

# Ein Beitrag zur Entwicklung neuartiger keramischer Wärmeübertrager für Reku- peratorbrenner

Der Fakultät für Maschinenbau, Verfahrens- und Energietechnik der  
Technischen Universität Bergakademie Freiberg

genehmigte

DISSERTATION

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor-Ingenieur

(Dr.-Ing.)

vorgelegt

von Dipl.-Ing. Robert Eder  
geboren am 17.04.1983 in Leipzig

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Dimosthenis Trimis  
Prof. Dr.-Ing. Eckehard Specht

Tag der Verleihung: 17. Juli 2014



## *Vorwort*

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Wärmetechnik und Thermodynamik der TU Bergakademie Freiberg. An dieser Stelle möchte ich den vielen Menschen danken, die zum Entstehen und Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein besonderer Dank gilt meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr.-Ing. Dimosthenis Trimis für seine Unterstützung bei der Anfertigung dieser Arbeit, seine zahlreichen Ratschläge und seine stete Bereitschaft zur Diskussion.

Herrn Dr. Volker Uhlig danke ich herzlich für seine kritischen Fragen und Anregungen im Verlauf der Arbeit und die ausdauernde und gründliche Durchsicht des Manuskripts.

Ingolf Jaeger, Tino Starke und Jörg Zschille unterstützten meine Arbeiten während ihrer Diplomarbeiten, auch hierfür möchte ich mich herzlich bedanken.

Bei allen Kollegen und Freunden am Institut möchte ich mich ganz herzlich für die gute und angenehme Zusammenarbeit sowie für die Unterstützung bei der Durchführung meiner Arbeiten danken. Auch möchte ich mich für alle inner- und außeruniversitären Aktivitäten bedanken, die mir stets in guter Erinnerung bleiben werden.

Außerdem möchte ich mich gerne bei meiner Familie und besonders bei meiner Frau dafür bedanken, dass sie mich in den vergangenen Jahren ge- und unterstützt haben.





0	Verwendete Symbole und Formelzeichen.....	IV
1	Einleitung .....	1
1.1	Motivation.....	1
1.2	Lösungsansatz.....	2
1.3	Zielstellung und Struktur der Arbeit.....	4
2	Stand der Technik.....	5
2.1	Vorwort.....	5
2.2	Kennzahlen zur Charakterisierung von Rekuperatoren und Wärmeübertrageroberflächen .....	6
2.3	Strömungszustände und Strömungsprofile .....	13
2.3.1	Grenzschichten von Strömungen .....	13
2.3.2	Laminare Strömung zwischen zwei parallelen Platten und im Rechteckkanal .....	14
2.3.3	Turbulente Strömung zwischen zwei parallelen Platten.....	15
2.3.4	Kenngrößen, Längen- und Zeitmaße von turbulenten Strömungen .....	16
2.4	Umströmung von Zylindern und Wärmeübergang an Zylindern .....	19
2.4.1	Quer angeströmter Zylinder, Wirbelablösung und Kármánsche Wirbelstraße .....	19
2.4.2	Hufeisenwirbel um einen wandgebundenen Zylinder .....	25
2.4.3	Zylinder in Wechselwirkung miteinander und Zylinder in Tandempaarung.....	27
2.4.4	Quer angeströmter Zylinder parallel zu einer Wand.....	28
2.5	Weitere den Wärmeübergang steigernde Strukturen.....	29
2.5.1	Rohrbündel.....	30
2.5.2	Stabrippen – „pin fins“ .....	31
2.5.3	Zweidimensionale Rippengeometrien .....	33
2.5.4	Gedrehte Bleche und andere Einbauten in Rohrquerschnitten .....	36
2.5.5	Turbulatoren.....	38
2.5.6	Poröse Körper .....	39
2.5.7	Drähte als wärmeübergangsteigernde Struktur.....	40
2.6	Wärmeübertrager für Industriegasbrenner.....	41

