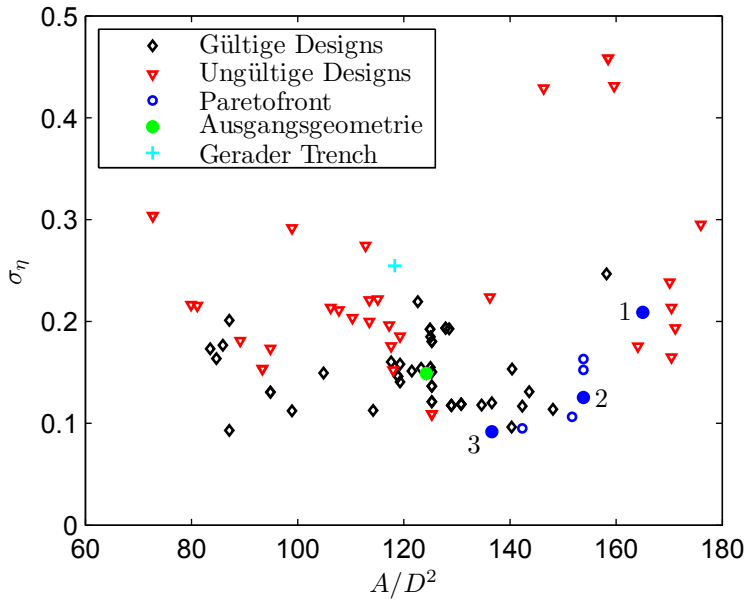


Abbildung 5.11: Optimierungsergebnisse - 3 Trenchreihen

Design	P_1	P_2	P_3	P_4	A/D^2	σ_η
N	7.5	4.55	0.75	1.5	124.24	0.1489
1	8.2	5.8	1.5	2.3	165.04	0.2089
2	8.2	5.4	1.15	2.5	153.86	0.1253
3	8.2	4.8	1	1.9	136.57	0.0919

Tabelle 5.3: Zusammenfassung der Paretofrontbeispiele

der Spieltheorie abgeleitete Verfahren eignet sich besonders für nichtlineare Probleme mit vielen Bedingungen. Im Verlauf der Optimierung wurden insgesamt 90 verschiedene Konfigurationen erfolgreich ausgewertet.

Die Ergebnisse sind als Streudiagramm in Abbildung 5.11 zusammengefasst. Ein optimaler Entwurf sollte eine maximale Fläche bei minimaler Standardabweichung besitzen und sich deshalb im unteren rechten Teil des Diagramms befinden. Die als rote Dreiecke eingetragenen Konfigurationen haben die Anforderungen an die minimale Kühlleistung nicht erfüllt. Die Paretofront ist mit blauen Kreisen markiert. Als Referenz sind die Ergebnisse für den geraden Trench ($S/D = 7.5$, $P/D = 4.55$) und die Ausgangsgeometrie eingetragen. Wie Abbildung 5.8 zeigt, hätte der gewöhnliche Trench, anders als die neue Konfiguration, die Bedingung bezüglich der minimalen Filmkühleffektivität nicht erfüllt.

Aus der in Abbildung 5.9 eingezeichneten Paretofront wurden beispielhaft drei Entwürfe ausgewählt und durch Zahlen markiert. Die dazugehörigen Parameter und Ergebnisse sind in Tabelle 5.3 zusammen mit den Werten der als N gekennzeichneten Startlösung aufgelistet. Verglichen mit der Ausgangskonfiguration konnte die

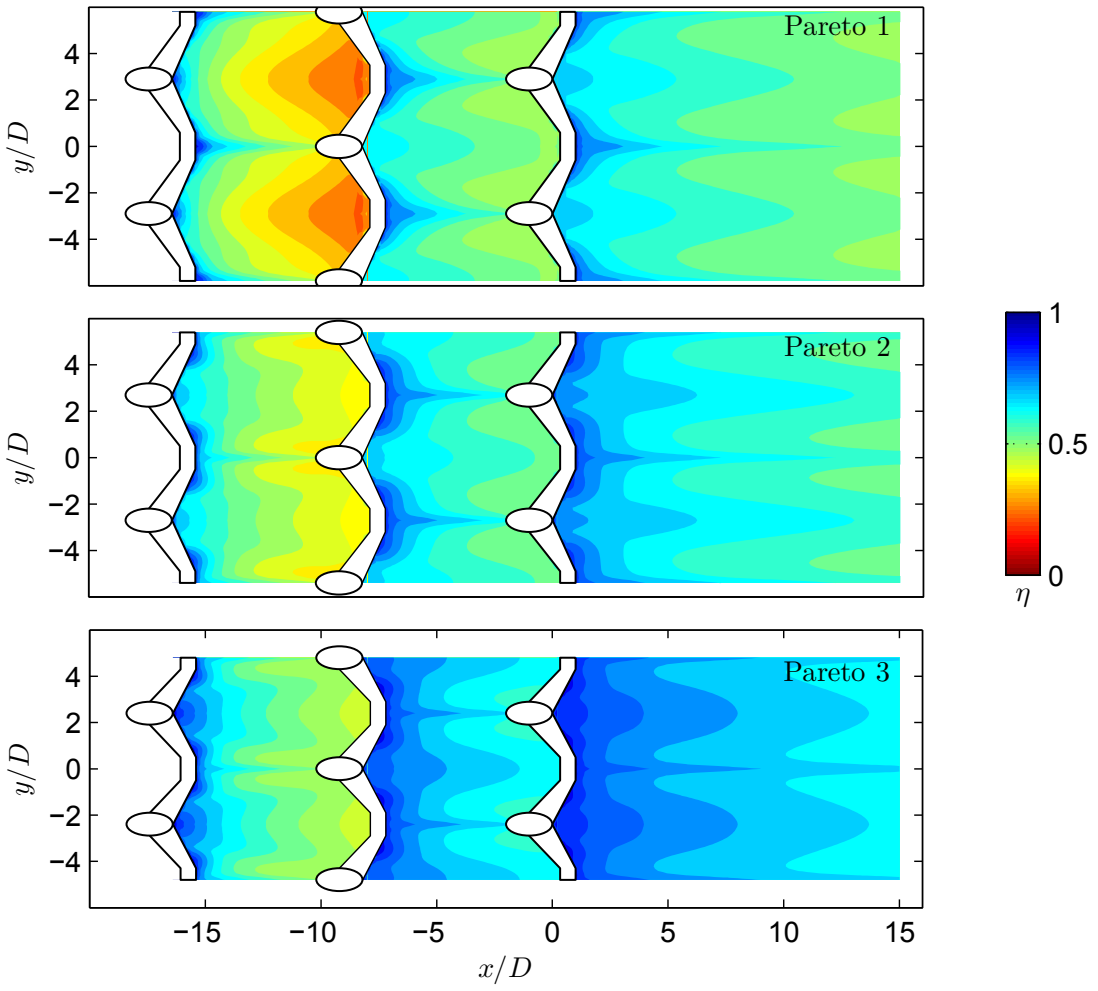


Abbildung 5.12: Beispiele optimierter drei Reihen Konfigurationen, $M = 3$, $DR = 2$

Oberfläche um maximal 1/3 vergrößert werden. Den besten Kompromiss bietet das Design 2 mit einer Steigerung der Fläche um etwa 1/4 bei gleichzeitiger Senkung der Standardabweichung um rund 16%. Abbildung 5.12 veranschaulicht die dazugehörige Verteilung der adiabaten Filmkühleffektivität bei der mittleren Ausblaserate $M = 3$. Auffällig ist, dass alle Pareto-Geometrien den gleichen longitudinalen Bohrungsabstand besitzen. Mit der Vergrößerung der lateralen Entfernung der Bohrungen verschiebt sich in allen drei Fällen auch der Knick nach außen und der Trench wird tiefer. Entwurf 3 ähnelt stark der Ausgangsgeometrie. Die drei Konfigurationen generieren auch bei großem Bohrungsabstand schon nach zwei Trenchreihen einen geschlossenen, effektiven Kühlfilm und bieten deshalb eine Alternative zur Spaltausblasung bei der Erzeugung von Starterfilmen an Brennkammerwänden. Zusätzlich könnte an einer effusionsgekühlten Wand eine gegebene Filmkühleffektivität mit wenigen, relativ großen Bohrungen realisiert werden.

6 Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der detaillierten experimentellen und numerischen Untersuchung der drei in Abbildung 6.1 gezeigten Filmkühlgeometrien diskutiert. Die Buchstaben Z, T und N werden im Folgenden zur Unterscheidung der Konfigurationen verwendet. Zuerst werden anhand der PIV-Messungen und CFD-Simulationen das Strömungsfeld im Bereich der Bohrung und der Effekt des Dichteverhältnisses auf die Ausströmung betrachtet. Der zweite Teil befasst sich mit der Kühlleistung, das heißt der adiabaten Filmkühleffektivität und dem Wärmeübergangskoeffizienten. Abschließend werden erste Ergebnisse der thermographischen PIV-Messung gezeigt.

6.1 Mittlere Strömungsfelder

Die in diesem Kapitel präsentierten Ergebnisse basieren auf PIV-Messungen in x-z- und x-y-Ebenen, das heißt normal und parallel zur Oberfläche der Messplatte. Die Positionen der Messebenen sind in Abbildung 6.2 skizziert. Bei geradem Trench und zylindrischen Bohrungen wurde in Strömungsrichtung an drei lateralen Positionen (y/D = 0; -1; -2.275) in insgesamt vier Ebenen gemessen. In der Bohrungsebene wurden zwei Messbereiche zusammengefügt, um eine größere Distanz in x-Richtung

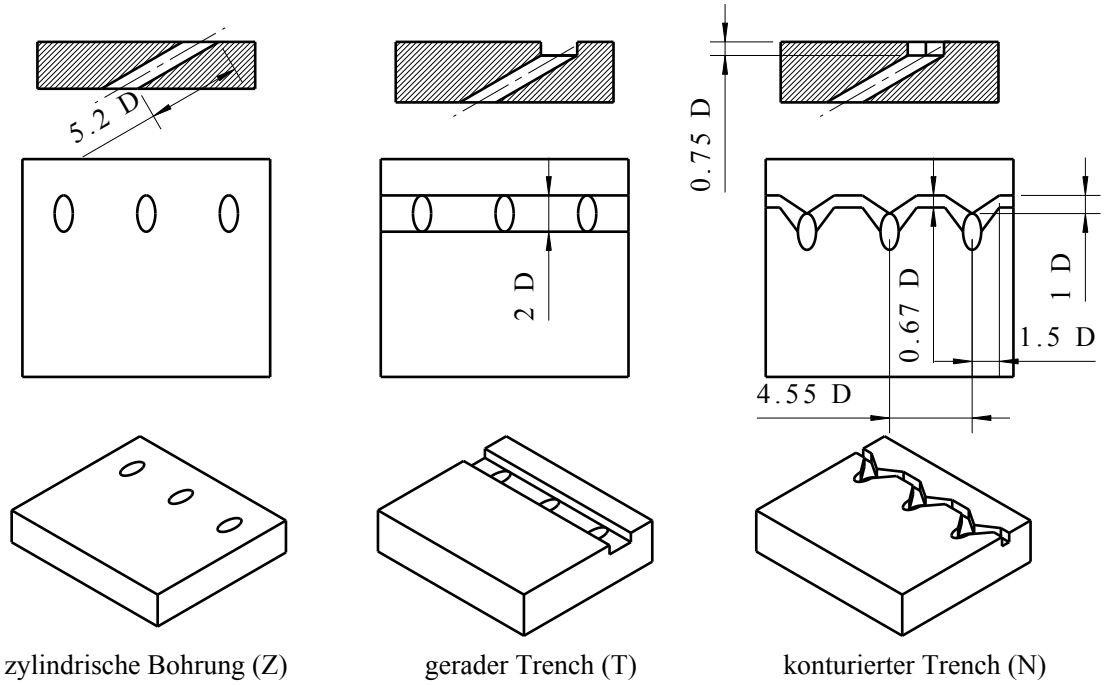


Abbildung 6.1: Untersuchte Filmkühlgeometrien

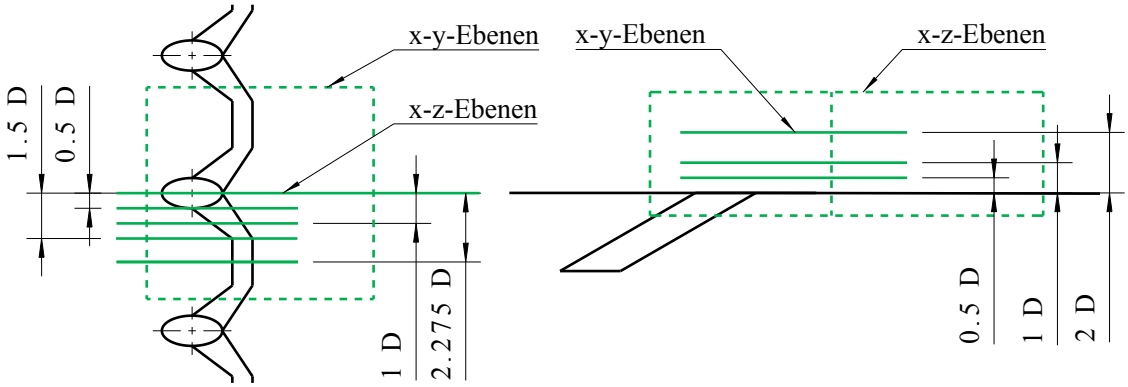


Abbildung 6.2: Lage der PIV-Messebenen

abdecken zu können. Das Sichtfeld ist so weit nach unten verschoben, dass auch die Strömung im Trench erfasst wird. Die drei Ebenen parallel zur Oberfläche sind nahezu quadratisch und überspannen den Nahbereich der Bohrung. Aufgrund der komplexeren Form des neuen Trenchs wurden für diese Geometrie zwei zusätzliche Positionen (y/D = -0.5; -1.5) untersucht, um die Ausströmung der Kühlluft aus dem Trench besser zu charakterisieren. Für zylindrische Bohrung und geraden Trench wurden drei Dichteverhältnisse ($DR = 1.33$; 1.6; 2.0) betrachtet. Beim größten Dichteverhältnis führte die geringe Kühllufttemperatur von $T_c = 186.5\,\mathrm{K}$ zur Eisbildung am Bohrungsaustritt. Das am Eis gestreute Laserlicht verursachte häufig eine Überbelichtung der Kamera. Diese Beeinträchtigung der Messung in Bohrungsnähe konnte trotz regelmäßiger Reinigung nicht komplett vermieden werden. Aus diesem Grund wurden die Vermessungen der neuen Trenchgeometrie auf die beiden kleineren Dichteverhältnisse beschränkt. Die nachfolgende Beschreibung der Strömungsfelder erfolgt überwiegend für konstante Impulsraten bei $DR = 1.33$. Andere Ausblaseparameter und Dichteverhältnisse werden separat diskutiert.

6.1.1 Aerodynamische Strukturen am Bohrungsaustritt

Das mittlere Strömungsfeld am Austritt einer zylindrischen Bohrung wurde bereits in Kapitel 2.3 ausführlich beschrieben und soll deshalb an dieser Stelle etwas kürzer behandelt werden. Abbildung 6.3 zeigt die Geschwindigkeitsverteilung in der Bohrungsebene für das kleinste und das größte untersuchte Impulsverhältnis. Für $I = 1$ bleibt der Kühlluftstrahl nahe an der Wand und dickt die Grenzschicht auf. Direkt stromab der Bohrung bildet sich ein kleines Nachlaufgebiet mit geringen Strömungsgeschwindigkeiten. Das luvseitige Geschwindigkeitsmaximum im Kühlluftstrahl resultiert vermutlich aus einer Strömungsablösung an der stromab gelegenen Seite innerhalb der Bohrung und dem dadurch verursachten Jetting-Effekt. Bei dem hohen Impulsverhältnis $I = 16$ ist der Kühlluftstrahl klar von der Oberfläche abgelöst und dringt, dem Bohrungswinkel folgend, in die Hauptströmung ein bevor er allmählich in x-Richtung umgelenkt wird. Als Maß für die turbulenten Schwankungen in der Scherschicht zwischen Kühlluftstrahl und Hauptströmung wurde die 2D-

Scherspannung τ_{2D}^R gewählt. Sie ist eine Kombination aus den drei in der Messebene bestimmbaren Korrelationen der Geschwindigkeitsschwankungen. In der x-z-Ebene lässt sich die Scherspannung wie folgt berechnen (LaVision, 2012):

$$\tau_{2D}^R = \sqrt{\frac{1}{4}\left[(\tau_{zz}^R - \tau_{xx}^R)^2 + (\tau_{xz}^R)^2\right]} \tag{6.1}$$

In inkompressiblen Strömungen werden die Korrelationen der Geschwindigkeitsschwankungen oft als Reynolds-Spannungen bezeichnet, obwohl die korrekte Definition $\tau_{ij}^R = -\rho\overline{u_i' u_j'}$ auch die Dichte beinhaltet. Physikalisch beschreibt diese Gleichung keine Spannungen im klassischen Sinn, sondern vielmehr die Komponenten des mittleren turbulenten Impulsflusses. Da die PIV-Daten nur die Geschwindigkeitsschwankungen liefern, wird hier die Definition ohne Dichte verwendet und mit der folgenden Gleichung aus den Momentanaufnahmen berechnet.

$$\overline{u_i' u_j'} = \frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N}\left[(\overline{u_i} - u_{i,n}) \cdot (\overline{u_j} - u_{j,n})\right] \tag{6.2}$$

Die 2D-Scherspannugen in der Bohrungsebene am Austritt der zylindrischen Bohrung sind für zwei Impulsverhältnisse in Abbildung 6.4 gezeigt. Bei I = 1, was bei $DR = 1.33$ einem Geschwindigkeitsverhältnis von $VR = 0.9$ entspricht, sind die Spannungen gering und auf der Leeseite des Strahls etwas stärker ausgeprägt. Stromab der Ausblasung laufen beide Scherschichten zusammen und ihre Intensität nimmt schnell ab. Im Gegensatz dazu treten bei dem hohen Impulsverhältnis deutlich größere Spannungen auf und die Maximalwerte liegen klar auf der Luvseite des Kühlluftstrahls. Beide Scherschichten sind über den kompletten Messbereich unterscheidbar. Auch hier nehmen die turbulenten Spannungen mit zunehmendem Abstand zur Bohrung ab. Die Dicke der Scherschicht wächst mit der Lauflänge etwas an.

Abbildung 6.5 zeigt ein Beispiel der Geschwindigkeitsmessungen parallel zur Oberfläche bei einem mittleren Impulsverhältnis von $I = 8$. Die Schnitte durch den Kühlluftstrahl sind klar als hufeisenförmige Gebiete hoher Geschwindigkeit erkennbar. Diese charakteristische Kontur deutet auf einen nierenförmigen Strahlquer-

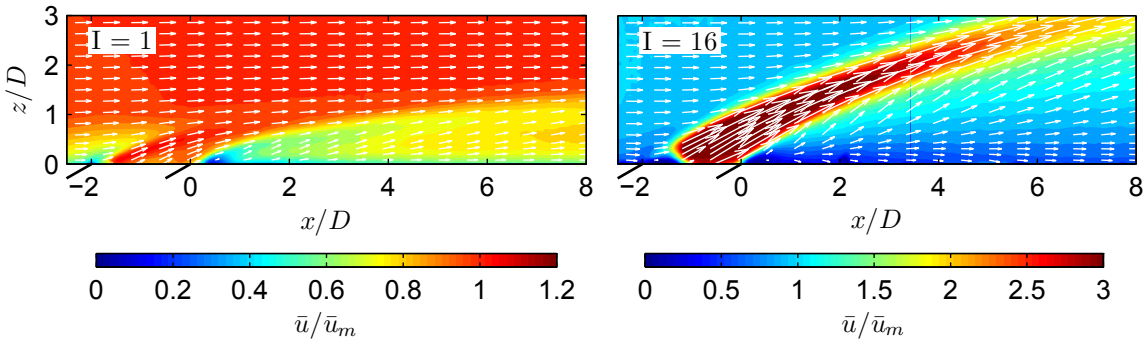


Abbildung 6.3: Geschwindigkeitsverteilung, Z, x-z-Ebene, $y/D = 0$, $DR = 1.33$

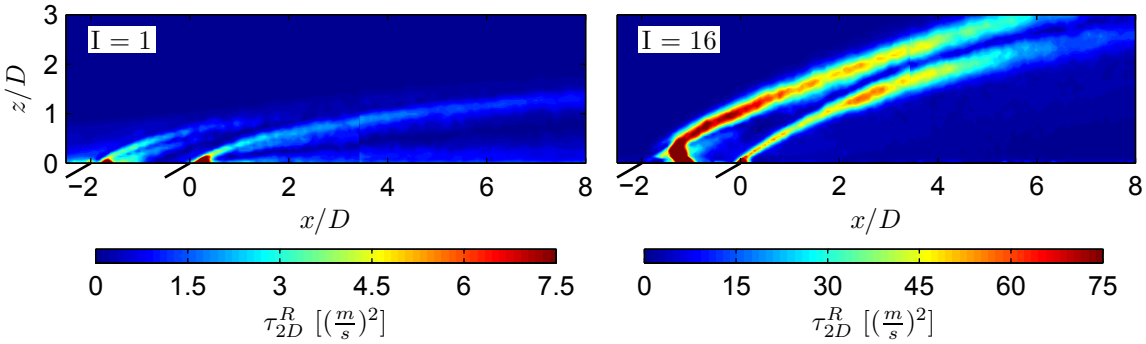


Abbildung 6.4: 2D Scherpannungen, Z, x-z-Ebenen, $y/D = 0$, $DR = 1.33$

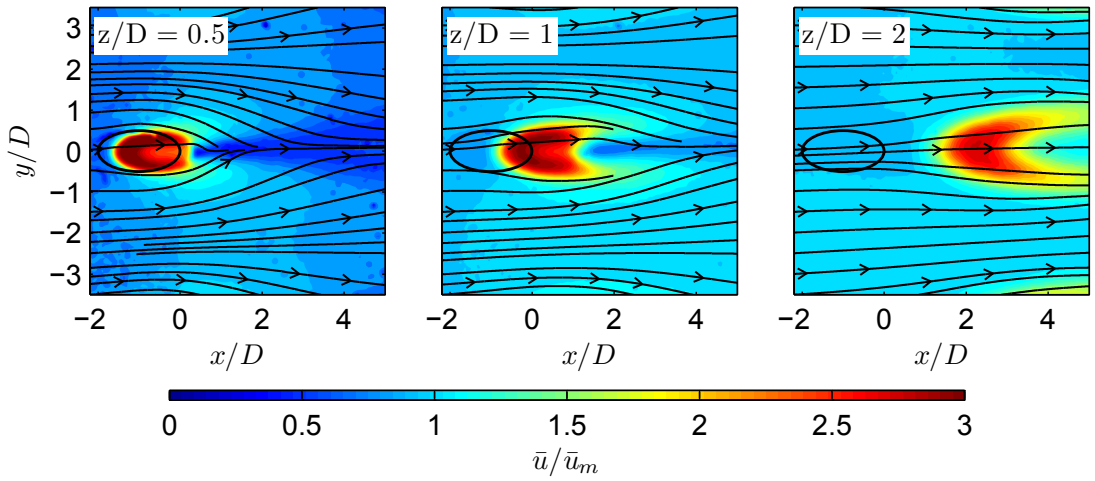


Abbildung 6.5: Geschwindigkeitsverteilungen, Z, x-y-Ebenen, $I = 8$, $DR = 1.33$

schnitt hin, wie er in Abbildung 2.5 angedeutet ist. Je weiter die Kühlluft in Strömungsrichtung umgelenkt wird, desto länger werden die beiden Schenkel der Hufeisenform. Sie entsprechen den Schnittflächen durch die gegenläufigen Nierenwirbel. In den unteren zwei Messebenen ist, wie in Abbildung 6.3, ein durch Jetting verursachtes Geschwindigkeitsmaximum im stromauf gelegenen Teil des Strahls sichtbar. Die Stromlinien zeigen, vor allem bei $z/D = 0.5$, wie die Hauptströmung den Kühlluftstrahl umfließt und sich ein Nachlaufgebiet mit einem leichten Geschwindigkeitsdefizit ausbildet. Die drei anhand der Messergebnisse berechenbaren Komponenten des Reynolds-Spannungstensors sind in Abbildung 6.6 jeweils in allen drei x-y-Ebenen dargestellt. Die aus den Geschwindigkeitsschwankungen in Strömungsrichtung berechnete turbulente Spannung τ^R_{xx} weist in Wandnähe zwei Maxima an der Vorder- und Hinterkante sowie ein etwas schwächer ausgeprägtes Maximum im Inneren des Kühlluftstrahls auf. Das Maximum am oberen Rand der Bohrung wurde vermutlich durch Streuung des Laserlichts an der Austrittskante und nicht durch die Strömung verursacht. Im Nachlauf des Strahls sind zwei sehr schwach ausgeprägte, divergierende Stränge mit erhöhter turbulenter Spannung sichtbar. In den zwei höhergelegenen Messebenen bildet sich ein Bereich mit sehr hohen Spannungen an der stromab

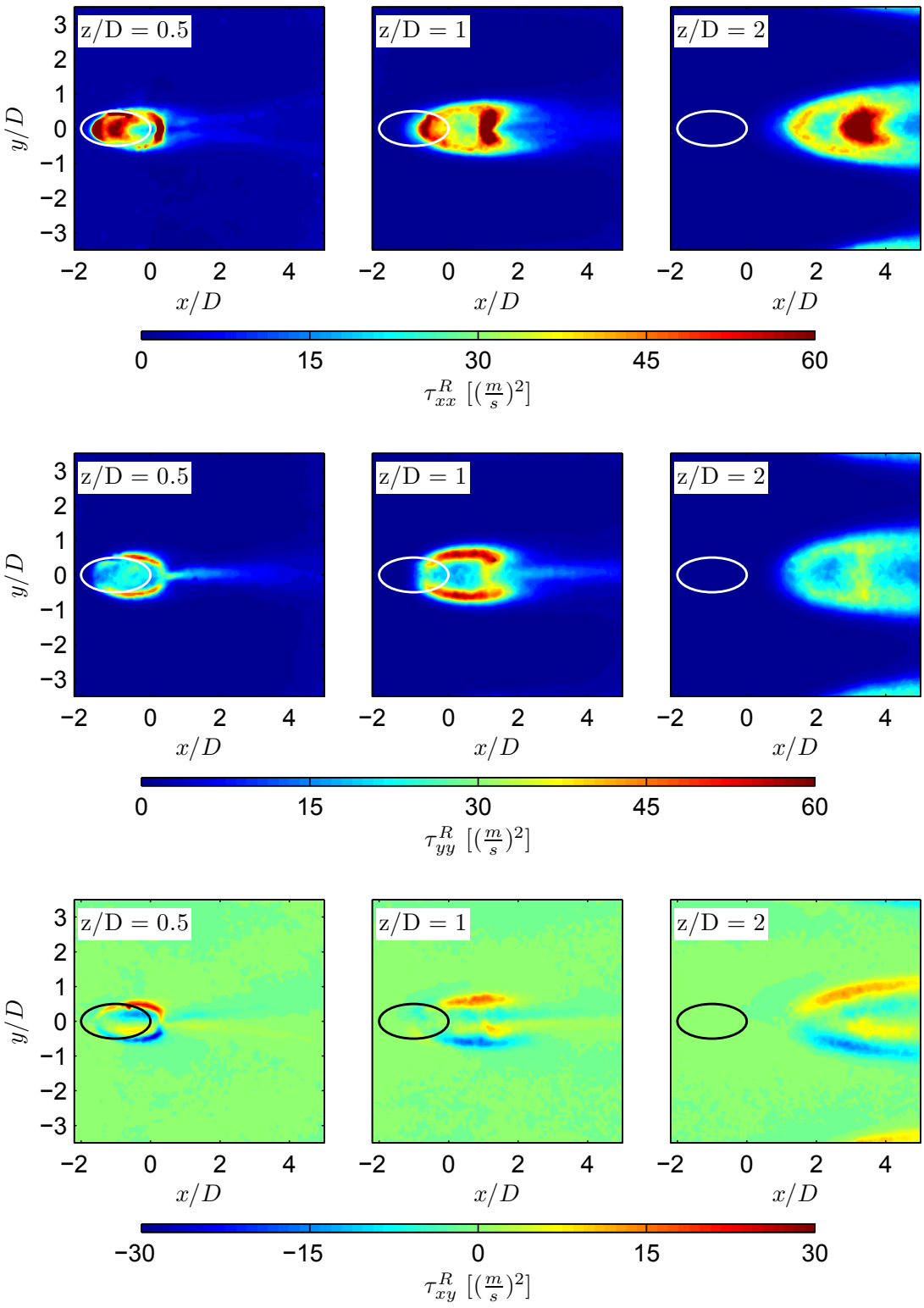


Abbildung 6.6: Reynolds-Spannungen, Z, x-y-Ebenen, $I = 8$, $DR = 1.33$

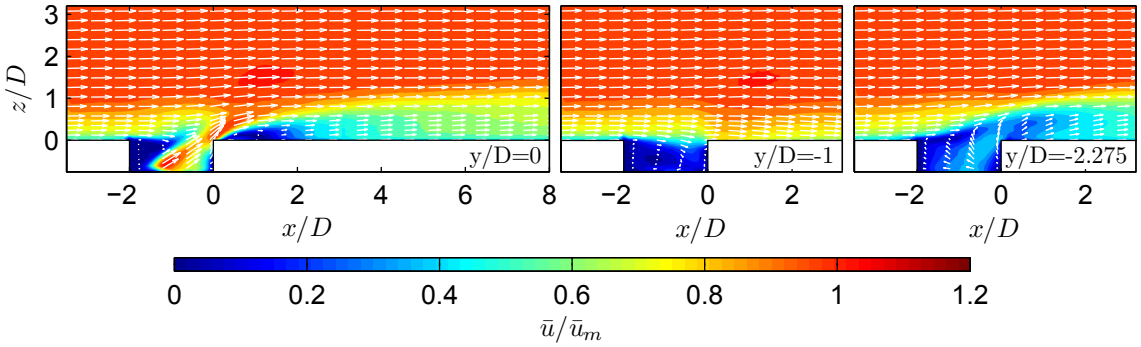


Abbildung 6.7: Geschwindigkeitsverteilungen, T, x-z-Ebenen, $I = 1$, $DR = 1.33$

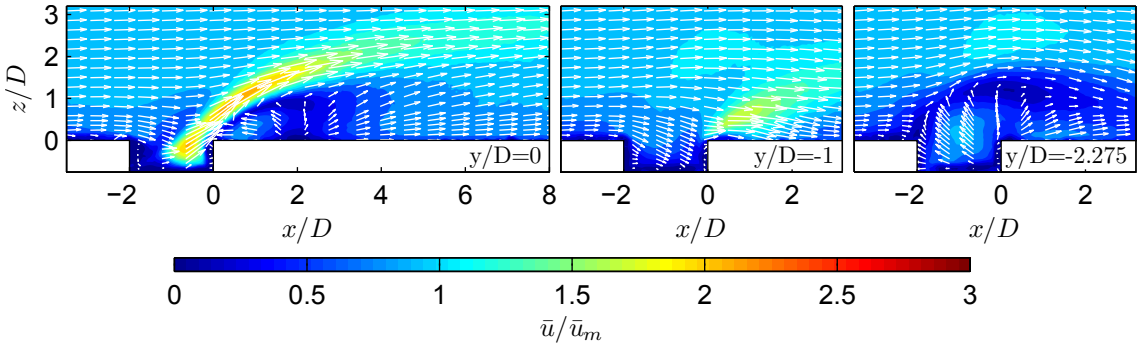


Abbildung 6.8: Geschwindigkeitsverteilungen, T, x-z-Ebenen, $I = 16$, $DR = 1.33$

gelegenen Seite des Kühlluftstrahls aus. Etwa da, wo die beiden Nierenwirbel aufeinander treffen. Das lokale Maximum an der Vorderkante wird mit zunehmender Entfernung von der Oberfläche schwächer. Die Verteilung der spannweitigen Komponente τ_{yy}^R besitzt eine deutlich andere Struktur. In den beiden wandnahen Schnitten treten die Maximalwerte in zwei schmalen langgezogenen Streifen an den Seiten des Strahls auf. Außerdem ist mittig im Nachlauf ein Strang mit erhöhten turbulenten Spannungen erkennbar. Bis zur oberen Messebene nimmt τ_{yy}^R deutlich ab und die Verteilung im Kühlluftstrahl wird gleichmäßiger. In der unteren Bilderserie ist der Nebendiagonalwert τ_{xy}^R dargestellt. Die Extremwerte sind entgegengesetzt symmetrisch um die Mittellinie angeordnet. Das außen, am Rand des Kühlluftstrahls liegende Extremum ist stärker ausgeprägt als der Gegenpart innerhalb des Strahls. Die Paarung von jeweils zwei Strängen rechts und links der Symmetrielinie ist auch hier ein Anzeichen für die beiden Nierenwirbel, die an ihrer Außen- und Innenseite eine laterale Strömung mit wechselndem Vorzeichen hervorrufen.

Die Abbildungen 6.7 und 6.8 zeigen die Strömung am geraden Trench. Zur besseren Vergleichbarkeit mit der zylindrischen Bohrung wurden Impulsraten, Dichteverhältnis und Skalenbereich analog zu Bild 6.3 gewählt. Neben der Bohrungsebene veranschaulichen die beiden Zwischenebenen die Strömung im Trench. Für $I = 1$ und $y/D = 0$ zeigen die Messergebnisse wie der Kühlluftstrahl auf die hintere Trenchwandung prallt, aber aufgrund des geringen Impulsverhältnisses nur leicht abgelenkt wird. Direkt hinter dem Trench befindet sich ein Rezirkulationsgebiet.

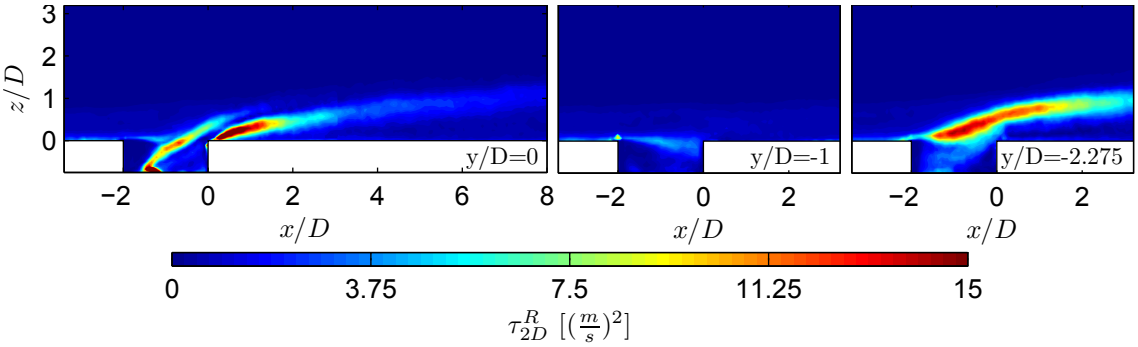


Abbildung 6.9: 2D Scherspannungen, T, x-z-Ebenen, $I = 1$, $DR = 1.33$

Die Grenzschicht wird durch die Kühlluft stärker als bei der zylindrischen Bohrung aufgedickt, wobei das Geschwindigkeitsniveau im Film etwas geringer ist. Zwischen der vorderen Trenchkante und dem Kühlluftstrahl ist eine Strömungsablösung sichtbar, die vermutlich durch die ankommende Heißgasgrenzschicht gespeist wird. In der Zwischenebene y/D = -1 ist deutlich ein rechtsdrehender Rezirkulationswirbel im Trench erkennbar. Die ankommende Heißluft fällt in den Spalt, der lediglich an der stromab gelegenen Seite mit Kühlluft gefüllt ist. Da nur wenig kalte Luft aus dem Trench austritt, ist die an der Hinterkante neu startende Grenzschicht etwas dünner als die Hauptströmungsgrenzschicht stromauf der Ausblasung. Das rechte Teilbild zeigt die Symmetrieebene, in der sich die Kühlluft aus zwei benachbarten Bohrungen trifft. Es bildet sich ein Gegenstromgebiet, durch das die im Trench verbliebene Luft nach außen gedrängt wird. Stromab der Ausblasung ist der Kühlfilm gut erkennbar. Die Steigerung der Impulsrate auf $I = 16$ führt zu einer wesentlich stärkeren vertikalen Umlenkung des Kühlluftstrahls, der aber aufgrund des geringen Impulses schnell der Hauptströmung folgt. Verglichen mit der zylindrischen Bohrung ist die Maximalgeschwindigkeit um etwa ein Drittel geringer, so dass auch die Eindringtiefe sinkt. Das Rezirkulationsgebiet im Nachlauf des Strahls ist angewachsen. Die Rückströmung zwischen dem Sattelpunkt bei $x/D \approx 2$ und der hinteren Trenchkante ist gut erkennbar. Da nun mehr Kühlluft den Trench ausfüllt, dringt neben der Bohrung weniger Heißgas ein. Die Ablösung bei y/D = -1 ist kleiner und der Bereich mit erhöhten Geschwindigkeiten stromab der Trenchkante deutet darauf hin, dass nun auch hier Kühlluft den Spalt verlässt. Die große Ausdehnung des Gegenstromgebietes in der Ebene zwischen den Bohrungen ist allerdings ein Indiz dafür, dass noch sehr viel kalte Luft im Trench verblieben ist und diese erst hier nach außen gezwungen wird. Das bedeutet, dass die Ausströmung in lateraler Richtung sehr ungleichmäßig erfolgt und sich auf die Bereiche um $y/D = 0$ und -2.275 konzentriert.

