Experimentelle Untersuchung der Strömung und der Wärmeübertragung in 180°-Umlenkungen

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

Vorgelegt von

Dipl.-Phys. Detlef Pape

aus Paderborn

Hauptberichter:	Prof. Dr.-Ing. habil. Bernhard Weigand
Mitberichter:	Prof. Dr.-Ing. Peter Jeschke
Tag der mündlichen Prüfung:	14. November 2008

Institut für Thermodynamik der Luft- und Raumfahrt (ITLR)
der Universität Stuttgart
2009

D93

Vorwort

Diese Arbeit entstand in meiner Zeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Thermodynamik der Luft- und Raumfahrt der Universität Stuttgart (ITLR). Daher möchte ich mich hier besonders bei Prof. Dr.-Ing. habil. Bernhard Weigand für die Betreuung und Begleitung während der Arbeit bedanken, welcher mir diese Arbeit ermöglicht hat und mir jederzeit unterstützend zur Seite stand. Ebenfalls gilt mein ganz herzlicher Dank Prof. Dr.-Ing. Jens von Wolfersdorf für die vielen Diskussionen und Ratschläge zu den zahlreichen experimentellen Fragestellungen. Ebenso bedanke ich mich bei Prof. Dr.-Ing. Peter Jeschke für die Übernahme der Mitberichterstattung.

Gefördert wurde diese Arbeit im Rahmen des Förderprogramms AG Turbo II (Projekt 2.4.10A, Referenz: 0327091G). Hierfür möchte ich mich herzlich bei der AG Turbo, dem Bundesministerium für Wirtschaft und Arbeit (BMWA) und bei meinem Projektpartner der Alstom AG, namentlich bei Dr.-Ing. Martin Schnieder bedanken.

Da ohne die entsprechende numerische Unterstützung die Durchführung der Arbeit in dieser Form nicht möglich gewesen wäre, gilt mein ganz herzlicher Dank Dr.-Ing. Frank Graf, Dr.-Ing. Olaf Neumann und insbesondere Prof. Dr.-Ing. Hervé Jeanmart, der durch seine zahlreichen Untersuchungen und seine sorgfältige Arbeitsweise das Projekt besonders gefördert hat.

Für die experimentellen Arbeiten bedanke ich mich bei Dr.-Ing. Gregory Vogel für die Überlassung des Bildverarbeitungsprogramm DIPS, das die Grundlage für die weiteren Entwicklungen zur Auswertung von Wärmeübergangsmessungen bildete. Ebenso danke ich der mechanischen und elektrischen Werkstatt des ITLR, namentlich Herrn Heinz Maschke und Herrn Thomas Bertnik, für die vielen Arbeiten zum Auf- und Umbau der Prüfstände. Ein ganz besonderer Dank gilt dabei Herrn Harald Hettrich für die umfangreiche Unterstützung bei der Konstruktion. Danke sage ich auch meinen Studenten für ihre Unterstützung und Mitarbeit im Rahmen von Studienarbeiten oder als studentische Hilfskräfte. Und nicht zuletzt gilt allen Kollegen am ITLR mein ganz herzlicher Dank für die vielen Diskussionen und die gemeinsame Zeit während und nach der Arbeit, die die Zeit am ITLR so angenehm gemacht hat.

Für die Durchsicht der Arbeit und die vielen Verbesserungsvorschläge danke ich herzlich Dr.-Ing. Frank Graf, Dr.-Ing. Andrea Haasenritter und Frau Simone Hartmann.

Ein ganz besonderer Dank gilt dabei meiner Familie und besonders Mirjam für die Unterstützung und die Geduld, die mich während dieser Zeit immer wieder erneut motiviert haben.

Baden, im Mai 2009

Detlef Pape

Inhaltsverzeichnis

Symbolverzeichnis **IX**

Kurzzusammenfassung **XIII**

Abstract **XV**

1 Einführung **1**

1.1 Gasturbinenkühlung 1

1.2 Zielsetzung der Arbeit 2

2 Kühlungstechniken **5**

2.1 Grundlagen 6

2.1.1 Prinzip 6

2.1.2 Grenzschichten 8

2.1.3 Wärmeübergangszahl 10

2.1.4 Druckverlust 11

2.2 Kühlungstechniken in Gasturbinenschaufeln 12

2.3 Mehrkanal-Kühlsysteme 15

2.3.1 Rippen 16

2.3.2 Gerader Kanal 18

2.3.3 Umlenkung 21

3 Grundlagen der Wärmeübergangsmessung **25**

3.1 Stationäre Technik 27

3.1.1 Prinzip 27

3.1.2 Genauigkeit/Verluste 28

3.1.3 Einflüsse des Temperaturgradienten auf der Oberfläche 31

3.1.4 Einstellzeit des stationären Zustandes 33

3.2 Transiente Technik 35

3.2.1 Prinzip 35

3.2.2 Verlauf der Wandtemperatur 36

3.2.3 Messung der Fluidtemperatur 39

3.2.4 Abkühlzeit für wiederholte Messungen 45

3.3 Flüssigkristalle 47

3.3.1 Grundlagen 47

3.3.2 Anwendung zur Temperaturmessung 48

4 Verwendete Messtechnik 51

4.1 Versuchsaufbau 51
4.1.1 Mechanischer Aufbau 52
4.1.2 Versuchsmodell 53
4.1.3 Heizung 55
4.1.4 Durchflussmessung und -regelung 56
4.1.5 Vakuumsystem 57
4.2 Druckmessung 58
4.2.1 Druckmessgerät 58
4.2.2 Messpositionen 58
4.2.3 Bestimmung der Druckverlustkennwerte 59
4.3 Temperaturmessung 61
4.3.1 Fluidtemperatur 61
4.3.2 Oberflächentemperatur 64
4.3.3 Videosystem 65
4.4 Materialkonstanten und Stoffgrößen 66
4.5 Stationäre Methode 67
4.5.1 Messbereiche 68
4.5.2 Auswertung 69
4.6 Transiente Methode 70
4.6.1 Messbereiche 70
4.6.2 Durchführung 72
4.7 Fehler 73
4.7.1 Fehlerberechnung 73
4.7.2 Druckmessung 74
4.7.3 Stationäre Wärmeübergangsmessung 75
4.7.4 Transiente Wärmeübergangsmessung 76
4.7.5 Referenz Nusselt-Zahl gemäß Dittus-Boelter-Korrelation 78
4.7.6 Optimierung der Messparameter zur Minimierung des Gesamtfehlers 78
4.7.7 Angabe der Fehler für die Wärmeübergangsmessung 82

5 Ergebnisse der Druckverlustmessungen 85

5.1 Glatter Einlaufkanal 85
5.2 Berippter Einlaufkanal 85
5.3 Druckverlust in der Umlenkung 88

6 Ergebnisse der Wärmeübergangsmessungen **91**
6.1 Vergleich der Messverfahren . . . 91
6.1.1 Glatter Einlaufkanal . . . 92
6.1.2 Vergleich stationäre – transiente Methode . . . 94
6.1.3 Wärmeübergang auf der Rippe . . . 100
6.1.4 Kanalsymmetrie . . . 102
6.2 Einlauf . . . 104
6.2.1 Wärmeübergang . . . 104
6.2.2 Einfluss der Rippengeometrien . . . 106
6.2.3 Abhängigkeit Druck/Wärmeübergang . . . 108
6.2.4 Optimierte Rippengeometrie . . . 110
6.3 Umlenkung . . . 110
6.3.1 Detaillierter Wärmeübergang . . . 111
6.3.2 Einfluss der Rippen auf die Umlenkung (Modell $H/W = 4$) . . . 112
6.3.3 Mittlerer Wärmeübergang in der Umlenkung . . . 114
6.3.4 Mittlerer Wärmeübergang im Auslauf . . . 116
6.3.5 Abhängigkeit Druck/Wärmeübergang . . . 118

7 Optimierung der Umlenkung **121**
7.1 Variation des Abstandes Rückwand–Trennsteg (W_{el}/W) . . . 121
7.1.1 Druckverlust . . . 121
7.1.2 Wärmeübergang . . . 124
7.1.3 Optimierung des Abstandes W_{el} . . . 126
7.2 Rippen im Auslauf . . . 128
7.2.1 Wärmeübergang . . . 129
7.2.2 Druckverlust . . . 131
7.2.3 Kühleffektivität . . . 134

8 Zusammenfassung **137**

Literatur **139**

A Temperaturgradienten auf der Oberfläche **147**

B Fehler der impliziten Wärmeübergangsberechnung **153**
B.1 Temperatursprung . . . 153
B.2 Kontinuierlicher Temperaturverlauf . . . 154
B.3 Temperaturabfall der Fluidtemperatur . . . 157

Symbolverzeichnis

Lateinische Symbole

Symbol	Einheit	Bedeutung
a	$\mathrm{m^2/s}$	Temperaturleitfähigkeit ($\lambda/(\rho\, c)$)
A	$\mathrm{m^2}$	Fläche
b	$1/\mathrm{m}$	Verhältnis Wärmeübergang zur Wärmeleitfähigkeit (α/λ)
B		$\bar{\alpha}/h$
Bi		Biot-Zahl ($\alpha\, D_h/\lambda$)
c	$\mathrm{W/(m\,K)}$	Wärmekapazität
c_p	$\mathrm{W/(m\,K)}$	Wärmekapazität bei konstantem Druck
C_n		Eigenwerte
d	nm	Schichtabstand
D	m	Durchmesser
D_h	m	Hydraulischer Durchmesser
e	m	Rippenhöhe
f		Funktion
Gr_L		Grasshof-Zahl auf die Länge L bezogen ($\frac{2\,g\,\rho^2 L^3}{\mu^2}\frac{T_O - T_\infty}{T_O + T_\infty}$)
h	$\mathrm{W/(m^2\,K)}$	Globaler Wärmeübergangsparameter ($\int_{x'=0}^{x} \alpha\, T_B\, dx' / \int_{x'=0}^{x} T_B\, dx'$)
H	m	Kanalhöhe
$\vec{k}$	$1/\mathrm{m}$	Zu $\vec{x}$ zugehörige Variable im Fourierraum
K_1, K_2		Konstanten
L	m	Länge
m	kg	Masse
$\dot{m}$	kg/s	Massenstrom
n		Anzahl der Messwerte
Nu		Nusselt-Zahl ($\alpha\, D_h/\lambda$)
p	Pa	Druck
p^*		Normierter Druck ($p/(0,5\,\rho\,\bar{v}^2)$)
P	m	Rippenabstand
$P_{el.}$	W	Elektrische Leistung
Pr		Prandtl-Zahl ($\mu\, c_p/\lambda$)
$\dot{\vec{q}}$	$\mathrm{W/m^2}$	Wärmestromdichte
Q	J	Wärmemenge
$\dot{Q}$	W	Wärmestrom
r	m	Zylinderkoordinate in Radiusrichtung

Symbol	Einheit	Bedeutung
R	J/kg K	Spezifische Gaskonstante
Re		Reynolds-Zahl ($v\,\rho\,D_h/\mu$)
s		Größe generell
S		Größe aus der Menge $\{\beta'_h; \gamma; u\}$
t	s	Zeit
t^*	s	Retardierte Zeit ($t - x/v$)
T	K	Temperatur
T_p	K	Globale Wandtemperatur ($\int_{x'=0}^{x} \alpha\, T_W\, dx'/(h\,x)$)
$T_B = \overline{T}$	K	Massenstromgemittelte Temperatur
u	$1/\sqrt{\mathrm{s}}$	$U\,\sqrt{\lambda\,\rho\,c}/(\dot{m}\,c_p)$
U	m	Umfang
v	m/s	Geschwindigkeit
V	m^3	Volumen
W	m	Kanalbreite
W_{el}	m	Abstand Rückwand–Trennsteg
W_T	m	Breite Trennsteg
$\vec{x}$	m	Ortskoordinate
x, y, z	m	Kartesische Koordinaten

Griechische Symbole

Symbol	Einheit	Bedeutung
α	$\mathrm{W/(m^2\,K)}$	Wärmeübergangskoeffizient
β		$\alpha\,t/(\lambda\,\rho\,c)$
β'_h	$1/\sqrt{\mathrm{s}}$	$h/(\lambda\,\rho\,c)$
β_n		Eigenwerte
γ		Profilfaktor ($(T_B - T_p)/(T_m - T_p)$)
ζ		Widerstandsbeiwert ($(\Delta p/\Delta x)/(2\,\rho\,\bar{v}^2)\;D_h$)
η		Kühleffektivität
θ		Dimensionslose Temperatur ($(T - T_0)/(T_B - T_0)$)
λ	W/(m K)	Wärmeleitfähigkeit
μ	Pa s	Dynamische Viskosität
ν	nm	Wellenlänge
ρ	$\mathrm{kg/m^3}$	Dichte
σ		Standardabweichung
τ		Dimensionslose Zeit ($t\,a/L^2$)
φ	$^\circ$	Anstellwinkel der Rippen zur Strömung

Indizes:

Symbol	Bedeutung
0	Startzeitpunkt $t = 0$
a	Auslauf
c	Abkühlzeit
E	Umgebungsseite
e	Einlauf
$el.$	Elektrisch
F	Fluid
k	Konvektion
m	Messgröße
O	Oberfläche
pl	Wärmeströme parallel zur Oberfläche
$R1$, $R2$, $R3$	Strahlungsverluste
r	Statistische Fehler
S	Verluste in die Seitenwände
s	Systematische Fehler
W	Wand
verl.	Verluste
∞	Umgebung

Vorzeichen:

Symbol	Bedeutung
d	Infinitesimal
Δ	Differenz
δ	Fehler
∂	Partiell infinitesimal
$\widehat{s}$	Fouriertransformation der Größe s
$\overline{s}$	Mittelwert der Größe s
$< \ldots >$	Mittelwert diskreter Messwerte

Kurzzusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit werden die Strömung und der Wärmeübergang in Mehrkanalkühlsystemen mit 180°-Umlenkungen untersucht. Mehrkanalkühlsysteme sind eine wichtige Komponente für die Kühlung moderner Gasturbinenschaufeln und werden kontinuierlich in Richtung einer besseren Kühlwirkung und eines geringen Kühlluftverbrauchs optimiert. Für eine weitere Optimierung des Systems ist ein genaues Verständnis der verschiedenen Kühlmechanismen entscheidend. In dieser Arbeit wird daher der Einfluss der verschiedenen Komponenten des Kühlsystems auf die Strömung und den Wärmeübergang detailliert untersucht. Insbesondere werden die Geometrie der Umlenkung und der Einfluss verschiedener Rippenkonfigurationen zur Steigerung des Wärmeübergangs betrachtet. Neben der Optimierung des Kühlsystems liegt dabei ein weiterer Schwerpunkt auf der Analyse und Weiterentwicklung entsprechender Messverfahren für die Untersuchungen.

Zur Vorbereitung der Messungen werden verschiedene zweidimensionale Verfahren zur Messung des Wärmeübergangs evaluiert, die stationäre und die transiente Flüssigkristallmethode. Beide Methoden sind gut für die Messung des Wärmeübergangs geeignet, wobei ihre jeweiligen thermischen Randbedingungen für das Ergebnis zu berücksichtigen sind. Für die nachfolgenden Untersuchungen hat sich die transiente Methode aufgrund ihrer besonders für komplexe Geometrien einfacheren Anwendbarkeit als geeigneter erwiesen. Bei dieser Methode stellt die Bestimmung der charakteristischen Fluidtemperatur, der massenstromgemittelten Temperatur, eine Einschränkung der erreichbaren Genauigkeit dar. Die massenstromgemittelte Temperatur ist experimentell nur schwer zugänglich. Durch eine geeignete Kombination aus einem analytischen Modell zur Beschreibung des Temperaturverlaufs, numerischen Untersuchungen und Temperaturmessungen an verschiedenen Positionen im Kanal ist eine Bestimmung der massenstromgemittelten Temperatur für jede Position innerhalb der geraden Abschnitte möglich geworden. Dies hat die erzielbare Genauigkeit der transienten Methode zur Wärmeübergangsmessung deutlich gesteigert.

Für die Analyse und Optimierung der Mehrkanalkühlsysteme wird der Einfluss der verschiedenen Geometrieparameter auf die einzelnen Komponenten als auch auf das Gesamtsystem der Kühlkanalanordnung untersucht. Für eine bessere Ausnutzung der Kühlluft wird in modernen Kühlsystemen die Länge des Kanalsystems durch das Hinzufügen weiterer Kanalabschnitte kontinuierlich verlängert, was zu immer schmaleren Kanälen führt. Daher werden in dieser Arbeit besonders schmale Kanäle mit einem Höhen-zu-Breiten-Verhältnis von $H/W = 4$ untersucht und ihre Besonderheiten gegenüber konventionellen Systemen betrachtet. Für den Vergleich mit konventionellen Systemen dient als Basis eine Geometrie mit $H/W = 0,5$.

Einen weiteren großen Einfluss auf den Wärmeübergang hat der Einbau von Rippen in dem Kanalsystem. Insbesondere in den geraden Kanalabschnitten werden diese zur

Steigerung des dort allgemein niedrigen Wärmeübergangs eingesetzt. Ihr Einfluss auf den geraden Kanalabschnitt als auch auf das Gesamtsystem wird hier daher für verschiedene Rippenhöhen ($e/H = 0,05$ und $0,1$) sowie für unterschiedliche Anstellwinkel zur Strömung ($\varphi = 45°$ und $60°$) untersucht. Ein besonderes Augenmerk gilt der Wechselwirkung der Rippen im geraden Kanalabschnitt mit der Strömung und dem Wärmeübergang in der Umlenkung. Hierbei haben sich einige Besonderheiten gegenüber den bisherigen Systemen mit breiten Querschnitten gezeigt. Vor allem die Rippenhöhe kann in diesen Kanälen nicht beliebig zur Erhöhung des Wärmeübergangs gesteigert werden.

Aufbauend auf den Untersuchungen der verschiedenen grundlegenden Konfigurationen wird in einem weiteren Schritt gezielt die Umlenkung optimiert. Für die verschiedenen sich als optimal herausgestellten Basiskonfigurationen wird hierzu einerseits der Abstand der Umlenkung ($W_{el} = 0,5 - 3,7$) variiert als auch die Zahl der Rippen im Auslaufbereich reduziert. Hierdurch lässt sich der Druckverlust in der Umlenkung bei vergleichbarem Wärmeübergang deutlich verringern. Des Weiteren werden aus diesen Untersuchungen entsprechende Berechnungsverfahren für den Druckverlust und den Wärmeübergang der einzelnen Komponenten eines Mehrkanalkühlsystems entwickelt. Mit Hilfe dieser Berechnungsverfahren kann damit das Kühlsystem gezielt an unterschiedliche Anforderungen in einer Gasturbinenschaufel angepasst und optimiert werden.

Abstract

The cooling of gas turbine airfoils is an important factor in the development of modern gas turbines. Different cooling systems are used for reducing the thermal load on the turbine blades. Multi-pass cooling channels are a main part of these cooling systems and are continuously improved for a better cooling with a lower cooling fluid consumption. For a better use of the cooling fluid the length of the multi-pass cooling channel is extended by adding additional channels to the system. This results in a higher number of channels in the same area and the width of the channels has thus to be reduced. For these channels only few experiences exist and detailed examinations have to be done.

In the present study two-pass cooling channels were therefore investigated with a high aspect ratio (height H to width W) of $H/W = 4$ and compared to cooling channels with a wider cross section of $H/W = 0,5$. For these investigations the heat transfer and pressure loss in the whole system was examined consisting of the inlet and outlet channel and the bend region connecting these two channels. Also the influence of different ribs was investigated on the flow and the heat transfer in the system.

Another aspect of the work was the analysis and optimisation of the measurement techniques to gain a high accuracy for investigations of cooling systems. For this analysis different two-dimensional methods for the heat transfer measurement were evaluated, the steady state and the transient liquid crystal method. Their applicability was investigated and compared with results from literature. Both methods deliver high quality heat transfer results, where their individual boundary conditions have to be considered for the interpretation of their results. For the present work the transient liquid crystal method showed the better suitability and was used in the former investigations. Limitations for the accuracy of the transient liquid crystal method are the measurement of the characteristic fluid temperature, the bulk temperature. These limitations were overcome by the use of a combination of an analytical model for the fluid temperature distribution, numerical calculations and temperature measurements at multiple positions in the channel. By this technique the bulk temperature can be calculated at any position in the straight sections and the accuracy of the transient method is raised.

For investigating the basic configurations of the cooling system setups were built up of the small and wide channel geometries and analysed for their performance in respect to the heat transfer and pressure loss. The investigations were done without and with ribs in different rib configurations in the straight sections of the channel system. The ribs were thereby varied in their heights ($e/H = 0,05$ and $0,1$) as well as in their inclination angle to the flow ($\varphi = 45°$ and $60°$). Special attention was also drawn on the interactions of the ribs in the straight sections with the flow and the heat transfer in the bend region. Out of these investigations some specialities of the high aspect channels showed up compared to

the conventional wide channel systems. Especially the rib height could not be continuously raised to gain higher heat transfer and a lower rib height was found as an optimum.

Finally the bend region was especially optimised based on the investigations of the basic cooling system configurations. For the configurations, which showed the best performance in the previous investigations, the width of the bend was varied ($W_{el} = 0.5 \ldots 3.7$) and also the number of ribs in the outlet of the bend was reduced. By these variations the pressure loss of the bend could be substantially decreased while the heat transfer remains mainly stable. In addition calculation tools could be developed out of these investigations, with which the heat transfer and the pressure loss can be predicted for different channel configurations. By the help of these calculations tools multi-pass cooling systems and especially their bend regions can thus be adapted and optimised for different requirements in a gas turbine cooling system.

1 Einführung

1.1 Gasturbinenkühlung

Gasturbinen werden heute in vielen Bereichen zur Umwandlung und Bereitstellung von Energie eingesetzt. Sie wandeln thermische Energie in für den nachfolgenden Prozess nutzbare mechanische oder elektrische Energie um. Die thermische Energie wird dabei im Allgemeinen durch die Verbrennung fossiler Brennstoffe erzeugt. Die Anwendungsgebiete von Gasturbinen umfassen sowohl die Erzeugung elektrischer Energie in Kraftwerken und Industrieanlagen als auch die Bereitstellung mechanischer Antriebsenergie für Flugzeuge und Schiffe.

Durch ihre weite Verbreitung und die wachsende Bedeutung einer sparsamen Energienutzung ist ein effizienter Betrieb der Gasturbinen sehr wichtig. Der Einsatz fossiler Brennstoffe führt zudem zu einem hohen Ausstoß von CO_2 und weiterer Schadstoffe, welche einen negativen Einfluss auf die Umwelt und die aktuelle Klimaveränderung haben. Neben dem Ausstoß von CO_2 ist hierbei besonders die Produktion von Stickoxiden im Verbrennungsprozess von Bedeutung. Das Ziel bei der Entwicklung moderner Gasturbinen ist daher eine kontinuierliche Steigerung ihres Wirkungsgrades zur effizienten Nutzung des eingesetzten Brennstoffs. Hierdurch werden die Betriebskosten sowie der CO_2-Ausstoß gesenkt. Zusätzlich soll der Ausstoß weiterer Schadstoffe, insbesondere der Stickoxide, zur Erfüllung immer strengerer gesetzlicher Auflagen reduziert werden.

In einer Gasturbine wird Luft aus der Umgebung angesaugt und über einen Verdichter komprimiert. Die verdichtete Luft wird der Brennkammer zugeführt und mit dem Brennstoff gemischt. Dieses Gemisch wird dort unter hohen Temperaturen verbrannt und tritt anschließend mit hoher Geschwindigkeit in die nachfolgende Turbine ein. In der Turbine wird diese Strömungsenergie in Rotationsenergie der Welle umgewandelt, welche für die Verdichtung der Luft im Kompressor und für die Erzeugung elektrischer Energie in einem Generator verwendet wird.

Zur Steigerung des thermischen Wirkungsgrades dieses Prozesses wird die Turbineneintrittstemperatur kontinuierlich erhöht, welches unmittelbar zu einer zusätzlichen thermischen Belastung der Bauteile im Heißgasbereich führt. Gleichzeitig ist es für die Reduzierung des Stickoxidausstoßes erforderlich, die Maximaltemperaturen innerhalb der Gasturbine zu senken. Zusammen mit der Temperaturerhöhung für die Wirkungsgradsteigerung ist dies nur durch ein deutlich homogeneres Temperaturprofil möglich. In den bisherigen Temperaturprofilen sind die Temperaturen in den wandnahen Bereichen niedrig gehalten worden, um die thermische Belastung der Wände zu reduzieren. Bei einer gleichen mittleren Temperatur resultiert dies in sehr hohen Temperaturen in der Strömungsmitte. Um

diese hohen Maximaltemperaturen für eine Reduzierung des Stickoxidausstoßes zu senken und gleichzeitig die mittlere Temperatur zu erhöhen, müssen daher die Temperaturen in den wandnahen Bereichen deutlich angehoben werden. Die thermische Belastung für die bereits hoch belasteten Bauteile steigt dadurch überproportional an. Um die erforderliche Lebensdauer dieser Bauteile zu gewährleisten, ist daher eine entsprechende Kühlung der Bauteile unerlässlich.

Durch die Kühlung wird der Hauptströmung Wärme entzogen, so dass der Gesamtwirkungsgrad des Systems sinkt. Bereits heute werden große Anteile der Luft aus dem Verdichter für Kühlungszwecke verwendet. Die Entwicklung einer effizienten Kühlung ist daher von großer Bedeutung für moderne Gasturbinen.

Besonders hoch belastete Bauteile sind die Gasturbinenschaufeln, welche sich hinter der Brennkammer in der Heißgasströmung befinden und damit direkt den hohen Temperaturen dieser Strömung ausgesetzt sind. Diese werden bereits heute durch aufwändige interne und externe Kühlsysteme gekühlt. Zum Einen werden hier die sehr hoch belasteten Bereiche der Schaufel durch spezielle Kühlverfahren gezielt gekühlt und zum Anderen die Wärme allgemein durch großräumigere Kühlelemente, wie Mehrkanal-Kühlsysteme, aus dem Schaufelmittenbereich abgeführt. Diese Kühlverfahren müssen kontinuierlich weiterentwickelt werden, um die steigenden Anforderungen zu erfüllen. Dabei soll, neben der Erhöhung der Kühlleistung, die benötigte Kühlluftmenge reduziert werden. Für die Mehrkanal-Kühlsysteme geht daher der Trend zu einer fortgesetzten Steigerung der Zahl der Kühlkanäle, um den Strömungsweg weiter zu verlängern. Hierdurch kann das Kühlmedium länger im Kühlsystem gehalten und so möglichst effizient genutzt werden.

Die Strömungs- und Wärmeübertragungsprozesse innerhalb der einzelnen Kühlelemente sind dabei sehr komplex. Für eine weitere Optimierung der Kühlsysteme ist daher ein genaues Verständnis dieser Prozesse wichtig. Die hierfür eingesetzten Untersuchungsmethoden müssen daher ebenso kontinuierlich weiterentwickelt werden.

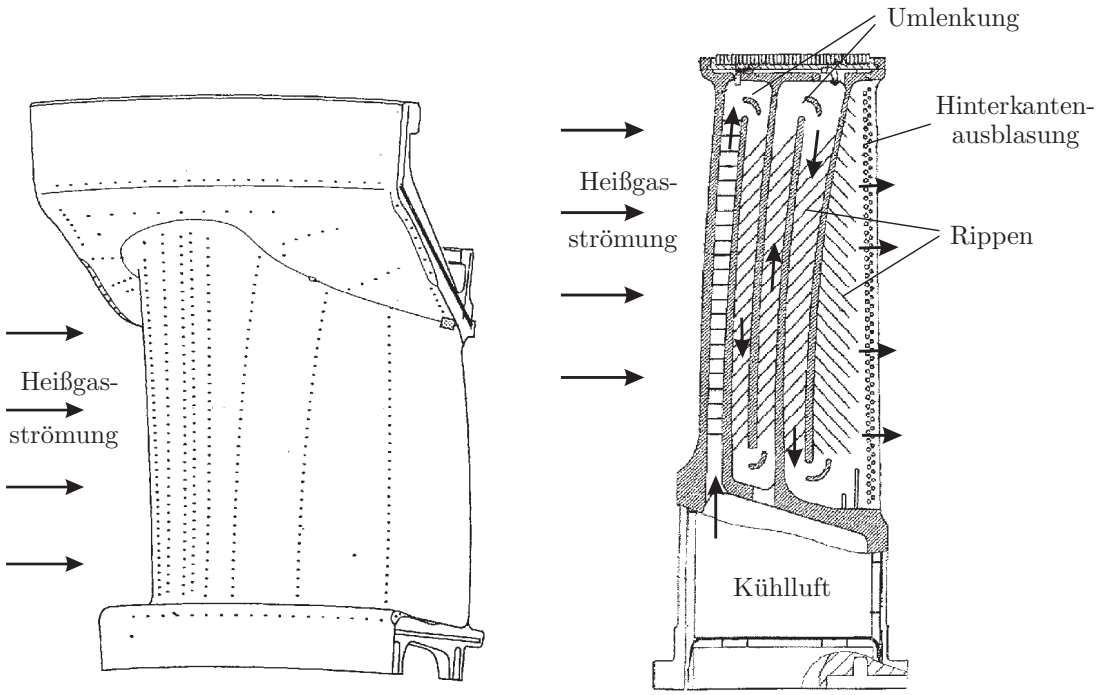
1.2 Zielsetzung der Arbeit

Das Ziel dieser Arbeit ist, diese Mehrkanal-Kühlsysteme detailliert experimentell zu untersuchen, um die einzelnen Prozesse in ihrem Inneren besser zu verstehen und hiermit anschließend die Kühlwirkung und -effizienz der Systeme zu steigern. Darüber hinaus sollen dabei aber auch die Methoden zur Untersuchung der Strömung und des Wärmeübergangs optimiert und entsprechende Werkzeuge zur Verfügung gestellt werden, welche insbesondere eine detaillierte flächige Vermessung des Wärmeübergangs mit hoher Genauigkeit ermöglichen.

Für die Weiterentwicklung der Untersuchungsmethoden werden daher zunächst verschiedene Verfahren für die Messung des Wärmeübergangs betrachtet. Es werden ihre Eigenschaften und Einschränkungen untersucht und die Verfahren für die Anwendung in einem Mehrkanal-Kühlsystem optimiert. Ein besonderes Augenmerk wird dabei auf die transiente Flüssigkristall-Methode gelegt, die sich als sehr vorteilhaft für eine großflächige Vermessung des Wärmeübergangs mit hoher lokaler Auflösung zeigt und für die weiteren Untersuchungen verwendet werden soll.

Die anschließende Untersuchung und Optimierung der Mehrkanal-Kühlsysteme von Gasturbinenschaufeln konzentriert sich dabei besonders auf Kühlsysteme mit schmalen Kanalquerschnitten, welche ein großes Höhen-zu-Breiten-Verhältnis aufweisen. Diese schmalen Querschnitte werden erforderlich, um die kontinuierlich steigende Zahl der Kühlkanäle in dem beschränkten Raum innerhalb der Schaufel einzupassen. Auch nimmt durch die Steigerung der Zahl der Kanäle die Zahl der Umlenkungen zu, so dass deren Bedeutung für das Gesamtsystem steigt. Für diese Kanalform und insbesondere für die Umlenkung existieren bisher wenige oder keine Untersuchungen. Daher wird hier speziell ein Zweikanal-Kühlsystem mit einem Höhen H zu Breiten W Verhältnis von $H/W = 4$ untersucht. Zum Vergleich wird dieses System mit einem Zweikanal-Kühlsystem mit einem breiten Querschnitt von $H/W = 0,5$ verglichen.

Für dieses schmale Zweikanalsystem sollen sowohl die geraden Kanalabschnitte als auch in einem zweiten Schritt die Umlenkung hinsichtlich eines hohen Wärmeübergangs und niedrigen Druckverlustes optimiert werden.



(a) Äußere Ansicht **(b)** Schnitt durch das Kühlsystem

Abbildung 1: Abbildung einer Gasturbinenschaufel und des internen Kühlsystems ([5, 66])

2 Kühlungstechniken

An die Kühlung von Gasturbinenschaufeln werden aufgrund der starken thermischen Belastung hohe Anforderungen gestellt, welche ein aufwändiges Kühlsystem innerhalb der Schaufel erforderlich machen. Solch ein Kühlsystem einer Gasturbinenschaufel und verschiedene Kühlverfahren, wie sie in einer Gasturbinenschaufel eingesetzt werden, sind in Abbildung 1 im Querschnitt dargestellt. Das Kühlkonzept muss alle Bereiche der Schaufel entsprechend ihrer Belastung kühlen und sich gleichzeitig in die Schaufelgeometrie einpassen. Insbesondere die Vorder- und Hinterkante sowie die Spitze der Schaufel sind sehr stark belastet und müssen speziell gekühlt werden. Im mittleren Bereich ist ein Mehrkanal-Kühlsystem eingesetzt, welches durch mehrere Windungen des Kanals das Kühlmedium möglichst effizient ausnützt.

Die einzelnen Kühlverfahren werden im folgenden Kapitel näher beschrieben. Dabei werden besonders die Mehrkanal-Kühlsysteme betrachtet, welche in der weiteren Arbeit untersucht werden, und ihre verschiedenen Kühlelemente berücksichtigt. Zunächst wird aber das generelle Prinzip der Kühlung und des Wärmeübergangs in Kühlkanälen behandelt und die Form der Strömung und der Wärmeübertragung in einem Kühlkanalabschnitt beschrieben. Hierbei werden die für die Auslegung des Systems wichtigen Parameter, wie der Wärmeübergang, Widerstandsbeiwert, etc. eingeführt.

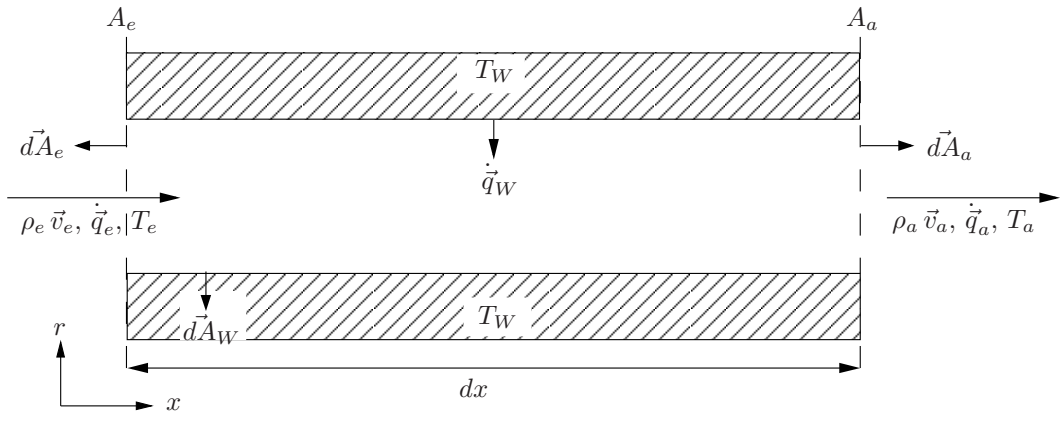


Abbildung 2: Wärmeströme in einem Abschnitt eines Kühlkanals

2.1 Grundlagen

2.1.1 Prinzip

Die Kühlung in einer Gasturbinenschaufel, oder allgemein in einem internen Kühlsystem, kann modellhaft durch ein System, wie in Abbildung 2 dargestellt, beschrieben werden. Das Kühlmedium wird in Kühlkanälen durch die Schaufel geführt und nimmt dabei durch den Temperaturunterschied zwischen Schaufel und Kühlmedium die Wärme aus dem Schaufelmaterial auf. Hierbei heizt sich das Kühlmedium auf. Es wird daher am Ende des Prozesses in einem entsprechenden Kühlaggregat abgekühlt und erneut dem Kühlsystem zugeführt oder, wie allgemein in einer Turbinenschaufel, in die Heißgasströmung ausgeblasen. Bei dem Kühlmedium kann es sich dabei sowohl um eine Flüssigkeit als auch um ein Gas handeln. Sie unterscheiden sich nur hinsichtlich ihrer Stoffparameter; nicht aber durch ihr prinzipielles Verhalten. Daher werden diese im Weiteren zusammenfassend als Fluid bezeichnet.

In Abbildung 2 ist ein Abschnitt solch eines Kühlkanals dargestellt. Der Kühlmassenstrom $\dot{m}_e = \int\limits_{A_e} \rho_e\,\vec{v}_e \cdot d\vec{A}_e$ tritt mit der Temperaturverteilung $T_e(x,r)$ in den Abschnitt ein, nimmt an den Seitenwänden Wärme aus diesen auf und verlässt den Kühlkanalabschnitt mit der Temperaturverteilung $T_a(x+dx,r)$. ρ und v sind dabei die Dichte und die Geschwindigkeit der Strömung am Ort (x,r). Der Kühlmassenstrom wird hier als konstant angenommen und somit gilt $\dot{m}_e = \dot{m}_a = \dot{m}$. Besondere Kühlungen, bei denen ein Teil des Kühlmediums durch die Seitenwand strömt, wie z.B. bei der Effusionskühlung, werden hier nicht betrachtet. Beim Durchströmen dieses Abschnittes nimmt das Kühlmedium pro Zeit den Wärmestrom $\dot{Q}_W = \int\limits_{A_W} \dot{\vec{q}}_W \cdot d\vec{A}_W$ aus der Seitenwand auf und kühlt diese hierdurch ab. Der abgegebene Wärmestrom $\dot{Q}_W$ wird dabei durch die Temperaturdifferenz

zwischen der Wand und den wandnahen Fluidschichten bestimmt und ist in erster Näherung proportional zu dieser Temperaturdifferenz. Für die lokale Wärmestromdichte $\dot{\vec{q}}_W$ gilt somit $\dot{q}_W \sim (T_W - T_F)$. Dieser Zusammenhang ist entscheidend für die Kühlwirkung des Kühlsystems und wird noch in den folgenden Abschnitten näher untersucht.

Durch den Temperaturunterschied zwischen Wand und Fluid und durch die komplexen Strömungsstrukturen ist die Temperaturverteilung in der Strömung nicht homogen und somit der aus der Wand in die Strömung fließende Wärmestrom stark von den lokalen Temperaturen abhängig. Um die Gesamtwirkung des Kühlsystems zu beschreiben ist aber die Verwendung globaler Größen hilfreich. Hierzu kann aus der Energiebilanz für das System $\dot{Q}_W = \dot{Q}_a - \dot{Q}_e$ der abgegebene Wärmestrom bestimmt werden zu

$$\dot{Q}_W = \int\limits_{A_W} \dot{\vec{q}}_W \cdot d\vec{A}_W = \int\limits_{A_a} \rho_a\, \vec{v}_a\, c_p\, T(x+dx,r) \cdot d\vec{A}_a - \int\limits_{A_e} \rho_e\, \vec{v}_e\, c_p\, T(x,r) \cdot d\vec{A}_e. \tag{2.1}$$

Bezieht man diese nun auf den eingesetzten Massenstrom $\dot{m}$, so ergibt sich der abgegebene Wärmestrom relativ zum durchströmenden Massenfluss zu

$$\frac{\dot{Q}_W}{\dot{m}} = \underbrace{\frac{\int_{A_a} \rho_a\, \vec{v}_a\, c_p\, T(x+dx,r) \cdot d\vec{A}_a}{\int_{A_a} \rho_a\, \vec{v}_a \cdot d\vec{A}_a}}_{=c_p\, T_{B,a}} - \underbrace{\frac{\int_{A_e} \rho_e\, \vec{v}_e\, c_p\, T(x,r) \cdot d\vec{A}_e}{\int_{A_e} \rho_e\, \vec{v}_e \cdot d\vec{A}_e}}_{=c_p\, T_{B,e}} \tag{2.2}$$

Die spezifische Wärmekapazität c_p kann dabei häufig als über den Querschnitt konstant betrachtet werden. Durch Einführung der massenstromgemittelten Temperatur

$$T_B = \frac{\int_A \rho\, \vec{v}\, T \cdot d\vec{A}}{\int_A \rho\, \vec{v} \cdot d\vec{A}} \tag{2.3}$$

lässt sich nun der in die Strömung abgegebene Wärmestrom mit Hilfe globaler Größen analog zur statischen Gleichung ($Q = m\, c_p\, \Delta T$) ausdrücken als

$$\dot{Q}_W = \dot{m}\, c_p\, (T_{B,a} - T_{B,e})\,. \tag{2.4}$$

Für die globale Beschreibung des Energieaustausches und der Wärmeübergänge in einem Kühlkanal ist somit die massenstromgemittelte Temperatur T_B analog zu Gleichung (2.3) die charakteristische Temperatur, welche den Energieinhalt für eine Kanalströmung korrekt beschreibt. Sie ist experimentell nur sehr schwierig zu bestimmen, da hier die Temperaturen nur lokal gemessen werden können. In Abschnitt 3.2.3 wird daher speziell auf die Bestimmung dieser Temperatur bei der Messung des Wärmeübergangs eingegangen.

Die vom Kühlmedium aus der Wand aufgenommene Wärme lässt sich somit mit Hilfe der Größen Massenstrom, Wandtemperatur und der massenstromgemittelten Fluidtemperatur sowie dem Wärmeübergang von der Seitenwand in die Strömung beschreiben. Die ersten drei Größen sind vom System gegeben bzw. sollen soweit wie möglich reduziert werden. Daher ist für die Optimierung des Wirkungsgrades des Kühlsystems der Wärmeübergang die entscheidende Größe, welche nun in den folgenden Abschnitten näher untersucht wird.

2.1.2 Grenzschichten

Die Größe der Wärmemenge, die aus der Wand in die Strömung übertragen wird, wird zum einen durch die Temperaturdifferenz zwischen Wand und Strömung und zum anderen durch die Strömungsstruktur vor allem in Wandnähe bestimmt. Tritt das Kühlmedium in den Kühlkanal ein, so ergibt sich im Allgemeinen aufgrund der hohen Strömungsgeschwindigkeiten und der Abmessungen eine turbulente Strömung im Kühlkanal. Diese Strömung wird durch die Wände beeinflusst. Dabei bilden sich Grenzschichten aus, in welchen der Übergang von dem an der Wand haftenden Fluid in die Hauptströmung erfolgt. Direkt an der Wand haftet die Strömung. Aufbauend auf dieser untersten Strömungsschicht wächst die Grenzschicht kontinuierlich an. Abhängig von den Einlaufbedingungen entsteht in der Regel zunächst eine laminare Grenzschicht, die mit fortschreitendem Abstand anwächst und nach dem Erreichen einer spezifischen Reynolds-Zahl in eine turbulente Grenzschicht umschlägt. Der Punkt, an welchem der Umschlag stattfindet, wird sehr stark durch die äußeren Bedingungen, wie dem Verlauf der Strömungsgeschwindigkeit, der Oberflächenbeschaffenheit und der Turbulenz der Hauptströmung bestimmt. Im Übergang von laminarer zu turbulenter Grenzschicht ergibt sich zudem ein Übergangsgebiet mit einem Mischzustand aus laminaren und turbulenten Strukturen. Details zum Aufbau und der Entwicklung von Grenzschichten sind in [53, 76] zu finden.

In Abbildung 3 ist solch eine typische Entwicklung einer Grenzschicht über einer ebenen Platte skizziert. Mit dem Auftreffen der Strömung auf der Wand haftet die unterste Fluidschicht auf dieser und es entsteht eine laminare Grenzschicht. Diese laminare Grenzschicht wächst kontinuierlich an bis sie in eine turbulente Grenzschicht umschlägt. Abhängig von der Einlaufgeometrie, besonders an einem scharfkantigen Einlauf, kann auch direkt eine turbulente Grenzschicht entstehen. Diese wächst dann weiter an bis innerhalb des Kanals eine vollausgebildete turbulente Strömung entsteht. Der Aufbau der Grenzschichten wird dabei stark von den strömungstechnischen, thermischen und geometrischen Randbedingungen bestimmt und es bauen sich entsprechend hydraulische und thermische

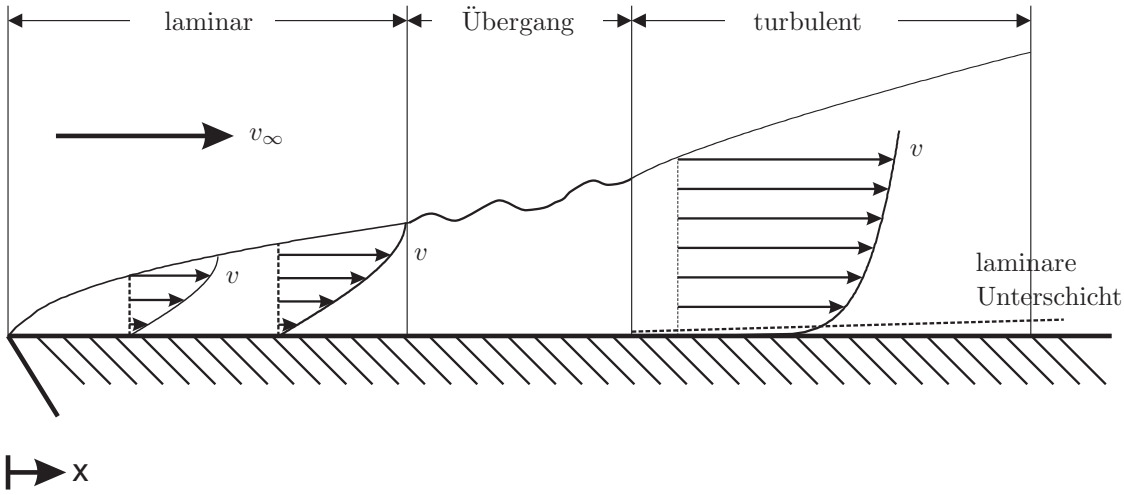


Abbildung 3: Entwicklung der hydraulischen Grenzschichten über einer ebenen Platte (nach [46, 53])

Grenzschichten auf. Diese werden durch eine Veränderung der Randbedingungen beeinflusst oder gar unterbrochen, was insbesondere durch abrupte Geometrieänderungen hervorgerufen wird.

Der Wärmeübergang von der Wand in die Strömung wird nun direkt von diesen Grenzschichten bestimmt. Die Wärme fließt von der Wand zunächst in die wandnahen Strömungsschichten, heizt diese auf und wird über die Grenzschicht in die Hauptströmung transportiert. Die Art des Wärmetransports wird dabei von der Strömungsstruktur in der Grenzschicht bestimmt. In einer laminaren Grenzschicht oder in der laminaren Unterschicht der turbulenten Grenzschicht bilden sich Strömungsschichten in Strömungsrichtung aus. Der Wärmetransport von der Wand durch die Grenzschicht erfolgt dabei überwiegend nur durch Wärmeleitung. Er kann somit als linearer Prozess in Abhängigkeit vom Temperaturgradienten über der Grenzschicht, der Grenzschichtdicke und der Wärmeleitfähigkeit des Kühlmediums betrachtet werden. Durch die geringe Wärmeleitfähigkeit der im Allgemeinen eingesetzten Kühlmedien ist dieser Wärmetransport sehr gering und sinkt mit zunehmender Grenzschichtdicke kontinuierlich ab.

In einer turbulenten Strömung erfolgt dagegen der Wärmetransport überwiegend durch Konvektion, mit welcher ein viel höherer Wärmeaustausch erreicht werden kann als über Wärmeleitung. Er nimmt aber ebenso mit zunehmender Grenzschichtdicke ab, bis er in der vollausgebildeten turbulenten Strömung einen konstanten Wert erreicht. Für einen hohen Wärmeaustausch zwischen Wand und Fluid ist daher das Ziel, eine möglichst turbulente Strömung und möglichst dünne Grenzschichten zu erreichen. Die im nachfolgenden beschriebenen Kühlungstechniken beruhen daher überwiegend darauf, diese Grenzschichten zu unterbrechen und die Turbulenz in der Strömung zu erhöhen.

2.1.3 Wärmeübergangszahl

Die Strömungsstruktur und damit der Wärmeübergang in den Grenzschichten sind sehr komplex, insbesondere turbulente Grenzschichten sind sehr schwierig zu beschreiben. Zudem werden die Größe und die Strömungsstruktur innerhalb der Grenzschicht auch durch die Geometrie und die stromauf gelegenen Strukturen bestimmt. Eine exakte Beschreibung der Strömung und des Wärmeübergangs ist daher in den meisten praktischen Anwendungsfällen nicht möglich. Für praktische Anwendungen wird daher der Wärmeübergang in der Grenzschicht als linear angenommen und nur der Wärmestrom proportional zur Temperaturdifferenz zwischen Wand und Fluid $\dot{q}_W = \alpha\,(T_W - T_B)$ betrachtet. Die Proportionalität wird dabei durch die so definierte Wärmeübergangszahl

$$\alpha = \frac{\dot{q}_W}{T_W - T_B} \tag{2.5}$$

beschrieben. Diese ist in erster Näherung unabhängig von den Temperaturen in der Wand und dem Fluid und wird durch die Strömungsstrukturen in den Grenzschichten bestimmt.

Häufig wird der Wärmeübergang für eine verallgemeinerte Darstellung unter der Einbeziehung der Wärmeleitfähigkeit des Fluids λ_F und des hydraulischen Durchmessers D_h des Kanals dimensionslos dargestellt und als Nusselt-Zahl

$$\mathrm{Nu} = \frac{\alpha\, D_h}{\lambda_F} \tag{2.6}$$

angegeben. Der hydraulische Durchmesser ist hierbei für die Geometrie des Kanalquerschnitts eine charakteristische Größe. Für einen kreisförmigen Querschnitt ist er gleich dem geometrischen Durchmesser. Für andere Geometrien hat es sich als sinnvoll ergeben, ihn aus dem Kanalumfang U und -querschnitt A gemäß:

$$D_h = \frac{4\,A}{U} \tag{2.7}$$

zu berechnen.

Eine direkte Ableitung des Wärmeübergangskoeffizienten ist im Allgemeinen aufgrund der komplexen Strömungsstruktur nicht möglich und er muss empirisch bestimmt werden. Für verschiedene allgemeine Kanalgeometrien sind daher bereits zahlreiche Korrelationen aufgestellt worden. Für glatte Kanäle mit einer thermisch und hydraulisch ausgebildeten Strömung wird häufig die als Dittus-Boelter Korrelation bezeichnete Beziehung, vorgestellt von McAdams 1942 [60, 93], verwendet:

$$\mathrm{Nu} = 0,023\,\mathrm{Re}^{0,8}\,\mathrm{Pr}^{0,4}. \tag{2.8}$$

Re ist die Reynolds-Zahl $\mathrm{Re} = v\,\rho\,D_h/\mu$ und Pr die Prandtl-Zahl $\mathrm{Pr} = \mu\,c_p/\lambda_F$, mit μ der dynamischen Viskosität und c_p der Wärmekapazität des Gases.

Dies ist die bekannteste und am meisten verwendete Korrelation, welche den Wärmeübergang in einem glatten Kanal gut beschreibt. Es sind noch zahlreiche andere Korrelationen mit höheren Genauigkeiten und für andere Durchflussbereiche aufgestellt worden, von denen hier nur eine Korrelation von Gnielinski [25] noch angegeben wird:

$$\mathrm{Nu} = \frac{(\zeta/2)\,(\mathrm{Re} - 10000)\,\mathrm{Pr}}{1 + 12,7\,(\zeta/2)^{1/2}\left(\mathrm{Pr}^{2/3} - 1\right)}. \tag{2.9}$$

Diese beschreibt den Wärmeübergang aufbauend auf dem Reibungsbeiwert ζ des glatten Kanals. Der Widerstandsbeiwert wird dabei auf die Korrelation von Prandtl und von Karman bezogen, welche im nachfolgenden Abschnitt vorgestellt wird (Gleichung (2.13)). Die Korrelation von Gnielinski weist für die in dieser Arbeit untersuchten Fälle eine höhere Genauigkeit auf und wird daher später speziell für den Vergleich mit experimentellen Daten verwendet.

Aufgrund der einfacheren Handhabbarkeit und der weiten Verbreitung wird hier aber im Allgemeinen die Korrelation gemäß Dittus-Boelter/McAdams (Gleichung (2.8)) verwendet (im Weiteren als Dittus-Boelter Gleichung bezeichnet). Zur Normierung der Wärmeübergangswerte werden speziell die Ergebnisse für unterschiedliche Kanalgeometrien auf diese Werte bezogen, um vor allem die Verbesserung und Erhöhung des Wärmeübergangs durch zusätzliche Einbauten zu zeigen. Dieser Wärmeübergang für einen glatten Kanal gemäß Gleichung (2.8) wird mit Nu_0 bezeichnet.

2.1.4 Druckverlust

Durch die Haftung der Strömung an der Wand und durch die Reibung in der Strömung entstehen Schubspannungen innerhalb der Strömung. Es stellt sich dadurch in einem Kanal ein Strömungsprofil mit niedrigen Geschwindigkeiten in Wandnähe und höheren Geschwindigkeiten in der Rohrmitte ein. Hierdurch entsteht ein Druckabfall innerhalb der Strömung und es ist eine Leistung erforderlich, um die Strömung aufrecht zu erhalten. Um das Kühlmedium durch den Kühlkanal zu pumpen, ist daher eine entsprechende Pumpleistung erforderlich und der nötige Druck muss zur Verfügung gestellt werden. Kühlkanäle können somit nicht beliebig in Richtung eines möglichst hohen Wärmeübergangs optimiert werden, sondern ihr Druckabfall ist immer mit zu berücksichtigen.

Die auftretenden Schubspannungen und damit der Druckverlust sind abhängig von der Strömungsform im Kanal. In laminarer Strömung sind die Schubspannungen proportional zu den Geschwindigkeitsgradienten in der Strömung und der Druckverlust ist damit proportional zur mittleren Strömungsgeschwindigkeit. In turbulenter Strömung steigen sie hingegen etwa quadratisch an, welches durch den Austausch kinetischer Energie bei der

Durchmischung der turbulenten Strömung erklärt werden kann. Da in dem hier betrachteten Fällen allgemein eine turbulente Strömung auftritt, werden alle Druckverluste Δp mit Hilfe der kinetischen Energie $0,5\,\rho\,\bar{v}^2$ normiert:

$$\Delta p^* = \frac{\Delta p}{0,5\,\rho\,\bar{v}^2}. \tag{2.10}$$

Für gerade Kanäle wird dies allgemein noch bezogen auf den Druckverlust für einen Kanalabschnitt Δx durch den Reibungswiderstand ζ dargestellt:

$$\zeta = \frac{\Delta p/\Delta x}{2\,\rho\,\bar{v}^2}\,D_h. \tag{2.11}$$

Dieser Widerstandsbeiwert hängt von der Form der Kanäle und der Kanalwände ab und muss im Allgemeinen experimentell bestimmt werden. Glatte gerade Kanäle sind daher bereits umfangreich untersucht worden und es existieren zahlreiche Korrelationen für hydraulisch voll ausgebildete Strömungen. Die gebräuchlichsten Korrelationen sind die von McAdams

$$\zeta_{\mathrm{MA}} = 0,046\,\mathrm{Re}^{-0,2} \tag{2.12}$$

bzw. die von Prandtl und von Karman [20]

$$\frac{1}{\sqrt{\zeta_{\mathrm{PK}}}} = 4,0\log\left(\mathrm{Re}\sqrt{\zeta_{\mathrm{PK}}}\right) - 0,4, \tag{2.13}$$

welche den Widerstandsbeiwert in dem hier untersuchten Durchflussbereich sehr gut beschreiben. Die beste Beschreibung stellt hierbei die Prandtl–von Karman Korrelation dar, welche auf theoretischen Überlegungen zur Strömung in einem kreisförmigen Rohr beruht. Sie weist aber den Nachteil einer impliziten Darstellung des Widerstandsbeiwertes auf, so dass für praktische Anwendungen im Allgemeinen die Korrelation von McAdams verwendet wird.

2.2 Kühlungstechniken in Gasturbinenschaufeln

Gasturbinenschaufeln sind in Turbinen durch die vorbeiströmende Heißgasströmung sehr hohen thermischen Belastungen ausgesetzt. Sie werden daher intern und extern durch ein aufwändiges Kühlsystem gekühlt, welches die einzelnen Bereiche der Schaufel entsprechend ihrer Belastung zu kühlen und die Materialtemperaturen auf vertretbare Werte zu senken hat. Es sind daher zahlreiche Kühlungsverfahren entwickelt worden, um diese Anforderungen zu erfüllen. Ein Überblick über die verschiedenen Kühlverfahren ist in [34–36, 55, 61, 90–92, 96] zu finden.

In Abbildung 1 ist ein Schnitt durch das interne Kühlsystem einer Gasturbinenschaufel dargestellt. Die besonders hoch belastete Schaufelvorderkante wird im Allgemeinen gezielt

durch einen einzelnen Kanal gekühlt, in welchem Kühlverfahren mit einer besonders hohen Kühlwirkung, wie z.B. der Prallkühlung oder speziellen Rippenstrukturen eingesetzt werden. Auch die Hinterkante wird besonders gekühlt, wobei die Kühlkanäle dem flach auslaufenden Querschnitt der Schaufel angepasst werden. Gleichzeitig muss die mechanische Stabilität dieser flach auslaufenden Hinterkante gewährleistet sein. Hier werden daher häufig Zylinderreihen zur Kühlung verwendet. Im mittleren Bereich der Schaufel werden dagegen im Allgemeinen Mehrkanal-Kühlsysteme eingesetzt, in welchen das Kühlmedium in mehreren verbundenen Kanälen serpentinenförmig durch die Schaufel geführt wird. Hier sind die Anforderungen an eine möglichst hohe Kühlwirkung nicht so hoch wie an der Vorder- und Hinterkante und es wird daher versucht, das Kühlmedium so effizient wie möglich auszunutzen. Die verwendete Kühlluft wird in der Regel am Ende des Kühlprozesses an der Schaufelspitze und der Hinterkante in die Heißgasströmung ausgeblasen. Diese einzelnen Kühlprinzipien können dabei je nach Anforderung ineinander übergehen oder auch mit weiteren Kühlverfahren kombiniert werden.

Die verschiedenen gebräuchlichen Kühlverfahren werden im Folgenden kurz beschrieben. Das allgemeine Prinzip dieser Verfahren beruht dabei darauf, eine große zu kühlende Oberfläche zu erhalten und den Wärmeübergang von der Wand in die Strömung zu erhöhen. Der Wärmeübergang wird dabei durch die Erhöhung der Turbulenz, durch hohe Strömungsgeschwindigkeiten in Wandnähe und durch eine Unterbrechung der zuvor beschriebenen Grenzschichten, z.B. durch Sprünge in der Oberfläche oder einer entsprechenden Strömungsführung, gesteigert.

Rippen: Rippen sind ein Standardkühlelement, um den Wärmeübergang in glatten Kanälen zu erhöhen. Durch ihre abrupten Querschnittsänderungen erzeugen sie Sekundärströmungen in Oberflächennähe und in der Hauptströmung und erhöhen so den Wärmeübergang. Sie werden im nachfolgenden Abschnitt im Detail beschrieben.

Prallkühlung: Bei der Prallkühlung wird das Kühlmedium in einem direkten Strahl senkrecht auf die Oberfläche geblasen. Dies erfolgt dadurch, dass das Kühlmedium in entsprechenden Bohrungen beschleunigt und auf die kurz dahinter liegende Oberfläche gelenkt wird. In Umlenkungen tritt diese Art der Kühlung auf, wenn die Strömung auf die End- und Seitenwände auftrifft und durch diese in den nachfolgenden Kanal umgelenkt wird. Durch das senkrechte Auftreffen der Strömung auf der Oberfläche wird das kältere Kühlmedium aus der Strömungsmitte in direkten Kontakt mit der Oberfläche gebracht und die Grenzschichten im Aufprallpunkt stark reduziert. Hierdurch stellt sich in diesem Bereich ein sehr hoher Wärmeübergang ein. Die Strömung wird am Aufprallpunkt seitlich

abgelenkt und erzeugt seitlich vom Aufprallpunkt ebenfalls einen hohen Wärmeübergang, welcher mit zunehmendem Abstand vom Strahlmittelpunkt kontinuierlich abnimmt.

Mit der Prallkühlung können sehr hohe Kühlleistungen erzielt werden und sie wird daher vor allem für sehr hoch belastete Bereiche, wie z.B. die Schaufelspitze eingesetzt.

Zylinderreihen/Periodische Zylinderanordnungen: Ein weiteres Element zur Turbulenzerhöhung und zur Steigerung des Wärmeübergangs sind senkrecht zur Strömung eingebaute Zylinder bzw. Zylinderreihen. Die eingebauten Zylinder vergrößern die benetzte Oberfläche stark und erzeugen gleichzeitig Sekundärströmungen in der Hauptströmung. In ihrem rückwärtigen Bereich löst sich zum einen die Strömung von der Zylinderoberfläche ab, so dass im Nachlauf Wirbelstrukturen entstehen. Zum Anderen entsteht eine weitere Wirbelstruktur am Fuß des Zylinders, welche den Wärmeübergang entsprechend erhöht. Die Zylinder können durchgehend über die vollständige Kanalhöhe integriert sein, so dass sie zusätzlich noch die mechanische Stabilität der Schaufel erhöhen. Sie können sich allerdings auch nur über einen Teil der Höhe erstrecken. In diesem Fall wird eine geringere Querschnittsversperrung erreicht und an der Oberfläche entsteht eine weitere Wirbelstruktur, welche den Wärmeübergang zusätzlich erhöht.

Zylinderanordnungen werden vorwiegend an der Hinterkante der Schaufel verwendet, wie auch in Abbildung 1 zu erkennen ist. Hier ist die Kanalhöhe, bedingt durch das schmal auslaufende äußere Schaufelprofil, sehr gering, so dass keine Rippen oder ähnliche Elemente integriert werden können. Daher werden hier vorwiegend Zylinderanordnungen verwendet, welche neben der Erhöhung der Kühlleistung den Bereich zusätzlich mechanisch stabilisieren.

Vertiefungen: Vertiefungen sind ein neues Kühlverfahren insbesondere zur Verwendung in Kanälen, bei denen ein niedriger Druckverlust erforderlich ist. Bei Vertiefungen wird eine kreis- oder ellipsenförmige Mulde in der Wand erzeugt, welche ähnlich wie Rippen und Zylinder Wirbelstrukturen durch einen abrupten Sprung in der Oberfläche hervorrufen. Im Gegensatz zu Rippen oder Zylindern stehen sie aber nicht in die Strömung hinein sondern sind zurückgesetzt. Hierdurch erfolgt keine Versperrung des Kanalquerschnitts und der Druckverlust ist entsprechend niedriger.

Beim Überströmen der Vertiefung löst sich die Strömung an der vorderen Kante der Vertiefung ab und es bilden sich Wirbel, welche sich in Strömungsrichtung ausbreiten. Durch diese Wirbel wird der Wärmeübergang in der Vertiefung und in seinem Nachlauf erhöht. Um eine möglichst gute Abdeckung des Wärmeübergangs zu erreichen, werden die Vertiefungen in periodischen Reihen angeordnet.

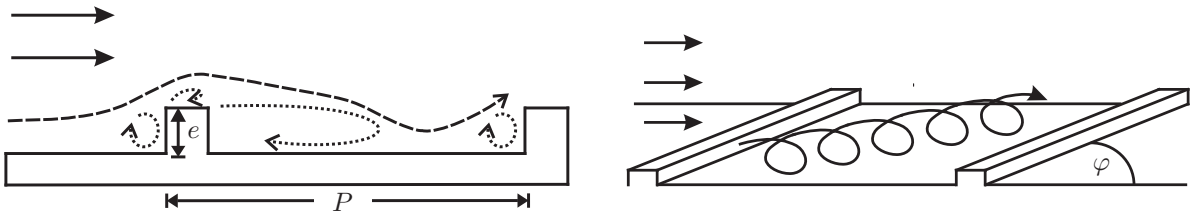
Effusionskühlung: Die Effusionskühlung ist ebenfalls ein recht neues Verfahren zur Kühlung von Gasturbinenschaufeln. Hier wird im Gegensatz zu den anderen Verfahren die Steigerung der Kühlwirkung nicht durch eine Erhöhung der Turbulenz in der Strömung sondern ausschließlich durch die Erhöhung der benetzten Oberfläche erzielt. Bei der Effusionskühlung wird das Kühlmedium durch eine Vielzahl kleiner Bohrungen und Kanäle durch die Seitenwand geleitet. Hierdurch entsteht eine sehr hohe Kontaktoberfläche, so dass ein hoher Wärmestrom aufgenommen werden kann. Gleichzeitig wird die Wand nicht nur an ihrer Innenseite, sondern direkt im Innern gekühlt. Hierdurch wird eine hohe Kühlleistung erreicht. Die Herstellung solch einer porösen Wand ist aber fertigungstechnisch schwierig, da neben der Anfertigung der zahlreichen Kanäle in der Wand auch die nötige mechanische Stabilität gewährleistet werden muss. Ebenfalls ist die Gefahr der Verstopfung der Kühlkanäle durch Partikel in der Strömung hoch, so dass dieses Verfahren bisher noch kaum eingesetzt wird.

2.3 Mehrkanal-Kühlsysteme

Mehrkanal-Kühlsysteme, wie in Abbildung 1 dargestellt, bestehen aus mehreren parallel angeordneten Kanälen, welche durch Umlenkungen miteinander verbunden sind. In diesen Kühlsystemen wird das Kühlmedium serpentinenförmig durch die Schaufel geführt, so dass eine sehr lange Kühlstrecke entsteht, in welcher die Kühlwirkung des Kühlmediums optimal ausgenutzt werden kann. Diese Kühlsysteme sind für Kühlaufgaben mit einer mittleren Wärmebelastung geeignet, bei welcher eine möglichst gute Ausnutzung des Kühlmediums erfolgen soll. Sie werden daher überwiegend im mittleren Bereich einer Schaufel eingesetzt, in welchem die Wärmebelastung geringer ist als in den Randbereichen der Schaufel.

Die Wärmebelastung muss dabei aber nicht über das gesamte Mehrkanal-Kühlsystem gleichmäßig verteilt sein (z.B. hohe Belastung an der Schaufelspitze, niedrige Belastung am Schaufelfuß), so dass die Kühlwirkung der einzelnen Elemente des Kühlsystems auch zum Teil dieser unterschiedlichen Wärmebelastung angepasst wird. Der Wärmeübergang wird dabei gezielt variierend über das Kanalsystem ausgelegt. Neben einer möglichst hohen Kühlwirkung ist daher auch in einigen Anwendungen die Anpassbarkeit der einzelnen Elemente an die jeweilige Belastung interessant.

Die Kühlkanäle als auch zum Teil die Umlenkungen sind in der Regel mit zusätzlichen Turbulatoren, insbesondere mit Rippen bestückt, um den Wärmeübergang in diesen zu erhöhen. Im Folgenden werden daher zunächst die Rippen im Allgemeinen beschrieben bevor auf die einzelnen Elemente (Gerader Kanal und Umlenkung) des Mehrkanal-Kühlsystems eingegangen wird.