3	Numerische und experimentelle Untersuchungen der neuentwickelten Wärmeübertragerstruktur .....	45
4	Numerische Untersuchungen bezüglich des Strömungsfelds um die Bogenstrukturen .....	49
4.1	Randbedingungen und Vernetzung der numerischen Simulation .....	49
4.2	Bemerkungen zum Turbulenzmodell .....	54
4.3	Validierung des numerischen Modells am leeren Kanal .....	59
4.4	Ergebnisse für die Grundgeometrie .....	63
4.5	Parameterstudie zur Anordnung und Anzahl der Bögen .....	70
4.5.1	Variation der Bogendichte .....	70
4.5.2	Variation der Anordnung der Bögen zueinander bei konstanter Bogendichte .....	75
4.5.3	Variation der Kanalhöhe bei konstanten Randbedingungen.....	78
4.5.4	Variation der Kanalhöhe bei umgekehrten Randbedingungen .....	80
4.5.5	Variation des Bogendurchmessers D .....	82
4.5.6	Bemerkung zum Anstellwinkel.....	83
5	Experimentelle Untersuchungen zum Wärmeübergangskoeffizienten .....	85
5.1	Versuchsaufbau.....	85
5.2	Versuchsdurchführung und Auswertung .....	88
5.3	Vergleich des Versuchsstandes mit Untersuchungen für Spaltströmungen .....	90
5.4	Referenzmessungen mit metallischen Wärmeübertragerstrukturen .....	93
5.4.1	Ergebnisse für die Grundgeometrie .....	93
5.4.2	Variation der Kanalhöhe .....	96
5.4.3	Variation der Kanalhöhe bei umgekehrten Randbedingungen .....	97
5.5	Messung mit keramischen Strukturen .....	98
6	Experimentelle Untersuchungen zum Strömungsverhalten .....	101
6.1	Versuchsaufbau.....	101
6.2	PIV-Messungen .....	104
6.2.1	Allgemeines zum Messprinzip.....	104
6.2.2	Messaufbau .....	105

6.2.3	Versuchsergebnisse .....	106
6.3	LDA-Messungen.....	111
6.3.1	Allgemeines zum Messprinzip und zur Versuchsdurchführung.....	111
6.3.2	Validierung des Versuchsstandes.....	114
6.3.3	Strömungsprofile aus der LDA-Messung .....	117
6.3.4	Wirbelablösung im Bogennachlauf.....	130
6.3.5	Skalen der Strömung.....	144
7	Anwendungsbeispiel: Rekuperatorbrenner .....	151
7.1	Brennerprototyp und Versuchsdurchführung .....	151
7.2	Versuchsergebnisse und Auswertung .....	153
8	Zusammenfassung und Ausblick.....	157
9	Literaturverzeichnis.....	161
10	Anhang .....	173
10.1	Messtechnik des Windkanals.....	173
10.2	PIV-Messtechnik .....	175
10.3	LDA-Messtechnik.....	176
10.4	Versuche mit dem Rekuperatorprototypen.....	177

**0 Verwendete Symbole und Formelzeichen****Formelzeichen (lateinische Buchstaben) und Abkürzungen:**

Größe	Einheit	Erläuterung
$a$	$m^2/s$	Temperaturleitfähigkeit
$A$	$m^2$	Fläche
$b$	$m$	Höhe der Einbauten im Strömungskanal
$B$	$m$	Halbe Kanalhöhe
$c_p$	$J/(kg K)$	Spezifische Wärmekapazität
$C_p$	-	Druckbeiwert
$d$	$m$	Durchmesser
$D$	$m$	Durchmesser des Bogenmaterials
$e_v$	$W/m^3$	Pumpleistung, bezogenen auf das Wärmeübertragervolumen
$E$	$J$	Energie
$f$	$Hz$	Frequenz
$F$	-	Dimensionslose Pumpleistung
$FFT$		Fast-Fourier-Transformation
$h$	$m$	Wirbelstraßenbreite
$H$	$m$	Kanalhöhe
$i$	$m$	Wirbelabstand in Strömungsrichtung
$j$	-	Colburn-Faktor
$J$	-	Dimensionsloser Wärmeübertragungsfaktor
$k$	$m^2/s^2$	Turbulente kinetische Energie
$K$	-	Korrekturbeiwert zur Berücksichtigung der Temperaturdifferenz zwischen Fluid und Wand
$l$	$m$	Abstand der Einbauten in Strömungsrichtung
$L$	$m$	Länge oder Längenmaß
$LDA$		Laser-Doppler-Anemometrie

---

Größe	Einheit	Erläuterung
<i>LES</i>		Large-Eddy-Simulation, deutsch: Grobstruktursimulation
$p_v$	<i>Pa</i>	Druckverlust
$p$	<i>Pa</i>	Druck
$P$	<i>W</i>	Leistung
<i>PIV</i>		Partikel image velocimetry
$\dot{q}_v$	<i>W/m<sup>3</sup></i>	Wärmestromdichte, bezogenen auf das Wärmeübertragervolumen
$Q$	<i>J</i>	Wärmemenge
$\dot{Q}$	<i>W</i>	Wärmestrom
$r$	<i>m</i>	Radius der Halbbogenstruktur
<i>RMS</i>		Englisch: root-mean-square; Mathematisch: Wurzel der Varianz der Schwankungsgröße
$S$	<i>m</i>	Freier Spalt über den Einbauten im Strömungskanal
$t$	<i>s</i>	Zeit oder Zeitmaß
$T$	<i>K</i>	Temperatur
$u$	<i>m/s</i>	Strömungsgeschwindigkeit
$u(Y)$		Messungenauigkeit oder Größtfehler von Y
$V$	<i>m<sup>3</sup></i>	Volumen
$w$	<i>m</i>	Abstand der Einbauten senkrecht zur Strömungsrichtung
$W$	<i>m</i>	Halbe Breite des Strömungskanals
$y^+$	-	Dimensionsloser Wandabstand