Als Pendant zu Abbildung 6.4 sind die 2D-Scherspannungen in der Umgebung des geraden Trenchs in den Abbildungen 6.9 und 6.10 aufgetragen. Der Skalenbereich ist jeweils bei gleichem Impulsverhältnis doppelt so groß wie bei den Messwerten der zylindrischen Bohrung. Im Falle des geringsten Impulsverhältnisses sind wieder zwei Stränge mit hohen turbulenten Spannungen ober- und unterhalb des Kühlluftstrahls erkennbar. Die an der Bohrungsvorderkante entspringende Scherschicht wird schnell

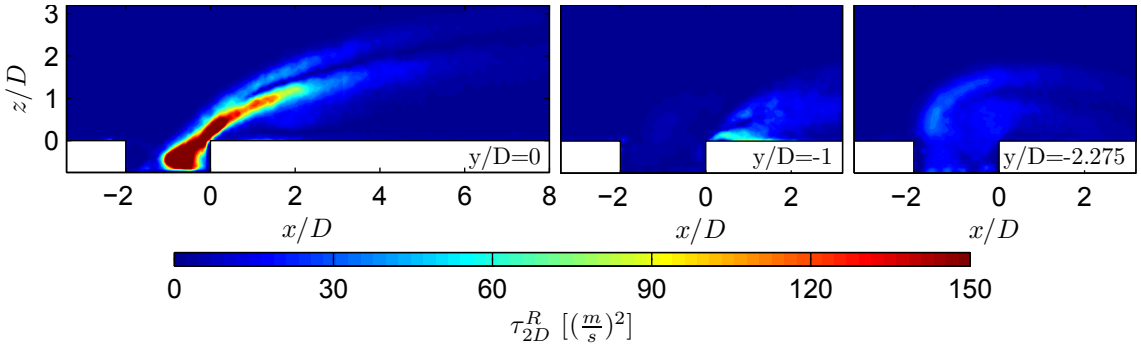


Abbildung 6.10: 2D Scherspannungen, T, x-z-Ebenen, $I = 16$, $DR = 1.33$

schwächer und geht stromab der Ausblasung in die stärker ausgeprägte, von der Trenchhinterkante ausgehende, Mischungsschicht über. In der Messebene neben der Bohrung ist im Trench schwach der Rand des Rezirkulationswirbels als Gebiet mit stärkeren turbulenten Schwankungen sichtbar. Zwischen der in der Symmetrieebene y/D = -2.275 austretenden Kühlluft und der Hauptströmung treten mit dem Bohrungsaustritt vergleichbare Scherspannungen auf. Der ausgedehnte Mischungsbereich bildet sich aus der ankommenden Grenzschicht und verwirbelter Kühlluft oberhalb des Trenchs. In allen drei Messebenen kann man an einer dünnen Scherschicht erkennen, wie die Hauptströmung an der Trenchvorderkante, die wie eine rückspringende Stufe wirkt, ablöst. Beim höchsten getesteten Impulsverhältnis sind zwei separate Scherschichten sichtbar. Der ruhigere Kern im Kühlluftstrahl bleibt über den gesamten Messbereich erhalten. Anders als bei der zylindrischen Bohrung klingen die Spannungen mit der Lauflänge sehr schnell ab. Die größten Schwankungswerte treten auf der Leeseite des Kühlluftstrahls auf und resultieren aus Wirbelablösungen an der hinteren Trenchkante und dem Rezirkulationsgebiet stromab der Ausblasung. In den Zwischenebenen treten vor allem da, wo Kühlluft den Trench verlässt erhöhte Scherspannungen auf. Der Betrag ist im Gegensatz zu $I = 1$ geringer als in der Bohrungsebene. Das Maximum am Bohrungsaustritt im Trench resultiert vermutlich aus Messfehlern verursacht durch gestreutes Laserlicht. Generell sind die turbulenten Spannungen am Austritt des Trenchs größer als bei der Ausblasung durch die zylindrische Bohrung. Ursache der stärkeren Schwankungen sind die Umlenkung und Ablösung der Strömung an den Trenchkanten sowie die Wirbelbildung im Trench.

Die in Abbildung 6.11 gezeigten oberflächenparallelen Schnitte veranschaulichen die laterale Verteilung von Kühlluft im Trench und die Wechselwirkung zwischen zwei benachbarten Bohrungen. Die untere Messebene zeigt, wie der Kühlluftstrahl nach dem Aufprall auf die hintere Trenchfläche aufgefächert wird und so die Wand stromab der Bohrung abschirmt. Dadurch entsteht dort ein Rezirkulationsgebiet mit zwei gegenläufig rotierenden senkrecht zur Oberfläche orientierten Wirbeln. Ober- und unterhalb der Bohrung kann man die Gegenstromgebiete erkennen, wo Luft aus zwei Bohrungen zusammentrifft. Auch hier entwickelt sich ein entgegengesetzt rotierendes Wirbelpaar. Im mittleren Teilbild sind drei Stränge austretender Kühl-

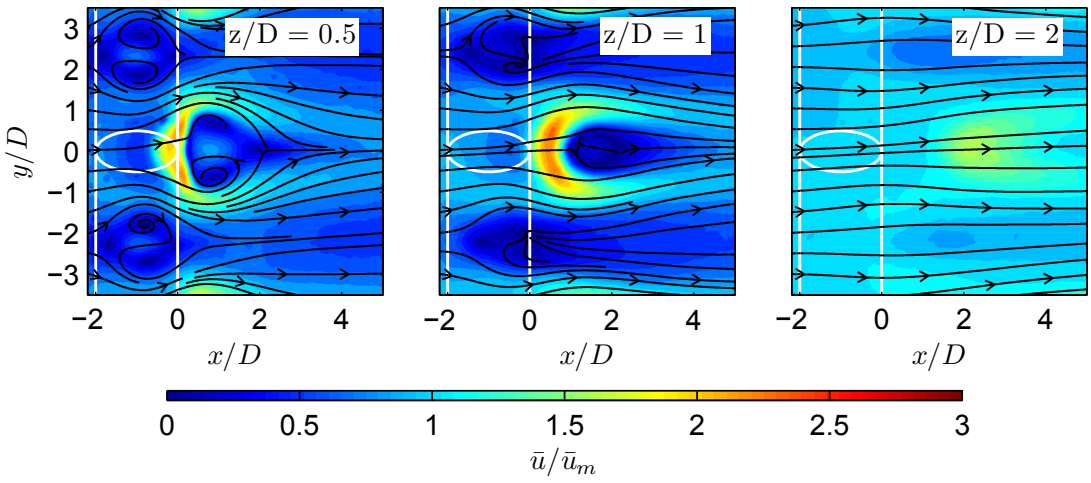


Abbildung 6.11: Geschwindigkeitsverteilung, T, x-y-Ebenen, $I = 8$, $DR = 1.33$

luft erkennbar. Da der Kühlluftstrahl schneller als bei der zylindrischen Bohrung umgelenkt wird, hat die Querschnittsfläche bereits abgenommen. Im rechten Bild ist der Einfluss der Kühlluftausblasung kaum noch sichtbar.

Abbildung 6.12 illustriert die drei Komponenten des Reynolds-Spannungstensors in den x-y-Ebenen über dem Trench. Auffällig ist, dass die x-Komponente mit Abstand die größten Werte aufweist. Die lokalen Maxima treten da auf, wo die Hauptströmung auf austretende Kühlluft trifft. Die laterale Komponente der Reynolds-Spannungen ist um mehr als 50% kleiner und betragsmäßig vergleichbar mit der zylindrischen Bohrung. Die Extremwerte befinden sich an den Rändern des Rezirkulationsgebietes stromab der Ausblasung und dort wo Querströmungen aufeinander treffen. Die Nebendiagonalkomponente τ_{xy}^R ist erneut entgegengesetzt symmetrisch um die Mittellinie angeordnet. Die Lage der Extremwerte stimmt mit der Position der gegensinnig rotierenden Wirbelpaare überein.

Die Abbildungen 6.13 und 6.14 stellen die Geschwindigkeitsverteilungen im Umfeld der neu entwickelten Trenchgeometrie dar. Die Bilder zeigen zwei zusätzliche Messebenen bei y/D = -0.5, am seitlichen Rand der Bohrung, und bei y/D = -1.5, dem Übergang zwischen den Trenchsegmenten. Wegen des abgewinkelten Konturverlaufs war es bei dieser Konfiguration nicht möglich die Strömung innerhalb des Spalts zu erfassen. Die Position des Trenchs ist aber als Hilfestellung durch schwarze vertikale Linien markiert. Die Darstellung für $I = 1$ zeigt, dass die Kühlluft beim neuen Trench in der Bohrungsebene weniger steil ausströmt. Eine Ablösung wie beim geraden Trench ist nicht erkennbar. Der Kühlfilm ist insgesamt etwas flacher aber das Geschwindigkeitsniveau nahe der Wand ist höher. In den Zwischenebenen ist die Messung an der Oberfläche stromauf des Trenchs durch Reflexionen beeinträchtigt. Dennoch ist in allen Ebenen außer y/D = -1, erkennbar wie Kühlluft aus dem Spalt strömt und die Grenzschicht aufdickt. Bei y/D = -1 bleibt die Grenzschichtdicke fast konstant und es bildet sich vermutlich nur ein dünner Kühlfilm. Die meiste Kühlluft verlässt den Trench in der Symmetrieebene zwischen den Bohrungen. Die

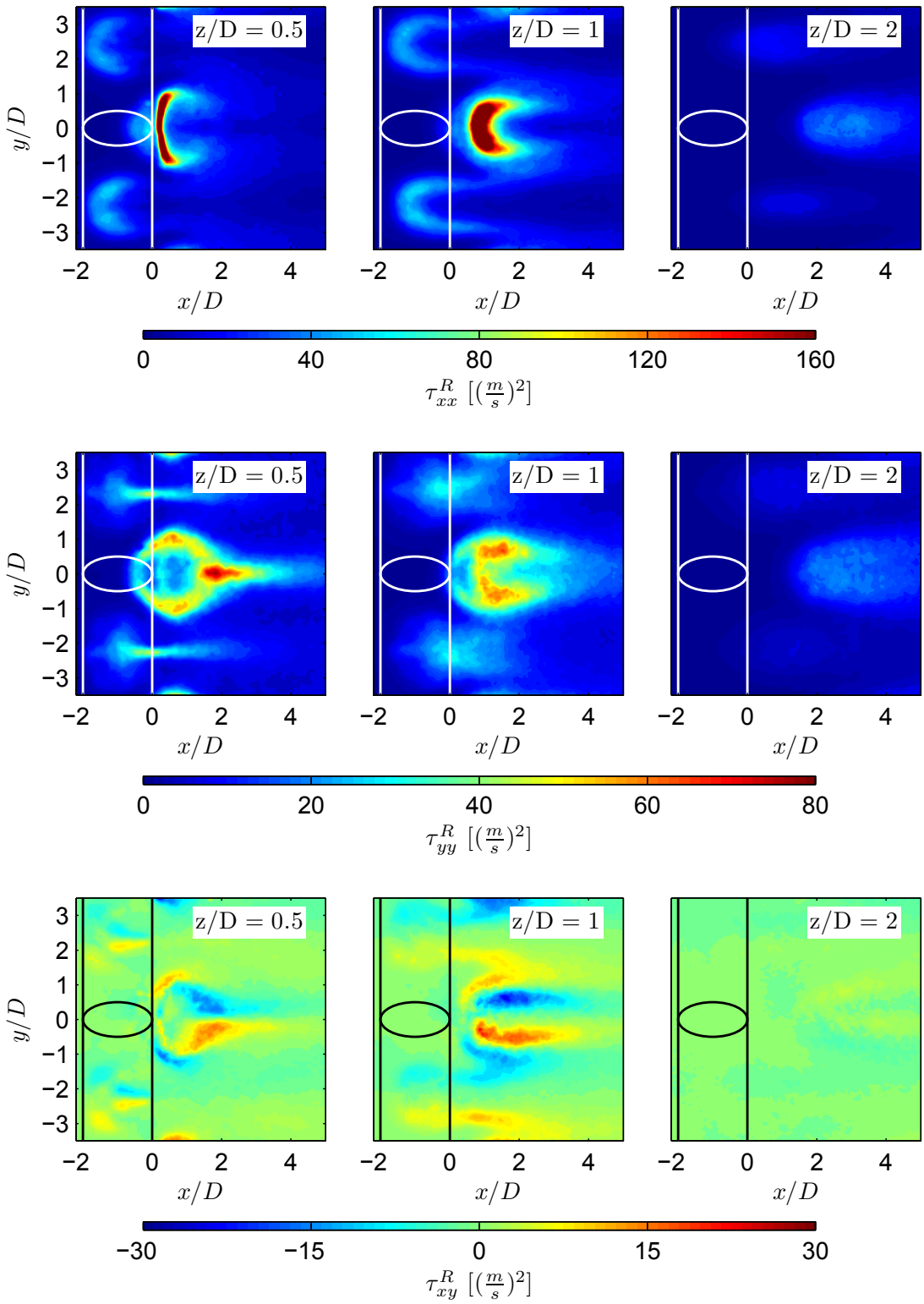


Abbildung 6.12: Reynolds-Spannungen, T, x-y-Ebenen, $I = 8$, $DR = 1.33$

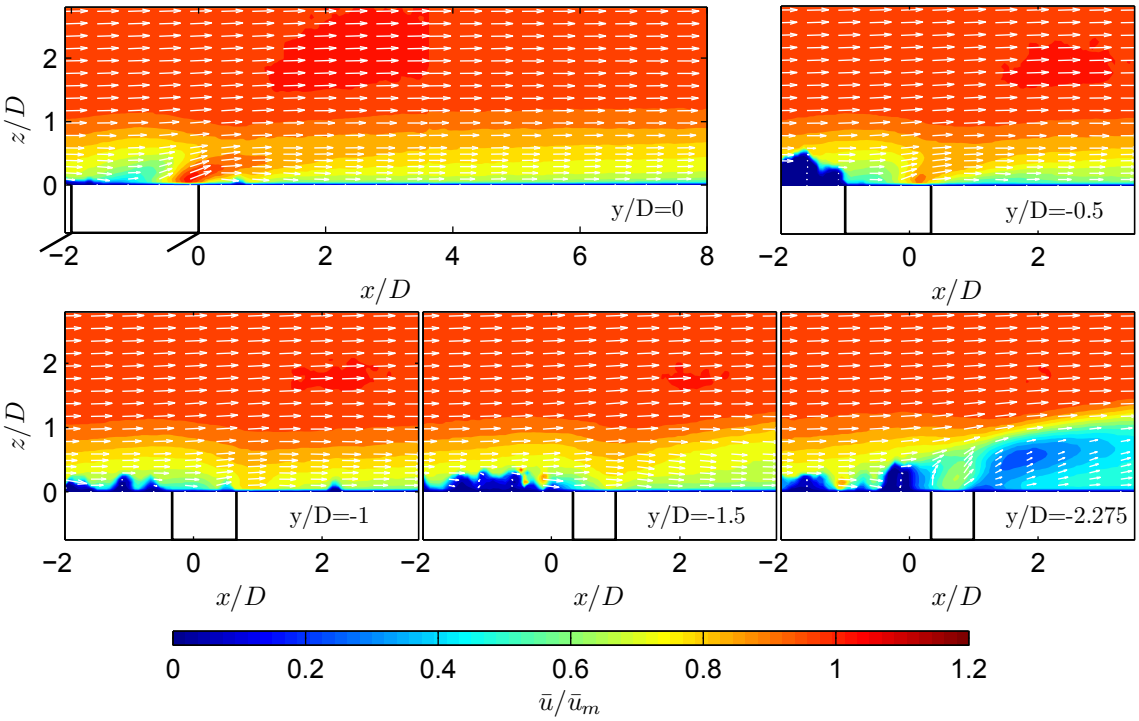


Abbildung 6.13: Geschwindigkeitsverteilungen, N, x-z-Ebenen, $I = 1$, $DR = 1.33$

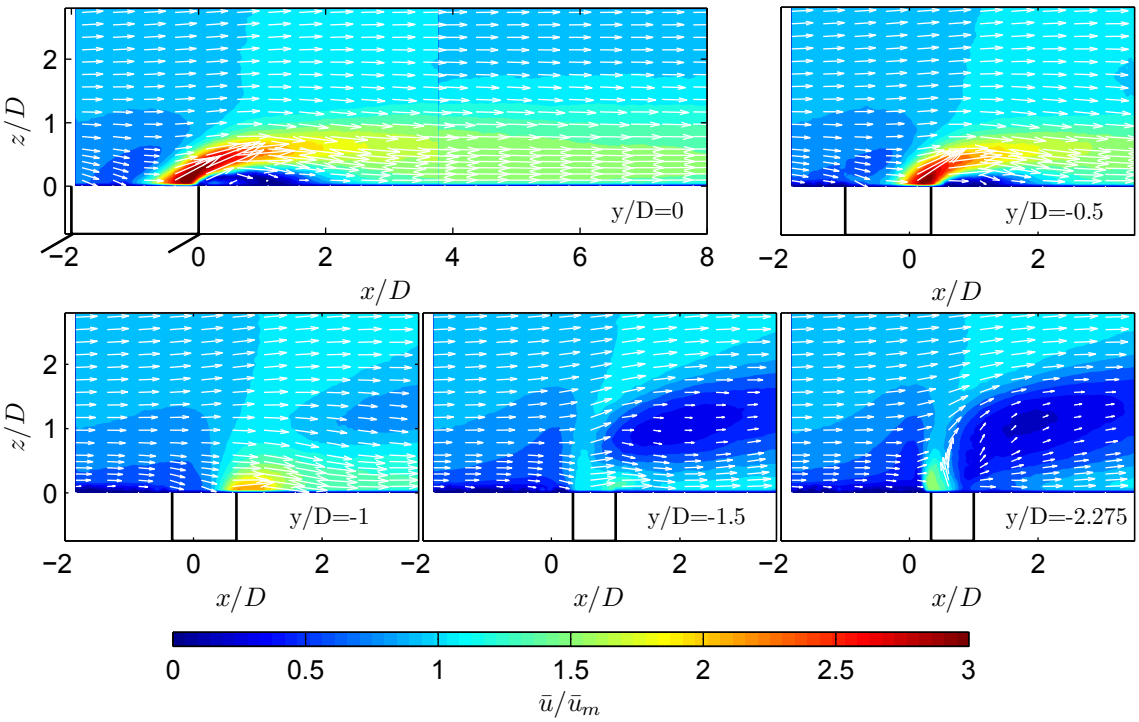


Abbildung 6.14: Geschwindigkeitsverteilungen, N, x-z-Ebenen, $I = 16$, $DR = 1.33$

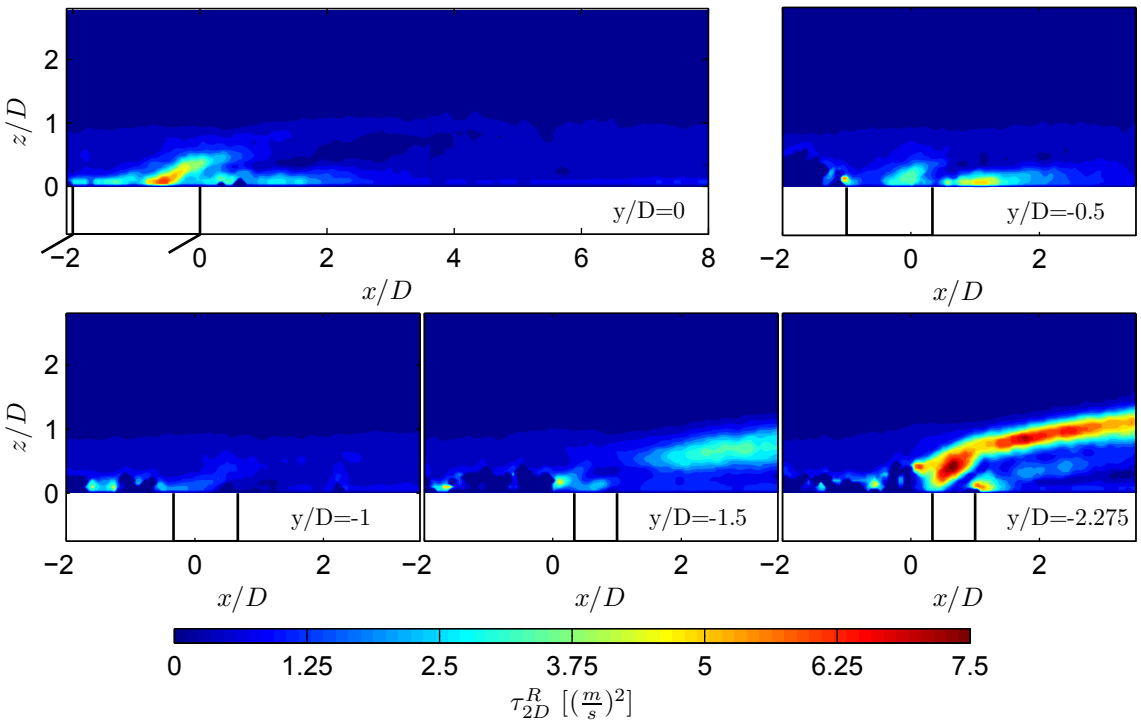


Abbildung 6.15: 2D Scherspannungen, N, x-z-Ebenen, $I = 1$, $DR = 1.33$

Ausströmung ist vergleichbar mit dem geraden Trench. Durch die Bündelung der Kühlluftströmung in dem schmaleren Spalt ist die Austrittsgeschwindigkeit etwas höher und die Luft dringt weiter in die Hauptströmung ein. Die deutliche Aufdickung der stromab gelegenen Grenzschicht bei y/D = -1.5 ist ein Zeichen dafür, dass durch den Knick Kühlluft an die Oberfläche gelenkt wird. Die in Abbildung 6.14 gezeigten Messergebnisse bei $I = 16$ veranschaulichen wie durch die neue Trenchkontur die vertikale Strahlumlenkung hinter der Bohrung reduziert wird. Die Kühlluft tritt flach aus dem Trench aus und legt sich an die Oberfläche an. Das Rezirkulationsgebiet stromab der Trenchhinterkante ist wesentlich kleiner als beim geraden Trench. Die Strahleindringtiefe ist weniger als halb so groß. Die hohen Geschwindigkeiten deuten auf einen stabilen Kühlfilm im Bereich um die Mittellinie hin. Die größten Eindringtiefen in die Hauptströmung werden in den beiden äußeren Messebenen erreicht. Die Ausströmung in der Symmetrieebene ist fast vertikal und leicht gegen die Hauptströmung gerichtet.

Bild 6.15 zeigt die 2D-Scherspannung beim geringsten untersuchten Impulsverhältnis. Die maximalen Spannungen treten in der Symmetrieebene zwischen den Bohrungen auf. Nur hier entwickelt sich eine ausgeprägte Scherschicht zwischen Heißgas und Kühlluft. Die Maximalwerte der 2D-Scherspannungen sind allerdings nur etwa halb so groß wie beim geraden Trench. Im Gegensatz dazu sind die turbulenten Schwankungen bei $I = 16$ bei beiden Trenchkonfigurationen vergleichbar stark. In den oberen beiden Abbildungen sind zwei Scherschichten erkennbar. Die größten Spannungen treten zwischen der Ablöseblase und dem Kühlluftstrahl auf.

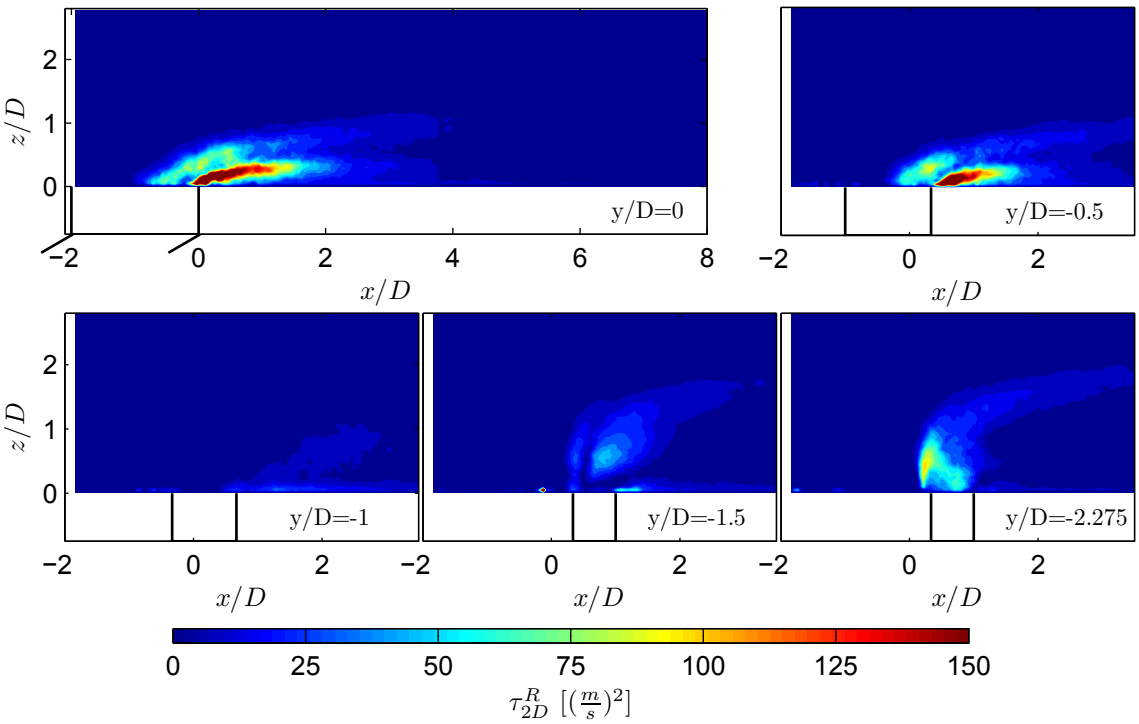


Abbildung 6.16: 2D Scherspannungen, N, x-z-Ebenen, $I = 16$, $DR = 1.33$

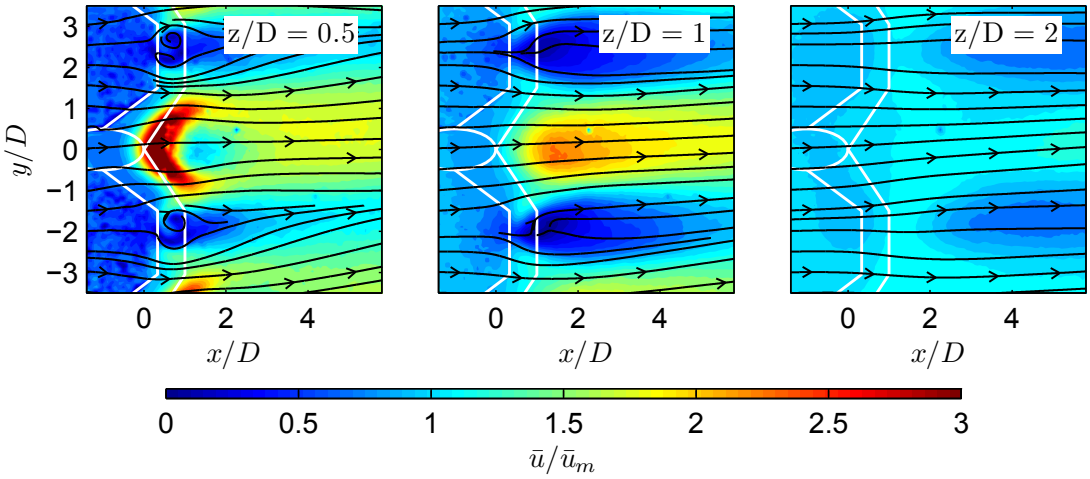


Abbildung 6.17: Geschwindigkeitsverteilung, N, x-y-Ebenen, $I = 8$, $DR = 1.33$

Der Bereich erhöhter Scherspannungen bei y/D = -1.5 weist darauf hin, dass bereits am Übergang zwischen den beiden Trenchsegmenten größere Mengen Kühlluft den Spalt verlassen.

Die in Abbildung 6.17 dargestellten horizontalen Schnitte veranschaulichen, wie durch die dreieckige Kontur der Trenchhinterkante Kühlluft lateral verteilt wird. Die Breite des aufgefächerten Kühlluftstrahls ist nahezu identisch zum geraden Trench. Allerdings ist an Stelle der Rezirkulationswirbel nur ein kleiner Bereich mit geringen

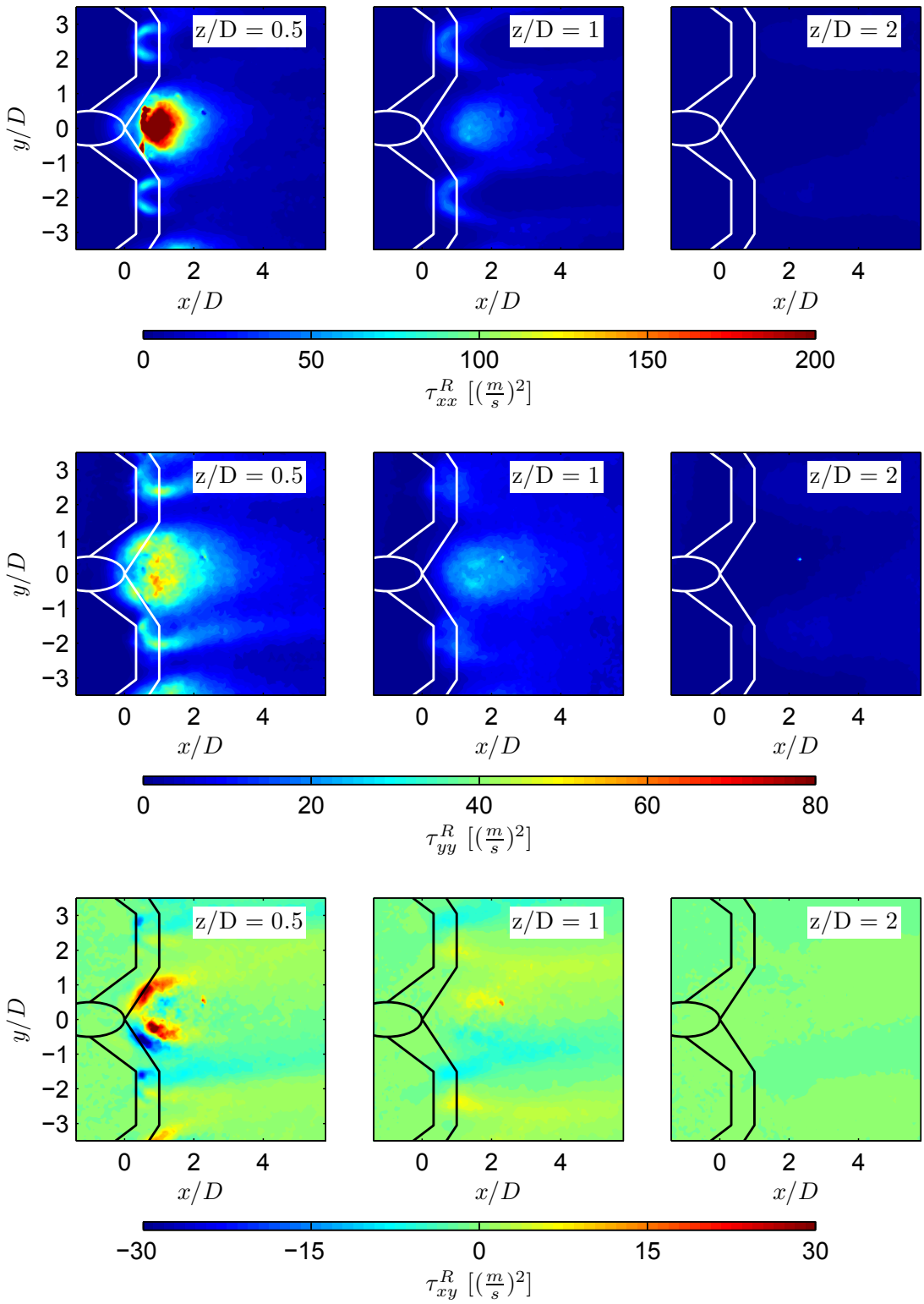


Abbildung 6.18: Reynolds-Spannungen, N, x-y-Ebenen, $I = 8$, $DR = 1.33$

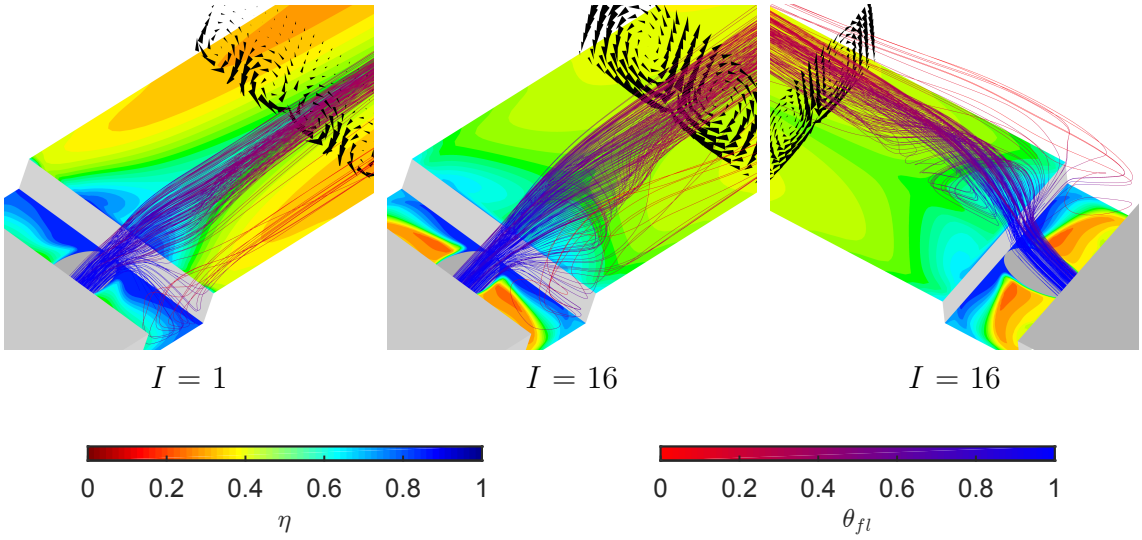


Abbildung 6.19: Visualisierung des Strömungsfelds aus CFD-Daten, T, $DR = 1.33$

Geschwindigkeiten sichtbar. Anders als beim gewöhnlichen Trench strömt die Luft hinter dem Kühlluftstrahl nicht wieder in Richtung Mittellinie. Stattdessen bildet sich eine breite Zone, in der die Kühlluft schneller als das Heißgas strömt, da ein Großteil des Impulses in x-Richtung erhalten geblieben ist. Mit zunehmender Lauflänge wächst dieser Bereich des Kühlfilms nach außen an. Das Gegenstromgebiet in der Symmetrieebene ist wesentlich schmaler. Im mittleren Bild ist der aufgefächerte U-förmige Teil des Strahls schon nicht mehr erkennbar. Die Kühlluft ist fast vollständig in Richtung der Hauptströmung umgelenkt. Die Gebiete mit geringen Geschwindigkeiten stromab des parallelen Segments sind mit der vorausgegangenen Beobachtung, dass die Kühlluft an dieser Stelle eher vertikal ausströmt, im Einklang. Deshalb ist hier die Eindringtiefe am größten, so dass in der oberen Schnittebene nur noch Spuren der bei y/D = -2.275 austretenden Kühlluft sichtbar sind.

Wie beim geraden Trench hat die x-Komponente der in Abbildung 6.18 dargestellten Reynolds-Spannung mit Abstand den größten Betrag. Ein ausgeprägtes Maximum tritt in der untersten Schnittebene, stromab der Bohrung auf. Weiter entfernt von der Oberfläche klingen die turbulenten Schwankungen schnell ab und bei $z/D = 2$ sind alle drei Komponenten fast vollkommen verschwunden. Der laterale Anteil τ^R_{yy} ist an der dreieckigen Trenchhinterkante am größten, aber, da keine starken Rezirkulationswirbel vorhanden sind, gleichmäßiger verteilt als beim geraden Trench. Die in der letzten Bilderreihe gezeigte Nebendiagonalkomponente ist dort maximal, wo die Kühlluft seitlich abgelenkt den Trench verlässt. In der wandnahen Ebene entsprechen die Spannungsbeträge etwa dem geraden Trench. Das Gebiet mit erhöhten Reynolds-Spannungen ist aber sichtbar kleiner.