(a) Zweidimensional (90°-Rippen) **(b)** Dreidimensional (< 90°-Rippen)

Abbildung 4: Strömungsstrukturen beim Überströmen von Rippen

2.3.1 Rippen

Rippen sind ein Standardelement zur Erhöhung des Wärmeübergangs auf glatten Oberflächen. Insbesondere in glatten Kanälen, welche einen sehr geringen Wärmeübergang aufweisen, werden Rippen zur Erhöhung des Wärmeübergangs eingesetzt. Diese sind dabei in regelmäßigen Abständen auf der Oberfläche verteilt angebracht. Aber auch in anderen Bereichen, die bereits von sich aus einen höheren Wärmeübergang aufweisen, wie z.B. in einer Umlenkung, werden sie zum Teil eingesetzt, um den Wärmeübergang zusätzlich zu steigern.

Durch die abrupte Querschnittsänderung durch die Rippen werden die Grenzschichten an der Oberfläche unterbrochen, wodurch sich hier der Wärmeübergang erhöht. Gleichzeitig werden Sekundärströmungen erzeugt, welche sowohl den Wärmeübergang in Wandnähe steigern als auch die Durchmischung der wandnahen Bereiche mit der Hauptströmung fördern, um das Kühlmedium besser an die Oberfläche zu führen. In Abbildung 4a ist eine typische Strömung um eine Rippe dargestellt. Durch das Überströmen der Rippe bildet sich ein kleines Rezirkulationsgebiet kurz vor der Rippe aus. An der oberen Kante der Rippe entsteht eine weitere Sekundärströmung auf der oberen Fläche der Rippe, welche aber stark von der Ausführung der Rippe (ideales rechteckiges Profil/abgerundete Oberseite) und der Hauptströmung beeinflusst wird. Die größte Sekundärströmung entsteht im Nachlauf der Rippe, wo sich die Strömung von der Oberfläche ablöst und sich nach einem Abstand von mehreren Rippenhöhen wieder an der Oberfläche anlegt. In diesem Gebiet bildet sich hinter der Rippe ein Rezirkulationsgebiet aus mit einer auf der Oberfläche auftreffenden Strömung in der Nähe des Wiederanlegegebietes und einer sich von der Oberfläche wegbewegenden Strömung kurz hinter der Rippe. In der Nähe des Wiederanlegepunktes erhält man durch die senkrechte Strömungskomponente sowie durch das Zuführen kühleren Fluids aus der Kanalmitte einen sehr hohen Wärmeübergang, welcher sich rückwärts zur Rippe hin eine gewisse Strecke fortsetzt. Direkt vor der Rippe ist der Wärmeübergang hingegen sehr gering durch die hier von der Oberfläche weggerichtete Strömung. Des Weiteren erhöhen die beiden Sekundärströmungen vor und auf der Rippe den Wärmeübergang. Für einen möglichst hohen Wärmeübergang hat es sich dabei als

ideal erwiesen, wenn der Rippenabstand derart gewählt wird, dass nur ein kurzer Abstand zwischen der Sekundärströmung vor der Rippe und dem Wiederanlegepunkt der vorhergehenden Rippe besteht. Dies ist bei einem Abstand von etwa $P = 7...15\,e$ der Fall [32, 35, 90]. Im Allgemeinen wird daher ein Abstand von $P = 10\,e$ verwendet, wie er auch hier für die Untersuchungen gewählt worden ist.

Diese zweidimensionale Beschreibung der Strömungsform um die Rippen gilt in erster Linie für Rippen, die in einem Winkel von 90° zur Strömung angeordnet sind. Durch diese Anordnung stehen die entstehenden Sekundärströmungen mit ihrer Achse senkrecht zur Hauptströmung und beeinflussen diese stark, so dass sich ein hoher Strömungswiderstand hierfür ergibt. Es haben sich daher Rippen mit einem Winkel kleiner als 90° als vorteilhafter erwiesen. Durch ihre schräge Anstellung gegenüber der Hauptströmung erhalten die Sekundärströmungen eine zusätzliche Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Hauptströmung und es bildet sich eine dreidimensionale Struktur aus. Ihre Achse liegt nun nicht mehr genau senkrecht zur Hauptströmung, sondern die Sekundärströmung bewegt sich teilweise mit dieser mit (Abbildung 4b). Hierdurch lässt sich der Druckverlust reduzieren, ohne dass sich gleichzeitig der Wärmeübergang deutlich erniedrigt. Park u.a. [72] und Chandra u.a. [13] haben gezeigt, dass Rippen mit einem Winkel von $45-60°$ ein sehr gutes Verhältnis zwischen Wärmeübergang und Druckverlust aufweisen.

Diese Rippen werden in der Regel in geraden Kanälen eingesetzt, so dass sie an ihren Seiten durch entsprechende Wände begrenzt sind. Die durch die Rippen erzeugten Wirbelstrukturen treffen damit auch auf den Seitenwänden auf, wo sie ebenfalls den Wärmeübergang erhöhen. Der positive Einfluss der Rippen auf die Kühlwirkung beschränkt sich somit nicht nur auf die Oberfläche, auf der diese angebracht sind, sondern auch auf die angrenzenden Bereiche.

Neben diesen einfachen Rippen, welche durchgehend in regelmäßigen Abständen auf der Oberfläche verteilt angeordnet werden, sind zum Teil auch unregelmäßige Rippen untersucht worden [7, 9, 17, 41, 47, 57]. Diese Rippen sind unterbrochen bzw. versetzt angeordnet oder weisen eine V-oder W-förmige Gestalt auf. Durch den Unterbruch bzw. Richtungswechsel der Rippen werden die beschriebenen Sekundärströmungen mehrfach erzeugt und an den hier auftretenden Kanten entstehen zusätzliche Sekundärströmungen, welche den Wärmeübergang erhöhen. Liou u.a., Hwang u.a. und Han u.a. [41, 47, 57] haben verschiedene dieser Rippen untersucht. Es hat sich gezeigt, dass durch diese Rippen ein höherer Wärmeübergang erzielt werden kann. Diese Erhöhung des Wärmeübergangs verursacht aber häufig eine deutliche Steigerung des Druckverlustes. Für höhere Reynolds-Zahlen nimmt zudem ihre Wirkung ab (Han u.a. [35]).

Ebenfalls ist auch der Einfluss der Rippenform (runde, eckige Rippenform) auf den Druckverlust und den Wärmeübergang in verschiedenen Studien (Han u.a. [11, 37], Liou

und Hwang [59], Taslim und Spring [82], und Haasenritter u.a. [30]) untersucht worden, da in vielen Untersuchungen allgemein Rippen mit rechteckigen Querschnitten verwendet werden. Reale Rippen in Schaufeln weisen aber aufgrund der Fertigungstechnik abgerundete Querschnitte auf, so dass hier Unterschiede zwischen den experimentellen bzw. numerischen Untersuchungen und den Bedingungen in den Turbinenschaufeln auftreten können. Generell ergeben sich für abgerundete Rippen ein etwas niedrigerer Druckverlust und teilweise auch ein etwas niedrigerer Wärmeübergang. Die Unterschiede liegen aber im Allgemeinen nur im Bereich von $10\% - 20\%$.

2.3.2 Gerader Kanal

Der Druckverlust und Wärmeübergang in geraden Kanälen ist bereits vielfältig für verschiedene Geometrien untersucht worden. Dies ist sowohl ohne als auch mit unterschiedlichen Turbulatoren zur Wärmeübergangssteigerung, in der Regel mit Rippen, erfolgt. Besonders für glatte Kanäle existieren umfangreiche grundlegende Untersuchungen und es sind hierzu zahlreiche Korrelationen für den Druckverlust und Wärmeübergang aufgestellt worden [25, 60, 93]. Diese sind bereits zuvor in Abschnitt 2.1.3 beschrieben worden. Aber auch für Kanäle mit Turbulatoren sind zahlreiche Untersuchungen zu verschiedenen Turbulatoren, insbesondere für Rippen, durchgeführt worden [8, 12, 13, 21, 22, 31, 32, 37, 38, 42, 54, 56].

Die Strömung und der Wärmeübergang in geraden Kanälen sind dabei zunächst abhängig von der Position im Kanal. Durch die Entwicklung der Grenzschichten und durch Einflüsse der Einströmung ändern sich die Strömung und der Wärmeübergang im Einlauf des Kanals. Erst nach dem Abklingen dieser Effekte nach einer entsprechenden Einlauflänge und dem Einstellen einer voll ausgebildeten Strömung ergeben sich eine konstante Strömung und ein konstanter Wärmeübergang. Nach dem Abklingen der Einlaufeffekte können somit die Strömung und der Wärmeübergang unabhängig von ihrer Position im Kanal beschrieben werden und nur dieser Bereich wird im Weiteren betrachtet. Die Einlauflänge hängt dabei von der Strömungsform im Kanal ab und variiert stark mit den jeweiligen Einlaufbedingungen. Im Allgemeinen wird sie für glatte Kanäle mit ca. $20 - 50$ hydraulischen Durchmessern angegeben [1, 74, 76]. Für berippte Kanäle klingen diese Strukturen schneller ab. Je nach Rippenhöhe und Kanal haben hier verschiedene Untersuchungen [26, 32, 58] gezeigt, dass nach $3 - 10$ Rippen eine konstante Strömungsform erreicht ist.

Das Hauptunterscheidungsmerkmal der Kanäle zueinander ist ihr Kanalquerschnitt. Aber auch die zur Wärmeübergangssteigerung eingebauten Elemente bestimmen ihre Eigenschaften. Die Querschnitte der Kanäle werden vorwiegend durch die Abmessung des

zu kühlenden Bauteils bestimmt, in dessen Querschnitt sie sich einzupassen haben. Viele dieser Formen können aber näherungsweise durch einen rechteckigen Querschnitt beschrieben werden, so dass im Folgenden die Untersuchungen auf diese beschränkt werden. Das Querschnittsverhältnis variiert je nach Schaufelprofil und Anzahl der verwendeten Kanäle von breiten Kanälen, über quadratische Kanäle bis zu sehr schmalen Kanälen. Insbesondere durch die Steigerung der Anzahl der Kanäle innerhalb der Schaufel geht die Tendenz zu immer schmaleren Kanälen. Die Kanäle können vor allem durch folgende Parameter charakterisiert werden:

- Verhältnis der Kanalhöhe H zur Breite W
- Rippenart (ohne, ein-/mehrseitig berippt, Rippenform)
- Rippenhöhe e (häufig bezogen auf die Kanalhöhe H oder den hydraulischen Durchmesser D_h)
- Rippenabstand P bezogen auf die Rippenhöhe e
- Anstellwinkel der Rippen zur Strömung φ

Der Wärmeübergang in glatten Kanälen ist, abgesehen vom Einlaufbereich, sehr niedrig und es werden hohe Kühlluftmassenströme benötigt, um eine ausreichende Kühlung zu gewährleisten. Daher werden in Gasturbinenschaufeln überwiegend nur berippte Kanäle eingesetzt, bei denen die der Außenseite der Schaufel zugewandten Kanalseiten mit den im vorherigen Abschnitt beschriebenen Rippen bestückt sind.

Der Einfluss der Rippen beschränkt sich dabei nicht nur auf die Oberfläche und die angrenzenden Seitenwände, wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, sondern die an den Rippen entstehenden Wirbelstrukturen beeinflussen ebenso die Hauptströmung. Dies macht sich in einem hohen Druckverlust bemerkbar. Die genaue Form der durch die Rippen erzeugten Strömungen wird dabei sowohl durch die Rippen als auch durch den Kanalquerschnitt bestimmt. In Abbildung 5 sind diese Strömungsformen für verschiedene rechteckige Querschnitte skizziert. Die Rippen erzeugen in Oberflächennähe eine Strömung in Richtung ihres stromabgelegenen Endes, welche eine Gegenströmung in der Kanalmitte hervorruft. In schmalen, hohen Kanälen können sich entsprechend ausgebildete Wirbelstrukturen bilden. In breiten, flachen Kanälen sind sie dagegen stärker gedämpft. Diese Wirbelstrukturen fördern dabei die Durchmischung des Kühlmediums im Kanal und erhöhen den Wärmeübergang zusätzlich. Park u.a. [72] haben in Untersuchungen verschiedener Rippen und Querschnittsverhältnisse gezeigt, dass in schmalen Kanälen beim Erreichen eines vergleichbaren Wärmeübergangs auf der berippten Seite ein niedrigerer Druckverlust entsteht als in breiten Kanälen.

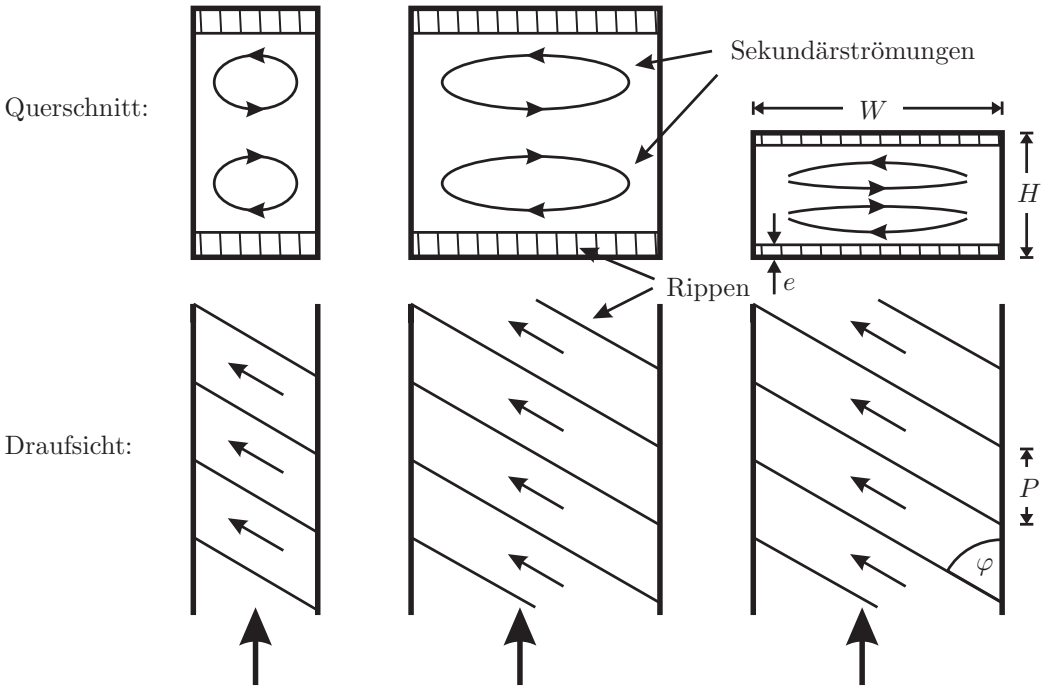
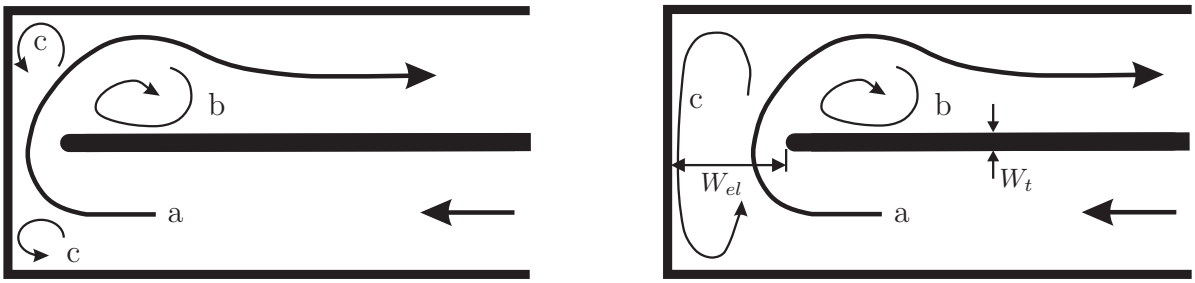


Abbildung 5: Sekundärströmungen in berippten Kanälen (nach [35])

Durch die von den Rippen erzeugten Sekundärströmungen sowie durch ihre Querschnittsversperrung wird der Druckverlust in den berippten Kanälen deutlich erhöht. Mit zunehmender Rippenhöhe nehmen auch die Querschnittsversperrung des Kanals durch die Rippen sowie die erzeugten Sekundärströmungen zu. Eine höhere Rippe hat somit einen höheren Druckverlust zur Folge, erhöht aber in der Regel gleichzeitig auch den Wärmeübergang. Als gut geeignet haben sich für verschiedene Geometrien Rippen mit einer Höhe von $e/H = 0,1$ herausgestellt (Han u.a. [32, 37], Taslim und Spring [82]). Umfangreiche Untersuchungen zu Rippen mit verschiedenen Höhen und Abstandsverhältnissen sind dazu auch numerisch von Jeanmart [50] speziell für Querschnittsverhältnisse von $H/W = 4$ durchgeführt worden, bei welchem sich etwas niedrigere Rippenhöhen als vorteilhaft ergeben haben.

Um die Versperrung des Querschnitts durch die Rippen zu reduzieren, werden die gegenüberliegenden Rippen häufig auch versetzt zueinander angeordnet (Han u.a. 1978 [37], Chanteloup 2002 [14], Haasenritter 2006 [29]). Der Versatz erfolgt dabei in der Regel um die Hälfte des Rippenabstandes. Hierdurch wird der Druckverlust gegenüber einer nicht versetzten Anordnung etwas gesenkt. Der Einfluss ist aber relativ gering. Für die nachfolgenden Einrichtungen hat dies zur Folge, dass das ausgehende Strömungsprofil asymmetrisch ist und somit auch die Strömung und der Wärmeübergang in diesen teilweise asymmetrisch sind.

Viele dieser Untersuchungen zu Rippen in geraden Kanälen beschränken sich dabei



(a) Enge Umlenkung **(b)** Weite Umlenkung

Abbildung 6: Strömungsstrukturen in einer 180°-Umlenkung (a: Hauptströmung, b: Rezirkulation nach der Umlenkung, c: Rezirkulationen im hinteren Umlenkungsbereich)

aber auf niedrigere Massendurchflüsse mit Reynolds-Zahlen kleiner als 60.000, wie sie überwiegend in Flugzeugturbinen auftreten. Höhere Reynolds-Zahlen, wie sie in stationären Turbinen verwendet werden, sind bisher nur wenig untersucht worden.

2.3.3 Umlenkung

Die Umlenkung verbindet die einzelnen Kanäle eines Mehrkanal-Kühlsystems miteinander. Ihre Geometrie wird daher durch die Abmessungen der Kanäle bestimmt. Ebenso wird auch die Strömung in der Umlenkung durch den vorhergehenden Einlaufkanal mitbestimmt. Gleichzeitig verändert aber die Umlenkung wiederum die Strömung am Beginn des nachfolgenden Auslaufkanals. Die einzelnen Elemente eines Mehrkanal-Kühlsystem beeinflussen somit jeweils die Strömung im nachfolgenden Element. Im Auslaufkanal geht daher die Strömung erst nach dem Abklingen der Einlaufeffekte durch die Umlenkung wieder in eine vollausgebildete Kanalströmung über. Bei der Untersuchung der Umlenkung wird daher auch dieser Bereich im Auslauf mitberücksichtigt.

Charakterisiert werden kann die Umlenkung durch folgende Parameter:

- Ein- und Austrittsquerschnitt
- Dicke der Trennwand zwischen Ein- und Auslaufkanal W_t
- Abstand der Rückwand zum Trennsteg W_{el}
- Evtl. Einbauten in der Umlenkung

Durch den geringen Abstand der Kanäle zueinander erfolgt die Umlenkung der Strömung auf sehr kleinem Raum. Die Strömung wird hierdurch stark beschleunigt und es treten hohe Geschwindigkeitsgradienten auf, welche entsprechende Ablösungen und Wirbelstrukturen hervorrufen. Typische Strömungsverläufe in solch einer Umlenkung sind in

Abbildung 6 dargestellt. Durch die scharfe Umlenkung wird die Strömung um den Trennsteg herum stark beschleunigt und löst sich im Auslaufbereich von diesem ab. Direkt hinter dieser Kante bildet sich daher ein Rezirkulationsgebiet aus, bevor sich die Strömung weiter stromab wieder an der Wand anlegt. Bedingt durch die scharfe Umlenkung kann die Strömung dabei auf die Seitenwände auftreffen. Dies erfolgt zum einen auf der Rückwand durch den Impuls aus dem Einlaufkanal, zum anderen nach der Ablösung vom Trennsteg auf der Seitenwand im Auslauf. Besondere in engen Umlenkungen tritt dieser Effekt auf und es entsteht eine Art Prallkühlung auf diesen Wänden (Abb. 6a). In weiten Umlenkungen schwächt sich dies entsprechend ab. In den Bereichen, welche nicht von der Hauptströmung durchströmt werden, treten dabei größere Rezirkulationsgebiete auf (Abb. 6b).

Diese im zweidimensionalen beschriebenen Strömungsformen treten in dieser Form vor allem in Kanälen mit breiten Ein- und Austrittsquerschnitten auf, da Strömungen senkrecht zur Hauptströmungsebene durch die eng aneinander liegenden Wände unterdrückt werden. In Kanälen mit einem hohen Höhen-zu-Breiten-Verhältnis ist die Strömung dagegen dreidimensional und es können sehr komplexe Strömungsstrukturen auftreten. Ebenso wird die Strömung in der Umlenkung durch die Strömung im Einlaufkanal mitbestimmt und die entsprechenden Einbauten und Rippen im Einlauf beeinflussen diese daher ebenfalls mit. Das grundlegende Strömungsverhalten bleibt aber bestehen.

Diese stark beschleunigten Strömungen erhöhen dementsprechend den Wärmeübergang. In der Umlenkung sowie im Auslauf treten daher sehr hohe Wärmeübergänge auf. Auch auf der Rückwand und im Auslauf werden die Seitenwände durch die Prallkühlung der auftreffenden Strömung zusätzlich gekühlt, so dass die Umlenkung einen um ein mehrfaches höheren mittleren Wärmeübergang aufweist als der glatte Kanal. Nur in den Rezirkulationsgebieten, insbesondere im Bereich der Ablösung am Trennsteg, ergibt sich ein entsprechend niedriger Wärmeübergang.

Der Druckverlust in der Umlenkung steigt durch die stark beschleunigte Strömung und die entstehenden Sekundärströmungen ebenfalls an und kann je nach Auslegung des Kühlsystems einen großen Anteil am Gesamtdruckverlust annehmen. Besonders bei Kühlsystemen mit vielen schmalen Kanälen nimmt er stark an Bedeutung zu. Es werden daher verschiedene Maßnahmen eingesetzt um diesen zu senken, z.B. durch das Einfügen strömungsführender Elemente oder durch die Anpassung der Umlenkung an die Strömung.

Im Gegensatz zum geraden Kanal ist die Umlenkung bisher weniger untersucht worden. Grundlegende Untersuchungen hierzu sind von Metzger u.a. [63], Metzger und Sahm [64] und Fan und Metzger [23] durchgeführt worden, welche für verschiedene Querschnittsverhältnisse und Rückwand-zu-Trennsteg-Abstände den Druckverlust und mittleren Wärme-

übergang untersucht haben. Detaillierte Wärmeübergänge für einzelne Kanalkonfigurationen sind dagegen von Ekkad und Han [21], Han und Zhang [40], Mochizuki u.a. [65], Astarita und Cardone [3] und Chanteloup [14] vermessen worden. Des Weiteren haben Schabacker [75] in einem unberippten und Chanteloup [14] in einem berippten Kanal mit quadratischem Querschnitt detaillierte Strömungsmessungen durchgeführt. Variationen der Umlenkung dagegen sind gezielt von Fan und Metzger [23], Hirota u.a. [45] und Schnieder u.a. [77] untersucht worden.

Diese Untersuchungen sind überwiegend für niedrige Reynolds-Zahlen durchgeführt worden. Ebenso beschränken sie sich meist auf Kanalsysteme mit einem niedrigen Höhen-zu-Breiten-Verhältnis, d.h. auf quadratische Kanäle oder Kanäle mit breiten Querschnitten. Kanalsysteme mit schmalen Querschnitten und Höhen-zu-Breiten-Verhältnissen größer als $H/W = 2$ sind bisher kaum untersucht worden. Zu Kanalsystemen mit $H/W = 4$ existieren numerische Untersuchungen von Guoguang u.a. [27, 28] und Jeanmart [50], wobei letztere parallel zur vorliegenden Arbeit entstanden ist und Simulationen bis zu einer Reynolds-Zahl von 200.000 enthält.

3 Grundlagen der Wärmeübergangsmessung

Für die Messung des Wärmeübergangs von einem Fluid in einen Festkörper sind eine Vielzahl unterschiedlicher Verfahren entwickelt worden. Sie unterscheiden sich in ihren Einsatzmöglichkeiten, den thermischen Randbedingungen und ihrer Messauflösung. Ausgehend von Messungen des globalen Wärmeübergangs an Wandsegmenten oder punktuellen Messungen an einzelnen Punkten sind diese Verfahren für die Messung des flächigen Wärmeübergangs mit räumlicher Auflösung weiterentwickelt worden. Die räumlichen Verfahren bieten vor allem den Vorteil, dass sowohl der mittlere Wärmeübergang an einem Wandsegment als auch gleichzeitig die lokale Verteilung der Wärmeübergangszahlen vermessen werden kann und damit die Struktur und die Ursachen dieser Wärmeübergangsverteilung besser verstanden werden können.

Frühe Messungen zum Wärmeübergang in Gasturbinenschaufeln sind überwiegend mit beheizten Wandelementen durchgeführt worden (Han u.a. 1978 [37], Metzger und Sahm 1986 [64]). Bei diesen Messungen bestehen die Wände des Versuchsmodells aus einzelnen Metallplatten (Kupfer, Aluminium) mit hoher Wärmeleitfähigkeit, welche über einen separaten temperaturkontrollierten Heizer auf eine konstante Übertemperatur gegenüber der Strömung aufgeheizt werden. Aus der Übertemperatur und der erforderlichen Heizleistung kann der Wärmeübergangskoeffizient bestimmt werden. Hiermit ist eine genaue Messung des mittleren Wärmeübergangs möglich, die räumliche Auflösung ist aber durch die Platten- bzw. Heizergröße stark eingeschränkt. Als Alternative haben daher später verschiedene Untersuchungen den Stoffübergang mittels der Naphthalin-Sublimationstechnik untersucht (Sparrow und Tao 1983 [79, 80], Han u.a. 1988 [33]). Hier wird der Sublimationsvorgang von mit Naphthalin beschichteten Wänden gemessen und aus der Analogie zwischen Stoff- und Wärmeübertragung auf den Wärmeübergang zurückgeschlossen. Dies setzt die Gültigkeit dieser Analogie voraus. Der Vorteil ist die mögliche räumliche Auflösung durch Abtastung der Naphthalin-Schicht vor und nach dem Experiment und die Möglichkeit, die Datenaufnahme nach Abschluss des Experiments durchzuführen, welches besonders für rotierende Messungen sehr interessant ist.

Um die räumliche Auflösung für die direkte Wärmeübergangsmessung zu erhöhen, sind bei der Wärmeübergangsmessung die Metallplatten durch mit konstanter Leistung beheizte Metallfolien ersetzt und deren Temperaturverteilung mittels Thermoelementen (Boyle 1984 [8]) oder Flüssigkristallen (Hippensteele u.a. 1981 [43, 44]) vermessen worden. Hier bietet besonders die Vermessung mit Flüssigkristallen eine hohe räumliche Auflösung, welche Temperaturen durch Farbänderungen sichtbar machen und Auflösungen im Submillimeterbereich erreichen. Diese Messungen erfolgen im Allgemeinen stationär. Bereits zuvor sind aber für die Vermessung von externen Wärmeübergangsverteilungen

auch transiente Methoden mit optischen Temperaturindikatoren angewendet worden (Jones und Hunt 1966 [52], Throckmorton und Stone 1974 [83]). Diese sind dann von Clifford u.a. 1983 [18], Ireland und Jones 1985 [49], Metzger und Larson 1986 [62] für interne Wärmeübergangsmessungen adaptiert worden. Die zunächst verwendeten optischen Temperaturindikatoren haben Phasenübergänge in entsprechenden Materialien ausgenutzt, wodurch nur ein Temperaturpunkt vermessen werden kann. Sie sind dann später durch Flüssigkristalle ersetzt worden (Besserman und Tanrikut 1992 [6]), welche einen größeren Temperaturbereich abdecken können.

Durch die einfache Anwendung und die schnelle Durchführung der transienten Methode hat sie mittlerweile eine breite Anwendung gefunden und ist kontinuierlich hinsichtlich ihrer Handhabung und Genauigkeit verbessert worden: Ireland u.a. 1995, Wang u.a. [48, 87] (Lufterhitzer mit sehr kurzer Ansprechzeit), Vogel u.a. 2001 [86] (Transiente Technik für endliche Wände), Metzger und Larson 1986 [62], Wang u.a. 1994 [88], von Wolferdorf u.a. 1998 [94] (Energiebilanzbetrachtungen zur Berücksichtigung von Fluidtemperaturvariationen im Einlauf). Die transiente Methode wird auch im Weiteren für die hier durchgeführten Untersuchungen angewandt und optimiert.

Grundlage für die flächigen Verfahren bildet die zweidimensionale Messung der Verteilung der Oberflächentemperatur auf der Wand. Die Messung der lokalen Oberflächentemperaturverteilung kann über temperaturempfindliche Farbschichten (Flüssigkristalle) oder mit Hilfe einer Wärmebildkamera erfolgen. Die Wärmebildkamera bietet den Vorteil, dass sie die Oberflächentemperaturen zeitaufgelöst aufnehmen kann. Sie misst die Intensität der Temperaturstrahlung im μm-Bereich und erfordert daher einen optischen Zugang für diese Wellenlänge. Es sind aber nur wenige Materialien für diese Strahlung durchlässig, so dass eine großflächige Aufnahme der Oberflächentemperaturen nur schwierig möglich ist. Für Messungen unter 100 °C haben sich daher Flüssigkristalle als das geeignetere Verfahren erwiesen. Aus der Temperaturverteilung wird anschließend mit Hilfe der Fluidtemperatur und dem Wandwärmestrom der Wärmeübergangskoeffizient bestimmt. Der Wandwärmestrom wird dabei als homogen über der Oberfläche verteilt angenommen oder indirekt aus dem zeitlichen Verhalten der Wandtemperatur bestimmt. Im Allgemeinen werden dabei nur eindimensionale Wärmeleitungsvorgänge betrachtet, dass heißt Wärmeströme parallel zur Oberfläche werden vernachlässigt. In Abschnitt 3.1.3 wird daher speziell auf diese Näherung eingegangen und auch eine Lösung unter Berücksichtigung der dreidimensionalen Wärmeleitung in der Wand vorgestellt.

Für die hier durchgeführten Untersuchungen ist sowohl die transiente als auch die stationäre Flüssigkristallmethode angewendet worden, so dass auch zusätzlich deren unterschiedliche thermische und messtechnische Randbedingungen untersucht und verglichen

werden können. Sie werden im Folgenden näher beschrieben. Da eine wichtige Voraussetzung für diese Verfahren die Verwendung von Flüssigkristallen ist und diese einen entscheidenden Einfluss auf den Einsatz und die Genauigkeit haben, werden sie gesondert am Ende des Kapitels behandelt.

3.1 Stationäre Technik

3.1.1 Prinzip

Das Prinzip der stationären Methode besteht darin, ausgehend von einem stationären Zustand, eine konstante Wärmestromdichte $\dot{q}_W$ von der Seitenwand A_W in das Fluid einzustellen und diese Wärmestromdichte sowie die hieraus resultierende Temperaturdifferenz $T_W - T_B$ zwischen Wand und Fluid zu vermessen. Mit Hilfe der Beziehung für den Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha = \dot{q}_W/(T_W - T_B)$ (Gleichung (2.5)) wird dieser aus den beiden Messgrößen bestimmt. Für die stationäre Methode wird dazu ein Modell des Kühlsystems aus einem durchsichtigen Material mit geringer Wärmeleitfähigkeit, wie z.B. Plexiglas, gefertigt, um einen optischen Zugang zu den zu untersuchenden Oberflächen zu gewähren. Die Oberflächen werden anschließend mit einer Kombination aus Flüssigkristallen, elektrisch leitfähiger Folie und Hilfsmaterialien, wie in Abbildung 7 im Schnitt dargestellt, beschichtet. Die Folie wird mittels einer konstanten elektrischen Leistung geheizt, so dass sich im Kanal ein Wärmestrom $\dot{Q}_W$ von der Wand ins Fluid einstellt. Der Wärmefluss von der Wand ins Fluid ist in der Regel deutlich größer, als die Wärmeabflüsse $\dot{Q}_{\text{verl.}}$ in die Umgebung, so dass die elektrische Leistung $P_{el.}$ fast vollständig an das Fluid abgegeben wird:

$$\dot{Q}_W = P_{el.} - \dot{Q}_{\text{verl.}}. \tag{3.1}$$

Unter der Annahme einer homogen über der Oberfläche verteilt erzeugten elektrischen Flächenleistungsdichte folgt damit für die lokale Wärmestromdichte:

$$\dot{q}_W = P_{el.}/A_W - \dot{q}_{\text{verl.}}. \tag{3.2}$$

Die noch auftretenden Verluste $\dot{q}_{\text{verl.}}$ werden abgeschätzt und entsprechend berücksichtigt. Hierauf wird im nächsten Abschnitt 3.1.2 näher eingegangen. Die Oberflächentemperatur T_W wird aus der Farbe der Flüssigkristalle bestimmt, welche sich direkt auf der beheizten Folie befinden. Damit ist der Wärmestrom und die Wandtemperatur an jedem Punkt der Oberfläche bekannt und mit Hilfe der massenstromgemittelten Temperatur T_B des Kühlmediums kann so über die obige Beziehung der Wärmeübergangskoeffizient bestimmt werden.

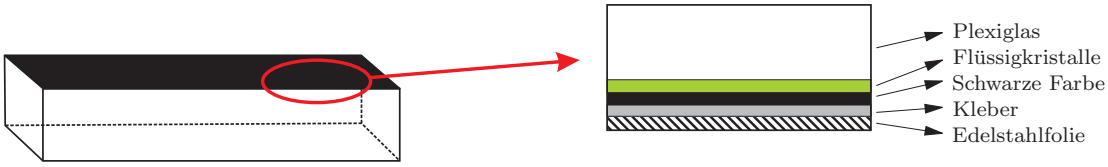


Abbildung 7: Beispielhafter Versuchsaufbau für die stationäre Methode

In der Regel betragen bei dieser Methode die Temperaturdifferenzen auf der Oberfläche durch die unterschiedlichen Wärmeübergangszahlen 10 K und mehr, so dass beim Einsatz von schmalbandigen Flüssigkristallen (Bandbreite von etwa 1 K) nur ein kleiner Bereich in den Farbumschlagsbereich der Flüssigkristalle fällt. Hier muss dann die Heizleistung in Schritten so variiert werden, dass insgesamt jeder Abschnitt des Messbereiches einmal sichtbar wird. Da entsprechende Wartezeiten einzuhalten sind, in denen sich der stationäre Zustand einstellt, ist diese Methode sehr zeitaufwendig.

Als elektrisch leitfähige Folie kann Edelstahlfolie oder beschichtete Kunststofffolie verwendet werden. Edelstahlfolien oder mit Legierungen beschichtete Kunststofffolien haben dabei gegenüber Folien, welche mit reinen Metallen beschichtet sind, den Vorteil, dass der spezifische Widerstand von Legierungen eine geringere Temperaturabhängigkeit besitzt als der von reinen Metallen. Bei einer starken Abhängigkeit des elektrischen Widerstandes von der Temperatur erzeugen Temperaturdifferenzen auf der Oberfläche eine inhomogene Verteilung des Widerstandes und damit eine inhomogene Verteilung der elektrischen Flächenleistungsdichte auf der Oberfläche. Dies würde insbesondere im Bereich großer Temperaturgradienten zu Verfälschungen der Messwerte führen.

Durch die direkte Messung der einzelnen Größen ist dieses Messverfahren sehr genau. Der Einsatz von Folien beschränkt es aber auf plane ebene Flächen, so dass komplizierte Geometrien hiermit nicht zu vermessen sind. Ebenfalls nachteilig sind die langen Wartezeiten, welche für das Einstellen des stationären Zustandes benötigt werden.

3.1.2 Genauigkeit/Verluste

Zur Bestimmung des Wärmestroms in das Fluid wird vorausgesetzt, dass der größte Teil der eingebrachten elektrischen Leistung als Wärme an das Fluid abgegeben wird. Die elektrische Flächenleistungsdichte wird deshalb näherungsweise gleich diesem Wärmestrom gesetzt. Ein kleiner Teil dieser elektrischen Leistung fließt aber auch als Wärmestrom in die Wand und wird über die Außenseite an die Umgebung abgegeben oder als Strahlung emittiert. Diese Verluste sind in Abbildung 8 dargestellt. Sie können in die drei Gruppen Verluste durch freie Konvektion an der Außenseite $\dot{q}_k$, Strahlungsverluste $\dot{q}_R$ und Wärmeflüsse innerhalb der Wand $\dot{q}_{pl}$, $\dot{q}_S$, welche durch Temperaturgradienten an der Oberfläche

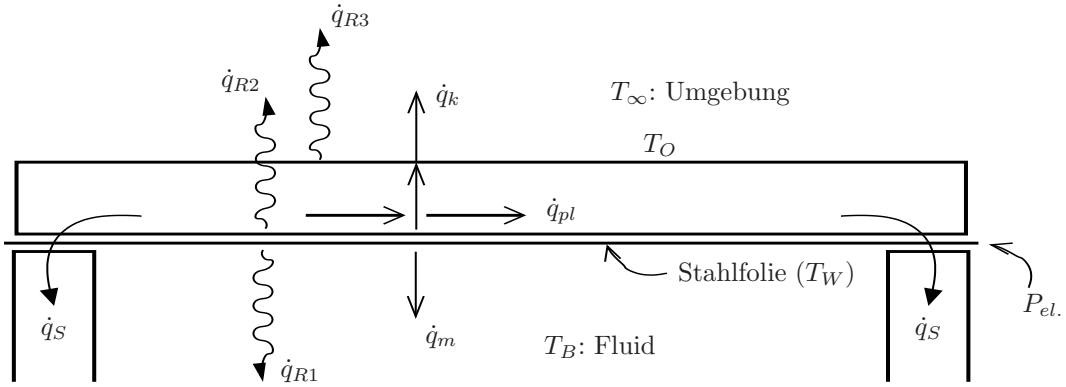


Abbildung 8: Wärmeströme in den Seitenwänden bei der stationären Methode

und in der Wand entstehen, aufgeteilt werden. Im Folgenden werden sie im Einzelnen kurz beschrieben. Eine ausführliche Abschätzung zu diesen Verlusten ist von Pape [68] durchgeführt worden.

Freie Konvektion: Durch die Heizung der Stahlfolie wird die Wand mit aufgeheizt. Die Außenseite der Wand nimmt dadurch eine gegenüber der Umgebung erhöhte Temperatur T_O an. Diese erhöhte Temperatur ruft freie Konvektion an der Außenseite hervor, über welche ein Teil der Wärme $\dot{q}_k$ an die Umgebung abgegeben wird. Die durch die freie Konvektion abgegebene Wärme hängt von den Einbaubedingungen, der Oberfläche und der Temperaturdifferenz ab. Es existieren verschiedene Korrelationen, welche diese beschreiben. Nach Özisik [67] ergibt sich hier für die mittlere Nusselt-Zahl $\overline{\mathrm{Nu}}$ für eine:

$$\text{horizontale Oberfläche:} \quad \overline{\mathrm{Nu}} = 0,14\,(\mathrm{Gr}_L\,\mathrm{Pr})^{1/3} \quad \text{für } \mathrm{Gr}_L\,\mathrm{Pr} \leq 10^8 \tag{3.3}$$

$$\text{vertikale Oberfläche:} \quad \overline{\mathrm{Nu}} = 0,59\,(\mathrm{Gr}_L\,\mathrm{Pr})^{1/4} \tag{3.4}$$

$$\text{mit} \quad \mathrm{Gr}_L = \frac{2\,g\,\rho^2 L^3}{\mu^2}\frac{T_O - T_\infty}{T_O + T_\infty} \tag{3.5}$$

Dabei sind g die Erdbeschleunigung, ρ die Dichte, μ die dynamische Viskosität, Pr die Prandtl-Zahl und L die charakteristische Länge der Platte.

Strahlungsverluste: Von den beheizten Oberflächen, welche sich auf einer höheren Temperatur gegenüber der Umgebung befinden, wird Wärme in Form von Strahlung an diese abgegeben. Dabei emittiert sowohl die Innenseite der Stahlfolie Strahlung in den Innenraum als auch die Außenseiten in die Umgebung. Für den Innenraum stellt sich ein Strahlungsgleichgewicht zwischen der beheizten Stahlfolie mit der Temperatur T_W und den unbeheizten Innenwänden ein. Die unbeheizten Innenwände befinden sich dabei auf der Fluidtemperatur T_B, welche in der Regel näherungsweise gleich der Umgebungstemperatur

T_O ist. Strahlungsanteile, die durch eventuell transparente Seitenwände dringen, müssen so nicht explizit betrachtet werden. Der Energieaustausch $\dot{q}_{R1}$ im Innenraum kann hiermit über die Stefan-Boltzmann-Strahlungsgleichung berechnet werden:

$$\dot{q}_R = \sigma\varepsilon\left(T_W^4 - T_\infty^4\right) \qquad \text{mit} \quad \sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}\,\frac{\mathrm{W}}{\mathrm{m^2K^4}} \tag{3.6}$$

ε ist hierbei der Emissionsfaktor, der das Absorptions- bzw. Emissionsvermögen der Oberfläche beschreibt. Dieser kann für die verschiedenen Metalle und Oberflächen nachgeschlagen werden.

Auf der Außenseite kann keine direkt strahlende Fläche angegeben werden. Diese Wand ist aus einem im optischen Bereich durchsichtigen Material gefertigt. Die Wärmestrahlung wird aber über einen großen Spektralbereich emittiert, für den dieses Material teilweise transparent und teilweise absorbierend ist. Es wird somit sowohl an der Außenseite der Stahlfolie $\dot{q}_{R2}$ als auch an der Außenseite $\dot{q}_{R3}$ und für den halbtransparenten Spektralbereich auch innerhalb der Seitenwand Strahlung emittiert. Zur Vereinfachung wird der Strahlungsanteil innerhalb der Wand vernachlässigt und zu den Anteilen an den Außenseiten gerechnet. Aufgrund dieser Bedingungen kann für diese Oberfläche kein Emissionskoeffizient angegeben werden und die Strahlungsanteile müssen experimentell bestimmt werden.

Wärmeleitung parallel zur Oberfläche: Neben den Wärmeabflüssen von der beheizten Oberfläche in die Umgebung, welche in erster Näherung senkrecht zur Oberfläche fließen, treten noch weitere Wärmeströme innerhalb der Wand auf. Diese Wärmeströme fließen überwiegend parallel zur Oberfläche und werden durch Temperaturunterschiede entlang der Oberfläche hervorgerufen.

Diese Temperaturunterschiede entstehen zum einen an den Übergangsstellen zwischen der zu vermessenden Oberfläche, die beheizt wird, und den unbeheizten Seitenwänden. Dieser Wärmestrom in die Seitenwand $\dot{Q}_S$ entzieht der Messoberfläche Wärme und beeinflusst die Messung des Wärmeübergangskoeffizienten. Der Einfluss ist aber vorwiegend auf die Randbereiche beschränkt. Eine analytische Beschreibung dieser Verluste ist durch den komplexeren Aufbau der Seitenwände schwierig. Deshalb werden sie ebenfalls experimentell bestimmt.

Zum Anderen entstehen an der zu vermessenden Oberfläche Temperaturgradienten durch unterschiedlich stark gekühlte Bereiche, die Wärmeströme parallel zur Oberfläche hervorrufen. Diese Wärmeströme sind keine eigentlichen Verluste wie die anderen hier beschriebenen Verlustmechanismen. Die Wärmeabgabe an die Umgebung und in die Seitenwände beeinflusst direkt die Messung des mittleren Wärmeübergangs, da durch sie dem

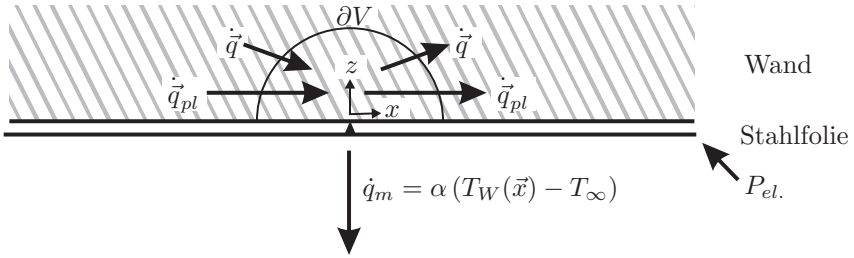


Abbildung 9: Lokale Wärmeströme in einem infinitesimalen Wandelement

Messsystem Wärme entzogen wird. Die Wärmeströme parallel zur Oberfläche versuchen Temperaturunterschiede auf der zu vermessenden Oberfläche auszugleichen und beeinflussen nur die lokalen Messwerte. Gradienten innerhalb der Wärmeübergangsverteilung werden im Messergebnis abgeschwächt. Der mittlere Wärmeübergang wird hierdurch aber nicht beeinflusst. Ihr Einfluss kann auch analytisch beschrieben und entsprechend korrigiert werden, welches im nächsten Abschnitt vorgestellt wird.

3.1.3 Einflüsse des Temperaturgradienten auf der Oberfläche

Für die stationäre Methode wird eine über die Fläche konstante Wandwärmestromdichte erzeugt. In Abhängigkeit vom Wärmeübergangskoeffizienten stellt sich hierdurch eine entsprechende Oberflächentemperatur ein, welche als Messgröße dient. Ändert sich der Wärmeübergang über der Oberfläche, so entstehen hierdurch entsprechende Temperaturunterschiede, die wiederum zusätzliche Wärmeströme $\dot{Q}_{pl}$ innerhalb der Wand hervorrufen. Diese Wärmeströme fließen parallel zur Oberfläche und versuchen die Temperaturgradienten auf der Oberfläche auszugleichen. Im Mittel über der Oberfläche heben sie sich auf und der Mittelwert wird nicht beeinflusst. Die lokalen Messergebnisse werden hierdurch aber verändert. Gradienten in der Wärmeübergangsverteilung werden im Messergebnis abgeschwächt.

Um diese Einflüsse zu untersuchen werden nun die Wärmestromdichten lokal in einem Wandsegment betrachtet. In Abbildung 9 sind diese Wärmeflüsse für einen infinitesimalen Wandabschnitt dargestellt. An der Stelle $\vec{x}$ wird ein Teil ($\dot{q}_m$) der elektrischen Flächenleistungsdichte $P_{el.}/A$ an das Fluid abgegeben, ein anderer Teil fließt in die Wand hinein. Gleichzeitig fließen innerhalb der Wand verschiedene Wärmeströme (dargestellt durch $\dot{\vec{q}}_{pl}$) in dieses Element hinein und heraus, welche durch Temperaturunterschiede innerhalb der Wand hervorgerufen werden. Ebenso sind die weiteren Verluste zu berücksichtigen, die in Abbildung 9 in den Stromdichten $\dot{\vec{q}}$ zusammengefasst sind. In das Wandelement, beschrieben durch die infinitesimale Halbkugel ∂V, treten somit verschiedene Wärmeströme ein

und die Energiebilanz für dieses System wird zu:

$$\alpha(\vec{x})\,(T_W(\vec{x}) - T_\infty) = \dot{q}_m(\vec{x}) = P_{el.}/A - \dot{q}_R - \dot{q}_k - \int\limits_{\partial V(\vec{x})} \dot{\vec{q}}_{pl}(\vec{x}) \cdot d\vec{A}. \tag{3.7}$$

Um den Einfluss der Temperaturgradienten auf der Oberfläche unabhängig von den anderen Effekten zu untersuchen, werden nun nur die Unterschiede gegenüber einer homogenen Wärmestromdichtenverteilung betrachtet sowie die sie hervorrufenden Temperaturdifferenzen. Die globalen Größen werden vernachlässigt und die Seitenwand als unendlich ausgedehnt angesehen. Im Detail wird dies in Anhang A erläutert.

$$\dot{q}_m(\vec{x}) - \overline{\dot{q}}_m = \Delta\dot{q}_m(\vec{x}) \qquad \text{und} \qquad T_W(\vec{x}) - \overline{T}_W = \Delta T_W. \tag{3.8}$$

Gleichung (3.7) wird hiermit zu

$$\Delta\dot{q}_m(\vec{x}) = -\int\limits_{\partial V(\vec{x})} \dot{\vec{q}}_{pl}(\vec{x}) \cdot d\vec{A}. \tag{3.9}$$

$\Delta\dot{q}_m$ ist die resultierende Wärmestromdichte, welche durch einen Temperaturgradient an der Oberfläche zusätzlich in die Strömung abgegeben bzw. aufgenommen wird und die Messung des Wärmeübergangskoeffizienten beeinflusst.

Zur Bestimmung dieser Wärmestromdichte wird sie zunächst als bekannt vorausgesetzt und umgekehrt die hieraus hervorgerufene Temperaturverteilung bestimmt. Hierzu wird nun ein Flächenelement der Größe $dx' \times dy'$ an der Stelle $\vec{x}'$ auf der Oberfläche betrachtet. Die Wärmestromdichte $\Delta\dot{q}_m$ durch dieses Flächenelement kann als eine Punktquelle bzw. -senke der Stärke $\Delta\dot{q}_m\,dx'\,dy'$ in der halbunendlichen Wand betrachtet werden. Das Temperaturfeld $T_{\vec{x}'}(\vec{x})$ solch einer Quelle lässt sich nach Carslaw und Jaeger [10] folgendermaßen beschreiben:

$$T_{\vec{x}'}(\vec{x}) = \frac{\Delta\dot{q}_m\,dx'\,dy'}{2\pi\,\lambda\,|\vec{x} - \vec{x}'|}. \tag{3.10}$$

λ ist hierbei die Wärmeleitfähigkeit der Wand. Die Felder dieser Quellen lassen sich superponieren und es ergibt sich die Temperaturverteilung $T(\vec{x})$ für eine gegebene Wärmestromdichtenverteilung $\Delta\dot{q}_m(\vec{x}')$ durch Integration über die vermessene Fläche A:

$$T(\vec{x}) = \int\limits_A T_{\vec{x}'}(\vec{x})\,d\vec{x}' = \int\limits_A \Delta\dot{q}_m(\vec{x}')\frac{dA}{2\pi\lambda\,|\vec{x} - \vec{x}'|}. \tag{3.11}$$

In der Messung wird nun aber nicht die Wärmestromdichte $\Delta\dot{q}_m(\vec{x})$ sondern die Temperaturverteilung $\Delta T_W(\vec{x})$ bestimmt. Es wird daher die Umkehrfunktion zu Gleichung (3.11) gesucht. Dazu wird eine 2D-Fouriertransformation der Gleichung (3.11) durchgeführt:

$$\widehat{T}(\vec{k}) = \frac{1}{2\pi\lambda}\widehat{\Delta\dot{q}_m}(\vec{k})\frac{\widehat{1}}{\sqrt{x^2 + y^2}} = \frac{\widehat{\Delta\dot{q}_m}(\vec{k})}{2\pi\lambda}\frac{1}{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}}, \tag{3.12}$$

$\vec{k}$ ist hierbei die Variable im Fourierraum. Die Umkehrfunktion wird damit zu:

$$\widehat{\Delta \dot{q}_m}(\vec{k}) = 2\pi\lambda\sqrt{k_x^2 + k_y^2}\,\widehat{T}(\vec{k}). \tag{3.13}$$

Ist die Temperaturverteilung $T(\vec{x})$ derart, dass der Ausdruck $\sqrt{k_x^2 + k_y^2}\;\widehat{T}(\vec{k})$ eine L^1-Funktion darstellt, welches für praktische Anwendungen in der Regel gegeben ist, kann somit die Wärmestromdichtenverteilung durch eine Rücktransformation der Gleichung (3.13) gefunden werden. Für experimentelle Ergebnisse, welche gewöhnlich als $m \times n$-Matrix vorliegen, kann die Hin- und Rücktransformation leicht mit der diskreten Fouriertransformation durchgeführt werden.

Die Randbedingungen an den Plattengrenzen sind schwieriger zu definieren. Im Randbereich findet ein Wärmeabfluss in die Seitenwände statt, der von den Wärmeübergangswiderständen und den Temperaturen in der Seitenwand abhängt, welche nicht bekannt sind. Der Wärmeabfluss in die Seitenwände wird hier daher als globaler Verlust betrachtet und bei der Untersuchung der Temperaturgradienten an der Oberfläche nicht berücksichtigt. Die Ränder werden als adiabat angenommen. Der genaue Einfluss dieser Randbedingungen auf die Berechnung der Wärmeströme parallel zur Oberfläche ist auch im Anhang A näher erläutert.

3.1.4 Einstellzeit des stationären Zustandes

Die für die stationäre Methode getroffene Voraussetzung ist, dass sich innerhalb des zu untersuchenden Modells eine stationäre Temperatur- und Wärmestromverteilung ausbildet. Daher sind nach dem Einstellen der Versuchsbedingungen entsprechende Wartezeiten einzuhalten bis sich ein nahezu stationärer Zustand entwickelt hat. Dieser Vorgang dauert in der Regel lange, vor allem wenn hohe Messgenauigkeiten erforderlich sind. Er bestimmt maßgeblich die Gesamtdauer der Messung. Im Folgenden wird daher eine analytische Methode zur Abschätzung der erforderlichen Wartezeit für eine vorgegebene zu erreichende Messgenauigkeit entwickelt.

Als Ausgang dient hierzu eine von Vogel und Weigand [86] entwickelte Lösung für das zeitliche Verhalten der Wandtemperatur T auf eine plötzliche Änderung des eingebrachten Wandwärmstroms, welcher durch eine sprunghafte Änderung der Fluidtemperatur T_B oder durch das Einschalten einer konstanten Heizleistung P_{el} der Heizfolie hervorgerufen werden kann:

$$\frac{T - T_0}{T_F - T_0} = \underbrace{\frac{Bi_F + Bi_F Bi_U}{Bi_F(1 + Bi_U) + Bi_U}}_{\text{stationär}} - \underbrace{\sum_{n=1}^{\infty} C_n\, e^{-\beta_n^2 \tau}}_{\text{transient}}. \tag{3.14}$$

T_0 ist hierbei die Temperatur des Modells vor der Änderung des eingebrachten Wandwärmestroms. β_n und C_n sind Eigenwerte und Konstanten, welche aus den Randbedingungen,

gegeben durch den Wärmeübergang an der Innen- und Außenseite der Seitenwand, der Wanddicke L und der Wärmeleitfähigkeit der Wand, bestimmt werden (siehe Gleichungen (3.23) und (3.24)). $Bi_{F/U} = \alpha_{F/U}\, L/\lambda$ und $\tau = a\, t/L^2$ sind die dimensionslose Wärmeübergangszahl (Biot-Zahl) und die dimensionslose Zeit, $a = \lambda/(\rho\, c)$ die Temperaturleitfähigkeit. Näheres hierzu ist im folgenden Kapitel 3.2 zu finden, in welchem die Gleichung ausführlich behandelt wird. $T_F - T_0$ ist hierbei entweder der Temperatursprung $T_B - T_0$ im Fluid oder die der eingeschalteten Heizleistung äquivalente Temperaturdifferenz $\dot{q}_{el}/\alpha_F$, mit $\dot{q}_{el.} = P_{el.}/A$.

Gleichung (3.14) besteht aus zwei Teilen. Der erste Teil ist die Lösung des stationären Problems und beschreibt den Temperaturabfall der Wandtemperatur gegenüber einer adiabaten Wand durch die Wärmeverluste nach außen. Er stellt die im vorherigen Abschnitt beschriebenen Verluste dar. Der zweite Teil der Gleichung (3.14) beschreibt das transiente Verhalten der Wandtemperatur durch das Einschalten des Heizstroms und geht für hinreichend lange Wartezeiten $\tau \to \infty$ gegen null. Der Fehler ΔT_W, den man bei einer endlichen Wartezeit für die Wandtemperatur an der Oberfläche macht, ist somit

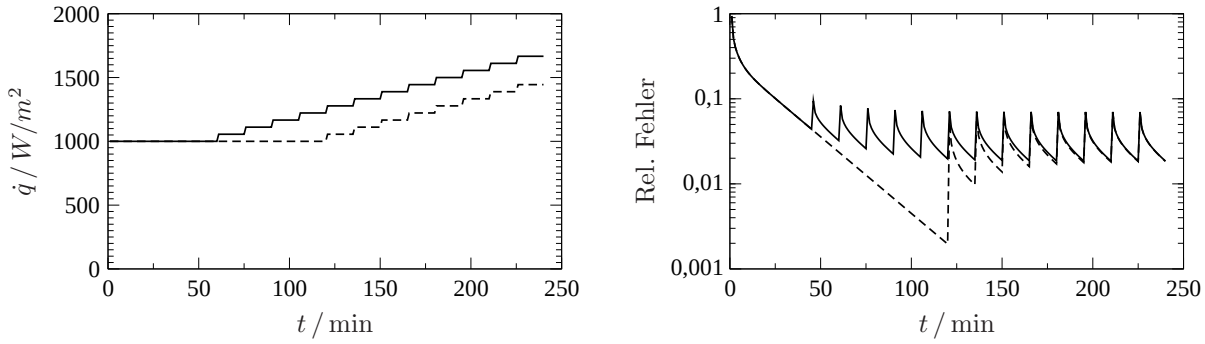
$$\Delta T_W = -\frac{\dot{q}_{el}}{\alpha_F} \sum_{n=1}^{\infty} C_n\, e^{-\beta_b^2 \tau}. \tag{3.15}$$

Dies ist der Fehler für die Wandtemperatur nach dem einmaligen Einschalten des Heizstroms. Werden, wie oben beschrieben, schmalbandige Flüssigkristalle für die Visualisierung der Wandtemperatur verwendet und erhöht man dementsprechend schrittweise die Heizleistung, um den vollständigen Temperaturbereich auf der Oberfläche sichtbar zu machen, so sind nach jeder Erhöhung ebenfalls wieder entsprechende Wartezeiten einzuhalten. Hält man nun nach dem ersten Einschalten eine Wartezeit τ_E ein und erhöht danach in regelmäßigen Abständen $\Delta\tau$ die Heizleistung um $\Delta\dot{q}$, so ergibt sich der Fehler, welchen man für die i.-Messung macht, nach dem Duhamel-Prinzip zu

$$\Delta T_i = -\frac{\dot{q}}{\alpha_F} \sum_{n=1}^{\infty} C_n\, e^{-\beta_n^2(\tau_E + (i-1)\Delta\tau)} - \frac{\Delta\dot{q}}{\alpha_F} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{j=1}^{i-1} C_n\, e^{-\beta_n^2 j \Delta\tau}. \tag{3.16}$$

Dieser Fehler ist in Abbildung 10 für verschiedene Wartezeiten nach dem Einschalten und zwischen den einzelnen Schritten dargestellt. Ist der Sprung der Heizleistung nach dem Einschalten groß und die Wartezeit klein gegenüber den Erhöhungen zwischen den einzelnen Schritten, so dominiert zunächst der Fehler durch das Einschalten, welcher kontinuierlich abnimmt. Ist dieses Einschaltverhalten abgeklungen, so wird der Fehler nur noch durch die Erhöhungen zwischen den einzelnen Schritten bestimmt, welcher mit jedem Schritt kontinuierlich zunimmt und im periodischen Fall für $i \to \infty$ gegen einen Endwert strebt

$$\Delta T_{i\to\infty} = -\frac{\Delta\dot{q}}{\alpha_F} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{j=1}^{\infty} C_n\, e^{-\beta_n^2 j \Delta\tau} = -\frac{\Delta\dot{q}}{\alpha_F} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{C_n}{e^{\beta_n^2 \Delta\tau} - 1}. \tag{3.17}$$



(a) Heizschritte **(b)** Fehler

Abbildung 10: Fehler der Stationären Methode für unterschiedliche Wartezeiten vor und zwischen den einzelnen Versuchsschritten (Plexiglaswand, Dicke: 20 mm).

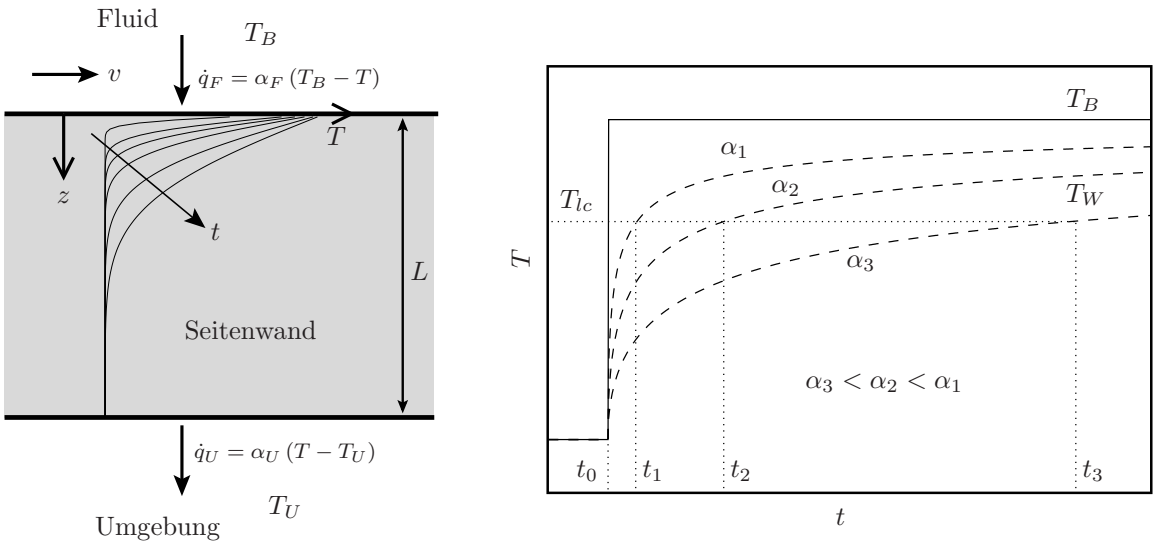
Dies ist eine Abschätzung für den maximalen Fehler, der bei einer schrittweisen Erhöhung der Heizleistung entsteht, sofern eine hinreichende Wartezeit für das Abklingen des Einschaltvorgangs eingehalten wird. Für die praktische Anwendung wird somit zunächst aus Gleichung (3.15) die nötige Wartezeit nach dem Einschalten bestimmt, bei welcher in der Regel der größte Temperatursprung und damit der größte Fehler entsteht. Anschließend wird aus dem periodischen Fall der zeitliche Abstand zwischen den einzelnen Schritten abgeschätzt, um den Fehler bei der Bestimmung der stationären Wandtemperatur unterhalb einer Grenze ΔT_ε zu halten.

3.2 Transiente Technik

3.2.1 Prinzip

Bei der transienten Methode wird die Reaktion der Wandtemperatur auf Änderungen der Fluidtemperatur untersucht. Dazu wird ausgehend von einem Gleichgewichtszustand, bei dem sich das vollständige Messsystem auf einer konstanten homogenen Temperatur befindet, eine sprunghafte Temperaturänderung des Kühlmediums initiiert. Hierdurch entsteht eine Temperaturdifferenz zwischen dem Fluid und der Wand, welche einen Wärmestrom vom Fluid in die Wand hervorruft. Durch diesen Wärmestrom wird die Wand langsam aufgeheizt. Die Geschwindigkeit, mit der dieser Aufheizvorgang erfolgt, hängt dabei von dem Wärmeübergang in die Wand ab. Wird nun die Zeit für diesen Aufheizvorgang gemessen, so kann hieraus der Wärmeübergang bestimmt werden.

In Abbildung 11b sind die Temperaturverläufe der Fluidtemperatur T_B und der Wandtemperatur T_W für verschiedene Wärmeübergangskoeffizienten α dargestellt. Der Anstieg der Wandtemperatur hängt direkt vom Wärmeübergang ab und kann durch eine Funktion $T_W = f(T_B, \alpha, t)$ beschrieben werden. Ist nun der Zeitpunkt t_{lc} bekannt, zu dem



(a) Temperaturverteilung in der Wand **(b)** Zeitlicher Verlauf für versch. Wärmeübergänge

Abbildung 11: Temperaturverläufe bei der transienten Flüssigkristallmethode

die Wand eine bestimmte Temperatur T_{lc} erreicht, wie z.B. durch einen Farbumschlag der Flüssigkristalle angezeigt wird, so lässt sich hieraus der Wärmeübergangskoeffizient bestimmen.

Der Vorteil dieser Methode ist die kurze Messzeit für den Wärmeübergang und die einfache Durchführung, da nur eine Zeitmessung erforderlich ist. Zudem müssen keine Folien auf die Oberfläche aufgetragen werden, so dass sie auch für komplexere Geometrien anwendbar ist.

3.2.2 Verlauf der Wandtemperatur

Durch einen Sprung in der Fluidtemperatur wird ein Wärmestrom $\dot{q} = \alpha_F (T_B - T_W)$ vom Fluid in die Wand erzeugt, wie in Abbildung 11a dargestellt. Die Wärme dringt langsam in die Wand ein und die Wandtemperatur steigt. Da dieser Wärmestrom über die gesamte Oberfläche in die Wand eintritt, kann dieser Vorgang für kleine Gradienten in der lateralen Verteilung des Wärmeübergangs als eindimensional betrachtet werden. Das Verhalten der Wandtemperatur lässt sich daher durch die eindimensionale Wärmeleitungsgleichung

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \qquad \text{mit} \qquad a = \frac{\lambda}{\rho c} \tag{3.18}$$

beschreiben. λ, ρ, c sind die Wärmeleitfähigkeit, die Dichte und die spezifische Wärmekapazität der Wand. Die Wärme dringt hierbei langsam von der dem Fluid zugewandten Seite in die Wand ein, wie in Abbildung 11a dargestellt, so dass für kurze Messzeiten

der Wärmeübergang auf der äußeren Seite noch keinen Einfluss auf die Wärmeausbreitung in der Wand hat. Die Wand kann daher als halbunendlich angesehen werden. Als Randbedingungen ergeben sich damit:

$$\begin{aligned} t = 0 \quad &: \quad T = T_0 \\ z = 0 \quad &: \quad \frac{\partial T}{\partial z} = b\,(T_B - T), \qquad \text{mit} \qquad b = \frac{\alpha_F}{\lambda} \\ z \to \infty \quad &: \quad T = T_0. \end{aligned} \tag{3.19}$$

Carslaw und Jaeger [10] geben für dieses Gleichungssystem folgende Lösung an:

$$\frac{T - T_0}{T_B - T_0} = \Theta(t, z) = \operatorname{erfc}\left(\frac{z}{2\sqrt{at}}\right) - e^{bz + b^2 at} \operatorname{erfc}\left(\frac{z}{2\sqrt{at}} + b\sqrt{at}\right). \tag{3.20}$$

Für die Temperatur an der Oberfläche der Wand ($z = 0$) lässt sich dies zu

$$\Theta_W(t) = \Theta(t, z = 0) = 1 - e^{\alpha^2\, t/(\lambda\rho c)} \operatorname{erfc}\left(\alpha\sqrt{t/\lambda\rho c}\right). \tag{3.21}$$

vereinfachen. Diese Gleichung beschreibt den Temperaturverlauf an der Oberfläche einer halbunendlichen Wand. Ist nun der Zeitpunkt bekannt, an dem die Wand eine feste Temperatur erreicht, so kann Gleichung (3.21) iterativ für den Wärmeübergangskoeffizienten α gelöst werden und somit der Wärmeübergang vom Fluid in die Wand bestimmt werden.