---

**Formelzeichen (griechische Buchstaben):**

Größe	Einheit	Erläuterung
$\tau_w$	$N/m^2$	Wandschubspannung
$\alpha$	$W/(m^2K)$	Wärmeübergangskoeffizient
$\beta$	Grad	Anstellwinkel der Kanaleinbauten zur Strömungsrichtung
$\delta$	$m$	Grenzschichtdicke
$\varepsilon$	$m^2/s^3$	Dissipationsrate
$\zeta$	-	Strömungswiderstandsbeiwert
$\eta$	$Pa\ s$	dynamische Viskosität
$\vartheta$	$^{\circ}C$	Temperatur
$\lambda$	$W/(m\ K)$	Wärmeleitfähigkeit
$\lambda$	$1/m$	Wellenzahl
$\nu$	$m^2/s$	Kinematische Viskosität
$\rho$	$kg/m^3$	Dichte
$\tau$	$s$	Zeit oder Zeitversatz
$\varphi$	$^{\circ}$	Winkel
$\varphi$	-	Druckverlustbeiwert bei der Berechnung des Druckverlust von Einbauten
$\omega$	$1/s$	Charakteristische Frequenz

**Indizes:**

---

Größe	Erläuterung
$\infty$	Unendlich, Strömung im ungestörten Zustand bzw. im Unendlichen
$D$	Detektion
$diff$	Differenz
$F$	Fluid
$hyd$	Hydraulisch
$K$	Kolmogorov
$Nutz$	Nutzen
$T$	Taylor
$WÜ$	Wärmeübertrager
$in$	Einlass
$int$	Integral
$max$	Maximum
$min$	Minimum
$quer$	Querschnitt oder durchströmter Querschnitt
$v$	Volumenbezogen
$w$	Wand
$\tau$	Wandschubspannung
$0$	Zeitpunkt 0 oder Startzeitpunkt

---

**Kennzahlen:**

Kennzahl und Definition	Benennung
$\eta_f = 1 - \frac{P''_{Abgas}}{P_{Aufwand}}$	Feuerungstechnischer Wirkungsgrad
$NTU = \frac{\Delta T_{Fluid}}{\Delta \Theta} = \frac{k A}{\dot{m} c_p}$	Number of Transfer Units
$Nu = \frac{\alpha d_{hyd}}{\lambda}$	Nusseltzahl
$Pr = \frac{\nu}{a} = \frac{\nu \rho c_p}{\lambda} = \frac{\eta c_p}{\lambda}$	Prandtlzahl
$Re = \frac{\bar{u} d_{hyd}}{\nu} = \frac{\bar{u} d_{hyd} \rho}{\eta}$	Reynoldszahl
$St = \frac{f d_{hyd}}{\bar{u}}$	Strouhalzahl
$Sta = \frac{Nu}{Re Pr} = \frac{\alpha}{\bar{u} \rho c_p}$	Stantonzahl
$\Psi = \frac{T''_{Luft} - T'_{Luft}}{T''_{Abgas} - T'_{Luft}}$	Wärmeübertragereffektivität







## 1 Einleitung

### 1.1 Motivation

Wir leben in einer Zeit vermehrt auftretender Umweltprobleme als Folge der Umweltverschmutzung durch die energetische Nutzung von fossilen Brennstoffen. Besonders in Deutschland und anderen europäischen Staaten wird deswegen die Umstellung der Energiewirtschaft auf regenerative Quellen forciert. Rund 23 % des Endenergieverbrauchs entfallen auf wärmetechnische Prozesse der Industrie [Stat13]. Um der zunehmenden Umweltverschmutzung entgegenzuwirken, greifen für Betreiber von Thermoprozessanlagen folgende Mechanismen. Die Besteuerung der Energieträger, der Emissionsrechtehandel (EU ETS - European Union Emission Trading System) und die Bundes-Immissionsschutz-Verordnungen sind die wesentlichen Rahmenbedingungen, welche in Kombination mit den steigenden Rohstoffpreisen einen Anreiz zur Energieeffizienzsteigerung schaffen [Star03]. Die Wärmerückgewinnung aus dem Abgas mittels Wärmeübertrager ist dabei ein wesentlicher Schlüssel zur Verringerung des Energieverbrauchs und letztendlich zur Reduzierung von CO<sub>2</sub>-Emissionen in Thermoprozessanlagen.