Die Strömungsfeldanalyse des geraden Trenchs wird in Abbildung 6.19 anhand von CFD-Daten zusammengefasst und ergänzt. Die Abbildungen zeigen die beiden Impulsverhältnisse $I = 1$ und 16. Auf der Oberfläche sind die Konturen der adiabaten Filmkühleffektivität dargestellt. Die Stromlinien wurden mit der dimensionslosen

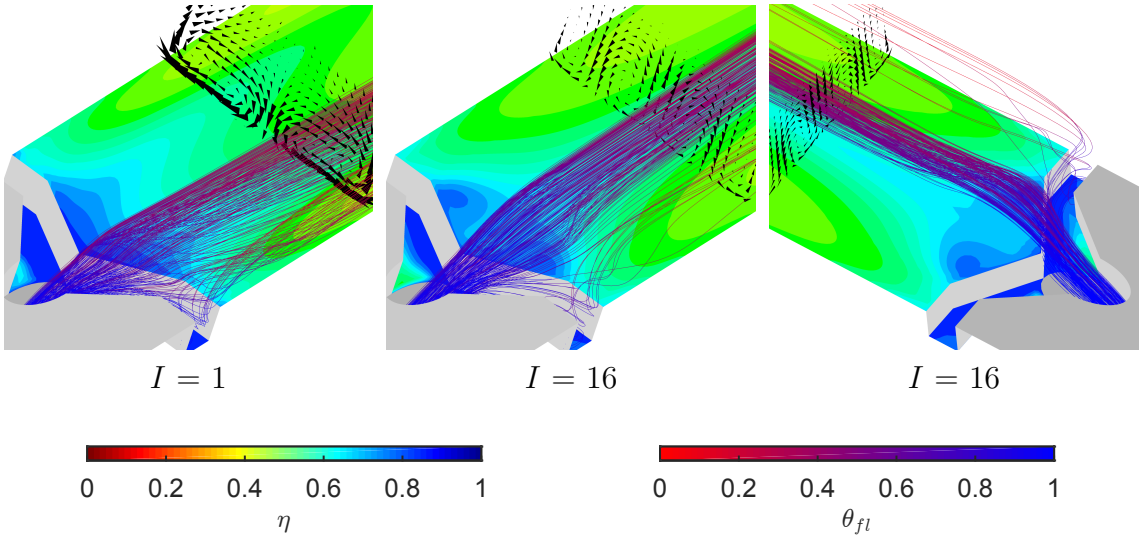


Abbildung 6.20: Visualisierung des Strömungsfelds aus CFD-Daten, N, $DR = 1.33$

Temperatur θ_{fl} eingefärbt, die in der Strömung folgendermaßen definiert ist:

$$\theta_{fl} = \frac{T_m - T_{fl}}{T_m - T_c} \tag{6.3}$$

Die Stromlinien veranschaulichen, wie der Kühlluftstrahl an der hinteren Trenchwand auffächert und größtenteils nach oben abgelenkt wird. Die verbleibende Kühlluft strömt an Wand entlang bis in die Symmetrieebene, wo sie einen Wirbel bildet und nach außen abfließt. Die Färbung der Stromlinien zeigt an, dass sich die Luft in dem entstehenden Wirbel erwärmt, also mit Heißgas vermischt. Bei beiden Impulsraten ist der Trench nicht vollkommen mit Kühlluft gefüllt. Die Konturen der adiabaten Filmkühleffektivität am Boden des Spalts zeigen, dass dieser Bereich durch Eindringen von Heißgas und Vermischung im Trench hohen thermischen Lasten ausgesetzt ist. Bei der hohen Impulsrate ist der Nachlaufwirbel hinter dem Trench besonders stark ausgeprägt. Die hier zirkulierende Kühlluft hinterlässt einen charakteristischen „Fußabdruck“ auf der Oberfläche. Die Vektoren in der y-z-Ebene stromab der Bohrung weisen darauf hin, dass die Nierenwirbel durch die Umlenkung am Trench nicht vollkommen unterdrückt werden. Bei $I = 1$ sind insgesamt vier kleinere Wirbel zu erkennen. Die Nierenwirbel, sowie die zwischen benachbarten Bohrungen austretende entgegengesetzt rotierende Kühlluft. Beim höchsten Impulsverhältnis dominieren die Nierenwirbel und führen dazu, dass kalte Luft von der Oberfläche weg und Heißgas unter den Strahl transportiert wird. Abbildung 6.20 veranschaulicht die durch die neue Trenchkontur erzielten Verbesserungen bei der Kühlluftverteilung. Die Verteilung der adiabaten Filmkühleffektivität an der Wand zeigt klar die gesteigerte Kühlleistung, die in den folgenden Kapiteln noch detaillierter erörtert wird. Anhand der Stromlinienverläufe ist erkennbar, wie die Kühlluft lateral verteilt wird und sich als flacher Film an die Oberfläche anlegt. Der Spalt ist fast vollkommen mit kalter Luft gefüllt. Der Trenchboden ist gut geschützt. Die

Vektoren in der Schnittebene quer zur Hauptströmung sind ein Hinweis dafür, dass durch die dreieckige Trenchhinterkante eine den Nierenwirbeln entgegengesetzte Rotation induziert wird. Die entstehenden, flach anliegenden Wirbel sorgen dafür, dass die Kühlluft an die Wand gedrückt und dort lateral verteilt wird. Bei der Steigerung des Impulsverhältnisses auf $I = 16$ ändert sich das Strömungsfeld sichtbar und ähnelt nun stark dem geraden Trench bei $I = 1$. Die Nierenwirbel können nicht mehr vollständig unterdrückt werden. Die Vektoren zeigen zwei gegensinnig rotierende Wirbelpaare an der Oberfläche an. Zusätzlich zu den Nierenwirbeln tritt zwischen benachbarten Bohrungen Kühlluft mit einem Drall aus. Obwohl der Kühlluftstrahl nach dem Trench etwas abhebt und die Wirbel stromab der Ausblasung eine vertikale Strömung weg von der Wand induzieren, ist der Kühlfilm deutlich flacher als beim geraden Trench. Die Rezirkulationswirbel sind schwächer ausgeprägt. Die Kontur der Trenchhinterkante bewahrt einen Großteil des Impulses in x-Richtung und durch den schmalen Spalt wird der Heißgaseintrag fast vollständig verhindert. Die Kühlluft wird verglichen mit dem geraden Trench deutlich besser ausgenutzt. Gleichzeitig erklärt der Wandel des Strömungfeldes die in Abbildung 5.7 sichtbare Abnahme der mittleren Filmkühleffektivität bei hohen Ausblaseraten.

6.1.2 Vergleich von Experiment und Simulation

Am Ende des vorangegangenen Kapitels wurde das auf Basis von Messdaten erlangte Verständnis des Strömungsfelds bereits durch Simulationsergebnisse ergänzt. In diesem Kapitel soll nun überprüft werden, ob alle wesentlichen Strömungsphänomene durch die RANS-Simulationen abgebildet werden.

Als erstes Beispiel sind in Abbildung 6.21 die Geschwindigkeitskonturen aus Simulation und Experiment für eine zylindrische Bohrung und $VR = 0.5$ sowie 4.5 überlagert. Diese Betriebspunkte entsprechen dem kleinsten und größten untersuchten Geschwindigkeitsverhältnis. Die farbig eingezeichneten, am Bohrungsrand beginnenden Stromlinien repräsentieren die Strahltrajektorien. Der Verlauf stimmt nicht zwangsläufig mit dem Geschwindigkeitsmaximum im Kühlluftstrahl überein.

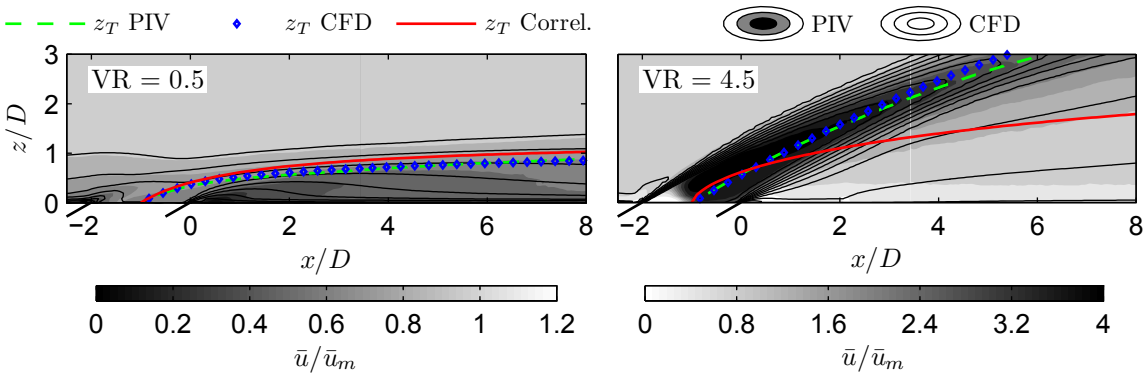


Abbildung 6.21: Vergleich PIV-CFD, Z, x-z-Ebene, $y/D = 0$, $DR = 1.33$

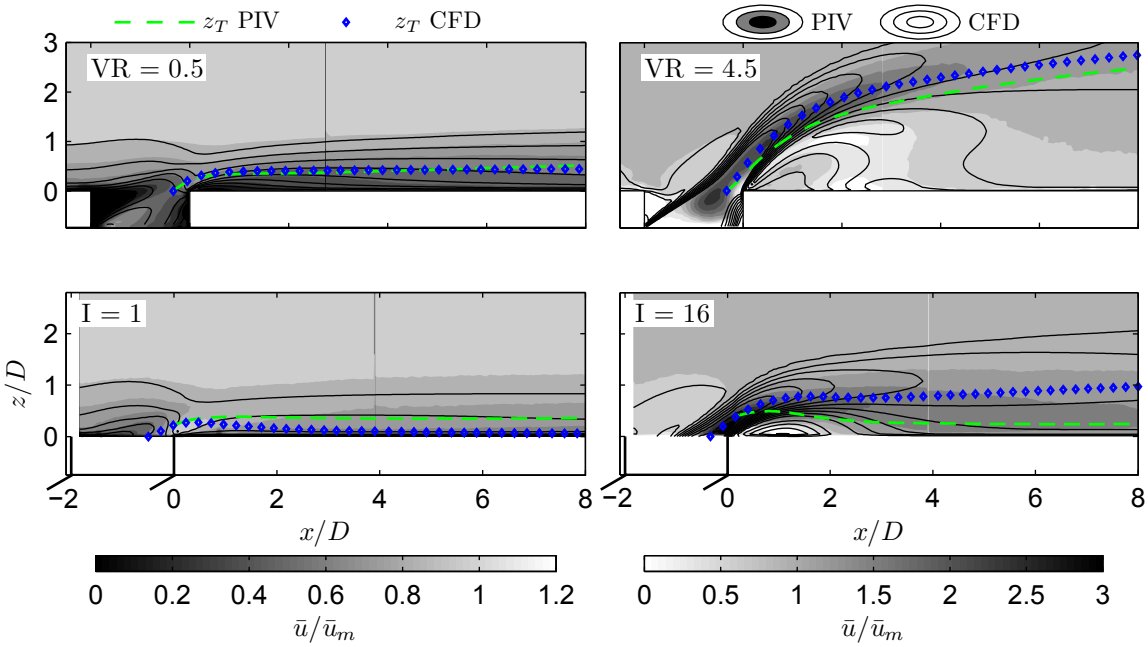


Abbildung 6.22: Vergleich PIV-CFD, T (oben) und N (unten), x-z-Ebene, $y/D = 0$, $DR = 1.33$

Neben den eigenen PIV- und CFD-Ergebnissen zeigt die rote durchgezogene Linie die Korrelation von Bernsdorf u. a. (2008). Bei dem im linken Teilbild dargestellten anliegenden Kühlluftstrahl stimmen die Konturen sehr gut überein. Auch die Strahltrajektorien liegen sehr eng beieinander. Im rechten Bild erkennt man, dass die Simulationen eine etwas zu große Eindringtiefe vorhersagen. Diese Beobachtung deckt sich mit den von Acharya u. a. (2001) dokumentierten Eigenschaften von Zwei-Gleichungs-Turbulenzmodellen. Die Korrelation ist oberhalb von $I = 2$ nicht mehr gültig und liefert dementsprechend schlechte Resultate. Auch bei der in Abbildung 6.22 oben dargestellten Ausblasung aus dem geraden Trench ist die Übereinstimmung von Simulation und Experiment bei kleinen Kühlluftmassenströmen und anliegendem Kühlfilm hervorragend. Bei $VR = 4.5$ wird durch die CFD-Rechnung erneut eine zu große Eindringtiefe vorhergesagt. Die Differenz ist größer als bei der zylindrischen Bohrung. Die untere Bildreihe in Abbildung 6.22 zeigt die Daten für den konturierten Trench. Da für diese Geometrie ausschließlich konstante Impulsverhältnisse untersucht wurden, sind die Resultate für $I = 1$ und 16 dargestellt. Anders als bei den zwei zuerst diskutierten Geometrien, sind auch beim geringen Kühlluftmassenstrom Abweichungen sichtbar. Der Kühlfilm in den Messergebnissen ist sichtbar dicker. Die Strahltrajektorie aus den CFD-Daten befindet sich sehr nahe an der Wand und unterhalb der Kurve aus den Versuchen. Bei $I = 16$ ist die Abweichung genau entgegengesetzt. Wie bei zylindrischer Bohrung und geradem Trench wird durch die Simulationen eine zu große Eindringtiefe vorhergesagt. Dieser Wechsel der Diskrepanzen zwischen CFD und Versuch resultiert vermutlich aus dem Wandel der in Strömungsrichtung orientierten Wirbel, der bereits anhand von Abbildung 6.20 erörtert wurde. Anscheinend sind die in den Simulationen auftre-

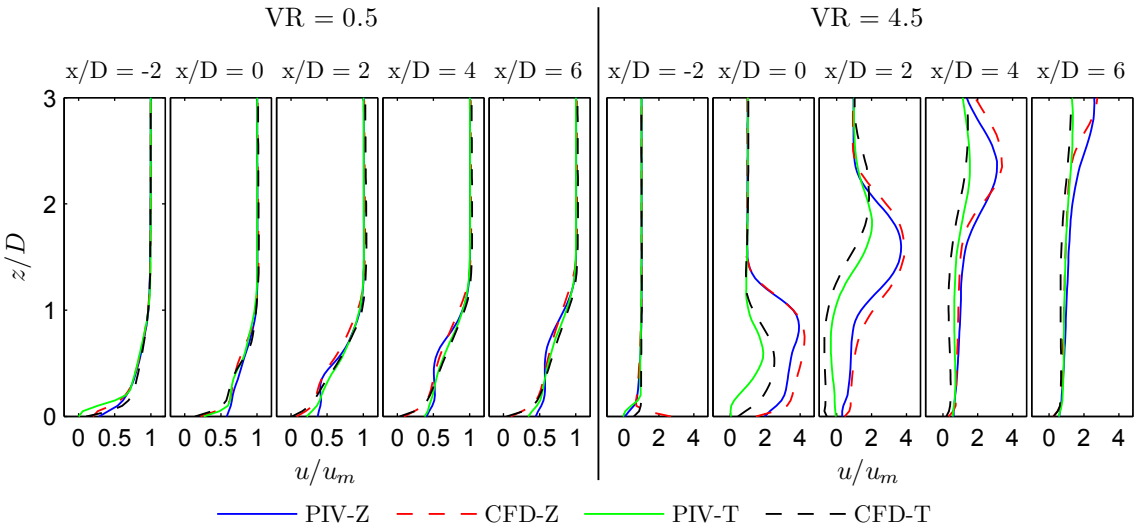


Abbildung 6.23: Vergleich PIV-CFD, Geschwindigkeitsprofile, Z und T, $DR = 1.33$

tenden Anti-Nierenwirbel in den Experimenten schwächer ausgeprägt. Deshalb wird weniger Kühlluft in Richtung der Wand transportiert.

Abbildung 6.23 zeigt einen quantitativen Vergleich der Ergebnisse anhand von Geschwindigkeitsprofilen an verschiedenen x-Positionen in der Bohrungsebene. Im linken Teil sind fünf Diagramme für das kleine Geschwindigkeitsverhältnis dargestellt. Die Übereinstimmung ist recht gut. Die Profile werden allerdings aufgrund der geringen Kühlluftgeschwindigkeit von der Hauptströmungsgrenzschicht dominiert. Wie schon in den Konturbildern werden die Diskrepanzen bei $VR = 4.5$ deutlicher. Die größten Unterschiede treten für den Trench bei $x/D = 0$ auf. Im Fall der zylindrischen Bohrung sind die Beträge der Maximalgeschwindigkeiten vergleichbar. Die Maxima der CFD Profile sind aber wegen der überschätzten Eindringtiefe nach oben verschoben.

In Abbildung 6.24 wird die laterale Verteilung der Kühlluft an beiden Trenches anhand von überlagerten Konturen der mittleren Geschwindigkeit betrachtet. Die Berechnungen stellen alle wesentlichen Strömungsstrukturen dar. Die seitliche Auffächerung des Kühlluftstrahls wird von den Simulationen besonders bei $I = 1$ leicht überschätzt. Lage und Ausdehnung der Gegenstromregionen zwischen den Bohrungen stimmt gut mit den Messdaten überein. Das Rezirkulationsgebiet stromab der Ausblasung aus dem geraden Trench wird beim hohen Impulsverhältnis von den Simulationen zu groß vorhergesagt. Das liegt mit hoher Wahrscheinlichkeit daran, dass durch die überschätzte Eindringtiefe in den Rechnungen mehr Oberfläche durch den Kühlluftstrahl abgeschirmt wird. Beim konturierten Trench ergeben die Messungen bei $I = 16$ höhere Geschwindigkeiten im Nachlauf der abgewinkelten inneren Trenchsegmente. Diese Beobachtung deckt sich mit Abbildung 6.22, wo die Maximalgeschwindigkeiten des simulierten Kühlluftstrahls oberhalb von $z/D = 0.5$ liegen. Am meisten unterscheiden sich Simulation und Versuch bei $I = 1$ und dem konturierten Trench. Während die CFD einen über die komplette Breite der inneren

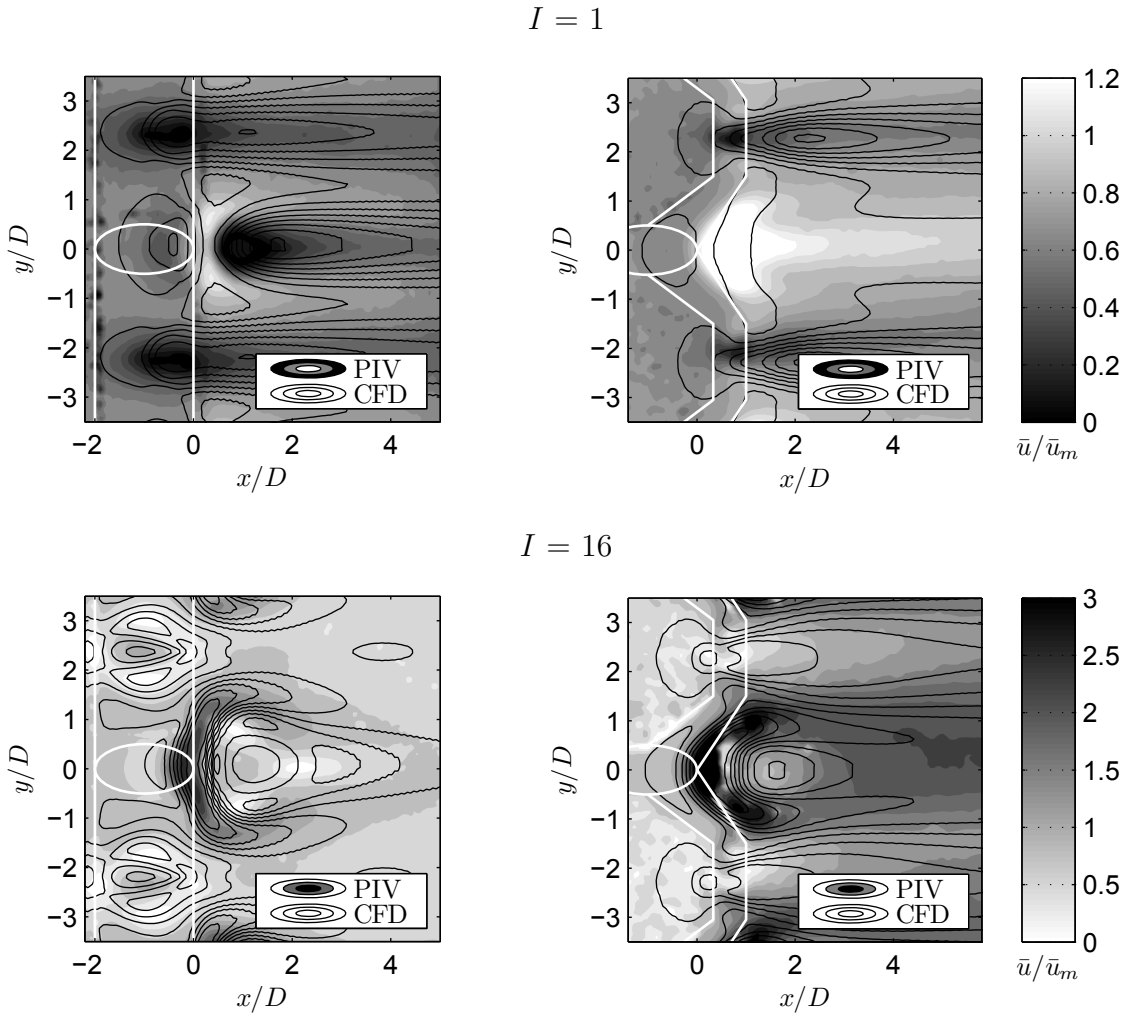


Abbildung 6.24: Vergleich PIV-CFD, T und N, x-y-Ebene, $z/D = 0.5$, $DR = 1.33$

Trenchsegmente mit gleichmäßiger Geschwindigkeit ausströmenden Kühlfilm vorhersagt, zeichnet sich in den Messwerten der deformierte Kühlluftstrahl als Region mit hohen Geschwindigkeiten ab. Die Kühlluft wird nicht so stark lateral verteilt und dringt, wie in Abbildung 6.22 sichtbar, weiter in die Hauptströmung ein.

Abschließend ist in den Abbildungen 6.25 und 6.26 die z-Komponente der Wirbelstärke für den geraden und den konturierten Trench dargestellt. Die Diagramme oben zeigen jeweils die Messergebnisse, die untere Bilderreihe basiert auf CFD-Daten. Die Darstellung ist ein weiterer Nachweis, dass alle wesentlichen Merkmale der Strömung von den numerischen Berechnungen erfasst werden. Beim geraden Trench sind die Rezirkulationswirbel hinter der Bohrung klar erkennbar. In den Simulationen sind diese halbkreisförmigen Strukturen, genau wie die schmalen Bereiche hoher Scherung zwischen Kühlluftstrahl und Heißgas, gestreckter. Die maximalen Beträge der Wirbelstärke sind größer als im Experiment. Die langgezogenen Stränge mit hoher Wirbelstärke setzten sich auch in der rechts gezeigten oberen Messebene fort. Die Wirbel zwischen den Bohrungen sind in den Berechnungen nur

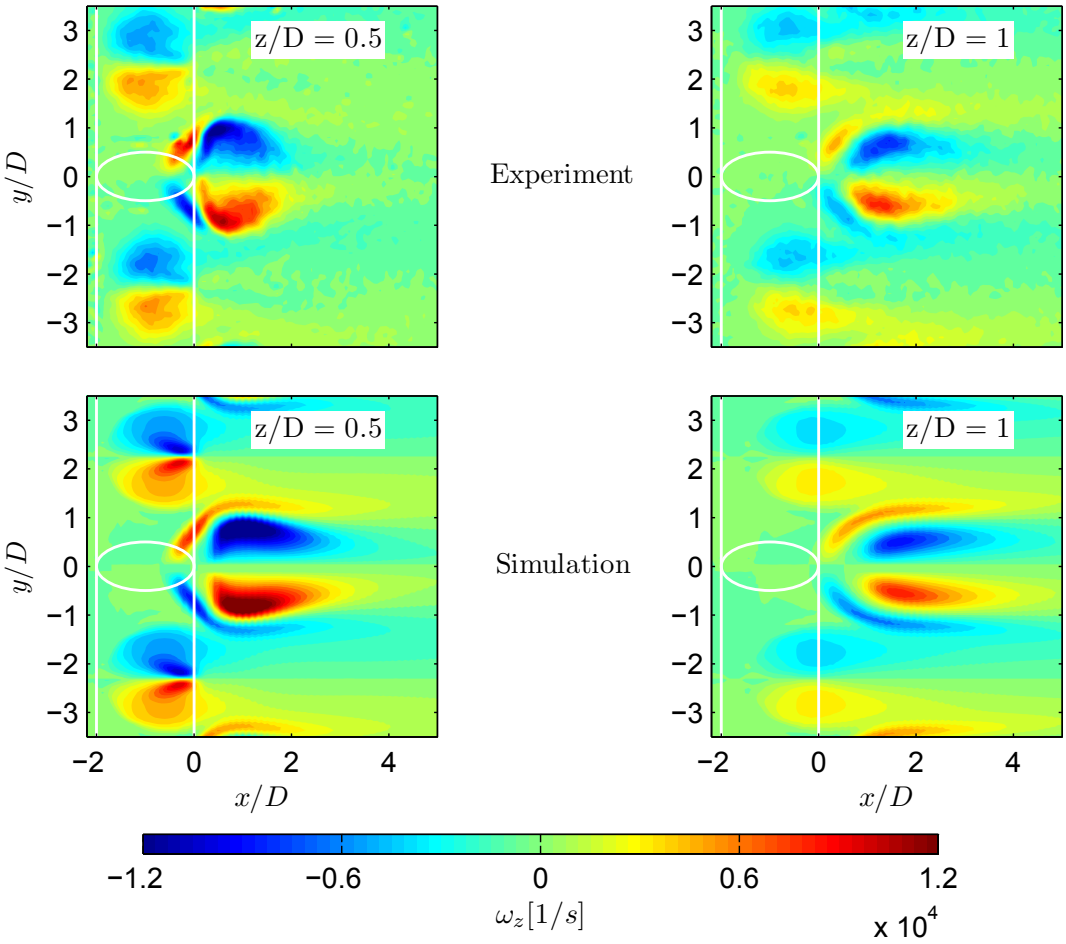


Abbildung 6.25: Vergleich PIV-CFD, Wirbelstärke, T, $I = 8$, $DR = 1.33$

in Wandnähe bei $z/D = 0.5$ stärker ausgeprägt. Beim konturierten Trench sind die Wirbelstärken in den Simulationen ebenfalls größer. Die Maxima stromab der Ausblasung veranschaulichen die weitere spannweitige Ausdehnung des aufgefächerten Kühlluftstrahls. Erneut sind die Regionen mit hohen Wirbelstärken in den Versuchsergebnissen in Strömungsrichtung kompakter und klingen deutlich schneller ab als die länglichen Stränge in den CFD-Rechnungen. Außerdem sind bei $z/D = 0.5$ zwei kleine lokale Maximalwerte stromab der dreieckigen Trenchhinterkante erkennbar, die auf ein kleines Rezirkulationsgebiet hindeuten, dass in den Simulationen nicht vorhanden ist.

Eine mögliche Ursache für die schwächeren Längswirbel im Experiment könnte die starke turbulente Vermischung nach der Umströmung der Trenchkanten sein. Dadurch wird die Energie der Wirbel schneller dissipiert und ihr Einfluss auf die Ausbreitung des Kühlluftstrahls sinkt. Sind die Nierenwirbel schwächer, nimmt auch die Vertikalgeschwindigkeit in der Bohrungsebene ab und der Kühlluftstrahl neigt weniger zum Abheben. Im Falle des konturierten Trenchs mit Anti-Nierenwirbeln tritt der entgegengesetzte Effekt ein. Im Experiment wird weniger Kühlluft an die Wand

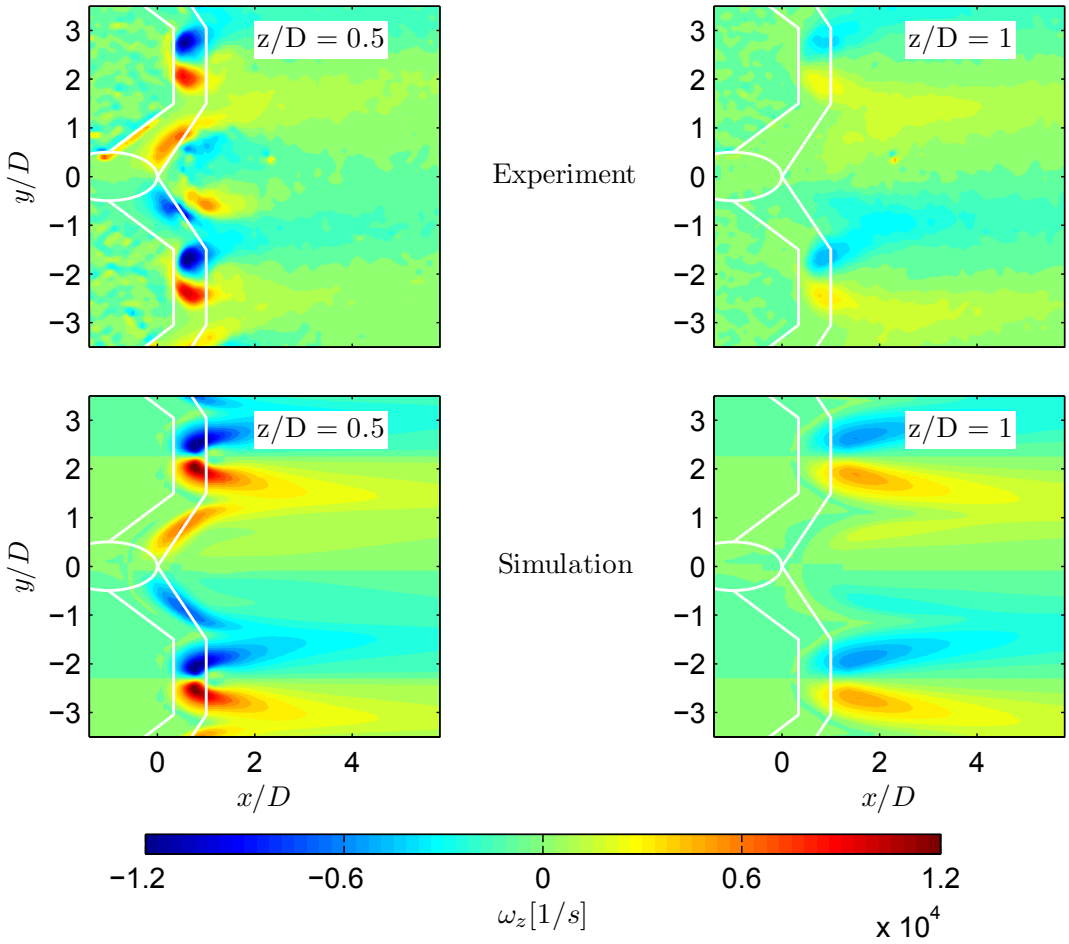


Abbildung 6.26: Vergleich PIV-CFD, Wirbelstärke, N, $I = 8$, $DR = 1.33$

transportiert und die laterale Verteilung ist etwas schlechter. Beide Mechanismen spiegeln sich sowohl in den mittleren Strömungsfeldern, als auch in den in Kapitel 6.2.5 gezeigten Filmkühleffektivitäten wieder.

6.1.3 Einfluss des Dichteverhältnisses auf die Strömung

Der Einfluss des Dichteverhältnisses auf das Strömungsfeld wurde anhand von zylindrischer Bohrung und geradem Trench untersucht. An jeder der beiden Geometrien wurden drei Dichteverhältnisse und insgesamt 11 verschiedene Geschwindigkeits-, Massenstrom- und Impulsverhältnisse betrachtet. Daraus ergaben sich insgesamt $2 \times 3 \times 11 = 66$ Testfälle. Alle untersuchten Parameter sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst.

Abbildung 6.27 illustriert anhand der Verteilungen normal zur Wand den Einfluss des Dichteverhältnisses auf die Geschwindigkeiten und die 2D Scherspannungen. Die Größe τ_{2D}^{R} wurde als Maß für die turbulenten Schwankungen, und damit

Parameter	Werte			
DR	1.33	1.6	2.0	
VR	0.5	1.0	2.0	
M	1.0	2.0	4.0	6.0
I	1.0	2.0	8.0	16.0

Tabelle 6.1: Wertebereiche der untersuchten Strömungsparameter

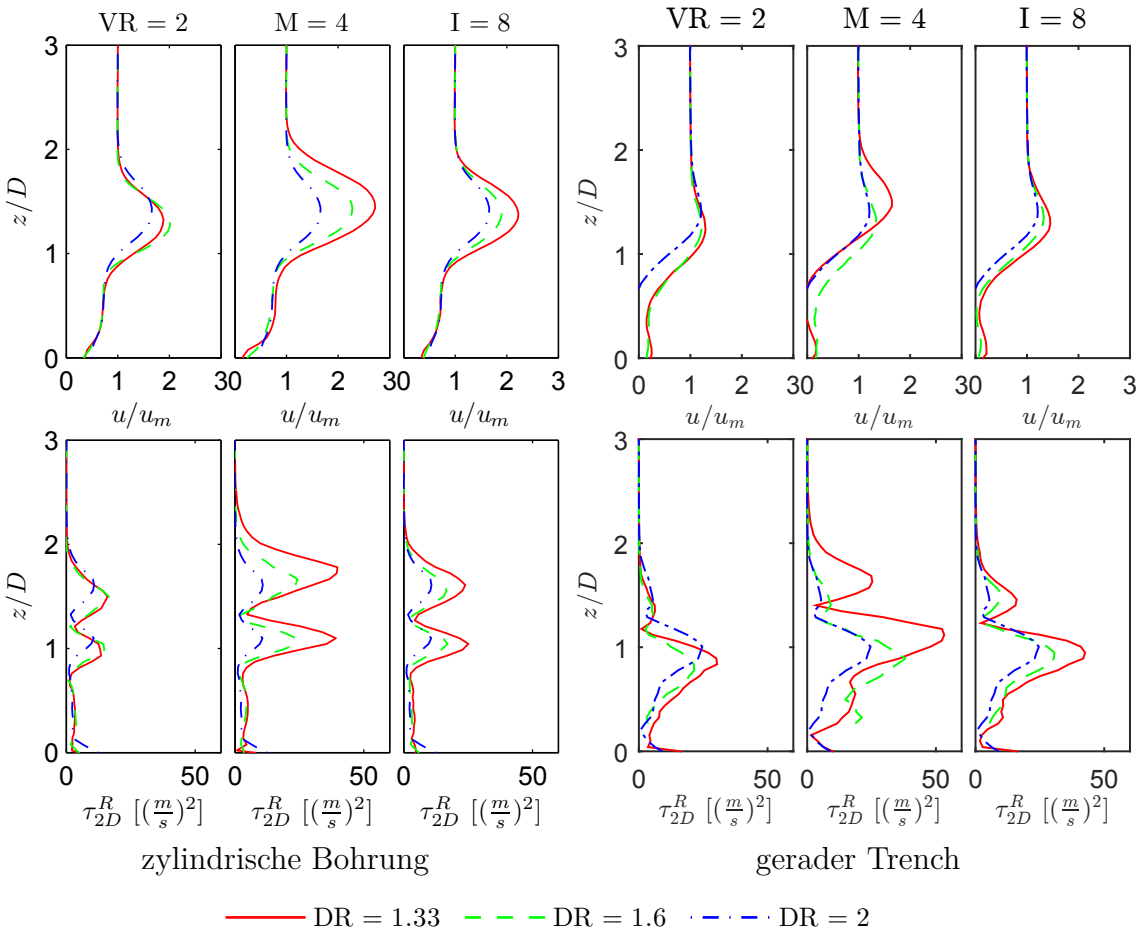


Abbildung 6.27: Dichteverhältniseffekte auf Geschwindigkeit und 2D-Scherspannungen, $x/D = 1$, $y/D = 1$

die Vermischung von Heißgas und Kühlluft, gewählt. Die Profile für drei Dichteverhältnisse wurden jeweils für einen konstanten Wert von VR, M und I aufgetragen. Die absoluten Massenströme aller gewählten Betriebspunkte haben die gleiche Größenordnung. Wird das Geschwindigkeitsverhältnis konstant gehalten, sind die maximalen Geschwindigkeiten erwartungsgemäß fast identisch. Für feste Ausblase- und Impulsraten steigt die Maximalgeschwindigkeit mit sinkendem Dichteverhält-

nis. Laut Gleichung (2.14) verhält sich VR in diese Fällen umgekehrt proportional zum Dichteverhältnis, das heißt die geringere Dichte wird durch höhere Geschwindigkeiten kompensiert, um einen konstanten Impuls- oder Massenstrom aufrecht zu erhalten. Die untere Bilderreihe veranschaulicht die Kopplung von turbulenten Scherspannungen und dem Geschwindigkeitsgradienten zwischen Kühlluftstrahl und Hauptströmung. Bei konstantem Geschwindigkeitsverhältnis sind auch die Spannungen annähernd identisch. Oberhalb und unterhalb des Kühlluftstrahls ist je ein lokales Maximum sichtbar. Die Extrema entsprechen den bereits anhand von Abbildung 6.4 diskutierten Scherschichten. Wird die Ausblaserate oder das Impulsverhältnis konstant gehalten, werden die maximalen Scherspannungen umso größer, je kleiner das Dichteverhältnis wird. Das liegt an der größeren Geschwindigkeitsdifferenz zwischen Kühlluftstrahl und Hauptströmung. Die hohen Scherspannungen sind ein Indiz für die stärkere Vermischung von kalter Luft und Heißgas. Dadurch wachsen auch die Dicke der Scherschichten und die Ausdehnung des Kühlluftstrahls in z-Richtung. Beide Effekte kommen klar in den Profilen zum Ausdruck. Der rechte Teil von Abbildung 6.27 zeigt die Resultate für den geraden Trench. Der Verlauf der Profile unterscheidet sich sichtbar von der zylindrischen Bohrung. Die Dichteverhältniseffekte sind vergleichbar, kommen aber weniger deutlich zum Vorschein. Durch den Trench sinkt die maximale Geschwindigkeit im Kühlluftstrahl um fast die Hälfte. Im unteren Teil der Profile treten wegen der Rezirkulation im Nachlauf der Ausblasung sehr geringe oder sogar negative Geschwindigkeiten auf. Da die Kühlluft langsamer ausströmt, sind auch die maximalen Spannungen in der oberen Scherschicht niedriger. Unterhalb des Kühlluftstrahls sind die turbulenten Schwankungen aufgrund der Wirbelablösung an der Trenchhinterkante und wegen des Rezirkulationsgebietes am größten.