Bedingung für die Annahme einer halbunendlichen Wand ist eine hinreichend kurze Messzeit, so dass die Wärme nicht tief in die Wand eindringen kann und der Wärmefluss innerhalb der Wand noch nicht durch die Außenseite der Wand beeinflusst wird. Schultz und Jones [78] konnten zeigen, dass bei einer gegebenen Wanddicke L diese Annahme für Messzeiten $\tau = t\,a/L^2 < 1/16$ erfüllt ist.

Für dünnere Wände kann diese Bedingung nicht immer erfüllt werden. Vogel und Weigand [86] haben daher eine Lösung der Wärmeleitungsgleichung für eine endliche Wand der Dicke L vorgestellt:

$$\Theta(t, z) = \underbrace{\frac{Bi_F + Bi_F Bi_U\,(1 - z/L)}{Bi_F(1 + Bi_U) + Bi_U}}_{\text{stationär}} - \underbrace{\sum_{n=1}^{\infty} C_n \left[\cos(\beta_n z/L) + \frac{Bi_F}{\beta_n}\sin(\beta_n z/L)\right] e^{-\beta_n^2 \tau}}_{\text{transient}} \tag{3.22}$$

wobei β_n die Lösungen der transzendenten Gleichung

$$(Bi_F + Bi_U)\cos\beta_n + \left(\frac{Bi_F Bi_U}{\beta_n} - \beta_n\right)\sin\beta_n = 0 \tag{3.23}$$

ist. C_n ist gegeben durch

$$C_n = \frac{K_1\left\{\frac{\sin\beta_n}{\beta_n} + \frac{Bi_F}{\beta_n^2}(1 - \cos\beta_n)\right\} + K_2\left\{\frac{\cos\beta_n}{\beta_n^2} - \frac{1}{\beta_n^2} + \frac{\sin\beta_n}{\beta_n} + \frac{Bi_F}{\beta_n^2}\left(\frac{\sin\beta_n}{\beta_n} - \cos\beta_n\right)\right\}}{\frac{1}{2}\left(1 + \left(\frac{Bi_F}{\beta_n}\right)^2\right) + \frac{\sin(2\beta_n)}{4\beta_n}\left(1 - \left(\frac{Bi_F}{\beta_n}\right)^2\right) + \frac{Bi_F}{\beta_n^2}\sin^2\beta_n} \tag{3.24}$$

mit den Abkürzungen

$$\begin{aligned} K_1 &= 1 - \frac{Bi_U}{Bi_F(1+Bi_U)+Bi_U} \\ K_2 &= -\frac{Bi_U Bi_F}{Bi_F(1+Bi_U)+Bi_U} = Bi_F(K_1-1). \end{aligned} \tag{3.25}$$

Zur Vereinfachung der Schreibweise sind hier die dimensionslose Zeit $\tau = ta/L^2$ und die Biot-Zahl $Bi = \alpha L/\lambda$ als dimensionsloser Wärmeübergang auf der Innen- und Außenseite der Wand eingeführt worden. Für die Temperatur an der Innenseite der Wand ($z = 0$) lässt sich Gleichung (3.22) vereinfachen zu:

$$\Theta_W(t) = \frac{Bi_F + Bi_F Bi_U}{Bi_F + Bi_F Bi_U + Bi_U} - \sum_{n=1}^{\infty} C_n\, e^{-\beta_n^2 \tau}, \tag{3.26}$$

welche sich ebenfalls bei bekanntem $T_W(t = t_{lc})$ iterativ für den Wärmeübergangskoeffizienten lösen lässt.

Gleichungen (3.22) und (3.26) berücksichtigen für die Berechnung der Wandtemperatur auch den Wärmeübergang auf der Außenseite der Wand. Vogel und Weigand [86] konnten nun zeigen, dass selbst bei unbekanntem Wärmeübergang auf der Außenseite die Wandtemperatur für Messzeiten $\tau < 1/4$ hinreichend genau beschrieben wird. Für dicke, schlecht wärmeleitende Wände geht Gleichung (3.22) in die Lösung für die halbunendliche Wand über.

Ebenso lässt sich Gleichung (3.22) durch den entgegengesetzten Grenzübergang mit $Bi \ll 1$ vereinfachen. Vernachlässigt man alle Terme höherer Ordnung so vereinfacht sich Gleichung (3.22) zu

$$\Theta(t) = \frac{Bi_F}{Bi_F + Bi_U}\left(1 - e^{-(Bi_F + Bi_U)\tau}\right). \tag{3.27}$$

Diese Gleichung beschreibt den Temperaturanstieg durch einen Sprung der Fluidtemperatur in einer sehr dünnen, gut wärmeleitenden Wand. Dies tritt z.B. in Kanälen auf, deren Seitenwände aus Blech gefertigt sind. Die Wärmeleitung innerhalb der Wand ist dabei hoch gegenüber der Wanddicke und den Wärmeübergängen an den Außenseiten, so dass der Temperaturgradient innerhalb der Wand vernachlässigbar klein ist.

In der Praxis ist es häufig schwierig, den für diese Lösungen geforderten Sprung der Fluidtemperatur zu erzeugen. Selbst wenn durch eine spezielle Heizung oder durch das Umschalten zwischen einem heißen und einem kalten Luftstrom solch ein Sprung erreicht wird, wird er doch häufig durch Einlaufstrecken und andere Einbauten abgeschwächt, so dass an der Messstelle kein Temperatursprung mehr vorliegt. Ist aber nun dieser Temperaturverlauf an der Messstelle bekannt, so kann Gleichung (3.21) oder (3.22) mit Hilfe des

Duhamel-Prinzips auf einen kontinuierlichen Temperaturverlauf erweitert und dieser Einfluss mit berücksichtigt werden. Hierzu wird der Verlauf der Fluidtemperatur in diskrete Abschnitte z.B. gemäß der aufgezeichneten Temperaturwerte $T_{B,j}$ unterteilt. Innerhalb der Abschnitte wird der Temperaturverlauf als Sprung betrachtet und die Abschnitte werden entsprechend gelöst. Es ergibt sich hier für diskrete Temperaturwerte nach [10]:

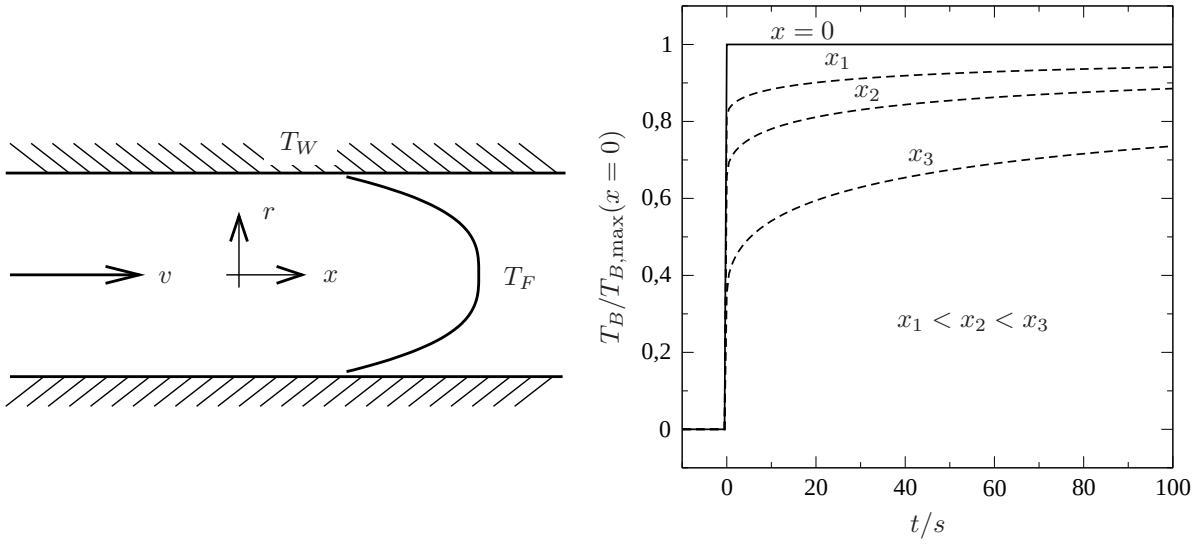
$$T - T_0 = \sum_{j=1}^{N} \Theta(t - t_j)(T_{B,j} - T_{B,j-1}). \tag{3.28}$$

Hierdurch kann jeder mögliche Temperaturverlauf berücksichtigt werden. $\Theta(t)$ ist die Lösung der Wärmeleitungsgleichung nach (3.21) oder (3.22).

3.2.3 Messung der Fluidtemperatur

Eine wichtige Größe bei der Messung des Wärmeübergangs mittels der transienten Methode ist die Bestimmung der Fluidtemperatur. Bereits in Kapitel 2 ist gezeigt worden, dass für eine Kanalströmung eine charakteristische Temperatur existiert, die massenstromgemittelte Temperatur T_B, welche die thermischen Eigenschaften der Strömung beschreibt. Diese Temperatur ist der Messung nicht direkt zugänglich und insbesondere bei der transienten Methode schwierig zu ermitteln. In der Regel wird die Fluidtemperatur mittels Kontaktthermometern an ein oder evtl. mehreren Positionen im Kanal gemessen. Die Messung erfolgt also punktuell. Auch erfolgt diese Messung häufig nicht in unmittelbarer Nähe der Wärmeübergangsmessung, um eine Beeinflussung der Strömung durch das Thermometer zu vermeiden, so dass nicht die für die Wärmeübergangsmessung erforderliche Temperatur gemessen wird. Nur für ein homogenes Temperaturprofil, wie es in der Regel bei der stationären Methode im Einlaufbereich auftritt, ist eine direkte Messung der massenstromgemittelten Temperatur möglich.

Bei der transienten Methode besteht dagegen während der Versuchsdurchführung ein Temperaturunterschied zwischen Strömung und Wand, wodurch ein Wärmefluss zwischen Wand und Fluid auftritt. Die Strömung gibt somit Wärme an die Wand ab und die Fluidtemperatur sinkt entlang der Kanalachse ab. Ebenso bildet sich innerhalb der Strömung ein Temperaturprofil aus, mit heißen Bereichen vorwiegend in der Strömungsmitte und kühleren Gebieten in Wandnähe. In den Abbildungen 12a und 12b sind ein derartiges Temperaturprofil und ein entsprechender Temperaturabfall entlang der Kanalachse dargestellt. In Abbildung 12b zeigt sich, dass auch der zeitliche Verlauf der Fluidtemperatur durch diesen Temperaturabfall beeinflusst wird. Die punktuell gemessenen Temperaturen entsprechen daher nicht den massenstromgemittelten Temperaturen an den Messpositionen, an denen die Wärmeübergangsmessungen erfolgen. Um die Wärmeübergangsmessungen unabhängig von diesen Versuchsbedingungen durchzuführen, ist es erforderlich, einen



(a) Temperaturprofil im glatten Kanal **(b)** Temperaturabfall entlang der Kanalachse

Abbildung 12: Temperaturverläufe der Fluidtemperatur in einem Kanal

Zusammenhang zwischen der gemessenen und der massenstromgemittelten Temperatur herzustellen und dies bei der Messung zu berücksichtigen.

Temperaturabfall: Von Wolfersdorf u.a. [15, 94] haben den Temperaturabfall in einem Kanal untersucht und hierfür ein einfaches Modell basierend auf einer Energiebilanzbetrachtung vorgestellt. Für diese Untersuchung des Temperaturabfalls in Strömungsrichtung wird, ausgehend von einem idealen Temperatursprung am Kanaleintritt, eine eindimensionale Energiebilanzbetrachtung entlang der Kanalachse durchgeführt. Wie bereits in Kapitel 2 gezeigt, beträgt der Wärmeverlust $d\dot{Q}$ in einem infinitesimalen Abschnitt x' des Kanals der Länge dx' zum Zeitpunkt t

$$d\dot{Q} = \alpha(x')\, U\, (T_B(x', t) - T_W(x', t))\, dx'. \tag{3.29}$$

α ist der lokale Wärmeübergangskoeffizient und U der Umfang des Kanalabschnitts, über den die Wärme abgeführt wird.

Dies ist der Wärmeverlust, den ein infinitesimales Fluidvolumen im Abschnitt x' erfährt. Bewegt sich dieses Fluidvolumen mit einer konstanten Geschwindigkeit v durch den Kanal, erfährt es bis zur Position (x, t) in jedem Abschnitt x' einen Wärmeverlust $d\dot{Q}(x', t^*)$. Die Größe $t^* = t - (x - x')/v$ ist die retardierte Zeit, welche den Zeitversatz durch die Ausbreitung des Fluidvolumens berücksichtigt. Für den gesamten Wärmeverlust $\dot{Q}$, welchen dieses Fluidvolumen im Kanal über die Lauflänge x erfährt, ergibt sich hiermit

$$\dot{Q}(x, t) = \int_{x'=0}^{x} d\dot{Q}(x', t^*) = \int_{x'=0}^{x} \alpha(x')\, U\, (T_B(x', t^*) - T_W(x', t^*))\, dx'. \tag{3.30}$$

Der Term $(x - x')/v$ ist aufgrund des Verhältnisses zwischen Kanalabmessungen und Strömungsgeschwindigkeit für typische Messanordnungen klein ($x/v < 0,2\,\mathrm{s}$ für $x = 2,5\,\mathrm{m}$ und $v = 14\,\mathrm{m/s}$ bei $\mathrm{Re} = 50.000$) gegenüber der Versuchszeit t ($t > 5 - 10\,\mathrm{s}$, typisch $20 - 30\,\mathrm{s}$) und kann daher vernachlässigt werden. In den nachfolgenden Betrachtungen wird daher die retardierte Zeit t^* durch die Zeit t ersetzt. Gleichung (3.30) wird hiermit zu

$$\dot{Q} = \int_{x'=0}^{x} \alpha(x')\, U\, (T_B(x',t) - T_W(x',t))\, dx'. \tag{3.31}$$

Dies entspricht dem Wärmeverlust $\dot{Q} = \int_{x'=0}^{x} d\dot{Q}(x',t)$, der zu dem Zeitpunkt t im Kanal der Länge x vom Fluid an die Außenwände abgegeben wird. Es wird somit nicht mehr die Energiebilanz für ein festes mit der Strömung mitgeführtes Fluidelement betrachtet, sondern die Energiebilanz für einen feststehenden Kanalabschnitt. Hierbei wird die lokale Variation des Wärmeübergangskoeffizienten α und der Wandtemperatur T_W berücksichtigt.

Betrachtet man nun nur den globalen Wärmeverlust in dem Kanal, so können anstelle der lokalen Größen $\alpha(x')$ und $T_W(x',t)$ zwei globale Parameter für den Wärmeübergang $\alpha(x') \rightarrow h(x)$ und die zeitabhängige Wandtemperatur $T_W \rightarrow T_p(x,t)$ eingeführt werden, welche diesen Wärmeverlust wiedergeben [15, 94]

$$\dot{Q} = h(x)\, U \int_{x'=0}^{x} T_B(x',t) - T_p(x,t) dx'. \tag{3.32}$$

U wird dabei als konstant angenommen. Eine Variation des Umfangs über die Kanallänge kann im Wärmeübergangsparameter $h(x)$ mitberücksichtigt werden. Die Parameter stellen eine Art äquivalenter mittlerer Wärmeübergang und eine mittlere Wandtemperatur dar. Sie sind aber im Allgemeinen nicht mit den Mittelwerten dieser Größen identisch. Bei einem Vergleich von Gleichung (3.31) und (3.32) ergeben sie sich zu

$$h(x) = \frac{\int_{x'=0}^{x} \alpha(x') T_B(x',t) dx'}{\int_{x'=0}^{x} T_B(x',t) dx'} \tag{3.33}$$

und

$$T_p(x,t) = \frac{\int_{x'=0}^{x} \alpha(x') T_W(x') dx'}{h(x) x}. \tag{3.34}$$

Für den zeitlichen Verlauf der globalen Wandtemperatur erwartet man nun einen vergleichbaren Verlauf für die verschiedenen Randbedingungen wie für die lokale Wandtemperatur. Es wird daher der folgende Verlauf für die globale Wandtemperatur einer halbunendlichen Wand analog zu Gleichung (3.21) angenommen:

$$\frac{T_p - T_0}{T_E - T_0} = 1 - e^{\frac{\bar{\alpha}^2 t}{\lambda \rho c}} \operatorname{erfc}\left(\bar{\alpha}\sqrt{\frac{t}{\lambda \rho c}}\right). \tag{3.35}$$

T_0 ist hier die Anfangs- und T_E die Endtemperatur des Temperatursprungs am Eintritt und $\bar{\alpha} = \int_{x'=0}^{x} \alpha(x')\,dx' \,/\, x$ der mittlere Wärmeübergang. Für das Verhältnis $B = \bar{\alpha}/h$ zwischen dem mittleren Wärmeübergang und dem globalen Wärmeübergangsparameter konnten von Wolfersdorf u.a. [94] folgende Beziehung für eine isotherme Wand, wie sie für die globalen Parameter angenommen worden ist, angeben

$$B = \frac{\bar{\alpha}}{h} = \frac{1 - e^{-\frac{hU}{\dot{m}c_p}x}}{\frac{hU}{\dot{m}c_p}x} \tag{3.36}$$

Betrachtet man nun wiederum die lokale Gleichung (3.29) und vereinfacht diese mit Hilfe der globalen Parameter, so erhält man eine vereinfachte Energiegleichung

$$d\dot{Q}(x',t) = hU\left(T_B(x',t) - T_p(x,t)\right)dx'. \tag{3.37}$$

Für den Temperaturabfall $dT_B = -d\dot{Q}/(\dot{m}\,c_p)$ folgt damit

$$\frac{dT_B}{dx'} = \frac{hU}{\dot{m}c_p}\left(T_p(x,t) - T_B(x',t)\right). \tag{3.38}$$

Diese Gleichung lässt sich durch Integration direkt für T_B lösen und es ergibt sich

$$\frac{T_B - T_p}{T_E - T_p} = e^{-\frac{hU}{\dot{m}c_p}x} \tag{3.39}$$

$$\Rightarrow \quad \frac{T_B - T_0}{T_E - T_0} = 1 - \left(1 - e^{-\frac{hU}{\dot{m}c_p}x}\right)\left(1 - \frac{T_p(\bar{\alpha}) - T_0}{T_E - T_0}\right) \tag{3.40}$$

$$\text{halbunendlich:} \quad = 1 - \left(1 - e^{-\frac{hU}{\dot{m}c_p}x}\right) e^{\frac{h^2 t}{\lambda\rho c}B^2}\operatorname{erfc}\left(hB\sqrt{\frac{t}{\lambda\rho c}}\right) \tag{3.41}$$

$$\text{dünn:} \quad = 1 - \left(1 - e^{-\frac{hU}{\dot{m}c_p}x}\right)\left(1 - \frac{Bi_F}{Bi_F + Bi_U/B}\left[1 - e^{-(Bi_F B + Bi_U)\frac{a\,t}{L^2}}\right]\right). \tag{3.42}$$

Diese Gleichung beschreibt die lokale Fluidtemperatur in Abhängigkeit von der Eintrittstemperatur T_E, der Lauflänge x und den oben definierten globalen Größen zur Beschreibung der Wärmeverluste der Fluidströmung.

Gleichung (3.41) kann nun als Anfangsbedingung für die Lösung der Wärmeleitungsgleichung (3.18) angesetzt werden. Nach [94] ergibt sich hierfür als Lösung

$$\begin{aligned}\frac{T_W - T_0}{T_E - T_0} &= 1 - e^{\frac{\alpha^2 t}{\lambda\rho c}}\operatorname{erfc}\left(\alpha\sqrt{\frac{t}{\lambda\rho c}}\right)\\ &+ \left\{1 - e^{-\frac{hU}{\dot{m}c_p}x}\right\}\left\{\frac{1}{B\frac{h}{\alpha} - 1}\right\}\left\{e^{\frac{h^2 t}{\lambda\rho c}B^2}\operatorname{erfc}\left(hB\sqrt{\frac{t}{\lambda\rho c}}\right) - e^{\frac{\alpha^2 t}{\lambda\rho c}}\operatorname{erfc}\left(\alpha\sqrt{\frac{t}{\lambda\rho c}}\right)\right\}.\end{aligned} \tag{3.43}$$

Dies beschreibt die Wandtemperatur $T_W - T_0$ an der Messposition hervorgerufen durch einen Temperatursprung $T_E - T_0$ am Kanaleintritt.

Die Fluidtemperatur nach Gleichung (3.41) ist linear von der Temperatur am Kanaleintritt abhängig. Mehrere Temperatursprünge am Kanaleintritt können somit überlagert werden und Gleichung (3.41) kann daher mit Hilfe des Duhamel-Prinzips auf beliebige Verläufe der Eintrittstemperatur erweitert werden.

Temperaturprofil: Bei den bisherigen eindimensionalen Untersuchungen zur Veränderung der Fluidtemperatur im Messkanal sind immer nur mittlere Größen und hier insbesondere die massenstromgemittelte Fluidtemperatur betrachtet worden. Der Wärmefluss zwischen Wand und Fluid ruft aber zusätzlich noch eine Temperaturvariation innerhalb des Strömungsquerschnitts hervor. Der Wärmeabfluss erfolgt vor allem aus den wandnahen Bereichen. Dies wird nur bedingt durch Mischungsvorgänge innerhalb der Strömung ausgeglichen. Es stellt sich so ein Temperaturprofil ein, das sowohl durch diesen Wärmefluss von der Wand zum Fluid als auch durch die Strömung bestimmt wird. Da die Ausbildung des Temperaturprofils durch den Wärmeübergang im gesamten stromaufwärtigen Messkanal bestimmt wird, wird hier für die Temperaturdifferenz zwischen Fluid und Wand $T_B - T_p$ die im obigen Abschnitt eingeführte globale Wandtemperatur T_p betrachtet.

Für das Verhältnis zwischen der an einer Position innerhalb des Profils gemessenen Temperatur T_m und der massenstromgemittelten Temperatur T_B wird der Profilfaktor γ eingeführt

$$\gamma = \frac{T_B - T_p}{T_m - T_p}, \tag{3.44}$$

der den Einfluss dieser Temperaturdifferenz zwischen Wand und Fluid berücksichtigt. Der Profilfaktor ist charakteristisch für das jeweilige Temperaturprofil und die gewählte Messposition. Er kann aus einem bekannten Temperaturprofil, welches z.B. experimentell gemessen oder numerisch berechnet worden ist, bestimmt werden. Da er durch den Wärmeübergang im stromaufwärtigen Kanal und der Strömung bestimmt wird, welche sich während der Versuchsdurchführung nicht ändern, wird er als zeitunabhängig angenommen. Dies konnte experimentell von Tsang u.a. [84] bestätigt werden.

Für den Profilfaktor γ werden die Temperaturen im Fluid auf den globalen Wandtemperaturparameter bezogen, welcher in der Regel unbekannt ist. Daher wird nun Gleichung (3.44) mit Gleichung (3.39) kombiniert, um den Wandtemperaturparameter zu eliminieren. Daraus folgt

$$T_B(t) = \frac{1}{e^{-\frac{hU}{\dot{m}cp}x} - \gamma} \left[e^{-\frac{hU}{\dot{m}cp}x} (1-\gamma) T_E + \gamma \left(e^{-\frac{hU}{\dot{m}cp}x} - 1 \right) T_m(t) \right]. \tag{3.45}$$

Mit Hilfe dieser Gleichung kann bei bekanntem Wärmeübergangsparameter h die massenstromgemittelte Temperatur aus der lokalen Temperaturmessung berechnet werden.

Wärmeübergangsparameter: Für die Bestimmung des Temperaturabfalls in Strömungsrichtung, als auch für die Bestimmung der massenstromgemittelten Temperatur aus der lokal gemessenen Temperatur, ist der Wärmeübergangsparameter im stromaufwärtigen Kanal als bekannt vorausgesetzt worden. Dieser ist der Messung aber nicht direkt zugänglich und muss aus den gemessenen Temperaturverläufen bestimmt werden.

Betrachtet man daher den Zeitpunkt $t = 0$, so ist der Wandtemperaturparameter $T_p(t = 0) = T_0$ und für die Gleichungen (3.39) und (3.44) ergibt sich [69]

$$\begin{aligned} T_B(t=0) &= T_0 - (T_0 - T_E)e^{-\frac{hU}{\dot{m}c_p}x} = \gamma\left(T_m(t=0) - T_0\right) + T_0 \\ \Rightarrow \qquad e^{-\frac{hU}{\dot{m}c_p}x} &= \gamma\,\frac{T_m(t=0) - T_0}{T_E - T_0}. \end{aligned} \tag{3.46}$$

Ist also die Eintrittstemperatur T_E und die lokale Temperatur $T_m(t = 0)$ bekannt, so lässt sich hiermit der Wärmeübergangsparameter bzw. der Term $\exp\left(-\frac{hU}{\dot{m}c_p}x\right)$ bestimmen.

Häufig ist aber die Eintrittstemperatur T_E aufgrund von komplexen Einlaufbedingungen nicht bekannt. Auch ist die gemessene Temperatur zum Zeitpunkt $t = 0$, bedingt durch die Trägheit des Temperatursensors, recht ungenau, so dass hiermit die Bestimmung des Wärmeübergangsparameters sehr schwierig ist. Daher wird der gesamte Zeitverlauf der Fluidtemperatur nach Gleichung (3.41) betrachtet. Setzt man Gleichung (3.44) in Gleichung (3.41) ein, so erhält man den lokalen Temperaturverlauf für einen Temperatursprung am Kanaleintritt

$$\frac{T_m - T_0}{T_E - T_0} = 1 - \left(1 - \frac{1}{\gamma}e^{-\frac{hU}{\dot{m}c_p}x}\right) e^{\frac{h^2 t}{\lambda\rho c}B^2}\operatorname{erfc}\left(hB\sqrt{\frac{t}{\lambda\rho c}}\right). \tag{3.47}$$

Vergleicht man diesen theoretischen Temperaturverlauf mit dem gemessenen Temperaturverlauf, so kann man über eine nichtlineare Regression den Wärmeübergangsparameter und die Eintrittstemperatur ermitteln. Chanteloup und von Wolfersdorf [15] haben dieses Verfahren zusätzlich auch auf die Bestimmung des Profilfaktors erweitert.

Setzt man Gleichung (3.47) in Gleichung (3.41) ein, so kann mit den Parametern γ und h die massenstromgemittelte Temperatur T_B an der Stelle x_B direkt aus der gemessenen Temperatur T_m an der Stelle x_m bestimmt werden:

$$\frac{T_B - T_0}{T_m - T_0} = \frac{1 - \left(1 - e^{-\frac{h_B U}{\dot{m}c_p}x_B}\right) e^{\frac{h_B^2 t}{\lambda\rho c}B_B^2}\operatorname{erfc}\left(h_B B_B\sqrt{t/(\lambda\rho c)}\right)}{1 - \left(1 - \frac{1}{\gamma}e^{-\frac{h_m U}{\dot{m}c_p}x_m}\right) e^{\frac{h_m^2 t}{\lambda\rho c}B_m^2}\operatorname{erfc}\left(h_m B_m\sqrt{t/(\lambda\rho c)}\right)}. \tag{3.48}$$

Hiermit kann die massenstromgemittelte Temperatur ohne eine explizite Kenntnis der Eintrittstemperatur aus der gemessenen Temperatur berechnet werden. Kann die Position der Eintrittstemperatur nicht bestimmt werden oder entspricht der Verlauf der Eintrittstemperatur nicht einer Sprungfunktion, so kann die massenstromgemittelte Temperatur ebenfalls näherungsweise gemäß obiger Beziehung unter Vernachlässigung der Eintrittstemperatur bestimmt werden. Hierzu wird die Position der Temperaturmessung als Startposition $x_m = 0$ gewählt und der Verlauf der gemessenen Temperatur mit Hilfe des Duhamel-Prinzips approximiert.

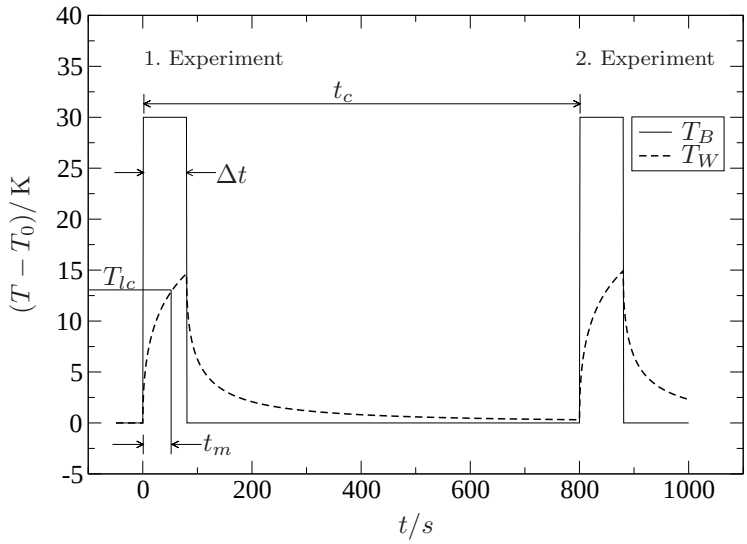


Abbildung 13: Beispiel für einen typischen Messablauf mit Wiederholung der Messungen [71]

3.2.4 Abkühlzeit für wiederholte Messungen

Bisher ist immer nur ein Experiment betrachtet worden, bei welchem sich das Modell auf einer konstanten homogenen Anfangstemperatur befindet. In der Praxis werden in der Regel mehrere Messungen in einer Messreihe nacheinander durchgeführt und mit jeder Messung werden die Seitenwände des Versuchsmodells erwärmt. Es ist daher nach jeder Messung erforderlich, dass eine hinreichend lange Wartezeit bis zum nächsten Experiment eingehalten wird, in welcher sich die Wände wieder abkühlen und sich ein homogener Ausgangszustand für die nächste Messung einstellt. Dieser Abkühlvorgang ist sehr langsam und bestimmt überwiegend die Gesamtdauer der Messung. Eine genaue Kenntnis dieser Wartezeit ermöglicht daher eine Optimierung der Versuchsabfolge und vermeidet Messfehler durch zu kurze Wartezeiten.

In Abbildung 13 ist ein typischer Temperaturverlauf für solch eine Messreihe dargestellt. Für das erste Experiment wird die Heizung eingeschaltet und die Seitenwände erwärmen sich. Nachdem auf allen zu untersuchenden Flächen die Wandtemperatur den Umschlagspunkt der Flüssigkristalle erreicht hat, wird nach der Zeit $\Delta\tau = \Delta t\, a/L^2$ die Heizung wieder abgeschaltet und die Zeit $\tau_c = t_c\, a/L^2$ (ausgehend vom Einschaltzeitpunkt) bis zum nächsten Experiment gewartet. In dieser Zeit fällt die Wandtemperatur etwa mit e^{-t} ab. Zu Beginn des zweiten Experiments ist somit noch eine gewisse Restwärme in den Wänden vorhanden, welche den neuen Aufheizvorgang beschleunigt und hierdurch die zweite Messung beeinflusst.

Pape und Weigand [71] haben diesen Einfluss untersucht und geben für den relativen

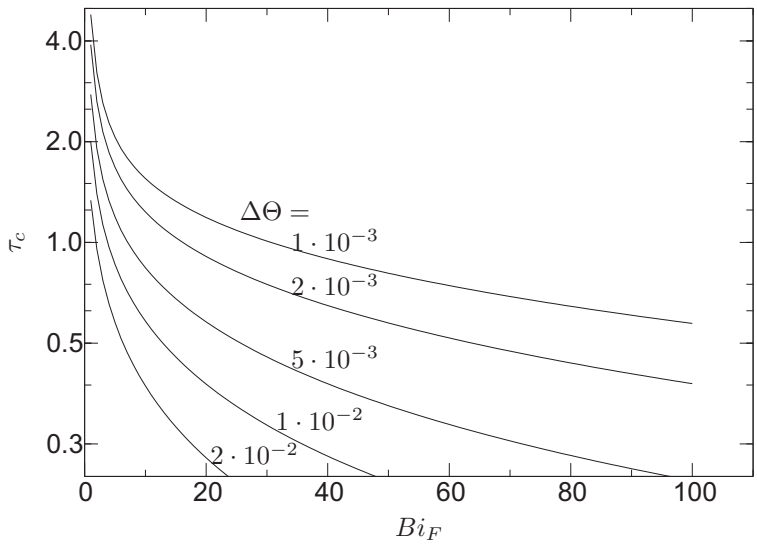


Abbildung 14: Minimale Abkühlzeit für verschiedene Wärmeübergänge Bi_F und Fehlergrenzen $\Delta\Theta$ ($\Delta\tau = 1/16$, $Bi_U = 0.25$) [71]

Temperaturfehler $\Delta\Theta = \Delta T_W/(T_B - T_0)$, welcher beim zweiten Experiment auftritt,

$$\Delta\Theta = 2\sum_{i=1}^{\infty} C_i\, e^{-\beta_i^2 \tau_c} \sinh\left(\beta_i^2 \Delta\tau/2\right) \tag{3.49}$$

an. β_i und C_i sind hier die Eigenwerte und Konstanten nach Gleichung (3.22). Für weitere Messungen addieren sich diese Fehler und für die n-te Messung gilt:

$$\Delta\Theta_n = \sum_{j=1}^{n} \Delta\Theta(j\,\Delta t). \tag{3.50}$$

Hieraus kann für sich periodisch wiederholende Messungen eine minimale Abkühlzeit von

$$\tau_c = \frac{1}{\beta_1^2} \ln\left(1 + \frac{2C_1 \sinh(\beta_1^2 \Delta\tau/2)}{\Delta\Theta}\right) \tag{3.51}$$

angeben werden, nach welcher der relative Temperaturfehler unter einer Schwelle von $\Delta\Theta < \varepsilon$ liegt. Die minimale Abkühlzeit wird dabei überwiegend durch die Versuchszeit $\Delta\tau$, in der die Wärme in die Wand eingebracht wird, und durch die Wärmeübergangskoeffizienten bestimmt.

Diese Abkühlzeit ist in Abbildung 14 für die maximale Messzeit $\Delta\tau = 1/16$ dargestellt, für welche noch die Bedingung „halbunendliche Wand“ gemäß Schultz und Jones [78] erfüllt ist. Hier ist deutlich zu erkennen, dass für höhere Wärmeübergangszahlen die minimale Abkühlzeit sehr schnell absinkt. Vor allem bei niedrigen Wärmeübergangszahlen muss daher auf eine ausreichende Wartezeit zwischen den Messungen geachtet werden, insbesondere da hier häufig auch die Versuchszeit länger ist, welches bereits in Abbildung 11b dargestellt worden ist. Dies erhöht die erforderliche Wartezeit zusätzlich.

3.3 Flüssigkristalle

Ein entscheidender Punkt für die zweidimensionale Messung des Wärmeübergangs mit den zuvor beschriebenen Methoden, ist die zweidimensionale Vermessung der Oberflächentemperaturen mit temperaturempfindlichen Farbschichten. Durch die Anwendung temperaturempfindlicher Farbschichten kann die örtliche Auflösung der Verfahren deutlich gegenüber den Messungen mit Thermoelementen erhöht werden und die Handhabung vereinfacht sich.

Als temperaturempfindliche Farbschichten werden im Allgemeinen Flüssigkristalle verwendet. Flüssigkristalle reflektieren innerhalb eines spezifischen Temperaturbereichs temperaturabhängig nur Licht einer festen Wellenlänge und verändern damit ihre Farbe in Abhängigkeit von der Temperatur. Diese Eigenschaft wird zur Temperaturmessung ausgenutzt. Sie können dabei wie eine Farbe eingesetzt werden und sind daher sehr gut für die Messung von Oberflächentemperaturen geeignet.

3.3.1 Grundlagen

Flüssigkristalle haben neben den Phasen fest, flüssig und gasförmig normaler Stoffe noch eine weitere Phase, die flüssigkristalline Phase. In dieser Phase sind die einzelnen Moleküle der Flüssigkristalle nicht mehr fest in ein Kristallgitter eingebunden wie in einem Festkörper, sondern sie können sich frei wie in einer Flüssigkeit bewegen. Es besteht aber innerhalb dieser Phase weiterhin noch eine Ordnung zwischen den Molekülen, so dass sie auch in diesem Zustand weiterhin Eigenschaften ähnlich wie Kristalle aufweisen, insbesondere im optischen Bereich. Diese Phase stellt einen Zwischenzustand zwischen Festkörper und Flüssigkeit mit besonderen zusätzlichen Eigenschaften dar.

In diesem Zwischenzustand weisen Flüssigkristalle eine schichtartige Ordnung auf, an der Licht einer festen Wellenlänge ν reflektiert werden kann, welche die Bragg-Bedingung $\nu = n\,d\,\cos\beta_B$ (d: „Schichtabstand“, β_B: Einfallswinkel, n: Natürliche Zahl) erfüllt und etwa dem Abstand zwischen den einzelnen Schichten entspricht. Der Schichtabstand hängt dabei von der Art der Flüssigkristalle, von Beimischungen und von Umgebungseinflüssen wie Druck und Temperatur ab. Letztere Eigenschaften machen die Flüssigkristalle interessant für messtechnische Anwendungen. Der Temperatureinfluss ist sehr groß und wird für die Sichtbarmachung von Temperaturen genutzt.

Werden die anderen Parameter wie chemische Zusammensetzung, Druck, etc. konstant gehalten (z.B. durch Kapselung der Flüssigkristalle), so ist die unter einem festen Winkel reflektierte Wellenlänge ein direktes Maß für die Temperatur. Wird somit die reflektierte Wellenlänge gemessen, kann hieraus die Temperatur der Flüssigkristalle bestimmt werden.

Der Zusammenhang zwischen Temperatur und Wellenlänge hängt dabei von der genauen Zusammensetzung ab. Der Temperaturbereich der Flüssigkristalle kann dadurch durch Mischung verschiedener Flüssigkristalle und Beimischungen in einem weiten Bereich variiert und für die individuelle Anwendung zugeschnitten werden. Er wird im Allgemeinen so eingestellt, dass sich für einen fest vorgegebenen Temperaturbereich die Wellenlänge des reflektierten Lichtes innerhalb des Bereichs des sichtbaren Lichts von rot nach blau verschiebt. Da dieser Temperaturbereich von zahlreichen Faktoren beeinflusst wird, wird er in der Praxis im Allgemeinen vor ihrer Anwendung in einer entsprechenden Einrichtung experimentell bestimmt und die Flüssigkristalle hiermit kalibriert.

Die Temperaturmessung wird durch den Betrachtungswinkel zwischen Beleuchtung und Beobachtung beeinflusst. Durch eine Winkeländerung verschiebt sich die Wellenlänge der Reflexion. Pape [68] hat hier gezeigt, dass für eine Winkeländerung von $0 - 45°$ ein Fehler von 14% bezogen auf die zur Verfügung stehende Temperaturbandbreite auftreten kann. Der Fehler steigt dabei zu größeren Winkeln d.h. zu einem flacheren Lichteinfall hin an. Experimentell konnte Sabatino u.a. [73] für einen Aufbau, bei dem eine ebene Platte mit einer homogenen Temperaturverteilung untersucht worden ist, einen Fehler von 7.2% über der Plattenoberfläche feststellen. Der Fehler ist dabei relativ zu betrachten und auf die Bandbreite der Flüssigkristalle zu beziehen. Durch Verwendung schmalbandiger Flüssigkristalle kann somit der absolute Fehler reduziert werden.

Eine ausführliche Beschreibung der Flüssigkristalle und ihre Anwendung zur Temperaturmessung ist in [68] zu finden.

3.3.2 Anwendung zur Temperaturmessung

Für die praktische Anwendung werden die Flüssigkristalle auf die zu messende Oberfläche aufgetragen und mit weißem Licht bestrahlt. Die Flüssigkristalle reflektieren hiervon nur die Wellenlänge, welche die Bragg-Bedingung bei ihrer aktuellen Temperatur erfüllt. Dieses reflektierte Licht wird anschließend von einem geeigneten Messgerät aufgenommen und seine Wellenlänge bestimmt.

Die Wellenlänge der Reflexion kann dabei auf verschiedene Arten, z.B. mit einem Spektrometer, einem Farbfilter für eine feste Wellenlänge, durch die Auswertung der verschiedenen Helligkeitsstufen in einer s/w-Kamera oder durch die Messung mit einer Farb-CCD-Kamera, bestimmt werden. Insbesondere die Farb-CCD-Kamera zeichnet sich hier durch ihre flexible Verwendbarkeit aus. Sie kann für die Vermessung von einzelnen Isothermen, bei der nur ein fester Temperaturwert bestimmt werden soll, als auch für breitbandigere Temperaturmessungen, bei denen ein größerer Temperaturbereich untersucht werden soll, verwendet werden. Eine Farbkamera stellt ein einfaches Spektrometer

dar, mit dem zwar nicht die einzelnen Spektralanteile des Lichtes vermessen werden können, aber beim Auftreten nur einer Farbe im Licht diese exakt bestimmt werden kann. In einer Farbkamera wird, ähnlich dem menschlichen Auge, das Licht mittels dreier Farbfilter in einen roten, einen grünen und einen blauen Farbanteil zerlegt. Diese werden mit drei Sensoren aufgenommen und digitalisiert. Anschließend werden die drei Signale in einen Farbwert umgerechnet, welcher eine bestimmte Wellenlänge repräsentiert. Es besteht somit ein direkter Zusammenhang zwischen dem Farbwert und der Temperatur der Flüssigkristalle.

Da der Farbwert nur aus dem Verhältnis dreier Spektralbereiche zueinander bestimmt wird, kann bei dieser Messung nicht unterschieden werden, ob der Wert von einer einzelnen Wellenlänge oder von einem Gemisch von Wellenlängen herrührt. Eine andersfarbige Reflexion kann sich somit dem Messsignal überlagern und verschiebt den gemessenen Farbwert. Hierdurch wird das Messergebnis verfälscht. Für die Messung sollten daher Fremdreflexion sowie die Überlagerung des Signals mit jeglichem Fremdlicht vermieden werden. Schwache Reflexionen können dabei durch eine Subtraktion eines Grundzustandes, bei welchem die Temperatur der Flüssigkristalle außerhalb der Bandbreite ist und die Flüssigkristalle damit farblos sind, von dem Messsignal eliminiert werden. Hierbei darf sich die Reflexion während der Versuchsdurchführung nicht ändern. Soll nur ein fester Temperaturwert ermittelt werden, so kann diese Problematik umgangen werden, indem anstelle des obigen Verfahrens zur Umrechnung der drei Farbsignale in einen Farbwert eine Kamera mit einem schmalbandigen Farbfilter verwendet wird und diese somit nur für eine Farbe empfindlich ist.

4 Verwendete Messtechnik

4.1 Versuchsaufbau

Für die Untersuchung des Drucks und des Wärmeübergangs in der 180°-Umlenkung ist ein Prüfstand erforderlich, in welchem die verschiedenen für die Untersuchungen notwendigen Strömungs- und Geometrieparamter eingestellt und variiert werden können. Es werden Druck und Wärmeübergangsmessungen in einem weiten Durchflussbereich durchgeführt sowie verschiedene Verfahren zur Messung des Wärmeübergangs angewendet. Hierfür ist ein Prüfstand entworfen worden, in welchem die zu untersuchenden Krümmergeometrien als Modell nachgebildet werden. An diesem Modell können die verschiedenen Einflussparameter wie Abmessungen, Einbauten, Massenstrom variiert und einzeln untersucht werden. Es sind folgende Einstellungen möglich:

- Massenstrom von $0,06 - 0,8\,\mathrm{kg/s}$
- Reynolds-Zahlen von $50.000 - 200.000$ (abhängig vom verwendeten Modell)
- Temperaturbereich: $20 - 70\,°\mathrm{C}$
- versch. Modelle von Zweikanal-Kühlsystemen

Der Prüfstand ist in Abbildung 15 skizziert. Er wird im Saugbetrieb betrieben. Die Luft tritt über einen Staubfilter in den Prüfstand ein und wird über eine Gewebeheizung

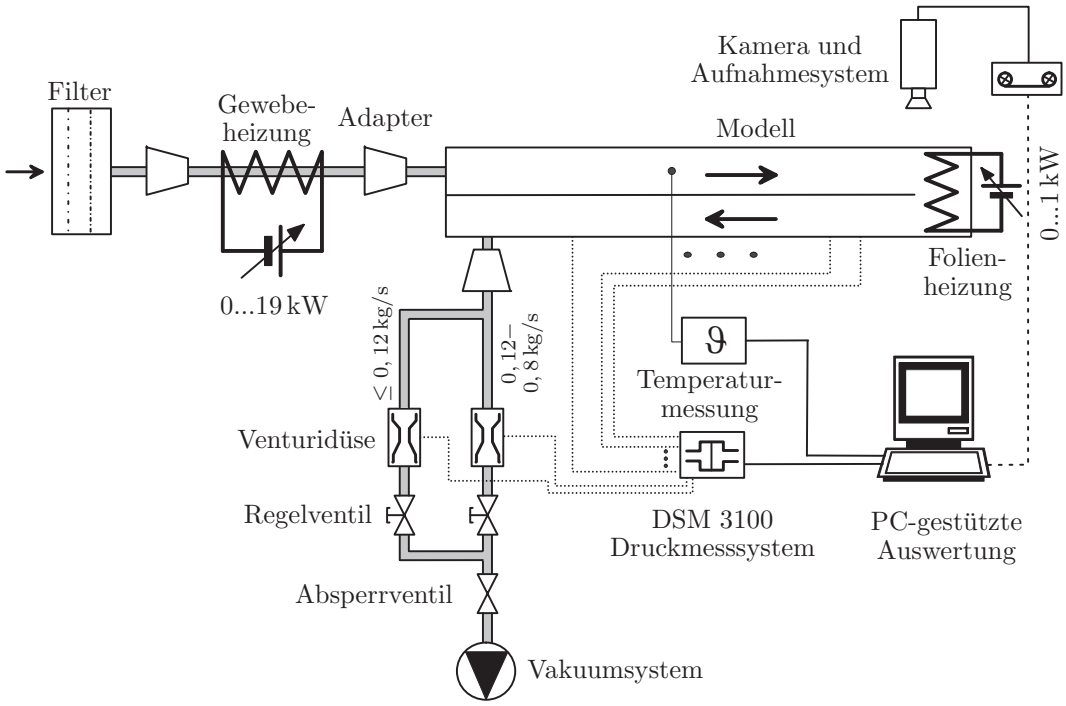


Abbildung 15: Schematische Darstellung des Prüfstands

in das Modell der Krümmergeometrie geleitet. Die Gewebeheizung ist speziell für die transiente Flüssigkristallmethode entwickelt worden. Sie kann den Luftstrom in sehr kurzer Zeit aufheizen und ist damit in der Lage, den für die transiente Methode erforderlichen Temperatursprung zu erzeugen. Die Luft durchströmt anschließend das Versuchsmodell und wird daraufhin über Zuleitungen zu den entsprechenden Einrichtungen für die Durchflussregelung geleitet. Diese bestehen aus Venturidüsen zur Durchflussmessung und nachfolgenden Regelventilen zur Durchflusssteuerung. Den Abschluss bildet die hausinterne Vakuumanlage, welche den nötigen Durchfluss erzeugt.

Als Versuchsmodell können verschiedene Zweikanalkühlsysteme, bestehend aus Einlaufkanal, Umlenkung und Auslaufkanal, eingesetzt werden. Die Anpassung der unterschiedlichen Querschnitte zwischen dem Modell und den Ein- und Ausläufen des Prüfstandes erfolgt über entsprechende Adapter.

Der Prüfstand ist mit verschiedenen Sensoren und Messgeräten für die Druck- und Temperaturmessung ausgestattet. Ebenso ist ein Videosystem zur Aufnahme der Farbveränderungen der mit Flüssigkristallen beschichteten Oberflächen vorhanden. All diese Systeme sind an ein Rechnersystem für eine digitale Aufnahme und Auswertung der Messdaten angeschlossen. Zusätzlich zur Gewebeheizung für die Aufheizung der Luftströmung kann auf den einzelnen Oberflächen auch eine Folienheizung zur Erzeugung eines Wandwärmestroms angebracht werden. Diese Heizung wird für die Messungen mit der stationären Flüssigkristall Methode verwendet. Im Folgenden werden nun die einzelnen Komponenten des Prüfstandes näher erläutert.

4.1.1 Mechanischer Aufbau

Der mechanische Aufbau ist in Abbildung 16 dargestellt. Der Prüfstand ist in einem Gestell aus Aluminiumprofilen aufgebaut, welches sämtliche für die Strömung erforderlichen Einrichtungen aufnimmt. Ebenso bietet es die entsprechenden Befestigungsmöglichkeiten für die Messtechnik und die optischen Systeme. Es können Versuchsmodelle mit einer Länge von bis zu 3 m und einer Breite von $0,5$ m eingebaut werden. Die Auflagen für das Modell sind verschiebbar und können leicht an unterschiedliche Modellabmessungen angepasst werden. Der Aufbau ist so ausgelegt, dass ein optischer Zugang zu allen Oberflächen des Versuchsmodells gewährleistet ist. Für die Beobachtung der Oberseite und der hinteren Seite sind verstellbare Kamerahalterungen im Gestell integriert.

Der Einlaufbereich des Prüfstandes mit Filter, Heizung und Adaptern hat einen quadratischen Querschnitt und ist überwiegend aus Blech gefertigt. Der Filter am Eintritt ist ein Taschenfilter mit einer Höhe und Breite von $0,6$ m. Er filtert Verunreinigungen aus der Luft, um eine Verschmutzung der feinen Stahlgewebe in der nachfolgenden Gewebeheizung

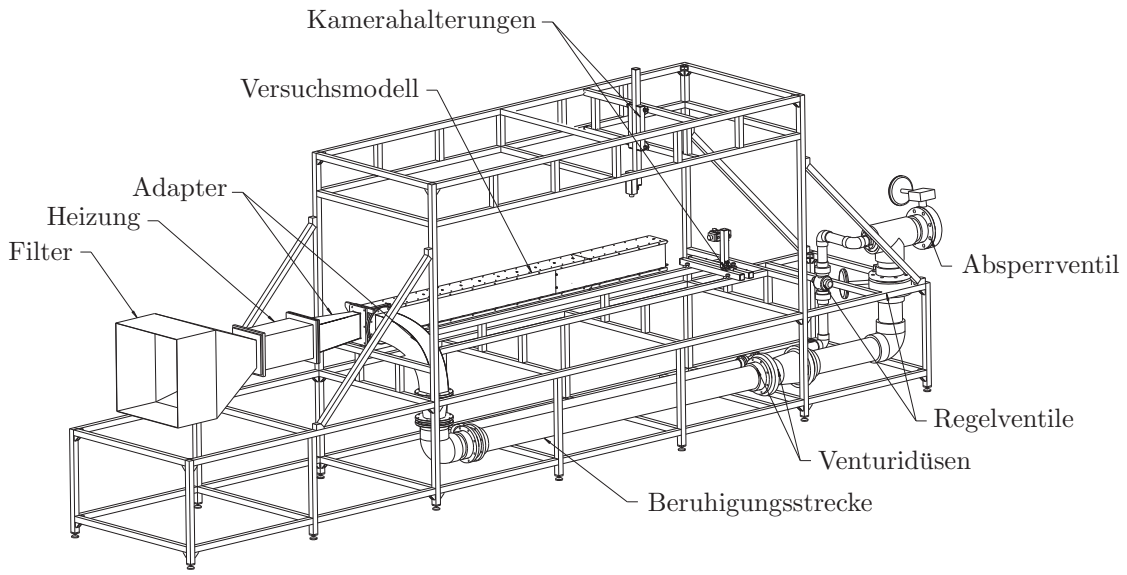


Abbildung 16: Prüfstand

zu vermeiden. Zwischen Filter, Heizung und Versuchsmodell sind entsprechende Adapter eingebaut, um die verschiedenen Querschnitte aneinander anzupassen. Die Winkel dieser Querschnittsänderungen betragen maximal 20°.

Der Auslaufbereich mit den Regeleinrichtungen für den Durchfluss ist aus Kunststoffrohren mit einem Nenndurchmesser von DN150 für den oberen und von DN50 für den unteren Durchflussbereich konstruiert.

4.1.2 Versuchsmodell

Für die Untersuchung der Zweikanal-Kühlsysteme ist eine umfangreiche Variation der Geometrieparamter vorgesehen. Ein Versuchsmodell zur Untersuchung dieser Parameter und die Geometrieparameter innerhalb dieses Modells sind in den Abbildungen 17 und 18 dargestellt. Insbesondere sollen die Eigenschaften eines Kühlsystems mit einem hohen Querschnittsverhältnis (Höhe zu Breite) von $H/W = 4$ im Ein- und Auslauf gegenüber bisherigen Konfigurationen mit einem kleinen Verhältnis verglichen werden. Es sind daher zwei Modelle eines Zweikanal-Kühlsystems mit verschiedenen Querschnittsverhältnissen, $H/W = 0,5$ und $H/W = 4$, gefertigt worden. Sie bestehen aus einem Ein- und Auslaufkanal, welche in der Mitte durch einen Trennsteg getrennt und am Ende über eine 180°-Umlenkung miteinander verbunden sind. Die Strömung tritt gerade aus der Heizung über den Adapter in den Einlaufkanal ein, wird am Ende in den Auslaufkanal umgelenkt und verlässt diesen an dessen Ende seitlich in das Rohrleitungssystem für die Durchflussregelung.

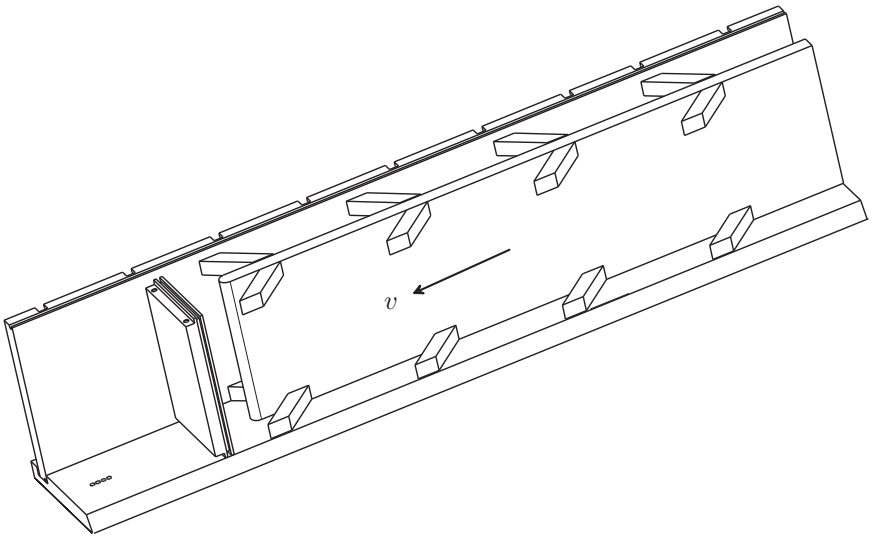


Abbildung 17: Versuchsmodell

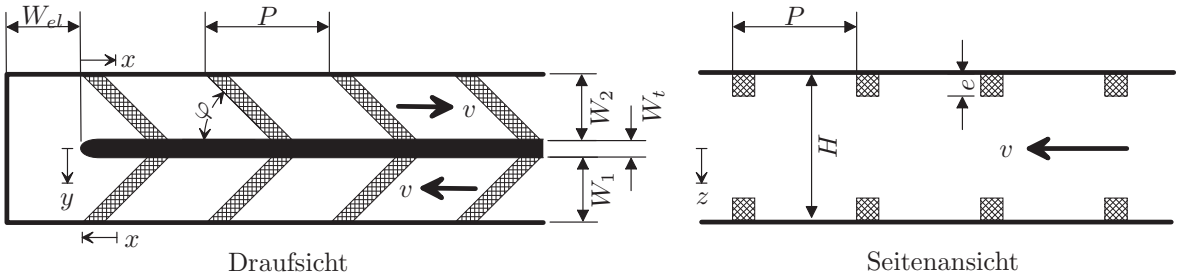


Abbildung 18: Geometriedaten

Die Modelle sind vollständig aus 20 mm dickem Plexiglas gefertigt, um einen guten optischen Zugang zu den zu untersuchenden Oberflächen zu gewähren und gleichzeitig die Bedingung einer halbunendlichen Wand für die transiente Methode zu gewährleisten. Nur für das Modell $H/W = 0,5$ ist der vordere Ein- und Auslaufbereich, in welchem keine Wärmeübergangsmessungen durchgeführt werden, aus Holz angefertigt worden. Die Länge der Ein- und Auslaufkanäle beträgt beim Modell $H/W = 0,5$ fünfzehn hydraulische Durchmesser und beim Modell $H/W = 4$ fünfunddreißig hydraulische Durchmesser, um eine hydraulisch voll ausgebildete Strömung vor der Umlenkung zu erreichen.

An den Modellen können die verschiedenen in Abbildung 18 dargestellten Geometrieparameter variiert werden, mit Ausnahme der Kanalbreiten W_1 und W_2 des Ein- und Auslaufkanals. Diese können nur am Modell $H/W = 4$ verändert werden. Aber auch bei diesem Modell sind sie, für die hier durchgeführten Untersuchungen, konstant auf $W_1 = W_2 = W$ gehalten worden. Im Weiteren wird daher für die Beschreibung nur die allgemeine Kanalbreite W verwendet und nicht weiter zwischen der Kanalbreite für Ein- und Auslaufkanal unterschieden. Die durchgeführten Variationen sind in Tabelle 1 aufgeführt.

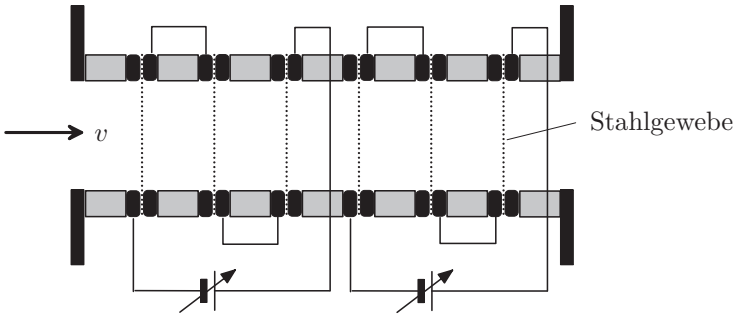


Abbildung 19: Gewebeheizung

Alle Parameter sind dabei auf die Breite W des Ein- und Auslaufkanals bezogen, welche

Querschnitt	Rippen		Anzahl	Abstand Endwand	Trennsteg
$H/W = 0,5$	—			$W_{el}/W = 1$	$0,07\,W$
	$e/H = 0,1$	$\varphi = 45°$	20	$Wel/W = 1$	$0,07\,W$
$H/W = 4$	—			$W_{el}/W = 0,5 - 3,65$	$0,4\,W$
	$e/H = 0,05$	$\varphi = 45°$	20	$W_{el}/W = 0,5 - 3,65$	$0,4\,W$
	$e/H = 0,05$	$\varphi = 60°$	20	$W_{el}/W = 0,5 - 3,65$	$0,4\,W$
	$e/H = 0,1$	$\varphi = 45°$	15	$W_{el}/W = 0,5 - 3,65$	$0,4\,W$

Tabelle 1: Untersuchte Geometrievariationen (für alle Variationen gilt $P/e = 10$)

für das Modell $H/W = 0,5$: $W = 180\,\text{mm}$ und für das Modell $H/W = 4$: $W = 42\,\text{mm}$ beträgt. Die Rippen sind ebenfalls aus Plexiglas gefertigt. Sie haben in Achsenrichtung der Rippe betrachtet einen quadratischen Querschnitt mit einer Seitenlänge e. Sie werden mit doppelseitigem Klebeband im Modell befestigt, um sie wieder vollständig entfernen zu können und so einen leichten Wechsel zwischen den verschiedenen Konfigurationen zu ermöglichen.

4.1.3 Heizung

Für die Untersuchungen des Wärmeübergangs mit der transienten Flüssigkristallmethode wird davon ausgegangen, dass sich ausgehend von einem homogenen Zustand die Fluidtemperatur sprungartig ändert und so eine Temperaturdifferenz zwischen Wand und Fluid entsteht. Für diesen Sprung wird eine Heizung benötigt, die diese Temperaturdifferenz erzeugen kann und gleichzeitig in der Lage ist, sehr schnelle Änderungen der Fluidtemperatur zu ermöglichen. Es ist daher eine Heizung in Anlehnung an die von Ireland u.a. [48, 87] vorgeschlagene Gewebeheizung konstruiert worden, welche sprungartige Änderungen der Fluidtemperatur ermöglicht.

Abbildung 19 zeigt einen schematischen Schnitt dieser Heizung. In der Heizung sind feine Stahlgewebe quer zur Strömung gespannt, welche elektrisch geheizt werden. Für den elektrischen Anschluss sind diese Gewebe zwischen Kupferleisten eingepresst, welche wiederum in Kunststoffkassetten aus PVC eingesetzt sind. Die maximale Betriebstemperatur der Heizung ist daher auf die maximale Temperatur des verwendeten PVC's von 80 °C begrenzt. Der innere Strömmungsquerschnitt ist quadratisch und hat eine Seitenlänge von 190 mm. Für diese Heizung sind sechs dieser Kassetten hintereinander eingebaut.

Die Gewebe bestehen aus rostfreien Stahldrähten (1.4301 nach EN 10088 [2]) mit einer Drahtstärke von 25 μm und einer Maschenweite von 40 μm. Sie haben eine sehr geringe Wärmekapazität und reagieren daher unmittelbar auf Änderungen der elektrischen Leistung. Sie werden von zwei Gleichstrom-Netzgeräten D400 G65/350 der Firma Munk elektrisch geheizt. Jedes Netzgerät kann einen Strom von 150 A bei einer Spannung von 65 V liefern. Strom und Spannung lassen sich stufenlos von 0 bis 100% regulieren. Insgesamt stehen damit zweimal 9, 75 kW elektrischer Leistung zur Verfügung. Bei einem maximalen Durchfluss von 0, 8 kg/s ist damit eine Temperaturerhöhung des Fluids von min. 24 K möglich. Jedes Gewebe hat bei Raumtemperatur einen elektrischen Widerstand von ca. 0, 135 Ω. Um die Leistung der Netzgeräte optimal auszunutzen, sind daher je drei Gewebe in Reihe geschaltet. Die Einschaltzeit für die Spannung ist kleiner als 0, 1 s. Die Heizung ist damit in der Lage, den für die transiente Methode erforderlichen Temperatursprung zu erzeugen.

Druckmessungen am Einlauf haben ergeben, dass sich der Druckverlust Δp von Filter und Heizung in Abhängigkeit vom Massendurchfluss $\dot{m}$ gemäß

$$\Delta p = 15240\,\frac{\mathrm{Pa\,s^2}}{\mathrm{kg^2}}\,\dot{m}^2 + 4250\,\frac{\mathrm{Pa\,s}}{\mathrm{kg}}\,\dot{m} \tag{4.1}$$

verhält. Der Druckabfall über den Einlauf beim maximalen Durchfluss von 0, 8 kg/s beträgt hiermit 13 kPa.

4.1.4 Durchflussmessung und -regelung

Die Durchflussmessung und -regelung ist in zwei Durchflussbereiche aufgeteilt. Der Hauptstrang mit einer Nennweite von DN150 ist für den Bereich von $0,12 - 0,8$ kg/s ausgelegt. Er deckt den überwiegenden Teil des benötigten Durchflussbereiches ab. Für kleine Durchflüsse ist zusätzlich ein zweiter Strang mit einer Nennweite von DN50 parallel hierzu aufgebaut. Geregelt wird der Durchfluss im Hauptstrang mit einer Stellklappe mit Handrad und Getriebe. Hiermit ist eine sehr feine Variation des Durchflusses möglich. Im Nebenstrang ist ein Stellventil für DN50 eingebaut, welches ebenfalls eine gezielte Regulierung des Durchflusses zulässt.

Die Durchflussmessung erfolgt mit Venturidüsen. Die Düsen sind nach ISO 5167 [1] mit einem Durchmesserverhältnis von $0,5$ ausgelegt. Ihr Eintrittsdurchmesser ist an den Innendurchmesser der Einlaufstrecken angepasst (DN150: $D = 145\,\mathrm{mm}$ und DN50: $D = 53\,\mathrm{mm}$), um Störungen durch Querschnittssprünge zu vermeiden. Die Länge der Einlaufstrecken beträgt 19 DN für die Nennweite 150 und 48 DN für die Nennweite 50. Die Druckmessungen erfolgen parallel zu den Druckmessungen im Versuchsmodell am selben Messgerät, welches im Zusammenhang mit den Druckmessungen am Modell beschrieben wird.

Die Berechnung des Durchflusses aus den Druckmessungen erfolgt ebenfalls gemäß ISO 5167. Hiernach ergibt sich für die Durchflussmessung ein Fehler von $2\,\%$ für Durchflüsse größer als $0,2\,\mathrm{kg/s}$, welcher für kleine Durchflüsse auf $3,3\,\%$ bei einem Durchfluss von $0,1\,\mathrm{kg/s}$ ansteigt. Für den oberen Durchflussbereich sind zusätzlich Vergleichsmessungen mit einem Laminarflowelement der Firma Tetratec zur Kontrolle der Durchflussmessung durchgeführt worden. Hiermit konnten Ungenauigkeiten in der Durchflussmessung korrigiert werden und die Venturidüse ist mit diesen Daten kalibriert worden. Der Fehler der Durchflussmessung wird daher durch die Genauigkeit des Laminarflowelements und der Druckmessung bestimmt. Das Laminarflowelement hat in diesem Messbereich einen Fehler kleiner als $1\,\%$ und es ergibt sich daraus ein resultierender Fehler von $1,3\,\%$ für Durchflüsse größer als $0,2\,\mathrm{kg/s}$. Er steigt ebenfalls bis auf $3,2\,\%$ für einen Durchfluss von $0,1\,\mathrm{kg/s}$ an, da er im unteren Durchflussbereich überwiegend durch die Genauigkeit der Druckmessung bestimmt wird.