Für Wärmeübertrager aus metallischen Werkstoffen wurden seit Anfang des 20. Jahrhunderts Anstrengungen unternommen, um die Wärmeübertragerleistung der unterschiedlichsten Wärmeübertragerbauformen durch aktive oder passive Maßnahmen zu verbessern. Im Laufe dieser Entwicklung konnte sich die dezentrale Wärmerückgewinnung mittels Rekupe-rator-brennern in Thermoprozessanlagen durchsetzen. Das stetig andauernde Bestreben der Steigerung der Energieeffizienz macht den Einsatz von keramischen Wärmeübertragerstruk-turen notwendig, um auch bei Temperaturen jenseits von 1 100 °C Wärmerückgewinnung aus dem Abgas betreiben zu können. Bei Rekuperatoren ermöglicht der Keramikwerkstoff siliziuminfiltriertes Siliziumkarbid den Einsatz bis zu einer Atmosphärentemperatur von 1 350 °C. Die unterschiedlichen Formgebungs- und Fertigungsverfahren für metallische und keramische Werkstoffe machen eine Übertragung der Erkenntnisse bezüglich optimaler Wärmeübertragerform von der metallischen auf die keramische Struktur schwer oder un-wirtschaftlich und teilweise unmöglich. Keramische Rekuperatoren erweitern zwar das Ein-satzspektrum bezüglich höherer Abgaseintrittstemperaturen, verzeichnen aber aufgrund ih-rer einfacheren Strukturierung geringere Wärmedurchgangskoeffizienten, was zu vermin-derten feuerungstechnischen Wirkungsgraden führt.

Die Optimierung der keramischen Wärmeübertrager kann im Rahmen von konventionel-len Fertigungsverfahren, wie Schlickerguss oder Extrusion, erfolgen. Dieser Weg ist als beinahe ausgeschöpft zu betrachten und damit als wenig wirkungsvoll einzuschätzen. Ein Bedarf an höherer Wärmeübertragerleistung bei keramischen Rekuperatorbrennern zur Stei-gerung des feuerungstechnischen Wirkungsgrads bleibt bestehen.

## 1.2 Lösungsansatz

Eine Lösung zur Steigerung des Wärmedurchgangs in Rekuperatorbrennern stellt die Entwicklung neuer Formgebungsverfahren für die Herstellung von keramischen Wärmeübertragerstrukturen dar. Im Rahmen des EU-Forschungsprojekts CEREXPRO (Ceramic heat exchangers with enhanced material properties, Projektnummer: 227551, 7. Rahmenprogramm) wurde ein neues Formgebungsverfahren entwickelt, aus welchem sich neue Möglichkeiten bei der Gestaltung der Wärmeübertragerstrukturen ergeben [Cer11].

Das für die Herstellung von Keramiken bekannte Schlickergussverfahren wird hierbei mit einer Urform auf Basis von textilen Strukturen kombiniert. Auf eine glatte und gasdichte Grundform aus siliziuminfiltriertem Siliziumkarbid wird eine dreidimensionale Textilstruktur aufgebracht. Diese textile Komponente wird durch weben, stricken oder sticken aus einem Faserbündel (Multifilament) oder einer Einzelfaser (Monofilament) hergestellt und besteht aus einem Kunststoff oder aus einem Verbundwerkstoff, bestehend aus einer Kunststoffmatrix, in welche Siliziumkarbidpartikeln eingebettet sind. Damit die Struktur in einer Hochtemperaturanwendung zum Einsatz kommen kann, ist eine Keramisierung dieser textilen Kunststoffkomponente notwendig. Zu diesem Zweck wird ein keramischer Schlicker aufgebracht. Der Verbund aus Schlicker und textiler Komponente wird pyrolisiert und mit flüssigem Silizium infiltriert [Orto13]. Ergebnis ist ein vollständig keramisches Rohr mit strukturierter Oberfläche zur Steigerung des Wärmeübergangs. Durch dieses neue Herstellungsverfahren ergeben sich vielfältige Möglichkeiten der Strukturierung der Wärmeübertrageroberfläche in Form von Bögen, Halbbögen, Schlaufen oder aufrechtstehenden Pins. Eine solche Strukturierung führt zu einem höheren Wärmeübergang und in Folge dessen zu einer höheren Wärmerückgewinnung aus dem Abgas und einem höheren feuerungstechnischen Wirkungsgrad.