Die Auswirkung von Dichteverhältnisänderungen auf die Strahltrajektorien sind in den Abbildungen 6.28 und 6.29 dargestellt. Die Kernstromlinien wurden aus den Ergebnissen der, parallel zu den Messungen durchgeführten, CFD Parameterstudie extrahiert. Die RANS Simulationen weichen zwar bei hohen Ausblaseraten, wie in Kapitel 6.1.2 diskutiert, von den Messungen ab, geben aber Trends und Dichteverhältniseffekte korrekt wieder. Die CFD Daten wurden gewählt, da Reflexionen an Eis und Ölansammlungen die Strahltrajektorien aus Messungen teils erheblich verfälschten. Die Ausgangspunkte der Stromlinien liegen bei der zylindrischen Bohrung auf der Bohrungsachse bei $z/D = 0$ und $x/D =$ -1. Wegen der Strahlumlenkung an der Trenchkante wurde hier der Startpunkt auf $x/D =$ -1/3 verschoben. Vergleicht man die Trajektorien beider Geometrien, wird sichtbar, dass die Kühlluft aus der zylindrischen Bohrung zunächst der Bohrungsachse folgt und dann allmählich von der Hauptströmung umgelenkt wird. Je höher der Kühlluftmassenstrom beziehungsweise Impuls, desto länger wird die Ausströmrichtung beibehalten. Die Kühlluft aus dem Trench tritt wesentlich steiler aus, wird aber viel schneller in Hauptströmungsrichtung abgelenkt. Die maximale Eindringtiefe ist etwa 25% geringer als bei der zylindrischen Bohrung. Diese effizientere Umlenkung durch die Hauptströmung hat vermutlich zwei Ursachen: erstens verringert die Ausströmung in den Trench den Impuls der Kühlluft, und zweitens bietet der aufgefächerte Strahl der Hauptströ-

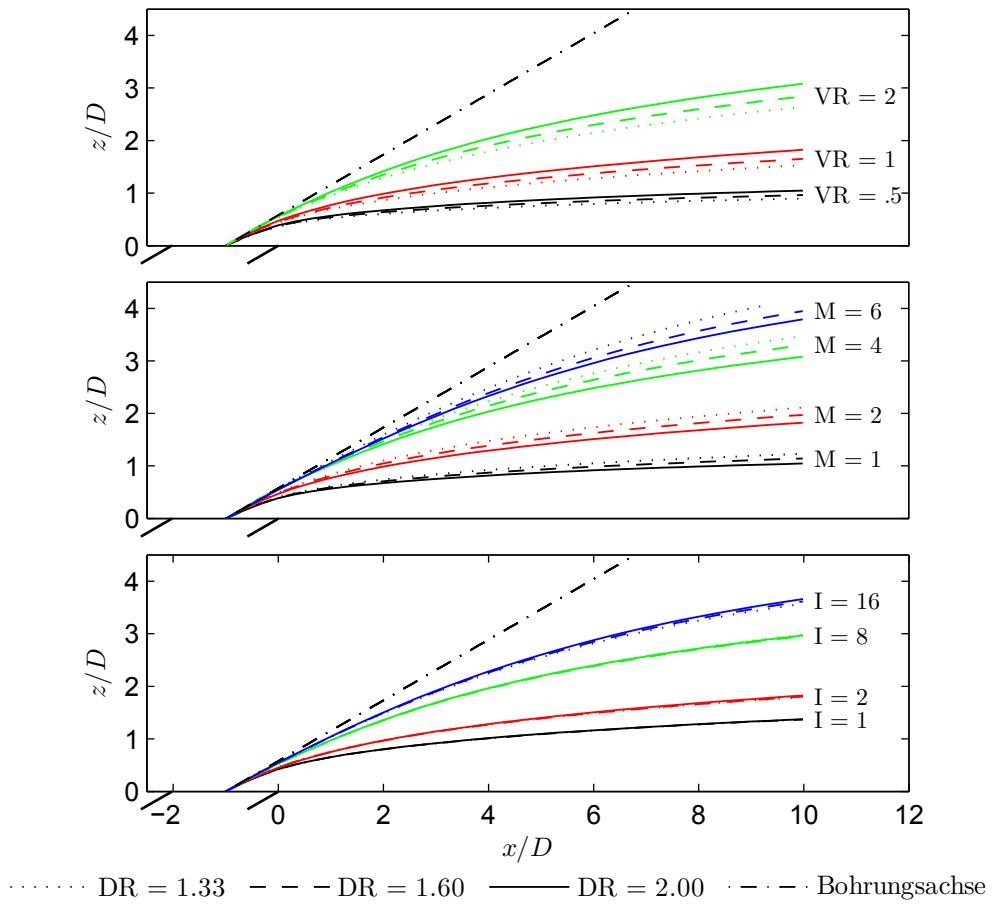


Abbildung 6.28: Abhängigkeit der Strahltrajektorien vom Dichteverhältnis, Z

mung eine deutlich größere Angriffsfläche. Der Dichteverhältniseinfluss ist bei beiden Konfigurationen vergleichbar. Wird das Impulsverhältnis konstant gehalten, fallen die Kurven aller untersuchten Dichteverhältnisse zusammen. Die oberen Teilbilder zeigen, dass bei festem Geschwindigkeitsverhältnis die Eindringtiefe mit DR steigt. Für konstante Ausblaseraten verhält es sich genau entgegengesetzt. Die Trajektorien werden flacher, wenn die Dichte der Kühlluft zunimmt. Beide Trends können durch Umformung von Gleichung 2.14 erklärt werden. Falls M konstant ist, verhält sich das Impulsverhältnis umgekehrt proportional zum Dichteverhältnis: $I = M^2/DR$. Daraus folgt, dass bei steigender Kühlluftdichte der Impuls des Kühlluftstrahls, und damit die Eindringtiefe, sinkt. Ist ein festes Geschwindigkeitsverhältnis vorgegeben, ergibt sich ein proportionaler Zusammenhang: $I = VR^2 \cdot DR$. Das bedeutet, der Impuls steigt mit dem Dichteverhältnis, und der Strahl dringt weiter in die Hauptströmung vor.

Zusammenfassend lassen sich anhand der Ergebnisse bezogen auf Strömungsfeld und Dichteverhältnis folgende Schlüsse ziehen: Erstens, die Eindringtiefe skaliert unabhängig von der Dichte mit dem Impulsverhältnis. Zweitens, die Vermischung von Kühlluft und Heißgas hängt vom Geschwindigkeitsgradienten zwischen beiden

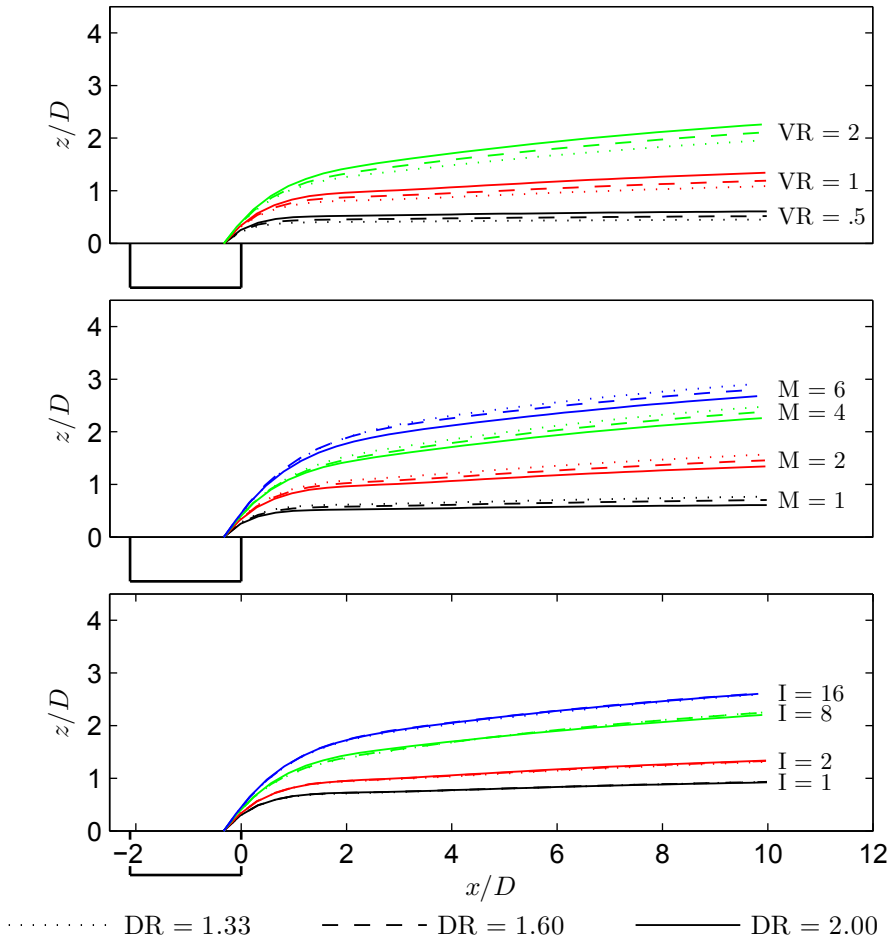


Abbildung 6.29: Abhängigkeit der Strahltrajektorien vom Dichteverhältnis, T

Strömen, und damit dem Geschwindigkeitsverhältnis, ab. Daraus folgt, dass für dichteverhältnisunabhängige Untersuchungen des mittleren Strömungsfeldes das Impulsverhältnis nachbildet werden sollte. Für Laborversuche zur Filmkühleffektivität bedeuten die Resultate, dass eine Übereinstimmung der Ausblaseraten beim Vergleich von Testfällen nicht ausreichend ist. Sowohl die Strömungstopologie als auch die turbulente Vermischung verändern sich, wenn nicht auch das Dichteverhältnis korrekt nachgebildet wird.

6.2 Wärmeübergangsmessungen

Nach einer ausführlichen Betrachtung der Strömungsstrukturen stellt sich nun die Frage, wie diese sich auf die Filmkühleffektivität und den Wärmeübergangskoeffizienten auswirken. Beide Größen wurden mit dem in Kapitel 4.2.3 beschriebenen Verfahren bestimmt. Die Messungen wurden bei den Dichteverhältnissen $DR = 1.33$ und 1.6 und für vier konstante Impulsverhältnisse ($I = 1; 2; 8; 16$) durchgeführt. An jedem Betriebspunkt wurden drei Wandtemperaturen, eine ohne und zwei mit elek-

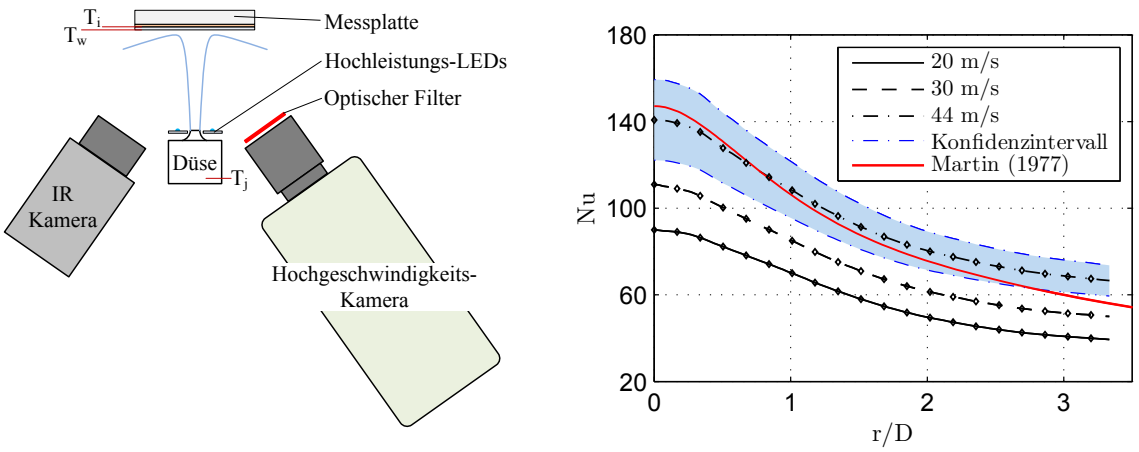


Abbildung 6.30: Staustrahl-Messaufbau und radiale Nußelt-Zahl-Verteilung

trischer Heizung, eingestellt. Pro Temperaturschritt wurden drei Wärmestrommessungen unternommen und zur Ermittlung der Superpositionsgeraden herangezogen.

6.2.1 Validierung der Messergebnisse

Da es sich um eine neue Methode handelt, soll zuerst das Messverfahren anhand von Literaturdaten validiert werden. Erste Voruntersuchungen wurden an einem einfachen Aufbau, der Staupunktströmung eines kreisrunden Freistrahls auf einer beheizten Platte, unternommen. Gemessen wurde der Wärmeübergangskoeffizient beziehungsweise die Nußelt-Zahl. Messaufbau und Resultate sind ausführlich in Schreivogel und Pfitzner (2015) dokumentiert. An dieser Stelle wird deshalb nur der Vergleich mit Korrelationen und Messdaten aus der Literatur kurz zusammengefasst. In Abbildung 6.30 ist auf der linken Seite die Versuchsanordnung skizziert. Die Messplatte war entsprechend Abbildung 4.10 aufgebaut und wie das Windkanalexemplar mit Thermoelementen instrumentiert. Der Freistrahl wurde mit einer Hitzdraht-Kalibrierdüse erzeugt, mit der die Ausströmgeschwindigkeit auf ±3% des Messwertes ±0.02 m/s genau eingestellt werden konnte. Die Düse wurde von Druckluft mit Umgebungstemperatur gespeist. Die Temperatur und Geschwindigkeit des Strahls wurden mit Thermoelementen und Drucksensoren im Plenum überwacht. Die LEDs waren um die Düse platziert, die beiden Kameras rechts und links neben dem Kalibrator. Das Diagramm in Abbildung 6.30 rechts zeigt den über einen Winkelbereich von 2π gemittelten radialen Verlauf der gemessenen Nußelt-Zahlen. Für die höchste untersuchte Strahlgeschwindigkeit ist das 95%-Konfidenzintervall eingezeichnet. Die mit der Methode sequentieller Störungen berechnete Messunsicherheit beträgt im Staupunkt 13.2% und nimmt nach außen bis auf 10.7% ab. Die Unsicherheit der flächengemittelten Nußelt-Zahl beträgt 11.2%. Die experimentellen Vergleichsdaten wurden von Martin (1977) mittels Stofftransportanalogie bei einer Reynolds-Zahl von $Re_D = 34\,000$ und einem Abstand zwischen Düse und Oberfläche

		$\overline{Nu}$			Nu_0	
u_j	Re_D	Exp	K1	K2	Exp	K3
20 m/s	15400	50.2	54.8	44.5	90.1	93.6
30 m/s	23100	62.3	70.4	59.8	111.2	120.0
44 m/s	34000	81.4	93.3	82.6	141.0	157.7

Tabelle 6.2: Zusammenfassung der Validierung mittels Staustrahl

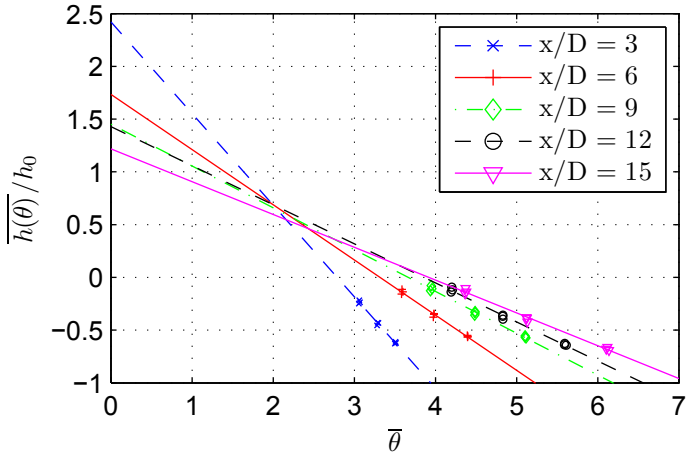


Abbildung 6.31: Lateral gemittelte Wärmeübergangskoeffizienten für drei Wandtemperaturen und Regressionsgeraden, T, $I = 8$, $DR = 1.6$

von $10\,D$ gemessen. Diese Randbedingungen entsprechen in etwa dem Testfall mit 44 m/s Strahlgeschwindigkeit und $Re_D = 34\,490$. In Anbetracht der unterschiedlichen Messverfahren ist die Übereinstimmung mit den Literaturdaten besonders für $r/D < 2$ gut. Im Außenbereich liegen die mit dem neuen Verfahren ermittelten Nußelt-Zahlen deutlich über den Werten von Martin (1977).

Die Ergebnisse des Staustrahlversuchs sind in Tabelle 6.2 als flächengemittelte Nußelt-Zahl $\overline{Nu}$ und Staupunkt-Nußelt-Zahl Nu_0 zusammengefasst. Zum Vergleich sind außerdem aus drei empirischen Korrelationen berechnete Resultate gegeben. Korrelation K1 stammt von Martin (1977) und wurde basierend auf Stoffübergangsmessungen aufgestellt. Die Korrelation K2 aus Han u. a. (1999) gilt für einen über die Fläche konstanten Wärmestrom. Korrelation K3 für die Nußelt-Zahl im Staupunkt wurde von Smirnov u. a. (1961) vorgeschlagen. Alle drei Gleichungen sind im Anhang A.1 gegeben. Die gemessenen mittleren Nußelt-Zahlen liegen meist zwischen den Werten von K1 und K2. Bei der höchsten Strahlgeschwindigkeit wird die zweite Korrelation fast exakt wiedergegeben. Die Übereinstimmung mit der Staupunktkorrelation ist für die beiden niedrigen Geschwindigkeiten am besten. Insgesamt konnte durch diesen Vorversuch die Anwendbarkeit des neuen Wärmeübergangsmessverfahrens nachgewiesen werden. Die Validierung anhand von Literaturdaten war erfolgreich. Die Ergebnisse liegen innerhalb der berechneten Messunsicherheit.

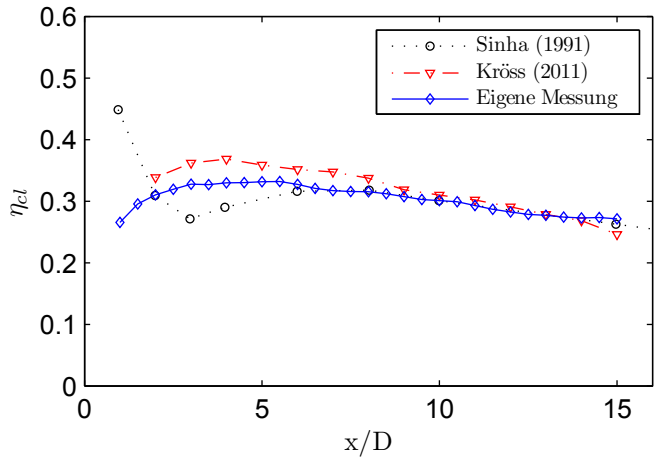


Abbildung 6.32: Filmkühleffektivität auf der Mittellinie, Z, $M = 1$, $DR = 1.6$

Als zweite Validierungsstufe werden nachfolgend die mit dem Superpositionsprinzip erlangten Ergebnisse für Filmkühleffektivität und Wärmeübergangskoeffizienten mit Referenzdaten für zylindrische Bohrung und geraden Trench verglichen. Abbildung 6.31 zeigt zunächst ein Beispiel für die lineare Abhängigkeit von Wärmeübergangskoeffizienten und dimensionsloser Temperatur. Dargestellt sind lateral gemittelte Werte an fünf verschiedenen x-Positionen. Die Datenpunkte sind eng um die Regressionsgeraden gruppiert. Da die Wand beheizt wurde, befinden sich die Messwerte im vierten Quadranten ($\overline{\theta} > 0$, $\overline{h(\theta)}/h_0 < 0$). Die Superpositionsgeraden werden mit zunehmender Entfernung von der Ausblasestelle flacher, da die lateral gemittelten Wärmeübergangskoeffizienten und/oder Filmkühleffektivitäten in Strömungsrichtung abnehmen.

Um die neue Messtechnik im Windkanal zu validieren, wurde als erstes die Filmkühleffektivität stromab einer zylindrischen Bohrung gemessen. Die adiabate Filmkühleffektivität auf der Mittellinie ist in Abbildung 6.32 zusammen mit Literaturdaten aufgetragen. Die Versuche von Sinha u. a. (1991) wurden bei $DR = 1.6$ durchgeführt. Kröss und Pfitzner (2012) verwendeten ein geringfügig höheres Dichteverhältnis von 1.75. Bis auf die Region direkt hinter der Bohrung stimmen alle drei Kurven gut überein. Da der Kühlluftstrahl sich anfänglich ablöst und wieder anlegt, ist die Filmkühleffektivität bei $x/D < 4$ etwas geringer. Sinha u. a. (1991) verwendeten Bohrungen mit einer Länge von $L/D = 3.5$, das ist verglichen mit $L/D = 6.67$ bei Kröss und Pfitzner (2012) und 5.1 in der vorliegenden Arbeit relativ kurz und könnte das ausgeprägtere lokale Minimum bei $x/D \approx 3$ erklären. Die etwas höheren von Kröss und Pfitzner (2012) gemessenen Filmkühleffektivitäten resultieren vermutlich aus dem höheren Dichteverhältnis.

Thermographisch an einer als adiabat angenommenen Wand bestimmte Filmkühleffektivitäten bieten eine weitere Vergleichsmöglichkeit. Hierfür wurden mit dem von Kröss (2011) etablierten Verfahren Messungen an beiden Trenchgeometrien durchgeführt. Anders als bei den vorangegangenen Untersuchungen bestand die Messplatte aus einer 18 mm starken Obomodulan Platte ($k_{373K} = 0.066\,\mathrm{W/mK}$). An

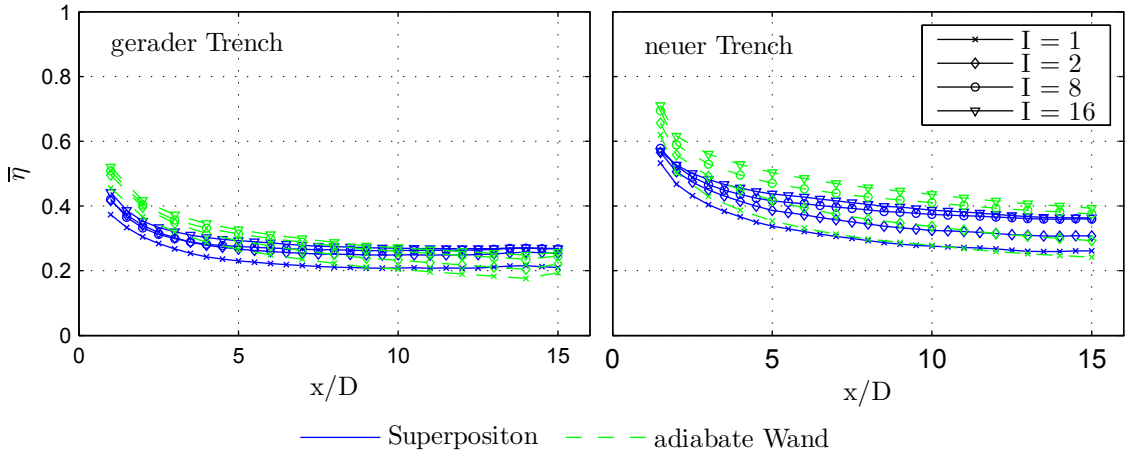


Abbildung 6.33: Lateral gemittelte Filmkühleffektivitäten für neuen und geraden Trench, $DR = 1.33$

der Unterseite war eine 2 mm dicke Kupferplatte befestigt. Wärmeleitpaste sorgte für einen gleichmäßig guten thermischen Kontakt. Die Kupferplatte war mit Thermoelementen instrumentiert, so dass für die Korrektur der Wärmeleitung in der Messplatte eine definierte Randbedingung verfügbar war. Die in-situ Kalibrierung der Thermographiekamera und die Bestimmung der adiabaten Wandtemperatur erfolgte nach dem von Kröss (2011) ausführlich beschriebenen Verfahren. Die Fehleranalyse für dieses Verfahren ergab für die adiabate Filmkühleffektivität eine maximale Messunsicherheit von 8%. Abbildung 6.33 zeigt einen Vergleich der lateral gemittelten Ergebnisse bei einem Dichteverhältnis von $DR = 1.33$. Die Messwerte des neuen Verfahrens sind blau eingezeichnet, die thermographisch ermittelten Effektivitäten grün. Die Resultate der herkömmlichen Methode liegen für $x/D < 10$ oberhalb der Werte des Superpositionsansatzes. Stromab ist die Übereinstimmung vor allem bei der neuen Geometrie und den kleinen Impulsverhältnissen besser. Insgesamt befinden sich die Abweichungen im Rahmen der Messunsicherheit beider Verfahren. Eine mögliche Erklärung für die etwas höheren Filmkühleffektivitäten der reinen Thermographiemessung könnte die unvollständige Kompensation von Verlustwärmeströmen in die Messplatte sein. Da der stromauf gelegene Teil der Messplatte das Plenum überspannt, ist die Unterseite der Kühlluft ausgesetzt und die Temperaturdifferenz zur Oberseite erheblich.

Ein Vergleich der lateral gemittelten Wärmeübergangskoeffizienten mit Messergebnissen aus der Literatur ist in Abbildung 6.34 dargestellt. Die Versuche wurden mit einem Dichteverhältnis $DR = 1.33$ und einer Impulsrate von $I = 2$ durchgeführt. Die vorliegenden Messungen und die Vergleichsdaten von Lu u. a. (2009a) liegen für beide Geometrien nahe beieinander. Die generell etwas höheren Wärmeübergangskoeffizienten von Lu u. a. (2009a) können mit dem geringeren Dichteverhältnis von $DR = 1.07$ und dem geringeren Bohrungsabstand von $P/D = 3$ erklärt werden. Bemerkenswert ist, dass beide Datensätze direkt nach der Trenchkante eine Steigerung des Wärmeübergangs um den Faktor fünf gegenüber der ebenen Platte ohne

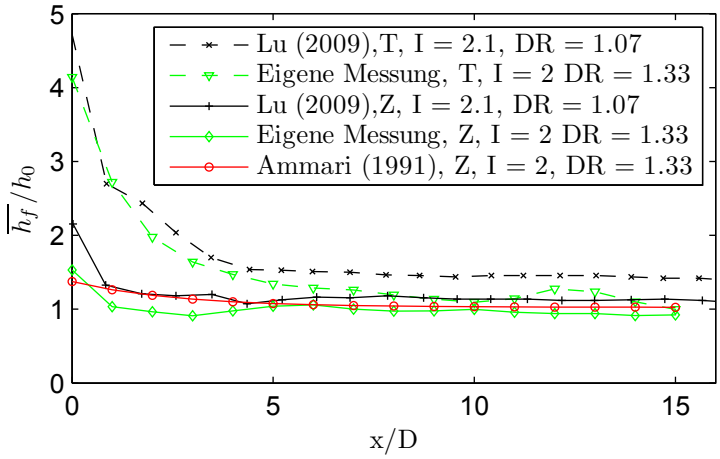


Abbildung 6.34: Lateral gemittelte Wärmeübergangskoeffizienten für zylindrische Bohrung und geraden Trench

Kühlung anzeigen. Die für eine um 35° geneigte zylindrische Bohrung aufgetragene empirische Korrelation von Ammari u. a. (1991) stimmt ebenfalls sehr gut mit den im Rahmen dieser Arbeit getätigten Messungen überein.

6.2.2 Adiabate Filmkühleffektivität

Die adiabate Filmkühleffektivität veranschaulicht die Verteilung der Kühlluft an der Wand. Die aus dem Superpositionsansatz bestimmten Verteilungen stromab beider Trenchgeometrien sind für vier Impulsverhältnisse und das Dichteverhältnis $DR = 1.33$ in Abbildung 6.35 dargestellt. Die Ergebnisse direkt an der Trenchkante ($x/D < 1$) sind teilweise durch den Wärmestrom durch die Stirnseite der Messplatte verfälscht. Zusätzliche FEM Simulationen mit verschiedenen Temperaturrandbedingungen an der bohrungsseitigen vertikalen Fläche des Rechengebiets haben gezeigt, dass der Effekt auf eine schmale Region begrenzt ist. Dieser Bereich wurde bei den nachstehenden lateral gemittelten Verteilungen ausgespart. Nimmt man die Breite der Kühlluftbohrung als Anhaltspunkt, wird deutlich, wie die Trenches die laterale Ausbreitung der Kühlluft unterstützen. Je größer die Impulsrate, desto weiter ist der Bereich in dem Kühlluft den geraden Trench verlässt. Im Fall der neuen Geometrie wird von $I = 1$ an die komplette Spannweite abgedeckt. Stromab des geraden Trenchs ist besonders bei den zwei größten Impulsverhältnissen eine Kontur erkennbar, die in Größe und Position mit dem anhand von Abbildung 6.11 identifizierten Rezirkulationsgebiet übereinstimmt. Die beiden Auswölbungen neben der Bohrung weisen darauf hin, dass die Nachlaufwirbel von Kühlluft gespeist werden. Während die beiden oberen Teilbilder um die Mittellinie einen stabilen Streifen hoher Filmkühleffektivität zeigen, wird die Verteilung bei $I = 8$ und 16 schnell gleichmäßiger. Die in Abbildung 6.19 gezeigten Stromlinien lassen vermuten, dass bei hohen Impulsraten ein Großteil der Kühlluft nach dem Rezirkulationsgebiet von der Oberfläche abhebt. Die neue Trenchgeometrie verhält sich klar anders. Zwar ist auch hier die

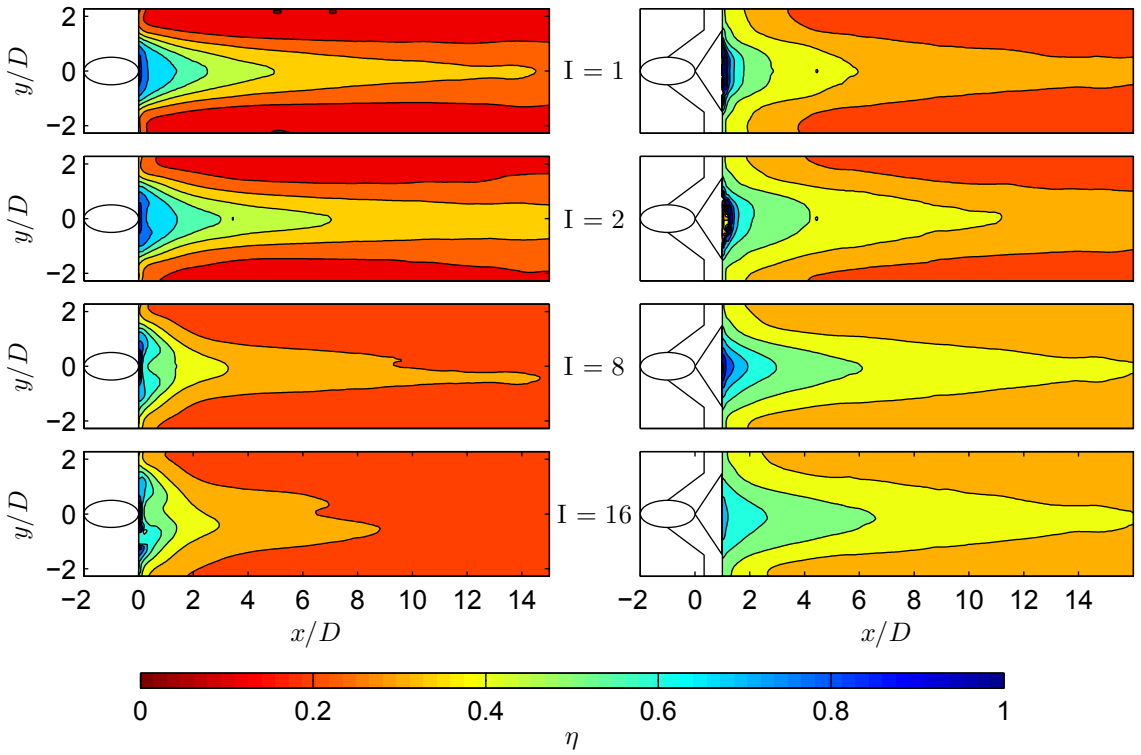


Abbildung 6.35: Verteilung der adiabate Filmkühleffektivität stromab der Trenchkonfigurationen, $DR = 1.33$

Filmkühleffektivität um die Mittellinie am größten, aber der gekühlte Bereich ist deutlich breiter und wächst mit dem Impulsverhältnis. Die Konturen weisen darauf hin, dass die Kühlluft selbst bei $I = 16$ nahe an der Wand verbleibt.

Abbildung 6.36 zeigt am Beispiel der Impulsrate $I = 8$, dass die Filmkühleffektivität mit dem Dichteverhältnis leicht ansteigt. Bei konstantem Impulsverhältnis gilt $M \sim \sqrt{DR}$, so dass bei der Erhöhung von $DR = 1.33$ auf 1.60 die Ausblaserate um rund 10% zunimmt. Durch den größeren Kühlluftmassenstrom, kann mehr Wärme aufgenommen und abgeführt werden, wodurch letztendlich auch die Filmkühleffektivität steigt. Dieser Effekt wird quantitativ besser in den Verläufen der lateral gemittelten Filmkühleffektivität sichtbar, die in Abbildung 6.37 aufgetragen sind.

Das höhere Dichteverhältnis sorgt vor allem in dem Bereich $x/D < 10$ für höhere Kühlwirkungen. Weiter stromab wird der Einfluss schwächer. Beim geraden Trench nimmt die Filmkühleffektivität im Mittel um etwa 6% zu. Die neue Konfiguration weist eine durchschnittliche Steigerung von 8-9% auf. Verglichen mit dem geraden Trench erreicht die modifizierte Kontur um bis zu 40% höhere mittlere Filmkühleffektivitäten. Die lateral gemittelten Verteilungen fallen bei $x/D < 5$ weniger stark ab, so dass die hohe Kühlleistung über die komplette untersuchte Lauflänge erhalten bleibt. Die Filmkühleffektivität nimmt bei der neuen Konfiguration zwischen den Impulsverhältnissen stärker zu. Die deutlichste Verbesserung findet bei beiden

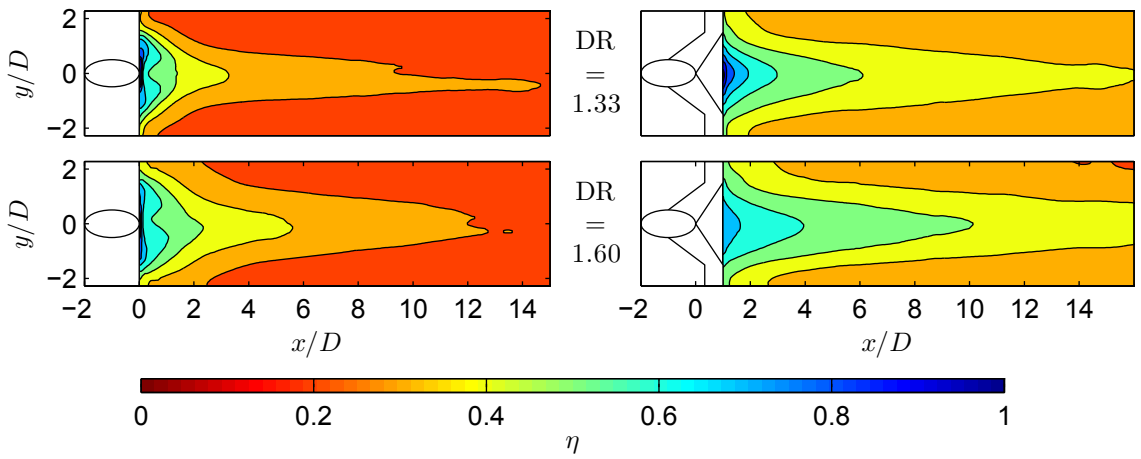


Abbildung 6.36: Dichteverhältniseinfluss auf die Filmkühleffektivität, $I = 8$

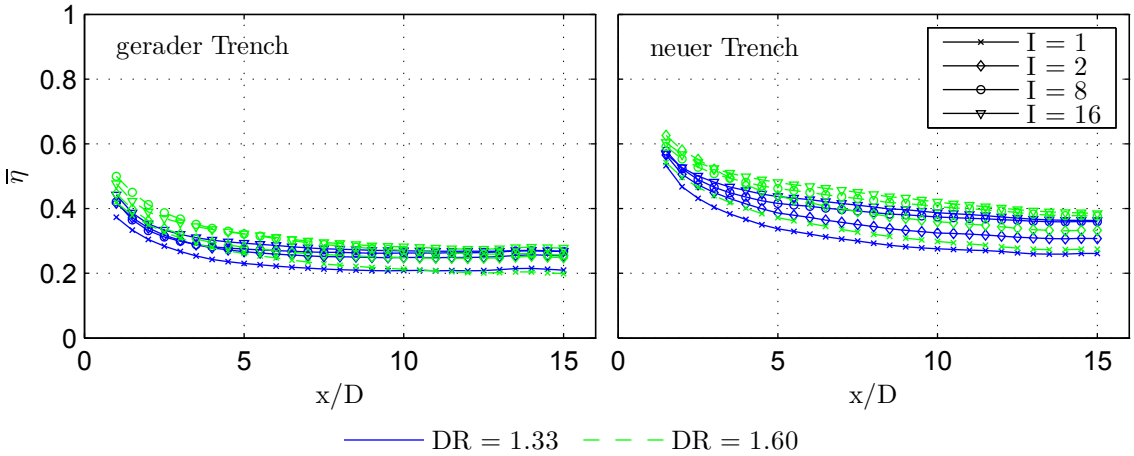


Abbildung 6.37: Lateral gemittelte Filmkühleffektivitäten

Geometrien von $I = 1$ auf 2 statt. Die Zugewinne sinken mit steigendem Kühlluftmassenstrom.