4.1.5 Vakuumsystem

Der Prüfstand ist zur Strömungserzeugung an die hausinterne Vakuumanlage angeschlossen. Diese Vakuumanlage besteht aus einer Drehschieberpumpe zur Erzeugung des Vordrucks und vier Rootspumpen. Die Anlage kann bei Umgebungsdruck einen Volumenstrom von $5000\,\mathrm{m^3/h}$ fördern, was einem Massenstrom von etwa $1,5\,\mathrm{kg/s}$ entspricht. Für die in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen wird nur die Drehschieberpumpe eingesetzt. Sie wird so geregelt, dass ein Absolutdruck von etwa $8 - 10\,\mathrm{kPa}$ eingestellt wird. Der Druckunterschied zwischen diesem Druck der Vakuumanlage und dem Umgebungsdruck fällt überwiegend an den Regelventilen am Ausgang des Prüfstandes ab. Innerhalb des Prüfstandes und dem Versuchsmodell herrscht damit ein Druck von $70 - 95\,\mathrm{kPa}$ abhängig vom Durchfluss, dem Versuchsmodell und dem Umgebungsdruck.

4.2 Druckmessung

4.2.1 Druckmessgerät

Für die Druckmessungen wird ein Druckmessgerät DSM3000 der Firma Scanivalve verwendet. Das Druckmessgerät besteht aus einem Steuergerät mit acht Einschubmodulen. Jedes Modul besitzt 16 Differenzdrucksensoren mit einer Messgenauigkeit von $0,05\,\%$ bzw. $0,1\,\%$ vom Endwert. Es stehen die in Tabelle 2 aufgeführten Module zur Verfügung.

Anzahl	Druckendwert		Auflösung
2x	30 psi	$\sim 2 \cdot 10^5$ Pa	100 Pa
3x	2,5 psi	$\sim 1,7 \cdot 10^4$ Pa	8,5 Pa
3x	$10''$ H_2O	$\sim 2,5 \cdot 10^3$ Pa	2,5 Pa

Tabelle 2: Druckbereiche und Auflösung der verwendeten Druckmodule

Für jedes Modul ist ein eigener A/D-Wandler vorhanden und jeder Drucksensor kann mit einer Abtastrate von ≥ 30 Hz gemessen werden. Da hier nur stationäre Druckmessungen durchgeführt werden, wird diese hohe Messrate nicht verwendet, sondern über einen Zeitraum von 20 s gemittelt.

Der Referenzeingang jedes Differenzdrucksensors ist innerhalb eines Moduls auf einen gemeinsamen Referenzeingang geschaltet. Dieser Referenzeingang liegt im Allgemeinen auf Umgebungsdruck. Nur zur Messung sehr kleiner Druckunterschiede wird er an die erste Messposition im Versuchsmodell angeschlossen. So kann ein Modul mit möglichst kleinem Druckbereich und damit mit einer hohen Auflösung verwendet werden. Die Nullpunktsdrift der Sensoren kann über eine interne Kalibriermessung kompensiert werden. Dies wird vor Beginn jeder Messreihe durchgeführt. Zusätzlich wird der Umgebungsdruck mit einem Quecksilbermanometer der Firma R. Fuess Typ 2K gemessen, so dass der mit dem Druckmessgerät gemessene Relativdruck in einen Absolutdruck umgerechnet werden kann. Die Umgebungsdruckmessung ist auf etwa 1 mm Hg-Säule ($\widehat{=}$133 Pa) genau.

4.2.2 Messpositionen

Zur Messung des Widerstandsbeiwertes und des Druckverlustes im Einlaufkanal sowie in der Umlenkung werden Druckmessungen an verschiedenen Positionen innerhalb des Ein- und Auslaufkanals durchgeführt. Die Druckmessung erfolgt dabei über Bohrungen in der Seitenwand, welche über $1/16''$ Druckschläuche an das Druckmessgerät angeschlossen sind. Der Öffnungsdurchmesser der Druckbohrungen zur Strömung beträgt nur $0,5$ mm,

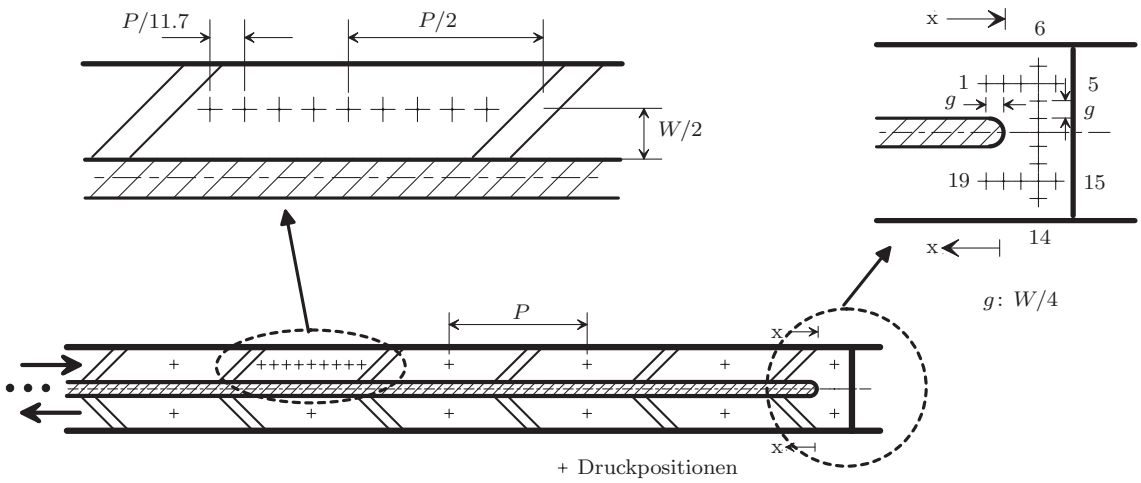


Abbildung 20: Positionen der Druckbohrungen in den Versuchsmodellen und die Kennzeichnung der Druckbohrungen in der Umlenkung dargestellt am Modell $H/W = 4$

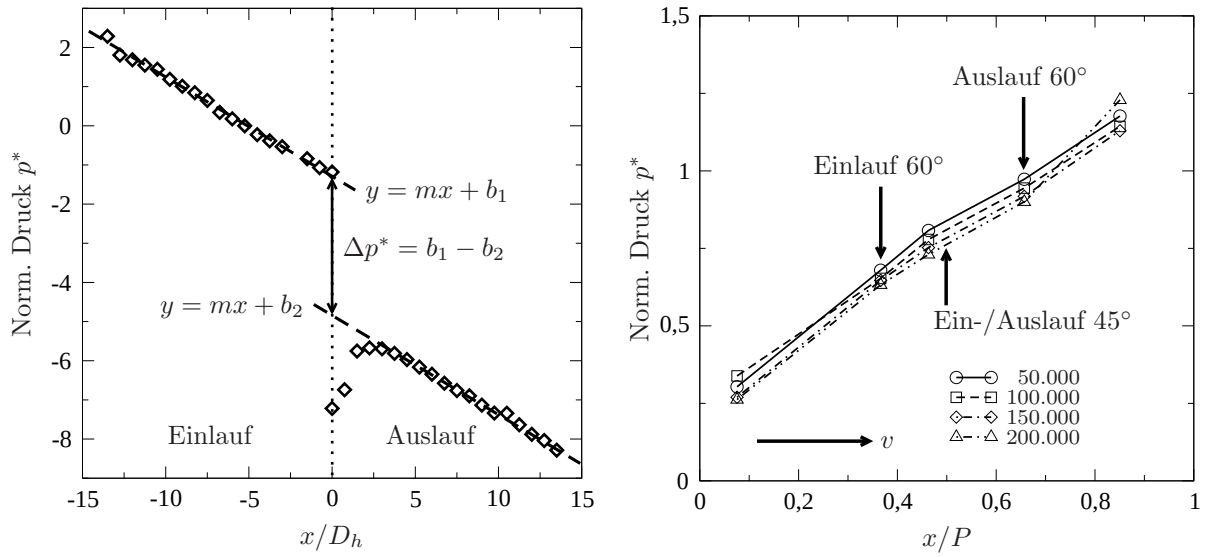
um die Strömung nicht zu beeinflussen. In Abbildung 20 sind die Druckmesspositionen in der Umlenkung und im Ein- und Auslauf dargestellt.

Im Modell $H/W = 4$ werden im Einlaufbereich zwischen zwei Rippen und im Umlenkungsbereich zusätzliche Druckmessungen durchgeführt, um die Strömungsstrukturen zwischen den Rippen und in der Umlenkung besser auflösen zu können. Die Druckpositionen sind ebenfalls in Abbildung 20 eingezeichnet.

4.2.3 Bestimmung der Druckverlustkennwerte

Einlauf: Der Widerstandsbeiwert $\zeta = dp/dx \; D_h/(2\,\rho\,\bar{v}^2)$ beschreibt den linearen Druckabfall innerhalb eines geraden Kanals für eine hydraulisch voll ausgebildete Strömung. Er wird aus der Steigung dieses linearen Druckabfalls dp/dx bestimmt. Im Ein- und Auslaufkanal wird daher entlang des Kanals der Druck an verschiedenen Positionen gemessen und aus den Ergebnissen mittels einer linearen Regression die Steigung bestimmt. In Abbildung 21a ist dieser Druckabfall im Ein- und Auslaufkanal dargestellt.

In berippten Kanälen werden durch die Rippen Sekundärströmungen hervorgerufen, wodurch der Druckverlauf zwischen den Rippen beeinflusst wird. Zwischen den Rippen ist der Druck daher nicht konstant, sondern es treten größere Variationen auf. Dies ist z.B. in Abbildung 21b in der Druckdarstellung zwischen zwei Rippen erkennbar. Diese Variationen sind aber im ausgebildeten Bereich der Strömung periodisch. Die Druckmessungen werden daher immer an festen Positionen zwischen den Rippen durchgeführt, um den Einfluss dieser Variationen zu eliminieren. Für die 45°-Rippen erfolgt dies jeweils genau in der Mitte zwischen zwei Rippen. Die Druckbohrungen für die 60°-Rippen sind dagegen im Einlauf entgegen der Strömung und im Auslauf mit der Strömung um $0.13\,P$ gegenüber



(a) Ein- und Auslauf

(b) Rippenzwischenraum, eingezeichnet sind zusätzlich die Druckmesspositionen bei $\varphi = 45°$ und 60° Rippen

Abbildung 21: Druckverläufe in den Kanälen und zwischen den Rippen

der Mitte versetzt. Dieser Versatz der Druckmesspositionen ist ebenfalls in Abbildung 21b eingezeichnet.

Insgesamt ergeben sich damit jeweils 20 bzw. 14 ($H/W = 4$, $e/H = 0,1$) Druckmessstellen im Ein- und Auslaufkanal. Für die Regressionsbildung wird jeweils nur der lineare Abschnitt der Messung verwendet. Die Positionierungsgenauigkeit der Bohrungen beträgt $0,5$ mm und zeigt sich durch Schwankungen der Druckmessungen entlang der Kanalachse. Ihr Einfluss ist statistisch und ihr Fehler geht in die Streuung bei der Regressionsbildung ein.

Umlenkung: Der Druckverlust der Umlenkung ist definiert als die Druckdifferenz $\Delta p = p_e - p_a$ zwischen dem Druck am Eintritt p_e und dem Druck am Austritt p_a der Umlenkung. Diese Drücke sind schwierig zu messen, da in der Umlenkung komplexe Wirbelstrukturen entstehen, welche die Druckmessung direkt vor und nach der Umlenkung beeinflussen. Insbesondere die Strömung nach der Umlenkung wird sehr stark beeinflusst und im Auslaufbereich nach der Umlenkung wird hierdurch ein zusätzlicher Druckverlust erzeugt. Dies ist in Abbildung 21a an einem zunächst sehr starken Druckabfall nach der Umlenkung zu erkennen, welcher teilweise im weiteren Verlauf des Auslaufkanals zurückgewonnen wird. Erst später geht er wieder in den linearen Druckabfall einer voll ausgebildeten Strömung über. Für die Bestimmung des Ein- und Austrittsdrucks der Umlenkung wird daher der voll ausgebildete Bereich im Ein- und Auslaufkanal betrachtet und

der Druckabfall in diesem Bereich bis zur Umlenkung extrapoliert. Diese extrapolierten Drücke werden als Ein- und Austrittsdruck für die Bestimmung des Druckverlustes angesetzt. Es wird somit der Versatz der beiden Steigungsgeraden im Ein- und Auslaufkanal bestimmt. Um den Druckabfall unabhängig vom Durchfluss darzustellen, wird der Druck mit Hilfe des dynamischen Drucks der Strömung $0,5\,\rho\,\bar{v}^2$ normiert: $\Delta p^* = \Delta p/(0,5\,\rho\,\bar{v}^2)$.

Mit dieser Definition des Druckverlustes werden die Einflüsse der Umlenkung auf den Druck im Auslaufkanal zum Druckverlust der Umlenkung hinzugerechnet, so dass zur Beschreibung des gesamten Systems das Zweikanal-Kühlsystem in die drei Abschnitte Einlaufkanal, Umlenkung und Auslaufkanal aufgeteilt werden kann. Für jeden Abschnitt kann dabei jeweils ein konstanter Druckparameter angegeben werden. Bedingung für diese Definition ist, dass die Druckmessungen im Ein- und Auslaufkanal jeweils an derselben Position zwischen den Rippen erfolgen. Ein genereller Versatz führt zu einer Verschiebung der Steigungsgeraden und damit zu einer fehlerhaften Bestimmung des Druckverlustes. Für die 45°-Rippen ist diese Bedingung erfüllt, da die Messungen genau in der Mitte erfolgen. Für die 60°-Rippen ergibt sich dagegen ein Versatz (siehe auch Abbildung 21b), der aber mit Hilfe der Ergebnisse der Druckmessungen zwischen den Rippen korrigiert werden kann. Für die Positionierungsgenauigkeit der Druckbohrungen folgt damit auch, dass ihr Einfluss auf das Ergebnis nicht mehr rein statistisch ist, sondern ein genereller Versatz einen absoluten Fehler erzeugt. Dieser Fehler ist bei der Fehlerberechnung explizit zu berücksichtigen.

4.3 Temperaturmessung

4.3.1 Fluidtemperatur

Eine wichtige Größe bei der Bestimmung des Wärmeübergangs als auch zur Ermittlung der Stoffkennzahlen ist die Fluidtemperatur. Diese wird an verschiedenen Positionen innerhalb des Versuchskanals gemessen. Für die Druckmessungen und für die stationäre Methode, welche bei Raumtemperatur durchgeführt werden, kann von einer homogenen Temperaturverteilung ausgegangen werden. Temperaturänderungen durch eine Beschleunigung der Strömung innerhalb des Versuchsmodells können vernachlässigt werden, da sich der Querschnitt im Kanal nicht ändert und somit nur Geschwindigkeits- und Dichteänderungen durch den Druckverlust im Kanal auftreten. Diese Änderungen sind klein. Für die Bestimmung der Fluidtemperatur genügt daher die Temperaturmessung an einer Position im Modell.

Bei der transienten Methode hingegen tritt durch die Temperaturdifferenz zwischen Fluid und Wand ein Temperaturabfall entlang der Strömungsrichtung im Modell auf, wie

in Abschnitt 3.2.3 gezeigt. Die Fluidtemperatur wird daher an verschiedenen Positionen im Modell vermessen, um diesen Temperaturabfall zu erfassen. Im Modell $H/W = 0,5$ wird überwiegend nur der Umlenkungsbereich untersucht. Die Temperaturmessungen erfolgen daher direkt 1 cm vor und nach der Umlenkung im Mittelpunkt des Ein- bzw. Austrittsquerschnitts, d.h. an der Position $z = 0,08\,\mathrm{D_h}$. Die Untersuchungen haben aber gezeigt, dass der Temperatursensor im Einlauf die Strömung insbesondere im unberippten Kanal beeinflusst. Im unberippten Modell $H/W = 4$ konnte z.B. der Einfluss eines Temperatursensors $12\,\mathrm{D_h}$ vor der Umlenkung noch im Wärmeübergang innerhalb der Umlenkung nachgewiesen werden. Außerdem wird die Strömung an diesen Messpositionen bereits durch die Umlenkung beeinflusst, welches insbesondere den Auslaufbereich betrifft. Zudem ist das Strömungs- und Temperaturprofil im Auslauf durch die hier sehr komplexen Strömungsstrukturen nicht bekannt, so dass kein Rückschluss von der gemessenen auf die massenstromgemittelte Temperatur gezogen werden kann. Im Modell $H/W = 4$ erfolgen die Temperaturmessungen daher weiter stromauf und stromab von der Umlenkung. Es sind folgende Positionen für die Temperaturmessung gewählt worden:

Position	1	2	3	4	5
z/D_h	$-34,5$	$-11,88$	$-1,88$	$11,6$	$29,1$

Tabelle 3: Messpositionen für die Temperaturmessung im Modell $H/W = 4$

Die Temperatursensoren werden dabei von der langen, unberippten Seite (H) her bis in den Mittelpunkt des Kanalquerschnitts eingebracht, so dass sie nur ein kurzes Stück durch die Strömung geführt werden müssen. Da für einen unberippten Kanal selbst für die Positionen 2 und 3 noch ein Einfluss des Temperatursensors auf die Strömung in der Umlenkung festgestellt werden konnte, erfolgt die Temperaturmessung und die Messung des Wärmeübergangs mit der transienten Methode in zwei Schritten. Zunächst wird ein transientes Experiment mit allen Temperatursensoren durchgeführt. Anschließend wird dieses Experiment nach der erforderlichen Abkühlzeit mit denselben Einstellungen wiederholt, die Temperatursensoren 2 und 3 befinden sich dabei nicht in der Strömung. Im ersten Schritt werden daher die Fluidtemperaturen aufgenommen, im zweiten Schritt die Oberflächentemperaturen. Mit den verbleibenden Temperatursensoren in der Strömung wird kontrolliert, dass sich die Einstellungen nicht geändert haben.

Für die transiente Methode ist zudem die zeitliche Messung des Temperaturverlaufs mit einer hohen zeitlichen Auflösung erforderlich. Die Zeitauflösung der Temperaturmessung bestimmt die Genauigkeit der transienten Methode. Als Temperatursensoren werden daher offene Thermoelemente des Typs K (NickelChrom–Nickel) eingesetzt. Es ist ein möglichst kleiner Drahtdurchmesser von $0,13\,\mathrm{mm}$ gewählt worden, um ein schnelles

Ansprechen der Thermoelemente zu gewährleisten. Der Durchmesser der Kontaktperle beträgt dabei etwa das 2,5fache des Drahtdurchmessers. Messungen des Anstiegsverhaltens der Thermoelemente direkt hinter der Heizung ergaben eine Zeitkonstante von etwa $0,2\,\mathrm{s}$ ($0,4\,\mathrm{s}$), nach welcher das Thermoelement $68,3\,\%$ ($95\,\%$) der Endtemperatur erreicht hat. Mit dieser Messung ist das Anstiegsverhalten der Thermoelemente und auch der Heizung gemessen worden. Da die genaue Anstiegszeit der Heizung nicht bekannt ist und sie auch nicht unabhängig gemessen werden konnte, kann das Anstiegsverhalten der Heizung und des Thermoelementes nicht voneinander unterschieden werden. Für den zeitlichen Fehler bei der Temperaturmessung wird daher die gemessene Zeitkonstante als obere Abschätzung angenommen.

Die Thermoelemente sind in einem Temperaturbad im Temperaturbereich von $20 - 50\,°\mathrm{C}$ in $5\,\mathrm{K}$-Schritten kalibriert worden. Als Referenzthermometer ist ein Glasthermometer der Firma Thermo Schneider (tJn51) mit einer Auflösung von $0,1\,\mathrm{K}$ verwendet worden. Als Temperaturreferenz für die zweite Kontaktstelle des Thermoelements wird ein Eisbad verwendet. Die Thermoelemente weisen hierbei eine Genauigkeit von $65\,\mathrm{mK}$ (1σ-Grenze) für die relative Temperaturmessung auf. Die Genauigkeit für die Bestimmung der Absoluttemperatur liegt bei $0,3\,\mathrm{K}$. Die Messungen erfolgen dabei analog zu dem Messaufbau am Prüfstand.

Für die elektrische Messung der Thermospannungen der Thermoelemente werden zwei verschiedene Temperaturmessgeräte eingesetzt, ein PREMA 3040 der Firma Prema und ein HP34970A der Firma Agilent. Beide Messgeräte sind für die Temperaturmessung optimiert und besitzen einen Multiplexer, mit dem 34 (PREMA 3040) bzw. 16 (HP34970A mit einer Einschubkarte) Thermoelemente nacheinander abgefragt werden können. Die Messzeit eines Thermoelementes wird dabei mit der Netzfrequenz synchronisiert und jeweils genau über eine Netzperiode gemittelt. Hierdurch werden die über die Zuleitungen eingestreuten Störungen durch die Netzspannungen eliminiert, welches eine sehr präzise Temperaturmessung ermöglicht. Die maximale Abtastrate ist hierdurch auf $100\,\mathrm{ms}$ (PREMA 3040) bzw. $50\,\mathrm{ms}$ (HP34970A inklusiv Umschaltzeit) begrenzt. Beim PREMA 3040 kommt noch eine Umschaltzeit von $500\,\mathrm{ms}$ zwischen jedem Sensor hinzu, wenn mehrere Thermoelemente gemessen werden. Dieses Messgerät ist deshalb nur für langsame Messungen geeignet, weist aber eine sehr hohe Messgenauigkeit auf. Es wird daher bei den Messungen mit der stationären Methode eingesetzt.

Um eine hohe Zeitauflösung bei fünf Thermoelementen zu erreichen, werden für die transiente Methode zwei HP34970A eingesetzt, wobei Position 1 und 2 mit dem ersten und die Positionen 3 bis 5 mit dem zweiten Messgerät erfasst werden. Um die Temperaturmessung mit dem Einschalten der Heizung zu synchronisieren, wird die Spannung des

zweiten Teils der Heizung auf einem weiteren Messkanal mitgemessen. Hiermit ergibt sich eine Abtastrate von $0,15\,\mathrm{s}$, welche unterhalb der Zeitkonstante der Thermoelemente liegt.

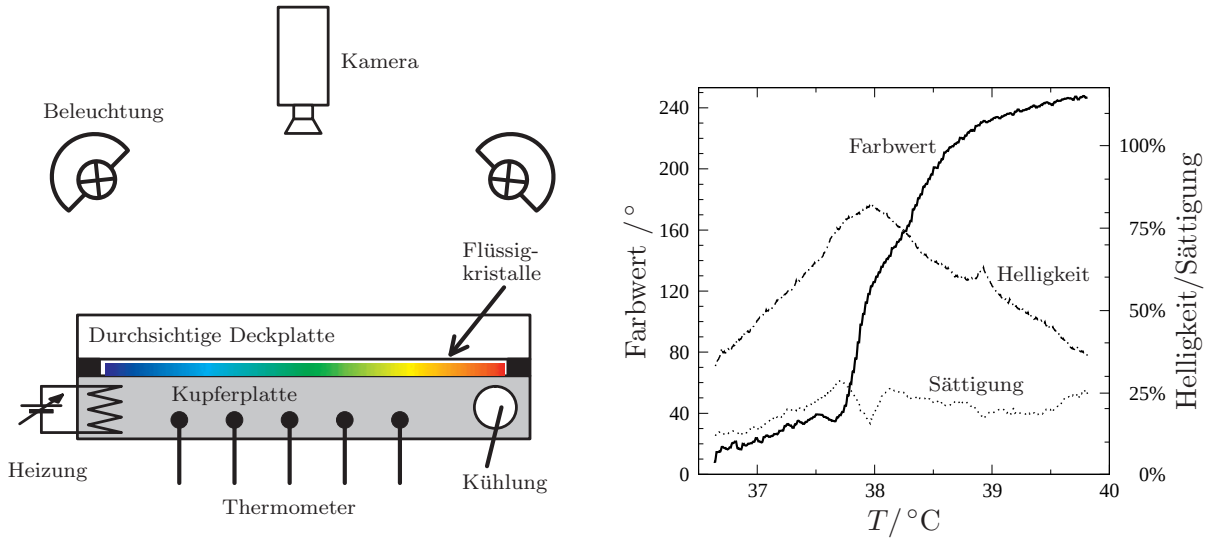
4.3.2 Oberflächentemperatur

Zur Messung der Oberflächentemperaturen werden, wie in Abschnitt 3.3 beschrieben, Flüssigkristalle verwendet. Die Flüssigkristalle werden auf die zu untersuchenden Oberflächen als dünne Farbschicht aufgesprüht und sie zeigen die Temperaturen dieser Oberflächen innerhalb eines begrenzten Temperaturbereichs durch einen Wechsel ihrer Farbe an. Um den Kontrast zu erhöhen, wird zusätzlich eine dünne Schicht schwarzer Farbe aufgetragen, welche evtl. durchscheinendes Licht absorbiert. Die Farbveränderungen auf der Oberfläche werden mit Kameras aufgezeichnet und in einem Rechner in die entsprechenden Temperaturwerte umgerechnet.

Für die Messungen werden Flüssigkristalle der Firma Hallcrest mit zwei verschiedenen Temperaturbereichen eingesetzt. Die Temperaturbandbreite ist mit $1\,\mathrm{K}$ sehr klein gewählt worden, um eine hohe Auflösung zu erreichen und Fehler durch unterschiedliche Beleuchtungs- und Aufzeichnungsverhältnisse zu vermeiden. Für die stationäre Methode werden Flüssigkristalle des Typs BM/C17-10 R38C1W eingesetzt, welche einen Temperaturbereich von $38-39\,^{\circ}\mathrm{C}$ abdecken. Für die transiente Methode wird ein niedrigerer Temperaturbereich von $31-32\,^{\circ}\mathrm{C}$ verwendet. Dieser ist so gewählt, dass unter allen Temperaturbedingungen ein hinreichend schneller Farbumschlag möglich ist und trotzdem der Fehler für die Temperaturmessung klein gehalten werden kann. Dies wird im Abschnitt zur Fehlerrechnung 4.7.4 noch näher untersucht. Nur bei hohen Umgebungstemperaturen wird auf den Typ R38C1W gewechselt.

Jede für die Messung verwendete Flüssigkristall-Charge wird individuell kalibriert. Hierzu werden die Flüssigkristalle auf einer Kupferplatte aufgebracht. In der Kupferplatte wird mittels entsprechender Heizung und Kühlung eine eindimensionale Wärmeleitung erzeugt, so dass sich auf ihrer Oberfläche ein konstanter Temperaturgradient einstellt. Die Farbverteilung wird aufgenommen und aus der Position der einzelnen Farben kann ihre jeweilige Temperatur bestimmt werden. Diese Temperatur wird entsprechend dieser Farbe zugeordnet. Die Kalibriereinrichtung ist in Abbildung 22a skizziert und in [68] ausführlich beschrieben. Die Beleuchtungs- und Aufnahmeeinrichtungen sind dabei vergleichbar zum Experiment aufgebaut.

In Abbildung 22b sind die Verläufe des Farbwertes, der Sättigung und der Helligkeit für solch eine Kalibrierung angegeben. Die Helligkeit und die Sättigung hängen dabei auch vom Messaufbau und der Art der Beleuchtung ab, so dass hier Variationen auftreten können. Das Maximum der Helligkeit und der Sättigung liegen dabei aber im Bereich



(a) Kaliriereinrichtung **(b)** Kalibrierkurven

Abbildung 22: Kalibrierung der Flüssigkristalle

des Farbwechsels. Der Farbwert steigt zunächst mit zunehmender Temperatur stark an, geht dann aber ab einem Wert von etwa 230° (blau) in einen nahezu konstanten Verlauf über. Hier ist die Farbe über mehrere Kelvin nahezu unabhängig von der Temperatur. In diesem Bereich ist eine Zuordnung der Farbe zu einer bestimmten Temperatur nicht möglich, so dass für die Temperaturbestimmung nur der Farbbereich von etwa $60 - 200°$ interessant ist. Bei den hier verwendeten schmalbandigen Flüssigkristallen entspricht dies einem Temperaturbereich von etwa $0,8\,\mathrm{K}$. Dieser Bereich wird durch ein Polynom 4. Grades approximiert und diese Funktion bei der Umrechnung der Farbwerte in eine Temperatur für die stationäre Methode verwendet. Für die transiente Methode wird dagegen nur ein Temperaturwert benötigt. Hier wird ein Temperaturwert im Bereich des starken Anstiegs und in einem Bereich mit hoher Helligkeit und Sättigung gewählt. Für alle Messungen ist der Farbwertbereich von $148 - 162°$ verwendet worden, welchem die Temperatur für den Farbwert 155° zugeordnet wird.

4.3.3 Videosystem

Für die Aufzeichnung des Farbumschlags der Flüssigkristalle werden Farb-CCD-Kameras (Typ XC-711P, XC-003P , DXC-390P) der Firma Sony mit einer Auflösung von 756×581-Punkten verwendet. Die Kameras sind in einem Abstand von $30 - 100\,\mathrm{cm}$ senkrecht zu den Oberflächen angebracht und so eingestellt, dass sie eine vollständige Oberfläche erfassen können. Es werden bis zu fünf Kameras gleichzeitig eingesetzt, so dass während eines Versuchs alle Außenflächen (Einlauf unberippt, Auslauf unberippt, Endwand, berippte Seite) gleichzeitig aufgenommen werden können. Beleuchtet werden die Oberflächen mit

Fluoreszenz-/Leuchtstofflampen unter einem Winkel von etwa 45° in der Art, dass Reflektionen auf den Oberflächen möglichst vermieden werden. Fluoreszenz-Lampen haben gegenüber Glüh-/Halogenlampen den Vorteil einer deutlich geringeren Wärmestrahlung, so dass hierdurch die Oberflächen nicht zusätzlich aufgeheizt werden. Bei den Kameras handelt es sich sowohl um 1-Chip (XC-711P) als auch um 3-Chip-Kameras (XC-003P, DXC-390P). Da bei 1-Chip-Kameras Farbfehler durch starke Farbgradienten im Bild entstehen können, werden diese nur für Aufnahmen mit geringen Farbveränderungen bzw. mit geringer Auflösung eingesetzt. Das Videosignal der Kameras wird mit digitalen Videorecordern GVD-900E der Firma Sony digitalisiert und auf Band gespeichert. Nach dem Versuch werden die aufgezeichneten Filme zur weiteren Auswertung auf einen Rechner übertragen. Die verwendeten Videorecorder digitalisieren das Videosignal mit einer den Kameras ähnlichen räumlichen Auflösung von 720×576-Punkten. Die Farbtiefe beträgt 24bit.

Für die Auswertung werden die Filme im Rechner aufbereitet. Nachdem aus dem Film überflüssige Bildteile entfernt worden sind, wird ein Bild, bei dem die Flüssigkristalle noch keinen Farbumschlag aufweisen, als Referenzbild genommen und dies von den anderen Bildern subtrahiert. Hierdurch lassen sich schwache Reflexionen, die noch auf den Bildern vorhanden sind, aus dem Film entfernen. Anschließend wird der Film, welcher ursprünglich im RGB-Farbformat vorliegt, ins HSV-Format übertragen. Aus der Farbinformation (Hue-Wert) wird hieraus die Temperatur ermittelt. Durch das Festlegen von Schwellwerten für die Sättigung und die Helligkeit werden schwache Farbpunkte, die z.B. durch Rauschen entstehen, aus dem Film entfernt.

Betrachtet man nun zusammenfassend die verschiedenen Fehlergrößen für die Messung der Wand- bzw. Oberflächentemperatur, so wird der Fehler überwiegend durch die Winkel-/Beleuchtungsabhängigkeit der Flüssigkristalle und der Genauigkeit der Temperaturmessung bei der Kalibrierung bestimmt. Zusätzlich ist zu beachten, dass alle Temperaturen auf eine unabhängig hiervon gemessene Anfangstemperatur T_0 bezogen werden. Der Versatz der Temperaturmessung bei der Kalibrierung gegenüber der Messung der Anfangstemperatur T_0 ist somit ebenfalls im Fehler zu berücksichtigen. Hieraus ergibt sich ein Gesamtfehler für die Messung der Wandtemperatur von $0,15\,\mathrm{K}$.

4.4 Materialkonstanten und Stoffgrößen

Zur Berechnung des Widerstandsbeiwertes und des normierten Druckabfalls in der Umlenkung werden die Dichte und die mittlere Strömungsgeschwindigkeit innerhalb des Kanals benötigt. Diese ändern sich mit dem Absolutdruck innerhalb des Kanals. Sie werden daher

für jede Messposition aus dem gemessenen Absolutdruck berechnet. Die Dichte ρ wird aus dem Absolutdruck p und der Temperatur T über die ideale Gasgleichung [24]

$$p = \rho R T \tag{4.2}$$

berechnet. R ist die spezifische Gaskonstante, welche für Luft $R = 287\,\mathrm{J/(kg\,K)}$ beträgt.

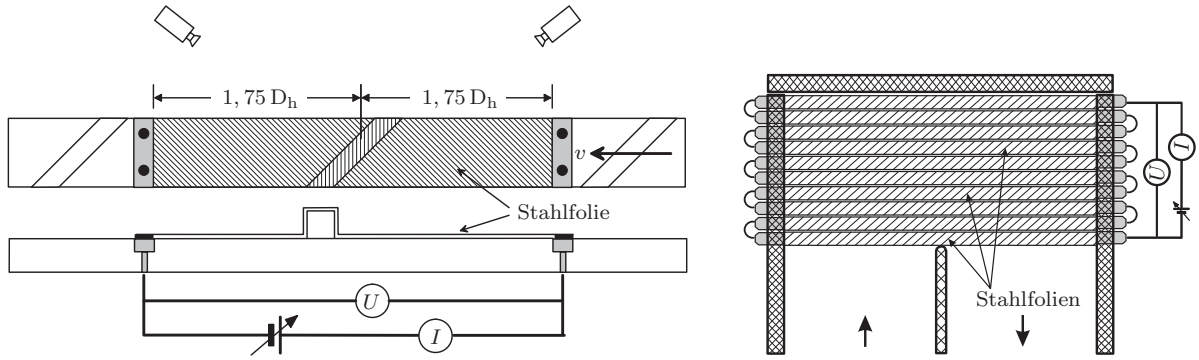
Mit Hilfe der Dichte und dem Massenstrom wird die mittlere Strömungsgeschwindigkeit $\bar{v}$ innerhalb des Kanals berechnet. Für die Umlenkung wird dabei die Strömungsgeschwindigkeit direkt vor der Umlenkung verwendet.

Die Genauigkeiten für die so bestimmte Dichte und Strömungsgeschwindigkeit setzen sich damit aus den Genauigkeiten für die Durchflussmessung, die Druckmessung und die Messungen der absoluten Temperatur zusammen. Diese sind in den vorherigen Abschnitten angegeben worden. Hieraus kann die Dichte mit einer Genauigkeit von $0,4\,\%$ und die Geschwindigkeit mit einer Genauigkeit von $1,8\,\%$ bei hohen Durchflüssen bzw. von $3,5\,\%$ für kleine Durchflüsse mit $\dot{m} = 0,1\,\mathrm{kg/s}$ bestimmt werden.

Ebenso werden für die Wärmeübergangsmessungen und die Bestimmung der einzelnen Versuchsparameter wie der Reynolds-Zahl Re, dem Widerstandsbeiwert ζ_0 oder der Nusselt-Zahl Nu_0 im glatten Kanal weitere Stoffgrößen benötigt, welche z.T. ebenfalls temperaturabhängig sind. Die Wärmeleitfähigkeit, Dichte und spezifische Wärmeleitfähigkeit der Wand werden vom Hersteller [19] für Plexiglas zu $\lambda = (0,19 \pm 0,005)\,\mathrm{W/(m\,K)}$, $\rho = (1190 \pm 5)\,\mathrm{kg/m^3}$ und $c = (1470 \pm 5)\,\mathrm{J/(kg\,K)}$ angegeben und können als temperaturunabhängig angenommen werden. Die Stoffwerte der durchströmenden Luft, respektive die Wärmeleitfähigkeit λ_F, die Viskosität μ, die Wärmekapazität c_p und die Prandtl-Zahl Pr, werden dem Handbook of Chemistry and Physics [89] entnommen. Die Wärmeleitfähigkeit und die Viskosität sind dabei temperaturabhängig und werden entsprechend für die Temperaturen zwischen den angegebenen Werten linear interpoliert. Bei den transienten Versuchen mit der sich zeitlich verändernden Fluidtemperatur wird hierfür eine über die Versuchsdauer gemittelte Temperatur verwendet. Die Fehler ergeben sich hieraus zu $\delta\lambda_F = 0,0001\,\mathrm{W/(m\,K)}$, $\delta\mu = 0,005\,\mathrm{N\,s/m^2}$, $\delta c_p = 0,5\,\mathrm{J/(kg\,K)}$ und $\delta\,\mathrm{Pr} = 0.005$.

4.5 Stationäre Methode

Für die stationäre Methode werden die zu untersuchenden Oberflächen wie in Kapitel 3.1 beschrieben vorbereitet. Die Plexiglasoberfläche wird schichtweise mit Flüssigkristallen, schwarzer Farbe, Kleber und Stahlfolie beschichtet (Abbildung 7). Als Kleber wird ein $50\,\mu\mathrm{m}$ dicker Klebefilm der Firma Scotch3M Typ 465 verwendet. Die Stahlfolie ist eine Edelstahlfolie mit einer Dicke von $25\,\mu\mathrm{m}$. Sie wird an den Kanten auf Edelstahlblöcke



(a) Rippenbereich **(b)** Umlenkung

Abbildung 23: Messaufbau für die stationäre Methode, Anordnung der Heizung

geschweißt, über welche die elektrische Leistung in die Folien geleitet wird. Die Strom- und Spannungsmessung erfolgt an diesen Blöcken in Vierleitermesstechnik, um einen Fehler durch den Spannungsabfall in den Leitungen und an den Kontakten zu vermeiden. Die Aufnahme der Oberflächentemperaturen erfolgt dabei überwiegend von der Außenseite.

4.5.1 Messbereiche

Die Messungen mit der stationären Methode dienen zum Vergleich der beiden Messmethoden und zum Vergleich mit Literaturdaten. Sie werden daher nur an wenigen Geometrien und nur bei einer Reynolds-Zahl von 100.000 durchgeführt. Hierfür sind der Umlenkungsbereich der Geometrie $H/W = 0,5$, $e/H = 0,1$, $\varphi = 45°$ und der Rippenbereich im Einlauf der Geometrie $H/W = 4$, $e/H = 0,1$, $\varphi = 45°$ ausgewählt worden.

Rippe: Am Modell $H/W = 4$ erfolgt im Einlaufbereich eine Messung mit der stationären Methode. Das Ziel hierbei ist, die Größe und die Struktur des Wärmeübergangs, als auch den Anteil des Wärmeübergangs auf der Rippe zum gesamten Wärmeübergang im Kanal zu erhalten. Hierzu wird zwischen der zweiten und vierten Rippe vor der Umlenkung die berippte Seite wie in Abbildung 23a dargestellt vorbereitet. Die Folie wird dabei vollständig um die Rippe herumgeführt. Um auch die Seitenflächen der Rippen untersuchen zu können, wird daher die Oberfläche von der dem Fluid zugewandten Seite mit zwei Kameras beobachtet. Die Anordnung der verschiedenen Flüssigkristallschichten ist dementsprechend umgekehrt. Die Kameras sind derart in einem Winkel zur Oberfläche angeordnet, dass möglichst die vollständige Oberfläche betrachtet werden kann.

Durch die 45°-Anordnung der Rippe ist die Breite der Stahlfolie nicht konstant. Dieser Einfluss auf die Flächenleistungsdichte wird hier aber vernachlässigt und nur die Gesamtleistung betrachtet.

Umlenkung: In der Umlenkung des Modells $H/W = 4$ werden sowohl die „berippte“ Seite als auch die Rückwand untersucht. Dies erfolgt in zwei getrennten Versuchen, bei denen nur jeweils eine Oberfläche geheizt wird.

Die Rückwand ist vollständig mit einer Folie bedeckt, welche an den kurzen Seiten an zwei Metallleisten aufgeschweißt ist. Hierdurch kann an diesen beiden Rändern jeweils ein Streifen von etwa 5 mm nicht untersucht werden.

Auf der „berippten“ Seite ist die Folie in 10 Streifen mit einer Breite von etwa 18 mm angeordnet (Abbildung 23b), um durch eine Reihenschaltung der Streifen einen höheren Widerstand der Folien zu erreichen. Zwischen den Streifen befindet sich zur elektrischen Isolierung ein Zwischenraum von $0,1 - 0,2$ mm. Die Folien sind auf Metallblöcke aufgeschweißt, welche sich unterhalb der Seitenwand befinden, so dass die vollständige Oberfläche untersucht werden kann. Die Spannung wird über jeden Streifen einzeln gemessen und die Leistungen anschließend aufsummiert.

4.5.2 Auswertung

Die Folien werden mit einer konstanten elektrischen Leistung geheizt. Für die Stromversorgung werden die Gleichstrom-Netzgeräte D400 G65/350 der Firma Munk verwendet. Da die verwendeten schmalbandigen Flüssigkristalle nicht den vollständigen Temperaturbereich abdecken können, wird die Heizleistung schrittweise erhöht. Dazu wird nach dem Einstellen der Heizleistung gewartet, bis sich eine konstante Temperaturverteilung eingestellt hat und anschließend die Farbverteilung der Flüssigkristalle sowie die Fluidtemperatur und die elektrische Heizleistung aufgenommen. Danach wird die Heizleistung so erhöht, dass sich eine um etwa $0,8$ K höhere Wandtemperatur einstellt, und der Messvorgang wiederholt. Die $0,8$ K entsprechen der für die Auswertung zur Verfügung stehenden Bandbreite der Flüssigkristalle, so dass die ausgewählten Bereiche direkt aneinander anschließen. Dies wird solange wiederholt, bis die vollständige Oberfläche erfasst ist. Bei sehr großen Unterschieden im Wärmeübergang können allerdings die Bereiche der Oberfläche mit einem sehr hohen Wärmeübergang nicht aufgenommen werden. Für diese Wärmeübergänge sind sehr hohe Heizleistungen erforderlich, wodurch die Temperaturen in den schlechter gekühlten Bereichen so ansteigen, dass die Flüssigkristalle bzw. der Kleber und evtl. das Plexiglas hierdurch zerstört würden.

Zum Erreichen der stationären Temperaturverteilung im Versuchsaufbau wird zunächst mit einer hohen Heizleistung die Wand vorgeheizt, um das Einstellen einer konstanten Temperaturverteilung zu beschleunigen. Anschließend wird die für den ersten Messpunkt nötige Heizleistung eingestellt und eine halbe Stunde gewartet, bevor mit der ersten

Messung begonnen wird. Für die nachfolgenden Messungen wird jeweils sofort die für diesen Messpunkt benötigte Heizleistung eingestellt und eine viertel Stunde zwischen jeder Messung gewartet. Die hieraus resultierenden Fehler durch die transienten Einschalteffekte sind gering und liegen im Bereich der Temperaturmessgenauigkeit. Der größte Fehler wird hierbei durch das wiederholte Erhöhen der Heizleistung erzeugt, so dass dieser Fehler den Gesamtfehler bestimmt und der Fehler durch das erstmalige Einschalten nicht beachtet werden muss. Nach Abschnitt 3.1.4 ergibt sich hieraus für die Wandtemperatur ein maximaler Fehler von $0,15\,\mathrm{K}$ zusätzlich zur Messgenauigkeit der Flüssigkristalle. Insgesamt kann damit die Wandtemperatur auf $0,3\,\mathrm{K}$ genau bestimmt werden.

Die elektrische Heizleistung wird aus einer Strom- und Spannungsmessung bestimmt. Für die Strommessung sind entsprechende Shunt-Widerstände mit einer Genauigkeit von $0,5\,\%$ in die Zuleitung eingefügt. Die Spannungsmessung erfolgt direkt an den Anschlussplatten der Folien. Für die Strom- und Spannungsmessung sowie zur Bestimmung der Fluidtemperatur wird das Prema 3040 Temperaturmessgerät verwendet. Die hohe Messgenauigkeit dieses Messgerätes von $2\,\mu\mathrm{V}$ für die Spannungsmessung liegt deutlich unterhalb der Genauigkeit der Shunt-Widerstände, so dass diese die Genauigkeit der Leistungsmessung bestimmen. Die aufgenommenen Farbverteilungen werden im Rechner aufbereitet und mit Hilfe der bei der Kalibrierung bestimmten Farb-Temperatur-Abhängigkeit in die Wandtemperatur umgerechnet. Aus diesen Daten wird, unter Berücksichtigung der Wärmeverluste an die Umgebung, der Wärmeübergang für die einzelnen Bereiche auf der Oberfläche bestimmt und anschließend zu einem Gesamtbild zusammengesetzt. Mehrfach gemessene Bereiche werden über alle Messungen gemittelt.

Für die weitere Bearbeitung werden zunächst fehlende Bereiche in der Verteilung durch Interpolation aufgefüllt. Anschließend werden die Einflüsse durch die Querleitung innerhalb der Wand gemäß Abschnitt 3.1.3 korrigiert. Das Ergebnis wird mit Hilfe der Stoffparameter in eine Nusselt-Zahl Verteilung umgerechnet und entsprechend dargestellt.

4.6 Transiente Methode

4.6.1 Messbereiche

Für die überwiegende Zahl der Messungen in dieser Arbeit ist die transiente Methode verwendet worden. Alle in Tabelle 1 aufgeführten Geometrien sind hiermit untersucht worden. Es sind jeweils die Außenseiten im Bereich der Umlenkung sowie mehrere Rippensegmente im Ein- und Auslauf vor und nach der Umlenkung gemessen worden. Die untersuchten Bereiche und deren Bezeichnung sind in Abbildung 24 dargestellt. Generell

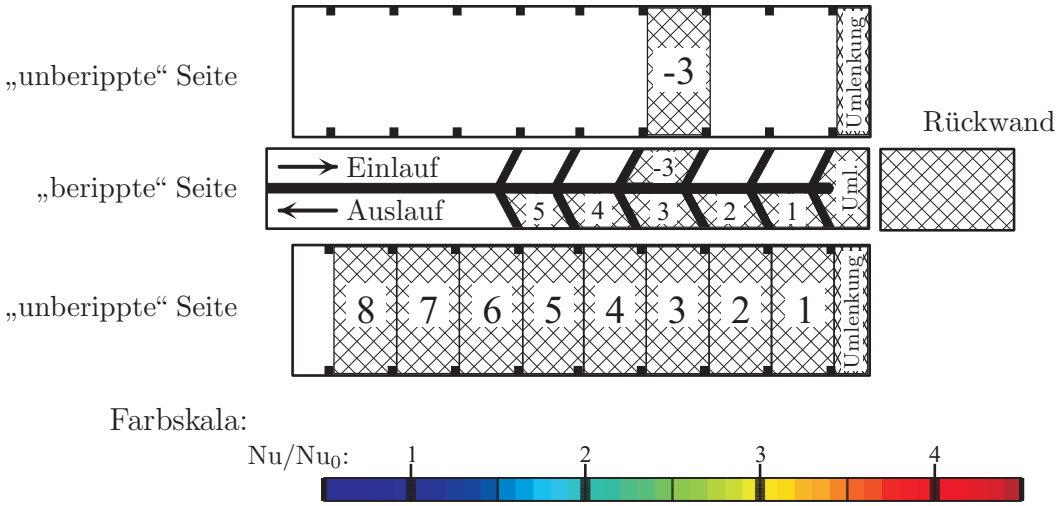


Abbildung 24: Darstellung der gemessenen Oberflächen am aufgeklappten Modell. Die gemessenen Flächen sind schraffiert dargestellt und entsprechend bezeichnet. Mit angegeben ist die für die zweidimensionale Darstellung des Wärmeübergangs verwendete Farbskala.

werden hierbei die kurzen Seiten (W), welche im berippten Modell mit Rippen versehen sind, als *„berippte“ Seite* gekennzeichnet. Die langen, unberippten Seiten (H) werden dementsprechend als *„unberippte“ Seite* bezeichnet. Dies gilt auch für die unberippten Aufbauten.

Im Einlauf ist nur das dritte Rippensegment (das zweite Rippensegment in den Modellen mit der Rippenhöhe $e/H = 0,1$) vor der Umlenkung untersucht worden. Hier kann davon ausgegangen werden, dass sich, wie in Kapitel 2.3.2 beschrieben, ein konstanter Strömungszustand eingestellt hat und die Strömung auch noch nicht von der Umlenkung beeinflusst wird. Die Flächen zwischen den Rippen sind im Auslauf positiv und im Einlauf negativ ausgehend von der Umlenkung durchnummeriert. Die Umlenkung selber wird mit der Nummer null gekennzeichnet. Diese Einteilung und Bezeichnungen werden ebenso auch für das unberippte Modell verwendet. Für alle Untersuchungen ist nur der Rippenzwischenraum und nicht die Flächen auf den Rippen untersucht worden. Im Bereich der Rippen kann der Wärmeübergang nicht mehr als eindimensional angesehen werden und die in Abschnitt 3.2.2 angegebenen Beziehungen für die Berechnung der Oberflächentemperatur sind dadurch hier nicht mehr gültig.

Für die zweidimensionale Darstellung der Verteilung des Wärmeübergangs auf der Oberfläche wird ein Konturdiagramm in Falschfarbendarstellung verwendet. Für alle Abbildungen ist dabei eine einheitliche Farbskala gewählt worden. Diese ist ebenfalls in Abbildung 24 dargestellt.

4.6.2 Durchführung

Für die transiente Methode werden alle zu untersuchenden Flächen mit Flüssigkristallen und schwarzer Farbe beschichtet. Die Strömung wird eingeschaltet und, während sich die Strömung auf Umgebungstemperatur befindet, gewartet, bis sich eine homogene Temperaturverteilung innerhalb des Versuchsmodells eingestellt hat. Anschließend wird die Heizung eingeschaltet und der Farbverlauf auf den Modelloberflächen mit Hilfe der Kameras aufgezeichnet. Sobald der Farbumschlag auf allen Flächen erfolgt ist, wird die Heizung wieder abgestellt und die Videoaufzeichnung beendet. Das Versuchsmodell wird daraufhin durch die noch fließende Strömung wieder abgekühlt, um es für die nächste Messung vorzubereiten. Die Heizleistung und damit die Fluidtemperatur wird so gewählt, dass der mittlere Farbumschlag nach etwa $10 - 20\,\mathrm{s}$ erfolgt. Durch die Wahl dieser Zeitdauer wird ein möglichst geringer Messfehler erreicht, wie später im Rahmen der Fehlerrechnung in Abschnitt 4.7.4 gezeigt wird. Um die Videoaufzeichnung mit dem Einschaltzeitpunkt der Heizung zu synchronisieren, werden LED's mit aufgezeichnet, welche mit der Spannungsversorgung der Heizung gekoppelt sind. Die Videosequenz wird anhand dieser optischen Marken später entsprechend geschnitten.

Die aufgezeichneten Videosignale werden im Rechner mit Hilfe eines von Vogel [85] entwickelten Bildbearbeitungsprogramm aufbereitet, welches an die hier gegebenen Bedingungen angepasst worden ist. Die Zeit, innerhalb derer der Farbumschlag erfolgt, wird hiermit bestimmt. Mit Hilfe der Fluidtemperatur und der Temperatur des Farbumschlags wird aus dieser Zeit der Wärmeübergangskoeffizient nach Gleichung (3.21) berechnet. Da die Wände mit $L = 20\,\mathrm{mm}$ sehr dick gegenüber der für diese Messzeit nötigen minimalen Wanddicke von $L_{\mathrm{min}} = 4\sqrt{t\,a} \approx 7\,\mathrm{mm}$ sind (siehe Abschnitt 3.2.2), ist das Modell der halbunendlichen Wand ausreichend für diese Berechnungen.

Da durch die langen Einlaufstrecken kein idealer Sprung der Fluidtemperatur erreicht wird, muss der Zeitverlauf der Fluidtemperatur gemessen und dieser Zeitverlauf für die Auswertung verwendet werden. Für das Modell $H/W = 0,5$ wird die Fluidtemperatur direkt vor der Umlenkung gemessen und für alle Flächen verwendet. Aus numerischen Berechnungen wird der Korrekturfaktor γ zwischen massenstromgemittelter und gemessener Temperatur bestimmt und die Temperatur entsprechend korrigiert.

Im Modell $H/W = 4$ ist der Temperaturabfall innerhalb des Modells so groß, dass er im Einlauf korrigiert werden muss. Hierfür wird das in Abschnitt 3.2.3 beschriebene Modell für den Temperaturabfall in einem geraden homogenen Kanal verwendet. Zunächst werden für die einzelnen Messpositionen numerisch die Korrekturfaktoren γ bestimmt und die Temperaturen entsprechend korrigiert. Hierzu hat Jeanmart [50] umfangreiche numerische Untersuchungen durchgeführt und auch die Profilfaktoren für die einzelnen

Geometrien bestimmt. Anschließend werden die Parameter Eintrittstemperatur T und Wärmeübergangsparameter h bestimmt, indem diese Parameter derart variiert werden, dass ein hieraus berechneter theoretischer Fluidtemperaturverlauf mit den an den verschiedenen Messpositionen gemessenen Verläufen übereinstimmt. Mit Hilfe der so bestimmten Parameter wird daraufhin der Verlauf der Fluidtemperatur an jeder Position entlang der Kanalachse gemäß Gleichung (3.43) bzw. (3.28) und (3.48) bis vor die Umlenkung berechnet.

Innerhalb der Umlenkung und im Auslauf ist die Strömungsstruktur und damit die Temperaturverteilung sehr komplex, so dass hier die Bestimmung der charakteristischen Temperatur und die Berechnung des Temperaturabfalls nicht möglich sind. Es wird hier daher der Temperaturverlauf direkt vor der Umlenkung verwendet, welcher aus der obigen Berechnung bestimmt wird. Alle Wärmeübergänge sowohl innerhalb als auch nach der Umlenkung werden hiermit berechnet.

Für die Bestimmung der Stoffgrößen, welche für die Umrechnung der gemessenen Größen in die dimensionslosen Größen Re und Nu benötigt werden, wird die Fluidtemperatur über die Versuchsdauer gemittelt und die Stoffgrößen anhand dieser Temperatur berechnet.

4.7 Fehler

In den vorherigen Abschnitten sind die verschiedenen Sensoren und Messverfahren sowie deren Genauigkeit vorgestellt worden, welche für die Untersuchungen verwendet werden. Der Einfluss, den die Genauigkeit jeder einzelnen Messgröße auf das Gesamtergebnis hat, wird durch das Messverfahren und die Wahl der Messparameter bestimmt. Im Folgenden wird daher die Berechnung des Gesamtfehlers für die hier verwendeten Messverfahren vorgestellt. Des Weiteren wird untersucht, wie der Gesamtfehler durch die verschiedenen Messparameter beeinflusst wird und wie er durch eine geeignete Wahl dieser Parameter minimiert werden kann.

4.7.1 Fehlerberechnung

Für die Berechnung des Einflusses verschiedener Fehler auf das Gesamtergebnis wird davon ausgegangen, dass die Fehler klein gegenüber ihren Messgrößen sind. Das Ergebnis wird daher bzgl. dieser Einzelgrößen in eine Taylorreihe entwickelt und von dieser nur der erste

Term berücksichtigt. Im Allgemeinen kann dies für die Varianz $\mathbf{V}_f$ mehrerer Funktionen f_i mit mehreren Variablen s_i in folgender Form geschrieben werden (Barlow [4]):

$$\begin{aligned} \mathbf{V}_f &= \mathbf{G}\,\mathbf{V}_s\,\tilde{\mathbf{G}} \qquad \text{mit} \\ G_{ij} &= \frac{\partial f_i}{\partial s_j} \\ V_{ij} &= \mathrm{cov}(s_i, s_j) = < s_i s_j > - < s_i > < s_j > \\ V_{ii} &= \mathrm{cov}(s_i, s_j) = V(s_i) = \sigma_i^2 \end{aligned} \tag{4.3}$$

$< s_i >$ bedeutet der Mittelwert, $V(s_i)$ die Varianz und σ_i die Standardabweichung der Größe s_i. Diese Gleichung beschreibt den Einfluss der Genauigkeiten der verschiedenen Einzelgrößen auf die Ergebnisse und berücksichtigt auch die Abhängigkeit der Fehler untereinander. Sind die einzelnen Größen untereinander nicht korreliert, d.h. $\mathrm{cov}(s_i, s_j) = 0$ für $i \neq j$, so kann Gleichung (4.3) für ein Ergebnis f vereinfacht werden zu

$$\delta f^2 = \sum_i \left(\frac{\partial f}{\partial s_i} \right)^2 \delta s_i^2 \tag{4.4}$$

Für unabhängige Variablen, welche einer Gaußverteilung folgen, ist diese Bedingung erfüllt. Dies ist für die hier durchgeführten Untersuchungen im Allgemeinen gegeben, nur bei der transienten Methode sind Einschränkungen zu berücksichtigen.

Gleichung (4.3) gilt zunächst nur für statistische Fehler, welche durch Rauschen und ähnliche Einflüsse bei der Messung hervorgerufen werden. Sie kann aber auch auf systematische Fehler verallgemeinert werden, indem für eine Messgröße systematischer Fehler δs_s und statistischer Fehler δs_r als getrennte Fehler berücksichtigt werden. Für eine Einzelmessung setzt sich dann der Gesamtfehler für die Größe zu $\delta s^2 = \delta s_s^2 + \delta s_r^2$ zusammen (Barlow [4]). Nur bei der transienten Methode sind wieder Besonderheiten zu berücksichtigen, auf welche im Abschnitt 4.7.4 eingegangen wird.

Der Fehler der einzelnen Messgrößen und Ergebnisse wird im Folgenden grundsätzlich als einfache Standardabweichung angegeben $\delta s = \sigma$, d.h. mit einem Signifikanzniveau von 32%. Bei der Festlegung der Messgenauigkeiten der einzelnen Messgeräte wird davon ausgegangen, dass die Herstellerangaben zur Genauigkeit mit mindestens 2σ, d.h. mit einem Signifikanzniveau von 5%, erfolgen. Diese sind entsprechend umgerechnet worden.

4.7.2 Druckmessung

Für die Druckmessung wird der Druckabfall entlang der Kanalachse mit Hilfe der linearen Regression bestimmt. Die Fehler für den Druckabfall ergeben sich daher aus den Fehlern für die Steigung bzw. den Achsenabschnitt der Regression zu

$$\delta(\Delta p/L) = \frac{\delta p}{\sqrt{n\,V(x)}} \qquad \text{(Druckabfall im Einlauf)} \tag{4.5}$$

und (4.6)

$$\delta(\Delta p) = \delta p\sqrt{\frac{<x_e^2>}{n\,V(x_e)} + \frac{<x_a^2>}{n\,V(x_a)}} \qquad \text{(Druckabfall in der Umlenkung)}, \tag{4.7}$$

wobei x_e die Messpositionen im Einlauf, x_a die Messpositionen im Auslauf und n die Anzahl der Messwerte sind.

Die Fehler für ζ/ζ_0 und Δp^* werden hieraus durch Summation der Genauigkeiten der Stoffkonstanten und der Massenstrommessung gemäß Gleichung (4.4) berechnet.

4.7.3 Stationäre Wärmeübergangsmessung

Für die stationäre Methode wird der Wärmeübergang abschnittsweise bestimmt und zu einem Gesamtbild zusammengesetzt. Von Bereichen dieses Gesamtbildes werden anschließend Mittelwerte $<\alpha>$ gebildet und diese mit weiteren Daten verglichen. Wichtig für die Auswertung ist der Fehler dieser Mittelwerte. Das Gesamtbild dient nur zur Darstellung der Struktur des Wärmeübergangs und die Fehler für die einzelnen Bildpunkte werden daher nicht betrachtet.

Der Fehler für die mittleren Wärmeübergänge lässt sich wie folgt zusammensetzen:

$$\begin{aligned}\left(\frac{\delta \mathrm{Nu}}{\mathrm{Nu}}\right)^2 &= \left(\frac{\delta\lambda_F}{\lambda_F}\right)^2 + \left(\frac{\delta D_h}{D_h}\right)^2 + \left(\frac{\delta U}{U}\right)^2 + \left(\frac{\delta I}{I}\right)^2 + \left(\frac{\delta A}{A}\right)^2 \\ &\quad + \left(\frac{\delta(T_W - T_0)}{T_W - T_0}\right)^2 + \left(\frac{\delta\alpha_{\text{verl.}}}{<\alpha>}\right)^2 .\end{aligned} \tag{4.8}$$

Dieser Fehler besteht aus einem konstanten relativen Fehler von etwa $2,3\%$ und dem Anteil der Verluste durch die Wärmeabflüsse. Der konstante relative Fehler tritt dabei unabhängig vom Wärmeübergang und dem gewählten Durchflussbereich auf und wird überwiegend durch die Genauigkeit der Leistungs- und Temperaturmessung bestimmt. Die Verluste durch die Wärmeabflüsse sind von Pape [68] abgeschätzt worden. Diese Verluste werden durch die Temperaturdifferenz zwischen der beheizten Oberfläche und der Umgebung bestimmt und sind unabhängig vom Wärmefluss in die Strömung. Daher wirken sie sich vor allem bei niedrigen Wärmeübergängen aus.

In Abbildung 25 ist der Gesamtfehler für die stationäre Methode in Abhängigkeit von der Nusselt-Zahl dargestellt. Dabei wird davon ausgegangen, dass die Verluste auf etwa $2,5\,\mathrm{W/(m^2\,K)}$ genau bestimmt werden können. Unterhalb einer Nusselt-Zahl von $300-400$ steigt der Fehler stark an. Der konstante absolute Fehler durch die Wärmeverluste wirkt

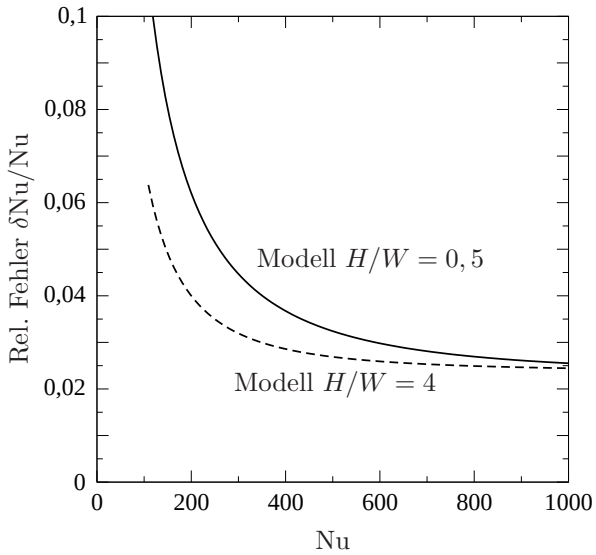


Abbildung 25: Fehler des Wärmeübergangs bei der stationären Methode

sich hier aus, welcher den relativen Messfehler stark ansteigen lässt. Für die Messung kleiner Wärmeübergänge müssen die Verluste daher sehr genau bestimmt werden oder die Wandtemperatur reduziert werden, um die Verluste zu verringern. Für höhere Wärmeübergänge sinkt der Fehler dagegen ab und strebt gegen den relativen Fehler von $2,3\%$. In den vorliegenden Untersuchungen sind die Messungen bei Nusselt-Zahlen von etwa 400 durchgeführt worden, so dass sich ein Fehler von $2,8\%$ bzw. $3,6\%$ ergibt.

4.7.4 Transiente Wärmeübergangsmessung

Bei der transienten Methode wird der Wärmeübergang aus den in Kapitel 3.2 vorgestellten Gleichungen für die Wandtemperatur bestimmt. Der Wärmeübergangskoeffizient ist in diesen Gleichungen implizit enthalten und wird über ein Iterationsverfahren berechnet. Da die Gleichungen nicht explizit für den Wärmeübergangskoeffizienten lösbar sind, ist eine Standardfehlerrechnung nicht möglich. Ebenso wird der digitalisierte Temperaturverlauf für die Bestimmung des Wärmeübergangs verwendet, welches ebenfalls in der Fehlerrechnung zu berücksichtigen ist. In Anhang B wird daher diese Fehlerrechnung ausführlich behandelt.

Wird die Fluidtemperatur mit n Abtastwerten abgetastet, so ergibt sich nach Anhang B für den Fehler $\delta\beta$ des Wärmeübergangskoeffizienten $\beta = \alpha\sqrt{t/(\lambda\rho c)}$

$$\delta\beta = \left(\frac{\partial\Theta}{\partial\beta}\right)^{-1} \delta\Theta \tag{4.9}$$

mit

$$\delta\Theta^2\,(T_F - T_0)^2 = \tag{4.10}$$
$$\frac{\delta T_W^2}{f(t)^2} + \Theta(\beta)^2 \left[\frac{(T_F - T_0)}{12\,n^2} + <\delta T_{F,r}>^2 + \delta T_{F,s}^2 + \sum_j \left(\frac{\partial(T_{B,i} - T_{B,i-1})}{\partial S_j} \right)^2 \frac{\delta S_j^2}{f(t)^2} \right].$$

Für T_F ist hier die massenstromgemittelte Temperatur T_B einzusetzen, falls sie direkt bekannt ist, oder die gemessene Temperatur T_M, falls die massenstromgemittelte Temperatur aus dieser bestimmt wird. In diesem Fall sind auch die Größen $S_j = \left\{\beta_h' = h/\sqrt{\lambda\rho c}; \gamma; u = x\,U\sqrt{\lambda\rho c}/(\dot{m}c_p)\right\}$ zu berücksichtigen, welche für die Umrechnung zwischen gemessener und massenstromgemittelter Temperatur benötigt werden. $f(t)$ ist im Fall der bekannten massenstromgemittelten Temperatur eins, andernfalls ist es gemäß Gleichung (B.12) zu bestimmen. Die Ableitungen $\partial(T_{B,i} - T_{B,i-1})/\partial S_j$ sind in den Gleichungen (B.15) bis (B.17) angegeben.

Bei dem Fehler der Fluidtemperatur ist dabei zu berücksichtigen, dass er sich aus einem systematischen Anteil $\delta T_{F,s}$ und einem statistischen Anteil $\delta T_{F,r}$ zusammensetzt. Der systematische Anteil ist der Fehler, um den der Temperatursensor bei jeder Einzelmessung konstant falsch misst. Er wird durch den Fehler bei der Kalibrierung des Sensors erzeugt. Zur Vereinfachung sind hier alle Temperaturen auf eine einheitliche Anfangstemperatur T_0 bezogen, welche hier zusammen mit der Fluidtemperatur mit demselben Temperatursensor kurz vor dem Einschalten der Heizleistung gemessen wird. Es muss hier daher nur der Fehleranteil berücksichtigt werden, um welchen das Messgerät die Fluidtemperaturen gegenüber der Anfangstemperatur falsch misst. Die Genauigkeit der Absoluttemperatur braucht hier nicht betrachtet zu werden. Der statistische Fehleranteil ist dagegen die Streuung des Sensors zwischen den einzelnen Messungen und wird durch das Rauschen des Messsignals bestimmt.