Für die vorliegende Arbeit konkretisiert sich die Wärmeübertragerstrukturierung auf halbkreisförmige Bögen (siehe Abbildung 1.1 und Abbildung 1.2), welche sich mittels textiler Herstellungsverfahren vergleichsweise einfach und kostengünstig herstellen lassen. Weiterhin stellen Halbbögen aus Faserbündeln eine Form dar, welche während des Herstellungsprozesses stabil sind. Diese Art der Strukturierung ermöglicht eine Steigerung des Wärmeübergangs bei moderatem Anstieg des Druckverlusts. Halbbögen sind bisher noch nicht im Hinblick auf ihre thermodynamischen und strömungstechnischen Eigenschaften untersucht worden. Weiterhin liegen keine Literaturstellen zur Umströmung von wandgebundenen Halbbögen vor, welche die strömungsmechanischen und wärmetechnischen Eigenschaften dieser Art der Strukturierung erörtern. Bekannt ist bereits, dass es bei der Umströmung einer zylinderförmigen Struktur zu Wirbelbildung, Wirbelablösung und in Folge dessen zur Entwicklung einer Wirbelstraße kommt. Am Übergang zwischen Zylinder und Wand bilden sich Hufeisenwirbelstrukturen aus, welche den Wärmeübergang steigern.

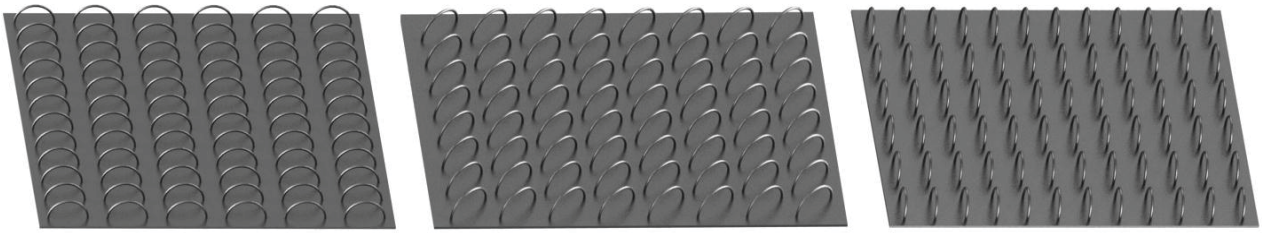


Abbildung 1.1: Mögliche Anordnungen von Halbbögen auf einer planaren Wärmeübertrageroberfläche

Der Wärmeübergang für die Bogenanordnung lässt sich im Allgemeinen in Wärmeübergang vom Fluid zur Bogenstruktur und Wärmeübergang vom Fluid zu einer parallel überströmten Platte unterteilen. Der Wärmeübergang vom Fluid zur Bogenstruktur ähnelt einer Zylinderumströmung, da das Verhältnis von Materialdurchmesser zu Krümmungsradius sehr gering ist. Im Bogen findet Wärmeleitung zur Grundplatte statt, ähnlich dem einer Kühlrippe. Für den gesamten Wärmeübergang spielt dieser Übertragungsmechanismus jedoch eine untergeordnete Rolle. Bei der Überströmung einer parallel zur Strömung angeordneten Oberfläche ohne Strukturierung bilden sich mit zunehmender Lauflänge Grenzschichten aus, welche den Wärmeübergang zwischen Fluid und Wand verringern. Der turbulente Nachlauf der Bogenstrukturen stört die Grenzschichten und verbessert so den Wärmeübergang in erheblichem Maße. Diese Art der Störung klingt mit zunehmendem Abstand zum Turbulator ab, soll aber kontinuierlich über den gesamten Strömungsweg ausgelöst werden, weshalb die Bögen fortlaufend nacheinander angeordnet sind.

Weiterhin kann der Bogen in der Nähe der wärmeübertragenden Wand vereinfachend als senkrecht auf einer Platte stehender Zylinder angesehen werden, wobei der Bogen im Zenit eher einem Zylinder in paralleler Anordnung zu den Platten gleicht. Beide Varianten sind in einschlägiger Literatur zu finden. Die Kombination beider Varianten und der Übergang vom senkrecht stehenden Zylinder zum parallel zur Platte angeordneten Zylinder in Form des Bogens wurden bisher noch nicht untersucht.

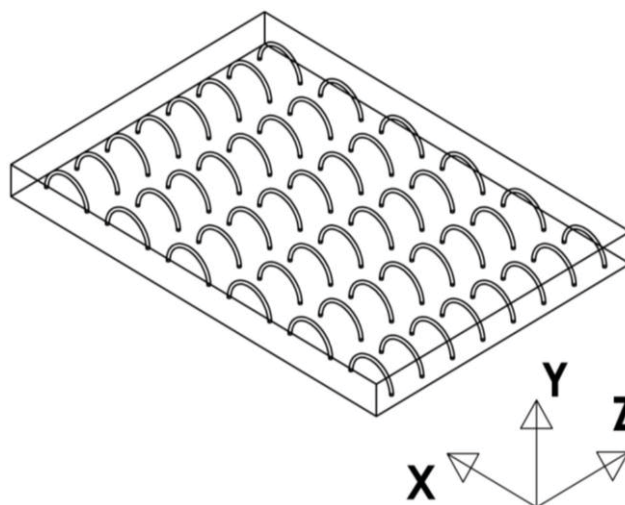


Abbildung 1.2: Schematische Darstellung der Bogenstrukturen und der begrenzenden Wände