6.2.3 Wärmeübergangskoeffizienten

Die nachfolgende Analyse der Wärmeübergangskoeffizienten vervollständigt die Untersuchung des Wärmeübergangs an beiden Trenchgeometrien. Gemäß Gleichung (2.10) sollte der Wärmeübergangskoeffizient, anders als die Filmkühleffektivität, möglichst klein sein, damit der Wärmestrom vom Heißgas in die Wand sinkt. Für die nachfolgende verwendete normierte Form h_f/h_0 sind also Werte kleiner oder gleich eins anzustreben. Abbildung 6.38 veranschaulicht die Verteilungen des Wärmeübergangskoeffizienten stromab der zwei Trenchkonfigurationen bei dem Dichteverhältnis $DR = 1.33$. Bei beiden Trenchgeometrien bilden sich charakteristische Muster stromab der Trenchkante aus. Die höchsten Wärmeübergangskoeffizienten treten zwischen den Bohrungen bei $y/D \approx 1$ auf. Beim geraden Trench erinnern die

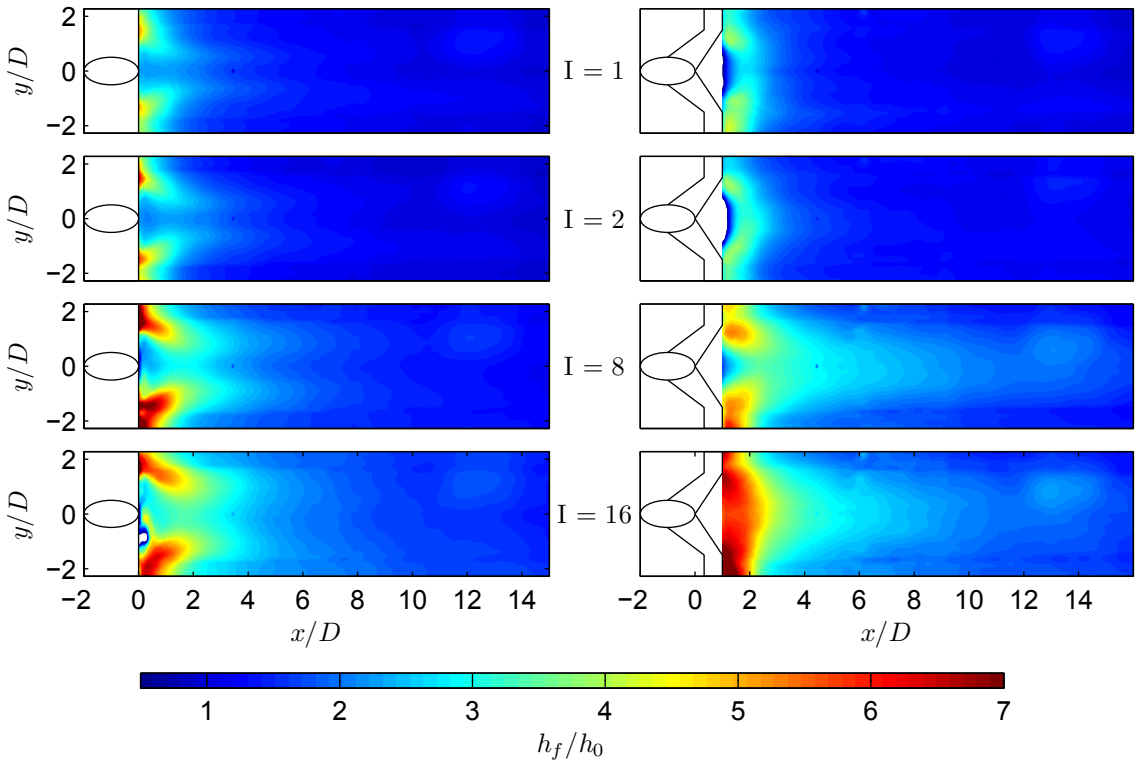


Abbildung 6.38: Wärmeübergangskoeffizienten stromab der Trenchkonfigurationen, $DR = 1.33$

Strukturen an zwei Klauen oder Zangen. Die beiden Arme sind zuerst auf die Mittellinie gerichtet bevor sie sich bei etwa $y/D = 0.5$ in Richtung der Hauptströmung orientieren und in zwei schwach ausgeprägte Stränge mit erhöhtem Wärmeübergang münden. Direkt stromab der Bohrung ist der Wärmeübergang relativ gering. Je höher das Impulsverhältnis, desto größer fällt auch die Steigerung des Wärmeübergangskoeffizienten aus und desto stärker treten die Strukturen an der Oberfläche hervor. Ein Blick auf die Strömungsfeldmessungen zeigt, dass die „Klauen“ am Rand des Rezirkulationsgebietes liegen, wo der aufgefächerte Kühlluftstrahl den Trench verlässt. In der Ablösung direkt hinter der Bohrung sind die Geschwindigkeiten und damit auch der Wärmeübergang gering. Die beiden Stränge in Strömungsrichtung resultieren mit hoher Wahrscheinlichkeit aus den Nierenwirbeln. Dafür spricht, dass Breite und lateraler Abstand der Streifen mit dem Impulsverhältnis, genau wie die Ausdehnung der Nierenwirbel, anwachsen. Die Muster stromab des konturierten Trenchs sind ähnlich, aber in der Mitte hinter der Bohrung geschlossen. Die maximalen Wärmeübergangskoeffizienten sind, abgesehen vom höchsten Impulsverhältnis, etwas niedriger. Die Zweige mit erhöhtem Wärmeübergang beginnen am äußeren Trenchsegment, setzen sich bis zur Mittellinie fort und bilden so eine halbkreisförmige Struktur. In Strömungsrichtung ist nur noch ein mittiger Strang erkennbar, der besonders bei $I = 8$ und 16 zum Vorschein kommt. Bei der neuen Trenchgeometrie ist das Gebiet mit geringerem Wärmeübergang hinter der Bohrung etwas kleiner. Vermutlich entsteht auch hier eine Ablöseblase. Die Strömung legt sich aber deut-

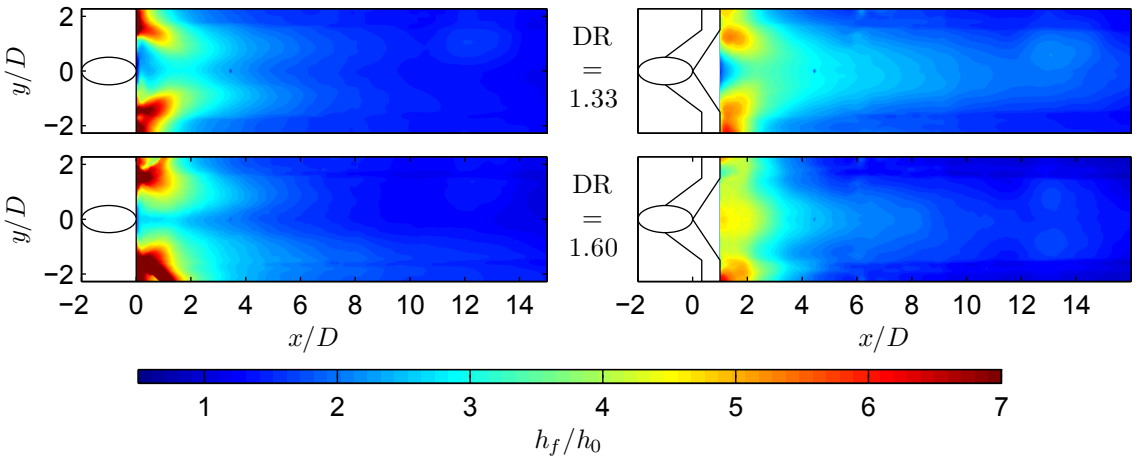


Abbildung 6.39: Dichteverhältniseinfluss auf den Wärmeübergangskoeffizienten, $I = 8$

lich früher als beim geraden Trench wieder an, wodurch vermutlich die geschlossene Kontur erhöhten Wärmeübergangs verursacht wird. Bei den zwei höchsten Impulsverhältnissen erstreckt sich die Steigerung des Wärmeübergangskoeffizienten fast über die komplette Spannweite und bleibt in Strömungsrichtung lange erhalten. Die Untersuchung des Strömungsfeldes legt nahe, dass die vergleichsweise hohen Geschwindigkeiten im Kühlfilm die Hauptursache für den gesteigerten Wärmeübergang sind. Hinzu kommt, dass an der Trenchhinterkante eine neue Grenzschicht aus hochgradig turbulenter Kühlluft startet.

Die Diagramme in Abbildung 6.39 verdeutlichen, dass das Dichteverhältnis einen geringen Einfluss auf den Wärmeübergang hat. Eine signifikante Änderung stellen allenfalls die etwas geringeren Werte stromab des konturierten Trenchs dar. Aufgrund des bereits diskutierten Wärmestroms durch die Stirnseite der Messplatte können für diesen Bereich aber keine verlässlichen Schlüsse gezogen werden. Um einen quantitativen Vergleich zu ermöglichen, sind in Abbildung 6.40 die lateral gemittelten Verteilungen aufgetragen. Bei beiden Konfigurationen ist der Wärmeübergang unmittelbar hinter dem Trench stark erhöht. Verlauf und Betrag der lateral gemittelten Wärmeübergangskoeffizienten ähneln sich für geraden und konturierten Trench stark. Die Maxima sind bis zu fünfmal größer als die der ebenen Platte ohne Filmkühlung. Nur für $I = 1$ und 2 ist die Steigerung moderat und die normierten Wärmeübergangskoeffizienten nähern sich schon ab $x/D > 5$ dem Wert $h_f/h_0 = 1$. Zwischen den Impulsverhältnissen $I = 2$ und 8 ist bei beiden Trenches ein deutlicher Sprung erkennbar. Selbst zehn Bohrungsdurchmesser stromab der Ausblasung sind die Wärmeübergangskoeffizienten noch fast doppelt so groß wie die der ungekühlten Wand. Bei der neuen Trenchgeometrie ist ein leichter Rückgang des Wärmeübergangs von durchschnittlich 6% zwischen $DR = 1.33$ und 1.6 sichtbar. Die Veränderungen beim geraden Trench sind weniger eindeutig. Die Kurven der beiden kleineren Impulsverhältnisse sind fast identisch. Für $I = 8$ und 16 und $DR = 1.6$ sind die Wärmeübergangskoeffizienten im Bereich $x/D < 5$ zuerst höher. Wei-

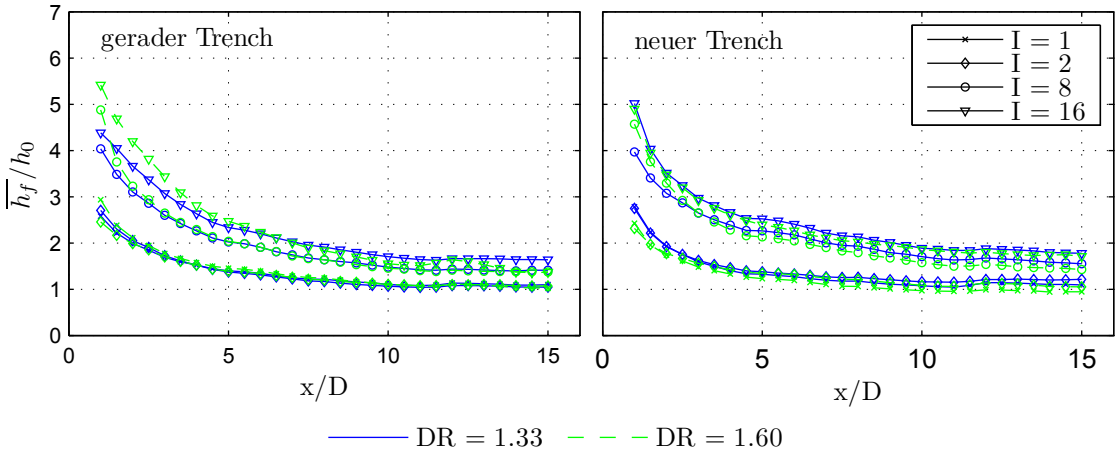


Abbildung 6.40: Lateral gemittelte Wärmeübergangskoeffizienten

ter stromab stimmen die Verteilungen beider Dichteverhältnisse annähernd überein. Die Steigerung im Fall des konturierten Trenchs ist, im Hinblick auf die Dichteverhältniseffekte auf die turbulenten Schwankungen im Strömungsfeld, plausibel. Da das Geschwindigkeitsverhältnis bei $I = const.$ umgekehrt proportional zu $\sqrt{DR}$ ist, steigt die Geschwindigkeit im Kühlluftstrahl, wenn das Dichteverhältnis reduziert wird. Daraus folgen höhere Geschwindigkeitsgradienten und turbulente Schwankungen, die den Wärmeübergang fördern.

6.2.4 Wärmestromabsenkung

Filmkühleffektivität und Wärmeübergangskoeffizienten sollen nun anhand der Nettowärmestromreduktion (NHFR) kombiniert betrachtet werden. Die gezeigten Werte wurden in Anlehnung an Baldauf u. a. (2001) mit Gleichung 2.10 und einer konstanten dimensionslosen Wandtemperatur von $\theta = 1.75$ berechnet. Natürlich ist die Metalltemperatur eines realen Bauteils nicht überall konstant. In der Umgebung der Bohrung oder abhängig von der Art der rückseitigen Kühlung kann die Wandtemperatur variieren. Die Analyse mit einem konstanten Wert liefert dennoch einen Anhaltspunkt für das Zusammenspiel von η und h_f/h_0.

Die lokalen Werte der Nettowärmestromabsenkung sind für beide Trenchvarianten und das Dichteverhältnis $DR = 1.33$ in Abbildung 6.41 dargestellt. Werte größer null bedeuten, das Bauteil profitiert von der Filmkühlung. Werte kleiner null zeigen an, dass sich die Ausblasung von Kühlluft in diesen Bereichen nachteilig auswirkt. Die in den vorangegangenen zwei Kapiteln diskutierten Strukturen finden sich auch in den Verteilungen der NHFR wieder. Im Falle des geraden Trenchs zeichnen sich zwischen den Bohrungen klar Regionen mit negativer Wärmestromreduktion ab. In den blau eingefärbten Bereichen ist die Filmkühleffektivität relativ gering und kann die stark erhöhten Wärmeübergangskoeffizienten nicht kompensieren. Verglichen mit der ungekühlten ebenen Platte steigt der Wärmeeintrag in die Wand. Die Bereiche stromab der Bohrung profitieren von der sehr hohen Filmkühleffektivität und dem

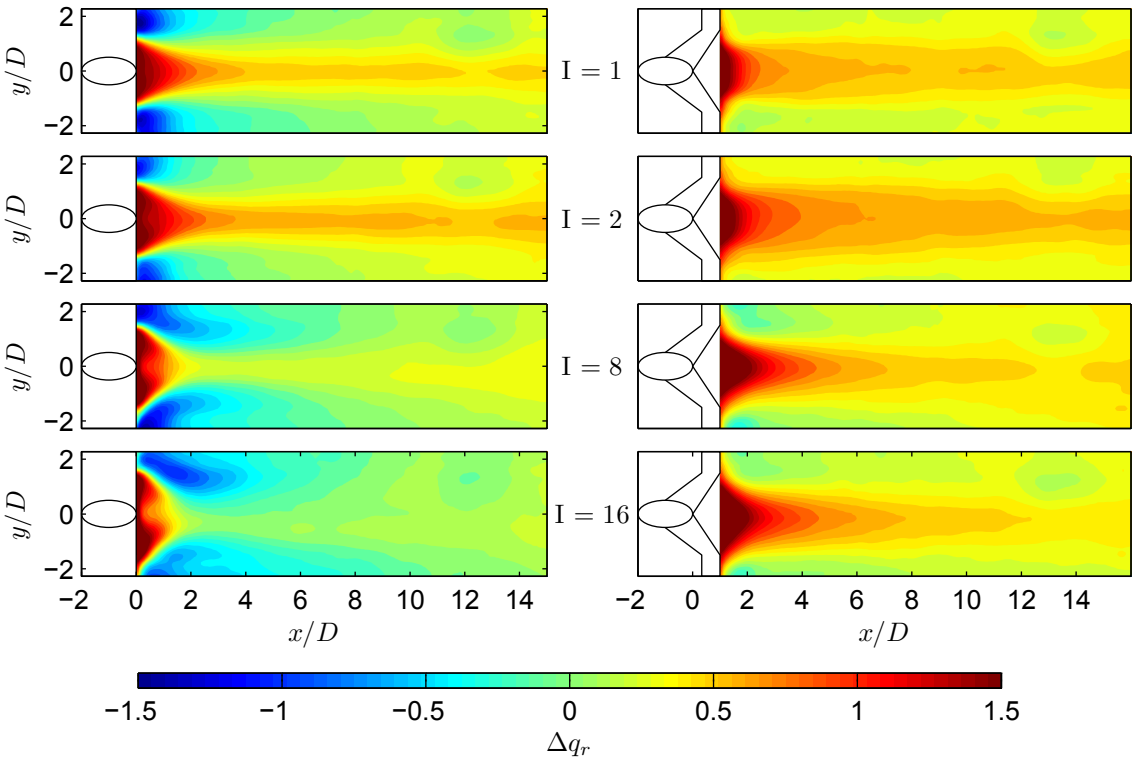


Abbildung 6.41: NHFR der Trenchkonfigurationen, $DR = 1.33$

schlechten Wärmeübergang im Rezirkulationsgebiet. Ab etwa $x/D = 5$, nähert sich h_f/h_0 dem Wert eins und der positive Effekt der Filmkühleffektivität überwiegt. Stromab des neuen Trenchs ist keine negative Wärmestromreduktion sichtbar. Da die Kühlluft über die komplette Spannweite ausströmt, trägt der Kühlfilm aus dem konturierten Trench auch in der Region zwischen den Bohrungen zur Kühlung des Bauteils bei. Die stärkste Reduktion des Nettowärmestroms findet bei beiden Konfigurationen direkt hinter der Ausblasung und im Bereich um die Mittellinie statt.

Zum quantitativen Vergleich der Geometrien und zur weiteren Validierung der Messergebnisse sind in Abbildung 6.42 die flächengemittelten Ergebnisse aufgetragen. In Strömungsrichtung wurden die Werte im Intervall $x/D = [3; 15]$ gemittelt. Zur besseren Vergleichbarkeit mit den Messwerten von Baldauf u. a. (2001) wurde bei der zylindrischen Bohrung nur der spannweitige Bereich $y/D = -1.5$ bis 1.5 verwendet. Erneut kam eine konstante dimensionslose Wandtemperatur von $\theta = 1.75$ zur Anwendung. Die im Rahmen dieser Arbeit getätigten Messungen für die zylindrische Bohrung stimmen gut mit Literaturwerten überein. Baldauf u. a. (2001) verwendeten ein Dichteverhältnis von $DR = 1.8$. Für $I = 1$ weichen die Werte am wenigsten voneinander ab. Der Dichteverhältnisunterschied scheint hier den kleinsten Einfluss zu haben. Berücksichtigt man die größere Fläche, über die die Ergebnisse der Trenches gemittelt wurden, sind beide Geometrien der zylindrischen Bohrung klar überlegen. Die Literaturdaten zeigen, dass der Nutzen der einfachen Bohrung schon oberhalb $I = 0.4$ stark abfällt und ab $I \approx 1.5$ negativ wird. Die Kühlleistung

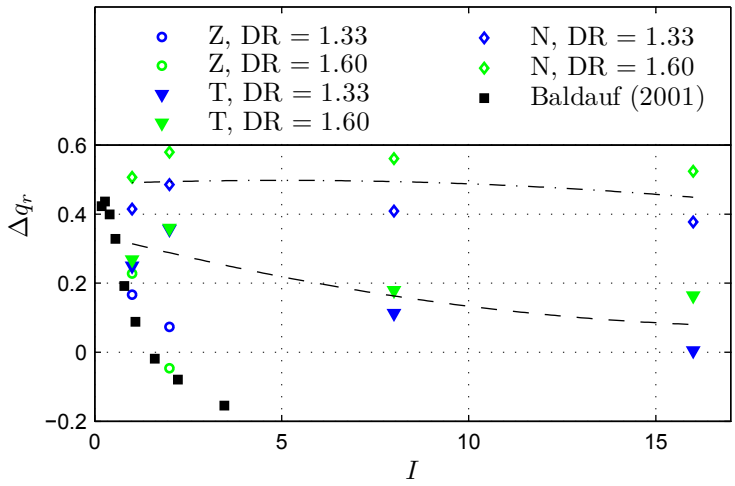


Abbildung 6.42: Flächengemittelte NHFR von zylindrischer Bohrung (Z), geradem (T) und neuem Trench (N)

der Trenchkonfigurationen hingegen steigt bei Erhöhung des Impulsverhältnissen von $I = 1$ auf 2 deutlich. Im Falle des konturierten Trenchs bleibt die hohe Wärmestromreduktion von $\Delta q_r \approx 0.5$ bis $I = 8$ erhalten und fällt danach nur leicht ab. Die Kühlleistung des geraden Trenchs verschlechtert sich bei beiden hohen Impulsraten. Die gestrichelten Kurven verdeutlichen die Trends beider Trenchvarianten. Im Falle des geraden Trenchs kann der leichte Zuwachs der Filmkühleffektivität den mit dem Impulsverhältnis stark steigenden Wärmeübergangskoeffizienten nicht kompensieren. Der konturierte Trench verursacht zwar ebenfalls einen deutlich erhöhten Wärmeübergang, dieser wird aber durch die hohen Filmkühleffektivitäten ausgeglichen. Die gute Wärmestromreduktion wird so selbst bei hohen Impulsraten beibehalten. Der Einfluss des Dichteverhältnisses deckt sich mit den zuvor festgestellten Trends für Filmkühleffektivität und Wärmeübergangskoeffizienten. Da sich beide Werte mit steigendem Dichteverhältnis entgegengesetzt entwickeln, verstärkt sich der Effekt bei der NHFR sogar. Die Ergebnisse bei $DR = 1.6$ liegen deshalb bei beiden Trenches stets oberhalb der Werte für $DR = 1.33$.

6.2.5 Bewertung der simulierten Filmkühleffektivitäten

Da Optimierung und Auswahl der neuen Trenchgeometrie auf Basis von RANS-Simulationen stattgefunden hat, werden nachfolgend die experimentell und numerisch ermittelte Filmkühleffektivitäten verglichen. In Abbildung 6.43 sind die Verteilungen der adiabaten Filmkühleffektivität für den geraden Trench bei $I = 1$ und 16 dargestellt. Grundsätzlich stimmen die Verteilungen gut überein. Die Konturen der Simulationsdaten weisen auf eine stärkere seitliche Verteilung der Kühlluft an der hinteren Trenchkante hin. Das Rezirkulationsgebiet ist sowohl beim hohen als auch beim niedrigen Impulsverhältnis größer als in den Messungen. Die von der CFD-Simulation vorhergesagten Spitzen im Bereich der Mittellinie sind ein Anzeichen für

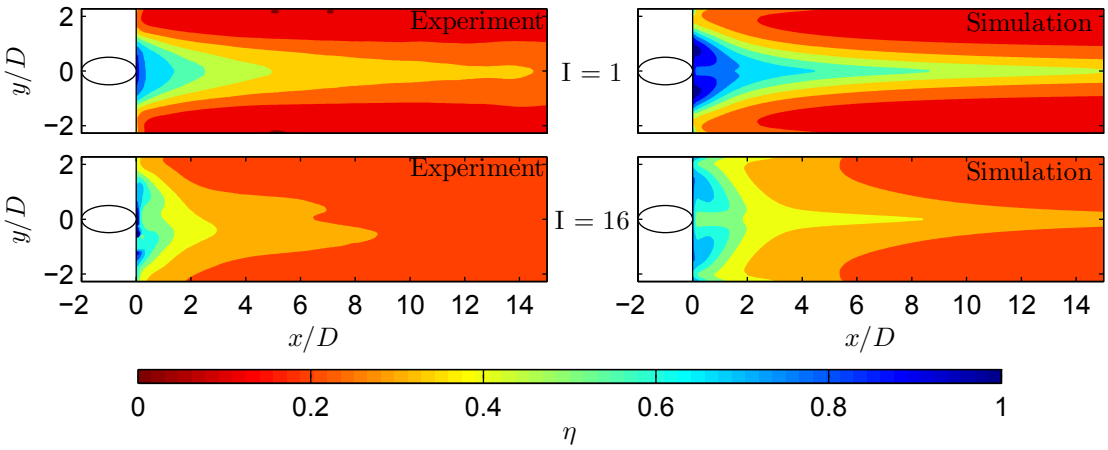


Abbildung 6.43: Vergleich der Filmkühleffektivitäten von Experiment und Simulation, T, $DR = 1.33$

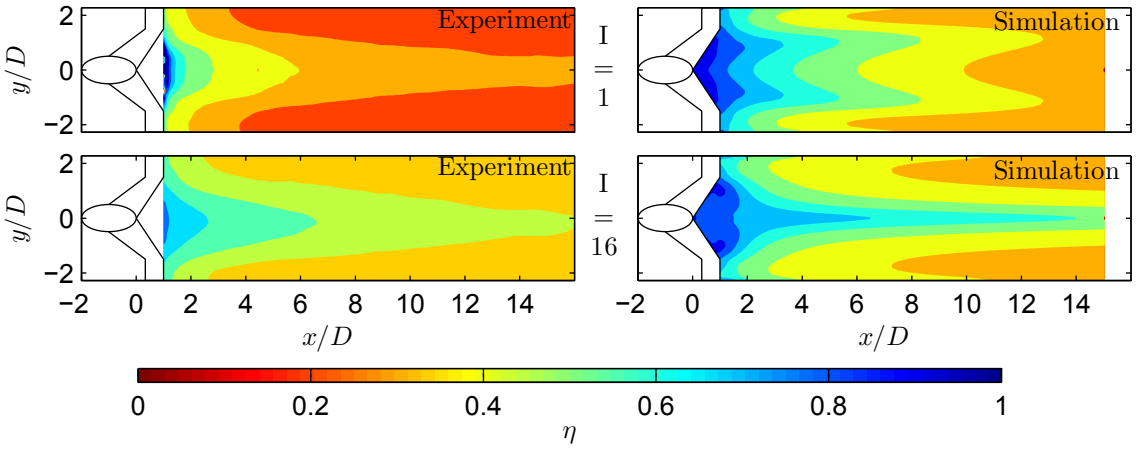


Abbildung 6.44: Vergleich der Filmkühleffektivitäten von Experiment und Simulation, N, $DR = 1.33$

zu geringe turbulente Vermischung in lateraler Richtung. Im Falle des konturierten Trenchs sind deutliche Diskrepanzen zwischen Experiment und Simulationen sichtbar. Bei $I = 1$ ergibt die Simulation wesentlich höhere Filmkühleffektivitäten und eine bessere laterale Verteilung der Kühlluft. Stromab der Knicke im Trench entwickeln sich zwei Stränge mit hoher Filmkühleffektivität. In den Messergebnissen beschränkt sich die gute Kühlwirkung auf den Bereich um die Mittellinie. Diese Unterschiede sind die Konsequenz aus den in Abbildung 6.22 unten und 6.24 dargestellten abweichenden Strömungsfeldern. Im Experiment wird die Kühlluft von der hinteren Trenchkante weniger stark lateral abgelenkt, entfernt sich aber weiter von der Oberfläche. Bei beiden Impulsraten wirken sich in der Simulation die Längswirbel stärker auf die Verteilung der Kühlluft aus. Bei $I = 1$ sorgen die Anti-Nierenwirbel für einen flachen, breiten Kühlfilm. Bei $I = 16$ ist die Wirkung genau entgegengesetzt. Der Kühlluftstrahl hebt weiter ab und die Kühlluft konzentriert

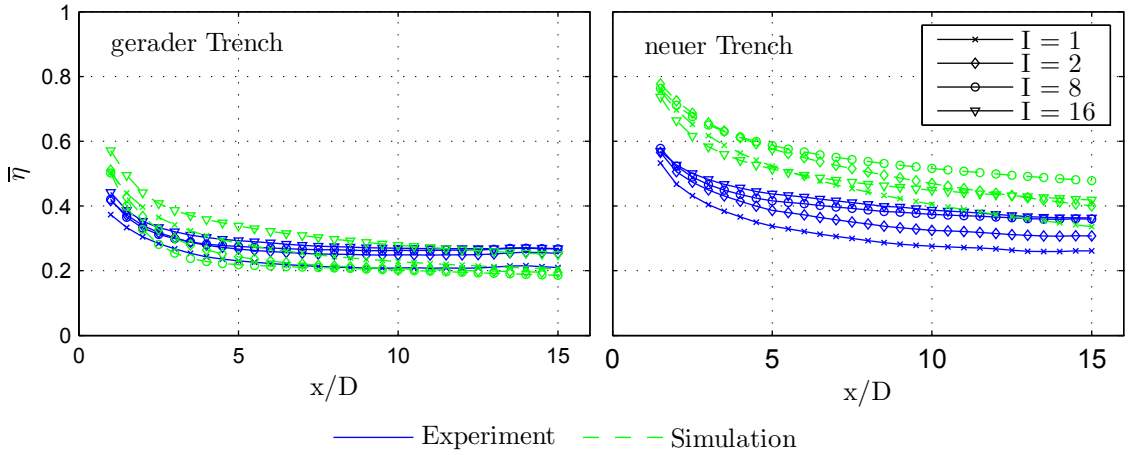


Abbildung 6.45: Vergleich der lateral gemittelten Filmkühleffektivitäten von Experiment und Simulation, $DR = 1.33$

sich im Bereich der Mittellinie. Die Unterschiede zwischen den Experimenten und den Simulationen spiegeln sich auch in den in Abbildung 6.45 aufgetragenen lateral gemittelten Verteilungen wieder. Beim geraden Trench liegen die Ergebnisse recht gut übereinander. Durchschnittlich weichen die Werte um rund 15% voneinander ab. Direkt nach der Ausblasung ergeben die Berechnungen bei allen Impulsraten höhere Filmkühleffektivitäten. Im Falle des konturierten Trenchs sind die Diskrepanzen wesentlich größer. Die Ergebnisse der CFD-Simulationen liegen durchweg über den gemessenen Werten. Die Abweichung beträgt im Mittel 26%. Bemerkenswert ist, dass die gemessene Filmkühleffektivität von $I = 1$ bis 16 kontinuierlich steigt. In den Simulationen wird die maximale Kühlwirkung bei $I = 8$ erreicht.

6.3 Simultane Temperatur- und Geschwindigkeitsmessung

Das in Kapitel 4.3.2 beschriebene thermographische PIV-Verfahren wurde zur simultanen, zeitaufgelösten Messung von Temperatur und Geschwindigkeit in der Bohrungsebene am Thermischen Windkanal aufgebaut. Nachfolgend sind erste Ergebnisse für zylindrische Bohrung und geraden Trench dargestellt. Die Messungen wurden bei einer Hauptströmungsgeschwindigkeit von 10 m/s durchgeführt, um die Strukturen im Kühlfilm mit der gegebenen Messfrequenz von 6 kHz zeitlich besser auflösen zu können. Bei allen gezeigten Versuchen betrug das nominale Dichteverhältnis $DR = 1.6$ und das Impulsverhältnis war $I = 8$. Zur Verbesserung der Partikelverteilung im Kühlluftstrahl wurden die Strömungssiebe aus dem Plenum entfernt. In die zylindrischen Bohrungen wurden Rohre eingesetzt, um die Bohrungslänge auf $L/D = 10$ zu vergrößern. Die Strömung in der Bohrung war dadurch achsensymmetrisch und die Partikelverteilung gleichmäßiger. Der Jetting-Effekt in der kurzen Bohrung hatte dafür gesorgt, dass sich die meisten Partikel im schnellen, stromauf gelegenen Teil des Strahls konzentriert haben. Das Messsignal auf der Leeseite war dadurch nicht ausreichend. Die nachfolgend gezeigten Ergebnisse beziehen sich auf

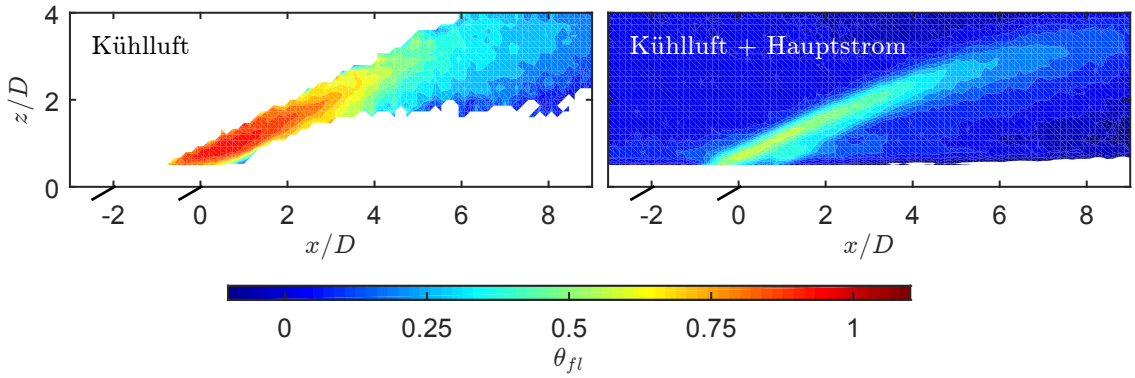


Abbildung 6.46: Mittlere Temperaturfelder ohne und mit Partikeln in der Hauptströmung, Z, $DR = 1.60$, $I = 8$

einen Datensatz von 6000 Aufnahmen, d.h. eine Messzeit von 1 s. Die Definition der dimensionslosen Temperatur θ_{fl} ist in Gleichung (6.3) gegeben. Abbildung 6.46 zeigt die Mittelwerte der gemessenen Temperaturverteilungen für die zylindrische Bohrung mit und ohne Seeding der Hauptströmung. Beide Messungen wurden mit derselben zuvor aufgenommenen Temperaturkalibrierung ausgewertet. Obwohl die mit Thermoelementen gemessenen Temperaturrandbedingungen nahezu identisch waren, ist eine deutliche Diskrepanz zwischen beiden Messungen sichtbar. Die Temperaturen im Strahl sind im rechten Teilbild wesentlich höher. Im ungestörten Kernbereich des Strahls beträgt die Differenz etwa 56 K, wobei die Kühllufttemperatur nur im linken Bild korrekt wiedergegeben wird. Außerhalb des Strahlkerns können für den Fall, dass nur in der Kühlluft ausreichend Partikel sind, keine Aussagen getroffen werden. Die statistischen Größen sind hier aufgrund des unvollständigen Seedings zu Gunsten der geringen Temperaturen verfälscht. Die hohe Partikeldichte bei der Anreicherung von Haupt- und Kühlluftstrom ist mit großer Wahrscheinlichkeit die Ursache der Abweichungen im rechten Teilbild. Die vielen Partikel in der Strömung streuen sowohl das Laserlicht als auch das Phosphoreszenzsignal. Die Kameras nehmen deshalb das eigentliche Messsignal überlagert von einer Hintergrundstrahlung auf. Das Hintergrundsignal wird von der heißen Hauptströmung dominiert, so dass vor allem geringere Temperaturen verfälscht werden. Das Störsignal hängt von der instantanen Temperatur- und Partikelverteilung ab. Das heißt, es variiert von Messung zu Messung. Dadurch und durch die Vielzahl der überwiegend unbekannten Einflussgrößen ist eine Korrektur schwierig. Eine Korrekturmöglichkeit ergibt sich aus der Annahme, dass die Hintergrundstrahlung die Intensität beider Phosphoreszenzbilder zu gleichen Teilen erhöht. Im Folgenden bezieht sich Aufnahme A auf die Kamera mit dem 466/40 Filter. Aufnahme B entspricht der Kamera mit dem kurzwelligen Filter 425/50.