Die Wandtemperatur wird dagegen mit einer gegenüber der Fluidtemperaturmessung unabhängigen Messung bestimmt. Da sie für die Auswertung ebenfalls auf die Anfangstemperatur T_0 bezogen wird, muss hier zusätzlich der Fehler dieser Messung gegenüber der Messung der Anfangstemperatur berücksichtigt werden. Dies ist hier bereits bei der Fehlerangabe für die Wandtemperatur in Abschnitt 4.3.3 eingeflossen.

Insgesamt ergibt sich aus diesen Betrachtungen für die Genauigkeit der Nusselt-Zahl

$$\begin{aligned}\left(\frac{\delta\mathrm{Nu}}{\mathrm{Nu}}\right)^2 &= \left(\frac{\delta\beta}{\beta}\right)^2 + \frac{1}{48}\left(\frac{\delta t}{t}\right)^2 + \frac{1}{4}\left[\left(\frac{\delta\lambda}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{\delta\rho}{\rho}\right)^2 + \left(\frac{\delta c}{c}\right)^2\right] \\ &\quad + \left(\frac{\delta\lambda_F}{\lambda_F}\right)^2 + \left(\frac{\delta D_h}{D_h}\right)^2,\end{aligned} \tag{4.11}$$

wobei δt die Summe aus der Abtastrate für die Temperaturmessung und der Abtastrate für die Bildsequenz ist.

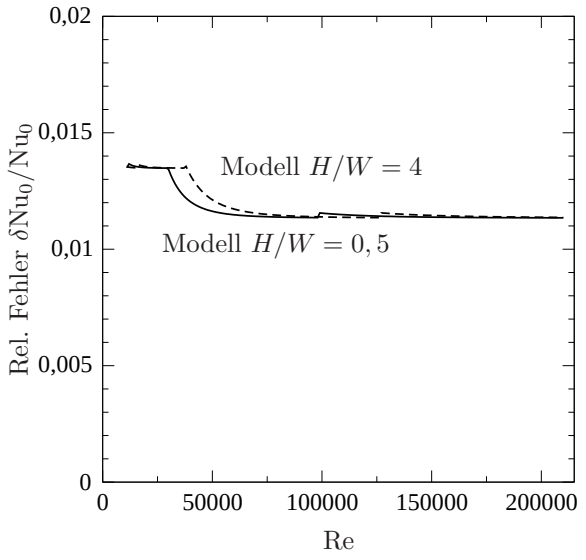


Abbildung 26: Fehler der Nu_0-Zahl im glatten Kanal

4.7.5 Referenz Nusselt-Zahl gemäß Dittus-Boelter-Korrelation

Für die Darstellung des Wärmeübergangs wird im Allgemeinen die gemessene Nusselt-Zahl Nu auf die Nusselt-Zahl Nu_0 im glatten Kanal bezogen. D.h. es wird das Verhältnis $\mathrm{Nu}/\mathrm{Nu}_0$ dargestellt. Hierdurch wird der Einfluss der Reynolds-Zahl in der Darstellung reduziert und die Ergebnisse der Wärmeübergangsmessungen können besser miteinander verglichen werden. Diese Referenz Nusselt-Zahl wird aus der Durchflussmessung und den Stoffparametern bestimmt und ist damit ebenfalls fehlerbehaftet.

Der Fehler der Referenz Nusselt-Zahl ergibt sich zu

$$\left(\frac{\delta \mathrm{Nu}_0}{\mathrm{Nu}_0}\right)^2 = 0,64\left[\left(\frac{\delta \dot{m}}{\dot{m}}\right)^2 + \left(\frac{\delta \mu}{\mu}\right)^2 + \left(\frac{\delta A}{A}\right)^2 + \left(\frac{\delta D_h}{D_h}\right)^2\right] + \left(0,4\,\frac{\delta\,\mathrm{Pr}}{\mathrm{Pr}}\right)^2, \qquad (4.12)$$

welcher in Abbildung 26 dargestellt ist. Dieser wird überwiegend durch die Genauigkeit der Durchflussmessung bestimmt. Die Sprünge im Fehlerverlauf sind daher auch auf die Wechsel der Druckmessbereiche für die Durchflussmessung zurückzuführen. Bei dieser Fehlerbetrachtung ist die Genauigkeit der Korrelation ($> 10\%$) selber nicht mitberücksichtigt worden, da dieser Faktor nur zur Skalierung zwischen verschiedenen Messungen dient.

4.7.6 Optimierung der Messparameter zur Minimierung des Gesamtfehlers

Wie in den vorherigen Abschnitten gezeigt, wird der Messfehler bei der Messung des Wärmeübergangs durch verschiedene Parameter beeinflusst. Viele der Parameter sind durch die Versuchsbedingungen vorgegeben, einige können aber, insbesondere bei der transienten Methode, frei gewählt werden. Durch eine geeignete Wahl dieser Parameter

lässt sich der resultierende Fehler bei der Messung minimieren. Dies wird im Folgenden für die transiente Methode näher untersucht. Die durch den hier verwendeten Versuchsaufbau gegebenen Randbedingungen werden dabei berücksichtigt.

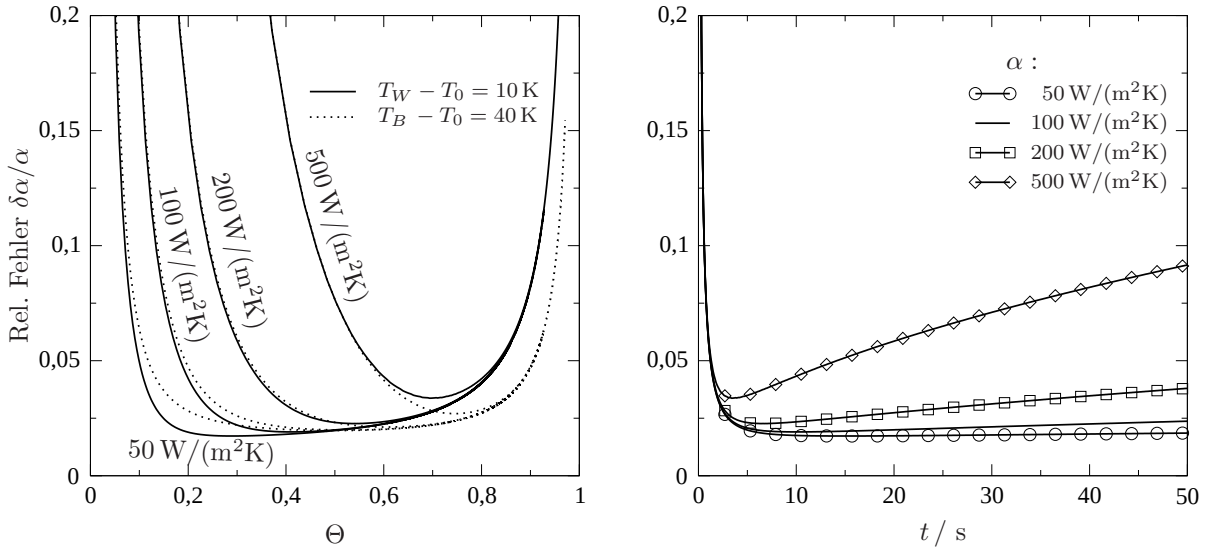
Temperaturverhältnis Fluid-/Wandtemperatur: Bei der transienten Methode kann durch die Veränderung des Temperaturverhältnisses $\Theta = (T_W - T_0)/(T_B - T_0)$ zwischen Wand- und Fluidtemperatur die Versuchsdauer in einem weiten Bereich variiert werden. Ein kleines Temperaturverhältnis bedeutet einen schnellen Farbumschlag und ein großes Temperaturverhältnis einen entsprechend langsameren Versuchsablauf. Begrenzt wird der einstellbare Bereich durch die maximale Messzeit, die für die Bedingung einer halbunendlichen Wand zulässig ist, durch die gewählte Wand- respektive Flüssigkristalltemperatur und die maximal erreichbare oder zulässige Fluidtemperatur.

Yan und Owen [95] haben diesen Einfluss untersucht und gezeigt, dass bei einer Variation des Temperaturverhältnisses Θ dieser Fehler im Randbereich ($\Theta \to 0$ und $\Theta \to 1$) ansteigt und bei einem Wert von etwa $\Theta = 0,52$ ein Minimum annimmt. Dabei sind sie unter anderem von folgenden Annahmen ausgegangen:

- Die Temperatur wird mit einem relativen Fehler $\delta T/T$ bestimmt.
- Der Fehler der Zeitmessung kann vernachlässigt werden.

Bei schnellen Messungen, wie sie vor allem für hohe Wärmeübergangszahlen auftreten, hat der Fehler in der Zeitmessung aber einen deutlichen Einfluss auf die Genauigkeit und darf daher nicht vernachlässigt werden. Außerdem ist der Fehler bei der Temperaturmessung in dem hier untersuchten Bereich eine absolute Größe und unabhängig von der gemessenen Temperatur. Dies hat einen Einfluss auf den resultierenden Messfehler und im Folgenden wird daher dieser Fehler in Abhängigkeit vom Temperaturverhältnis Θ ähnlich wie bei Yan und Owen untersucht. Es werden dabei aber die hier beschriebenen Fehlerbedingungen verwendet und alle im Versuch auftretenden Fehlergrößen mitberücksichtigt. Insbesondere wird auch der Einfluss des Wärmeübergangskoeffizienten untersucht.

In Abbildung 27a ist dieser relative Fehler, welcher bei den Messungen für den Wärmeübergangskoeffizienten α auftritt, in Abhängigkeit von dem Temperaturverhältnis zwischen Fluid- und Wandtemperatur dargestellt. Dabei ist einmal die Wandtemperatur als konstant angesetzt und die Fluidtemperatur variiert worden (durchgezogene Linie). Dies entspricht dem Versuchsaufbau mit einer festen Flüssigkristalltemperatur, welche hier auch als konstante Temperatur mit $31\,°\mathrm{C} \to T_W - T_0 \approx 10\,\mathrm{K}$ berücksichtigt worden ist. Um eine geeignete Flüssigkristalltemperatur zu finden, ist aber auch der umgekehrte Fall betrachtet worden, bei welchem die Fluidtemperatur als fest angenommen wird und die



(a) Fehler in Abhängigkeit des Temperaturverhältnisses

(b) Fehler in Abhängigkeit der Messzeit für $T_W - T_0 = 10\,\mathrm{K}$

Abbildung 27: Fehler des Wärmeübergangskoeffizienten für verschiedene Wärmeübergänge bei der transienten Methode

Wandtemperatur variiert wird (gestrichelte Linie). Für diese feste Fluidtemperatur ist die maximal mögliche Temperatur von $T_B - T_0 = 40\,\mathrm{K}$ gewählt worden.

Hier zeigt sich, dass der Fehler, wie auch von Yan und Owen dargelegt, bei der Wärmeübergangsmessung für Temperaturverhältnisse im mittleren Bereich klein ist und zu den Randbereichen stark ansteigt. Im Gegensatz hierzu ist der Fehler aber je nach Temperaturverhältnis nicht unabhängig vom Wärmeübergangsverhältnis und für kleine Temperaturverhältnisse variiert dieser stark mit dem Wärmeübergangskoeffizienten. Dies wird durch den unterschiedlichen Einfluss von Temperatur- und Zeitmessfehler auf den Gesamtfehler hervorgerufen.

Bei großen Temperaturverhältnissen ist die Steigung der Funktion $\Theta(\beta)$, welche den Verlauf der Wandtemperatur im Experiment beschreibt, nur noch sehr gering. Bereits kleine Fehler in der Temperaturmessung rufen große Änderung in der Bestimmung des Wärmeübergangs hervor. Der Temperaturfehler ist damit die entscheidende Größe für den Messfehler. Der Gesamtfehler ist dadurch wie bei Yan und Owen unabhängig vom Wärmeübergangskoeffizienten.

Bei kleinen Temperaturverhältnissen erfolgt der Farbumschlag dagegen sehr schnell und die Auflösung der Zeitmessung bestimmt den Fehler der Wärmeübergangsmessung. Hier hat der Wärmeübergangskoeffizient einen deutlichen Einfluss. Da bei kleineren Wärmeübergängen die Messung allgemein langsamer abläuft, wirkt sich die Zeitauflösung auch

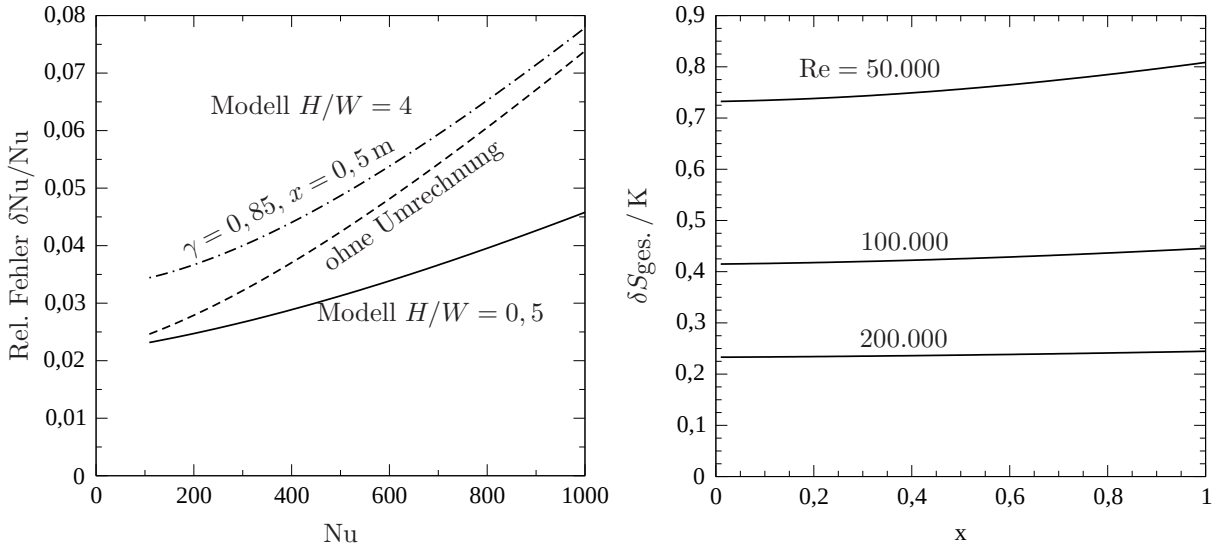
erst später aus und es steht ein viel größerer Bereich mit geringem Fehler für die Messung zur Verfügung. Hierdurch ist auch der minimal erreichbare Fehler für die Wärmeübergangsmessung abhängig vom Wärmeübergangskoeffizient. Während für große Temperaturverhältnisse der Fehler annähernd unabhängig vom Wärmeübergang ist, kann bei kleinen Wärmeübergängen durch die Wahl kleiner Temperaturverhältnisse ein deutlich niedrigerer Fehler als bei großen Wärmeübergängen erreicht werden.

Vergleicht man nun die Fehlerverläufe für eine feste Wandtemperatur mit den Verläufen für eine feste Fluidtemperatur, so zeigt sich, dass für hohe Wärmeübergänge durch die Wahl einer höheren Wandtemperatur der Fehler noch weiter reduziert werden könnte. Da aber der Wärmeübergang bei den hier untersuchten Geometrien im Bereich von $50 - 200\,\mathrm{W/(m^2K)}$ liegt, ist die etwas niedrigere Wandtemperatur von $31\,°\mathrm{C}$ gewählt worden, um vor allem für diesen Wärmeübergangsbereich niedrige Messfehler zu erreichen.

Einfluss der Messzeit: Durch die Wahl des Temperaturverhältnisses Θ zwischen der Wand- und der Fluidtemperatur wird indirekt auch die mittlere Messzeit des Versuchs bestimmt. Diese Versuchszeit ist für die Versuchsdurchführung ebenfalls eine interessante einzustellende Größe. Daher wird im Folgenden der Messfehler auch in Abhängigkeit von der Messzeit untersucht.

Dieser Fehler ist in Abbildung 27b dargestellt. Dabei zeigt sich, dass für Zeiten von unter 5 s der Messfehler durch die Zeitauflösung stark ansteigt. Für längere Messzeiten steigt er dagegen, außer für sehr hohe Wärmeübergänge, nur langsam an. Das Minimum ist dabei weitgehend unabhängig vom Wärmeübergang und stellt daher ein geeigneteres Kriterium für die Wahl der optimalen Versuchseinstellungen dar als das Temperaturverhältnis zwischen Wand- und Fluidtemperatur. Da in einem Versuchsdurchlauf ein weiter Bereich an Wärmeübergangszahlen abgedeckt wird und der Fehler für kleine Zeiten stark ansteigt, sollte der schnellste Farbumschlag im Experiment langsamer als dieses Minimum erfolgen.

Für die Versuchsdurchführung ist daher darauf geachtet worden, dass der erste Farbumschlag nicht unter 5 s erfolgt und der mittlere Farbumschlag in einem Bereich von etwa $10 - 20\,\mathrm{s}$ liegt. Für hohe Wärmeübergänge werden dabei eher die kürzeren Messzeiten gewählt. Zusammenfassend ergibt sich hieraus für den Gesamtfehler der Wärmeübergangsmessung der in Abbildung 28a dargestellte Verlauf. Dieser Fehler ist für das Modell $H/W = 0,5$ kleiner, da durch die größeren Kanalquerschnitte die Wärmeübergangskoeffizienten α bei gleicher Nu-Zahl kleiner sind. Zu diesen Fehlern ist ebenfalls wie bei der stationären Methode für die Darstellung $\mathrm{Nu}/\mathrm{Nu}_0$ noch der Fehler für Nu_0 aus Abbildung 26 hinzuzuzählen.



(a) Gesamtfehler ($t = 12\,\mathrm{s}$)

(b) Zusätzlicher Fehler im Modell $H/W = 4$ durch die Umrechnung $T_M \rightarrow T_B$

Abbildung 28: Fehler des Wärmeübergangs bei der transienten Methode

Bestimmung der massenstromgemittelten Temperatur: Bei diesen Betrachtungen ist bisher der Fehler nicht berücksichtigt worden, welcher durch die Umrechnung der gemessenen Temperatur in die massenstromgemittelte Temperatur entsteht. Der in Abbildung 28a dargestellte Fehler ohne Umrechnung stellt somit nur einen idealen Fehler dar, falls die massenstromgemittelte Temperatur exakt gemessen werden könnte. Diese Umrechnung ist besonders beim glatten Kanal, in welchem sich ein recht ungleichförmiges Temperaturprofil ausbildet, erforderlich. Hier sind daher auch die Fehler durch die Umrechnung am größten. In Abbildung 28b sind aus diesem Grund die zusammengefassten Fehler $\delta S^2_{\text{ges.}} = \sum_j \left(\partial(T_{B,i} - T_{B,i-1})/\partial S_j\right)^2 \ \delta S_j^2$ (siehe Anhang B) für einen glatten Kanal für verschiedene Reynolds-Zahlen dargestellt. Dabei wird davon ausgegangen, dass der Profilfaktor auf $\delta\gamma = 0.02$ und der Wärmeübergangsparameter h auf 5% genau bestimmt werden können. Es zeigt sich, dass besonders bei niedrigen Durchflüssen die Fluidtemperatur schwieriger zu bestimmen ist, da sich das Fluid hier stärker abkühlt. Die Länge des vorhergehenden Kanals hat dagegen nur einen kleinen Einfluss auf den Fehler.

4.7.7 Angabe der Fehler für die Wärmeübergangsmessung

Die obigen Untersuchungen zeigen, dass der Fehler, welcher bei den Messungen des Wärmeübergangs auftritt, überwiegend durch den Wert der Nusselt-Zahl bestimmt wird. Aus diesem Grund kann für die gemessenen Nusselt-Zahlen der Fehler aus Abbildung 28a abgelesen werden. In den nachfolgenden Untersuchungen wird daher in der Darstellung zum

Wärmeübergang auf die einzelne Angabe von Fehlern verzichtet, um die Lesbarkeit zu erhöhen.

5 Ergebnisse der Druckverlustmessungen

Die verschiedenen Einbauten zur Erhöhung des Wärmeübergangs ebenso wie die Kanäle und die Umlenkung selbst erzeugen einen Druckverlust innerhalb des Kühlsystems. Dieser Druckverlust erhöht die erforderliche Pumpleistung zur Erzeugung der Strömung. Gleichermaßen begrenzt er die Durchflussmenge durch die Kanäle bei einem gegebenen Eingangsdruck und wird daher auch zur Einstellung der Reynolds-Zahl verwendet. Hierfür ist eine genaue Kenntnis des Druckverlustes erforderlich, welcher im Folgenden für die verschiedenen Geometrien untersucht wird.

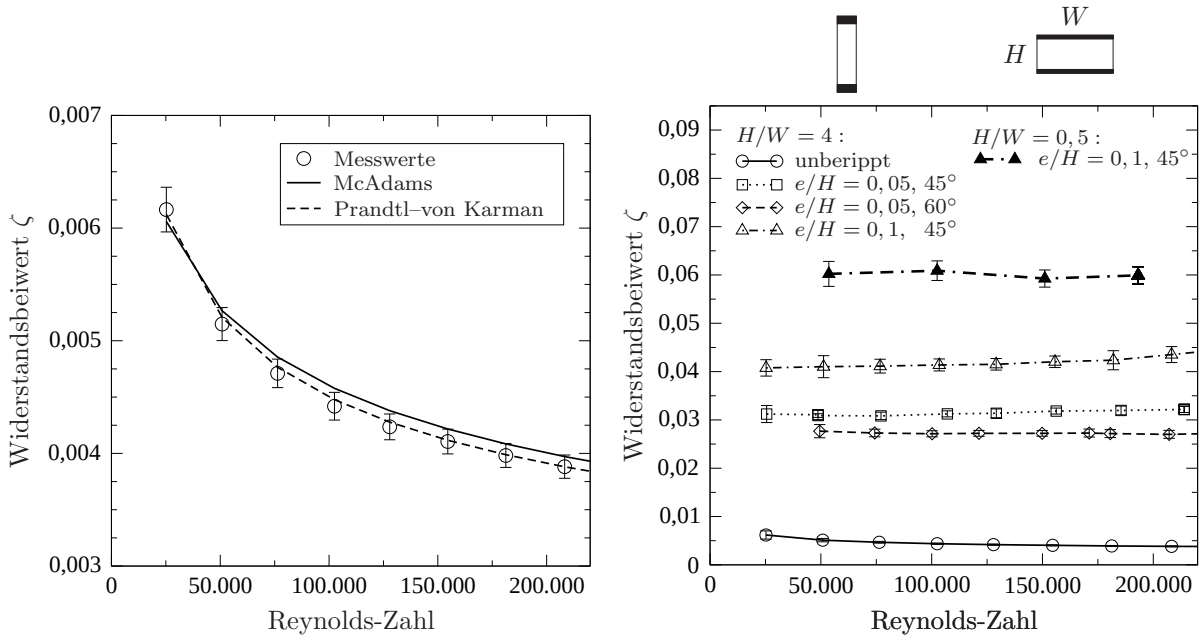
5.1 Glatter Einlaufkanal

Die Strömung in glatten Kanälen ist in der Vergangenheit bereits umfangreich untersucht worden und es sind zahlreiche Korrelationen für den Druckverlust, dargestellt durch den Widerstandsbeiwert ζ einer hydraulisch voll ausgebildeten Strömung, aufgestellt worden. Zwei gebräuchliche Korrelationen sind bereits in Abschnitt 2.1.4 angegeben, die Korrelation von McAdams (Gleichung (2.12)) und die Korrelation von Prandtl und von Karman (Gleichung (2.13)).

Zur Überprüfung der Versuchseinrichtung werden die Ergebnisse im glatten Kanal mit diesen Korrelationen verglichen, da der Druckverlust im glatten Kanal sehr niedrig ist und somit hohe Anforderungen an die Messgenauigkeit gestellt werden. In Abbildung 29a ist der Widerstandsbeiwert im Einlaufkanal des Modells $H/W = 4$ zusammen mit diesen beiden Korrelationen über der Reynolds-Zahl dargestellt. Hier zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung der Messergebnisse mit der Korrelation von Prandtl und von Karman. Die Abweichungen liegen unter $1,2\%$. Die Genauigkeit wird dabei überwiegend durch die Genauigkeit der Durchflussmessung bestimmt. Die Korrelation von McAdams beschreibt die Messwerte nicht so gut, die Abweichungen liegen aber noch im Rahmen der Messgenauigkeit. Da aber im Bereich der Turbinenschaufelkühlung für den Vergleich von Druckverlusten im Einlaufkanal allgemein die McAdams-Korrelation angewendet wird, wird diese auch im Folgenden weiter verwendet.

5.2 Berippter Einlaufkanal

Wie in Kapitel 2 beschrieben, wird durch den Einbau von Rippen der Querschnitt im Kanal verengt und die Turbulenz durch die an den Rippen erzeugten Sekundärströmungen erhöht. Hierdurch wird der Druckverlust im berippten Kanal gegenüber dem glatten Kanal



(a) Unberippter Einlaufkanal ($H/W = 4$): Vergleich mit Korrelationen

(b) Berippter Einlaufkanal

Abbildung 29: Druckverlust im Einlaufkanal

erhöht. In Abbildung 29b ist dieser Druckverlust, gegeben durch den Widerstandsbeiwert, für die verschiedenen Kanal- und Rippenkonfigurationen dargestellt.

Hier zeigt sich, dass der Widerstandsbeiwert deutlich gegenüber dem glatten Kanal erhöht ist. Ein besonders hoher Widerstandsbeiwert ergibt sich beim Modell $H/W = 0,5$. Da die berippten Seitenflächen bei diesem Modell den größten Teil der Außenflächen einnehmen, wird hierdurch auch ein sehr hoher Druckverlust erzeugt.

Im Modell $H/W = 4$ ist dieser Druckverlust bereits deutlich niedriger. Hier sind verschiedene Rippengeometrien untersucht worden, welche ebenfalls den Druckverlust beeinflussen. Der Vergleich der 45°-Rippen mit einer Höhe von $e/H = 0,1$ und $0,05$ ergibt wie zu erwarten für die Rippe mit $e/H = 0,05$ einen niedrigeren Druckverlust als für die Rippe mit $e/H = 0,1$. Durch die niedrigere Rippe ist die Querschnittsverengung geringer und die erzeugten Sekundärströmungen sind schwächer.

Eine weitere Verringerung des Druckverlustes kann durch eine Veränderung des Anstellwinkels der Rippen zur Strömung erreicht werden. Bereits Park u.a. [72] haben in unterschiedlichen Kanalquerschnitten verschiedene Anstellwinkel untersucht und gezeigt, dass diese für einen Anstellwinkel von $45 - 60°$ ein Minimum aufweisen. Hier zeigt sich für den Kanal $H/W = 4$, dass Rippen in einem Winkel von 60° zur Strömung einen noch

geringeren Druckverlust erzeugen als 45° Rippen. Aus den späteren Wärmeübergangsmessungen ergibt sich hierzu, dass die an den 45°-Rippen erzeugten Wirbelstrukturen stärker in die Strömung hinein und zur Kanalmitte hin gerichtet sind. Bei den 60°-Rippen verlaufen diese dagegen mehr in Strömungsrichtung und die durch die Rippen erzeugten Strömungsformen beschränken sich stärker auf den rippennahen Bereich. Hierdurch wird die Hauptströmung weniger beeinflusst und der Druckverlust sinkt.

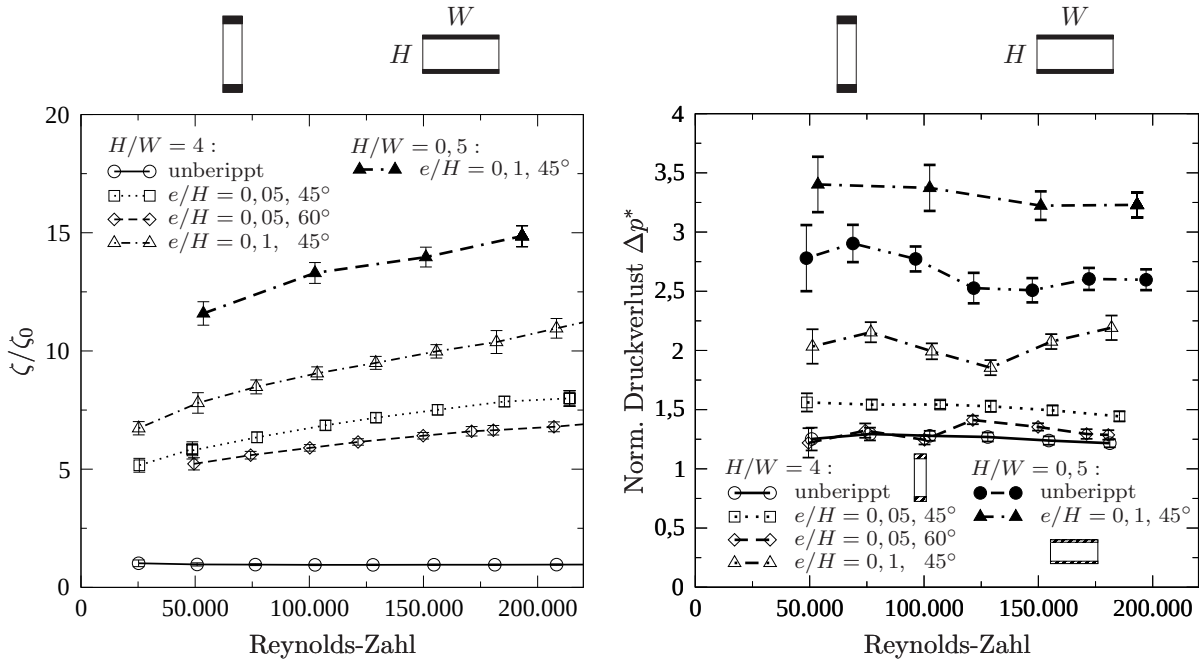
Weiterhin zeigt sich der Widerstandsbeiwert im berippten Kanal näherungsweise unabhängig von der Reynolds-Zahl. Die Schwankungen und evtl. vorhandene Trends liegen in der Regel innerhalb der Messgenauigkeit. Die berippten Kanäle zeigen somit ein vergleichbares Verhalten wie hydraulisch raue Kanäle, welche ebenfalls für hohe Reynolds-Zahlen einen von der Reynolds-Zahl unabhängigen Widerstandsbeiwert aufzeigen. Aus diesen Werten kann eine effektive Wandrauigkeit berechnet werden (Tabelle 4).

Rippen:	$H/W = 0,5$	$H/W = 4$		
	$e/H = 0,1$	$e/H = 0,1$	$e/H = 0,05$	
	$\varphi = 45°$	$\varphi = 45°$	$\varphi = 45°$	$\varphi = 60°$
Eff. Rauigkeit:	$0,476\,H$	$0,087\,H$	$0,057\,H$	$0,045\,H$

Tabelle 4: Effektive Rauigkeiten für die verschiedenen Rippen im Einlauf. Die Rauigkeit ist dabei auf den hydraulischen Durchmesser des Kanals bezogen und als Anteil von der Kanalhöhe angegeben.

Han und Zang [39] haben, basierend auf mehreren Untersuchungen mit verschiedenen Rippen und Kanalquerschnitten, eine Korrelation aufgestellt, welche die unterschiedlichen Kanalquerschnitte, Rippenwinkel und -höhen berücksichtigt. Diese Korrelation ist aber nur für breite Kanäle mit flachen Rippen gültig und die hier untersuchten Geometrien liegen außerhalb des Gültigkeitsbereiches der Korrelation. Die Ergebnisse stimmen auch nicht mit dieser Korrelation überein. Die Korrelation von Han und Zang geht zur Bestimmung des Widerstandsbeiwertes eines beliebig berippten Kanals von den Widerstandsbeiwerten für die beiden Extremalwerte, dem eines vollständig berippten und dem eines vollständig unberippten Kanals aus. Diese beiden Werte werden entsprechend dem Anteil der jeweiligen Wand gewichtet gemittelt. Dies hat zur Folge, dass besonders für den Kanal mit $H/W = 4$ der Widerstandsbeiwert für hohe Reynolds-Zahlen vergleichbar dem Widerstandsbeiwert eines glatten Kanals abfallen müsste. Dies ist aber nicht der Fall und eine Adaption dieser Korrelation an die vorliegenden Daten ist daher nicht möglich.

Für die Auslegung von Kühlsystemen und zum Aufzeigen der Effektivität einer Rippengeometrie ist die Darstellung des Druckverlustes im berippten gegenüber dem glatten Kanal interessant. Dies ist in Abbildung 30a dargestellt. Hier zeigt sich ein deutlicher



(a) Widerstandsbeiwerterhöhung im Einlauf **(b)** Druckverlust in der Umlenkung

Abbildung 30: Druckverluste für verschiedene Kanal- und Rippengeometrien

Anstieg der Druckverlusterhöhung mit der Reynolds-Zahl in den berippten Kanälen, da der Widerstandsbeiwert im glatten Kanal mit etwa $\mathrm{Re}^{-0,2}$ abfällt. Die Rippen steigern somit insbesondere bei hohen Durchflüssen den Druckverlust im berippten Kanal deutlich gegenüber dem unberippten Kanal.

5.3 Druckverlust in der Umlenkung

Neben dem geraden Ein- und Auslaufkanal erzeugt ebenso die Umlenkung einen Druckverlust in einem Mehrkanal-Kühlsystem. Ihr Anteil kann dabei, abhängig von der Auslegung des Kühlsystems, groß gegenüber dem Anteil der Ein- und Auslaufkanäle sein. Dieser Druckverlust ist daher in Abbildung 30b in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl dargestellt. Zur besseren Darstellung ist er auf den dynamischen Druck $\frac{1}{2}\rho\,\bar{v}^2$ bezogen und als normierter Druckverlust $\Delta p^* = \Delta p/(0.5\,\rho\,\bar{v}^2)$ dargestellt. Hierdurch ergibt sich ein annähernd konstanter Druckverlust über der Reynolds-Zahl. Dies deutet auf Reibungsverluste hin, welche stark durch die Turbulenz in der Strömung bestimmt sind. Die Schwankungen der Werte für die Geometrien $H/W = 0,5$ glatt und $H/W = 4$, $e/H = 0,1$ ergeben sich durch Messungenauigkeiten, welche durch die sehr geringen absoluten Druckdifferenzen im Ein- und Auslauf des Modells $H/W = 0,5$ und die geringere Anzahl an Stützstellen für die Extrapolation im Modell $H/W = 4$, $e/H = 0,1$ hervorgerufen werden.

Auch ist der normierte Druckverlust im Modell $H/W = 0,5$ wiederum deutlich höher als im Modell $H/W = 4$. Durch den flacheren Querschnitt dieses Modells ist die Umlenkung im Verhältnis länger, so dass hierdurch der Druckverlust vergrößert wird. Auch liegt die Strömungsrichtung der Sekundärströmungen parallel zu den großen Seitenflächen in der Umlenkung, so dass die Sekundärströmungen hierdurch dementsprechend stärker gedämpft werden.

Durch diese Sekundärströmungen steigt der Druckverlust in der Umlenkung deutlich gegenüber dem geraden Kanal an. Selbst für den unberippten Kanal ergeben sich hohe Werte und der entstehende Druckabfall würde im Modell $H/W = 4$ dem Druckabfall in einem geraden Kanal mit einer Länge von etwa $12 - 70\,D_h$ für das berippte ($e/H = 0,1$, $\varphi = 45°$) bzw. unberippte (Re = 100.000) System entsprechen.

Durch die Rippen im Einlauf wird dabei der Druckverlust in der Umlenkung beeinflusst, auch wenn die Umlenkung selber unberippt ist. Es tritt somit eine Wechselwirkung zwischen den im Einlauf durch die Rippen induzierten Sekundärströmungen und der Strömungsstruktur in der Umlenkung auf. Dies wird später noch deutlicher an der örtlichen Verteilung des Wärmeübergangskoeffizienten in der Umlenkung sichtbar. Für das Modell mit 45°-Rippen resultiert dies in einer Erhöhung des Druckverlustes in der Umlenkung, wobei sich die höheren Rippen mit $e/H = 0,1$ entsprechend stärker auswirken als die Rippen mit $e/H = 0,05$. Das Modell mit 60°-Rippen weist dagegen einen fast identischen Druckverlust wie im unberippten Modell auf. Die im Einlauf erzeugten Sekundärströmungen scheinen sich konstruktiv mit den Strömungen in der Umlenkung zu überlagern und erhöhen dadurch den Druckverlust nicht.

Insgesamt zeigt der Druckverlust in der Umlenkung ein vergleichbares Verhalten wie der Druckabfall im Einlauf. Der normierte Druckverlust ist in erster Näherung unabhängig von der Reynolds-Zahl und auch die Verhältnisse der Druckabfälle sind, mit Ausnahme der unberippten Kanäle, für die verschiedenen Geometrien ähnlich zueinander. Dies deutet darauf hin, dass die Strömungsstruktur in der Umlenkung stark durch die im Einlauf induzierten Sekundärströmungen mitbestimmt wird.

Den niedrigsten Druckverlust weisen dabei die unberippte Geometrie $H/W = 4$ und die berippte Geometrie $H/W = 4$, $e/H = 0,05$, $\varphi = 60°$ auf. In Bezug auf den Druckverlust stellen sie somit die optimale Konfiguration dar.

6 Ergebnisse der Wärmeübergangsmessungen

Die Kühlwirkung eines Kühlsystems wird entscheidend durch den Wärmeübergang innerhalb der Kühlkanäle bestimmt. Ein hoher, gleichmäßiger Wärmeübergang ist entscheidend für ein effizientes Kühlsystem. In den folgenden Abschnitten wird daher der Wärmeübergang für verschiedene Kühlkanal-Geometrien untersucht.

Es werden hier die im Abschnitt 4.1.2 vorgestellten Kühlsystemkonfigurationen untersucht. Dabei wird zunächst nur der gerade Einlauf betrachtet, um den Einfluss der Rippen und des Kanalquerschnitts auf den Wärmeübergang zu untersucht. Im zweiten Schritt wird anschließend der Umlenkungsbereich und der nachfolgende Auslauf berücksichtigt. Hier wird insbesondere auch die Wechselwirkung der Strömung in der Umlenkung mit der Strömung im Ein- und Auslauf untersucht.

Zunächst werden aber an einigen grundlegenden Geometrien die verwendeten Messverfahren verglichen und der Einfluss unterschiedlicher thermischer Randbedingungen auf den Wärmeübergang untersucht.

6.1 Vergleich der Messverfahren

Für die durchgeführten Untersuchungen sind zwei verschiedene Messverfahren verwendet worden, die stationäre und die transiente Flüssigkristall-Methode. Beide Verfahren verwenden Flüssigkristalle zur Sichtbarmachung der Oberflächentemperaturen und eignen sich sehr gut für die Vermessung der zweidimensionalen Verteilung des Wärmeübergangs an ebenen Flächen. Sie unterscheiden sich in der Art der Erzeugung des Wärmeflusses zwischen Wand und Fluid. Eine detaillierte Beschreibung der beiden Methoden ist in Kapitel 3 gegeben.

Neben dem unterschiedlichen Versuchsaufbau und -durchführung unterscheiden sich zudem die beiden Verfahren auch in den thermischen Randbedingungen, welches einen direkten Einfluss auf die entstehenden Grenzschichten und damit den Wärmeübergang hat. Für die stationäre Methode wird ein konstanter Wandwärmestrom erzeugt, bei der transienten Methode ändern sich dahingegen Temperatur und Wandwärmestrom kontinuierlich während der Versuchsdurchführung. Dazu kann bei der stationären Methode immer nur ein Teilbereich mit der Heizfolie und so mit einem konstanten Wärmestrom bedeckt werden. Hierdurch ergibt sich zusätzlich eine Änderung der thermischen Randbedingungen kurz vor dem Messbereich. Dieser Einfluss soll durch verschiedene Vergleichsmessungen untersucht werden.

Für den Vergleich werden sowohl einfache und bereits vielfach untersuchte Geometrien, wie der glatte Einlaufkanal, als auch aufwändigere Geometrien mit komplexen Strömungsstrukturen gewählt. Es werden die nachfolgenden Geometrien untersucht:

a) Glatter Einlaufkanal mit dem Höhen-zu-Breiten-Verhältnis von $H/W = 4$ und $0,5$.

b) Berippter Einlaufkanal $H/W = 4$ mit 45°-Rippen mit einer Rippenhöhe von $e/H = 0,1$.

c) Umlenkung der Kanalgeometrie $H/W = 0,5$ mit einem berippten Ein- und Auslauf ($e/H = 0,1$, $\varphi = 45°$).

Der glatte Einlaufkanal weist eine recht gleichförmige Verteilung des Wärmeübergangs mit geringen Wärmeübergangsgradienten auf. Er ist bereits vielfältig untersucht und es sind zahlreiche Korrelationen hierzu aufgestellt worden. Er eignet sich daher sehr gut für eine generelle Überprüfung der Messverfahren.

Zu den berippten Geometrien existieren dagegen nur wenige Ergebnisse in der Literatur. Sie werden daher überwiegend für den Vergleich zwischen den beiden Messverfahren verwendet. Dafür weisen sie große Unterschiede im Wärmeübergang innerhalb des Messbereichs auf, insbesondere in der Umlenkung entstehen hohe Gradienten im Wärmeübergangskoeffizient, so dass hier auch die Auflösung und Darstellung komplexer Wärmeübergänge verglichen werden kann. Weiterhin sind die Strömungsstrukturen in ihnen recht komplex, so dass Phänomene wie sich entwickelnde Strömungs- und Grenzschichtstrukturen schnell abklingen. Besonders der Rippenzwischenraum ist hier unabhängig von den stromaufliegenden Einflüssen, weshalb er speziell für den Vergleich zwischen stationärer und transienter Methode verwendet wird.

6.1.1 Glatter Einlaufkanal

Der glatte Einlaufkanal ist schon umfangreich untersucht und für die thermisch und hydraulisch voll ausgebildete Strömung sind zahlreiche Korrelationen aufgestellt worden. In Abschnitt 2.1.3 sind bereits zwei für die Untersuchungen hier geeignete Korrelationen vorgestellt worden. Zur Überprüfung der transienten Flüssigkristallmethode wird daher der mittlere Wärmeübergang im unberippten Einlaufkanal der Modelle $H/W = 4$ und $0,5$ mit diesen Korrelationen verglichen.

Für den Vergleich wird der Wärmeübergang an den Seitenflächen des Einlaufkanals kurz vor der Umlenkung gemessen, wo sich bereits eine vollausgebildete Strömung gebildet hat. Die entsprechenden Messbereiche sind in Abschnitt 4.6 angegeben. Der Wärmeübergang wird über die gemessene Oberfläche gemittelt und ist in Abbildung 6.1.1 dargestellt.

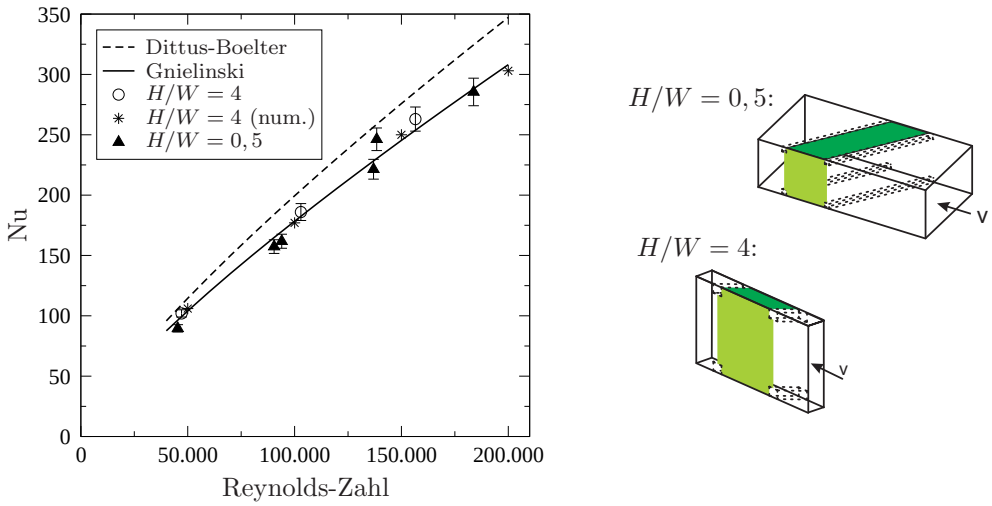


Abbildung 31: Vergleich des Wärmeübergangs im glatten Kanal mit Korrelationen (Num. Daten aus [50])

Zusätzlich sind auch die beiden Korrelationen für den Wärmeübergang im glatten Kanal sowie numerische Daten von Jeanmart [50] eingetragen.

Es zeigt sich hier eine sehr gute Übereinstimmung der gemessenen als auch der numerischen Daten mit der Korrelation von Gnielinski, welche den Wärmeübergang in dem hier untersuchten Bereich besser wiedergibt als die Dittus-Boelter-Korrelation. Auch die experimentellen und numerischen Daten weisen eine sehr gute Übereinstimmung auf. Dies gilt sowohl für den Kanal mit einem Höhen-zu-Breiten-Verhältnis von $H/W = 0,5$ als auch für den Kanal mit der sehr geringen Breite von $H/W = 4$. Für die Beschreibung des Wärmeübergangs in glatten Kanälen bedeutet dies, dass die Korrelationen auch noch für Kanalquerschnitte mit diesen extremeren Abmessungen anwendbar sind. Der mittlere Wärmeübergang im glatten Kanal kann somit auch für diese Kanalquerschnitte weiterhin nur über die Reynolds-Zahl und den hydraulischen Durchmesser beschrieben und dabei unabhängig vom Kanalquerschnitt betrachtet werden.

Die Strömungsstrukturen und die Wärmeübergangsverteilung sind dagegen in den beiden Kanälen etwas unterschiedlich, wie sich aus der Betrachtung der detaillierteren Wärmeübergangsverteilung ergibt. Hierauf wird später bei der Beschreibung der einzelnen Geometrien näher eingegangen. Hier wird nur der mittlere Wärmeübergang betrachtet. Es zeigen sich im Kanal mit $H/W = 4$ dabei etwas höhere Wärmeübergangswerte als im Kanal mit $H/W = 0,5$. Dies liegt aber innerhalb der Messgenauigkeit und kann nur schwierig der etwas anderen Strömungsstruktur in diesem Kanal zugeordnet werden. Insgesamt bestätigt aber die gute Übereinstimmung der Ergebnisse die Anwendbarkeit der transienten Flüssigkristallmethode für die weiteren Messungen an den Modellen.

6.1.2 Vergleich stationäre – transiente Methode

Im glatten Kanal zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung für den mittleren Wärmeübergang zwischen den Messergebnissen der transienten Methode und den Literaturwerten. Um nun auch die Darstellung komplexerer Strömungs- und Wärmeübergangsstrukturen zu untersuchen, wird der Wärmeübergang in einem berippten Kanal und in einer Umlenkung mit der stationären und der transienten Methode vermessen. Hierdurch können die verschiedenen Eigenschaften der beiden Methoden miteinander verglichen und zudem der Einfluss der unterschiedlichen thermischen Randbedingungen der beiden Methoden untersucht werden. Zusätzlich existieren für die Umlenkung $H/W = 0,5$, $e/H = 0,1$, $\varphi = 45°$ bereits experimentelle Untersuchungen mit der stationären Methode und numerische Arbeiten, mit welchen die Ergebnisse verglichen werden können.

Umlenkung: Der Vergleich in der Umlenkung erfolgt an dem berippten Modell $H/W = 0,5$. Für diese Geometrie sind bereits experimentelle Ergebnisse von Schnieder u.a. [77] sowie eine numerische Arbeit von Stahl [81] vorhanden.

Die Ergebnisse der Messungen mit der stationären und transienten Methode sind in Abbildung 32 dargestellt. Ebenso sind auch die Ergebnisse von Schnieder u.a. und Stahl abgebildet und diesen gegenübergestellt. Dargestellt ist der Wärmeübergang auf der „berippten“ Seite in der Umlenkung, bezogen auf den mittleren Wärmeübergang Nu_0 im glatten Kanal gemäß der Dittus-Boelter-Korrelation. Die mittleren Wärmeübergänge für die einzelnen Messungen sind in Tabelle 5 aufgeführt.

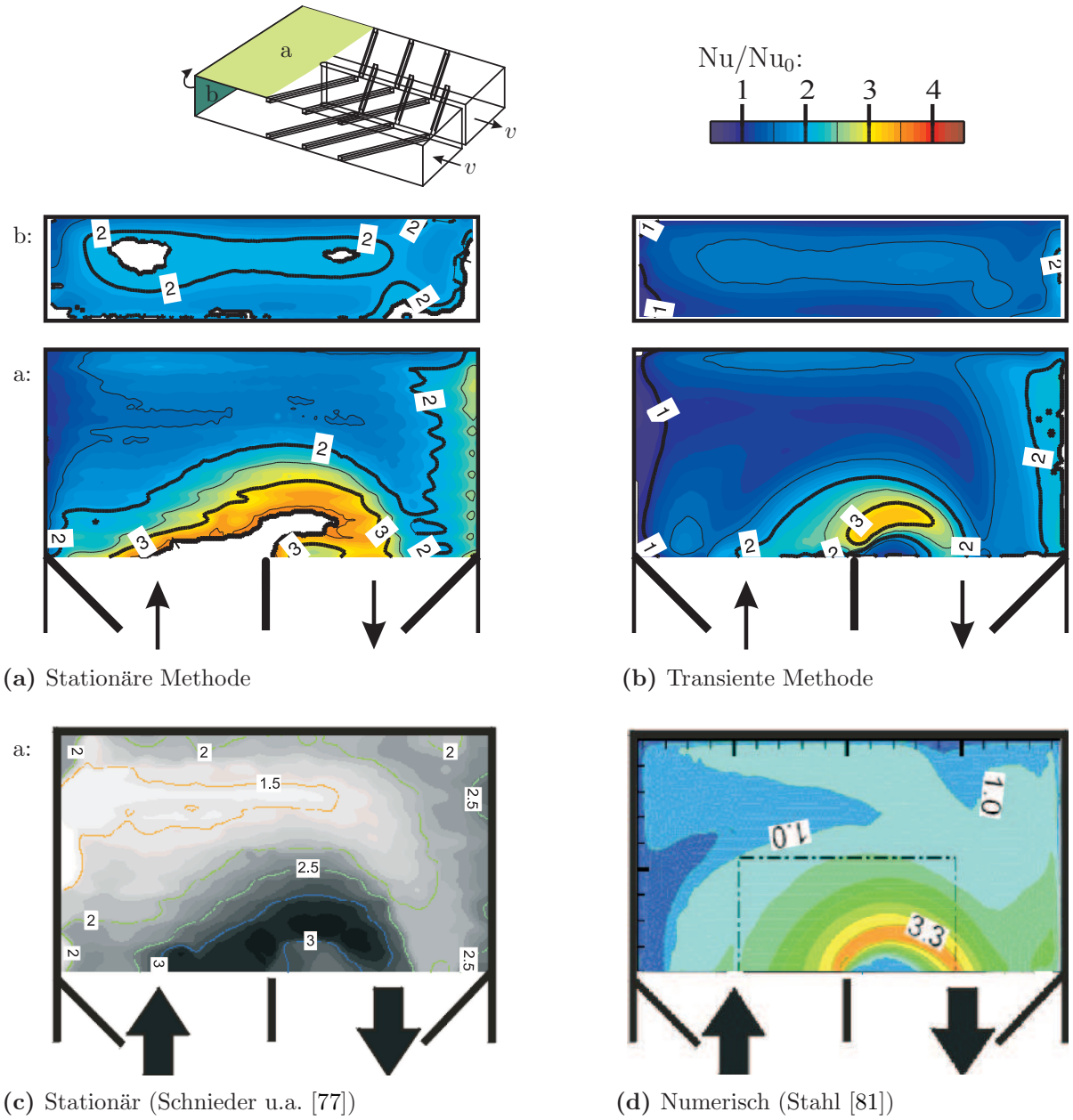
	Stationäre Methode	Transiente Methode	Schnieder [77] (stationär)	Stahl [81] (numerisch)
Mittl. Wärmeüb. ($\mathrm{Nu}/\mathrm{Nu}_0$):	1,94 (2,1*)	1,53	2,08	1,47/1,57†

Tabelle 5: Vergleich des mittleren Wärmeübergangs für die stationäre und transiente Methode und mit Literaturwerten

Beim mittleren Wärmeübergang ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den hier durchgeführten stationären Messungen mit den Werten von Schnieder u.a., als auch zwischen den transienten Messungen mit den Ergebnissen der numerischen Simulation. Dagegen liegen die Ergebnisse der stationären Messungen um etwa 20 % höher als die

*Wert ohne Berücksichtigung des Wärmeverlustes in die Umgebung. Schnieder u.a. [77] haben diesen Wärmeverlust in ihrer Arbeit nicht berücksichtigt, daher ist hier dieser Wert für den Vergleich mitangegeben.

†Stahl [81] hat eine Asymmetrie im Wärmeübergang zwischen den beiden „berippten“ Seiten beobachtet, welche hier in dieser Form nicht bestätigt werden konnte.



(a) Stationäre Methode

(b) Transiente Methode

(c) Stationär (Schnieder u.a. [77])

(d) Numerisch (Stahl [81])

Abbildung 32: Vergleich der verschiedenen Wärmeübergangsmessungen in der Umlenkung $H/W = 0,5$ (Dargestellt $\mathrm{Nu}/\mathrm{Nu}_0$)

Ergebnisse der transienten Messung und der numerischen Simulation. Hier macht sich der Unterschied in den thermischen Randbedingungen bemerkbar. Bei der stationären Methode wird ein konstanter Wandwärmestrom vorgegeben, welcher in der Regel in einem höheren Wärmeübergang als für eine konstante Wandtemperatur resultiert, wie sie in der Simulation vorgegeben ist. Zudem wird bei der stationären Methode nur der untersuchte Bereich geheizt, so dass sich beim Eintritt in die Umlenkung der Wärmefluss und damit die thermischen Randbedingungen sprunghaft ändern und sich hierdurch die Grenzschichten verändern. Dies führt ebenfalls zu einem höheren Wärmeübergang, so dass höherer

Werte bei der stationären Methode zu erwarten sind.

Die Details des Wärmeübergangs sind genauer in Abbildung 32 dargestellt. Wie bereits in den Grundlagen in Kapitel 2 beschrieben, wird die Strömung in der Umlenkung durch das Umlenken stark in Richtung des Auslaufkanals hin beschleunigt und trifft auf die Rück- und die „unberippte“ Seitenwand am Auslauf auf, auf welcher sie eine Art Prallkühlung erzeugt. Dies ist in Abbildung 32 gut am hohen Wärmeübergang zu erkennen. Besonders die stark beschleunigte Hauptströmung ruft kurz nach dem Trennsteg einen sehr hohen Wärmeübergang hervor. Die Prallkühlung an der Rück- und „unberippten“ Seitenwand wird ebenfalls durch einen höheren Wärmeübergang am oberen und rechten Bildrand sichtbar, welcher durch die von der Prallkühlung nach oben umgelenkte Strömung erzeugt wird. Die Rezirkulationsgebiete rufen dagegen die Bereiche mit sehr niedrigem Wärmeübergang in der Bildmitte und am linken Bildrand hervor. Ein ebenfalls sehr niedriger Wärmeübergang entsteht in der Rezirkulationszone hinter dem Trennsteg im Auslauf. Von dieser ist, vor allem in den Abbildungen der transienten Flüssigkristallmethode und den numerischen Ergebnissen, noch ein schmaler Bereich im Bild sichtbar.

Diese Strukturen werden von allen Messungen und auch der Simulation gut wiedergegeben, vor allem bei der transienten Methode treten sie deutlich hervor. Bei den stationären Messungen sind sie dabei aber von unten nach oben durch periodische Strukturen überlagert. Diese periodischen Strukturen werden durch den für die stationäre Methode gewählten Aufbau mit einzelnen Metallstreifen hervorgerufen, bei dem sich zwischen jedem Metallstreifen ein schmaler unbeheizter Bereich befindet. Dieser unbeheizte Bereich zeigt sich entsprechend im gemessenen Wärmeübergang und ist durch den gewählten Aufbau und nicht durch die Methode an sich gegeben. Dieser Aufbau ist sowohl bei Schnieder u.a. als auch hier verwendet worden.

Bei detaillierter Betrachtung ergeben sich aber verschiedene weitere Unterschiede zwischen der stationären und der transienten Methode. Bei der transienten Methode sind die einzelnen Strukturen und vor allem die Gradienten im Wärmeübergang deutlich ausgeprägter. Zudem weisen bei der stationären Methode die Randbereiche einen höheren Wärmeübergang auf als bei der transienten Methode.

Im Einlaufbereich der Umlenkung erhöht die Veränderung der Grenzschicht den Wärmeübergang im Randbereich. Hier erfolgt bei der stationären Methode ein Wechsel vom unbeheizten Einlaufkanal zur beheizten Oberfläche in der Umlenkung, welches die Grenzschichten beeinflusst und den Wärmeübergang erhöht. Gleiches gilt für das Rückstromgebiet im Auslauf, das dadurch bei der stationären Methode nur sehr schwach zu erkennen ist. Des Weiteren wird der Wärmeübergang in diesen Gebieten und in den übrigen Randbereichen bei der stationären Methode durch Wärmeströme innerhalb der Wand erhöht.

Durch den Temperaturunterschied zwischen der beheizten Oberfläche und den unbeheizten Seitenwänden entsteht ein Wärmefluss von der untersuchten Wand in die Seitenwände. Für diesen Wärmeabfluss ist bereits in Kapitel 3.1 gezeigt worden, dass sein Einfluss sich vorwiegend auf die Randbereiche beschränkt und den mittleren Wärmeübergang nur gering beeinflusst. In den Randgebieten kühlt er diese aber stärker ab und es wird hier ein zu hoher Wärmeübergang gemessen.

Ebenso erfolgt ein Temperaturausgleich innerhalb der Oberfläche und schwächt die Gradienten im Wärmeübergang ab. Die verschiedenen Wärmeübergänge auf der Oberfläche rufen durch die konstante Heizleistung unterschiedliche Oberflächentemperaturen hervor. Hierdurch entstehen Wärmeströme, welche diesen Temperaturunterschied auszugleichen suchen und die Gradienten im gemessenen Wärmeübergang werden abgeschwächt. Dies kann teilweise durch das von Pape [68] vorgestellte und in Kapitel 3.1 beschriebene Verfahren kompensiert werden.

Bei der transienten Methode treten diese Temperaturgradienten und die Beeinflussung der Messung an den Rändern des Messbereichs nicht auf. Durch die gleichmäßige Beheizung aller Flächen bei der transienten Methode ändern sich die thermischen Randbedingungen über der Oberfläche nicht und die Grenzschichten werden hierdurch nicht beeinflusst. Des Weiteren ist durch die kurze Messzeit die Eindringtiefe des Wärmeflusses von der Oberfläche in die Wand gering, so dass keine Ausgleichswärmeströme innerhalb der Wand entstehen. Die lokale Verteilung des Wärmeübergangs wird somit besser wiedergegeben.

Vollständig lassen sich hierdurch die Unterschiede bei der stationären und transienten Methode aber nicht beschreiben. Vor allem in den Bereichen der Prallkühlung und der Rezirkulationsgebiete treten größere Unterschiede zwischen den beiden Verfahren auf, als sich z.B. aus der Berechnung der Wärmeströme nach Pape [68] innerhalb der Wand ergeben. Hier wirken sich Temperaturunterschiede innerhalb der Strömung auf die Messung des Wärmeübergangs aus. Bei der transienten Methode bildet sich ein Temperaturprofil innerhalb der Strömung aus. Der Wärmeübergang wird dagegen auf die massenstromgemittelte Temperatur bezogen, welches für die Beschreibung der globalen Eigenschaften der Strömung erforderlich ist. Bei der Prallkühlung trifft aber nur ein Teil der Strömung auf die Wand, in der Regel eine Strömung aus der Mitte. Diese hat bei dem hier gewählten Aufbau eine höhere Temperatur als die massenstromgemittelte Temperatur und erzeugt damit einen höheren Wärmefluss in die Wand als für die massenstromgemittelte Temperatur zu erwarten. Dies resultiert wiederum in einem zu hohen gemessenen Wärmeübergang. Ähnliches gilt für die Rezirkulationsgebiete, welche sich stärker abkühlen und wodurch für diese ein zu geringer Wärmeübergang gemessen wird. Dies ist z.B. auch bei Stahl [81] für

die Temperaturverteilung in der Umlenkung gezeigt. Durch lokale Temperaturschwankungen ergeben sich somit auch Auswirkungen auf den lokalen Wärmeübergang. Diese Effekte treten bei der stationären Methode nicht so stark auf, da die Strömung mit einem homogenen Temperaturprofil in die Umlenkung eintritt und sich das Fluid in den Rezirkulationsgebieten durch die wesentlich geringere eingebrachte Heizleistung schwächer erwärmt.

Die stationäre Methode gibt somit die Wärmeübergangsstrukturen gemäß den beschriebenen Grundlagen unabhängig von Temperatureinflüssen der Strömung besser wieder. Bei der transienten Methode werden hingegen Temperaturschwankungen in der Strömung mitgemessen und der gemessene Wärmeübergang bei Phänomenen wie Prallkühlung und Rezirkulation überbetont. Bei der Kühlung von Gasturbinenschaufeln treten diese Effekte und Temperaturgradienten aber ebenso auf, so dass die transiente Methode näher an den Verhältnissen in den Kühlsystemen ist.

Rippenzwischenraum: In der Umlenkung zeigt sich für die stationäre Methode beim Übergang von den unbeheizten zu den beheizten Messbereichen eine Beeinflussung der Messergebnisse durch die Änderung der thermischen Randbedingungen. Im Bereich der Rippen werden dagegen die Grenzschichten an der Wand durch die Rippen unterbrochen und zusätzlich Turbulenz erzeugt, so dass die thermischen Randbedingungen vor der Rippe keinen Einfluss auf den nachfolgenden Rippenzwischenraum haben. Ein Wechsel zwischen unbeheizten und beheizten Flächen beeinflusst somit die Messung nicht. Insbesondere die hohen Rippen mit $e/H = 0,1$ im Kanal $H/W = 4$ schirmen diesen Bereich durch ihre großen Abmessungen gut vom vorhergehenden Bereich ab. Zudem können bei diesen Rippen auch die Rippenoberflächen mit vermessen werden. Daher wird im Folgenden ein Vergleich zwischen den beiden Verfahren in einem Rippensegment des Kanals $H/W = 4$, $e/H = 0,1$, $\varphi = 45°$ durchgeführt. Für die stationäre Methode ist dabei der in Abbildung 23a dargestellte Aufbau verwendet worden.

In Abbildung 33 sind die Ergebnisse der Wärmeübergangsmessung mit den beiden Methoden im Rippenzwischenraum dargestellt. Aufbaubedingt kann bei der stationären Methode nicht der vollständige Bereich zwischen den Rippen vermessen werden, so dass ein schmaler Bereich am linken Rand ausgelassen wird und bei den Untersuchungen nicht mitberücksichtigt wird. Es ergeben sich ähnliche Strukturen zwischen den beiden Methoden wie in der Umlenkung. Die mittleren Wärmeübergänge, mit $2,01\,\mathrm{Nu}_0$ für die stationäre und $1,87\,\mathrm{Nu}_0$ für die transiente Methode, weichen dagegen mit nur 8% geringer voneinander ab als in der Umlenkung. Die unterschiedlichen Grenzschichten in der Umlenkung erzeugen somit den großen Unterschied im Wärmeübergang bei den vorherigen Untersuchungen in der Umlenkung.

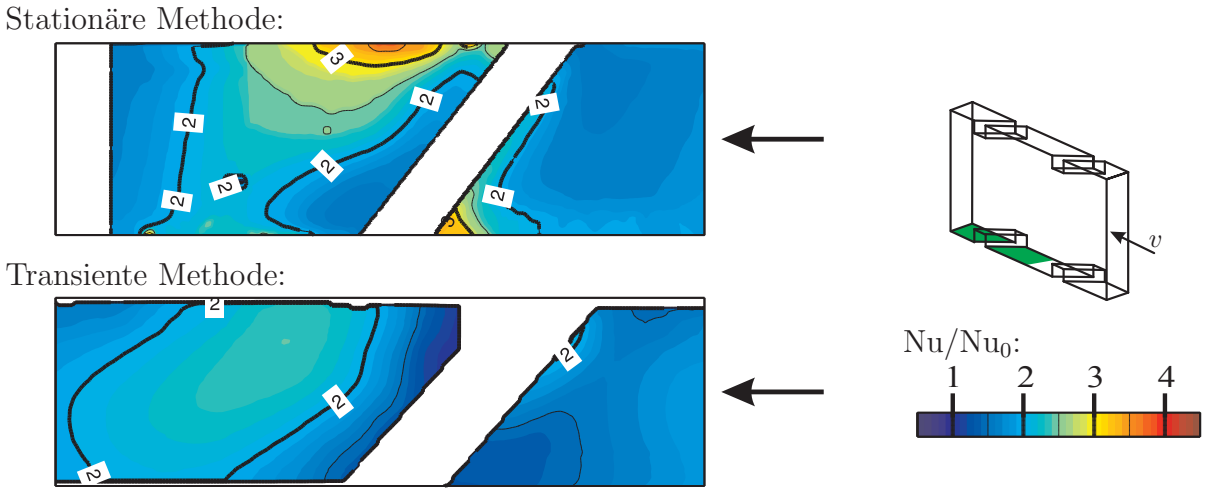


Abbildung 33: Vergleich der stationären und transienten Methode am Wärmeübergang ($\mathrm{Nu}/\mathrm{Nu}_0$) im Rippenzwischenraum des Modells $H/W = 4$, $e/H = 0,1$, $\varphi = 45°$ ($\mathrm{Re} = 100.000$).

Auch der Einfluss der Randbereiche bei der stationären Methode tritt hier wie in der Umlenkung auf und hat durch die schmaleren Abmessungen sogar einen größeren Einfluss auf die Messung. Zudem kann in diesem Aufbau die Heizfolie nicht vollständig eben mit der Oberfläche abgeschlossen werden, so dass an den Kanten teilweise zusätzliche Wirbel entstehen können, welche den Wärmeübergang lokal erhöhen.