### **1.3 Zielstellung und Struktur der Arbeit**

Ziel dieser Arbeit ist es, die strömungsmechanischen und wärmetechnischen Phänomene der neuen Wärmeübertragerstruktur zu erkennen und zu verstehen, um daraus eine optimierte Wärmeübertragerstruktur herleiten zu können. Hierzu stehen verschiedene Methoden zur Verfügung.

Um die Wärmeübertragungs- und Strömungseigenschaften der Struktur abschätzen zu können, wurden zahlreiche numerische Strömungssimulationen durchgeführt. Mittels einer Parameterstudie werden geometrische Parameter variiert. Hieraus wurden Tendenzen erkennbar und letztendlich konnten Empfehlungen hergeleitet werden.

Zur Validierung der Ergebnisse der numerischen Simulation wurden experimentelle Untersuchungen zum Wärmeübergang und Druckverlust durchgeführt. Die Charakterisierung der Strukturierung und die Beurteilung ihrer Eignung als Wärmeübertragerstruktur wurde gemessen. Hierzu zählte die Bestimmung der Wärmeübertragerleistung in Form des Wärmeübergangskoeffizienten im Verhältnis zum Druckverlust.

Als Haupteinflussfaktor für die Steigerung des Wärmeübergangs kann das Aufreißen der Grenzschichtströmung durch Wirbelstrukturen im Nachlauf der Bögen angesehen werden. Um vorhandene Strömungsstrukturen zu erkennen, kommen die laserdiagnostischen Verfahren LDA und PIV zum Einsatz. Das daraus entwickelte Verständnis für die strömungsmechanischen Vorgänge wird für die Optimierung der Strukturen hinsichtlich Strömungswiderstand und Wärmeübergang genutzt.

Die Auswertung der Versuche mit einem Prototypen eines Rekuperatorbrenners mit neuer Wärmeübertragerstruktur soll die vorangegangenen Untersuchungen untermauern, indem die Steigerung des feuerungstechnischen Wirkungsgrades am Prototypen nachgewiesen wird.

## 2 Stand der Technik

### 2.1 Vorwort

Zur Steigerung des Wirkungsgrades von Rekuperatorbrennern müssen die Bereiche der Wärmetechnik und Strömungsmechanik Beachtung finden. Besondere Aufmerksamkeit sollte im Vorfeld den bereits bekannten Möglichkeiten zur Steigerung des Wärmeübergangs und den strömungsmechanischen Phänomenen bei der Umströmung von Wärmeübertragerstrukturen geschenkt werden. Die nachfolgenden Ausführungen zum Stand der Technik beschäftigen sich mit der Definition der benötigten Kennzahlen und den verfügbaren Mitteln zur Steigerung des Wärmeübergangs in Wärmeübertragern.

Der Wärmerückgewinnung aus dem Abgas eines Brenners oder anderer Wärmerückgewinnungsprozesse liegt die Wärmeübertragung von einem zum anderen Medium zugrunde. Mit dem Begriff Wärmeübertragung bezeichnet man allgemein einen Energietransport zwischen zwei Orten unterschiedlicher Temperatur. Energie wird nach dem 2. Hauptsatz der Thermodynamik stets in Richtung fallender Temperaturgradienten transportiert. Man unterscheidet die folgenden drei Mechanismen der Wärmeübertragung:

- Wärmeleitung,
- Konvektion und
- Wärmestrahlung.

Stellvertretend für eine Vielzahl von Literaturstellen seien die Fachbücher von Baehr [Baehr10], Bejan [Bej03], Lienhardt [Lie11] und Modest [Mod13] zur Thematik der Wärmeübertragungsmechanismen genannt.

## 2.2 Kennzahlen zur Charakterisierung von Rekuperatoren und Wärmeübertrageroberflächen

Zwei physikalische Zustände können als ähnlich zueinander bezeichnet werden, wenn die entsprechende dimensionslose Kennzahl beider Zustände gleich ist. Ähnlichkeitszahlen ermöglichen damit sowohl die Vergleichbarkeit von Ergebnissen aus eigener experimenteller und numerischer Arbeit mit bekannten Literaturwerten als auch die Übertragung der Ergebnisse auf andere Abmessungen oder andere Fluide und Fluideigenschaften.