Die Gesamtintensität einer Aufnahme lässt sich vereinfacht als Summe der Teilsignale ausdrücken:

$$I_{ges} = I(T_{obj}) + C_1 \cdot I(T_m) + \sum_{n=2}^{N} C_n \cdot I(T_n) \tag{6.4}$$

Der Wert $I(T_{obj})$ beschreibt das eigentliche Messsignal, welches von den im Lichtschnitt angeregten Phosphorpartikel emittiert wird. Die restlichen Terme entsprechen der Hintergrundstrahlung, die von durch Streulicht angeregten Partikeln ausgeht. Diese Hintergrundstrahlung wird entweder direkt von der Kamera aufgenommen oder von den Partikeln im Lichtschnitt gestreut und überlagert so das Messsignal. Da es sich bei dem Störsignal um Phosphoreszenz handelt, besteht eine Temperaturabhängigkeit $I(T_n)$. Der Term $C_1 \cdot I(T_m)$ entspricht der Hintergrundstrahlung, die von von Partikeln der Temperatur T_m emittiert wird. Die Konstanten C_n beschreiben die Abhängigkeit von der Partikeldichte.

Geht man davon aus, dass der überwiegende Teil des Hintergrundsignals die Hauptströmungstemperatur wiedergibt, kann man die Terme für $n > 1$ auf der rechten Seite vernachlässigen. Für diese Annahme spricht, dass die Temperaturen in der Hauptströmung korrekt wiedergegeben werden. Die Hintergrundstrahlung kann anhand der minimalen Intensität einer Serie von Aufnahmen abgeschätzt werden, da ein Pixel nicht zu jedem Zeitpunkt die Phosphoreszenz eines Partikels sieht. Das Intensitätsverhältnis der Minimumbilder A und B liefert eine relativ gleichförmige Verteilung über das gesamte Blickfeld. Der Mittelwert über den Messbereich weicht nur um 3% von der Hauptströmungstemperatur ab. Bei einer linearen Kalibrierfunktion wirkt sich solch ein Hintergrundsignal wie eine Reduktion der Temperaturempfindlichkeit aus. Das Intensitätsverhältnis bei Hauptströmungstemperatur ist korrekt. In kalten Regionen erscheint der Wert zu groß. Die Diskrepanz wächst mit dem Abstand zur Hauptströmungstemperatur.

Basierend auf dieser Argumentation, wurde zur Auswertung der nachfolgend gezeigten Temperaturmessungen eine in-situ Kalibrierung durchgeführt. Als Stützstellen dienen die gemessenen Temperaturen in der Hauptströmung und am Austritt der Kühlluftbohrung. Die dazugehörigen Phosphoreszenztemperaturen entsprechen den Mittelwerten stromauf der Ausblasung ($-2.8 < x/D < -1.8$; $2.5 < z/D < 3.5$) und im Strahlkern. Die Ausdehnung des Kernbereichs wurde anhand der Standardabweichung der Absolutgeschwindigkeit ermittelt und ist in Abbildung 6.47 als Konturlinie eingezeichnet. Neben dem Betrag der Geschwindigkeit sind auch die korrigierten Temperaturverteilungen dargestellt. Die Kernstromlinie ist zur Orientierung in allen Konturbildern strichpunktiert eingetragen.

Für das in-situ Korrekturverfahren wird angenommen, dass sich das Rohsignal aus dem tatsächlichen Messsignal $I(T_{obj})$ und einem Hintergrund zusammensetzt, der aus einem konstanten Anteil ΔI und einem von der Partikeldichte abhängigen Offset $C \cdot I_{AB,0} \cdot \Delta I$ besteht. Der Gewichtungsfaktor C definiert das Verhältnis zwischen konstantem und variablem Hintergrundsignal. Der konstante Anteil spiegelt die Hintergrundstrahlung wieder, die außerhalb der Messebene, und damit außerhalb des Fokus der Kameras, entsteht. Der variable Beitrag resultiert aus Umgebungsstrahlung, die von Partikeln in der Messebene gestreut wird. Dieser Anteil ist ortsabhängig und ändert sich von Messung zu Messung. Die Variationen der Partikeldichte resultieren einerseits aus Zentrifugalkräften in der wirbelbehafteten Strömung und andererseits aus den Dichteunterschieden zwischen Heißgas und Kühlluft. Der von

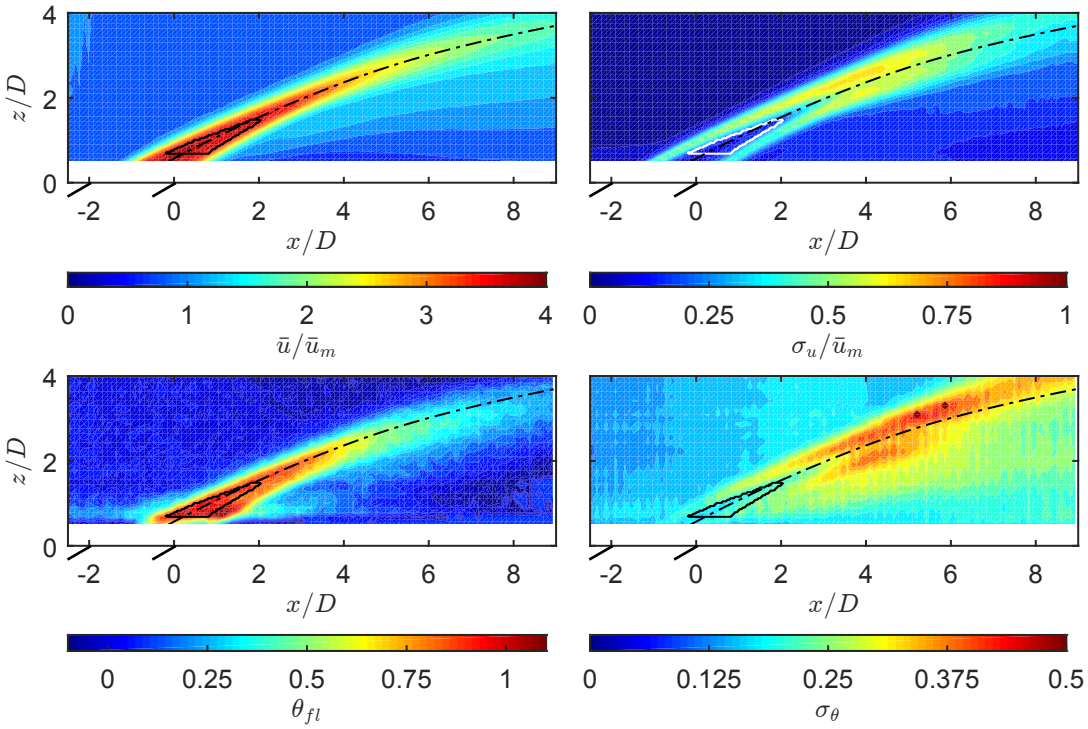


Abbildung 6.47: Mittelwert und Standardabweichung von Absolutgeschwindigkeit und Temperatur, Z, $DR = 1.60$, $I = 8$

der lokalen Partikeldichte abhängige Faktor $I_{AB,0}$ wurde aus der normierten mittleren Gesamtintensität von Bild A und B gebildet.

$$I_{AB,0} = \frac{I_{ges,A} + I_{ges,B}}{I_{ges,A}(T_m) + I_{ges,B}(T_m)} \tag{6.5}$$

Zur Normierung diente der Wert der ungestörten Hauptströmung stromauf der Einblasung. Insgesamt folgt für die Intensität von Bild A:

$$I_{ges,A} \approx I_A(T_{obj}) + \Delta I_A + C \cdot I_{AB,0} \cdot \Delta I_A \tag{6.6}$$

Der Hintergrund zur Korrektur von Aufnahme B wird unter der Annahme berechnet, dass das Hintergrundsignal von der Hauptströmungstemperatur dominiert wird. Daraus folgt, dass das Intensitätsverhältnis in der ungestörten Hauptströmung IR_m korrekt wiedergegeben wird. Weiterhin kann der Offset von Aufnahme B aus dem Wert von Bild A wie folgt berechnet werden:

$$\Delta I_{ges,B} \approx (\Delta I_A + C \cdot I_{AB,0} \cdot \Delta I_A) \cdot IR_m \tag{6.7}$$

Der Offset ΔI_A sowie der Gewichtungsfaktor der beiden Hintergrundanteile C sind unbekannt und müssen durch die in-situ Kalibrierung bestimmt werden. Dazu

wurde aus der ohne Seeding in der Hauptströmung aufgenommenen Kalibrierfunktion und der mit dem Thermoelement gemessenen Kühllufttemperatur ein Erwartungswert für das Intensitätsverhältnis im Strahlkern berechnet. Das Ergebnis IR_c wurde mit dem Quotienten der beiden korrigierten Intensitäten gleichgesetzt.

$$IR_c = \frac{I_{ges,B}(T_c) - IR_m(\Delta I_A + C \cdot I_{AB,0} \cdot \Delta I_A)}{I_{ges,A}(T_c) - (\Delta I_A + C \cdot I_{AB,0} \cdot \Delta I_A)} \tag{6.8}$$

Nach Umstellen der Gleichung folgt:

$$\frac{IR_c \cdot I_{ges,A}(T_c) - I_{ges,B}(T_c)}{IR_c - IR_m} = const. = \Delta I_A \cdot (1 + I_{AB,0} \cdot C) \tag{6.9}$$

Mit diesem Zusammenhang und den Intensitätswerten der einzelnen Pixel im Strahlkern können die beiden Unbekannten durch die Methode der kleinsten Fehlerquadrate angenähert werden. Anschließend können die Aufnahmen unter Verwendung von Gleichung 6.6 und 6.7 korrigiert werden. Die gesuchte Temperaturverteilung ergibt sich aus dem Verhältnis der Intensitäten $I_B(T_{obj})/I_A(T_{obj})$ und der zuvor aufgenommenen Kalibrierfunktion.

Abbildung 6.48 zeigt Mittelwert und Standardabweichung der Messergebnisse für den geraden Trench. Da bei dieser Konfiguration kein ausgeprägter Strahlkern existiert, konnte das in-situ Korrekturverfahren nur teilweise übernommen werden. Offset und der Gewichtungsfaktor stammten von der zylindrischen Bohrung. Der Betrag von ΔI wurde anhand der mittleren Intensität im Bereich der Hauptströmung angeglichen.

Die Temperaturverteilungen in den Abbildungen 6.47 und 6.48 stimmen qualitativ mit den Ergebnissen von Kröss (2011) überein. Bei der zylindrischen Bohrung ist klar erkennbar, dass der abgelöste Kühlluftstrahl von Heißgas umströmt wird, so dass sich kaum kaltes Fluid in Wandnähe stromab der Bohrung befindet. Im Gegensatz dazu bildet sich beim Trench ein anliegender Kühlfilm mit einer Dicke von etwa $2D$. Der geringe Temperaturabfall in Strömungsrichtung und die schwachen Temperaturschwankungen im Bereich unterhalb der Trajektorie sprechen für einen stabilen Kühlfilm. Die minimalen Temperaturen treten bei beiden Konfigurationen stromab der maximalen Absolutgeschwindigkeiten auf. Im Falle der zylindrischen Bohrung ist der Versatz gering. Ein vergleichbares Verhalten ist auch in den von Kröss (2011) präsentierten Ergebnissen sowie den PLIF/PIV-Messungen von Su und Mungal (2004) sichtbar. Die Temperaturverteilung am Trench belegt, dass das Rezirkulationsgebiet stromab der Ausblasung von Kühlluft gespeist wird.

Die simultane Messung von Geschwindigkeit und Temperatur erlaubt es, den turbulenten Impuls- und Wärmetransport als mittleres Produkt der Schwankungsgrößen zu berechnen. Die Ergebnisse für die zylindrische Bohrung sind zusammen mit den Verteilungen der dazugehörigen Korrelationskoeffizienten in den Abbildungen 6.49 dargestellt. Bei allen drei Komponenten treten die Scherschichten auf der Luv- und Leeseite des Kühlluftstrahls als lokale Extremwerte hervor. Die turbulenten Flüsse, besonders $\overline{u_x' u_z'}$ und $\overline{u_z' T'}$, sind auf der der Strömung zugewandten

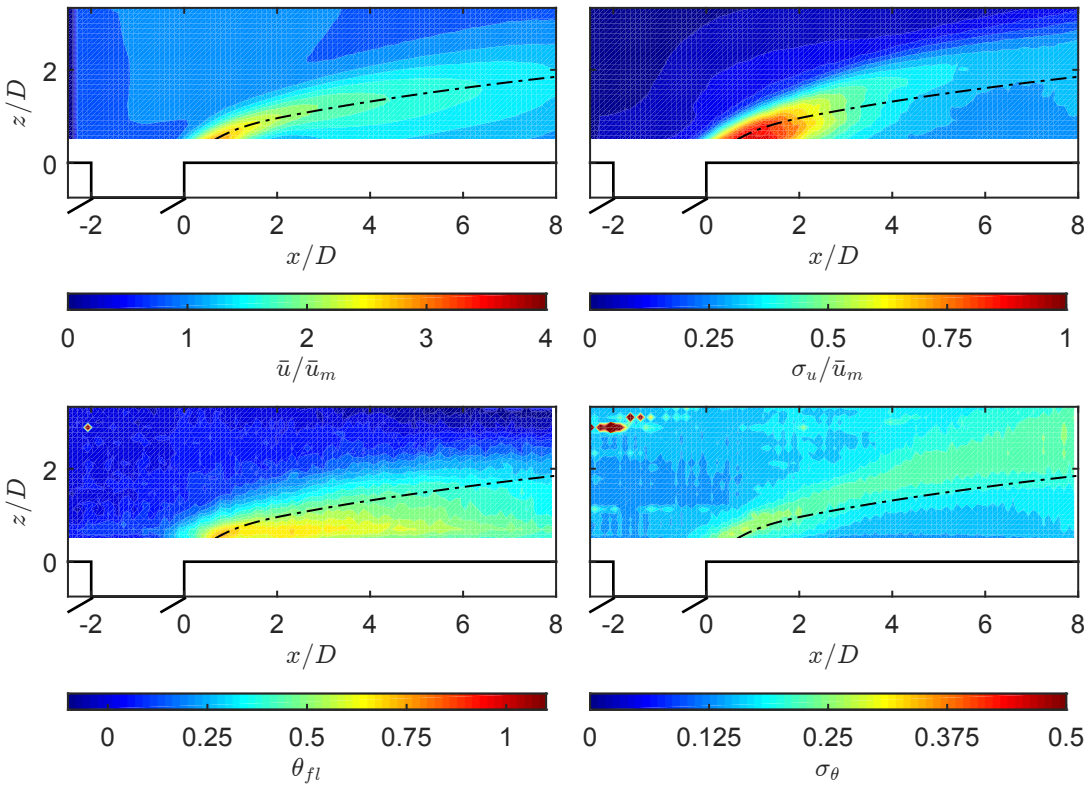


Abbildung 6.48: Mittelwert und Standardabweichung von Absolutgeschwindigkeit und Temperatur, T, $DR = 1.60$, $I = 8$

Seite stärker ausgeprägt. Die mittleren turbulenten Scherspannungen sind auf der Luvseite durchweg positiv. Das bedeutet, Schwankungsanteile der Geschwindigkeitskomponenten mit gleichem Vorzeichen treten häufig gemeinsam auf. Dieses Verhalten deckt sich mit der Vorstellung, dass sich Luft aus dem schnellen Kühlluftstrahl in die Hauptströmung ausbreitet ($u'_x > 0$, $u'_z > 0$) und umgekehrt langsameres Fluid in den Kühlluftstrahl vordringt ($u'_x < 0$, $u'_z < 0$). Auf der Leeseite findet bei $x/D \approx 3$ ein Vorzeichenwechsel statt, der durch die Umlenkung des Kühlluftstrahls in Strömungsrichtung verursacht wird. Der Korrelationskoeffizient ist anders als die turbulente Scherspannung auf der stromauf gelegenen Seite des Strahls nahezu konstant. Normiert man die Scherspannungen mit der turbulenten kinetischen Energie, ergibt sich eine Verteilung die qualitativ identisch zur in Abbildung 6.49 rechts oben gezeigten Darstellung von $R_{u_x u_z}$ ist. Sowohl die Korrelationskoeffizient als auch die normierten Scherspannungen übertreffen die von Pope (2000) angegebenen Vergleichswerte für einen selbstähnlichen turbulenten Freistrahl. Für $R_{u_x u_z}$ ergibt sich ein Wert von ≈ 0.6 gegenüber 0.4 beim Freistrahl. Die maximale Scherspannung von $\overline{u'_x u'_z}/k \approx 0.55$ entspricht in etwa dem Doppelten des von Pope (2000) gegebenen Wertes von 0.27.

Mehr Aufschluss über die tatsächliche turbulente Vermischung von Heißgas und

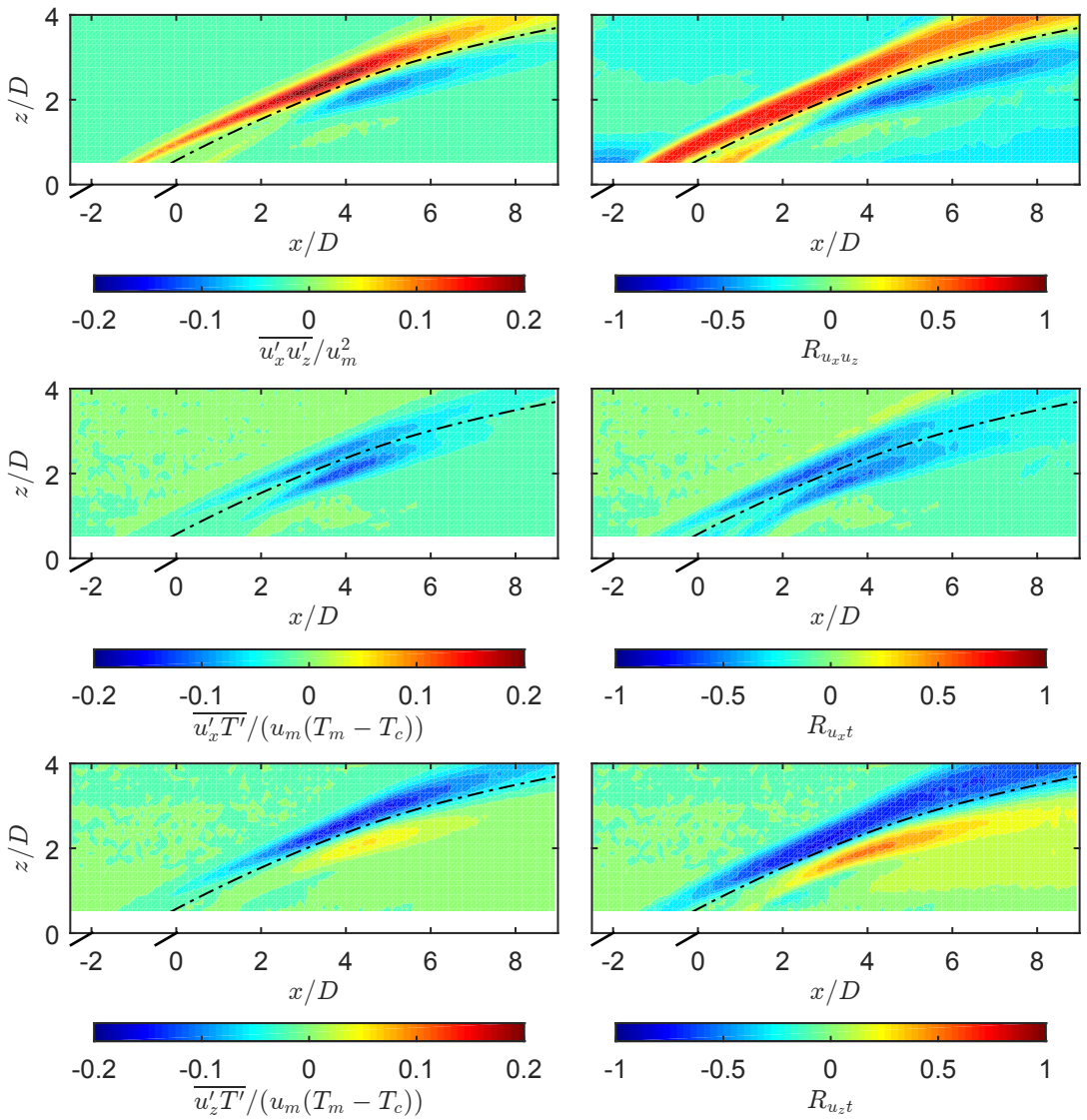


Abbildung 6.49: Turbulente Diffusion und Korrelationskoeffizienten, Z, $DR = 1.60$, $I = 8$

Kühlluft gibt der turbulente Wärmestrom. Der x- und z-Anteil sind in den zwei unteren Bildreihen in Abbildung 6.49 dargestellt. Beide Komponenten besitzen lokale Extremwerte am Strahlrand stromab des Kernbereichs ab etwa $x/D > 2$. Der betragsmäßig größte turbulente Fluss tritt in vertikaler Richtung in der luvseitigen Scherschicht auf. Der Vorzeichenwechsel von $\overline{u'_z T'}$ zeigt an, dass im Mischungsbereich Heißgas in Richtung der Strahlachse transportiert wird und sich gleichzeitig Kühlluft in die Hauptströmung ausbreitet. Im Gegensatz dazu sind beide Extremwerte von $\overline{u'_x T'}$ negativ. Das bedeutet simultan auftretende Temperatur- und Geschwindigkeitsfluktuationen besitzen überwiegend entgegengesetzte Vorzeichen. Beispielsweise strömt im Mischungsbereich kaltes Fluid aus dem Kühlluftstrahl tendenziell schneller als die mittlere Geschwindigkeit. Diese Beobachtung widerspricht der Annahme,

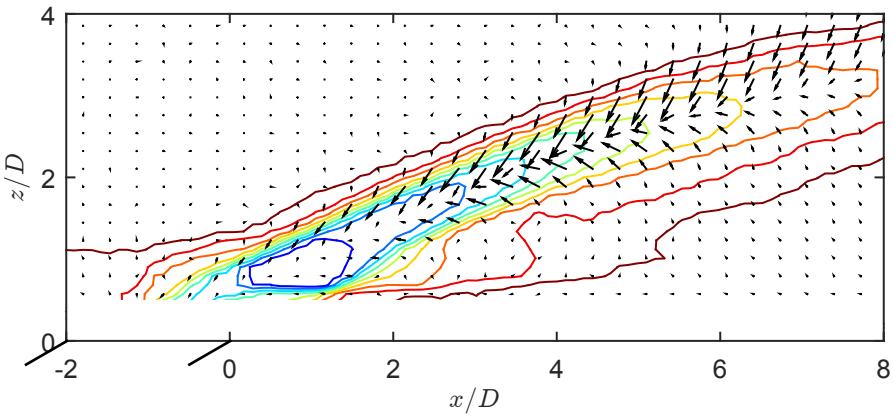


Abbildung 6.50: Richtung des turbulenten Wärmestroms und θ_{fl}-Konturlinien, Z, $DR = 1.60$, $I = 8$

dass die Richtung von turbulentem Transport und dem Gradienten des mittleren Temperaturfeldes übereinstimmen (z.B. Pope (2000)).

$$\overline{u_i'T'} = -\alpha_{ti}\frac{\partial \overline{T}}{\partial x_i} \tag{6.10}$$

Infolge dieser sogenannten Gradienten-Diffusions-Hypothese müsste das Vorzeichen $\overline{u_x'T'}$ in der oberen Scherschicht positiv sein. Ist das nicht der Fall spricht man von „counter gradient transport“, also dem Gradienten entgegen gerichtetem Transport. Diese Phänomen ist beispielsweise von vorgemischten Flammen bekannt (Veynante u. a., 1997), wo es durch den Temperaturanstieg und die Dichteabsenkung nach Freisetzung chemischer Energie verursacht wird. Muppidi und Mahesh (2008) beschreiben anhand von DNS-Rechnungen den turbulenten Transport eines Skalars aus einem senkrechten Freistrahl in Querströmung. Die turbulente Diffusion entgegen des mittleren Konzentrationsgradienten tritt in diesem Fall normal zur Wand an der Vorder- und Rückseite des Strahls auf. Da senkrecht zur Hauptströmung eingeblasen wird, ist also diejenige Komponente des turbulenten Transports betroffen, welche in die Hauptausbreitungsrichtung des Strahls gerichtet ist. Muppidi und Mahesh (2008) begründen diesen Effekt mit der asymmetrischen Druckverteilung im Nahbereich des Freistrahls.

Die Vektoren des turbulenten Wärmestroms sind für die zylindrischen Bohrung in Abbildung 6.50 dargestellt. Der Temperaturgradient verläuft normal zu den eingezeichneten Konturlinien. Der turbulente Fluss ist, entgegen der Hauptströmungsrichtung, auf den Strahlkern gerichtet und weicht so von der Richtung des Gradienten ab. Anders als bei einer vorgemischten Flamme ist der turbulente Transport dem Temperaturgradienten nicht direkt entgegen gerichtet. Die Abweichung beträgt weniger als 90 Grad und wird durch die x-Komponente des turbulenten Flusses hervorgerufen. Tendenziell verlaufen die Wärmeströme weiter von wärmeren hin zu kälteren Regionen. Die betragsmäßig größten turbulenten Flüsse treten erwartungsgemäß in den Bereichen mit den größten Temperaturgradienten auf.

Eine mögliche Erklärung dafür liefert das instationäre Verhalten des Kühlluft-

strahls. Die im Anhang (Abbildung A.1 und A.2) beispielhaft gezeigten Bildsequenzen zeigen, dass sich vom Kühlluftstrahl fortlaufend Ballen kalter Luft ablösen. Die mäanderförmige Bewegung dieser Kaltluftpakete weist Ähnlichkeiten mit einer laminaren Instabilität auf. Der Geschwindigkeitsüberschuss des Kühlluftstrahls gegenüber der Hauptströmung sorgt dafür, dass sich kalte Strukturen überwiegend schneller als die mittlere Geschwindigkeit bewegen und warme Bereiche entsprechend langsamer. Vermutlich wird die Ausbreitung in Strömungsrichtung nicht allein durch die turbulente Vermischung in zwei separaten Scherschichten hervorgerufen, sondern vom vertikalen „Flattern“ des Strahls und so von der Geschwindigkeitsdifferenz zwischen Kühlluft und Heißgas dominiert.

Aus den turbulenten Flüssen und den Gradienten der mittleren Verteilungen wurden die turbulente Viskosität und Temperaturleitfähigkeit berechnet. Die Ergebnisse sind zusammen mit der turbulenten Prandt-Zahl $Pr_t = \nu_t/\alpha_t$ in Abbildung 6.51 aufgetragen. Die x- und z-Komponente der Temperaturleitfähigkeit wurden in Anlehnung an Muppidi und Mahesh (2008) durch Gleichsetzen der gemessenen und modellierten Produktionsterme zu einem einzelnen Wert α_t zusammengefasst.

$$-\overline{u_i'T'}\frac{\partial \overline{T}}{\partial x_i} = \alpha_t \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_i}\frac{\partial \overline{T}}{\partial x_i} \tag{6.11}$$

Gleichung (6.11) kann dann so umgestellt werden, dass das Ergebnis einer Kleinste-Fehlerquadrate-Approximation der einzelnen Komponenten der turbulenten Temperaturleitfähigkeit entspricht. Obwohl in der Scherschicht lokal negative Werte von α_{tx} auftreten, ist das in Abbildung 6.51 oben rechts aufgetragene Ergebnis aus (6.11) stets positiv, da der z-Anteil des Produktionsterms dominiert. Die Wirbelviskosität wurde analog zur Temperaturleitfähigkeit aus dem Produktionsterm für die turbulente kinetische Energie bestimmt. Die Gradienten wurden aus den mittleren Verteilungen mit dem zweiter Ordnung genauen Least-Squares-Verfahren aus Raffel u. a. (2007) berechnet. Die Methode wird für PIV-Messungen empfohlen, da sie den Effekt von zufälligen Messfehlern abschwächt. Die Nebeneinanderstellung in Abbildung 6.51 zeigt zwei Bereiche hoher turbulenter Viskosität ober- und unterhalb der Kernstromlinie. Das luvseitige lokale Maximum ist stärker ausgeprägt. Die turbulente Temperaturleitfähigkeit besitzt nur ein ausgedehntes lokales Maximum, das auf der Trajektorie zwischen den beiden Extrema der Wirbelviskosität liegt. Die Darstellung der turbulenten Prandtl-Zahl beschränkt sich auf die Region im und um den Kühlluftstrahl, da anhand der Messdaten nur hier sinnvolle Aussagen getroffen werden können. Die Maximalwerte von $Pr_t \approx 0.8$ treten in den Scherschichten auf. In der oberen Mischungsschicht werden in Bohrungsnähe Beträge von $Pr_t \geq 1$ erreicht. Um die Strahlachse und im Nachlauf bewegen sich die turbulenten Prandtl-Zahlen in einem Bereich von 0.3 bis 0.4. Diese Ergebnisse decken sich mit den Daten von Kohli und Bogard (2005), die Werte von $Pr_t > 2$ nahe der Wand und an der Luvseite des Strahls direkt nach Verlassen der Bohrung feststellten. Weiter stromab nahmen die turbulenten Prandtl-Zahlen auch bei Kohli und Bogard (2005) auf $Pr_t < 0.5$ ab.

Die Abbildungen A.1 und A.2 im Anhang deuten auf ein weiteres Phänomen hin, das nur durch räumlich aufgelöste Messungen der Temperatur sichtbar wird.

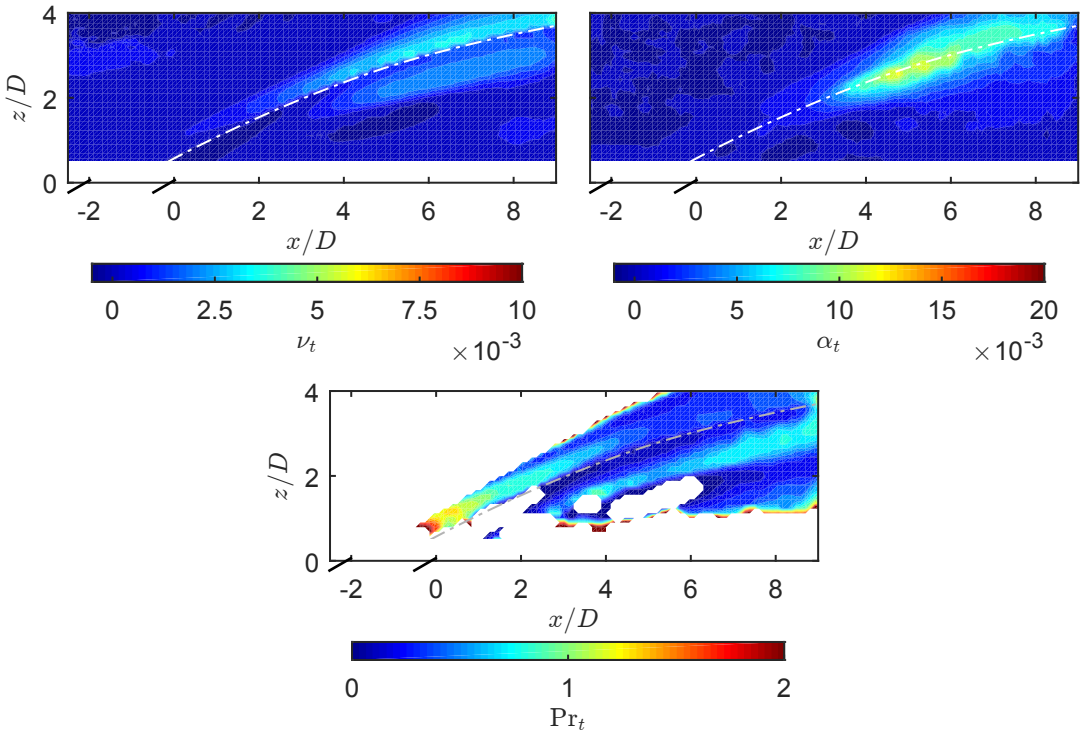


Abbildung 6.51: Turbulente Viskosität, Temperaturleitfähigkeit und Prandtl-Zahl, Z, $DR = 1.60$, $I = 8$

Im Nachlauf des Kühlluftstrahls sind vertikale Strukturen mit einer dimensionslosen Temperatur von $\theta_{fl} \approx 0.5$ erkennbar, die sich mit einer Geschwindigkeit von etwa 5-6 m/s stromab bewegen. Hierbei könnte es sich um die in Kapitel 2.3 beschriebenen Nachlaufwirbel handeln. Ihre geringe Temperatur weist darauf hin, dass diese tornadoähnlichen Wirbel sich aus der Mischungsschicht um den Kühlluftstrahl ablösen.

Die turbulenten Flüsse und Korrelationskoeffizienten für den Trench sind in Abbildung 6.52 dargestellt. Es bildet sich nur eine breite Mischungsschicht oberhalb der Kernstromlinie aus. Die maximalen Beträge des turbulenten Wärmestroms sind wesentlich kleiner als bei der zylindrischen Bohrung. Das Vorzeichen in der Mischungsschicht ist bei beiden Komponenten negativ. Der turbulente Wärmetransport findet vorwiegend normal zu Wand vom Heißgas in den Kühlfilm statt.

Erneut spricht das negative Vorzeichen von $\overline{u_x' T'}$ für einen turbulenten Fluss entgegen des Temperaturgradienten in x-Richtung. Der Effekt ist allerdings deutlich schwächer ausgeprägt als bei der zylindrischen Bohrung, wie auch die Richtungsvektoren in Abbildung 6.53 zeigen. Der leicht ansteigende Verlauf der Temperaturisolinien stromab der Bohrung würde gemäß der Gradienten-Diffusions-Hypothese ein positives Vorzeichen für den turbulenten Fluss ergeben. Die Vektoren in der Mischungsschicht sind aber überwiegend gegen die Hauptströmungsrichtung orientiert. Auch in diesem Fall spricht das stark instationäre Verhalten des Kühlfilms dafür, dass der negative turbulente Fluss in x-Richtung durch das abwechselnde Auftre-

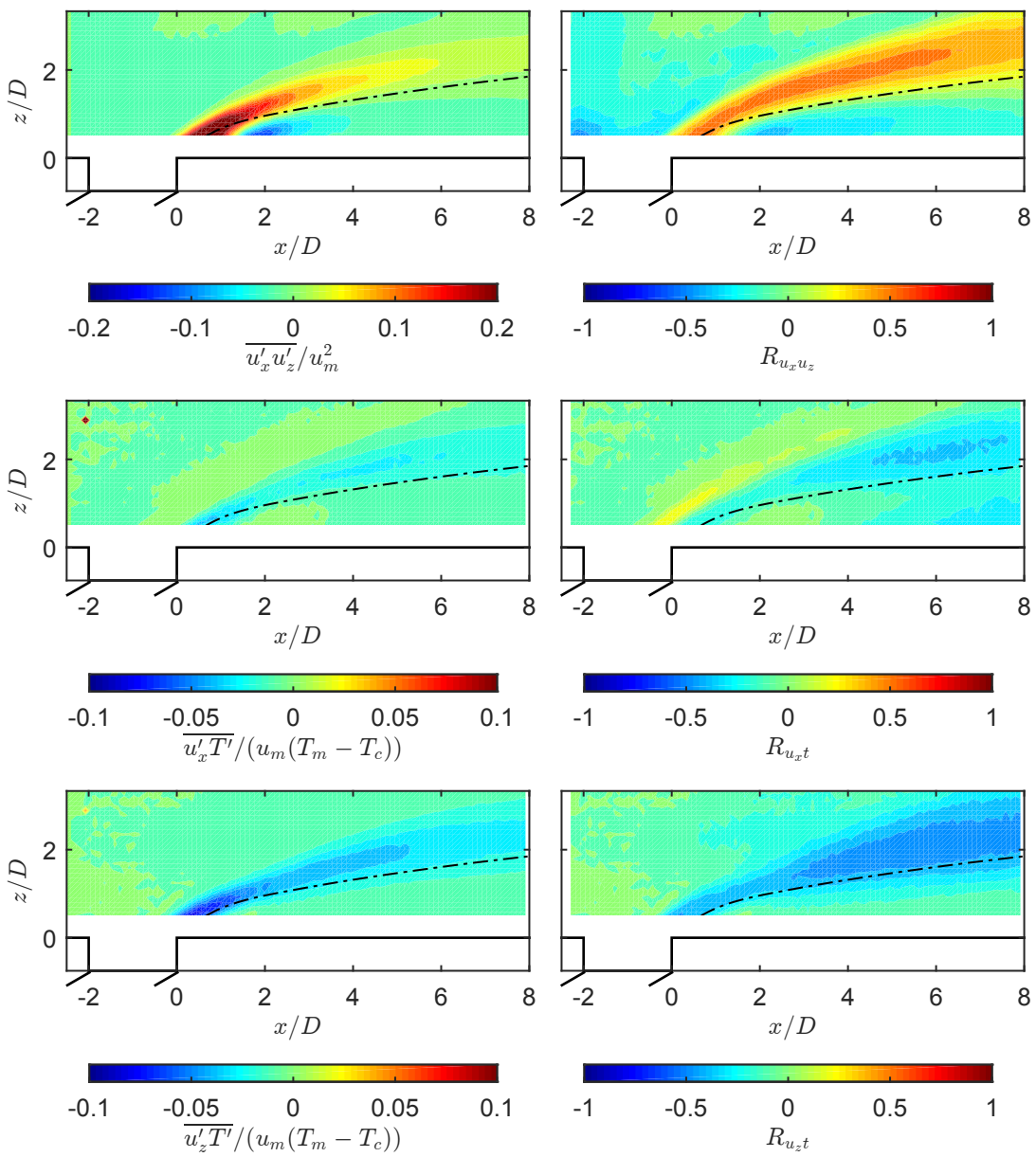


Abbildung 6.52: Turbulente Diffusion und Korrelationskoeffizienten, T, $DR = 1.60$, $I = 8$

ten von schnellen, kalten oder langsamen, warmen Strukturen verursacht wird. Die Abbildungen A.3 und A.4 zeigen beispielhaft, wie stark die Dicke des Kühlfilms schwankt und wie weit das Heißgas in Richtung der Oberfläche vordringt.