Zusätzlich treten durch die Rippe in diesen Messungen noch weitere Besonderheiten gegenüber der Umlenkung auf. Aufgrund des Wärmeflusses in der Wand bei der stationären Methode findet eine Wechselwirkung zwischen dem Wärmeübergang auf der Rippe und im Rippenzwischenraum statt. Der Wärmeübergang auf der stromabgelegenen Seite der Rippe ist sehr niedrig, wie an der in Abbildung 34 dargestellten Wärmeübergangsverteilung auf der Rippe zu erkennen ist. Dies hat zur Folge, dass die durch die Heizfolie in die Rippe eingebrachte Wärme von der Rippe in die angrenzende Wand fließt und dort die Wandtemperatur erhöht. Es wird der dort gemessene Wärmeübergang lokal erniedrigt, wie an dem Gebiet mit dem von der stationären zur transienten Methode niedrigeren Wärmeübergang hinter der Rippe zu erkennen ist. Gleiches gilt für den sehr hohen Wärmeübergang in der unteren Ecke vor der Rippe. Dies tritt bei der transienten Methode nicht auf, da hier die Messzeit sehr kurz gehalten wird und der Wärmeeintrag nur auf einen sehr schmalen Oberflächenbereich beschränkt wird. Mit der transienten Methode kann der Wärmeübergang daher mit einer sehr viel höheren Ortsauflösung vermessen werden.

Zusammenfassung: Beide Methoden eignen sich sehr gut für die Messung des Wärmeübergangs, wobei die jeweiligen thermischen Randbedingungen und der sich hieraus

ergebende Wärmeübergang zu berücksichtigen ist. Die stationäre Methode weist Vorteile bei der Messung der Fluidtemperatur auf, da diese bei der transienten Methode nur mit einem aufwändigen Messverfahren bestimmt werden kann. Die transiente Methode zeichnet sich dagegen durch eine wesentlich höhere örtliche Messauflösung aus, welches Fehler durch Randeffekte reduziert. Kann die massenstromgemittelte Fluidtemperatur gut bestimmt werden, so sind hierdurch geringere Fehler zu erzielen als mit der stationären Methode. Vor allem in den hier untersuchten schmalen Kanälen hat daher die transiente Methode Vorteile. Auch ist sie in der praktischen Anwendung einfacher durchzuführen, so dass sie für die Untersuchungen der verschiedenen Kanalgeometrien verwendet wird.

6.1.3 Wärmeübergang auf der Rippe

Der Wärmeübergang auf der Rippe ist nur schwierig zu vermessen, da sich die Wärmeströme in die einzelnen Oberflächen gegenseitig beeinflussen und die hier vorgestellten Messverfahren hierfür nicht mehr gültig sind. Beide Verfahren geben daher den lokalen Wärmeübergang auf der Rippe nicht exakt wieder und die Ergebnisse können nur zu einer groben Darstellung der Struktur verwendet werden. Insbesondere im Kantenbereich ergeben sich hohe Abweichungen. Um aber eine generelle Abschätzung für den Anteil der Kühlung der Rippe gegenüber dem Wärmeübergang im Rippenzwischenraum zu erhalten, wird hier der Wärmeübergang auf der hohen Rippe $e/H = 0,1$ im Kanal $H/W = 4$ mit der stationären Methode gemessen und die Untersuchung auf den mittleren Wärmeübergang und die grobe Struktur beschränkt. Durch ihre Höhe von $16,8\,\mathrm{mm}$ ist bei ihr die Wechselwirkung zwischen den einzelnen Oberflächen geringer als bei den anderen untersuchten Rippen mit Höhen von ca. $9\,\mathrm{mm}$.

Der Wärmeübergang auf der Rippe ist in Abbildung 34 für die drei Seiten der Rippe dargestellt. Messtechnisch bedingt besteht auf beiden Seiten ein schmaler Streifen zur Wand hin (ca. $0,02\,W$), auf dem der Wärmeübergang nicht gemessen werden kann und hier nicht dargestellt ist. Auf der Rippe entstehen große Unterschiede im Wärmeübergang. Im oberen Bereich der vorderen Seite besteht ein hoher Wärmeübergang, ebenso wie auf der Oberseite. Im unteren Bereich der vorderen und auf der hinteren Seite ist er dagegen niedrig. Die Strömung trifft auf der vorderen Seite der Rippe auf und wird über diese hinweg geleitet. Direkt vor der Rippe entsteht dabei ein Rezirkulationsgebiet, wie in Abbildung 4a dargestellt, wodurch ein hoher Wärmeübergang an der oberen Kante entsteht und nach unten hin abnimmt. Ebenso wird ein Wirbel an der rechten Kante der Rippe erzeugt, welcher sich entlang der Rippe und etwas in Strömungsrichtung hin ausbreitet. Hierdurch wird der hohe Wärmeübergang auf der Rippe erzeugt. Die hintere Seite der Rippe ist dagegen von der Strömung abgeschirmt und der Wärmeübergang hier

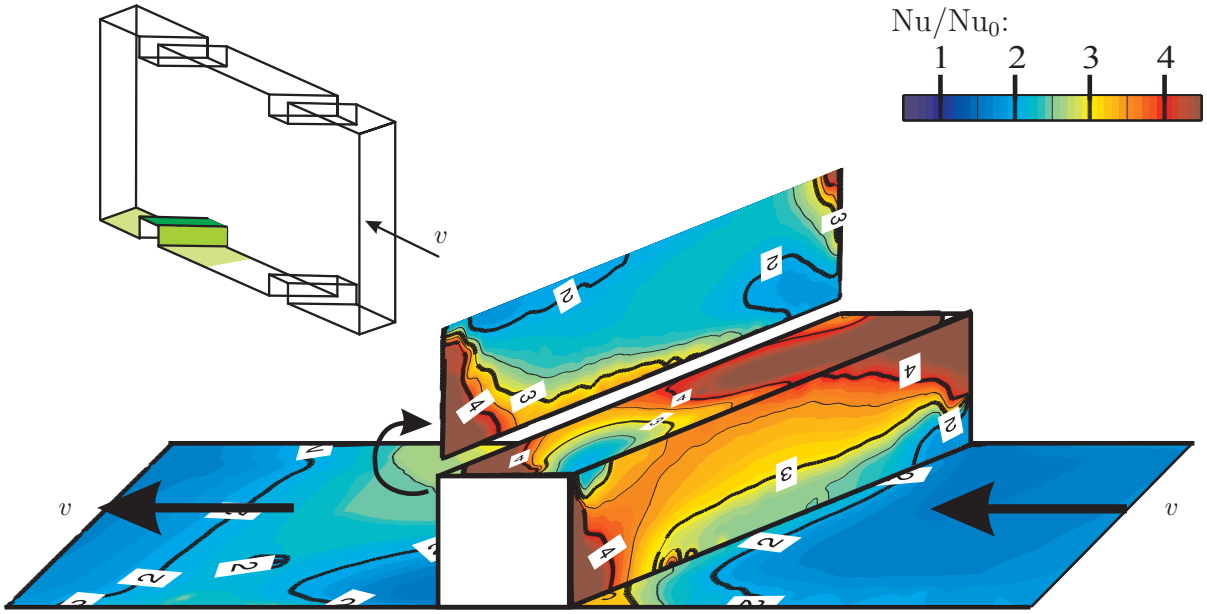


Abbildung 34: Wärmeübergang ($\mathrm{Nu}/\mathrm{Nu}_0$) auf der Rippe $H/W = 4$, $e/H = 0,1$, $\varphi = 45°$ ($\mathrm{Re} = 100.000$). Die stromabgelegene Seite der Rippe ist zur besseren Darstellung nach oben geklappt.

deutlich niedriger. Die sehr hohen Wärmeübergänge an den beiden Kanten im oberen und unteren Bereich des Bildes liegen direkt am Rand des Messbereichs und können daher auch durch Randeffekte hervorgerufen werden. Hier wird der gemessene Wärmeübergang durch Wärmeabflüsse in die Wand beeinflusst und durch Kanten an der Heizfolie und der Rippe können zusätzliche Wirbel entstehen. Eine genaue Aussage über den Wärmeübergang ist daher für diesen Bereich nur schwierig möglich.

Für den mittleren Wärmeübergang auf der Rippe ergibt sich ein Wert von $3,4\,\mathrm{Nu}_0$. Er ist damit um etwa 70% höher als zwischen den Rippen. Für das gesamte Rippensegment ergibt sich hiermit, unter Berücksichtigung des Oberflächenverhältnisses der Rippe zum Rippenzwischenraum, ein Mittelwert, welcher um etwa 15% höher ist als der Wert für den Rippenzwischenraum allein. Dieser Wert ist dabei evtl. noch etwas zu hoch, da hier die oben beschriebenen Randeffekte nicht herausgerechnet worden sind.

Werden die Rippen bei den Messungen des Wärmeübergangs im berippten Kanal vernachlässigt, so liegen die entstehenden Abweichungen demnach nur etwas über den erreichbaren Messgenauigkeiten und weiteren Einflussgrößen, wie z.B. die verschiedenen thermischen Randbedingungen. Für die niedrigeren Rippen wird dieser Wert zudem noch geringer sein, da ihr Oberflächenanteil durch die niedrigere Rippenhöhe geringer ist. Da eine genaue Messung des Wärmeübergangs auf der Rippe nicht möglich und die Berücksichtigung sehr aufwändig ist, wird dieser Bereich bei den Messungen im Weiteren nicht

mit betrachtet. Bei der späteren Anwendung der Messergebnisse ist dabei zu berücksichtigen, dass die erhaltenen Ergebnisse unter Berücksichtigung des Anteils der Rippen um etwa $10 - 20\%$ höher liegen können.

6.1.4 Kanalsymmetrie

Die Kanäle sind symmetrisch zur Strömungsebene aufgebaut und es ist daher zu erwarten, dass auch die Strömung und damit der Wärmeübergang in diesen Kanälen symmetrisch zu dieser Ebene sind. Die gegenüberliegenden „berippten“ Seiten sollten daher einen identischen Wärmeübergang aufweisen, so dass die Untersuchungen nur auf eine Seite beschränkt werden können.

Aber auch in einem symmetrischen System kann die Strömung entgegengesetzte asymmetrische Zustände einnehmen. Diese können sich durch Fluktuationen zwischen den einzelnen Zuständen zeigen oder durch kleine Störungen in der Geometrie wird gezielt der eine oder andere Zustand angeregt. Solche Störungen werden z.B. im experimentellen Aufbau durch die Fertigungstoleranzen hervorgerufen. Aber auch bei numerischen Untersuchungen können sie auftreten. Hier hat Stahl [81] bei numerischen Untersuchungen an dem berippten Kanalsystem $H/W = 0,5$ festgestellt, dass in seinen Untersuchungen der Wärmeübergang in der Umlenkung für die beiden „berippten“ Seiten nicht identisch ist. Es bildet sich eine asymmetrische Strömungsform aus, wodurch der Wärmeübergang auf der einen gegenüber der anderen Seite erhöht ist. Der Unterschied im mittleren Wärmeübergang beträgt etwa 7%. Auch experimentell hat sich auf der Rückwand bei der berippten Geometrie $H/W = 0,5$ eine asymmetrische Verteilung des Wärmeübergangs gezeigt. Diese Geometrie wird hier daher gezielt auf eine asymmetrische Verteilung des Wärmeübergangs hin untersucht.

Hierzu wird der Wärmeübergang in der Umlenkung dieses Modells ($H/W = 0,5$, $e/H = 0,1$, $\varphi = 45°$) auf beiden „berippten“ Seite mit Hilfe der transienten Methode vermessen. Die Untersuchungen erfolgen dabei bei einer Reynolds-Zahl von Re = 100.000. Dieser Wärmeübergang auf den beiden „berippten“ Seiten ist in Abbildung 35 zusammen mit dem Wärmeübergang auf der Rückwand dargestellt. Rechts ist dabei die Seite dargestellt, welche auch im Weiteren für die Messungen betrachtet werden soll. Links ist die gegenüberliegende Seite dargestellt. Bei dieser konnte aufbaubedingt ein schmaler Bereich in der Auslaufseite nicht vermessen werden, welcher hier weiß dargestellt ist. Der Vergleich zwischen den beiden Seiten wird daher auf den gemeinsam messbaren Bereich beschränkt. Beide Seiten zeigen eine vergleichbare Struktur, wie sie auch bereits zuvor für die Umlenkung beschrieben worden ist. In beiden wird die Umlenkung der Hauptströmung durch den hohen Wärmeübergang sichtbar, mit einem dahinterliegenden Rezirkulationsgebiet,

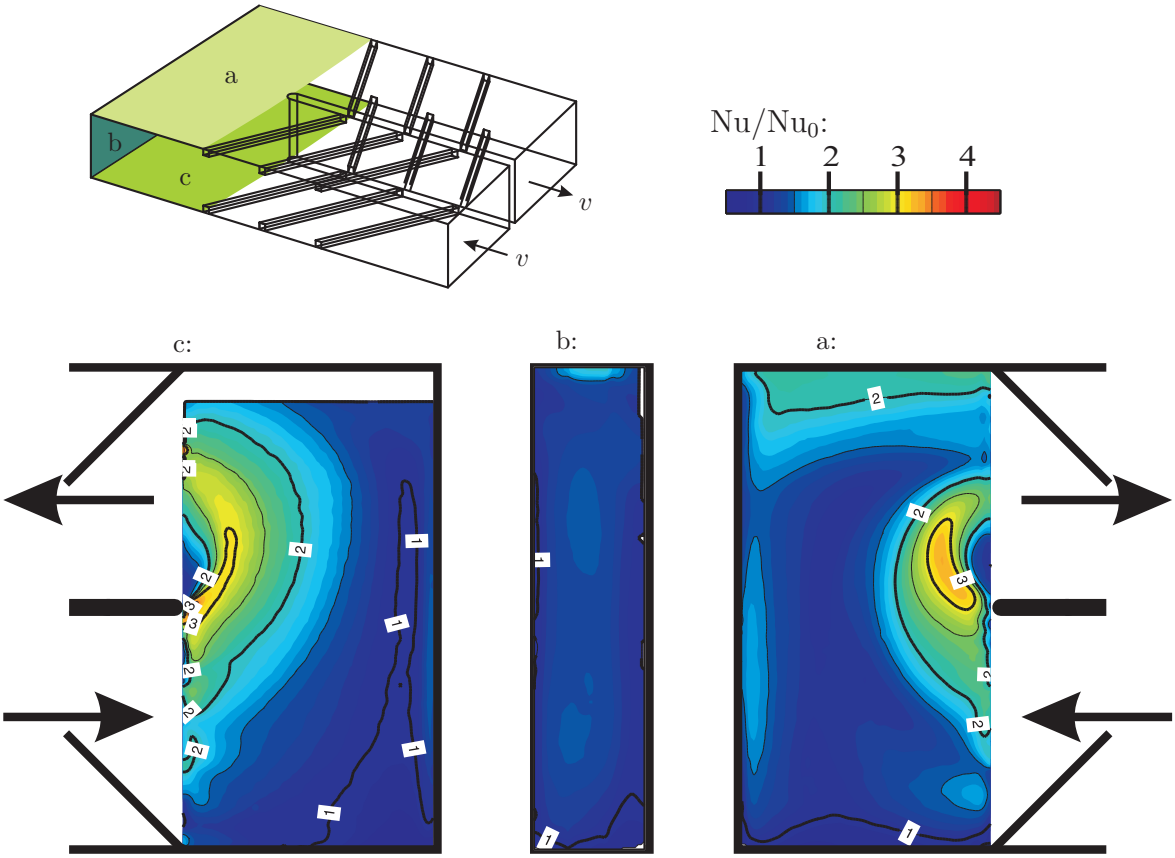


Abbildung 35: Der Wärmeübergang ($\mathrm{Nu}/\mathrm{Nu}_0$) auf den beiden „berippten“ Seiten des Kanals $H/W = 0,5$, $e/H = 0,1$, $\varphi = 45°$ mit der Rückwand in der Mitte ($\mathrm{Re} = 100.000$). Rechts ist die hier im Allgemeinen betrachtete Seite und links die gegenüberliegende Seite zum Vergleich dargestellt. (Der weiße Bereich konnte nicht vermessen werden.)

welches einen entsprechend niedrigeren Wärmeübergang aufweist. Ebenso tritt auf beiden Seiten die leichte Erhöhung des Wärmeübergangs direkt vor der Rückwand auf. Die generellen Strukturen sind somit identisch. Im Detail ergeben sich aber leichte Abweichungen zwischen den beiden Seiten, indem die genaue Form der einzelnen Gebiete etwas voneinander abweicht.

Betrachtet man dagegen den mittleren Wärmeübergang ($\mathrm{Nu}/\mathrm{Nu}_0 = 1,53$ und $1,55$) auf beiden Seiten, so weicht dieser um weniger als 2% voneinander ab. Dies liegt unterhalb der Messgenauigkeit und die mittleren Wärmeübergänge sind somit identisch. Da die Asymmetrien im Wärmeübergang nur sehr gering sind und im Bereich der Messgenauigkeit liegen, wird der Wärmeübergang hier als symmetrisch betrachtet. Zudem hat sich für die anderen Kanalgeometrien keine vergleichbare Asymmetrie gezeigt und für die weiteren Untersuchungen wird daher nur eine Seite berücksichtigt.

6.2 Einlauf

Für die Untersuchung des Wärmeübergangs in Zweikanalkühlsystemen werden diese, wie bereits bei den Untersuchungen des Druckverlustes in Kapitel 5, in die Abschnitte Einlaufkanal und Umlenkung unterteilt. Zunächst wird hier daher der Wärmeübergang im Einlauf unabhängig von der Umlenkung untersucht und verschiedene Rippenkonfigurationen für diesen Bereich optimiert.

Unberippte Einlaufkanäle sind bereits in Abschnitt 6.1.1 untersucht und mit Literaturwerten verglichen worden. Hier hat sich eine recht homogene Verteilung des Wärmeübergangs über der Oberfläche gezeigt, welche im Bereich der thermisch und hydraulisch vollausgebildeten Strömung einen von der Position entlang der Kanalachse unabhängigen Wert annimmt. Auch die berippten Kanäle sind so aufgebaut, dass sich in dem Bereich vor der Umlenkung eine Art vollausgebildete Strömung einstellt, bei der sich die Strömungsformen zwischen den einzelnen Rippensegmenten periodisch wiederholen. Nur kurz vor der Umlenkung ändern sich diese durch den Einfluss der Umlenkung. Daher wird für die Untersuchung nur jeweils ein Rippensegment kurz vor der Umlenkung betrachtet. Für die Kanäle mit Rippen der Höhe $e/H = 0,1$ ist dies das zweitletzte Rippensegment vor der Umlenkung, für die Kanäle mit Rippen der Höhe $e/H = 0,05$ das drittletzte Rippensegment. Für die unberippten Kanäle werden für die Vergleiche dieselben Flächenelemente betrachtet wie für die berippten Kanäle mit $e/H = 0,05$.

6.2.1 Wärmeübergang

Die einzelnen Wärmeübergänge der verschiedenen Konfigurationen sind für die Höhen-zu-Breiten-Verhältnisse $H/W = 0,5$ in Abbildung 36 und für $H/W = 4$ in Abbildung 37 für eine Reynolds-Zahl Re = 100.000 dargestellt. Der Wärmeübergang weist dabei für alle Geometrien eine vergleichbare Struktur auf. Auf der „berippten“ Seite bildet sich hinter der Rippe, ausgehend vom Trennsteg und in Richtung der Seitenwand abfallend, ein Gebiet mit hohem bis sehr hohem Wärmeübergang aus, wobei dessen Abstand von der Rippe in Abhängigkeit von der Rippenkonfiguration variiert. Für die flacheren 45°-Rippen ($H/W = 0,5$, $e/H = 0,1$ und $H/W = 4$, $e/H = 0,05$) schließt es sich dabei sehr nah an die Rippe an, für die anderen Geometrien besteht ein Abstand zur Rippe mit einem Gebiet geringen Wärmeübergangs dazwischen.

Hervorgerufen wird dieser hohe Wärmeübergang, wie in Abschnitt 2.3.1 beschrieben, durch die an den Rippen induzierten Sekundärströmungen. An der Rippenkante löst sich eine Wirbelstruktur ab, welche sich mit der Strömung entlang der Rippe zur äußeren Wand ausbreitet. Diese ruft den hohen Wärmeübergang auf der „berippten“ Seite zwischen den Rippen hervor. Gleichzeitig erhöht sie aber auch den Wärmeübergang auf der

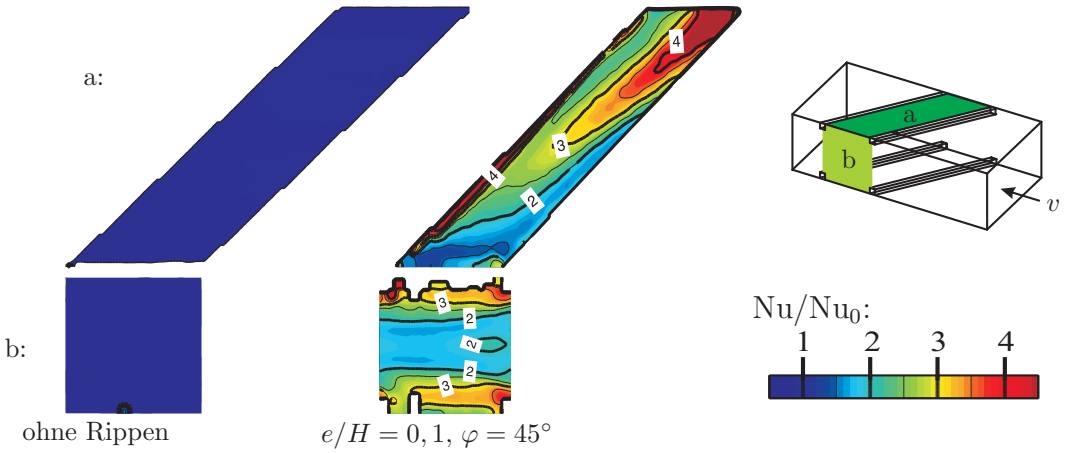


Abbildung 36: Wärmeübergang ($\mathrm{Nu}/\mathrm{Nu}_0$) im Einlauf des Modells $H/W = 0,5$ für verschiedene Rippengeometrien ($\mathrm{Re} = 100.000$)

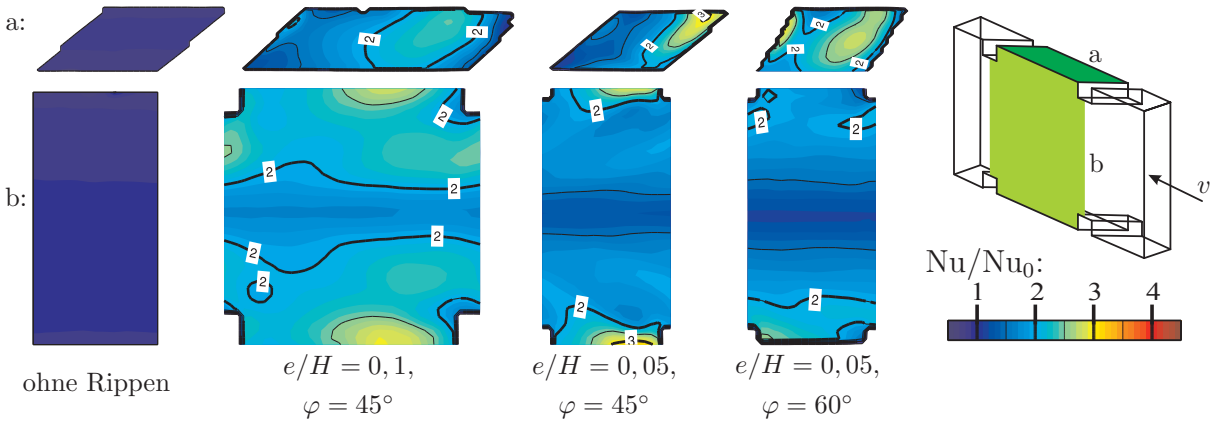
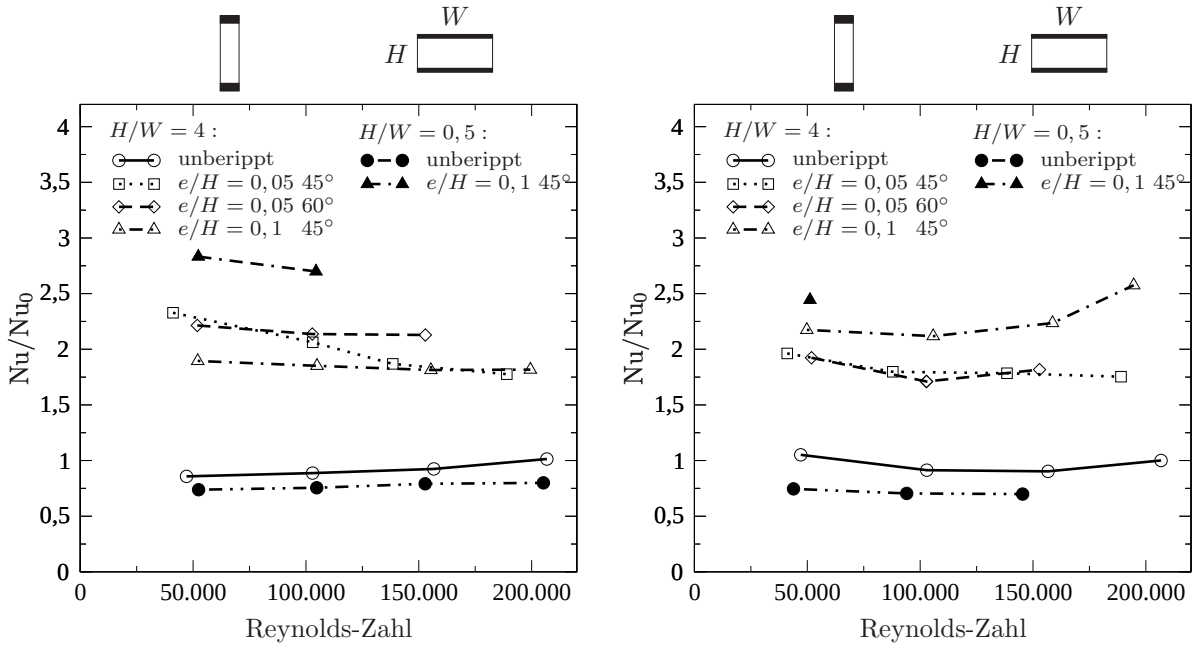


Abbildung 37: Wärmeübergang ($\mathrm{Nu}/\mathrm{Nu}_0$) im Einlauf des Modells $H/W = 4$ für verschiedene Rippengeometrien ($\mathrm{Re} = 100.000$)

„unberippten“ Wand, wodurch sie auch hier in der Verteilung des Wärmeübergangs sichtbar wird. Die gleichzeitig entstehende Wirbelstruktur direkt vor der Rippe erzeugt dort ebenfalls auf der „berippten“ wie „unberippten“ Wand einen erhöhten Wärmeübergang. Dieser umfasst aber nur einen sehr schmalen Bereich und ist daher schlechter erkennbar. Zudem ist das für die Messung angenommene eindimensionale Modell der Wärmeleitung in der unmittelbaren Nähe der Rippen nicht mehr gültig, so dass hier die Messgenauigkeit eingeschränkt ist. Abhängig von der Rippen- und Kanalgeometrie werden diese Wirbel unterschiedlich stark ausgebildet.

Diese Strukturen bestimmen auch den mittleren Wärmeübergang für die verschiedenen Rippenkonfigurationen. In Abbildung 38a und 38b ist dieser sowohl für die „berippte“ als auch die „unberippte“ Wand in Abhängigkeit vom Kühlluftstrom dargestellt. Hier zeigt sich die starke Erhöhung des Wärmeübergangs durch die Rippen, angegeben



(a) „Berippte“ Seite **(b)** „Unberippte“ Seite

Abbildung 38: Mittlerer Wärmeübergang im Einlauf für verschiedene Reynolds-Zahlen

durch das Verhältnis $\mathrm{Nu}/\mathrm{Nu}_0$. Diese Erhöhung ist, abhängig von der gewählten Rippengeometrie, um den Faktor $2-3$ größer als im unberippten Kanal. Besonders hoch ist er im Kanal $H/W = 0,5$ durch das große Verhältnis von berippter zu unberippter Wand. Durch diese werden die turbulenten Strukturen besonders stark angeregt. Im schmalen Kanal $H/W = 4$ werden sie dagegen durch die größeren unberippten Flächen und dem schmaleren Wandabstand stärker gedämpft und der Wärmeübergang ist in diesem folglich niedriger. Für Kühlkanäle mit schmaleren Kanalquerschnitten sinkt somit der mittlere Wärmeübergang bei vergleichbarer Reynolds-Zahl ab.

6.2.2 Einfluss der Rippengeometrien

Eine stärkere Wirbelbildung und stärkere turbulente Strukturen erzeugen somit, wie auch in Kapitel 2 beschrieben, einen höheren Wärmeübergang und eine bessere Kühlwirkung. Da Rippen mit einer steigenden Rippenhöhe diese Wirbelstrukturen stärker anregen, ergeben sich hierdurch im Allgemeinen auch höhere Wärmeübergänge. Im Kanal $H/W = 4$ fällt dagegen bei den 45°-Rippen auf, dass der Wärmeübergang auf der berippten Seite für die höheren Rippen mit $e/H = 0,1$ niedriger ist als für die schmaleren Rippen mit $e/H = 0,05$. Dass diese höheren Rippen stärkere Wirbelstrukturen ausbilden, ist an dem in Abschnitt 5.2 beschriebenen Druckverlust und auch im Wärmeübergang auf der unberippten Seite erkennbar. Sie dringen aber nicht so tief in den Bereich zwischen die Rippen

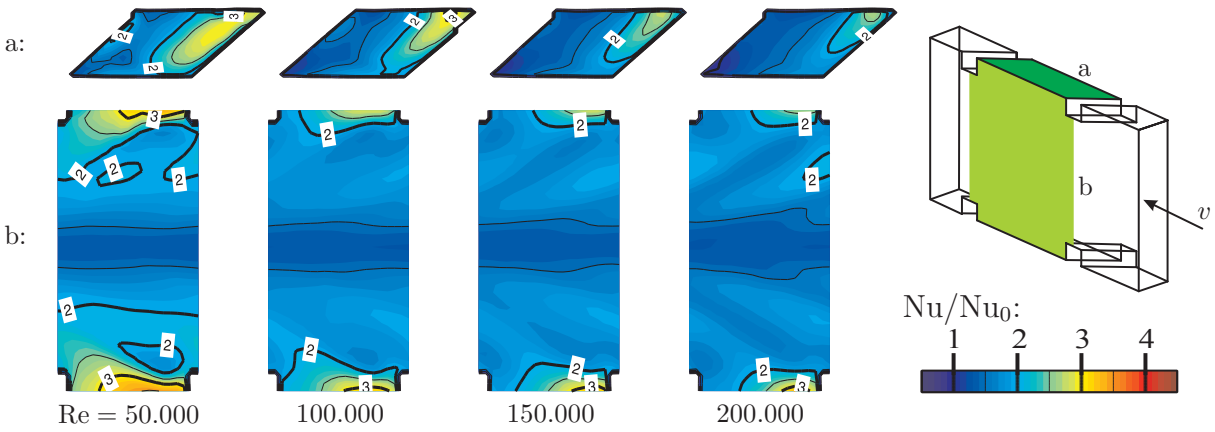


Abbildung 39: Wärmeübergang ($\mathrm{Nu}/\mathrm{Nu}_0$) im Einlauf des Modells $H/W = 4$ mit den Rippen $e/H = 0,05$, $\varphi = 45°$

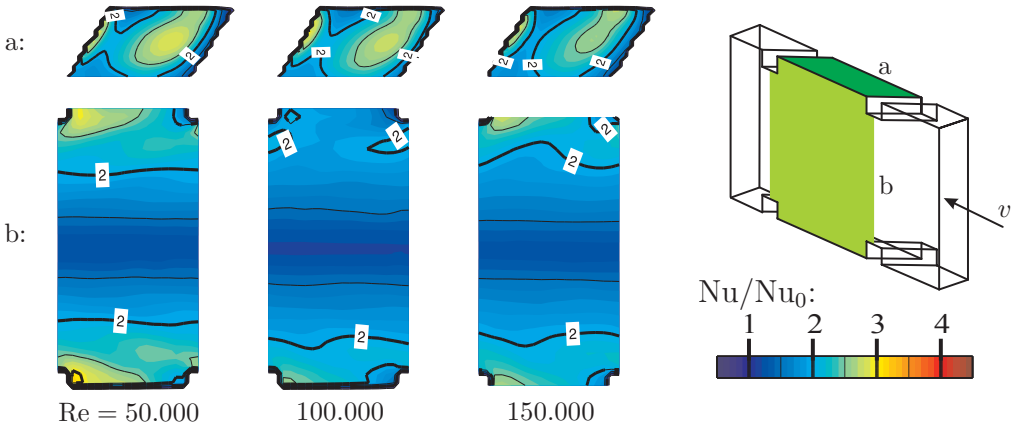


Abbildung 40: Wärmeübergang ($\mathrm{Nu}/\mathrm{Nu}_0$) im Einlauf des Modells $H/W = 4$ mit den Rippen $e/H = 0,05$, $\varphi = 60°$

ein und werden zusätzlich noch durch den schmalen Kanal des Modells $H/W = 4$ stärker gedämpft. Die Strömung an der Oberfläche wird durch sie daher geringer beeinflusst. Die größeren Rippen schirmen damit den Bereich hinter der Rippe ab und der Wärmeübergang ist geringer.

Dies gilt aber überwiegend nur für niedrigere Kühlluftströme. Für höhere Massenströme sinkt die Steigerung des Wärmeübergangs gegenüber dem unberippten Kanal für die Rippenkonfiguration $e/H = 0,05$, $\varphi = 45°$ stark ab, wohingegen sie sich für die anderen Konfigurationen nur leicht oder wie in Konfiguration $e/H = 0,1$ fast gar nicht reduziert. Betrachtet man daher die detaillierten Wärmeübergangsverteilungen für die Konfiguration $e/H = 0,05$, $\varphi = 45°$, welche in Abbildung 39 für verschiedene Reynolds-Zahlen dargestellt sind, so zeigt sich hier der Einfluss der Strömungsgeschwindigkeit auf die Ausbreitung der Sekundärströmungen im Kanal. Für niedrige Reynolds-Zahlen sind die Sekundärströmungen vor allem auf den rippennahen Bereich beschränkt. Mit steigen-

der Reynolds-Zahl lösen sich diese dagegen mehr von den Rippen ab und dringen stärker in die Strömung ein. Es wird hierdurch die Turbulenz im Kanal erhöht. Ihr Einfluss auf die Strömung im Rippenbereich lässt dabei nach. Dies wirkt sich direkt auf den Wärmeübergang zwischen den Rippen aus und die Wärmeübergangserhöhung auf der „berippten“ Seite sinkt daher ab. Auf die „unberippte“ Seite ist der Einfluss nur gering und es ist hier nur ein leichtes Absinken bemerkbar.

Dieses Eindringen der Sekundärströmungen in den Kanal tritt bei allen Rippenkonfigurationen auf. Für die überwiegende Zahl der Rippenkonfigurationen ist aber die Beeinflussung der Strömung im Rippenbereich deutlich geringer, wie zum Beispiel auch an der in Abbildung 40 dargestellten Geometrie $e/H = 0,05$, $\varphi = 60°$ zu erkennen ist. Besonders gering ist die Abhängigkeit bei der Konfiguration $e/H = 0,1$, $\varphi = 45°$. Hier ist der Bereich zwischen den Rippen bereits stärker abgeschirmt, so dass sich hier kein Einfluss der Strömungsgeschwindigkeit auf die Rippen zeigt und der Wärmeübergang für die verschiedenen Reynolds-Zahlen annähernd konstant ist. Für eine Reynolds-Zahl von 200.000 ist daher der Wärmeübergang für die beiden Rippenhöhen $0,1$ und $0,05$ fast identisch und der Vorteil des höheren Wärmeübergangs der schmaleren Rippen verschwindet.

Insgesamt sind, mit Ausnahme der Konfiguration $H/W = 4$, $e/H = 0,05$, $\varphi = 45°$, die Änderungen mit der Reynolds-Zahl für $\mathrm{Nu}/\mathrm{Nu}_0$ nicht sehr groß und es wird im Folgenden daher nur noch der Wärmeübergang bei $\mathrm{Re} = 100.000$ betrachtet.

6.2.3 Abhängigkeit Druck/Wärmeübergang

Durch die Erzeugung zusätzlicher Wirbel und turbulenter Strukturen mit dem Einbau von Rippen in den Kanal hat sich gezeigt, dass der Wärmeübergang bei gleichem Kühlluftstrom gesteigert werden kann. Gleichzeitig erzeugt dieser Einbau aber auch einen deutlich höheren Druckverlust, wie in Kapitel 5 gezeigt. Es ist daher eine viel höhere Pumpleistung erforderlich, um den nötigen Kühlluftstrom zu erzeugen. In Abbildung 41 ist daher die Steigerung des Wärmeübergangs über der Erhöhung des Druckverlustes durch die Rippen für die verschiedenen Konfigurationen dargestellt. Zusätzlich sind hier zum Vergleich auch noch numerische Werte von Jeanmart [50] eingetragen, welcher noch weitere Rippenkonfigurationen untersucht hat.

Hier zeigt sich deutlich, wie für die Steigerung des Wärmeübergangs die Erhöhung des Druckverlustes in Kauf genommen werden muss. Für den Kanal $H/W = 0,5$, $e/H = 0,1$ mit dem sehr hohen Wärmeübergang ergibt sich auch ein sehr hoher Druckverlust. Für den unberippten Kanal mit dem geringen Wärmeübergang ergibt sich hingegen ein sehr kleiner Druckverlust.

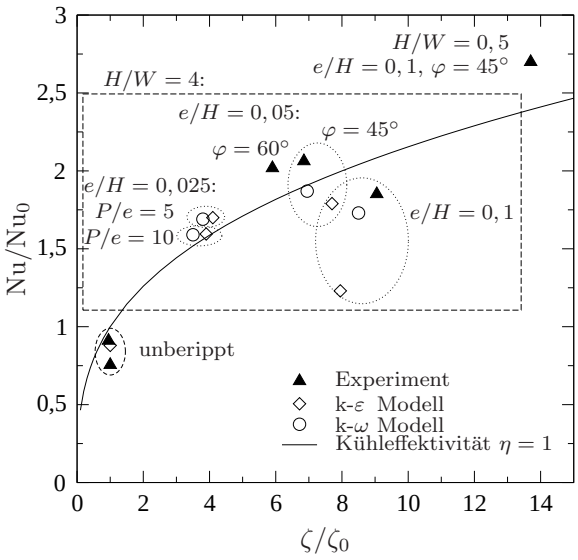


Abbildung 41: Kühleffektivität bei Re = 100.000 (Num. Daten aus [50])

Um die Erhöhung der Pumpleistung bei einem Vergleich verschiedener Kühlkonfigurationen zu berücksichtigen, wird daher häufig die sogenannte Kühleffektivität η angegeben, bei der die erzielte Wärmeübergangssteigerung in Relation zur erforderlichen Pumpleistung ($\sim \zeta^{1/3}$) gesetzt wird [50]:

$$\eta = \frac{\mathrm{Nu}/\mathrm{Nu}_0}{(\zeta/\zeta_0)^{1/3}} \tag{6.1}$$

In Abbildung 41 sind daher zum Vergleich die entsprechende Wärmeübergänge und Druckverluste bei einer gleichen Kühleffektivität wie für den glatten Kanal ($\eta = 1$) mit angegeben. Kühlkonfigurationen, die oberhalb dieser Kurve liegen, weisen somit eine höhere Kühleffektivität auf als der glatte Kanal und würden bei einer vergleichbaren Pumpleistung einen höheren Wärmeübergang erzielen. Kühlkonfigurationen unterhalb dieser Kurve zeigen dementsprechend eine schlechtere Kühleffektivität.

Insgesamt zeigen sowohl experimentelle wie numerische Werte ein ähnliches Verhalten. Alle Werte liegen nahe an einer Kühleffektivität von $\eta = 1$, wobei sich hier für höhere Wärmeübergänge/Druckverluste generell eine höhere Kühleffektivität ergibt. Insbesondere die Konfiguration $H/W = 4$, $e/H = 0,05$, $\varphi = 60°$ und der berippte Kanal $H/W = 0,5$ weisen sehr gute Werte auf. Eine Ausnahme bildet die Konfiguration $H/W = 4$, $e/H = 0,1$, $\varphi = 45°$. Durch den bereits zuvor beschriebenen geringen Wärmeübergang zeigt diese Konfiguration eine im Vergleich schlechte Kühleffektivität auf. Auch wenn sich der Wärmeübergang dieser Konfiguration und der der Konfiguration $H/W = 4$, $e/H = 0,05$, $\varphi = 45°$ für höhere Reynolds-Zahlen annähern, so ist der Druckverlust letzterer immer noch niedriger. Auch lässt sich ihr Wärmeübergang mit Hilfe der numerischen Simulationen nur schwierig vorhersagen. Durch die komplexen Strömungsstrukturen an dieser Rippenkon-

figuration können gängige Turbulenzmodelle, wie das hier verwendete k-ε Modell, den Wärmeübergang nicht immer korrekt beschreiben. Sie geben hierdurch einen deutlich niedrigeren Wärmeübergang an. Details hierzu sind bei Jeanmart [50] zu finden.

6.2.4 Optimierte Rippengeometrie

Durch den Einbau von Rippen lässt sich der Wärmeübergang im Einlauf deutlich gegenüber dem unberippten Kanal steigern, wobei diese Steigerung mit einer starken Erhöhung des Druckverlustes verbunden ist. Insbesondere die Rippenkonfigurationen mit einer Höhe von $e/H = 0,05$ haben sehr gute Wärmeübergangswerte für einen Kanalquerschnitt von $H/W = 4$ gezeigt. Von diesen Rippen zeichnen sich die Rippen mit einem Anstellwinkel von $\varphi = 60°$ dazu noch mit einem geringeren Druckverlust aus. Gegenüber dem Kanal mit einem Querschnitt von $H/W = 0,5$ und anderen Kanälen mit Querschnitten von $H/W < 4$, wie sie in anderen Studien untersucht worden sind ([3, 12, 14, 16, 21, 39, 40, 77]), führt dagegen eine Erhöhung der Rippenhöhe bei dem Kanalquerschnitt von $H/W = 4$ zu keiner weiteren Steigerung des Wärmeübergangs. Die Rippenhöhe von $e/H = 0,1$, welche im Allgemeinen als optimale Rippenhöhe angenommen wird, erzielt sogar einen niedrigeren Wärmeübergang bei einem gleichzeitig höheren Druckverlust. Die Konfiguration $e/H = 0,05$, $\varphi = 60°$ weist hier somit die besten Werte bzgl. Wärmeübergang und Kühleffektivität für den Kanal $H/W = 4$ aus.

Insgesamt sind aber bei einem Einsatz der entsprechenden Kühlkonfigurationen die zusätzlichen Anforderungen der jeweiligen Anwendung zu berücksichtigen, so dass eine endgültige Beurteilung der hier untersuchten Kühlkonfigurationen nur für den konkreten Anwendungsfall erfolgen kann. Auch ist ihre Wechselwirkung mit anderen Komponenten des Kühlsystems zu berücksichtigen, insbesondere mit einer Umlenkung des Kühlkanals, welche im folgenden Abschnitt untersucht wird.

6.3 Umlenkung

Die im vorherigen Abschnitt untersuchten geraden Kanäle sind in den Kühlsystemen über 180°-Umlenkungen miteinander verbunden. Die starke Umlenkung der Strömung erzeugt hohe Strömungsgeschwindigkeiten und komplexe Strömungsstrukturen, welche eine entsprechend komplexe Verteilung des Wärmeübergangskoeffizienten hervorrufen. Ebenso haben sie auch einen starken Einfluss auf den Wärmeübergang im nachfolgenden Kühlkanal. Gleichzeitig beeinflusst der vorhergehende Kühlkanal die Strömung in der Umlenkung, so dass entsprechende Wechselwirkungen zwischen den in den einzelnen Abschnitten entstandenen Strömungsstrukturen auftreten. Daher wird hier die Umlenkung in Kombination mit den vor- und nachgelagerten geraden Kanalstücken untersucht.

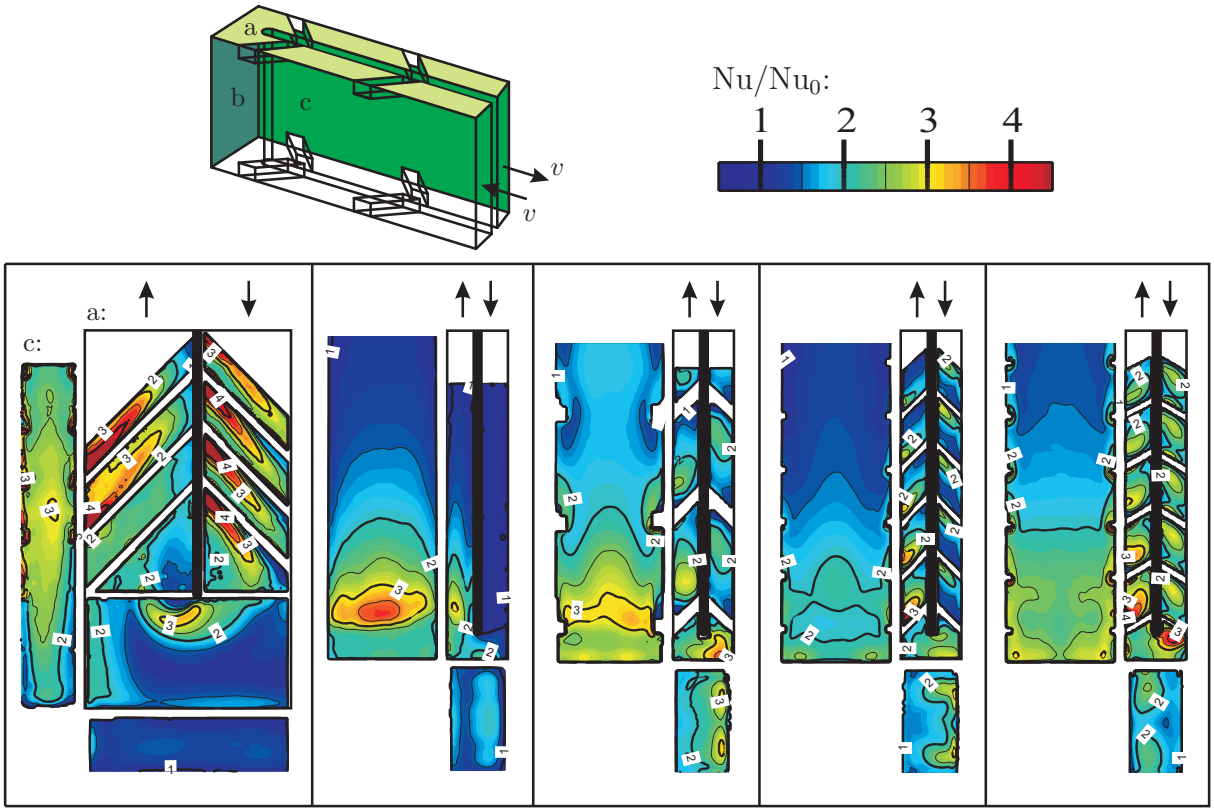


Abbildung 42: Wärmeübergang (Nu/Nu_0) in der Umlenkung für die verschiedenen Konfigurationen bei Re = 100.000. Dargestellt ist die berippte Seite, die Rückwand und die unberippte Seite im Auslauf.

6.3.1 Detaillierter Wärmeübergang

In Abbildung 42 ist die Wärmeübergangsverteilung für die verschiedenen Konfigurationen für eine Reynolds-Zahl von 100.000 dargestellt. Die „unberippte“ Seitenwand im Einlauf wird dabei vernachlässigt, da sie bereits im vorherigen Abschnitt untersucht worden ist.

Die Darstellung für den Kanal $H/W = 0,5$ zeigt ein typisches Verhalten für solch eine Umlenkung. Durch die Umlenkung wird die Strömung besonders im Bereich des Trennstegs stark beschleunigt und erzeugt hier einen hohen Wärmeübergang. Sie tritt in den Auslaufkanal ein und trifft aufgrund ihrer Trägheit auf der Außenseite dieses Kanals auf. Dieser wird hierdurch durch eine Art Prallkühlung zusätzlich gekühlt, welches in dem hohen Wärmeübergang auf der Außenseite des Auslaufkanals sichtbar wird. Gleichzeitig löst sich die Strömung an der Kante des Trennstegs ab und es entsteht ein Rezirkulationsgebiet mit einem entsprechend geringen Wärmeübergang direkt im Auslaufbereich am Trennsteg. Die Hauptströmung beschränkt sich somit auf den vorderen Bereich der Umlenkung in der Nähe des Trennsteges, welches zu entsprechend hohen Strömungsgeschwindigkeiten führt. Der hintere Teil der Umlenkung wird dagegen bei der Strömungsumlenkung nicht benutzt.

In diesen Bereich tritt ein Teil der umgelenkten Strömung ein und erzeugt dort ebenfalls ein Rezirkulationsgebiet. Diese Strömungsformen entsprechen dem Strömungsverlauf in einer weiten Umlenkung nach Abbildung 6b, welcher in Kapitel 2.3.3 beschrieben worden ist.

Für den Kanal $H/W = 4$ ergeben sich in der Umlenkung deutliche Unterschiede gegenüber dem Kanal $H/W = 0,5$. Insbesondere am unberippten Kanal zeigt sich hier der Einfluss der Umlenkung auf die Strömung. Durch die schmalere Umlenkung beschränkt sich die Umlenkung der Strömung nicht auf den Bereich in der Nähe des Trennstegs sondern nimmt die vollständige Umlenkung ein. Die Strömung aus dem Einlaufkanal trifft direkt auf der Rückwand der Umlenkung auf, wie an dem hohen Wärmeübergang zu erkennen ist, und wird von hier in den Auslauf umgelenkt. Im Auslauf trifft sie, wie im Kanal $H/W = 0,5$, ein weiteres Mal auf die Außenwand auf und erzeugt dort einen sehr hohen Wärmeübergang. Das Rezirkulationsgebiet hinter dem Trennsteg ist dagegen, zumindest in der Nähe der „berippten“ Außenwände, nur sehr schwach ausgebildet und kaum im Wärmeübergang zu erkennen.

Zusätzlich zeigt der Wärmeübergang auf der Rückwand Abhängigkeiten von der Kanalhöhe. Der hohe Wärmeübergang auf der Rückwand weist neben dem Hauptmaximum in der Kanalmitte, welches durch die Umlenkung der Strömung entsteht, ober- und unterhalb dieses Maximums zwei weitere Maxima auf. Jeanmart [50] konnte in numerischen Simulationen zeigen, dass diese Nebenmaxima von Sekundärströmungen hervorgerufen werden, welche durch die starke Umlenkung der Strömung erzeugt werden. In Abbildung 43 sind die von ihm berechneten Strömungen dargestellt. Der hohe Wärmeübergang in der Mitte, welcher durch das Auftreffen der Hauptströmung entsteht, tritt aber in seinen Untersuchungen nicht auf, da die von ihm verwendeten Turbulenzmodelle Kühleffekte durch Prallkühlung nicht korrekt wiedergeben können. Es zeigt sich insgesamt durch diese Ergebnisse, dass die Strömung im Gegensatz zum Modell $H/W = 0,5$ nicht mehr zweidimensional dargestellt werden kann, sondern durch das große Verhältnis zwischen Höhe und Breite die dreidimensionalen Strukturen der Strömung mitberücksichtigt werden müssen.

6.3.2 Einfluss der Rippen auf die Umlenkung (Modell $H/W = 4$)

Durch die komplexen dreidimensionalen Strukturen in der Umlenkung des Modells $H/W = 4$ werden diese auch stärker durch die Strömung im Einlauf und hiermit durch die gewählte Rippenstruktur beeinflusst. Betrachtet man die Modelle mit einem berippten Einlauf, so ändert sich die Verteilung des Wärmeübergangs grundlegend gegenüber dem unberippten Modell. Die durch die Umlenkung hervorgerufene Prallkühlung im Umlenkungsbereich ist nur noch schwach oder gar nicht mehr sichtbar. Es dominieren die durch

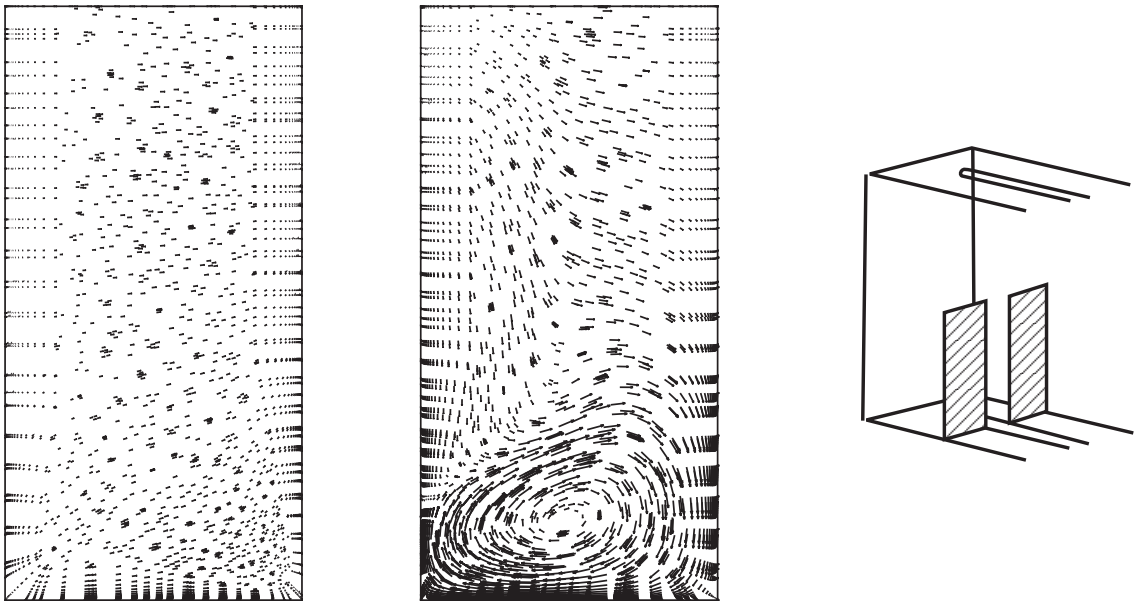


Abbildung 43: Strömung im Querschnitt des unberippten Kanals $H/W = 4$ vor (linke Darstellung) und nach (rechte Darstellung) der Umlenkung bei einer Reynolds-Zahl von 100.000 nach Jeanmart [50]. Gezeigt ist nur jeweils die untere Querschnittshälfte.

die Sekundärströmungen in der Umlenkung erzeugten Maxima im oberen und unteren Kanalbereich. Diese Sekundärströmungen wechselwirken mit den Wirbeln, welche an den Rippen im Einlauf entstehen. Hierdurch werden die Maxima im Wärmeübergang entweder verstärkt oder abgeschwächt als auch in ihrer Position verschoben, abhängig von der Art der Rippen im Einlauf. Für die Rippen unter einem Winkel von $\varphi = 45°$ werden diese Maxima deutlich verstärkt und an die Außenwand des Einlaufkanals verschoben. Gleichzeitig erhöht sich der Wärmeübergang auf der „berippten“ Seite im einlaufseitigen Teil der Umlenkung deutlich. Auch bei den 60°-Rippen wird dieser deutlich verstärkt. Die Maxima auf der Rückwand werden dagegen aber mehr in den auslaufseitigen Teil verschoben.

Ebenso wird im Auslauf die Verteilung des Wärmeübergangs stark von der gewählten Rippengeometrie bestimmt. Bei allen Rippenkonfigurationen tritt neben dem Maximum durch die Umlenkung der Strömung ein weiteres Maximum in der Nähe der Rückwand auf. Das Verhältnis dieser Maxima zueinander hängt dabei von der Art der Rippen ab. Bei den hohen Rippen $e/H = 0,1$, $\varphi = 45°$ dominiert weiterhin das Maximum, welches durch die Umlenkung der Strömung hervorgerufen wird. Dies wird vermutlich noch durch Sekundärströmungen, welche am ersten Rippenpaar im Auslauf erzeugt werden, beeinflusst und verstärkt. Bei den flacheren Rippen ($e/H = 0,05$, $\varphi = 45°$ und $\varphi = 60°$) hingegen ergibt sich eine deutlich gleichmäßigere Verteilung des Wärmeübergangs.

Im Allgemeinen verändern sich die Wärmeübergangsstrukturen nur wenig mit einer Veränderung der Durchflussrate. Dies gilt sowohl für den Kanal $H/W = 0,5$ als auch für

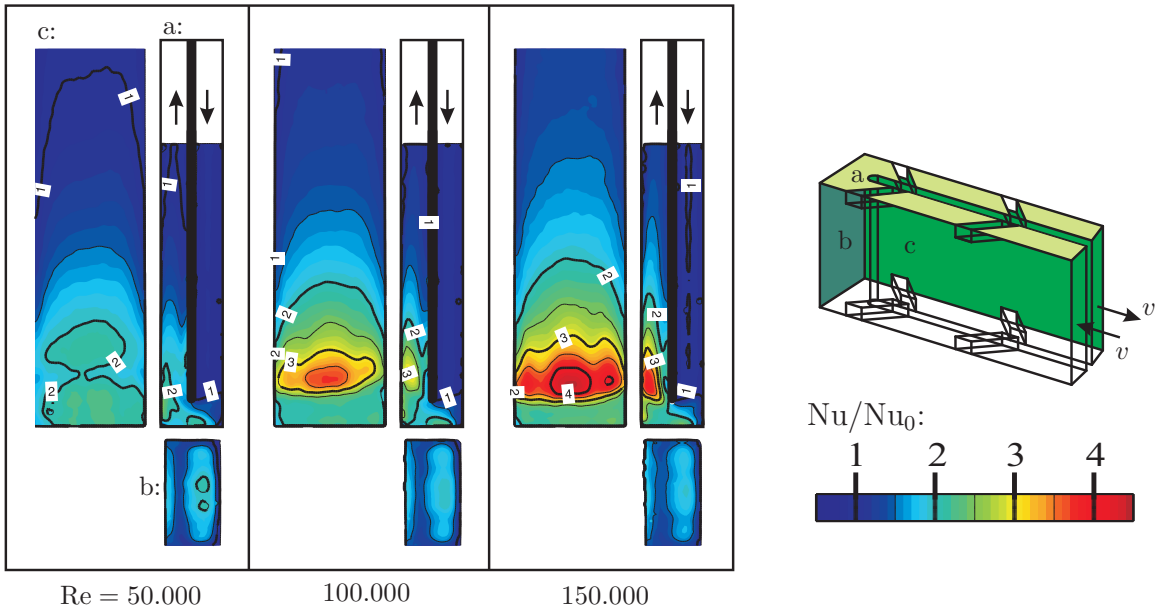
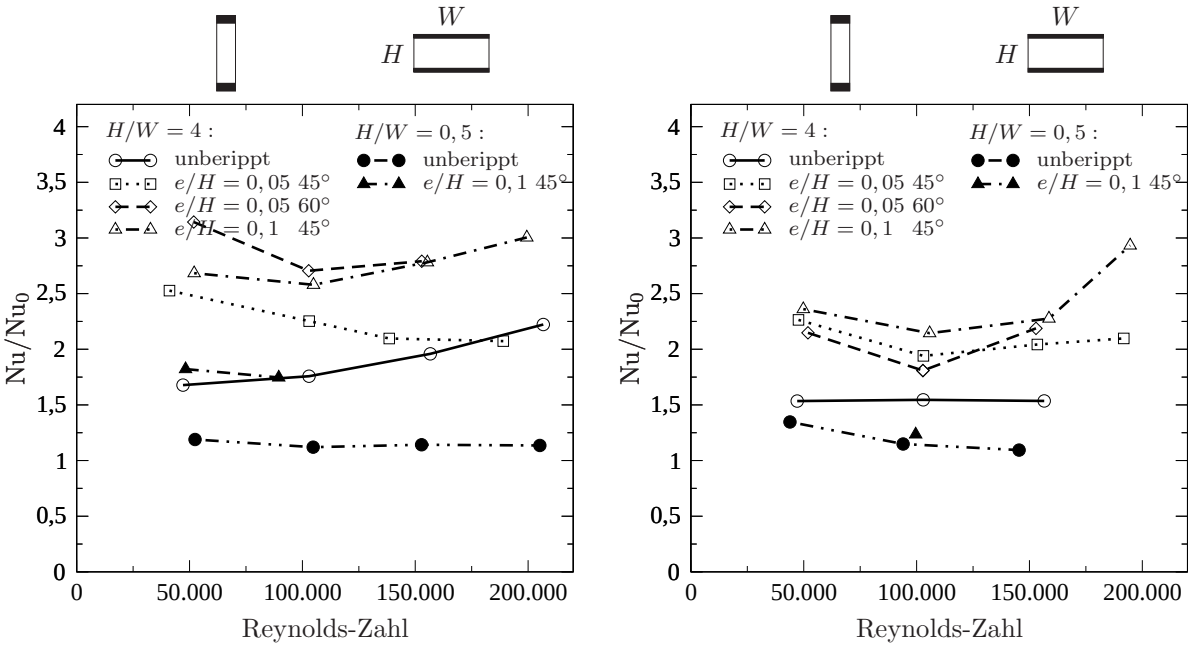


Abbildung 44: Wärmeübergang ($\mathrm{Nu}/\mathrm{Nu}_0$) im unberippten Kanal $H/W = 4$ für verschiedene Reynolds-Zahlen.

den Einlaufbereich und den einlaufseitigen Bereich der Umlenkung im Kanal $H/W = 4$. Im Auslauf des Kanals $H/W = 4$ verändert sich aber die Strömung von der Reynolds-Zahl 50.000 und zur Reynolds-Zahl 100.000 und es ergibt sich eine andere Struktur des Wärmeübergangs im Auslauf. Dies ist besonders deutlich am Wärmeübergang im unberippten Kanal zu erkennen und in Abbildung 44 dargestellt. Für niedrige Reynolds-Zahlen ist im Auslauf in der Nähe der Rückwand ein Gebiet mit hohem Wärmeübergang deutlich sichtbar, welches durch die in der Umlenkung erzeugten Sekundärströmungen hervorgerufen wird. Bei höheren Strömungsgeschwindigkeiten dominieren dann aber der Impuls und die Umlenkung der Hauptströmung die Strömungsstrukturen und es tritt überwiegend nur noch die durch die Hauptströmung hervorgerufene Prallkühlung auf. Ab einer Reynolds-Zahl von 100.000 verschwindet das Gebiet mit dem hohen Wärmeübergang in der Nähe der Rückwand und es ist nur noch das von der Hauptströmung hervorgerufene Maximum sichtbar, welches sich zu höheren Reynolds-Zahlen verstärkt. Bei den berippten Kanälen werden dagegen die Sekundärströmungen in der Umlenkung durch die mittels der Rippen erzeugten Sekundärströmung verstärkt. Der höhere Wärmeübergang in Rückwandnähe verschwindet dabei nicht vollständig.

6.3.3 Mittlerer Wärmeübergang in der Umlenkung

Für den mittleren Wärmeübergang ergeben sich aus den oben beschriebenen Strukturen des Wärmeübergangs ebenfalls einige Besonderheiten. In den Abbildungen 45a und 45b



(a) Umlenkung „berippte“ Seite **(b)** Umlenkung Rückwand

Abbildung 45: Mittlerer Wärmeübergang in der Umlenkung für verschiedene Reynolds-Zahlen

ist der mittlere Wärmeübergang in der Umlenkung auf der „berippten“ Seite und der Rückwand in Abhängigkeit vom Durchfluss dargestellt. Hier fällt zunächst der gegenüber dem Kanal $H/W = 4$ deutlich niedrigere Wärmeübergang in der Umlenkung des Kanals $H/W = 0,5$ auf. Im Einlauf hat sich das Modell $H/W = 0,5$ dagegen noch durch einen deutlich höheren Wärmeübergang ausgezeichnet und auch für den Druckverlust haben sich jeweils deutlich höhere Werte ergeben als für das Modell $H/W = 4$. Der niedrige Wärmeübergang für das Modell $H/W = 0,5$ folgt aus der weiten Umlenkung und der Rezirkulationszone im hinteren Bereich der Umlenkung, wie oben beschrieben. Durch dieses Rezirkulationsgebiet sinkt der Wärmeübergang im hinteren Bereich der Umlenkung stark ab und es kann kein so hoher Wärmeübergang erreicht werden wie im Modell $H/W = 4$, welcher zusätzlich noch durch die Prallkühlung auf der Rückwand verstärkt wird. Selbst der unberippte Kanal $H/W = 4$ weist hier höhere Werte für den Wärmeübergang auf als der berippte Kanal $H/W = 0,5$.

Insgesamt wird aber in allen Kanälen der Wärmeübergang in der Umlenkung durch die Rippen im Einlauf stark erhöht. Die durch die Rippen im Einlauf erzeugten Sekundärströmungen haben somit auch einen positiven Einfluss auf den Wärmeübergang in der Umlenkung. Trotz der in Abbildung 42 gezeigten Unterschiede in der Wärmeübergangsverteilung für die verschiedenen Rippenkonfigurationen ist aber der mittlere Wärmeübergang für diese verschiedenen Konfigurationen ähnlich.