### Reynoldszahl

Die Leistungsfähigkeit oder Effizienz von Wärmeübertragern hängt hauptsächlich vom konvektiven Wärmeübergang zwischen festen Wänden und Fluid ab. Für die Stärke des konvektiven Wärmeübergangs ist maßgeblich die Tatsache entscheidend, ob es sich bei der Strömung um eine laminare oder turbulente Strömung handelt. Das entscheidende Kriterium für die Art der Strömung ist die dimensionslose Reynoldszahl. Mit der mittleren Strömungsgeschwindigkeit  $\bar{u}$ , dem hydraulischen Durchmesser  $d_{hyd}$  und der kinematischen Viskosität  $\nu$  oder dem Verhältnis aus dynamischer Viskosität  $\eta$  und der Dichte ergibt sich die Reynoldszahl nach folgender Gleichung:

$$Re = \frac{\bar{u} d_{hyd}}{\nu} = \frac{\bar{u} d_{hyd} \rho}{\eta} \quad (\text{Formel 2.1}).$$

Sie setzt die Trägheitskräfte zu den Zähigkeitskräften ins Verhältnis. Die Zähigkeitskräfte werden durch die Stoffeigenschaft der Viskosität berücksichtigt.

### Strouhalzahl

Bei der Strouhalzahl handelt es sich um eine weitere dimensionslose Kennzahl der Strömung, welche die Wirbelablösefrequenz  $f$  mit Hilfe der mittleren Strömungsgeschwindigkeit  $\bar{u}$  der Anströmung und dem hydraulischen Durchmesser  $d_{hyd}$  normiert:

$$St = \frac{f d_{hyd}}{\bar{u}} \quad (\text{Formel 2.2}).$$

Die Strouhalzahl ist der mithilfe des hydraulischen Durchmessers normierte reziproke Wert des Abstandes der Wirbel in Strömungsrichtung. Bei einer durchaus üblichen Strouhalzahl von 0,2 sind die einzelnen Wirbel demzufolge fünf hydraulische Durchmesser voneinander entfernt.

### Prandtlzahl

Die Prandtlzahl definiert das Verhältnis zwischen kinematischer Viskosität und Temperaturleitfähigkeit:

$$Pr = \frac{\nu}{a} = \frac{\nu \rho c_p}{\lambda} = \frac{\eta c_p}{\lambda} \quad (\text{Formel 2.3}).$$



Die Prandtlzahl stellt über diese beiden Fluideigenschaften auch das Verhältnis der Temperatur- und Geschwindigkeitsgrenschichtdicken beim konvektiven Wärmeübergang einer überströmten Oberfläche dar.

### Zusammenhang zwischen Druckverlust und Strömungswiderstandsbeiwert

Für die Charakterisierung von Wärmeübertragerstrukturen muss nicht nur ihre Wärmeübertragungsleistung berücksichtigt werden, sondern auch der entstehende Druckverlust bei der Durch- oder Überströmung solcher Strukturen und die sich daraus ergebende aufzubringende Gebläseleistung.

Für eine Rohrströmung ergibt sich der Druckverlust aus der Reynoldszahl, der Dichte des Fluides, der mittleren Geschwindigkeit, dem hydraulischen Durchmesser und der Geometrie:

$$\Delta p_V = \frac{64}{Re} \frac{l}{d_{hyd}} \rho/2 \bar{u}^2 = \lambda \frac{l}{d_{hyd}} \rho/2 \bar{u}^2 \quad (\text{Formel 2.4}).$$

Eine umfassende Herleitung dieser Gleichung ist in einschlägiger Literatur zu finden (z.B. [Bohl08]). Der Ausdruck  $64/Re$  wird üblicherweise als Rohrreibungszahl  $\lambda$  bezeichnet und es ergibt sich, wie zuvor gezeigt, für laminare Strömungen in kreisrunden Rohren  $\lambda = \varphi 64/Re$  mit  $\varphi = 1$ . Für andere einfache Querschnitte und Strömungszustände sind empirische Lösungen für  $\varphi$  und  $\lambda$  bekannt. Für jegliche andere Einbauten in Strömungskanälen wird der Druckverlust  $\Delta p_V$  mit Hilfe des Strömungswiderstandsbeiwerts  $\zeta$  (Zeta) berechnet:

$$\Delta p_V = \zeta \rho/2 \bar{u}^2 \frac{L}{d_{hyd}} \quad (\text{Formel 2.5}).$$

Mit den bekannten oder messbaren Strömungskenngrößen mittlere Strömungsgeschwindigkeit, Fluidichte und Druckverlust ist der Strömungswiderstandsbeiwert  $\zeta$  (Zeta) demzufolge definiert als:

$$\zeta = \frac{\Delta p_V}{\rho/2 \bar{u}^2 \frac{L}{d_{hyd}}} \quad (\text{Formel 2.6}).$$

Für die Wärmeübertragerstrukturen ist die Kenntnis der Strömungswiderstandsbeiwerte wichtig, da der anfallende Druckverlust durch Gebläse- oder Pumpleistung erzeugt werden muss und dafür elektrische Energie verbraucht wird. Deshalb ist die Kenngröße des Strömungswiderstandsbeiwerts von großer Bedeutung und wird bei der Beurteilung der neu entwickelten Wärmeübertragerstrukturen in dieser Arbeit eine zentrale Rolle spielen.