Die turbulente Temperaturleitfähigkeit und Viskosität für den geraden Trench sind in Abbildung 6.54 dargestellt. Erwartungsgemäß befinden sich zwischen Kühlfilm und Hauptströmung lokale Maxima. Der Bereich mit erhöhten Werten von α_t ist wie bei der zylindrischen Bohrung etwas ausgedehnter. Die turbulente Prandtl-Zahl weist erneut direkt nach der Ausblasung die größten Werte von $Pr_t > 1$ auf. Die

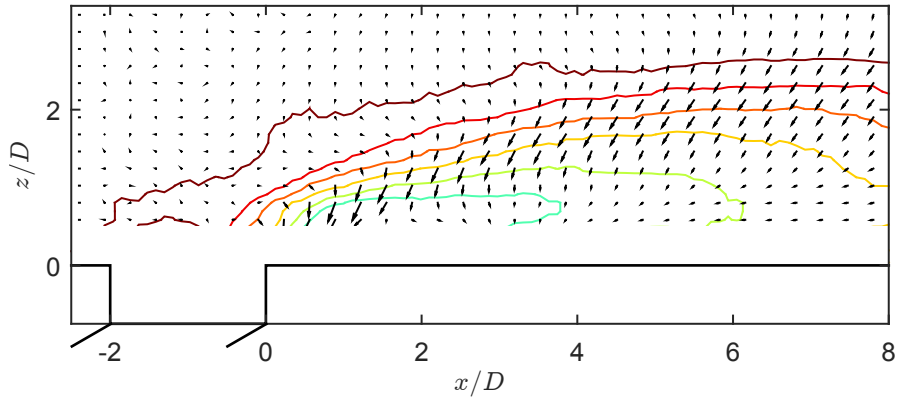


Abbildung 6.53: Richtung des turbulenten Wärmestroms und θ_{fl}-Konturlinien, T, $DR = 1.60$, $I = 8$

Verteilung im Mischungsbereich ist relativ gleichmäßig. Die turbulenten Prandtl-Zahlen von $Pr_t \approx 0.8$ sind vergleichbar mit dem Randbereich des Kühlluftstrahls aus der zylindrischen Bohrung.

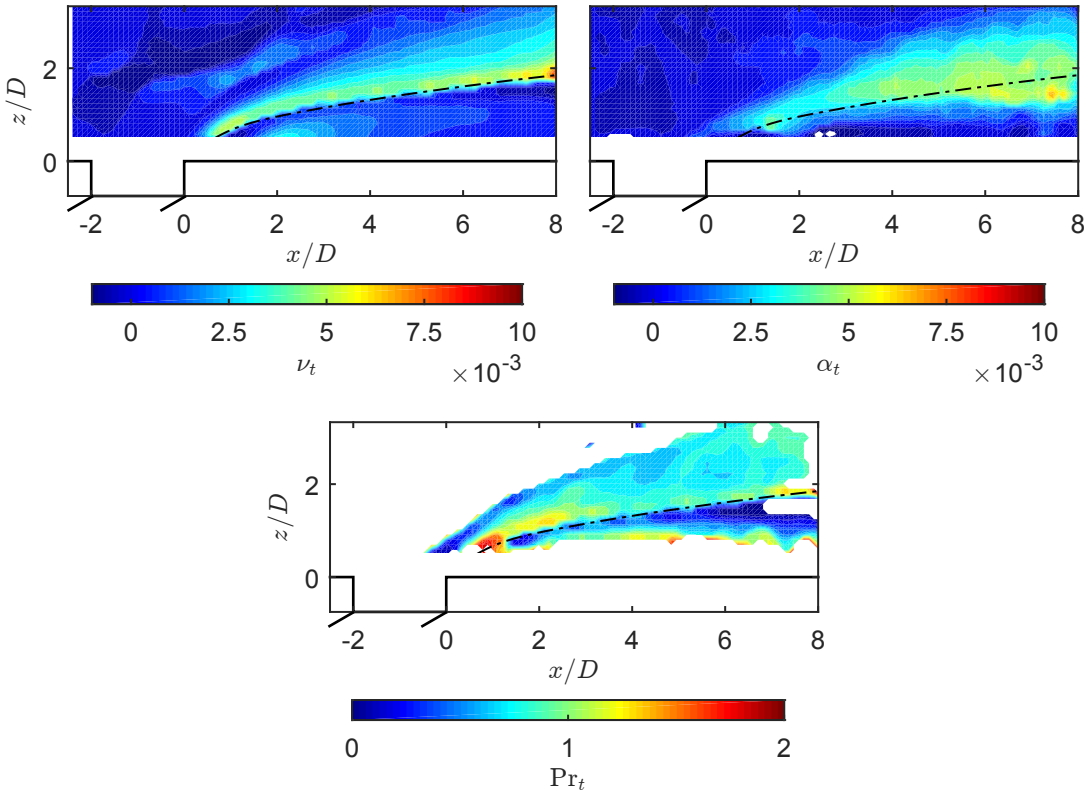


Abbildung 6.54: Turbulente Viskosität, Temperaturleitfähigkeit und Prandtl-Zahl, T, $DR = 1.60$, $I = 8$

7 Zusammenfassung und Ausblick

Filmkühlung ist eine Schlüsseltechnologie bei der Entwicklung effizienter, schadstoffarmer Fluggasturbinen. Die Brennkammerwände werden meist durch eine Kombination von Konvektiv- und Filmkühlung vor thermischen Schäden bewahrt. Die Kühlluft wird dabei durch eine Vielzahl kleiner Bohrungen auf die Oberfläche ausgeblasen. So bildet sich ein Kühlfilm, der die Wand vor dem Heißgas schützt und gleichzeitig Wärme abführt. Neuartige Verbrennungskonzepte zur Senkung des Stickoxidausstoßes limitieren die zur Kühlung der Brennkammerwände verfügbare Luftmenge. Das bedeutet, die Kühlluft muss ökonomischer eingesetzt werden, um die Bauteiltemperaturen im erlaubten Rahmen zu halten. Für die Filmkühlung folgt daraus, dass ein stabiler, geschlossener Kühlfilm erzeugt werden muss. Auch bei brennkammertypischen, hohen Ausblaseraten darf kalte Luft nicht zu weit in den Brennraum vordringen und sich dort frühzeitig mit Heißgas vermischen.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit war die systematische Entwicklung einer effizienten Filmkühlkonfiguration für hohe Ausblaseraten. Zunächst wurde der gerade Trench als Ausgangsgeometrie mit großem Entwicklungspotential ausgewählt und aerothermodynamisch untersucht. Als Schwachpunkte wurden die starke vertikale Umlenkung der Kühlluft, die mangelhafte laterale Verteilung im Trench sowie der Heißgaseintrag in die Nut identifiziert. Die neu entwickelte Trenchkonfiguration ist deshalb schmaler und konturiert. So können die Kühlluftverteilung im Trench und das Ausströmen auf die Oberfläche durch die Form der Nut gesteuert werden. Aufgrund der Vielzahl von Parametern bot sich eine numerische Optimierung der Geometrie an. Die CFD-Studie ergab drei grundlegend verschiedene Trenchkonturen die einen gleichmäßigen, sehr effektiven Kühlfilm erzeugen. Aus diesen drei Varianten wurde die vielversprechendste ausgewählt und detailliert untersucht.

Für die experimentelle Charakterisierung der neuen Geometrie wurden neben den am Institut für Thermodynamik etablierten Verfahren zwei zusätzliche Messtechniken am Thermischen Windkanal aufgebaut. Zum einen eine optische Methode zur Bestimmung von Wärmeübergangskoeffizienten, zum anderen ein zeitaufgelöstes thermographisches PIV-Verfahren für die simultane Messung von Temperatur und Geschwindigkeit in der Strömung. Die Wärmeübergangskoeffizienten werden über den Wandwärmestrom an einer elektrisch beheizten Platte ermittelt. Temperaturmessungen ober- und unterhalb einer teildurchlässigen Oberfläche dienten zur Berechnung der Wärmeleitung. Als optische Messverfahren kamen Infrarotthermographie und Phosphorthermometrie zur Anwendung. Die neuartige, zweidimensionale Abklingzeitmessung des thermographischen Phosphors im Frequenzbereich liefert eine hochaufgelöste Temperaturverteilung unterhalb der Acrylglasoberfläche und stellt eine wesentliche Verbesserung existierender Methoden dar. Mit einem Superpositionsansatz lieferte der Messaufbau sowohl den Wärmeübergangskoeffizienten als auch die adiabate Filmkühleffektivität. Die thermographische PIV-Methode wurde am Imperial College London entwickelt und an einfachen Testfällen wie Freistrah-

len oder dem Nachlauf eines beheizten Zylinders erprobt. Die vorliegende Arbeit beschreibt die erste Anwendung in einer abgeschlossenen Messstrecke. Versuchsanordnung und Durchführungen mussten an die Bedingungen im Thermischen Windkanal angepasst werden. Die hohe Partikeldichte in der Strömung erforderte ein in-situ Kalibrierverfahren zur Korrektur von Streulichteinflüssen.

Zuerst wurde das Strömungsfeld von zylindrischer Bohrung und geradem Trench untersucht. Eine umfassende Parameterstudie ergab, dass Strahleindringtiefe und mittleres Strömungsfeld bei beiden Konfigurationen, unabhängig vom Dichteverhältnis, mit dem Impulsverhältnis skalieren. Die Turbulenz in der Scherschicht zwischen Kühlluftstrahl und Heißgas hängt vom Geschwindigkeitsverhältnis ab. Die Strömung am Austritt des Trenchs weist mehrere charakteristische Strukturen auf. Der Kühlluftstrahl wird durch die hintere Trenchkante lateral und vertikal aufgefächert und dringt in steilem Winkel in die Hauptströmung ein. Da gleichzeitig der Impuls sinkt und die Angriffsfläche für die Hauptströmung wächst, wird die Kühlluft schnell parallel zur Wand umgelenkt. Direkt hinter der Ausblasung bildet sich ein ausgedehntes Rezirkulationsgebiet, das von Kühlluft gespeist wird. Im Trench strömt die Kühlluft entlang der stromab gelegenen Wandung und füllt die Nut nicht komplett aus. Der Großteil tritt erst an die Oberfläche, wenn sich der Kühlluftstrom von zwei benachbarten Bohrungen trifft. In diesem Gegenstrombereich entsteht ein gegenläufiges Wirbelpaar, das den Trench nahezu senkrecht verlässt. Die Nierenwirbel werden durch die Umlenkung an der Trenchkante nicht vollständig unterdrückt. Bei großen Kühlluftströmen bleibt der ursprüngliche Strahl weitestgehend erhalten und hebt von der Oberfläche ab. Die laterale Umlenkung sowie die bessere Füllung des Trenchs sorgen dennoch für hohe Filmkühleffektivitäten, die der zylindrischen Bohrung weit überlegen sind.

Ein wesentliches Ergebnis dieser Arbeit ist die neue, konturierte Trenchgeometrie. Die Nut ist schmaler und besteht aus zwei Segmenten. Der innere Teil ist konvergent und in Strömungsrichtung gepfeilt. Stromab der Bohrung entsteht so eine dreieckige Kontur, die Kühlluft lateral verteilt, die vertikale Umlenkung reduziert und so einen flachen, anliegenden Kühlfilm erzeugt. Die schmale, sich verjüngende Nut sorgt dafür, dass der Trench stets vollständig mit kalter Luft gefüllt ist und kein Heißgas eindringt. Durch den Knick zwischen den beiden Segmenten kann die Ausströmung auf die Oberfläche gleichmäßiger gestaltet werden. Nach einer numerischen Optimierung dieses Trenchkonzepts ergaben RANS-Simulationen ein Steigerungspotential von bis zu 85% der mittleren Filmkühleffektivität des geraden Trenchs. Die Simulation und Optimierung der Anordnung von drei Trenchreihen hat gezeigt, dass ein geschlossener Kühlfilm deutlich schneller als mit gewöhnlichen Effusionsbohrungen erzeugt werden kann. Die neue Geometrie ermöglicht eine signifikante Senkung des flächenbezogenen Kühlluftmassenstroms, vor allem durch Vergrößerung des seitlichen Bohrungsabstands. Nach drei Trenchreihen ist der Kühlfilm annähernd zweidimensional. Das legt nahe, dass auf einen separaten Starterfilm verzichtet werden kann.

Die detaillierte Untersuchung der neuen Geometrie hat bestätigt, dass die Ent-

wicklungsziele durch den konturierten Trench erfüllt werden. Die Ausströmung aus dem Trench ist gleichmäßiger. Die Kühlluft wird kaum vertikal umgelenkt, liegt flach an der Wand an und der Impuls in Strömungsrichtung bleibt weitestgehend erhalten. Beide Trenchgeometrien liefern hohe Filmkühleffektivitäten, wobei die konturierte Variante um bis zu 40% besser ist. Die Umlenkung und Verwirbelung der Luft an der hinteren Trenchkante sorgt allerdings auch für gesteigerte Wärmeübergangskoeffizienten, die bei der Bewertung des praktischen Nutzens berücksichtigt werden müssen. Die Nettowärmestromreduktion verdeutlicht die Unterschiede beider Konfigurationen. Beim geraden Trench kann der erhöhte Wärmeübergang nur teilweise durch die gesteigerte Filmkühleffektivität kompensiert werden. Die neue Konfiguration liefert auf der gesamten Oberfläche eine positive NHFR. Betrachtet man den flächengemittelten Wert, tragen beide Trenchgeometrien im gesamten untersuchten Impulsratenbereich zur Bauteilkühlung bei. Aber nur beim konturierten Trench bleibt die Nettowärmestromreduktion konstant hoch. Ein größeres Dichteverhältnis wirkt sich vorwiegend auf die Filmkühleffektivität aus, die ebenfalls steigt, so dass auch die NHFR größer ist. Filmkühleffektivität und Wärmeübergangskoeffizienten ergeben zusammen mit den Geschwindigkeitsfeldmessungen ein konsistentes Bild der Kühlwirkung. Die Strukturen und Wirbelsysteme in der Strömung dominieren die Verteilung der Kühlluft und führen gleichzeitig zu einer lokalen Erhöhung des Wärmeübergangs. Das erklärt, warum die Filmkühleffektivität mit keinem der Ausblaseparameter VR, M oder I unabhängig vom Dichteverhältnis skaliert werden kann. Sowohl das Strömungsfeld, als auch das Potential der Kühlluft Wärme aufzunehmen und abzuführen müssen korrekt nachgebildet werden. Insgesamt ermöglicht das aus Wärmeübergangs- und Strömungsfelduntersuchungen erlangte umfassende Verständnis der Wirkungsweise eine schnelle und systematische Weiterentwickelung der Kühlkonfigurationen.

Der Vergleich von experimentellen und numerischen Ergebnissen zeigt die für RANS-Simulationen bekannten Diskrepanzen. Die Strahleindringtiefe wurde in der Regel zu groß vorhergesagt. Die laterale Verteilung der Kühlluft war zu gering. Erhebliche Unterschiede sind bei der neuen Geometrie aufgetreten, wo die simulierte Filmkühleffektivität deutlich über den Messwerten liegt. Der Vergleich der Strömungsfelder deutet darauf hin, dass die Längswirbel in den Simulationen stärker ausgeprägt sind und deutlich langsamer abklingen als im Experiment. In Folge ändern sich das Eindringverhalten des Strahls und die Verteilung der Kühlluft. Bei der neuen Geometrie wird insbesondere die Schwächung der Nierenwirbel durch die dreieckige Trenchhinterkante überschätzt.

Im letzten Teil der Arbeit werden erste Resultate der thermographischen PIV-Messung für zylindrische Bohrung und geraden Trench präsentiert. Die simultane Messung von Temperatur und Geschwindigkeit liefert Informationen über den turbulenten Wärmetransport, also die Vermischung von Kühlluft und Heißgas. Auch hier zeigen sich Unterschiede zu den RANS-Simulationen. Der turbulente Wärmetransport in Strömungsrichtung verläuft bei beiden Geometrien entgegen der Temperaturgradienten und widerspricht so der Gradienten-Diffusions-Hypothese, die einfachen Turbulenzmodellen zugrunde liegt. Die Richtung des turbulenten Transports

wird vermutlich durch die Geschwindigkeitsdifferenz zwischen Kühlluft und Heißgas beeinflusst. Aufgrund der starken Fluktuationen des Kühlluftstrahls wechseln sich in der Mischungsschicht Bereiche mit schneller, kalter beziehungsweise langsamer, heißer Luft ab.

Beide im Rahmen dieser Arbeit neu eingeführten Messtechniken bieten die Möglichkeit Strömung und Wärmeübergang in Kühlfilmen im Detail zu verstehen. Die Messergebnisse liefern eine Grundlage zur Verbesserung numerischer Simulationen, die vor allem von den zeitaufgelösten thermographischen PIV-Messungen profitieren können. Die Wärmeübergangsmessungen könnten mit anderen Phosphoren und Oberflächenmaterialien weiterentwickelt werden. Denkbar wäre die Verwendung von Glas zur Erweiterung des Temperaturbereichs und eine Sol-gel-Abscheidung der Rubinschicht. Die thermographische PIV-Technik sollte im Hinblick auf die Temperaturmessgenauigkeit und Messungen in Wandnähe verbessert werden. Zinkoxid als alternativer Phosphor besitzt eine größere Empfindlichkeit und gleichzeitig eine geringere Partikelgröße (Abram u. a., 2015). Letztere könnte unerwünschtes Streulicht reduzieren. Eine weitere Möglichkeit böte ein vereinfachter, anhand bisheriger Erfahrungen an die Messtechnik angepasster, Aufbau mit einer offenen Messstrecke. Nachdem die Vorteile der neuen Geometrie durch grundlegende Versuche unter Laborbedingungen gezeigt wurden, erfordern die Abweichungen zwischen Simulationen und Messergebnissen eine genauere Analyse. Die thermographische PIV-Technik stellt dafür ein hervorragendes Werkzeug dar. Zu klären bleibt auch, wie sich hohe Anströmturbulenz auf die Kühlleistung der Trenchkonfigurationen auswirkt. Die zeitaufgelösten Messungen erlauben es auch instationäre Einflüsse von Turbulenzgrad und Längenskalen, wie das Abheben des Kühlfilms durch große Turbulenzballen, zu untersuchen. Versuchsergebnisse von Behrendt u. a. (2014) deuten darauf hin, dass gerade Trenches bei stark turbulenter Hauptströmung nicht die erwartete Filmkühleffektivität erreichen. Falls der geringe Impuls des Kühlfilms die Ursache für den Leistungsabfall ist, könnte der konturierte Trench mit den höheren Geschwindigkeiten im Film vorteilhaft sein.

A Anhang

A.1 Gleichungen

Nußelt-Zahl-Korrelation K1 aus Martin (1977)

$$\overline{Nu} = 2Pr^{0.42} Re_D^{0.5} \frac{D}{r} \frac{1 - 1.1D/r}{1 + 0.1(H/D - 6)D/r} \left(1 + \frac{Re_D^{0.55}}{200}\right)^{0.5} \tag{A.1}$$

Nußelt-Zahl-Korrelation K2 aus Han u. a. (1999)

$$\overline{Nu} = Re_D^{0.76} \frac{24 - |H/D - 7.75|}{533 + 44(r/D)^{1.285}} \tag{A.2}$$

Nußelt-Zahl-Korrelation K3 aus Smirnov u. a. (1961)

$$Nu_0 = 0.034 D^{0.9} Re_D^{0.64} Pr^{0.33} e^{(-0.037H/D)} \tag{A.3}$$

A.2 Abbildungen

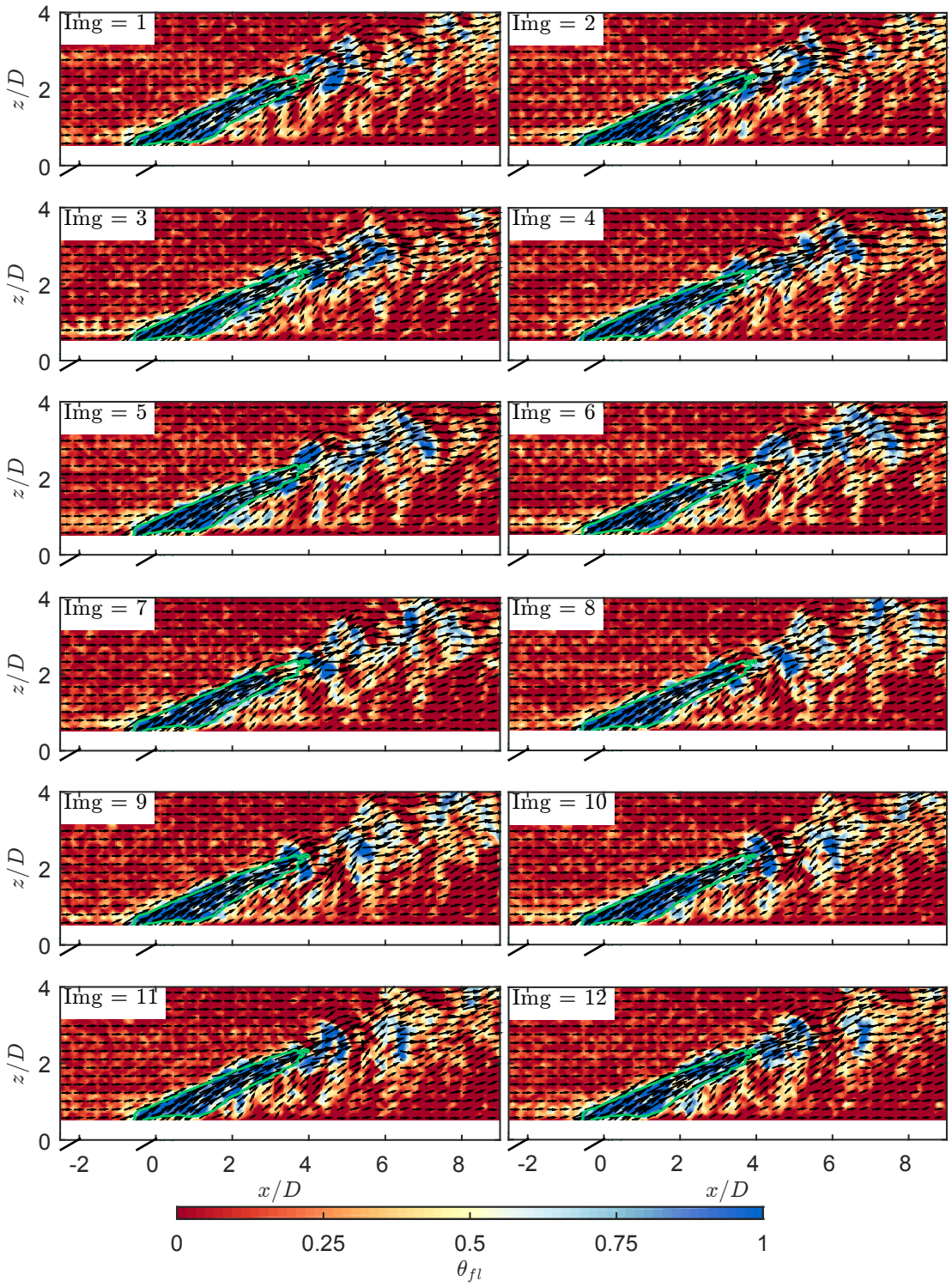


Abbildung A.1: Thermographisches PIV - Beispielsequenz 1, Konturlinie $\overline{\theta_{fl}} = 0.7$, Z, $DR = 1.60$, $I = 8$

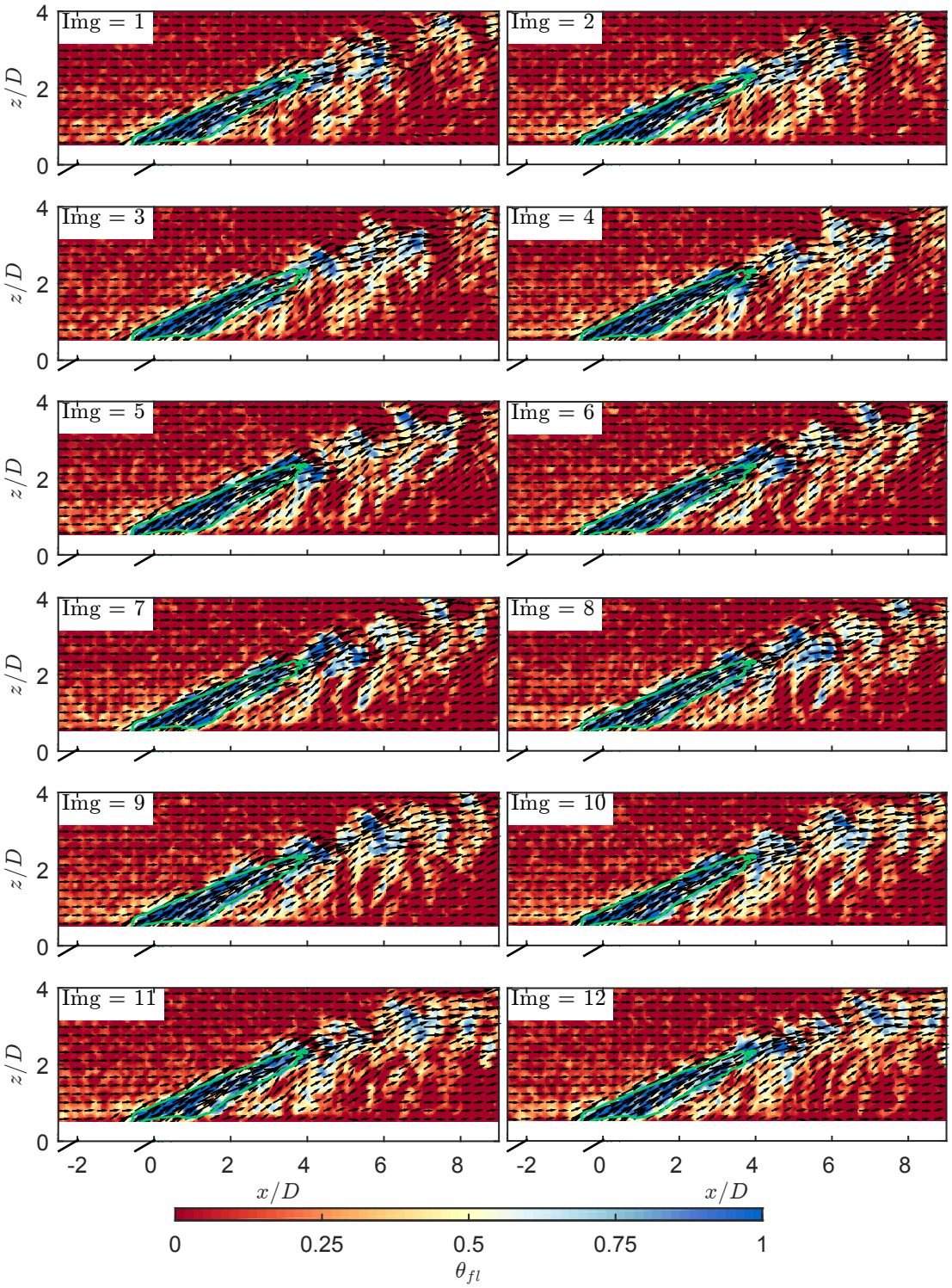


Abbildung A.2: Thermographisches PIV - Beispielsequenz 2, Konturlinie $\overline{\theta_{fl}} = 0.7$, Z, $DR = 1.60$, $I = 8$

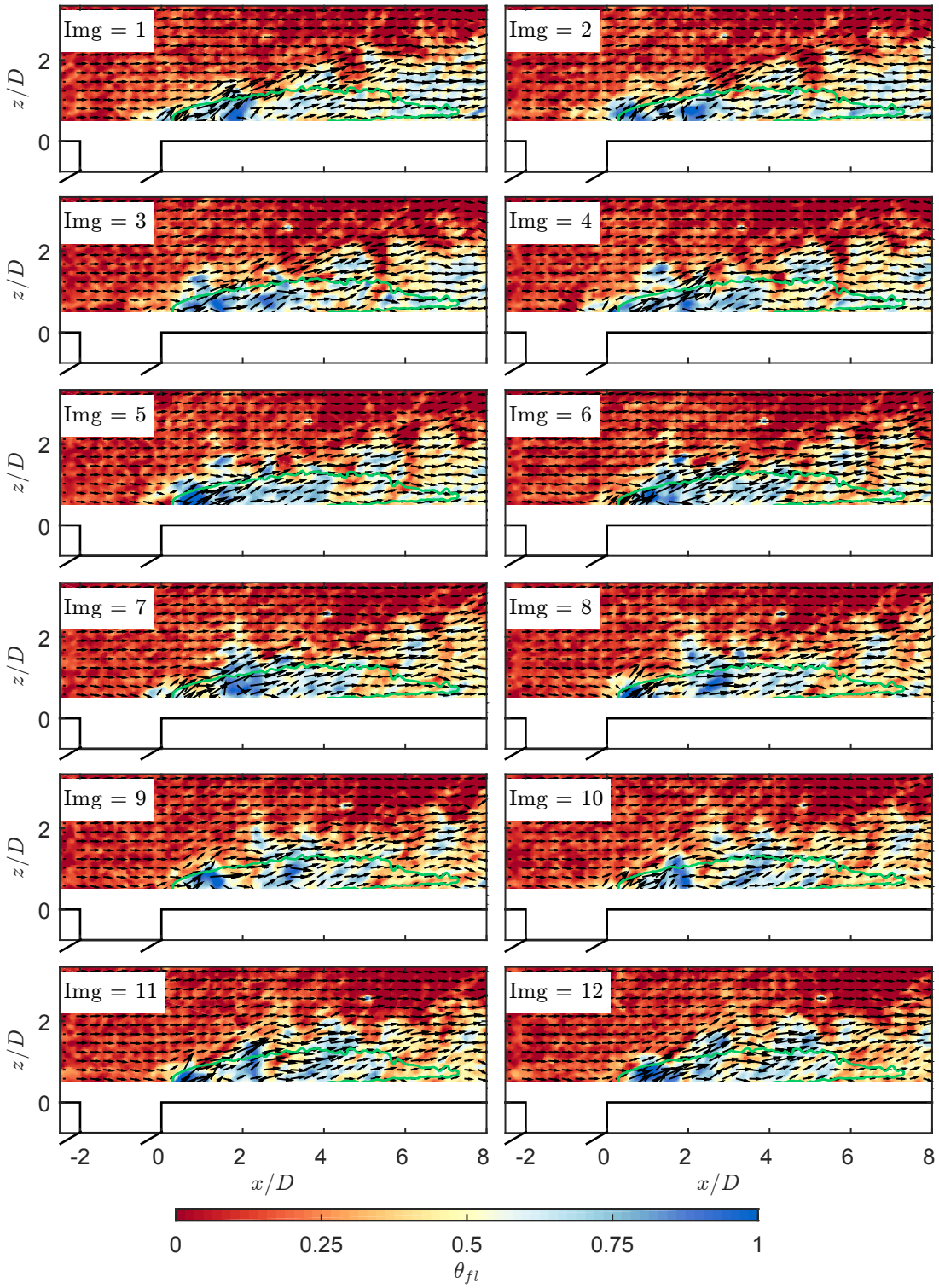


Abbildung A.3: Thermographisches PIV - Beispielsequenz 3, Konturlinie $\overline{\theta_{fl}} = 0.5$, T, $DR = 1.60$, $I = 8$

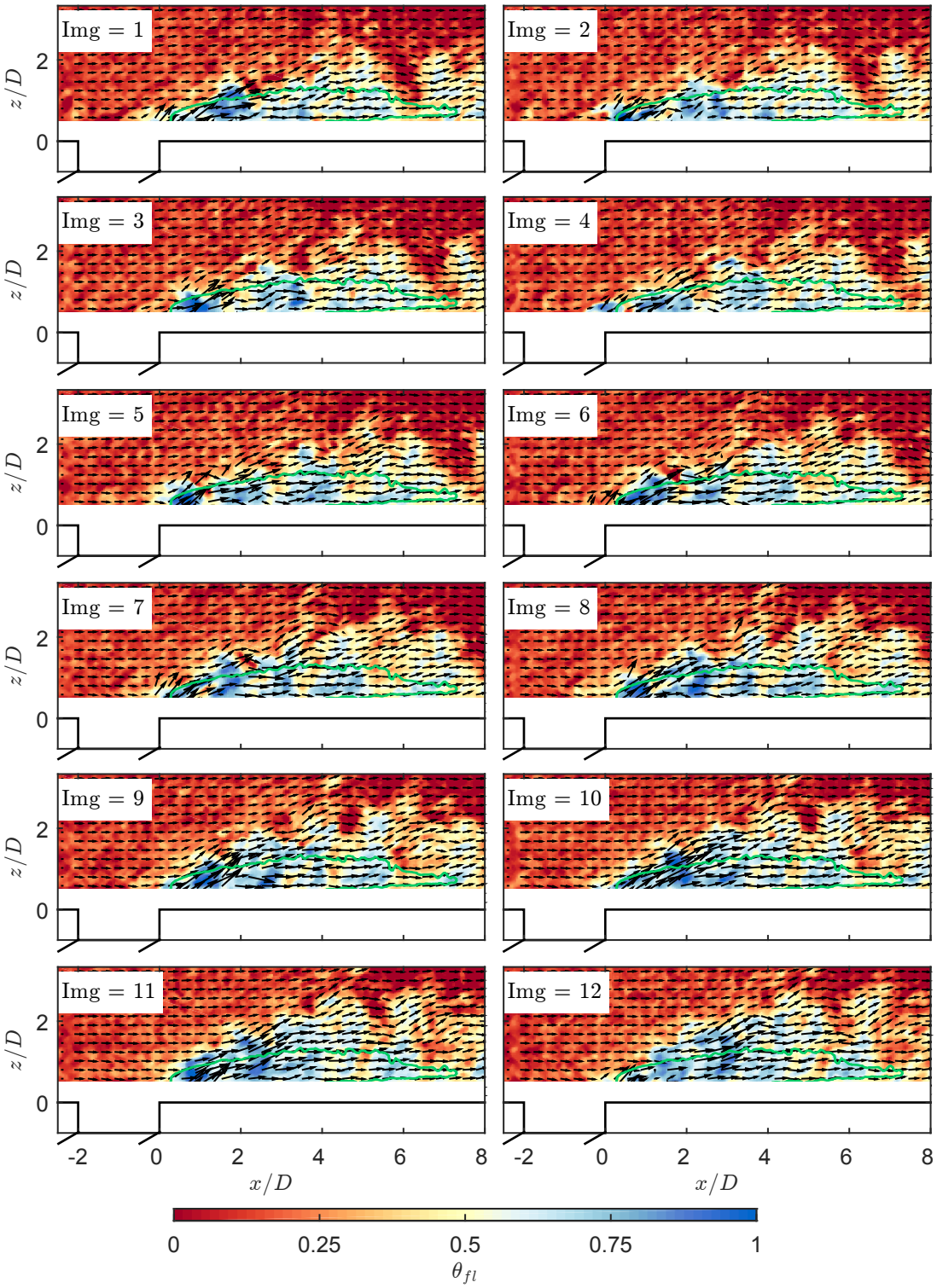


Abbildung A.4: Thermographisches PIV - Beispielsequenz 4, Konturlinie $\overline{\theta_{fl}} = 0.5$, T, $DR = 1.60$, $I = 8$

Literaturverzeichnis

[Abram u. a. 2015] Abram, C. ; Fond, B. ; Beyrau, F.: High-Precision Flow Temperature Imaging using ZnO Thermographic Phosphor Tracer Particles. In: *European Combustion Meeting*, 2015