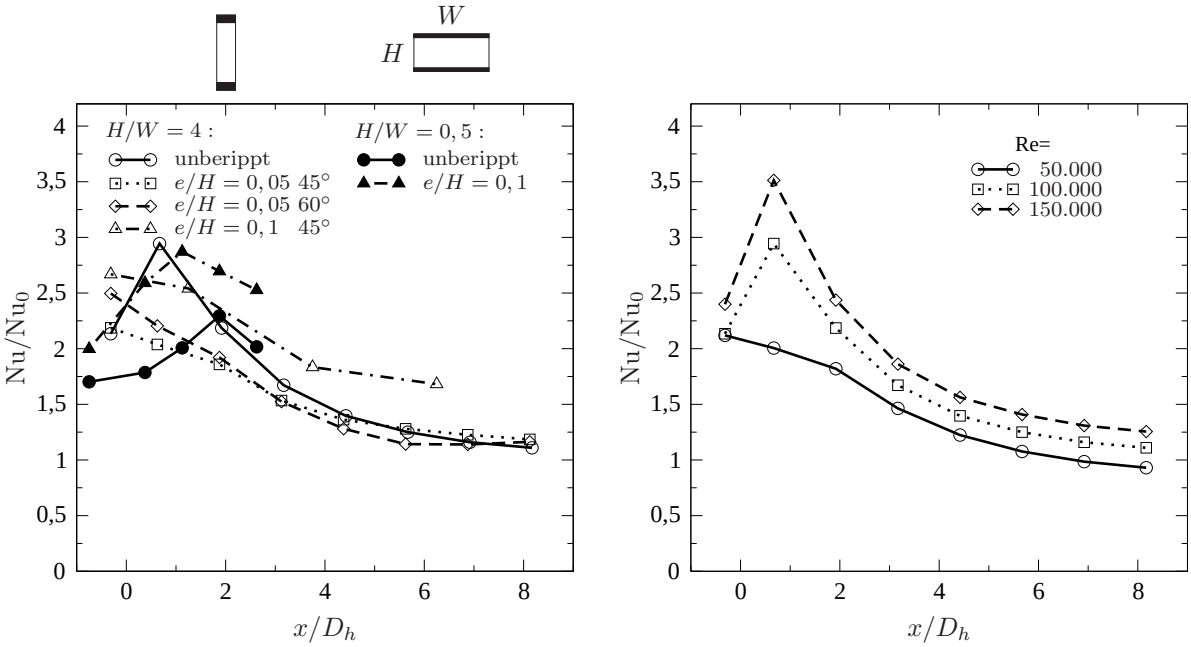
Es zeigen sich jedoch Unterschiede in deren Abhängigkeit vom Durchfluss, insbesondere auf der „berippten“ Seite. Im Allgemeinen verhält sich die Abhängigkeit des Wärmeübergangs von der Reynolds-Zahl vergleichbar mit der im unberippten Einlaufkanal und die Steigerung des Wärmeübergangs $\mathrm{Nu}/\mathrm{Nu}_0$ ist näherungsweise konstant über dem Durchfluss. Für den Kanal $H/W = 4$ steigt dagegen aber der Wärmeübergang im unberippten Modell und für die Rippenkonfiguration $e/H = 0,1$, $\varphi = 45°$ deutlich stärker an. Im unberippten Kanal wird dies durch die oben beschriebene Änderung der Strömungsstruktur in der Umlenkung und dem Auslauf hervorgerufen. Mit steigendem Durchfluss dominiert die Prallkühlung im Auslauf und ihre Kühlwirkung nimmt mit steigender Durchflussrate deutlich zu. Diese Kühlung im Auslauf wirkt sich auch noch entsprechend auf den auslaufseitigen Bereich der Umlenkung aus und erhöht somit den mittleren Wärmeübergang. Für die berippten Kanäle dominiert dagegen diese Prallkühlung nicht so stark. Die durch die Rippen induzierten Sekundärströmungen beeinflussen hier überwiegend den Wärmeübergang, so dass hierdurch keine so große Steigerung des Wärmeübergangs hervorgerufen wird. Die für die Konfiguration $e/H = 0,1$, $\varphi = 45°$ auftretende hohe Steigerung entsteht im Einlaufbereich der Umlenkung. Hier löst sich an der Rippe ein Wirbel ab, welcher auf der „unberippten“ Seite im Einlauf in der Umlenkung auftrifft und dort einen sehr hohen Wärmeübergang erzeugt. Dieser Wärmeübergang steigt mit zunehmendem Durchfluss weiter an.

Ganz anders verhält sich dagegen der mittlere Wärmeübergang für die flacheren Rippen $e/H = 0,05$, $\varphi = 45°$. Die Prallkühlung im Auslauf wirkt sich, wie bei der hohen Rippe $e/H = 0,1$, $\varphi = 45°$ deutlich schwächer als beim unberippten Kanal aus. Demgegenüber erzeugen die flacheren Rippen aber keinen Wirbel, welcher einen hohen Wärmeübergang in der Umlenkung hervorruft. Zusätzlich lösen sich die an den flachen Rippen induzierten Sekundärströmungen, wie bereits im Einlauf gezeigt, mit zunehmender Strömung von den Rippen in Richtung der Strömungsmitte ab, so dass hierdurch der Wärmeübergang an der Oberfläche nicht mehr weiter gesteigert wird. Die Wärmeübergangserhöhung $\mathrm{Nu}/\mathrm{Nu}_0$ auf der „berippten“ Seite in der Umlenkung sinkt somit ab.

Die hier beschriebenen Effekte werden vor allem durch die ein- und auslaufseitigen Einflüsse hervorgerufen. Daher haben sie nur einen geringeren Einfluss auf den Wärmeübergang in der Umlenkung, wie in Abbildung 45b an dem konstanten Verlauf der Wärmeübergangserhöhung auf der Rückwand zu erkennen ist.

6.3.4 Mittlerer Wärmeübergang im Auslauf

Die Strömung im Auslauf wird stark durch die Umlenkung bestimmt und deren Auswirkungen zeigen sich noch in einiger Distanz von der Umlenkung. In Abbildung 46a ist der



(a) Versch. Konfigurationen für Re = 100.000 **(b)** $H/W = 4$, ohne Rippen für versch. Re

Abbildung 46: Mittlerer Wärmeübergang auf der „unberippten“ Seite im Auslauf

mittlere Wärmeübergang auf der „unberippten“ Seite im Auslauf für die verschiedenen Konfigurationen in Abhängigkeit vom Abstand von der Umlenkung dargestellt. Es zeigt sich dabei ein recht einheitliches Verhalten. Im Bereich von $0-2\,D_h$ weisen alle Konfigurationen ein Maximum im Wärmeübergang durch die hier aus der Umlenkung auftreffende Strömung auf. Dieser Wärmeübergang fällt mit zunehmendem Abstand ab und geht später in den Zustand der vollausgebildeten Strömung, vergleichbar zum Einlaufkanal, über. Bei dieser Darstellung ist zu beachten, dass messtechnisch bedingt der Abfall des Wärmeübergangs in den Messergebnissen stärker ausfällt, als dies im Auslauf zu erwarten ist. Im Auslauf kann der Abfall der Fluidtemperatur nicht mehr korrigiert werden. Bei dem Vergleich der verschiedenen Kühlsystemkonfigurationen ergeben sich aus Abbildung 46a sowohl für das Verhalten des Wärmeübergangsverlaufs, als auch für die Höhe des Wärmeübergangs für alle Kanäle ähnliche Ergebnisse. Nur beim Modell $H/W = 0,5$ zeigt sich ein größerer Einfluss der Rippen auf den Wärmeübergang.

Für den unberippten Kanal $H/W = 4$ hat sich bereits zuvor eine starke Abhängigkeit des Wärmeübergangs von der Reynolds-Zahl ergeben, welche durch die auslaufseitige Strömung hervorgerufen wird. Er wird hier daher noch einmal separat in Abhängigkeit vom Durchfluss betrachtet (Abbildung 46b). Es zeigt sich die starke Überhöhung des Wärmeübergangs im ersten Segment nach der Umlenkung. Durch die aus der Umlenkung auftreffende Strömung steigt der Wärmeübergang sehr stark an, welches sich mit zunehmender Reynolds-Zahl noch deutlich erhöht. Weiterhin ist die Veränderung der Strö-

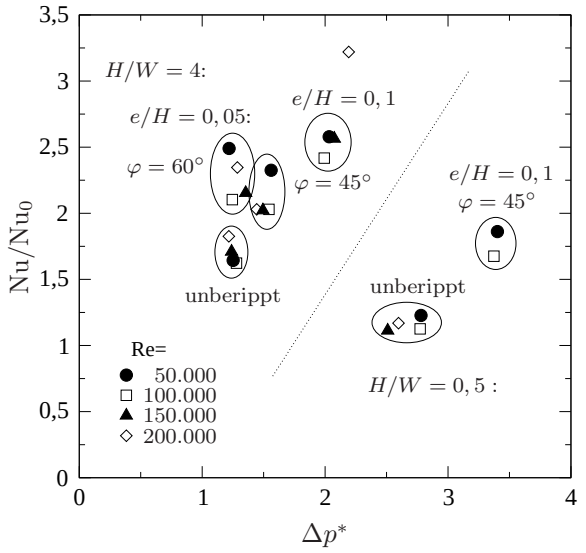


Abbildung 47: Mittlerer Wärmeübergang (gesamte Umlenkung) gegenüber dem Druckverlust in der Umlenkung

mungsform zwischen Re = 50.000 und 100.000 gut zu erkennen. Für Re = 50.000 zeigt der Wärmeübergang noch einen kontinuierlichen Verlauf. Für Re = 100.000 ergibt sich dagegen ein hohes Maximum im ersten Segment nach der Umlenkung und die Wärmeübergangssteigerung $\mathrm{Nu}/\mathrm{Nu}_0$ erhöht sich hier um 50%.

6.3.5 Abhängigkeit Druck/Wärmeübergang

Auch für die Umlenkung muss für die erzielbare Wärmeübergangssteigerung der dafür entstehende Druckverlust mitberücksichtigt werden. In Abbildung 47 ist, vergleichbar zum Einlaufkanal, die Wärmeübergangssteigerung $\mathrm{Nu}/\mathrm{Nu}_0$ gegenüber dem normierten Druckverlust $\Delta p^* = \Delta p/(0,5\,\rho\,\bar{v}^2)$ in der Umlenkung für die verschiedenen Geometrien aufgetragen. Der Wärmeübergang ist dabei über alle Flächen in der Umlenkung gemittelt.

Hierbei ergibt sich ein deutlich anderes Bild als im Einlaufkanal. Betrachtet man zunächst nur die Unterschiede zwischen den beiden Kanalquerschnitten $H/W = 0,5$ und $H/W = 4$, so weist der Kanal $H/W = 0,5$ eine deutlich schlechtere Effizienz auf als der Kanal $H/W = 4$. Bereits zuvor ist der sehr niedrige mittlere Wärmeübergang in der Umlenkung des Modells $H/W = 0,5$ beschrieben worden. Dagegen ist der Druckverlust in dieser Umlenkung deutlich höher als in der Umlenkung des Kanals $H/W = 4$. Die kurze hohe Umlenkung der Modelle $H/W = 4$ ist somit deutlich effizienter als der flache Kanal.

Insgesamt fallen die Wärmeübergangssteigerungen durch den Einbau von Rippen, wie zuvor beschrieben, moderater aus als im Einlaufbereich. Aber auch der Druckverlust unterscheidet sich weniger deutlich zwischen den verschiedenen Rippenkonfigurationen des Ka-

nals $H/W = 4$. Die besten Werte erreichen wiederum die flachen Rippen mit $e/H = 0,05$ in einem Anstellwinkel von $\varphi = 60°$.

Somit zeigt sich insgesamt unter den hier untersuchten Konfigurationen die Konfiguration $H/W = 4$, $e/H = 0,05$, $\varphi = 60°$ als optimal. Bei einem sehr niedrigen Druckverlust weist sie sehr gute Wärmeübergangswerte auf. Um eine weitere Steigerung des Wärmeübergangs zu erreichen, kann dies mit anderen Konfigurationen nur durch eine deutliche Steigerung des Druckverlustes erreicht werden.

7 Optimierung der Umlenkung

In den bisherigen Untersuchungen ist der Einfluss des Kanalquerschnitts und der Rippen im Einlauf auf den Wärmeübergang untersucht worden. Dies ist an einer Standardgeometrie der Umlenkung erfolgt. Die Umlenkung selbst ist dabei nicht verändert und optimiert worden. Im Weiteren soll daher nun diese hinsichtlich eines hohen Wärmeübergangs und niedrigen Druckverlustes optimiert werden. Die Untersuchungen konzentrieren sich dabei vor allem auf die sich bereits zuvor als sehr gut herausgestellte Geometrie $H/W = 4$, $e/H = 0,05$, $\varphi = 60°$, aber auch andere Rippenkonfigurationen für das Modell $H/W = 4$ werden zum Vergleich mit berücksichtigt.

Insbesondere bezüglich des Druckverlustes besteht beim Modell $H/W = 4$ Optimierungspotenzial. Hier hat bereits zuvor die Strömung in der Umlenkung gezeigt, dass der zur Verfügung stehende Querschnitt die Strömung begrenzt und eine Erweiterung der Umlenkung den Druckverlust senken könnte. Auch ist der Wärmeübergang in der Umlenkung und besonders im Auslauf bereits ohne Rippen sehr hoch, so dass hier die durch zusätzliche Rippen erreichbare Steigerung begrenzt ist. Daher besteht die Möglichkeit, durch einen Verzicht auf Rippen im Auslauf der Umlenkung einen vergleichbaren Wärmeübergang mit geringerem Druckverlust zu erzielen. Diese beiden Aspekte werden im Folgenden näher untersucht.

7.1 Variation des Abstandes Rückwand–Trennsteg (W_{el}/W)

Bereits im vorherigen Kapitel hat sich gezeigt, dass die Strömung die Umlenkung des Modells H/W=4 vollständig ausfüllt und für die Umlenkung nur ein sehr begrenzter Querschnitt zur Verfügung steht. Hierdurch wird ein entsprechend hoher Druckverlust erzeugt. Durch eine Erweiterung der Umlenkung kann der Druckverlust somit möglicherweise reduziert werden.

Daher wird der Abstand zwischen der Rückwand und dem Trennsteg W_{el}, wie in Abbildung 48 dargestellt, in dem Bereich $0,5 - 3,7\,W$ schrittweise variiert und der Druckverlust und der Wärmeübergang in der Umlenkung aufgenommen. Diese Variationen erfolgen sowohl für das unberippte Modell als auch für die Modelle mit allen bereits zuvor untersuchten Rippenkonfigurationen im Ein- und Auslaufkanal.

7.1.1 Druckverlust

Der Druckverlust für diese Variationen ist in Abbildung 49a dargestellt. Es ergibt sich hieraus, dass der Druckverlust durch eine Erweiterung der Umlenkung gesenkt werden

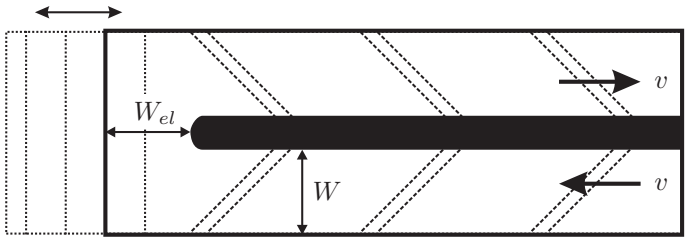
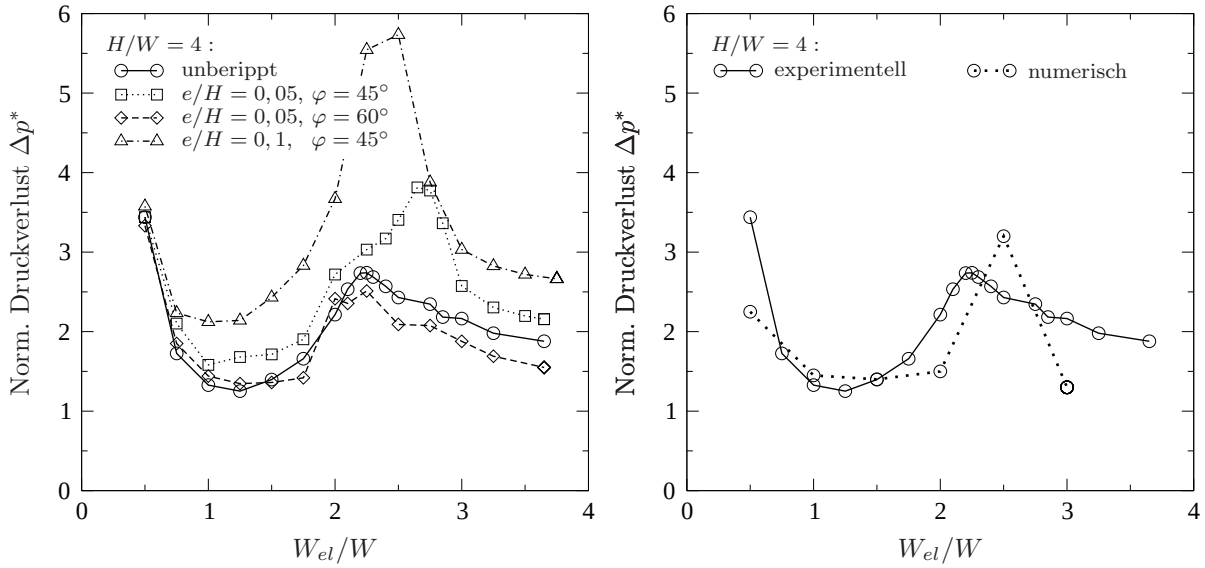


Abbildung 48: Variationen des Abstandes Trennsteg–Rückwand W_{el} der Umlenkung $H/W = 4$

kann. Insbesondere für die sehr engen Querschnitte von $W_{el} = 0,5\,W$ wird die Strömung durch den Querschnitt sehr stark begrenzt und es entsteht ein hoher Druckverlust. Durch eine Erweiterung der Umlenkung wird dieser Druckverlust reduziert. Mit einem Abstand von etwa $W_{el} = 1,25 - 1,5\,W$ wird jedoch ein Minimum des Druckverlustes erreicht und mit einer weiteren Vergrößerung des Abstandes steigt der Druckverlust wieder an. Dieser Anstieg erfolgt bis zu einem Abstand von $W_{el} = 2 - 2,5\,W$, bei welchem der Druckverlust ein Maximum erreicht. Das Maximum kann dabei in Abhängigkeit von der Rippenkonfiguration sogar größer als der Druckverlust bei dem engen Querschnitt von $W_{el} = 0,5\,W$ sein. Nach diesem Maximum sinkt der Druckverlust wieder langsam ab.

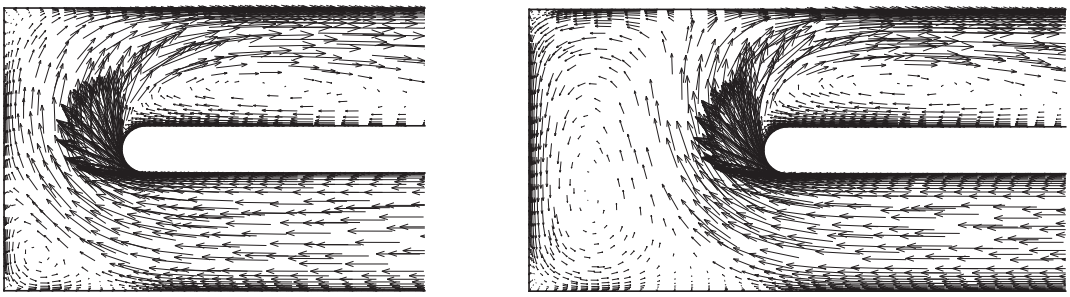
Dieses Verhalten ist unabhängig von der Rippengeometrie im Ein- und Auslauf. Selbst die Position der Extrema ist vergleichbar. Es stellt somit eine Besonderheit dieser Umlenkung dar. Nur die Höhe der Extrema variiert mit der Rippengeometrie. Die hohen Rippen



(a) Versch. Rippenkonfigurationen

(b) Vergleich Experiment – Numerik im unberippten Modell

Abbildung 49: Druckverlust in der Umlenkung in Abhängigkeit vom Abstand Rückwand – Trennsteg W_{el}



(a) $W_{el} = W$ **(b)** $W_{el} = 2\,W$

Abbildung 50: Strömung in der Mittelebene des unberippten Kanals (Jeanmart [50])

mit $e/H = 0,1$, $\varphi = 45°$ erzeugen dabei wie zuvor sehr hohe Druckverluste. Die flacheren Rippen mit $e/H = 0,05$ erreichen dagegen ähnliche Werte und einen ähnlichen Verlauf wie der unberippte Kanal. Besonders der Verlauf der 60°-Rippen ist dabei fast identisch mit dem des unberippten Kanals.

Jeanmart [50] konnte einen vergleichbaren Effekt in numerischen Untersuchungen an dem unberippten Kanal und für die Rippenkonfiguration $e/H = 0,1$, $\varphi = 45°$ zeigen. In Abbildung 49b ist ein Vergleich dieser Daten für den unberippten Kanal dargestellt. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung der Daten und auch das Maximum bei $W_{el} \sim 2,5\,W$ wird entsprechend erfasst. Die Strömungsphänomene in der Umlenkung werden somit numerisch gut wiedergegeben und die Besonderheit bei der Abstandsvariation können entsprechend beschrieben werden.

Die Strömungsformen in der Umlenkung haben sich hier als dreidimensional und sehr komplex ergeben. Näherungsweise können sie aber an der Abbildung 50 im Zweidimensionalen verdeutlicht werden. In Abbildung 50 ist die Strömung in der Mittelebene des unberippten Kanals für die Abstände $W_{el}/W = 1$ und 2 dargestellt, d.h. jeweils im Bereich der Extrema. Man erkennt, wie beim Abstand $W_{el} = W$ die Strömung vollumfänglich im Krümmer umgelenkt und der vollständige Querschnitt von der Strömung ausgefüllt wird. Wird der Abstand jedoch vergrößert, so wird nur noch ein Teil des Querschnittes für die Umlenkung verwendet. Im hinteren Teil der Umlenkung strömt dagegen ein Teil des Fluids wieder zurück und es bildet sich ein Rezirkulationsgebiet aus. Dieses Rezirkulationsgebiet schnürt den für die Umlenkung zur Verfügung stehenden Querschnitt wieder ein und der Druckverlust steigt. Durch diese Einschnürung ist der zur Verfügung stehende Querschnitt sogar teilweise kleiner als bei kürzeren Abständen der Rückwand, so dass der starke Anstieg des Druckabfalls entsteht. Der effektiv zur Verfügung stehende Querschnitt für die Umlenkung sinkt somit trotz steigenden Abstandes zwischen Rückwand und Trennsteg. Wird der Abstand noch weiter vergrößert, so verschiebt sich dieses Rezirkulationsgebiet mit der Rückwand weiter nach hinten, so dass der effektiv zur Verfügung

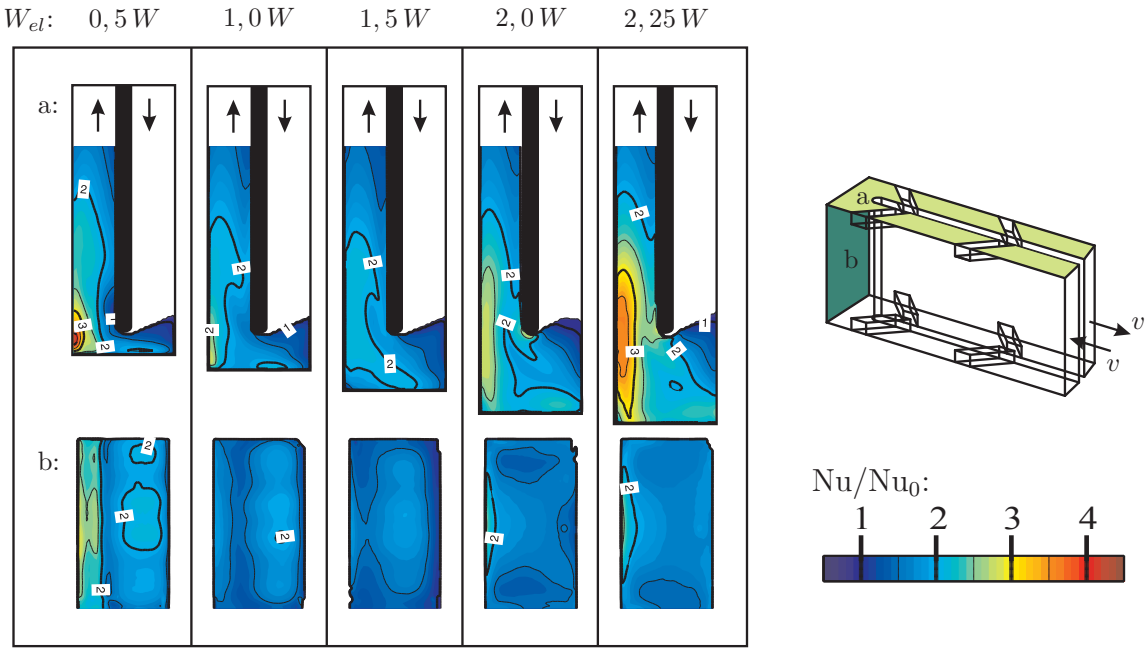


Abbildung 51: Wärmeübergang (Nu/Nu$_0$) im unberippten Modell $H/W = 4$ für verschiedene Abstände W_{el}.

stehende Querschnitt wieder steigt und der Druckverlust sinkt.

Insgesamt ist aber die Strömung in der Umlenkung im Bereich des Strömungsmaximums recht instabil. Dies zeigt sich z.B. bei den Experimenten durch eine hohe Streuung der Messwerte, was durch eine entsprechend längere Mittelung kompensiert werden musste. Dies erklärt auch die Abweichungen der genauen Position des Maximums zwischen den verschiedenen Kanalkonfigurationen sowie den numerischen Werten.

Das Verhalten des Druckverlustes kann hiermit in drei Bereiche unterteilt werden. Im ersten Abschnitt bis etwa $W_{el} = 1 - 1,5\,W$ wird der Druckverlust durch den geometrisch begrenzten Querschnitt der Umlenkung bestimmt und der Druckverlust sinkt mit zunehmendem Abstand. Im zweiten Abschnitt ab $W_{el} = 1,5\,W$ beginnt sich das Rezirkulationsgebiet aufzubauen und schnürt den effektiv zur Verfügung stehenden Querschnitt wieder ein, so dass der Druckverlust steigt. Mit dem Erreichen des Druckverlustmaximums bei etwa $W_{el} = 2 - 2,5\,W$ beginnt dann der dritte Abschnitt, in dem sich das Rezirkulationsgebiet mit zunehmendem Abstand mit der Rückwand mitbewegt und der Druckverlust wieder sinkt.

7.1.2 Wärmeübergang

Diese Veränderungen der Strömungsform sind auch entsprechend im Wärmeübergang zu erkennen. In Abbildung 51 und 52 ist der Wärmeübergang auf der „berippten“ Seite und

der Rückwand des Modells $H/W = 4$ dargestellt. Abbildung 51 zeigt dabei den unberippten und Abbildung 52 den mit 45°-Rippen der Höhe $e/H = 0,05$ bestückten Kanal. Insbesondere auf der Rückwand ist die Veränderung der Strömungsform in der Umlenkung im Wärmeübergang deutlich zu erkennen. Für kurze Abstände sind das Auftreffen der Hauptströmung und die am Anfang der Umlenkung induzierten Sekundärströmungen im oberen und unteren Bereich der Rückwand deutlich sichtbar. Mit zunehmendem Abstand schwächen sich diese ab und bei einem Abstand von $2\,W_{el}$ ergibt sich eine vollständig neue Verteilung des Wärmeübergangs. Für den unberippten Kanal ist der höhere Wärmeübergang im Einlaufbereich der Umlenkung verschwunden und es tritt ein neues Maximum am äußeren linken Rand auf. Dies wird durch die in Abbildung 50 gezeigte Rückströmung hervorgerufen, welche hier auf die Rückwand auftrifft und sich entlang dieser in Richtung Einlaufkanal ausbreitet. Diese Strömung beschränkt sich dabei aber vorwiegend auf die Kanalmitte. Im oberen und unteren Bereich der Rückwand zeigen sich dagegen Gebiete mit geringem Wärmeübergang, die auf weitere Sekundärströmungen hindeuten und den dreidimensionalen Charakter der Strömung in der Umlenkung verdeutlichen.

Auf der Oberseite erscheinen die Änderung der Strömungsform und das Entstehen des Rezirkulationsgebietes in der Umlenkung nicht so deutlich. Hier besteht die Wärmeübergangsverteilung überwiegend aus zwei Gebieten mit einem hohen Wärmeübergang. Zum einen erzeugen Sekundärströmungen direkt vor der Umlenkung einen hohen Wärmeübergang, welcher sich mit der Rückwand mitbewegt. Zum anderen entsteht ein hoher Wärmeübergang durch die im Auslauf auf die Seitenwand auftreffende Strömung. Dieses Gebiet ist dabei in seiner Position konstant. Durch die beim Aufbau der Rückströmung in der Umlenkung entstehenden Strukturen wird dieses aber deutlich verstärkt und der Wärmeübergang steigt an.

Auch beim berippten Kanal zeigt sich auf der Rückwand die Änderung der Strömungsform bei einem Abstand von $W_{el} = 2\,W$. Allerdings befindet sich das Wärmeübergangsmaximum nicht in der Mitte sondern zunächst im oberen und unteren Bereich der Rückwand, welche sich nach der Änderung der Strömungsform in die Mitte der Rückwand verschieben. Es ergibt sich eine deutlich andere Wärmeübergangsverteilung als für den unberippten Kanal und somit auch eine etwas andere Strömungsstruktur in der Umlenkung. Das prinzipielle Verhalten mit der Änderung der Strömungsform bei $W_{el} = 1,5 - 2\,W$ ist aber bei beiden Kanälen identisch. Die entstehende komplexe dreidimensionale Strömungsstruktur wird dabei leicht durch äußere Einflüsse beeinflusst und die Rippen im Einlauf rufen etwas unterschiedliche Strukturen hervor.

Ebenso ergibt sich auf der „berippten“ Seite eine etwas andere Wärmeübergangsverteilung, welche sich jedoch deutlich weniger mit der Verschiebung der Rückwand ändert. Der

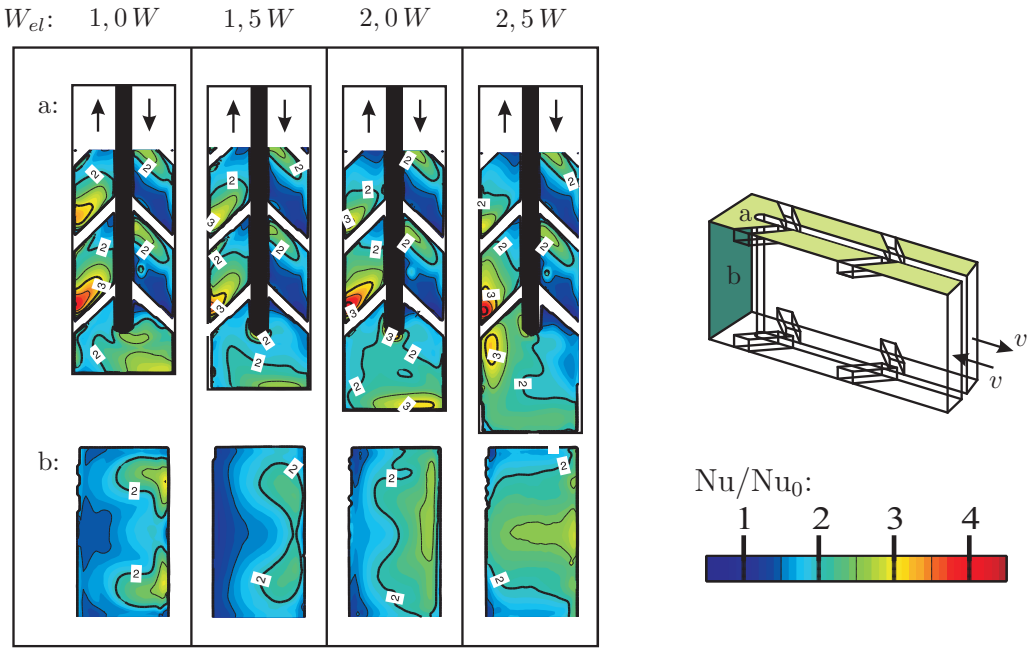


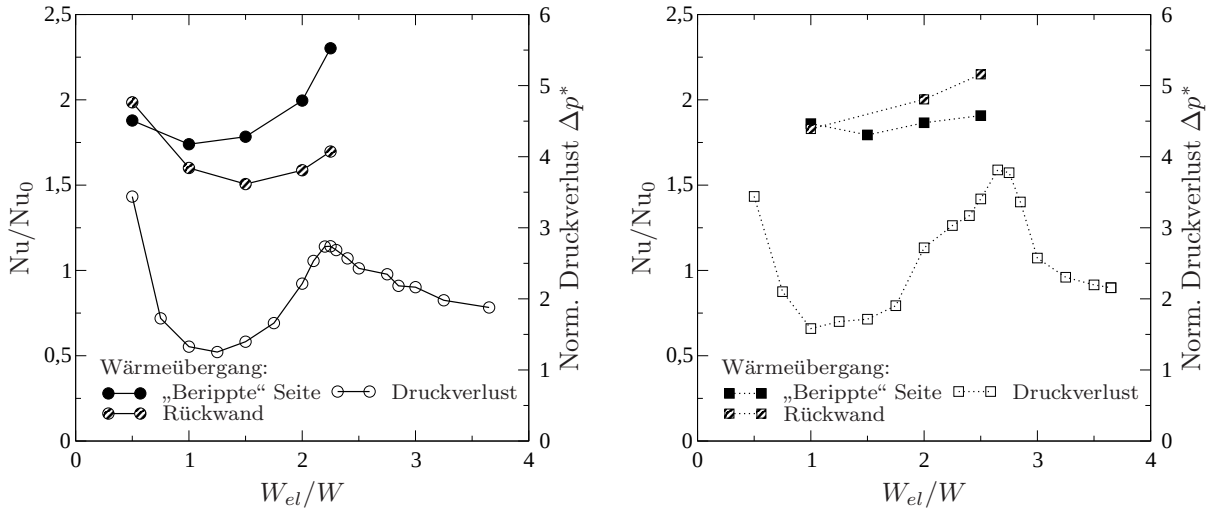
Abbildung 52: Wärmeübergang (Nu/Nu$_0$) im Modell $H/W = 4$, $e/H = 0,05$, $\varphi = 45°$ für verschiedene Abstände W_{el}.

Wärmeübergang wird hier stark durch die Rippen im Einlauf mitbestimmt, welche vor allem auf die Strömung in Wandnähe wirken und damit direkt auf den Wärmeübergang.

Im mittleren Wärmeübergang (dargestellt in Abbildung 53a und 53b zusammen mit dem jeweiligen Druckverlust) spiegeln sich die hier beschriebenen Verteilungen wieder. Der Wärmeübergang auf der „berippten“ Seite und der Rückwand des unberippten Kanalsystems ändert sich mit der Verschiebung der Rückwand und folgt etwa dem Verlauf des Druckverlustes. Die Änderungen sind dabei aber deutlich weniger ausgeprägt als im Druckverlust. Beim berippten Kanalsystem zeigt der Wärmeübergang dazu fast keine Veränderung, insbesondere für die „berippten“ Seite, und er ist somit näherungsweise unabhängig von der Größe der Umlenkung.

7.1.3 Optimierung des Abstandes W_{el}

Für die Auslegung der Umlenkung bedeutet dies, dass mit einer Veränderung des Abstandes Rückwand – Trennsteg der Wärmeübergang nur geringfügig beeinflusst werden kann. Der Druckverlust weist dagegen ein deutliches Minimum für einen Abstand von etwa $W_{el} = 1 - 1,25\,W$ auf. Dieser Abstand stellt somit ein Optimum für eine effiziente Umlenkung dar. Man erhält eine Umlenkung mit einem hohen Wärmeübergang und sehr niedrigem Druckverlust.



(a) $H/W = 4$ ohne Rippen **(b)** $H/W = 4$, $e/H = 0,05$, $\varphi = 45°$

Abbildung 53: Mittlerer Wärmeübergang und Druckverlust in der Umlenkung in Abhängigkeit vom Abstand Rückwand – Trennsteg

Im vorherigen Kapitel ist bereits dargestellt worden, dass Steigerungen im Wärmeübergang in der Regel eine deutliche Steigerung des Druckverlustes zur Folge haben. Daher wird häufig die Kühleffektivität $\eta = (\mathrm{Nu}/\mathrm{Nu}_0)/(\Delta p/\Delta p_0)^{1/3}$ (Gleichung (6.1)) der verschiedenen Kühlverfahren miteinander verglichen, um sowohl die Änderung im Wärmeübergang als auch im Druckverlust zu berücksichtigen. Da auch hier die Änderungen im Druckverlust mit Änderungen im Wärmeübergang einhergehen, wird die Veränderung der Umlenkung auch bzgl. der Kühleffektivität beurteilt.

In Abbildung 54 ist diese Kühleffektivität für den glatten und berippten ($e/H = 0,05$, $\varphi = 45°$) Kanal sowohl für die „berippte“ Seite der Umlenkung als auch für die Rückwand dargestellt. Für den Druckverlust Δp_0 im unberippten Kanal wird hier der dynamische Druck $0,5\,\rho\,\bar{v}^2$ der Strömung angesetzt und somit für das Druckverlustverhältnis $\Delta p/\Delta p_0$ der normierte Druckverlust Δp^* verwendet. Nach Abbildung 54 zeigt hier aber auch die Kühleffektivität bei einem Abstand von $W_{el} = W$ ein Maximum, welches mit einer Vergrößerung des Abstandes kontinuierlich absinkt. Die Änderung des Druckverlustes gegenüber der Änderung des Wärmeübergangs ist somit ausgeprägter als bei den bisher untersuchten Kühlelementen und es kann durch die Wahl des geeigneten Abstandes der Druckverlust ohne große Reduzierung des Wärmeübergangs deutlich gesenkt werden. Nur für die „berippte“ Seite in der Umlenkung des glatten Kanalsystems ist die Kühleffektivität näherungsweise konstant.

Somit weisen die Umlenkungskonfigurationen mit einem Abstand zwischen Rückwand und Trennsteg von $W_{el} = 1 - 1,25\,W$ das beste Verhältnis zwischen hohem Wärmeüber-

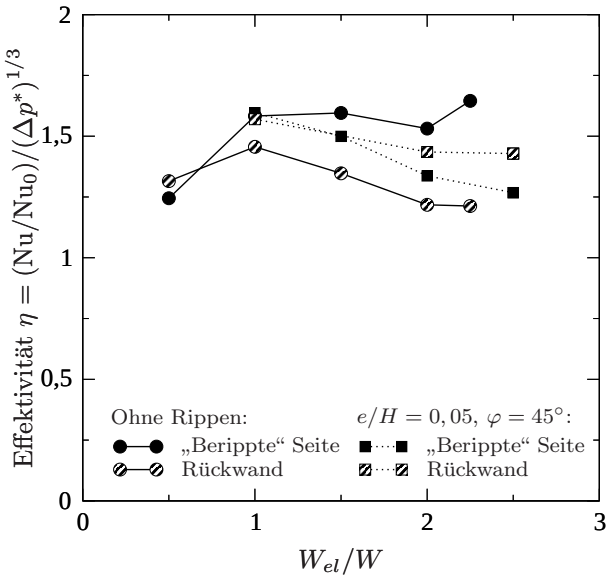


Abbildung 54: Kühleffektivität für die Umlenkung $H/W = 4$

gang und niedrigem Druckverlust auf. Die bisher vielfach verwendete Umlenkung mit $W_{el} = W$ liegt damit im Bereich dieses Optimums.

7.2 Rippen im Auslauf

Aus den bisherigen Untersuchungen ergibt sich, dass in der Umlenkung ein sehr hoher Wärmeübergang durch die starke Beschleunigung der Strömung und durch Prallkühlungseffekte auftritt, welcher sich bis in den Auslauf hinein erstreckt. Selbst für das unberippte Kühlsystem ergeben sich sehr hohe Werte, welche zum Teil höher als in geraden, berippten Kanälen sind. Zudem ist im vorherigen Abschnitt gezeigt worden, dass durch eine entsprechende Auslegung der Umlenkung auch der Druckverlust in dieser reduziert werden kann bei gleichzeitiger Beibehaltung des hohen Wärmeübergangs. Bei einem Abstand von $1 - 1,25\, W/W_{el}$ erreicht dieser ein Minimum.

Um diesen Druckverlust noch weiter zu senken, werden nun verschiedene Rippenpaare im Auslauf entfernt, da in diesem Bereich bereits der unberippte Kanal einen sehr hohen Wärmeübergang zeigt. Dieser wird durch die zusätzlichen Rippen nur wenig gesteigert. Daher wird hier die Zahl der Rippen variiert und bis zu fünf Rippenpaare entfernt.

Für die Variation der Rippen im Auslauf wird die Geometrie $H/W = 4$, $e/H = 0,05$, $\varphi = 60°$ verwendet, welche bereits in den vorherigen Abschnitten die besten Werte erzielt hat. Um eine gute Vergleichbarkeit mit den vorherigen Untersuchungen zu erreichen, wird der Abstand zwischen Rückwand und Trennsteg bei $W_{el} = W$ belassen, welches

auch gleichzeitig in etwa dem optimalen Abstand mit sehr niedrigem Druckverlust entspricht. Schrittweise werden hier dann ein bis fünf Rippenpaare entfernt und jeweils der Druckverlust und Wärmeübergang vermessen.

7.2.1 Wärmeübergang

Für die Messung des Wärmeübergangs ist nun aber zu berücksichtigen, dass bisher für die Messungen in der Umlenkung und im Auslauf als Fluidtemperatur die massenstromgemittelte Temperatur im Einlauf verwendet worden ist. Der Temperaturabfall in der Umlenkung ist dagegen nicht korrigiert worden. Dieser ist durch die komplexen Strömungsstrukturen messtechnisch oder analytisch nur schwierig zu bestimmen und, da bisher überwiegend der Wärmeübergang in der Umlenkung betrachtet worden ist, hierfür auch nicht relevant. Nun wird aber gezielt der Auslaufbereich untersucht, so dass eine entsprechende Korrektur erforderlich wird.

Jenkins u.a. [51, 70] haben an dieser Kanalgeometrie umfangreiche Temperaturmessungen durchgeführt und an verschiedenen Querschnitten im Kanal das Temperaturprofil aufgenommen. Diese Daten werden nun für die Bestimmung der massenstromgemittelten Fluidtemperatur verwendet. Die Temperaturprofile für die Positionen $1,7\,D_h$ und $11,7\,D_h$ stromab von der Umlenkung sind mit numerischen Daten verglichen und hieraus die massenstromgemittelte Temperatur bestimmt worden. Zwischen diesen beiden Positionen ist die Fluidtemperatur mit Hilfe der in Abschnitt 3.2.3 beschriebenen Energiebilanzbetrachtungen interpoliert worden. Details zu der Bestimmung der Fluidtemperatur sind in [70] zu finden.

In Abbildung 55 ist die Verteilung des Wärmeübergangskoeffizienten für die unterschiedliche Anzahl an Rippen dargestellt. Man erkennt, wie durch das fortschreitende Entfernen der Rippen der Wärmeübergang im Auslauf mehr und mehr in den Wärmeübergang für den unberippten Kanal übergeht. Dieser Wärmeübergang entspricht dabei aber nicht vollständig dem Wärmeübergang im unberippten Kanalsystem, da die Strömung, insbesondere im Bereich der Umlenkung, noch durch die im Einlauf vorhandenen Rippen beeinflusst wird. Die Ergebnisse sind aber ähnlich und es zeigt sich der hohe Wärmeübergang nach der Umlenkung durch die hohen Strömungsgeschwindigkeiten und der Prallkühlung auf der „unberippten“ Seite. Dieser sinkt mit fortschreitender Entfernung von der Umlenkung ab und würde bei einem entsprechend langen unberippten Kanalabschnitt in den Wärmeübergang für eine vollausgebildete Strömung im unberippten Kanal übergehen. Für den hier betrachteten kurzen Kanalabschnitt ist der Wärmeübergang aber

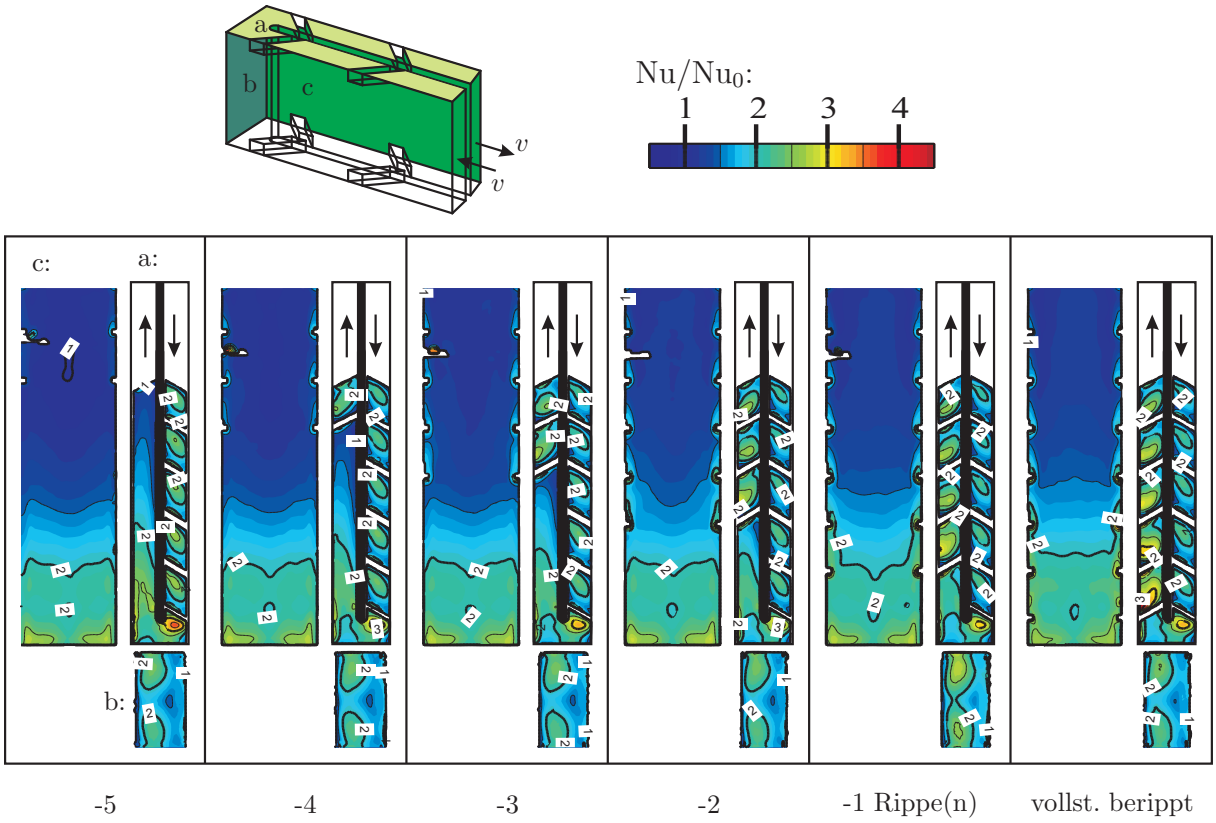
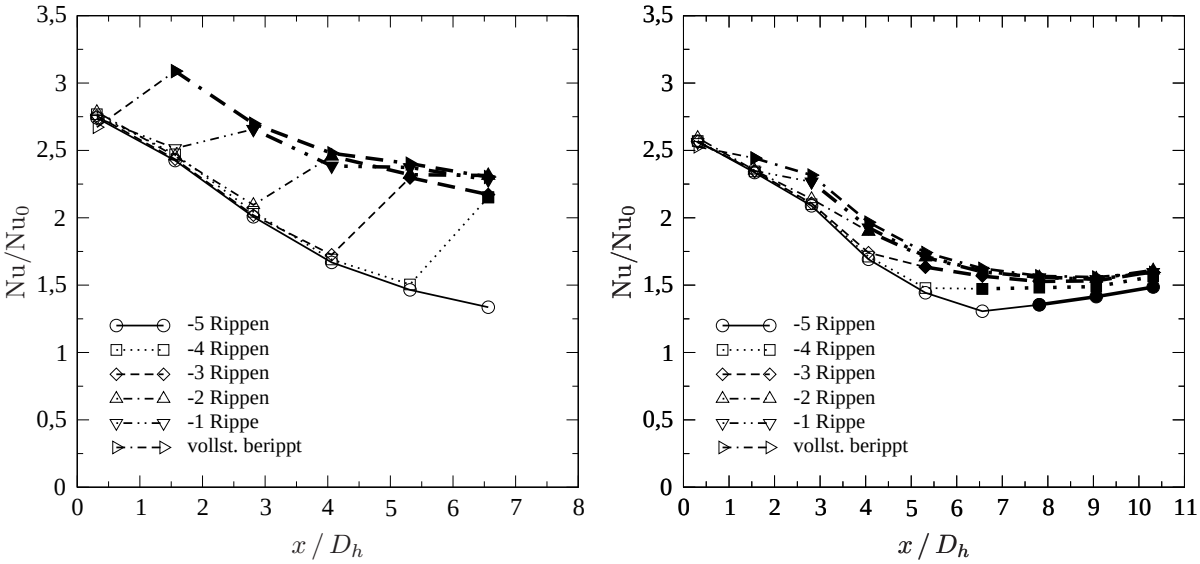


Abbildung 55: Wärmeübergang ($\mathrm{Nu}/\mathrm{Nu}_0$) in der Umlenkung $H/W = 4$, $e/H = 0,05$, $\varphi = 60°$ mit unterschiedlicher Anzahl an Rippen.

durch den Einfluss der Umlenkung weiterhin sehr hoch, so dass dieser erst nach dem Entfernen des dritten oder vierten Rippenpaares unter den Wert des berippten Einlaufkanals sinkt.

Genauer ist dies im mittleren Wärmeübergang zu erkennen. In Abbildung 56a und 56b ist der mittlere Wärmeübergang auf der „berippten“ und „unberippten“ Seite für alle Rippenzusammenstellungen dargestellt. Gemittelt wird dabei jeweils über einen Rippenzwischenraum. Betrachtet man zunächst nur die Konfiguration, bei der fünf Rippenpaare entfernt worden sind, so ist zu erkennen, dass trotz der fehlenden Rippen der Wärmeübergang nach der Umlenkung größtenteils höher ist als im nachfolgenden berippten Abschnitt. Erst nach dem dritten fehlenden Rippenpaar sinkt der Wert unter den Wert des berippten Einlaufkanals. Durch das Entfernen der Rippen erhält man somit weiterhin vergleichbare Werte wie in einem geraden, berippten Kanal.

Betrachtet man nun sämtliche Rippenzusammenstellungen, so ergibt sich durch die Rippen noch eine zusätzliche Steigerung des Wärmeübergangs, vor allem auf der „berippten“ Seite. Auf der „unberippten“ Seite fällt diese schwächer aus. Insgesamt ist sie aber geringer als eine vergleichbare Wärmeübergangserhöhung beim Einsetzen von Rippen in



(a) „Berippte“ Seite **(b)** „Unberippte“ Seite

Abbildung 56: Mittlerer Wärmeübergang im Auslauf für verschiedene Anzahl an Rippen. Der unberippte Kanalabschnitt ist für jede Konfiguration jeweils durch dünne Linien und ungefüllte Symbole gekennzeichnet, der berippte Teil durch dickere Linien und gefüllte Symbole.

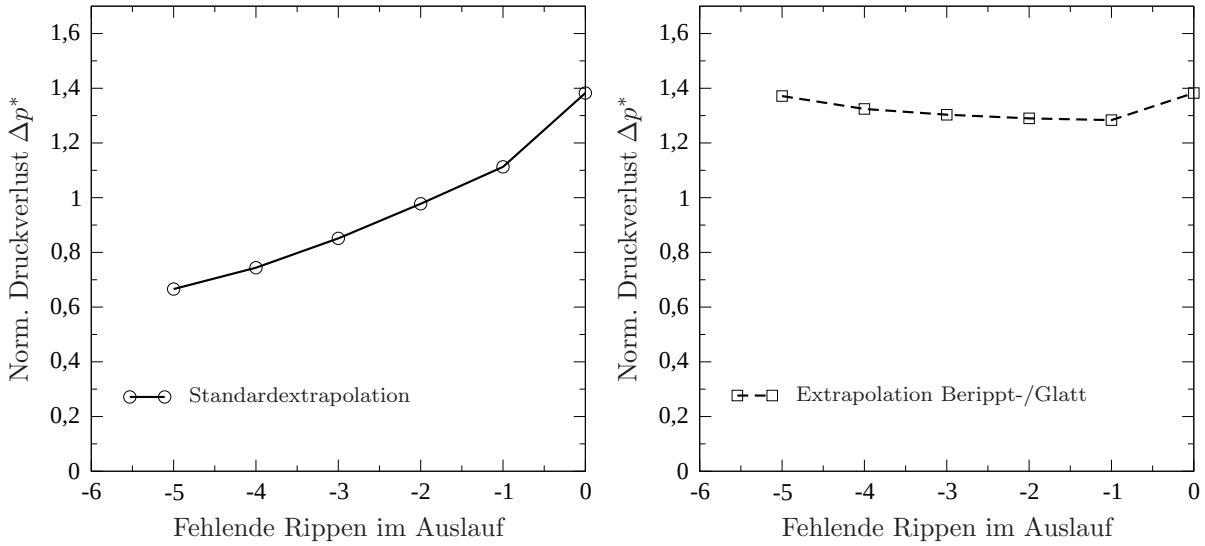
einem geraden, unberippten Kanal.

Entscheidend an dieser Abbildung ist, dass der Verlauf des Wärmeübergangs im Wesentlichen durch die beiden Extrema, *vollständig berippt* und *unberippt*, beschrieben wird. Werden Rippen im Auslaufbereich entfernt, so folgt der Verlauf zunächst dem Verlauf für den unberippten Kanal. Nach dem Einsetzen der Rippen wechselt der Wärmeübergang aber direkt auf den Wärmeübergang des vollständig berippten Kanals und folgt diesem weiter. Mit der Kenntnis des Wärmeübergangs im vollständig berippten und unberippten Auslaufkanals können somit sämtliche Zwischenkonfigurationen bestimmt werden.

7.2.2 Druckverlust

Das Entfernen der Rippen beeinflusst auch den Druckverlust im Bereich der Umlenkung. In Abbildung 57a ist dieser Druckverlust dargestellt. Hierbei ist die Standardextrapolation verwendet worden, wie sie in Abschnitt 4.2 beschrieben worden ist. Es zeigt sich, dass der Druckverlust der Umlenkung deutlich reduziert wird und bei einem geringfügig geringeren Wärmeübergang eine deutliche Druckverlustreduzierung erreicht wird. Die Effizienz des Systems kann somit voraussichtlich gesteigert werden.

Diese starke Reduktion des Druckverlustes in der Umlenkung erfolgt dabei aber nicht in oder durch die Umlenkung selbst, sondern es wird der Druckverlust im nachfolgenden Auslauf durch das Entfernen der Rippen reduziert. Diese Reduktion des Druckverlustes

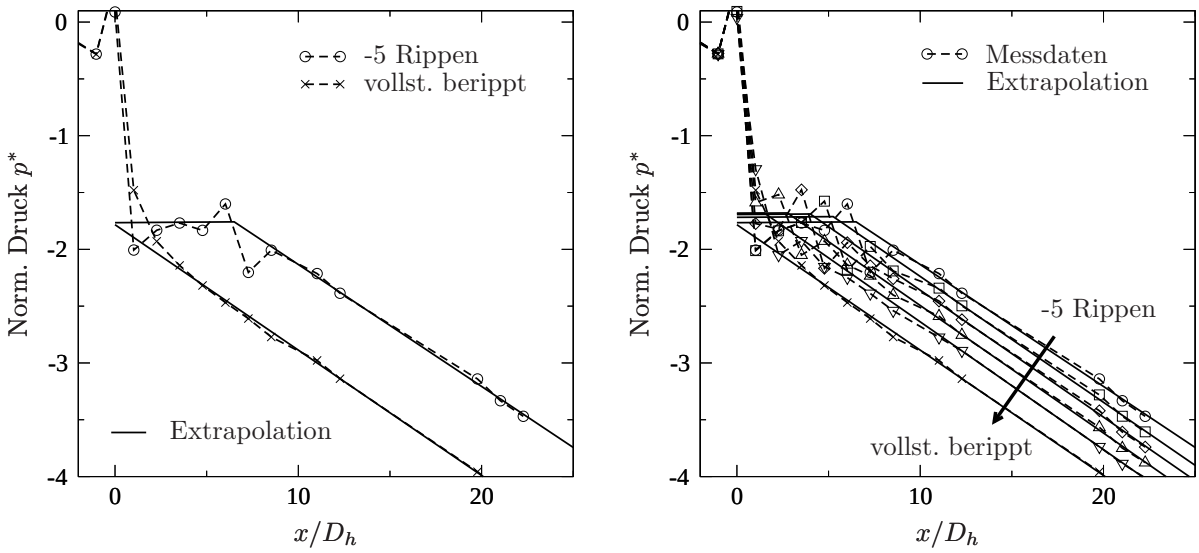


(a) Standardextrapolation **(b)** Extrapolation Berippt/Glatt

Abbildung 57: Druckverlust in der Umlenkung für eine unterschiedliche Anzahl an Rippen im Auslauf.

im Auslauf wird nun zum Druckverlust der Umlenkung hinzugerechnet, d.h. sie wird in dieser Darstellung dem falschen Element des Kühlsystems zugeordnet. Dies ist bedingt durch die hier generell verwendete Extrapolation zur Bestimmung des Druckverlustes in der Umlenkung. Diese Standardextrapolation ist so gewählt worden, dass das Kühlsystem in die drei Abschnitte Einlaufkanal, Umlenkung und Auslaufkanal unterteilt werden kann, welche dann bzgl. des Druckverlustes unabhängig voneinander betrachtet werden können. Da die Umlenkung auch den Anfangsbereich des Auslaufkanals beeinflusst, werden bei der Standardextrapolation diese Effekte auch der sie verursachenden Umlenkung zugeordnet und der Auslaufkanal als homogen betrachtet. Diese Annahme ist aber nur für gleichförmige Kanäle gültig. Sind die Kanäle nicht mehr gleichförmig und treten Änderungen innerhalb des Kanals auf, so wird die durch diese Änderungen hervorgerufene Beeinflussung des Druckverlustes ebenfalls der Umlenkung zugerechnet. Es werden somit verschiedene Einflüsse gemischt und die Extrapolation kann in dieser Form nicht mehr angewendet werden.

Um den Einfluss der Umlenkung auf den Druckverlust im Auslauf von dem Einfluss der Rippenvariation zu trennen, müssen daher die einzelnen Abschnitte des Auslaufkanals getrennt voneinander betrachtet werden. Hierzu wird der Auslaufkanal in die beiden Abschnitte, *berippt* und *unberippt*, unterteilt und versucht, den Druckverlust in diesen Abschnitten durch entsprechende Korrelationen zu beschreiben. Hierbei wird eine möglichst kompakte Darstellung angestrebt. In Abbildung 58a ist der Druckverlust in diesen Abschnitten nach der Umlenkung dargestellt. Dabei sind zunächst nur die Druckverläufe



(a) Ausgewählte Konfigurationen **(b)** Alle Konfigurationen

Abbildung 58: Druckverlauf nach der Umlenkung für verschiedene Rippenkonfigurationen im Auslauf

für den vollständig berippten Kanal und für den Kanal, bei welchem fünf Rippenpaare entfernt worden sind, abgebildet. Es zeigt sich für die berippten Abschnitte der Kanäle ein konstanter Druckabfall und die Druckänderungen verlaufen in diesen parallel zueinander. Im unberippten Abschnitt (bis etwa $x = 6,4\,D_h$) des Kanals, bei welchem fünf Rippenpaare entfernt worden sind, ändert sich der Druck dagegen kaum und der Druckabfall ist minimal. Dies entspricht dem Druckverlauf in einem unberippten Kanal, welcher sehr gering ist und in welchem der Druck gegenüber dem berippten Kanal näherungsweise als konstant angesehen werden kann. Aus diesem Grund werden die beiden Kanalabschnitte *unberippt* und *berippt* jeweils mit dem Druckabfall für einen unberippten und berippten Kanal mit vollständig ausgebildeter Strömung approximiert. Für den berippten Kanal werden dabei die bisherigen Werte verwendet, für den unberippten Abschnitt die Korrelationen für den glatten Kanal nach McAdams (Gleichung (2.12)).

Diese Korrelationen sind in Abbildung 58a eingezeichnet und sie beschreiben den Druckverlauf bis auf den Übergangsbereich zwischen den beiden Kanalabschnitten sehr gut. Für die Extrapolation in den Punkt $x = 0$ nehmen diese sogar dieselben Werte an, welches darauf hindeutet, dass hierdurch der Einfluss der Umlenkung von dem Effekt der Entfernung der Rippen getrennt werden kann. Fügt man nun auch die anderen Rippenkonfigurationen hinzu (Abbildung 58b), so ergibt sich dasselbe Bild. Der hieraus extrapolierte Druckverlust in der Umlenkung ist näherungsweise konstant. Dieser ist zur Verdeutlichung explizit in Abbildung 57b über der Anzahl der entfernten Rippenpaare dargestellt. Es sind dabei nur geringfügige Variationen zu erkennen, welche in erster Näherung als konstant

angenommen werden können. Diese Extrapolation stellt somit den Druckverlust in der Umlenkung und den Einfluss der verschiedenen Elemente auf den Druckverlust besser dar als die bisher verwendete Standardextrapolation.

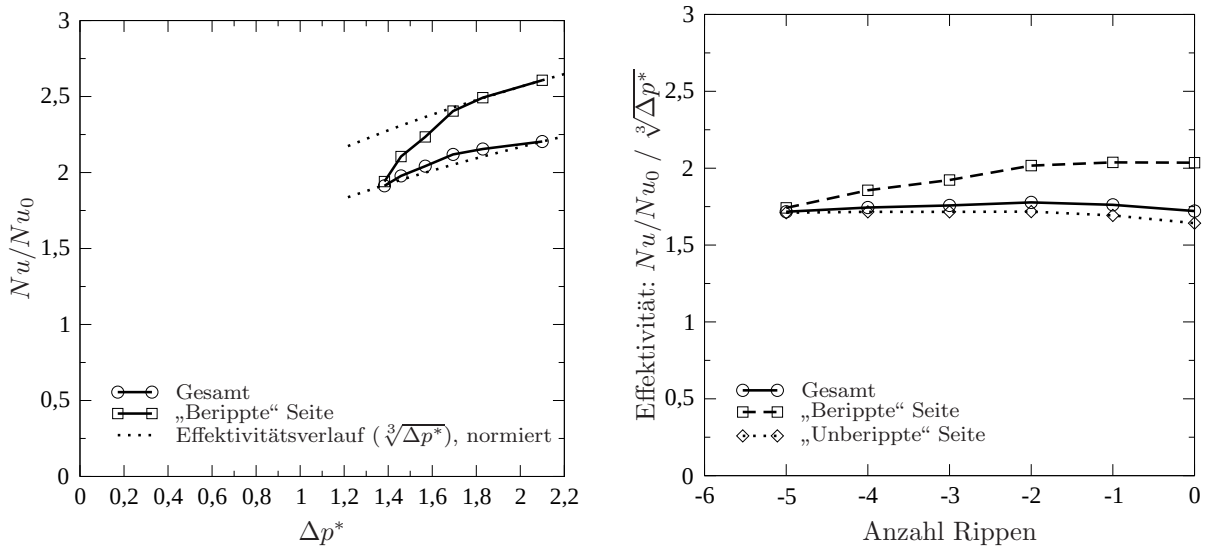
Hieraus folgt, dass sowohl der Wärmeübergang als auch der Druckverlust in einem Zweikanal-Kühlsystem mit variierender Zahl an Rippen im Auslauf sehr gut beschrieben werden kann durch eine Unterteilung des Systems in die Abschnitte Einlaufkanal, Umlenkung, *unberippter* und *berippter* Auslaufkanal. Mit der Kenntnis des Wärmeübergangs und des Druckverlustes im berippten Einlaufkanal, der Umlenkung und des vollständig berippten und vollständig unberippten Auslaufkanals können nun sämtliche Zwischenkonfigurationen bestimmt und der Wärmeübergang und Druckverlust entsprechend berechnet werden. Für den Druckverlust ist sogar nur die Kenntnis des vollständig berippten Systems erforderlich, da der Druckabfall im unberippten Abschnitt im Auslauf durch die allgemeine Korrelation für einen glatten Kanal mit hydraulisch vollausgebildeter Strömung beschrieben wird. Diese Darstellung ist sehr hilfreich für die praktische Auslegung eines Kühlsystems einer Gasturbinenschaufel.

7.2.3 Kühleffektivität

Durch das Entfernen der Rippen sinkt der Druckverlust im Bereich der Umlenkung und des Auslaufs stark ab, wobei sich der Wärmeübergang dagegen nur bedingt verringert. Dies deutet auf eine Steigerung der Effizienz dieses Systems hin. Diese Effizienzsteigerung wird nun analog zu den im vorherigen Kapitel untersuchten Kühlverfahren analysiert, um die Kühleffektivität des Systems zu beschreiben.

Hierzu wird ein Gesamtsystem der Umlenkung, bestehend aus der Umlenkung und dem hier untersuchten Bereich des Auslaufs, betrachtet. In diesem System wird der Wärmeübergang in der Umlenkung und für die fünf Rippensegmente im Auslauf gemittelt. Dies erfolgt sowohl getrennt für die „berippte“ und die „unberippte“ Seite als auch für beide Seiten zusammen. Für den Gesamtmittelwert werden dabei die unterschiedlichen Flächenverhältnisse der beiden Seiten mitberücksichtigt. Für den Druckverlust wird die Druckverlustdifferenz zwischen dem Anfang der Umlenkung und dem Ende des untersuchten Auslaufbereichs bestimmt. In Abbildung 59a ist der gemittelte Wärmeübergang für den gesamten Kanalabschnitt sowie nur für die „berippte“ Seite über dem Druckverlust Δp^* dargestellt. Ebenso ist für jede Seite der Verlauf $\sqrt[3]{\Delta p^*}$ eingetragen, welcher jeweils auf den Wert für den vollständig berippten Kanal normiert ist.

Es zeigt sich, dass der mittlere Wärmeübergang für beide Seiten zusammen etwa dem Verlauf $\sqrt[3]{\Delta p^*}$ folgt, wobei der mittlere Bereich der Kurve (ein bis drei Rippenpaare sind entfernt) etwas erhöht ist. Betrachtet man dagegen nur die „berippte“ Seite alleine, so



(a) Wärmeübergang – Druckverlust **(b)** Effektivität

Abbildung 59: Vergleich Wärmeübergang zum Druckverlust über die fünf Rippenelemente im Auslauf der Umlenkung $H/W = 4$, $e/H = 0,05$, $\varphi = 60°$

fällt hier der Wärmeübergang deutlich stärker mit abnehmendem Druckverlust ab, als dies nach dem Verlauf $\sqrt[3]{\Delta p^*}$ zu erwarten wäre. Hier hat sich bereits im mittleren Wärmeübergang für die einzelnen Rippenelemente ergeben, dass der hohe Wärmeübergang auf der „berippten“ Seite durch die Rippen noch gesteigert werden kann, was hier wieder sichtbar wird. Nur alleine auf die „berippte“ Seite bezogen kann somit durch das Entfernen von Rippen die Effektivität der Umlenkung nicht gesteigert werden. Über den gesamten Kanal betrachtet, kann dagegen eine geringe Steigerung erzielt werden. Gleiches zeigt sich in der in Abbildung 59b dargestellten Kühleffektivität für die einzelnen Seiten. Für den gesamten Kanal sowie die „unberippte“ Seite steigt die Kühleffektivität mit dem Entfernen von Rippen an, fällt aber bereits nach dem Entfernen des zweiten Rippenpaares wieder ab. Zudem ist dieser Effekt dabei auch nur sehr gering ausgeprägt. Für die „berippte“ Seite sinkt dagegen die Effektivität mit dem Entfernen von Rippen stark ab.