[Abram u. a. 2013] Abram, C. ; Fond, B. ; Heyes, A.L. ; Beyrau, F.: High-speed planar thermometry and velocimetry using thermographic phosphor particles. In: *Applied Physics B: Lasers and Optics* 111 (2013), S. 155–160

[ACARE 2012] ACARE: Strategic Research & Innovation Agenda Volume 1 / Advisory Council for Aviation Research and Innovation in Europe. 2012. – http://www.acare4europe.com/sria

[Acharya u. a. 2001] Acharya, S. ; Tyagi, M. ; Hoda, A.: Flow and Heat Transfer Predictions for Film Cooling. In: *Annals of the New York Academy of Sciences* 934 (2001), S. 110–125

[Ahmed 2009] Ahmed, R.M.: Optical Study on Poly(methylmethacrylate)/Poly(vinylacetate) Blends. In: *International Journal of Photoenergy* 2009 (2009), S. ID 150389

[Aizawa u. a. 2006] Aizawa, H. ; Sekiguchi, M. ; Katsumata, T. ; Komuro, S. ; Morikawa, T.: Fabrication of ruby phosphor sheet for the fluorescence thermometer application. In: *Review of Scientific Instruments* 77 (2006), S. 044902

[Allison und Gillies 1997] Allison, S.W. ; Gillies, G.T.: Remote thermometry with thermographic phosphors: instrumentation and applications. In: *Review of Scientific Instruments* 68 (1997), Nr. 7, S. 2617–2650

[Ammari u. a. 1990] Ammari, H.D. ; Hay, N. ; Lampard, D.: The Effect of Density Ratio on the Heat Transfer Coefficient From a Film-Cooled Flat Plate. In: *Journal of Turbomachinery* 112 (1990), Nr. 3, S. 444–450

[Ammari u. a. 1991] Ammari, H.D. ; Hay, N. ; Lampard, D.: Effect of Acceleration on the Heat Transfer Coefficient on a Film-Cooled Surface. In: *Journal of Turbomachinery* 113 (1991), Nr. 3, S. 464–471

[Andrei u. a. 2012] Andrei, L. ; Andreini, A. ; Bianchini, C. ; Facchini, B.: Numerical benchmark of non-conventional RANS turbulence models for film and effusion cooling. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2012* Nr. GT2012-68794, 2012

[Andreini u. a. 2012] Andreini, A. ; Caciolli, G. ; Facchini, B. ; Tarchi, L. ; Coutandin, D. ; Peschiulli, A. ; Taddei, S.: Density ratio effects on the cooling performance of a combustor liner cooled by a combined slot/effusion system. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2012* Nr. GT2012-68263, 2012

[Andreopoulos und Rodi 1984] Andreopoulos, J. ; Rodi, W.: Experimental investigation of jets in a crossflow. In: *Journal of Fluid Mechanics* 138 (1984), S. 93–127

[Ansys 2013] ANSYS: *ANSYS Fluent Theory Guide - Release 15.0.* , 2013

[Atakan u. a. 2009] ATAKAN, B. ; ECKERT, C. ; PFLITSCH, C.: Light emitting diode excitation of Cr^{3+}:Al_2O_3 as thermographic phosphor: experiments and measurement strategy. In: *Measurement Science and Technologie* 20 (2009), S. 075304 (9pp)

[Bacci und Facchini 2007] BACCI, A. ; FACCHINI, B.: Turbulence modeling for the numerical simulation of film and effusion cooling flows. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2007* Nr. GT2007-27182, 2007

[Baldauf 2001] BALDAUF, S.: *Filmkühlung thermisch höchstbelasteter Oberflächen: Korrelation thermographischer Messungen*, Universität Karlsruhe, Dissertation, 2001

[Baldauf u. a. 2002a] BALDAUF, S. ; SCHEURLEN, M. ; SCHULZ, A. ; WITTIG, S.: Correlation of Film-Cooling Effectiveness From Thermographic Measurements at Enginelike Conditions. In: *Journal of Turbomachinery* 124 (2002), S. 686–698

[Baldauf u. a. 2002b] BALDAUF, S. ; SCHEURLEN, M. ; SCHULZ, A. ; WITTIG, S.: Heat Flux Reduction From Film Cooling and Correlation of Heat Transfer Coefficients From Thermographic Measurements at Enginelike Conditions. In: *Journal of Turbomachinery* 124 (2002), S. 699–709

[Baldauf u. a. 2001] BALDAUF, S. ; SCHULZ, A. ; WITTIG, S.: High-Resolution Measurements of Local Heat Transfer Coefficients From Discrete Hole Film Cooling. In: *Journal of Turbomachinery* 123 (2001), S. 749–757

[Barigozzi u. a. 2007] BARIGOZZI, G. ; FRANCHINI, G. ; PERDICHIZZI, A.: The Effect of an Upstream Ramp on Cylindrical and Fan-Shaped Hole Film Cooling - Part II: Adiabatic Effectiveness Results. In: *ASME Turbo Expo 2007: Power for Land, Sea and Air* Nr. GT2007-27079, 2007

[Bayerisches Laserzentrum 2013] BAYERISCHES LASERZENTRUM: *Laserstrahl - Homogenisierer mit Zusatzoptiken (Divergenizer und Objektiv), Seriennummer: 152D-12-007.* , 2013

[Behrendt u. a. 2014] BEHRENDT, T. ; RICHTER, T. ; SÖHNGEN, A.S.: Characterization of advanced combustor cooling concepts for metallic walls and oxide ceramic matrix composites in a reacting flow. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2014* Nr. GT2014-26909, 2014

[Bernsdorf u. a. 2006] BERNSDORF, S. ; ROSE, M.G. ; ABHARI, R.S.: Modeling of Film Cooling - Part I: Experimental Study of Flow Structure. In: *Journal of Turbomachinery* 128 (2006), S. 141–149

[Bernsdorf u. a. 2008] BERNSDORF, S. ; ROSE, M.G. ; ABHARI, R.S.: Experimental Validation of Quasisteady Assumption in Modeling of Unsteady Film-Cooling. In: *Journal of Turbomachinery* 130 (2008), S. 011022

[Bersch 2012] BERSCH, N.: Ermittlung thermodynamischer Kennwerte von Obomodulan 500, 502 und 1300 / Wehrwissenschaftliches Institut für Werk- und Betriebsstoffe. 2012 (R1/0000010544). – Forschungsbericht

[Blasse und Grabmaier 1994] Blasse, G. ; Grabmaier, B.C.: *Luminescent Materials.* Berlin, Heidelberg New, York : Springer, 1994

[Bogard und Thole 2006] Bogard, D.G. ; Thole, K.A.: Gas Turbine Film Cooling. In: *Journal of Propulsion and Power* 22 (2006), Nr. 2, S. 249–270

[Bons u. a. 1996] Bons, J.P. ; Rivir, R.B. ; Mac Arthur, C.D.: The Effect of high freestream Turbulence on Film Cooling Effectiveness / Wright Laboratory. 1996 (WL-TR-96-2097). – Forschungsbericht

[Bouguet 2013] Bouguet, J.-Y.: *Camera Calibration Toolbox for Matlab.* Dez 2013. – URL `http://www.vision.caltech.edu/bouguetj/calib_doc/`

[Boyd u. a. 2014] Boyd, E.J. ; McClintic, J.W. ; Chavez, K.F. ; Bogard, D.G.: Direct measurement of heat transfer coefficient augmentation at multiple density ratios. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2014* Nr. GT2014-27085, 2014

[Bruebach u. a. 2013] Bruebach, J. ; Pflitsch, C. ; Dreizler, A. ; Atakan, B.: On surface temperature measurements with thermographic phosphors: A review. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 39 (2013), S. 37–60

[Bunker 2002] Bunker, R.S.: Film Cooling Effectiveness due to Discrete Holes within a Transverse Surface Slot. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2002* Nr. GT-2002-30178, June 2002

[Bunker u. a. 2001] Bunker, R.S. ; Bailey, J.C. ; Lee, C.-P. ; Abuaf, N.: *Method for improving the cooling effectiveness of a geseous coolant stream, and related articles of manufacture. United States Patent - US 6,234,755.* 2001

[Burd und Simon 2000] Burd, S.W. ; Simon, T.W.: Effects of Hole Length, Supply Plenum Geometry, and Freestream Turbulence on Film Cooling Performance / NASA. 2000 (CR-2000-210336). – Forschungsbericht

[Chambers und Clarke 2009] Chambers, M.D. ; Clarke, D.R.: Doped Oxides for High-Temperature Luminescence and Lifetime Thermometry. In: *Annual Review of Materials Research* 39 (2009), S. 325–359

[Childs u. a. 2000] Childs, P.R.N. ; Greenwood, J.R. ; Long, C.A.: Review of temperature measurement. In: *Review of Scientific Instruments* 71 (2000), Nr. 8, S. 2959–2978

[Clarich u. a. 2004] Clarich, A. ; Rigoni, E. ; Poloni, C.: A new algorithm based on game theory for robust and fast multi-objective optimisation / ESTECO Ltd. 2004. – Forschungsbericht

[Coletti u. a. 2012] Coletti, F. ; Elkins, C.J. ; Eaton, J.K.: Three-dimensional velocity measurements of film cooling flow under favorable pressure gradient. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2012* Nr. GT2012-69402, 2012

[Davidson u. a. 2012] Davidson, F.T. ; Kistenmacher, D.A. ; Bogard, D.G.: Film cooling with a thermal barrier coating: Round holes, craters and trenches. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2012* Nr. GT2012-70029, 2012

[Deb u. a. 2000] DEB, K. ; AGRAWAL, S. ; PRATAP, A. ; MEYARIVAN, T.: A Fast Elitist Non-Dominated Sorting Generic Algorithm for Multi-Objective Optimization: NSGA-II / Indian Institute of Technology Kanpur. 2000 (KanGAL 200001). – Forschungsbericht

[Dhungel u. a. 2009] DHUNGEL, A. ; LU, Y. ; PHILLIPS, W. ; EKKAD, S.V. ; HEIDMANN, J.: Film Cooling From a Row of Holes Supplemented With Antivortex Holes. In: *Journal of Turbomachinery* 131 (2009), S. 021007

[Doerr 2010] DOERR, Th.: Introduction to Aero-Engine Gas Turbine Combustion. In: *VKI Lecture Series 2010-03: Combustion in Aero Engines*, 2010

[Dorrington u. a. 2007] DORRINGTON, J.R. ; BOGARD, D.G. ; BUNKER, R.S.: Film effectiveness performance for coolant holes embedded in various shallow trench and crater depressions. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2007* Nr. GT2007-27992. Montreal, 2007

[Eberly und Thole 2014] EBERLY, M.K. ; THOLE, K.A.: Time-Resolved Film-Cooling Flows at High and Low Density Ratios. In: *Journal of Turbomachinery* 136 (2014), S. 061003

[Eckert 1984] ECKERT, E.R.G.: Analysis of Film Cooling and Full-Coverage Film Cooling of Gas Turbine Blades. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 106 (1984), S. 206–213

[Eckert und Livingood 1954] ECKERT, E.R.G. ; LIVINGOOD, J.N.B.: Comparison of Effectiveness of Convection-, Transpiration-, and Film-Cooling Methods with Air as Coolant / NACA. 1954 (1182). – NACA Report

[Ekkad u. a. 1997] EKKAD, S.V. ; ZAPATA, D. ; HAN, J.C.: Heat Transfer Coefficients Over a Flat Surface With Air and CO_2 Injection Through Compound Angle Holes Using a Transient Liquid Crystal Image Method. In: *Journal of Turbomachinery* 119 (1997), S. 580–586

[Fond u. a. 2012] FOND, B. ; ABRAM, C. ; HEYES, A.L. ; KEMPF, A.M. ; BEYRAU, F.: Simultaneous temperature, mixture fraction and velocity imaging in turbulent flows using thermographic phosphor tracer particles. In: *Optical Express* 20 (2012), S. 22119

[Fric und Campbell 2002] FRIC, T.F. ; CAMPBELL, R.P.: *Method for improving the cooling effectiveness of a geseous coolant stream which flows through a substrate, and realted articles of manufacture. United States Patent - US 6,383,602.* 2002

[Fric und Roshko 1994] FRIC, T.F. ; ROSHKO, A.: Vortical structure in the wake of a transverse jet. In: *Journal of Fluid Mechanics* 279 (1994), S. 1–47

[Fuhrmann u. a. 2013] FUHRMANN, N. ; BRÜBACH, J. ; DREIZLER, A.: Phosphor thermometry: A comparison of the luminescence lifetime and the intensity ratio approach. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 34 (2013), S. 3611–3618

[Funazaki u. a. 2014] FUNAZAKI, K. ; NAKATA, R. ; KAWABATA, H. ; TAGAWA, H. ; HORIUCHI, Y.: Improvement of flat-plate film cooling performance by double flow control devices: Part I - Investigation on capability of a base-type device. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2014* Nr. GT2014-25751, 2014

[Garrett und Rosenberg 1974] Garrett, K.W. ; Rosenberg, H.M.: The thermal conductivity of epoxy-resin/powder composite materials. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 7 (1974), S. 1247–1258

[Gasser u. a. 2010] Gasser, A. ; Backes, G. ; Kelbassa, I. ; Weisheit, A. ; Wissenbach, K.: Laser Additive Manufacturing. In: *Laser Technik Journal* 7 (2010), S. 58–62

[Gerendás u. a. 2001] Gerendás, M. ; Höschler, K. ; Schilling, Th.: Development and Modeling of Angled Effusion Cooling for the BR715 Low Emission Staged Combustor Core Demonstrator. In: *RTO-MP-069*, 2001

[Gerold u. a. 2013] Gerold, J. ; Sander, T. ; Pfitzner, M.: Phasengekoppelte Konzentrationsmessung in einem transienten Gas-Freistrahl mittels laserinduzierter Fluoreszenz. In: *Fachtagung Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik.* München, 2013

[Glass und Kennedy 1977] Glass, M. ; Kennedy, I.M.: An Improved Seeding Method for High Temperature Laser Doppler Velocimetry. In: *Combustion and Flame* 29 (1977), S. 333–335

[Gleeson 2006] Gleeson, B.: Thermal Barrier Coatings for Aeroengine Applications. In: *Journal of Propulsion and Power* 22 (2006), S. 375–383

[Goldstein 1971] Goldstein, R. J.: Film Cooling. In: *Advances in Heat Transfer* 7 (1971), S. 321–379

[Greiner u. a. 2014] Greiner, N.J. ; Polanka, M.D. ; Rutledge, J.L.: Scaling of film cooling performance from ambient to engine temperatures. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2014*, 2014

[Gritsch 1998] Gritsch, M.: *Experimentelle Untersuchung zum aerothermischen Verhalten nicht-zylindrischer Filmkühlbohrungen*, Universität Karlsruhe (TH), Dissertation, 1998

[Gritsch u. a. 1999] Gritsch, M. ; Baldauf, S. ; Martiny, M. ; Schulz, A. ; Wittig, S.: The Superposition Approach to Local Heat Transfer Coefficients in High Density Ratio Film Cooling Flows. In: *International Gas Turbine & Aeroengine Congress & Exhibition Indianapolis* Nr. 99-GT-168 ASME (Veranst.), 1999

[Hakenesch 1999] Hakenesch, P.: Thin Layer Thermography - a new heat transfer measuremnt technique. In: *Experiments in Fluids* 26 (1999), S. 257–265

[Han u. a. 1999] Han, J.-C. ; Dutta, S. ; Ekkad, S.: *Gas Turbine Heat Transfer and Cooling Technology.* New York, London : Taylor & Francis, 1999

[Hartnett u. a. 1961] Hartnett, J.P. ; Birkebak, R.C. ; Eckert, E.R.G.: Velocity Distributions, Temperature Distributions, Effectiveness and Heat Transfer for Air Injected Through a Tangential Slot Into a Turbulent Boundary Layer. In: *Journal of Heat Transfer* 83 (1961), S. 293–305

[Heidmann und Ekkad 2007] HEIDMANN, J. ; EKKAD, S.: A novel anti-vortex turbine film cooling hole concept. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2007* Nr. GT2007-27528, 2007

[Hu u. a. 1997] HU, Y.L: ; ZHANG, Z.Y. ; GRATTAN, K.T.V. ; PALMER, A.W. ; MEGGITT, B.T.: Ruby-based decay-time thermometry: effect of probe size on extended measurement range (77-800 K). In: *Sensors and Actuators A: Physical* 63 (1997), S. 85–90

[Hyams und Leylek 2000] HYAMS, D.G. ; LEYLEK, J.H.: A Detailed Analysis of Film-Cooling Physics: Part III - Streamwise Injection With Shaped Holes. In: *Journal of Turbomachinery* 122 (2000), S. 122–132

[IATA 2011] IATA: Vision 2050 / International Air Transport Association. 2011. – Forschungsbericht

[ICAO 2008] ICAO: *ICAO Annex 16: Environmental Protection, Volume II - Aircraft Engine Emissions.* 2008

[ICAO 2014] ICAO: *Aircraft Engine Emissions Databank.* March 2014. – URL `http://easa.europa.eu/document-library/icao-aircraft-engine-emissions-databank`

[Issakhanian u. a. 2011] ISSAKHANIAN, E. ; ELKINS, C.J. ; EATON, J.K.: Magnetic resonance imaging studies of flow and mixing for single-hole film cooling. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2011* Nr. GT2011-45134, 2011

[Itzel 2009] ITZEL, G.M.: *Filmkühlung von Turbinenkomponenten. DE 10 2009 003 634.* 2009

[Jessen u. a. 2007] JESSEN, W. ; SCHRÖDER, W. ; KLAAS, M.: Evolution of jets effusing from inclined holes into crossflow. In: *International Journal of Heat and Fluid Flow* 28 (2007), S. 1312–1326

[Jia u. a. 2010] JIA, L. ; JING, R. ; HONGDE, J.: Film Cooling Performance of the embedded Holes in Trenches with Compound Angles. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2010* Nr. GT2010-22337, 2010

[Johnson u. a. 2014] JOHNSON, J.J. ; KING, P.I. ; CLARK, J.P. ; OOTEN, M.K.: Genetic Algorithm Optimization of a High-Pressure Turbine Vane Pressure Side Film Cooling Array. In: *Journal of Turbomachinery* 136 (2014), S. 011011

[Johnson u. a. 2011] JOHNSON, P.L. ; SHYAM, V. ; HAH, C.: Reynolds-Averaged Navier-Stokes Solutions to Flat Plate Film Cooling Scenarios / NASA. 2011 (2011-217025). – TM

[Kadotani und Goldstein 1979] KADOTANI, K. ; GOLDSTEIN, R.J.: Effect of Mainstream Variables on Jets Issuing from a Row of Inclined Round Holes. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 101 (1979), S. 298–304

[Kakade u. a. 2012] KAKADE, V.U. ; THORPE, S.J. ; GERENDÁS, M.: Effusion-cooling performance at gas turbine combustor representative flow conditions. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2012* Nr. GT2012-68115, 2012

[Kalghatgi und Acharya 2014a] Kalghatgi, P. ; Acharya, S.: Improved film cooling effectiveness with a round film cooling hole embedded in a contoured crater. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2014* Nr. GT2014-26600, 2014

[Kalghatgi und Acharya 2014b] Kalghatgi, P. ; Acharya, S.: Modal Analysis of Inclined Film Cooling Jet Flow. In: *Journal of Turbomachinery* 136 (2014), S. 081007

[Kaszeta und Simon 2000] Kaszeta, R.W. ; Simon, T.W.: Measurement of Eddy Diffusivity of Momentum in Film Cooling Flows With Streamwise Injection. In: *Journal of Turbomachinery* 122 (2000), S. 178–183

[Kays u. a. 2005] Kays, W.M. ; Crawford, M. E. ; Weigand, B.: *Convective Heat and Mass Transfer*. New York : McGraw-Hill, 2005

[Kelso u. a. 1996] Kelso, R.M. ; Lim, T.T. ; Perry, A.E.: An experimental study of round jets in cross-flow. In: *Journal of Fluid Mechanics* 306 (1996), S. 111–144

[Khalid und Kontis 2008] Khalid, A.H. ; Kontis, K.: Thermographic Phosphors for High Temperature Measurements: Principles, Current State of the Art and Recent Applications. In: *Sensors* 8 (2008), S. 5673–5744

[Kissel u. a. 2009] Kissel, T. ; Baum, E. ; Dreizler, A. ; Brübach, J.: Two-dimensional thermographic phosphor thermometry using a CMOS high speed camera system. In: *Applied Physics B: Laser and Optics* 96 (2009), S. 731–734

[Knappe 2013] Knappe, C.: *Phosphor Thermometry on Surfaces - A Study of its Methodology and its Practical Applications*, Lund University, Dissertation, 2013

[Kohli und Bogard 1998] Kohli, A. ; Bogard, D.G.: Effects of Very High Free-Stream Turbulence on the Jet-Mainstream Interaction in a Film Cooling Flow. In: *Journal of Turbomachinery* 120 (1998), S. 785–790

[Kohli und Bogard 2005] Kohli, A. ; Bogard, D.G.: Turbulent Transport in Film Cooling Flows. In: *Journal of Heat Transfer* 127 (2005), S. 513–520

[Konopka u. a. 2012] Konopka, M. ; Jessen, W. ; Meinke, M. ; Schroeder, W.: Large-Eddy Simulation of film cooling in an adverse pressure gradient flow. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2012* Nr. GT2012-69026, 2012

[Kröss 2011] Kröss, B.: *Filmkühluntersuchungen an Trenchkonfigurationen bei hohen Ausblaseraten*, Universität der Bundeswehr München, Dissertation, 2011

[Kröss und Pfitzner 2010] Kröss, B. ; Pfitzner, M.: Numerical and Experimental Investigation of the Film Cooling Effectiveness in a novel Trench Configuration. In: *ASME-ATI-UIT*, 2010

[Kröss und Pfitzner 2012] Kröss, B. ; Pfitzner, M.: Numerical and experimental investigation of the film cooling effectiveness and temperature field behind a novel trench configuration at high blowing ratio. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2012* Nr. GT2012-68125, 2012

[Kusterer u. a. 2010] KUSTERER, K. ; ELYAS, A. ; BOHN, D. ; SUGIMOTO, T. ; TANAKA, R. ; KAZARI, M.: Film Colling Effectiveness Comparison between Shaped- and Double Jet Film Cooling Holes in a Row Arrangement. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2010: Power for Land, Sea and Air* Nr. GT2010-22604, 2010

[Kusterer u. a. 2012] KUSTERER, K. ; TEKIN, N. ; BOHN, D. ; SUGIMOTO, T. ; TANAKA, R. ; KAZARI, M.: Experimental and numerical investigation of the Nekomimi film cooling technology. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2012* Nr. GT2012-68400, 2012

[Kusterer u. a. 2013] KUSTERER, K. ; TEKIN, N. ; REINERS, F. ; BOHN, D. ; SUGIMOTO, T. ; RYOZO, T. ; KAZARI, M.: Highest-efficient film cooling by improved Nekomimi film cooling holes - part 1: Ambient air flow conditions. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2013* Nr. GT2013-95027, 2013

[Kusterer u. a. 2014] KUSTERER, K. ; TEKIN, N. ; WÜLLNER, T. ; BOHN, D. ; SUGIMOTO, T. ; TANAKA, R. ; KAZARI, M.: Nekomimi film cooling holes configuration under conjugate heat transfer conditions. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2014* Nr. GT2014-25845, 2014

[Lakshminarayana 1996] LAKSHMINARAYANA, B.: *Fluid Dynamics and Heat Transfer of Turbomachinery.* John Wiley & Sons, Inc., 1996

[LaVision 2012] LAVISION: *FlowMaster Product-Manual for DaVis 8.1.* , 2012

[Lazik u. a. 2008] LAZIK, W. ; DOERR, Th. ; BAKE, S. ; BANK, R. v.d. ; RACKWITZ, L.: Development of Lean-Burn Low-NO_x Combustion Technology at Rolls-Royce Deutschland. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2008* Nr. GT2008-51115, 2008

[Lee u. a. 2011] LEE, C.-P. ; UM, J.Y. ; MUNSHI, M. ; ZUNIGA, H.A.: *Film cooled component wall in a turbine engine. Uited States Patent - US 2011/0305582.* 2011

[Lee u. a. 2012] LEE, K.-D. ; KIM, S.-M. ; KIM, K.-Y.: Numerical analysis of film-cooling performance and optimization for a novel shaped film-cooling hole. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2012* Nr. GT2012-68529, 2012

[Lefebvre und Ballal 2010] LEFEBVRE, A.H. ; BALLAL, D.R.: *Gas Turbine Combustion Alternative Fuels and Emissions.* Taylor & Francis, 2010

[Liess 1975] LIESS, C.: Experimental Investigation of Film Cooling With Ejection From a Row of Holes for the Application to Gas Turbine Blades. In: *Journal of Engineering for Power* 97 (1975), S. 21–27

[Liu u. a. 2010] LIU, J.S. ; MALAK, F.M. ; TAPIA, L.A. ; CRITES, D.C. ; RAMACHANDRAN, D. ; SRINIVASAN, B. ; MUTHIAH, G. ; VENKATARAMANAN, J.: Enhanced Film Cooling Effectiveness with new shaped holes. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2010* Nr. GT2010-22774, 2010

[Liu und Sullivan 2005] LIU, T. ; SULLIVAN, J.P.: *Pressure and Temperature Sensitive Paints.* Springer Berlin Heidelberg, 2005

[Lopez Pena und Arts 1992] Lopez Pena, F. ; Arts, T.: On the Development of a film cooling layer. In: *AGARD Symposium on Heat Transfer and Cooling in Gas Turbines* Nr. Paper 36, 1992 (AGARD CP 527 Paper 36)

[Lu u. a. 2009a] Lu, Y. ; Dhungel, A. ; Ekkad, S.V. ; Bunker, R.S.: Effect of Trench Width and Depth on Film Cooling From Cylindrical Holes Embedded in Trenches. In: *Journal of Turbomachinery* 131 (2009), Nr. 1, S. 011003

[Lu u. a. 2009b] Lu, Y. ; Dhungel, A. ; Ekkad, S.V. ; Bunker, R.S.: Film Cooling Measurements for Cratered Cylindrical Inclined Holes. In: *Journal of Turbomachinery* 131 (2009), S. 011005

[Lu u. a. 2005] Lu, Y. ; Nasir, H. ; Ekkad, S.: Film cooling from a row of holes embedded in transverse slots. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2005* Nr. GT2005-68598, 2005

[Mahesh 2013] Mahesh, K.: The Interaction of Jets with Crossflow. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 45 (2013), S. 379–407

[Martin und Thorpe 2012] Martin, D. ; Thorpe, S.J.: Experiments on combustor effusion cooling under conditions of very high free-stream turbulence. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2012* Nr. GT2012-68863, 2012

[Martin 1977] Martin, H.: Heat and Mass Transfer between Impinging Gas Jets and Solid Surfaces. In: *Advances in Heat Transfer* 13 (1977), S. 1–60

[Martiny 1998] Martiny, M.: *Wärmeübergang in effusionsgekühlten Flammrohrwänden*, Universität Karlsruhe, Dissertation, 1998

[Martiny u. a. 1996] Martiny, M. ; Schiele, R. ; Gritsch, M ; Schulz, A. ; Wittig, S.: In situ calibation for quantitative infrared thermography. In: *QIRT Eurotherm Series*, 1996

[McGovern und Leylek 2000] McGovern, K.T. ; Leylek, J.H.: A Detailed Analysis of Film Cooling Physics: Part II - Compound-Angle Injection With Cylindrical Holes. In: *Journal of Turbomachinery* 122 (2000), S. 113–121

[Moffat 1988] Moffat, R.J.: Describing the Uncertainties in Experimental Results. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 1 (1988), S. 3–17

[Muppidi und Mahesh 2008] Muppidi, S. ; Mahesh, K.: Direct numerical simulation of passive scalar transport in traverse jets. In: *Journal of Fluid Mechanics* 598 (2008), S. 335–360

[Na und Shih 2007] Na, S. ; Shih, T.I-P.: Increasing Adiabatic Film-Cooling Effectiveness by Using an Upstream Ramp. In: *Journal of Heat Transfer* 129 (2007), S. 464–471

[Nasir u. a. 2001] Nasir, H. ; Acharya, S. ; Ekkad, S.: Film cooling from a single row of cylindrical angled holes with triangular tabs having different orientations. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2001* Nr. 2001-GT-0124, 2001

[Ochs u. a. 2009] OCHS, M. ; HORBACH, T. ; SCHULZ, A. ; KOCH, R. ; BAUER, H.-J.: A novel calibration method for an infrared thermography system applied to heat transfer experiments. In: *Measurement Science and Technologie* 20 (2009), S. 1–9

[Oguntade u. a. 2013] OGUNTADE, H. ; ANDREWS, G. ; A.D., Burns. ; INGHAM, D. ; POURKASHANIAN, M.: Improved Trench Film Cooling With Shaped Trench Outlets. In: *Journal of Turbomachinery* 135 (2013), S. 021010– 1–10

[Okita und Nishiura 2007] OKITA, Y. ; NISHIURA, M.: Film Effectiveness Performance of an Arrowhead-Shaped Film-Cooling Hole Geometry. In: *Journal of Turbomachinery* 129 (2007), S. 331–339

[Pedersen u. a. 1977] PEDERSEN, D.R. ; ECKERT, E.R.G. ; GOLDSTEIN, R.J.: Film Cooling With Large Density Differences Between the Mainstream and the Secondary Fluid Measured by the Heat-Mass Transfer Analogy. In: *Journal of Heat Transfer* 99 (1977), S. 620–627

[Pietrzyk u. a. 1989] PIETRZYK, J.R. ; BOGARD, D.G. ; CRAWFORD, M. E.: Hydrodynamic Measurements of Jets in Crossflow for Gas Turbine Film Cooling Applications. In: *Journal of Turbomachinery* 111 (1989), S. 139–145

[Pope 2000] POPE, S.B.: *Turbulent Flows.* Cambrige University Press, 2000

[Raffel u. a. 2007] RAFFEL, M. ; WILLERT, C.E. ; WERELEY, S.T. ; KOMPENHANS, J.: *Particle Image Velocimetry - A Practical Guide.* Springer, 2007

[Renze u. a. 2008] RENZE, P. ; SCHRÖDER, W. ; MEINKE, M.: Large-eddy Simulation of Film Cooling Flows with Variable Density Jets. In: *Flow, Turbulence and Combustion* 80 (2008), S. 119–132

[Rigby und Heidmann 2008] RIGBY, D.L. ; HEIDMANN, J.D.: Improved Film Cooling Effectiveness by Placing a Vortex Generator Downstream of Each Hole. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2008: Power for Land, Sea and Air* Nr. GT2008-51361, 2008

[Sakai u. a. 2013] SAKAI, E. ; TAKAHASHI, T. ; AGATA, Y.: Experimental Study on Effects of Internal Ribs and Rear Bumps on Film Cooling Effectiveness. In: *Journal of Turbomachinery* 135 (2013), S. 031025

[Sargison u. a. 2002] SARGISON, J.E. ; GUO, S.M. ; OLDFIELD, M.L.G. ; LOCK, G.D. ; RAWLINSON, A.J.: A Converging Slot-Hole Film-Cooling Geometry - Part 1: Low-Speed Flat-Plate Heat Transfer and Loss. In: *Journal of Turbomachinery* 124 (2002), S. 453–460

[Saumweber 2005] SAUMWEBER, C.: *Filmkühlung thermisch hochbelasteter Gasturbinenschaufeln Möglichkeiten und Grenzen des Einsatzes von Diffusorbohrungen*, Universität Karlsruhe (TH), Dissertation, 2005

[Saumweber u. a. 2003] SAUMWEBER, C. ; SCHULZ, A. ; WITTIG, S.: Free-Stream Turbulence Effects on Film Cooling With Shaped Holes. In: *Journal of Turbomachinery* 125 (2003), S. 65–73

[Schmidt u. a. 1996] Schmidt, D. ; Sen, B. ; Bogard, D.: Film Cooling with Compound Angle Holes: Adiabatic Effectiveness. In: *Journal of Turbomachinery* 118 (1996), S. 807–813

[Schreivogel und Pfitzner 2015] Schreivogel, P. ; Pfitzner, M.: Optical convective heat transfer measurements using infrared thermography and frequency domain phosphor thermometry. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 82 (2015), S. 299–308

[Schulz u. a. 2000] Schulz, A. ; Wittig, S. ; Martiny, M.: Effusion cooled combustor liners of gas turbines - an assessment of the contributions of convective, impingement, and film cooling. In: *Symposium on Energy Engineering.* Hong Kong, 2000

[Schulz und Wurm 2010] Schulz, A. ; Wurm, B.: Heat Transfer and Cooling. In: *VKI Lecture Series 2010-03: Combustion in Aero Engines*, 2010

[Schulz u. a. 2012] Schulz, S. ; Maier, S. ; Bons, J.P.: An experimental investigation of an anti-vortex film cooling geometry under low and high tubulence conditions. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2012* Nr. GT2012-69237, 2012

[Seat u. a. 2002] Seat, H.C. ; Sharp, J.H. ; Zhang, Z.Y. ; Grattan, K.T.V.: Single-crystal ruby fiber temperature sensor. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 101 (2002), S. 24–29

[Sen u. a. 1996] Sen, B. ; Schmidt, D.L. ; Bogard, D.G.: Film Cooling With Compound Angle Holes: Heat Transfer. In: *Journal of Turbomachinery* 118 (1996), S. 800–806

[Sinha u. a. 1991] Sinha, A.K. ; Bogard, D.G. ; Crawford, M. E.: Film-Cooling Effectiveness Downstream of a Single Row of Holes With Variable Density Ratio. In: *Journal of Turbomachinery* 113 (1991), S. 442–449

[Smirnov u. a. 1961] Smirnov, V.A. ; Verevochkin, G.E. ; Badlick, P.M.: Heat transfer between a jet and a held plate normal to the flow. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 2 (1961), S. 1–7

[Su und Mungal 2004] Su, L.K. ; Mungal, M.G.: Simultaneous measurements of scalar and velocity field evolution in turbulent crossflowing jets. In: *Journal of Fluid Mechanics* 513 (2004), S. 1–45

[Thole u. a. 1998] Thole, K. ; Gritsch, M. ; Schulz, A. ; Wittig, S.: Flowfield Measurements for Film-Cooling Holes With Expandet Exits. In: *Journal of Turbomachinery* 120 (1998), S. 327

[Thole u. a. 1990] Thole, K.A. ; Sinha, A.K. ; Bogard, D.G. ; Crawford, M. E.: Mean temperature measurements of jets with a crossflow for gas turbine film cooling application. In: *Proceedings of the 3rd International Symposium on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery (ISROMAC-3).* Honolulu, 1990, S. 69–85

[Touloukian und DeWitt 1972] Touloukian, Y.S. ; DeWitt, D.P.: *Thermal radiative properties: nonmetallic solids.* New York : IFI/Plenum, 1972 (Thermophysical properties of matter, volume 8)

[Verstraete 2010a] VERSTRAETE, T.: Introduction to Optimization and Multidisciplinary Design. In: *Advanced Course on Turbines.* Von Karman Institute, 2010

[Verstraete 2010b] VERSTRAETE, T.: Multidisciplinary Optimization of Turbomachinery Components using Differential Evolution. In: *Advanced Course on Turbines.* Von Karman Institute, 2010

[Verstraete u. a. 2008] VERSTRAETE, T. ; AMARAI, S. ; VAN DEN BRAEMBUSSCHE, R. ; ARTS, T.: Design and optimization of the internal cooling channels of a HP turbine blade - Part II, optimization. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2008* Nr. GT2008-51080, 2008

[Veynante u. a. 1997] VEYNANTE, D. ; TROUVE, A. ; BRAY, K.N.C. ; MANTEL, T.: Gradient and counter-gradient scalar transport in turbulent premixed flames. In: *Journal of Fluid Mechanics* 332 (1997), S. 263–293

[Voisey und Clyne 2004] VOISEY, K.T. ; CLYNE, T.W.: Laser drilling of cooling holes through plasma sprayed thermal barrier coatings. In: *Surface and Coatings Technology* 176 (2004), S. 296–306

[Walters und Leylek 2000] WALTERS, D.K. ; LEYLEK, J.H.: A Detailed Analysis of Film-Cooling Physics: Part I - Streamwise Injection With Cylindrical Holes. In: *Journal of Turbomachinery* 122 (2000), S. 102–112

[Wright u. a. 2010] WRIGHT, L.M. ; MCCLAIN, S.T. ; CLEMENSON, M.D.: Effect of Freestream Turbulence Intensity on Film Cooling Jet Structure and Surface Effectiveness using PIV and PSP. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2010: Power for Land, Sea and Air* Nr. GT2010-23054, 2010

[Wurm u. a. 2014] WURM, B. ; SCHULZ, A. ; BAUER, H.-J. ; GERENDÁS, M.: Impact of swirl flow on the penetration behaviour and cooling performance of a starter cooling film in modern lean operating combustion chambers. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2014* Nr. GT2014-25520, 2014

[Zuniga und Kapat 2009] ZUNIGA, H.A. ; KAPAT, J.S.: Effect of Increasing Pitch-to-Diameter Ratio on the Film Cooling Effectiveness of Shaped and Cylindrical Holes Embedded in Trenches. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2009: Power for Land, Sea and Air* Nr. GT2009-60080, 2009