Zur Steigerung der Kühleffektivität ist somit das Entfernen von Rippen nach der Umlenkung im Auslauf nicht gut geeignet. Auf den gesamten Kanalabschnitt bezogen wird sie allerdings nur geringfügig beeinflusst und verändert sich durch das Entfernen der Rippen kaum. Die Kühleffektivität ist aber auch nur sehr bedingt zur Beurteilung der Effizienz eines Kühlsystems geeignet, insbesondere wenn sie, wie hier, nur auf einen Teil des Systems angewendet wird. Für die praktische Umsetzung muss das vollständige Kühlsystem betrachtet werden. Ebenso sind noch zahlreiche weitere Parameter zu berücksichtigen, wie z.B. die von außen anliegende Wärmebelastung, welches hier nicht mit einbezogen werden kann. In einer Umlenkung z.B., welche nur eine geringe Wärmebelastung aufweist, kann

hierdurch ein möglichst niedriger Druckverlust erzielt werden.

Der Einsatz eines unberippten Abschnittes nach der Umlenkung hängt damit vom jeweiligen Anwendungsfall ab und stellt eine interessante Möglichkeit dar, den Wärmeübergang und den Druckverlust an die jeweiligen Anforderungen anzupassen. Für diese Anpassung steht die in den beiden vorherigen Abschnitten entwickelte Berechnungsmethode für den Druckverlust und den Wärmeübergang zur Verfügung.

8 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit ist der Einfluss unterschiedlicher Kühlkanalgeometrien auf den Wärmeübergang und den Druckverlust in einem Zweikanal-Kühlsystem einer Gasturbinenschaufel untersucht worden. Es sind hier gezielt schmale Kanäle mit einem Höhen (H) zu Breiten (W) Verhältnis von $H/W = 4$ betrachtet worden, wie sie neu in modernen Gasturbinenschaufeln eingesetzt werden, und diese mit einem bereits intensiver untersuchten Kühlsystem mit breitem Querschnitt verglichen worden. Die Untersuchungen umfassen sowohl den geraden Ein- und Auslaufkanal des Kühlsystems als auch die Umlenkung zwischen den beiden Kanälen. Ein besonderes Augenmerk ist dabei auf die Wechselwirkungen zwischen diesen einzelnen Elementen gelegt worden. Zur Steigerung des Wärmeübergangs in diesen Kühlsystemen werden häufig Turbulatoren in Form von Rippen auf den Kanalinnenseiten eingesetzt. Auch ihr Einfluss auf das System ist daher für verschiedene 45°- und 60°-Rippen im Ein- und Auslaufkanal untersucht worden.

Für die Untersuchungen sind zunächst verschiedene zweidimensionale Verfahren zur Messung des Wärmeübergangs, die stationäre und transiente Flüssigkristallmethode, evaluiert worden. Beide Methoden sind gut für die Messung des Wärmeübergangs geeignet, wobei ihre jeweiligen thermischen Randbedingungen für das Ergebnis zu berücksichtigen sind. Für die nachfolgenden Messungen hat sich die transiente Methode aufgrund ihrer, auch für komplexe Geometrien, einfacheren Anwendbarkeit als geeigneter erwiesen. Bei dieser Methode stellt dabei die Bestimmung der charakteristischen Fluidtemperatur, der massenstromgemittelten Temperatur, eine Einschränkung der erreichbaren Genauigkeit dar. Die massenstromgemittelte Temperatur ist experimentell nur schwierig zugänglich. Durch eine geeignete Kombination aus einem analytischen Modell zur Beschreibung des Temperaturverlaufs, numerischen Untersuchungen und Temperaturmessungen an verschiedenen Positionen im Kanal ist eine Bestimmung der massenstromgemittelten Temperatur für jede Position innerhalb der geraden Abschnitte möglich geworden. Dies hat die erzielbare Genauigkeit der transienten Methode zur Wärmeübergangsmessung deutlich gesteigert.

Aus den Untersuchungen des Druckverlustes und des Wärmeübergangs zeigt sich für die unberippten, geraden Kühlkanäle ein vergleichbares Verhalten unabhängig vom Querschnitt. Der Druckverlust und der Wärmeübergang in diesen sind gleich und entsprechen den allgemein in der Literatur angegebenen Werten. Erst für die berippten Kanäle ergibt sich in dem breiten Kanal mit $H/W = 0,5$ ein höherer Wärmeübergang und ein deutlich höherer Druckverlust gegenüber dem schmalen Kanalquerschnitt. Die Kühleffektivität $\eta = (\mathrm{Nu}/\mathrm{Nu}_0)/(f/f_0)^{1/3}$ ist aber für beide Kanäle annähernd gleich. In der Umlenkung wird dagegen ein deutlicher Vorteil des schmaleren Querschnittes gegenüber den breiten

Kühlkanälen sichtbar. Die Umlenkung mit einem Querschnitt von $H/W = 4$ erzielt einen höheren Wärmeübergang bei einem gleichzeitig niedrigeren Druckverlust. Sie weist damit für Anwendungen in Kühlsystemen bessere Eigenschaften auf als die breite Umlenkung.

Die Strömung und der Wärmeübergang in den Kühlsystemen werden durch die eingesetzten Rippen bestimmt. Die Rippen im Einlaufkanal beeinflussen dabei die Strömung sowohl im Einlaufkanal als auch in der Umlenkung. Durch die Wahl entsprechender Rippen kann somit der Wärmeübergang und Druckverlust im gesamten System optimiert werden. Die besten Eigenschaften weisen hier 60°-Rippen mit einer Höhe von $e/H = 0,05$ auf. Die Untersuchungen zeigen aber auch, dass durch eine Erhöhung der Rippen der Wärmeübergang nur begrenzt gesteigert werden kann. Die hier untersuchten Rippen mit einer Höhe von $e/H = 0,1$ schirmen die Strömung hinter der Rippe ab, so dass die niedrigen Rippen mit $e/H = 0,05$ deutlich bessere Werte als die höheren Rippen aufweisen.

Für die Umlenkung besteht ein weiteres Optimierungspotential in der Variation des Abstandes der Rückwand zum Trennsteg W_{el}. Für einen Abstand von $W_{el} = 1 - 1,5\,W$ ergibt sich ein Druckverlustminimum, während sich der mittlere Wärmeübergang nur geringfügig ändert. Für größere Abstände entsteht hier im hinteren Teil der Umlenkung ein Rezirkulationsgebiet, welches den zur Verfügung stehenden Querschnitt einschnürt und den Druckverlust wieder ansteigen lässt. Dies Verhalten ist in erster Näherung unabhängig von der gewählten Rippenkonfiguration.

Weiterhin kann der Druckverlust im Bereich der Umlenkung durch das Entfernen von Rippen im Auslauf reduziert werden, mit einer nur leichten Reduktion des Wärmeübergangs. Durch eine entsprechende Wahl der Rippen im Auslauf kann so der Wärmeübergang und Druckverlust an die äußeren Anforderungen angepasst werden. Dies ist am Beispiel der Konfiguration $H/W = 4$, $e/H = 0,05$, $\varphi = 60°$ gezeigt worden. Für diese Anpassung können dabei die entsprechenden Werte allein aus der Kenntnis der Grundkonfigurationen (unberippt/berippt) bestimmt werden, welches hier ebenso vorgestellt worden ist.

Insgesamt sind umfangreiche Untersuchungen der Kühlungseigenschaften eines Zweikanal-Kühlsystems mit einem schmalen Querschnitt von $H/W = 4$ durchgeführt worden. Dabei sind die verschiedenen Geometrieparameter und Einbauten in diesem System variiert und das System hinsichtlich eines hohen Wärmeübergangs und niedrigen Druckverlustes optimiert worden. Dabei konnten verschiedene Werkzeuge für die Auslegung der Kühlsysteme sowie für weitere Messungen des Wärmeübergangs und Druckverlustes entwickelt werden.

Literatur

[1] *Durchflussmessung von Fluiden mit Drosselgeräten in voll durchströmten Leitungen mit Kreisquerschnitt.* DIN EN ISO 5167, Oktober 2000. Teil 1 und 3.

[2] *Stainless Steels.* EN 10088, 2005.

[3] Astarita, T. und G. Cardone: *Thermofluidynamic analysis of the flow in a sharp 180deg turn channel.* Experimental Thermal and Fluid Science, 20:118–200, 2000.

[4] Barlow, R.J.: *Statistics.* John Wiley & Sons, 1989.

[5] Benedetti, B., S. Jaamei, D. Johns und J. Krueckels: *Turbinenschaufel.* Patent Nr.: DE 10355449 A1, Dezember 2002.

[6] Besserman, D.L. und S. Tanrikut: *Comparison of Heat Transfer Measurements With Computations for Turbulent Flow Around a 180deg Bend.* Journal of Turbomachinery, 114:865–871, 1992.

[7] Bonhoff, B., U. Tomm und B.V. Johnson: *Heat Transfer Predicitions for U-Shaped Coolant Channels with Skewed Ribs and with Smooth Walls.* In: *Turbo Asia Conference*, Seiten 1–11, Jakarta, Indonesia, 1996. American Society of Mechanical Engineers ASME.

[8] Boyle, R.J.: *Heat Transfer in Serpentine Passages With Turbulence Promoters.* ASME Paper No. 84-HT-24, 1984.

[9] Buchlin, J.M. und F. Chartier: *Convective Heat Transfer in a Channel with a Perforated Rib.* Technischer Bericht, Addendum zum Buch Measurement Techniques in Fluid Dynamics, 2001.

[10] Carslaw, H.S. und J.C. Jaeger: *Conduction of Heat In Solids.* Oxford at the Clarendon Press, 1959.

[11] Chandra, P.R., M.L. Fontenot und J.C. Han: *Effect of Rib Profiles on Turbulent Channel Flow Heat Transfer.* Journal of Thermophysics and Heat Transfer, 12(1):116–118, 1997.

[12] Chandra, P.R. und J.C. Han: *Pressure drop and mass transfer in two-pass ribbed channels.* Journal of Thermophysics, 3:315–320, 1989.

[13] Chandra, P.R., J.C. Han und S.C. Lau: *Effect of Rib Angle on Local Heat/Mass Transfer Distribution in a Two-Pass Rib-Roughened Channel.* In: *Gas Turbine Conference and Exhibition*, Anaheim, Kalifornien, 1987. American Society of Mechanical Engineers ASME.

[14] Chanteloup, D.: *Experimental Investigation of Heat Transfer and Flow Characteristics in Various Geometries of 2-Pass Internal Cooling Passages of Gas Turbine Airfoils.* Doktorarbeit, EPFL Lausanne, 2002.

[15] Chanteloup, D. und J. von Wolfersdorf: *Analysis of a Transient Heat Transfer Experiment in a Two Pass Internal Collant Passage.* International Journal of Heat and Mass Transfer, 47:5313–5322, 2004.

[16] Chyu, M.K.: *Regional Heat Transfer in Two-Pass and Three-Pass Passages with 180-deg Sharp Turns.* ASME Journal of Heat Transfer, 113:63–70, 1991.

[17] Chyu, M.K. und V. Natarajan: *Determination of Local Heat Transfer on a flat surface roughened with broken ribs.* In: *Winter annual meeting of the American Society of Mechanical Engineers*, Seiten 25–31, San Francisco, Kalifornien, 1989.

[18] Clifford, R.J., T.V. Jones und S.T. Dunne: *Techniques for Obtaining Detailed Heat Transfer Coefficient Measurements Within Gas Turbine Blade and Vane Cooling Passages.* Technischer Bericht, ASME Paper No. 83-GT-58, 1983.

[19] Degussa AG: *Produktbeschreibung Plexiglas GS/XT*, April 2004.

[20] Eck, B.: *Technische Strömungslehre*, Band 1: Grundlagen. Springer Verlag, Berlin Heidelberg New York, 8. Auflage, 1978.

[21] Ekkad, S.V. und J.C. Han: *Detailed heat transfer distributions in two-pass square channels with rib turbulators.* International Journal of Heat and Mass Transfer, 40:2525–2537, 1998.

[22] Ekkad, S.V., Y. Huang und J.C. Han: *Detailed heat transfer distributions in two-pass square channels with rib turbulators and bleed holes.* International Journal of Heat and Mass Transfer, 41:3781–3791, 1998.

[23] Fan, C.S. und D.E. Metzger: *Effects of Channel Aspect Ratio on Heat Transfer in Rectangular Passage Sharp 180-deg Turns.* ASME Paper 87-GT-113, 1987.

[24] Gerthsen, Kneser und Vogel: *Physik.* Springer Verlag, 1992.

[25] Gnielinski, V.: *New equations for heat and mass transfer in turbulent pipe and channel flow.* International Journal of Chemical Engineering, 16:359–368, 1976.

[26] Graham, A., E. Sewall und K.A. Thole: *Flowfield Measurements in a Ribbed Channel Relevant to Internal Turbine Blade Cooling.* In: *Proceedings of ASME Turbo Expo*, Wien, Östereich, Juni 2004.

[27] Guoguang, H.-C. Chen, J.C. Han und J.D. Heidmann: *Computation of Flow and Heat Transfer in Rotating Smooth Channels with Several Channel Aspect Ratios by a Reynolds Stress Turbulence Model.* In: *ISROMAC 10*, Honolulu, Hawaii, März 2004.

[28] Guoguang, H.-C. Chen, J.C. Han und J.D. Heidmann: *Computation of Flow and Heat Transfer in Two-Pass Rotating Rectangular Channels (AR=1:1, AR=1:2, AR=1:4) with 45-deg Angled Ribs by Reynolds Stress Turbulence Model.* In: *ASME TurboExpo*, Wien, Östereich, Juni 2004.

[29] Haasenritter, A.: *Numerische Untersuchung und Optimierung von berippten Kühlkanalgeometrien für Gasturbinenschaufeln mit Genetischen Algorithmen.* Doktorarbeit, ITLR, Universität Stuttgart, 2006.

[30] Haasenritter, A., M. Amro und B. Weigand: *An Experimental and Numerical Study of the Heat Transfer Performance of Sharp-edged and Roughened Ribs in Square Ducts.* In: *9th International Symposium on Transport PHenomena and Dynamics of Rotating Machinery*, Honolulu, Hawaii, 2002.

[31] Han, J.C.: *Heat Transfer and Friction in Channels with Two Opposite Rib-Roughened Walls.* ASME Journal of Heat Transfer, 106:774–781, 1984.

[32] Han, J.C.: *Heat Transfer and Friction Characteristics in Rectangular Channels with Rib Turbulators.* Journal of Heat Transfer, 110:321–328, 1988.

[33] Han, J.C., P.R. Chandra und S.C. Lau: *Local Heat/Mass Transfer Distributions Around Sharp 180deg Turns in Two-Pass Smooth and Rib-Roughened Channels.* Journal of Heat Transfer, 110:91–98, 1988.

[34] Han, J.C. und S. Dutta: *Recent Developments in Turbine Blade Internal Cooling.* In: *International Symposium on Heat Transfer in Gas Turbine Systems*, August 2000.

[35] Han, J.C., S. Dutta und S.V. Ekkad: *Gas Turbine Heat Transfer and Cooling Technology.* Taylor & Francis, New York, 2000.

[36] Han, J.C., S. Dutta und S.V. Ekkad: *Recent Developments in Turbine Blade Internal Cooling.* Heat Transfer in Gas Turbine Systems, 934:162–178, 2001.

[37] Han, J.C., L.R. Glicksmann und W.M. Rohsenow: *An Investigation of Heat transfer and Friction for Rib-Roughned Surfaces.* Int. Journal of Heat and Mass Transfer, Seiten 1143–1156, 1978.

[38] Han, J.C. und J.S. Park: *Developing Heat Transfer in Rectangular Channels with Rib Turbulators.* Int. Journal of Heat and Mass Transfer, 31:183–195, 1988.

[39] Han, J.C. und P. Zhang: *Pressure Loss Distribution in Three Pass Rectangular Channels with Rib Turbulators.* ASME Journal of Turbomachinery, 111:515–521, 1989.

[40] Han, J.C. und P. Zhang: *Effects of Rib-angle Orientation on Local Mass Transfer Distribution in Three-Pass Smooth and Rib-Roughened Channels.* ASME Journal of Turbomachinery, 113:123–130, 1991.

[41] Han, J.C. und Y.M. Zhang: *High Performance Heat Transfer Ducts with Parallel Broken and V-Shaped Broken Rib.* International Journal of Heat and Mass Transfer, 35:513–523, 1992.

[42] Hermanson, K., S. Parneix, J. von Wolferdorf und K. Semmler: *Prediction of Pressure Loss and Heat Transfer in INternal Cooling Passages.* Heat Transfer in Gas Turbine Systems, 934:448–455, 2001.

[43] Hippensteele, S.A., L.M. Russel und F.S. Stepka: *Evaluation of a Method for Heat Transfer Measurements and Thermal Visualization Using a Composite of a Heater Element and Liquid Crystals.* Technischer Bericht, NASA TM81639, 1981.

[44] Hippensteele, S.A., L.M. Russel und F.S. Stepka: *Evaluation of a Method for Heat Transfer Measurements and Thermal Visualization Using a Composite of a Heater Element and Liquid Crystals.* Transaction of the ASME, 105:184–189, 1983.

[45] Hirota, M., H. Fujita, A. Syuhada, S. Araki, T. Yoshida und T. Tanaka: *Heat/mass Transfer Characteristics in Two-Pass Smooth Channels with a Sharp 180-deg Turn.* International Journal of Heat and Mass Transfer, 42:3757–3770, 1999.

[46] Holman, J.P.: *Heat Transfer.* McGraw-Hill, New York, 9. Auflage, 2002.

[47] Hwang, G.J., S.C. Tzeng, C.P. Mao und C.Y. Song: *Heat Transfer in a Radially Rotating Four-Pass Serpentine Channel With Staggered Half-V Rib Turbulators.* Journal of Heat Transfer, 123:39–50, 2001.

[48] Ireland, P.T., D.R.H. Gillespie und Z. Wang: *Heating Element.* Britisch Patent Application, 1995. PCT/GB96/2017.

[49] Ireland, P.T. und T.V. Jones: *The Measurement of Local Heat Transfer Coefficients in Blade Cooling Geometries.* In: *AGARD Conference on Heat Transfer and Cooling in Gas Turbines*, Bergen, 1985. CP 390 Paper 28.

[50] Jeanmart, Hervé: *Flow and Heat Transfer in 180deg Bends.* Final Report Numerics, Projekt AG Turbo 2.4.10A, Universität Stuttgart, 2004.

[51] Jenkins, S.C., I.V. Shevchuk, J. von Wolferdorf und B. Weigand: *Transient thermal field measurements in a high aspect ratio channel related to transient thermochromic liquid crystal experiments.* In: *Proceedings of the 2007 ASME Turbo Expo*, Montreal, Canada, May 2007.

[52] Jones, R.A. und J.L. Hunt: *Use of Fusible Temperature Indicators for Obtaining Quantitative Aerodynamic Heat Transfer.* TR R-230, 1966. NASA.

[53] Kays, W., M. Crawford und B. Weigand: *Convective Heat and Mass Transfer.* McGraw-Hill, 2005.

[54] Kiml, R., S. Mochizuki und A. Murata: *Effects of Rib Arrangements on Heat transfer and Flow Behavior in a Rectangular Rib-Roughened Passage: Application to Cooling of Gas Turbine Blade Trailing Edge.* Journal of Heat Transfer, 123:675–681, 2001.

[55] Lakshminarayana, B.: *Fluid Dynamics and Heat Transfer of Turbomachinery.* Wiley, New York, 1996.

[56] Lau, S.C., R.D. McMillin und J.C. Han: *Turbulent Heat Transfer and Friction in a Square Channel with Discrete Rib Turbulators.* In: *Winter Annual Meeting of the American Society of Mechanical Engineers*, Seiten 33–41, San Francisco, Kalifornien, 1989.

[57] Liou, T.M., M.Y. Chen und Y.M. Wang: *Heat Transfer, Fluid Flow and Pressure Measurements Inside a Rotating Two-Pass Duct with Detached 90deg Ribs.* Journal of Turbomachinery, 125:567–574, 2003.

[58] Liou, T.M. und J.J. Hwang: *Developing Heat Transfer and Friction in a Ribbed Rectangular Duct with Flow Separation at Inlet.* ASME Journal of Heat Transfer, 114:565–573, August 1992.

[59] Liou, T.M. und J.J. Hwang: *Effect of Ridge Shapes on Turbulent Heat Transfer and Friction in a Rectangular Channel.* International Journal of Heat and Mass Transfer, 36(4):931–940, 1993.

[60] McAdams: *Heat Transmission.* 1st edn. McGraw-Hill, New York, 1942.

[61] Metzger, D.E.: *Cooling Techniques for Gas Turbine Airfoils.* In: *AGARD Conference, Norway*, Band 390, 1985.

[62] Metzger, D.E. und D.E. Larson: *Use of Melting Point Surface Coatings for Local Convection Heat Transfer Measurements in Rectangular Channel Flow With 90-deg Turns.* Journal of Heat Transfer, 108, Februar 1986.

[63] Metzger, D.E., C.W. Plevich und C.S. Fan: *Pressure Loss Through Sharp 180-deg Turns in Smooth Rectangular Channels.* ASME Journal of Engeneering For Gas Turbines and Power, 106:677–681, 1984.

[64] Metzger, D.E. und M.K. Sahm: *Heat Transfer Around Sharp 180-deg Turns in Smooth Rectangular Channels.* ASME Journal of Heat Transfer, 108:500–506, 1986.

[65] Mochizuki, S., A. Murata und M. Fukunaga: *Effects of Rib Arrangements on Pressure Drop and Heat Transfer in a Rib Roughened Channel With a Sharp 180-deg Turn.* ASME Journal of Turbomachinery, 119:610–616, 1997.

[66] Neuhoff, H. und R. Tschuor: *Strömungsmaschinenschaufel mit fluidisch gekühltem Deckband.* Patent Nr.: WO 2006/029983 A1, September 2004.

[67] ÖZISIK, M. Necati: *Heat Transfer, A Basic Approach.* McGRAW-Hill, 1985.

[68] Pape, D.: *Wärmeübergangsmessung in Kühlkanälen.* Institutsbericht, Universität Stuttgart, 2005.

[69] Pape, D., H. Jeanmart, J. von Wolfersdorf und B. Weigand: *Influence of the* 180° *Bend Geometry on the Pressure Loss and the Heat Transfer in a High Aspect Ratio Rectangular Smooth Channel.* In: *Proceedings of ASME Turbo Expo, Vienna, Austria*, 2004.

[70] Pape, D., S. Jenkins, J. von Wolfersdorf, B. Weigand und M. Schnieder: *The Influence of Including a Partially Smooth Section in the 2nd Leg of an Internally Ribbed Two Pass Cooling Channel.* In: *Proceedings of ASME Turbo Expo, Barcelona, Spain*, 2005.

[71] Pape, D. und B. Weigand: *The Influence of Repeated Transient Heat Transfer Tests on the Measurement Accuracy.* In: *10th International Symposium on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery*, Honolulu, Hawaii, 2004.

[72] Park, J.S., J.C. Han, Y. Huang, S. Ou und R.J. Boyle: *Heat Tranfer Performance Comparisions of Five Different Rectangular Channels with Parallel Angled Ribs.* International Journal of Heat and Mass Transfer, 120:368–375, 1992.

[73] Sabatino, D.R., T.J. Praisner und C.R. Smith: *A high-accuracy calibration technique for thermochromic liquid crystal temperature measurements.* Experiments in Fluids, 28, 2000.

[74] Sabersky, R.H., A.J.Acosta und E.G. Hauptmann: *A First Course in Fluid Mechanics.* The Macmillan Company, 1971.

[75] Schabacker, J., A. Bölcs und B.V. Johnson: *PIV Investigation of the Flow Characteristics in an Internal Coolant Passage with Two Ducts Connected by a Sharp* 180° *Bend.* In: *International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exposition*, Stockholm, Sweden, Juni 1998. ASME Paper 98-GT-544.

[76] Schlichting, H.: *Grenzschichttheorie.* Verlag G. Braun, Karsruhe, 1965.

[77] Schnieder, M., R. Höcker und J. von Wolfersdorf: *Heat Transfer and Pressure Loss in a* 180°*-turn of a rectangular, rib-roughened two passage channel.* In: *5th World Conference on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics*, ExHFT5, Thessaloniki, 2001.

[78] Schultz, D.L. und T.V. Jones: *Heat Transfer Measurements in Short Duration Hypersonic Facilities.* In: *NATO Advisory Group Aeronautical RD AGARDOGRAPH*, Band 165, 1973.

[79] Sparrow, E.M. und W.Q. Tao: *Enhanced Heat Transfer in a Flat Rectangular Duct with Streamwise-Periodic Distrubances at One Principal Wall.* ASME Journal of Heat Transfer, 105:841–861, 1983.

[80] Sparrow, E.M. und W.Q. Tao: *Symmetric vs. Asymmetric Periodic Disturbances at the Walls of a Heated Flow Passage.* International Journal of Heat and Mass Transfer, 27:2133–2144, 1984.

[81] Stahl, M.: *Numerische Untersuchungen der Kühleffektivität interner Kanalströmungen – Auswirkungen von Geometrievariationen in* 180° *Umlenkungen.* Diplomarbeit, ITLR, Universität Stuttgart, 2002.

[82] Taslim, M.E. und S.D. Spring: *Effects of Turbulator Profile and Spacing on Heat Transfer and Friction in a channel.* Journal of Thermophysics and Heat Transfer, 8:555–562, 1994.

[83] Throckmorton, D.A. und D.R. Stone: *Model Wall and Recovery Temperature Effects on Experimental Heat-Transfer Data Analysis.* AIAA Journal, 12(9):1169–1170, 1974.

[84] Tsang, C.L.P., D.R.H. Gillespie, P.T. Ireland und G.M. Dailey: *Analysis of Transient Heat Transfer Experiments.* In: *8th International Symposium on Transport Phenomena and Dynamics of Rotation Machinery ISROMAC-8, Hawaii*, 2000.

[85] Vogel, G.: *Digital Image Processing System for Liquid Crystal Measurement.* EPFL, June 2000.

[86] Vogel, G., B. Weigand und A. Bölcs: *A New Evaluation Method for Transient Liquid Crystal Experiments.* In: *35th ASME National Heat Transfer Conference*, 2001.

[87] Wang, Z., D.R.H. Gillespie und P.T. Ireland: *Advances in heat transfer measurements using liquid crystals.* In: *Proceedings of the Turbulent Heat Transfer Conference San Diego.* Engineering Foundation New York, March 1996.

[88] Wang, Z., P. Ireland, T.V. Jones und S.T. Kohler: *Measurements of Local Heat Transfer Coefficient Over the Full Surface of a Bank of Pedestals With Fillet Radii.* Technischer Bericht, ASME Paper No. 94-GT-307, 1994.

[89] Weast, C. (Herausgeber): *CRC Handbook of Chemistry and Physics.* CRC Press Inc., Florida, 61. Auflage, 1980.

[90] Weigand, B.: *Turbinenschaufelkühlung.* In: *Stationäre Gasturbinen*, Seiten 601–623. Springer Verlag, 2003.

[91] Weigand, B., K. Semmler und J. von Wolferdorf: *Heat Transfer Technology for Internal Passages of Air-Cooled Blades for Heavy-Duty Gas Turbines.* Heat Transfer in Gas Turbine Systems, 934:179–193, 2001.

[92] Weigand, B., J. von Wolfersdorf und S.O. Neumann: *Internal Cooling for industrial Gas Turbines: Present State and Novel Approaches.* In: *Fifth International Symposium on Experimental and Computational Aerothermodynamics of Internal Flows*, Seiten 67–87, Gdansk, Polen, 2001.

[93] Winterton, R.H.S.: *Where did the Dittus and Boelter equation come from?* Int.J.Heat Mass Transfer, 41:809–810, 1998.

[94] Wolfersdorf, J. von, R. Hoecker und C. Hirsch: *A Data Reduction Procedure for Transient Heat Transfer Measurements in Long Internal Cooling Channels.* ASME J. Heat Transfer, 120:314–321, 1998.

[95] Yan, Youyou und J. Michael Owen: *Uncertainties in transient heat transfer measurement with liquid crystals.* Int.J.Heat and Fluid Flow, 23:29–35, 2002.

[96] Yeh, F.C. und F.S. Stepka: *Review and Status of Heat-Transfer Technology for Internal Passages of Air-Cooled Turbine Blades.* NASA Technical Paper, 1984.

A Temperaturgradienten auf der Oberfläche

Bei der stationären Methode werden durch verschieden stark gekühlte Bereiche auf der Oberfläche unterschiedliche Wärmeströme in die einzelnen Wandbereiche eingebracht, wodurch Temperaturgradienten innerhalb der Wand entstehen. Da für die stationäre Methode von einer eindimensionalen Wärmeleitung ausgegangen wird und nur mittlere Größen betrachtet werden, beeinflussen diese Temperaturgradienten und die zusätzlichen Wärmeströme die Bestimmung des Wärmeübergangs. Um diese Einflüsse zu untersuchen, werden nun nur die Unterschiede gegenüber der eindimensionalen Wärmeleitung betrachtet und alle mittleren Größen $\overline{T}$, $\overline{\dot{q}}$ vernachlässigt:

$$\begin{aligned} \Delta T(\vec{x}) &= T(\vec{x}) - \overline{T} \\ \Delta \dot{q}(\vec{x}) &= \dot{q}(\vec{x}) - \overline{\dot{q}}. \end{aligned}$$

Die Wand wird als halbunendlich mit der Temperatur $T_0 = 0$ im Unendlichen und der Temperaturverteilung $\Delta T(\vec{x})$ auf der Oberfläche betrachtet. Die Wärmeabflüsse in die Randbereiche außerhalb des untersuchten Gebietes $A = l_x\, l_y$ werden ebenfalls vernachlässigt und die seitlichen Begrenzungen als adiabat angenommen. Hervorgerufen wird die Temperaturverteilung durch die zusätzliche Wärmestromdichte $\Delta \dot{q}(\vec{x})$ an der Oberfläche in die Wand. Im Mittel sind diese beiden Verteilungen gemäß obiger Definition null ($\overline{\Delta T} = 0$, $\overline{\Delta \dot{q}} = 0$). Die Temperaturverteilung kann aus der bei einer konstanten elektrischen Leistung gemessenen Temperatur $T(\vec{x})$ bestimmt werden oder aus der gemessenen, nicht korrigierten Wärmeübergangsverteilung $\alpha_m(\vec{x})$ unter der Annahme eines beliebigen mittleren Wärmestroms in das Fluid $\dot{q}_0$ berechnet werden:

$$\Delta T(\vec{x}) = T(\vec{x}) - \overline{T} = \frac{\dot{q}_0}{\alpha_m(\vec{x})} - \frac{\dot{q}_0}{\overline{\alpha}_m} \tag{A.1}$$

Ist nun auch die zusätzliche Wärmestromdichtenverteilung $\Delta \dot{q}(\vec{x})$ bekannt, so lässt sich der Einfluss der Temperaturgradienten bei der Bestimmung des Wärmeübergangs berücksichtigen und ein korrigierter Wärmeübergangskoeffizient $\alpha_{korr}(\vec{x})$ hiermit berechnen:

$$\alpha_{korr}(\vec{x}) = \frac{\dot{q}_0 + \Delta \dot{q}(\vec{x})}{\Delta T(\vec{x}) + \overline{T} - T_F} = \frac{\dot{q}_0 + \Delta \dot{q}(\vec{x})}{\Delta T(\vec{x}) + \dot{q}_0/\overline{\alpha}_m}. \tag{A.2}$$

Gesucht wird daher nun diese zusätzliche Wärmestromdichtenverteilung $\Delta \dot{q}(\vec{x})$, welche die Temperaturgradienten an der Oberfläche hervorruft.

Zur Bestimmung der Wärmestromdichtenverteilung $\Delta \dot{q}(\vec{x})$ auf einer Fläche wird diese zunächst als bekannt vorausgesetzt und das Temperaturfeld $\Delta T(\vec{x})$ berechnet, welches durch diese Wärmestromdichtenverteilung hervorgerufen wird. Zunächst wird nur ein einzelnes Flächenelement $dA = dx'\, dy'$ auf der Oberfläche an der Stelle $\vec{x}' = (x', y', z' = 0)$

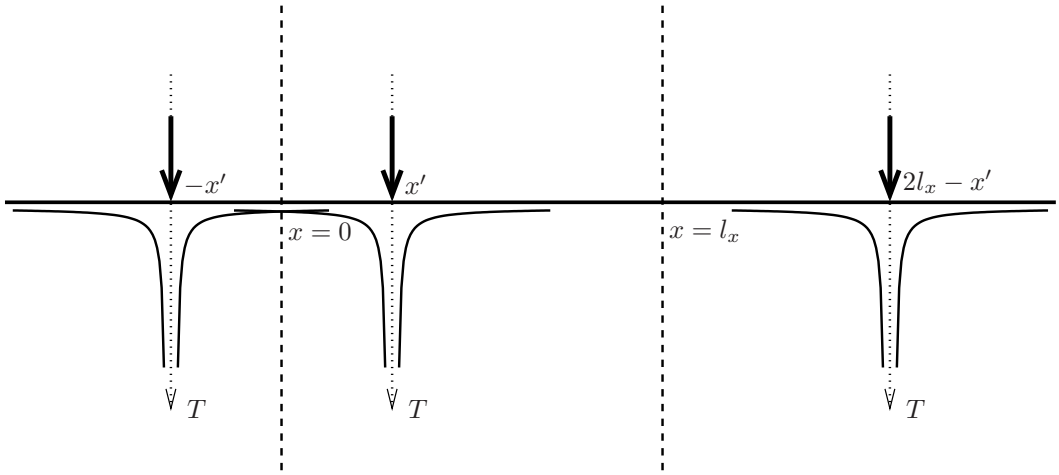


Abbildung 60: Temperaturverteilung und Spiegelung einzelner Quellen

betrachtet, durch welches die Wärmestromdichte $\Delta\dot{q}(\vec{x}')$ in die Wand eindringt (Abbildung 60). Dieses Element stellt eine Wärmequelle der Stärke $\Delta\dot{q}(\vec{x}')\,dA$ dar. Die durch solch eine Quelle in einer halbunendlich ausgedehnten Wand hervorgerufene Temperaturverteilung $\Delta T_{\vec{x}'}(\vec{x})$ ist bekannt (siehe z.B. Carslaw und Jaeger [10])

$$\Delta T_{\vec{x}'}(\vec{x}) = \frac{\Delta\dot{q}(\vec{x}')\,dA}{2\pi\lambda\left|\vec{x}-\vec{x'}\right|}, \tag{A.3}$$

wobei λ die Wärmeleitfähigkeit der Wand ist. Befinden sich mehrere solcher Quellen $\Delta\dot{q}(\vec{x}_i')$ auf der Oberfläche, so lassen sich diese Felder superponieren und die gesamte Temperaturverteilung $\Delta T(\vec{x})$ dieser Quellen ergibt sich aus der Summation über die Einzelfelder

$$\Delta T(\vec{x}) = \sum_i \Delta T_{\vec{x}_i'}(\vec{x}) = \sum_i \frac{\Delta\dot{q}(\vec{x}_i')\,dA_i}{2\pi\lambda\,|\vec{x}-\vec{x}_i'|}, \tag{A.4}$$

welches für eine kontinuierliche Quellenverteilung übergeht in

$$\Delta T(\vec{x}) = \int_A \frac{\Delta\dot{q}(\vec{x}')\,dA}{2\pi\lambda\,|\vec{x}-\vec{x}'|}. \tag{A.5}$$

Zur Berücksichtigung der adiabaten Randbedingungen an den Stellen $x = 0$, $x = l_x$, $y = 0$ und $y = l_y$ wird zunächst nur wieder eine einzelne Quelle $\Delta\dot{q}(\vec{x}')$ betrachtet und zu dieser Quelle eine zweite Quelle $\Delta\dot{q}_{b1}(\vec{x}_{b1}')$ an der Stelle $\vec{x}_{b1}'$ außerhalb des Untersuchungsgebiets derart hinzugefügt, dass die durch diese beiden Quellen hervorgerufenen Wärmeströme an der Stelle $x = 0$ verschwinden, d.h.

$$\frac{\partial\,\Delta T_{\vec{x}'.\vec{x}_{b1}'}(x=0,y)}{\partial x} = \frac{1}{2\pi\lambda}\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\Delta\dot{q}\,dA}{|\vec{x}-\vec{x}'|} + \frac{\Delta\dot{q}_{b1}\,dA}{|\vec{x}-\vec{x}_{b1}'|}\right), \tag{A.6}$$

und somit die Bedingung „adiabate Wand“ an der Stelle $x = 0$ erfüllt ist. Dies ist für $\Delta\dot{q}_{b1} = \Delta\dot{q}$ und $x'_{b1} = -x'$ gegeben. Die Quelle $\Delta\dot{q}$ wird damit an der Ebene $x = 0$ gespiegelt. Dies ist in Abbildung 60 dargestellt.

Das Gleiche ergibt sich für die Randbedingung an der Stelle $x = l_x$, nur das hier die Originalquelle $\Delta\dot{q}(x', y')$ und die Spiegelquelle $\Delta\dot{q}(-x', y')$ an der Ebene $x = l_x$ gespiegelt werden und die beiden neuen Quellen $\Delta\dot{q}(2l_x - x', y')$ und $\Delta\dot{q}(2l_x + x', y')$ entstehen. Damit für diese neu hinzugekommenen Quellen auch die erste Randbedingung an der Stelle $x = 0$ erfüllt ist, müssen diese Quellen wiederum gespiegelt werden, ein Vorgang, der sich unendlich oft wiederholt. Ein analoges Vorgehen ergibt sich unabhängig hiervon in y-Richtung für die Ebenen $y = 0$ und $y = l_y$. Für das Temperaturfeld einer Quelle unter Berücksichtigung der Randbedingungen ergibt sich damit

$$\begin{aligned}
\Delta T_{\vec{x}'}(\vec{x}) \;=\; & \frac{\dot{q}(\vec{x}')\,dA}{2\pi\lambda} \sum_{m,n} \frac{1}{\sqrt{(x - x' + 2ml_x)^2 + (y - y' + 2nl_y)^2 + z^2}} \\
& + \frac{1}{\sqrt{(x - x' + 2ml_x)^2 + (y + y' - 2nl_y)^2 + z^2}} \\
& + \frac{1}{\sqrt{(x + x' - 2ml_x)^2 + (y - y' + 2nl_y)^2 + z^2}} \\
& + \frac{1}{\sqrt{(x + x' - 2ml_x)^2 + (y + y' - 2nl_y)^2 + z^2}}
\end{aligned} \tag{A.7}$$

und damit für das Temperaturfeld der Quellenverteilung

$$\begin{aligned}
\Delta T(\vec{x}) = \frac{1}{2\pi\lambda} \int\limits_A \Delta\dot{q}(\vec{x}') \quad & \sum_{m,n} \frac{1}{\sqrt{(x - x' + 2ml_x)^2 + (y - y' + 2nl_y)^2 + z^2}} \\
& + \frac{1}{\sqrt{(x - x' + 2ml_x)^2 + (y + y' - 2nl_y)^2 + z^2}} \\
& + \frac{1}{\sqrt{(x + x' - 2ml_x)^2 + (y - y' + 2nl_y)^2 + z^2}} \\
& + \frac{1}{\sqrt{(x + x' - 2ml_x)^2 + (y + y' - 2nl_y)^2 + z^2}}\, dA.
\end{aligned} \tag{A.8}$$

Mit den Substitutionen $x'' = \pm(x' - 2ml_x)$ bzw. $y'' = \pm(y' - 2nl_y)$ und der Verwendung der charakteristischen Funktion

$$\chi_{[x_1,x_2],[y_1,y_2]}(\vec{x}) = \begin{cases} 1 & \text{für} \quad x_1 \le x < x_2 \quad \text{und} \quad y_1 \le y < y_2 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

kann die Gleichung (A.8) umgeschrieben werden als

$$\Delta T(\vec{x}) \;=\; \int\limits_{x=-\infty}^{\infty} \int\limits_{y=-\infty}^{\infty} \frac{1}{2\pi\lambda\sqrt{(x - x'')^2 + (y - y'')^2 + z^2}} \cdot$$

$$\begin{aligned}
&\sum_{m,n} \Big(\Delta\dot{q}(2ml_x + x'', 2nl_y + y'')\, \chi_{[-2ml_x, l_x - 2ml_x],[-2nl_y, ly - 2nl_y]}(\vec{x}'') \\
&+ \Delta\dot{q}(2ml_x + x'', 2nl_y - y'')\, \chi_{[-2ml_x, l_x - 2ml_x],[2nl_y - l_y, 2nl_y]}(\vec{x}'') \\
&+ \Delta\dot{q}(2ml_x - x'', 2nl_y + y'')\, \chi_{[2ml_x - l_x, 2ml_x],[-2nl_y, l_y - 2nl_y]}(\vec{x}'') \\
&+ \Delta\dot{q}(2ml_x - x'', 2nl_y - y'')\, \chi_{[2ml_x - l_x, 2ml_x],[2nl_y - l_y, 2nl_y]}(\vec{x}'') \Big)\, dx''\, dy''.
\end{aligned} \tag{A.9}$$

Die Summe $\sum_{m,n} ...$ in Gleichung (A.9) beschreibt eine periodische Funktion mit der Periode $2l_x$ bzw. $2l_y$ in der Form

$$\Delta\dot{q}'(\vec{x}) = \begin{cases}
\Delta\dot{q}(x - 2ml_x, y - 2nl_y) \\
\qquad \text{für} \quad 2ml_x \le x < 2ml_x + l_x \quad \text{und} \quad 2nl_y \le y < 2nl_y + l_y \\
\Delta\dot{q}(x - 2ml_x, 2(1-n)l_y - y) \\
\qquad \text{für} \quad 2ml_x \le x < 2ml_x + l_x \quad \text{und} \quad 2nl_y + l_y \le y < 2nl_y + 2l_y \\
\Delta\dot{q}(2(1-m)l_x - x, y - 2nl_y) \\
\qquad \text{für} \quad 2ml_x + l_x \le x < 2ml_x + 2l_x \quad \text{und} \quad 2nl_y \le y < 2nl_y + l_y \\
\Delta\dot{q}(2(1-m)l_x - x, 2(1-n)l_y - y) \\
\qquad \text{für} \quad 2ml_x + l_x \le x < 2ml_x + 2l_x \quad \text{und} \quad 2nl_y + l_y \le y < 2nl_y + 2l_y
\end{cases} \tag{A.10}$$

Für die Temperaturverteilung nach Gleichung (A.5) unter Berücksichtigung der Randbedingungen ergibt sich damit

$$\Delta T'(\vec{x}) = \int_{x=-\infty}^{\infty} \int_{y=-\infty}^{\infty} \frac{\Delta\dot{q}'(\vec{x}')\, dx'\, dy'}{2\pi\lambda\, |\vec{x} - \vec{x}'|}. \tag{A.11}$$

Diese Gleichung beschreibt die Temperaturverteilung in Abhängigkeit von der zusätzlichen Wärmestromdichtenverteilung und ist ebenfalls eine periodische Funktion analog zu Gleichung (A.10).

Gesucht ist aber nun die zusätzliche Wärmestromdichtenverteilung in Abhängigkeit von der Temperaturverteilung, d.h. die Umkehrfunktion von Gleichung (A.11). Dazu wird eine Fouriertransformation der Gleichung (A.11) durchgeführt und es ergibt sich

$$\widehat{\Delta T}'(\vec{k}) = \frac{1}{2\pi\lambda} \widehat{\Delta\dot{q}}'(\vec{k}) \widehat{\frac{1}{|\vec{x}|}} = \frac{1}{2\pi\lambda} \frac{\widehat{\Delta\dot{q}'}(\vec{k})}{|\vec{k}|} \qquad \text{(siehe Pape [68])}, \tag{A.12}$$

wobei $\vec{k}$ die Variable im Fourierraum ist und $\widehat{\ }$ die Fouriertransformation kennzeichnet. Hieraus folgt sofort für die Umkehrfunktion

$$\widehat{\Delta\dot{q}}'(\vec{k}) = 2\pi\lambda |\vec{k}| \widehat{\Delta T}'(\vec{k}) \tag{A.13}$$

und mit einer Rücktransformation ergibt sich die gesuchte zusätzliche Wärmestromdichtenverteilung $\Delta\dot{q}'(\vec{x})$.

Die Messdaten liegen in der Regel als diskrete Werte in Form einer $n_x \times n_y$-Matrix vor. Die Fouriertransformation der Felder $\Delta T'$ und $\widehat{\Delta \dot{q}'}$ erfolgt daher mit Hilfe der diskreten Fouriertransformation. Die diskrete Fouriertransformation setzt voraus, dass die Eingangsdaten eine Periode einer periodischen Funktion darstellen. Durch Verwendung der periodischen Wärmestromdichten- bzw. Temperaturverteilung nach Gleichung (A.10) wird diese Bedingung automatisch erfüllt. Die Messdaten werden daher gemäß Gleichung (A.10) in eine Periode einer periodischen Funktion umgewandelt, d.h. die Temperaturmatrix wird einmal an $x = 0$ und ein zweites Mal an $y = 0$ gespiegelt und dies als Eingangsfunktion für die diskrete Fouriertransformation verwendet.

B Fehler der impliziten Wärmeübergangsberechnung

Bei der Bestimmung des Wärmeübergangs nach der transienten Methode treten verschiedene Funktionen auf, welche nicht analytisch lösbar sind und in welchen der Wärmeübergangskoeffizient implizit auftritt. Diese Gleichungen werden daher numerisch mit einem Iterationsverfahren gelöst. Dies hat einen direkten Einfluss auf die Bestimmung des Fehlers für den Wärmeübergangskoeffizient, welcher sich bei diesem Berechnungsverfahren ergibt, da er hier nicht mehr mit den Standardmethoden für die Fehlerrechnung bestimmt werden kann. Er wird daher im Folgenden näher untersucht.

B.1 Temperatursprung

Bei einem idealen Temperatursprung der Fluidtemperatur wird das Verhalten der Wandtemperatur im Verhältnis zur Fluidtemperatur durch

$$\frac{T_W - T_0}{T_B - T_0} = \Theta(\beta) = 1 - e^{\beta^2}\mathrm{erfc}(\beta) \qquad \text{mit} \quad \beta = \alpha\sqrt{\frac{t}{\lambda\rho c}} \tag{B.1}$$

beschrieben. Diese Gleichung ist nicht analytisch lösbar und sie wird daher iterativ gelöst.

Bei der Iteration wird der Wärmeübergangskoeffizient solange variiert, bis die berechnete Wandtemperatur mit der gemessenen Wandtemperatur innerhalb gewählter Fehlergrenzen übereinstimmt. Der Fehler bei der Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten ergibt sich nun zum Einen durch die Fehlergrenze der Abbruchbedingung und zum Anderen durch den Vergleich der berechneten Wandtemperatur mit einer durch die Messung fehlerbehafteten gemessenen Temperatur. Die Fehlergrenze der Abbruchbedingung wird hier so gewählt, dass der Fehler um eine Größenordnung kleiner ist als der durch die Messung zu erwartende Fehler und er somit vernachlässigt werden kann.

Um nun den Einfluss der Genauigkeit der gemessenen Wandtemperatur auf die Genauigkeit des ermittelten Wärmeübergangskoeffizienten zu bestimmen, wird hier zunächst umgekehrt der Einfluss einer Variation des Arguments $\delta\beta$ in Gleichung (B.1) auf die Genauigkeit der berechneten Wandtemperatur $\delta\Theta$ betrachtet. Pape und Weigand [69] haben diesen Fehler mit

$$\delta\Theta = \left|\frac{\partial\Theta}{\partial\beta}\right|\delta\beta = \frac{2}{\sqrt{\pi}} - 2\beta\, e^{\beta^2}\mathrm{erfc}(\beta) \tag{B.2}$$

angegeben. Invertiert man diese Beziehung, so erhält man umgekehrt die Genauigkeit des Arguments $\delta\beta$ bedingt durch die Messgenauigkeit der Wandtemperatur:

$$\delta\beta = \left|\left(\frac{\partial\Theta}{\partial\beta}\right)^{-1}\right|\delta\Theta. \tag{B.3}$$

Den Fehler für den Wärmeübergangskoeffizienten α und die Nusselt-Zahl kann man hieraus leicht mit den allgemeinen Verfahren für die Fehlerrechnung bestimmen.

B.2 Kontinuierlicher Temperaturverlauf

Ist die Temperaturänderung der Fluidtemperatur kein idealer Sprung so wird die Temperatur an diskreten Stellen abgetastet und der Temperaturverlauf durch einzelne Temperatursprünge zwischen diesen Temperaturwerten gemäß

$$T_W - T_0 = \sum_{i=1}^{n} (T_{B,i} - T_{B,i-1})\,\Theta(\beta_i) \qquad \text{mit} \quad \beta_i = \alpha\sqrt{\frac{t-t_i}{\lambda\rho c}} = \beta\sqrt{1-t_i/t} \tag{B.4}$$

approximiert (Kapitel 3.2.3). Diese Gleichung wird dann ebenfalls für den Wärmeübergangskoeffizienten iterativ gelöst. Die Temperaturen T_W und $T_{B,i}$ werden im Allgemeinen relativ zu einer einheitliche Anfangstemperaturen T_0 gemessen und auf diese bezogen. Diese Anfangstemperatur wird hier als konstant angenommen und daher zur Vereinfachung bei den weiteren Betrachtungen nicht berücksichtigt. Werden die Temperaturen T_W und $T_{B,i}$ bei der Messung nicht relativ zur selben Anfangstemperatur T_0 gemessen, so sind die Unterschiede zwischen diesen Anfangstemperaturen in den systematischen Fehlern δT_W und/oder $\delta T_{B,i}$ mit zu berücksichtigen.

Um den Fehler für den Wärmeübergangskoeffizienten zu bestimmen, wird hier ähnlich wie im vorherigen Abschnitt zunächst der Fehler für die Wandtemperatur für einen gegebenen Fehler des Wärmeübergangskoeffizienten berechnet. Durch die Beschreibung des Temperaturverlaufs durch diskrete Messwerte setzt sich der Fehler der Fluidtemperatur aus den Fehlern der Einzelmessungen zusammen und es können nicht mehr wie beim Temperatursprung im vorherigen Abschnitt die Fehler der Wand- und Fluidtemperatur zu einem Gesamtfehler für diese Betrachtung zusammengefasst werden. Zusätzlich müssen für die Temperaturwerte die Unterschiede zwischen statistischen Fehlern $\delta T_{B,r,i}$, welche die Schwankungen der Werte bei jeder einzelnen Messung beschreiben, und systematischen Fehlern berücksichtigt werden. Durch die Kalibrierung des Thermoelementes haben alle Temperaturmesspunkte einen gemeinsamen systematischen Fehler $T_{B,s}$, welcher konstant bei jeder Messung auftritt. Hierdurch können sie bei der Fehlerrechnung nicht mehr als unabhängig betrachtet werden. Für die Berechnung des Fehlers wird daher zur Matrixschreibweise des Fehlerfortpflanzungsgesetz übergegangen, in welchem sich die Abhängigkeit der Variablen besser darstellen lässt.

Bei der Zeitmessung wird davon ausgegangen, dass die Temperaturwerte mit einem konstanten Zeitabstand $\Delta t = t/n$ mit hoher Genauigkeit abgetastet werden. Die Abtastung ist aber nicht mit dem Einschalten der Heizung synchronisiert, so dass der Startzeitpunkt für die Zeit t zwischen dem Einschalten der Heizung und dem Farbumschlag

der Flüssigkristalle in dem Intervall $[0 \;\; \delta t]$ liegt. Die größte Unsicherheit bei der Zeitmessung $t - t_i$ ist daher die fehlende Synchronisation zwischen den Zeitmessungen und die Schwankungen des Abtastintervalls Δt werden hier daher vernachlässigt. Das Einschalten der Heizung kann mit gleicher Wahrscheinlichkeit an jedem Punkt innerhalb des Intervalls $[0 \;\; \Delta t]$ erfolgen, so dass der Fehler durch die Synchronisation nicht einer Gauß- sondern einer Kastenverteilung folgt. Die Standardabweichung einer Kastenverteilung ist $1/\sqrt{12}$ [4] der Kastenbreite und der Fehler für die Zeitmessung somit $\delta t = \Delta t/\sqrt{12}$.

Des Weiteren ist der Fehler zu beachten, welcher sich aus der Approximation des Temperaturverlaufs durch einzelne Sprungfunktionen ergibt. Um diesen Fehler abzuschätzen wird die Wandtemperatur einmal durch Sprungfunktionen unterhalb des Fluidtemperaturverlaufs $T_{W,U} = \sum_{i=1}^{n}(T_{B,i} - T_{B,i-1})\,\Theta(\beta_i)$ und einmal durch Sprungfunktionen oberhalb des Fluidtemperaturverlaufs $T_{W,O} = \sum_{i=1}^{n}(T_{B,i} - T_{B,i-1})\,\Theta(\beta_{i-1})$ beschrieben. Der Fehler durch die Approximation ergibt sich aus der Differenz zwischen diesen beiden Temperaturen. Diese stellen dabei absolute Ober- und Untergrenzen für den Fehler dar, welcher aber nicht wie bei der Zeitmessung durch eine Kastenverteilung beschrieben werden kann. Die Verteilung ist nicht bekannt und wird daher nach oben durch eine Kastenverteilung abgeschätzt. Der Fehler durch die Approximation ist daher $\delta T_{W,A} = (T_{W,O} - T_{W,U})/\sqrt{12}$ Hiermit ergibt sich nun der Gesamtfehler der Wandtemperatur zu

$$\begin{aligned}
\delta T_W^2 &= \left(\frac{\partial T_W}{\partial \beta}\right)^2 \delta\beta^2 + \delta T_{W,A}^2 \qquad \text{(B.5)}\\
&+ \begin{pmatrix} \frac{\partial T_W}{\partial T_{B,0}} \\ \frac{\partial T_W}{\partial T_{B,1}} \\ \vdots \\ \frac{\partial T_W}{\partial T_{B,n}} \end{pmatrix}' \begin{pmatrix} \delta T_{B,r,0}^2 + \delta T_{B,s}^2 & \delta T_{B,s}^2 & \cdots & \delta T_{B,s}^2 \\ \delta T_{B,s}^2 & \delta T_{B,r,1}^2 + \delta T_{B,s}^2 & \cdots & \delta T_{B,s}^2 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \delta T_{B,s}^2 & \delta T_{B,s}^2 & \vdots & \delta T_{B,r,n}^2 + \delta T_{B,s}^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{\partial T_W}{\partial T_{B,0}} \\ \frac{\partial T_W}{\partial T_{B,1}} \\ \vdots \\ \frac{\partial T_W}{\partial T_{B,n}} \end{pmatrix} \\
&= \left(\frac{\partial T_W}{\partial \beta}\right)^2 \delta\beta^2 + \delta T_{W,A}^2 + \sum_{i=0}^{n} \left(\frac{\partial T_W}{\partial T_{B,i}}\right)^2 \delta T_{B,r,i}^2 + \delta T_{B,s}^2 \left(\sum_{i=0}^{n} \frac{\partial T_W}{\partial T_{B,i}}\right)^2 .
\end{aligned}$$

Diese Gleichung wird nun vergleichbar zu Gleichung (B.2) nach $\delta\beta$ umgestellt. Da der Fehler der Fluidtemperatur die Unsicherheit bei der Bestimmung des Wärmeübergangs noch zusätzlich erhöhen und um eine obere Abschätzung zu erhalten, werden analog zum Temperatursprung diese Fehler zu dem Fehler der Wandtemperatur hinzuaddiert und nicht subtrahiert:

$$\delta\beta^2 = \frac{\delta T_W^2 + \delta T_{W,A}^2 + \sum\limits_{i=0}^{n} \left(\frac{\partial T_W}{\partial T_{B,i}}\right)^2 \delta T_{B,r,i}^2 + \delta T_{B,s}^2 \left(\sum\limits_{i=0}^{n} \frac{\partial T_W}{\partial T_{B,i}}\right)^2}{\left(\partial T_W/\partial \beta\right)^2}. \qquad \text{(B.6)}$$

Mit Hilfe dieser Gleichung und den für die Bestimmung des Wärmeübergangs vorhandenen Größen kann der Fehler, welcher bei dieser Bestimmung gemacht wird, explizit berechnet werden.

Im Folgenden werden nun die Fehlerterme im Einzelnen betrachtet:

$$\delta T_{B,s} \sum_{i=0}^{n} \frac{\partial T_W}{\partial T_{B,i}} = \delta T_{B,s} \sum_{i=0}^{n} (\Theta(\beta_i) - \Theta(\beta_{i+1})) = \delta T_{B,s}\, \Theta(\beta), \tag{B.7}$$

$$\sum_{i=0}^{n} \left(\frac{\partial T_W}{\partial T_{B,i}}\right)^2 \delta T_{B,r,i}^2 \leq \left(\sum_{i=0}^{n} \left|\frac{\partial T_W}{\partial T_{B,i}}\right|\right)^2 <\delta T_{B,r}>^2 = <\delta T_{B,r}>^2\ \Theta(\beta)^2, \tag{B.8}$$

$$\begin{aligned} \delta T_{W,A} &= \sum_{i=1}^{n} \Big(T_{B,i} - T_{B,i-1}\Big) \Big(\Theta(\beta_{i-1}) - \Theta(\beta_i)\Big)/\sqrt{12} \\ &= \frac{1}{n\sqrt{12}} \left(\sum_{i=1}^{n} (T_{B,i} - T_{B,i-1})\right) \left(\sum_{i=1}^{n} (\Theta(\beta_{i-1}) - \Theta(\beta_i)\right) \\ &= (T_{B,n} - T_{B,0})/(n\sqrt{12})\, \Theta(\beta) \end{aligned} \tag{B.9}$$

$$\frac{\partial T_W}{\partial \beta} = \sum_{i=1}^{n} \Big(T_{B,i} - T_{B,i-1}\Big) \underbrace{\frac{\partial \Theta(\beta_i)}{\partial \beta}}_{\geq \partial\Theta(\beta)/\partial\beta} = (T_{B,n} - T_{B,0})\, \frac{\partial \Theta(\beta)}{\partial \beta} \tag{B.10}$$

Hierdurch lässt sich Gleichung (B.6) vereinfachen zu

$$\begin{aligned} \delta\beta^2 &= \frac{\delta T_W^2 + \Theta(\beta)^2 \left((T_{B,n} - T_{B,0})^2/(12\, n^2) + <\delta T_{B,r}>^2 + \delta T_{B,s}^2\right)}{(T_{B,n} - T_{B,0})^2\, (\partial\Theta(\beta)/\partial\beta)^2}, \\ &= \left(\frac{\partial \Theta}{\partial \beta}\right)^{-2} \underbrace{\left[\left(\frac{\delta T_W}{T_{B,n} - T_{B,0}}\right)^2 + \Theta(\beta)^2 \left(\frac{1}{12\, n^2} + \left(\frac{<\delta T_{B,r}>}{T_{B,n} - T_{B,0}}\right)^2 + \left(\frac{\delta T_{B,s}}{T_{B,n} - T_{B,0}}\right)^2\right)\right]}_{\hat{=}\delta\Theta^2}. \end{aligned} \tag{B.11}$$

Gleichung (B.11) entspricht somit bis auf den Fehler durch die Approximation des Temperaturverlaufs der Fehlergleichung für den Temperatursprung.

Bei der Herleitung der Gleichungen (B.8) und (B.9) ist dabei die Beziehung $<a\,b> = <a><b> + \mathrm{cov}(a,b)$ unter der Annahme verwendet worden, dass a und b nicht korrelieren und somit die Kovarianz $\mathrm{cov}(a,b)$ verschwindet. Die Größen $\delta T_{B,r,i}$, $(T_{B,i} - T_{B,i-1})$ und $(\Theta(\beta_{i-1}) - \Theta(\beta_i))$ sind unabhängig voneinander, aber da der Verlauf von $(T_{B,i} - T_{B,i-1})$ und $(\Theta(\beta_{i-1}) - \Theta(\beta_i))$ zum Teil ähnlich ist, kann nicht davon ausgegangen werden, dass sie auch nicht miteinander korrelieren. Für die in dieser Arbeit untersuchten Messbereiche hat sich aber bei direkten Berechnungen der Summenterme gezeigt, dass der daraus entstehende Fehler kleiner oder gleich dem Fehler ist, welcher sich bei einer Berechnung mit den vereinfachten Termen ergibt. Daher wird für die Berechnung der Fehler in dieser Arbeit die vereinfachte Gleichung verwendet.

B.3 Temperaturabfall der Fluidtemperatur

Ist die Änderung der Fluidtemperatur in Strömungsrichtung zu berücksichtigen und entspricht die gemessene Temperatur nicht der massenstromgemittelten Temperatur, so erfolgt die Berechnung der Fluidtemperaturänderung zum Zeitpunkt t_i gemäß Gleichung (3.48):

$$\begin{aligned} T_{B,i} - T_{B,i-1} &= \sum_{j=1}^{i} (T_{m,j} - T_{m,j-1})\, f(t-t_j) - \sum_{j=1}^{i-1} (T_{m,j} - T_{m,j-1})\, f(t-t_j) \\ &= (T_{m,i} - T_{m,i-1})\, f(t-t_i) \end{aligned} \tag{B.12}$$

$$\text{mit} \quad f(t) = \frac{1 - \left(1 - e^{-\frac{hU}{\dot{m}c_p}x}\right) e^{\frac{h^2 t}{\lambda\rho c}B^2} \operatorname{erfc}\left(hB\sqrt{t/(\lambda\rho c)}\right)}{1 - \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) e^{\frac{h^2 t}{\lambda\rho c}} \operatorname{erfc}\left(h\sqrt{t/(\lambda\rho c)}\right)}$$

Hierbei ist bereits vorausgesetzt worden, dass für die Eingangstemperatur kein Temperatursprung gefunden werden kann und die Berechnung ausschließlich aus dem Verlauf der gemessenen Temperatur erfolgt. Zur Vereinfachung wird dabei $x_m = 0$ und $h_B = h_m = h$ angenommen.

Die Genauigkeit der Fluidtemperatur wird daher neben den Messfehlern durch die Temperatursensoren zusätzlich noch von der Genauigkeit beeinflusst, mit der die Größen

$$S_j = \left\{ \beta'_h = \frac{h}{\sqrt{\lambda\rho c}}; \gamma; u = \frac{x\,U\sqrt{\lambda\rho c}}{\dot{m}c_p} \right\} \tag{B.13}$$

bestimmt werden können. Die Zeitmessung wird hier vernachlässigt, da sie bereits direkt in die Bestimmung des Fehlers für den Wärmeübergangskoeffizienten eingeht. Der Parameter B ist im Allgemeinen nahe bei eins und wird daher ebenfalls nicht berücksichtigt bzw. geht in den Fehler für die Bestimmung von h ein. Der Fehler für die Fluidtemperatur ergibt sich somit zu

$$\delta(T_{B,i} - T_{B,i-1})^2 = \delta(T_{m,i} - T_{m,i-1})^2\, f(t-t_i)^2 + \sum_j \left(\frac{\partial(T_{B,i} - T_{B,i-1})}{\partial S_j} \right)^2 \delta S_j^2. \tag{B.14}$$

Die Ableitungen für die einzelnen Größen sind dabei

$$\begin{aligned} &\frac{\partial(T_{B,i} - T_{B,i-1})}{\partial \beta'_h} \frac{1}{T_{B,i} - T_{B,i-1}} = \\ &\quad \frac{\left(1 - e^{-\frac{hU}{\dot{m}c_p}x}\right) 2B\sqrt{t/\pi} - \frac{U\sqrt{\lambda\rho c}}{\dot{m}c_p} x\, e^{-\frac{hU}{\dot{m}c_p}x} e^{\frac{h^2 t}{\lambda\rho c}B^2} \operatorname{erfc}(hB\sqrt{t/(\lambda\rho c)}) - \frac{2hB^2 t}{\sqrt{\lambda\rho c}}}{1 - \left(1 - e^{-\frac{hU}{\dot{m}c_p}x}\right) e^{\frac{h^2 t}{\lambda\rho c}B^2} \operatorname{erfc}(hB\sqrt{\lambda\rho c})} - \frac{2hB^2 t}{\sqrt{\lambda\rho c}} \\ &\quad - \frac{\left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) \left[\frac{2ht}{\sqrt{\lambda\rho c}} e^{\frac{h^2 t}{\lambda\rho c}} \operatorname{erfc}(h\sqrt{t/(\lambda\rho c)}) - 2\sqrt{t/\pi} \right]}{1 - \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) e^{\frac{h^2 t}{\lambda\rho c}} \operatorname{erfc}(h\sqrt{t/(\lambda\rho c)})} \end{aligned} \tag{B.15}$$

$$\frac{\partial(T_{B,i}-T_{B,i-1})}{\partial\gamma}\,\frac{1}{T_{B,i}-T_{B,i-1}}=\frac{1}{\gamma^2}\frac{e^{\frac{h^2t}{\lambda\rho c}}\,\mathrm{erfc}(h\sqrt{t/(\lambda\rho c)})}{1-\left(1-\frac{1}{\gamma}\right)e^{\frac{h^2t}{\lambda\rho c}}\,\mathrm{erfc}(h\sqrt{t/(\lambda\rho c)})} \tag{B.16}$$

$$\frac{\partial(T_{B,i}-T_{B,i-1})}{\partial u}\,\frac{1}{T_{B,i}-T_{B,i-1}}=\frac{h/\sqrt{\lambda\rho c}\;e^{-\frac{hU}{\dot{m}c_p}x}e^{\frac{h^2t}{\lambda\rho c}B^2}\,\mathrm{erfc}(hB\sqrt{t/(\lambda\rho c)})}{1-\left(1-e^{-\frac{hU}{\dot{m}c_p}x}\right)e^{\frac{h^2t}{\lambda\rho c}B^2}\,\mathrm{erfc}(hB\sqrt{t/(\lambda\rho c)})} \tag{B.17}$$

Der Fehler $\delta\Theta$ für den Temperaturanteil in Gleichung (B.11) erweitert sich somit durch das Ersetzen der Fehler der massenstromgemittelten Temperatur durch die Fehler der gemessenen Temperatur zu

$$\delta\Theta^2\,(T_m-T_0)^2= \tag{B.18}$$
$$\frac{\delta T_W^2}{f(t)^2}+\Theta(\beta)^2\left[\frac{(T_m-T_o)^2}{12\,n^2}+<\delta T_{m,r}>^2+\delta T_{m,s}^2+\sum_j\left(\frac{\partial(T_{B,i}-T_{B,i-1})}{\partial S_j}\right)^2\frac{\delta S_j^2}{f(t)^2}\right].$$