Zur Charakterisierung der lokalen Druckverhältnisse in der Strömung kommt der Druckbeiwert oder Druckkoeffizient zur Anwendung. Er ist definiert als:

$$C_p = \frac{(p - p_0)}{1/2 \rho * \bar{u}^2} \quad (\text{Formel 2.7}).$$

Die Differenz aus lokalem Druck  $p$  und dem Druck in der freien Anströmung  $p_0$  wird mit Hilfe des Terms im Nenner, welcher für den Staudruck steht, normiert. Bei einem lokal höheren Druck als in der freien Anströmung  $p_0$  findet eine Verzögerung der Strömung statt. Umgekehrt kommt es in Bereichen niedrigeren Drucks zu einer Beschleunigung.

### Nusseltzahl und Colburn-Faktor

Die dimensionslose Nusseltzahl gibt das Maß des konvektiven Wärmeübergangs zwischen einem Fluid und einer Oberfläche an. Die Entdimensionalisierung des Wärmeübergangskoeffizienten wird durch die temperaturabhängige Stoffgröße Wärmeleitfähigkeit vorgenommen und setzt so den konvektiven Wärmeübergang mit jenem eines ruhenden Fluids, bei welchem nur Wärmeleitung stattfindet, ins Verhältnis. Der gleichwertige hydraulische Durchmesser geht als Parameter der Geometrie ein:

$$Nu = \frac{\alpha d_{hyd}}{\lambda} \quad (\text{Formel 2.8}).$$

Für eine Vielzahl von konvektiven Problemstellungen lässt sich die Nusseltzahl in der folgenden Form darstellen:

$$Nu = C Re^m Pr^n \quad (\text{Formel 2.9}).$$

Wobei  $C$ ,  $m$  und  $n$  analytisch oder empirisch ermittelten Koeffizienten darstellen. Für nahezu alle Gase kann in guter Näherung für den Exponenten der Prandtlzahl  $n = 1/3$  gesetzt werden [Kays98]. Mit bekannter Reynoldszahl kann für gegebene Geometrien und Strömungszustände über semiempirische Bestimmungsgleichungen die Nusseltzahl berechnet werden.

In zahlreicher Literatur kommt zum Zweck der Beurteilung der Wärmeübertragungsgüte oder auch Wärmeübertragereffizienz einer Wärmeübertragergeometrie der Colburn-Faktor zur Anwendung (Formel 2.10).

$$j = Sta * Pr^{2/3} = \frac{Nu}{Re Pr} Pr^{2/3} \quad (\text{Formel 2.10})$$

Nach der Nusseltzahl umgestellt, ergibt sich eine Variante der Formel 2.9, ebenfalls mit dem Exponenten  $1/3$  für die Prandtlzahl, aber anstatt der Konstante  $C$  mit dem Colburn-Faktor  $j$ .

**NTU**

Die NTU (engl. Number of Transfer Units) ist eine entscheidende Kenngröße bei der Auslegung von Wärmeübertragern. Durch Gleichsetzen und anschließendes Umstellen der Wärmeströme des konvektiven Wärmeübergangs und der Enthalpieänderung ergibt sich die NTU:

$$\begin{aligned}\dot{Q} &= \dot{m} c_p \Delta T_{Fluid} = k A \Delta \Theta \\ \frac{\Delta T_{Fluid}}{\Delta \Theta} &= \frac{k A}{\dot{m} c_p} = NTU\end{aligned}\quad (\text{Formel 2.11}).$$

Bei vorgegebenen Wärmekapazitätsströmen der beiden Fluide und der geforderten Temperaturänderung eines Fluides kann mit Hilfe eines NTU-Diagramms der Wärmeübertrager über das Produkt  $k A$  dimensioniert werden.

**Stantonzahl**

Die Stantonzahl beschreibt den Vorgang des Wärmeübergangs zwischen einer Strömung und einem Körper und ist ein Maß dafür, wie schnell ein Fluid erwärmt oder abgekühlt wird. Der konvektive Wärmeübergang zwischen Oberfläche und Fluid ist zum Wärmekapazitätsstrom ins Verhältnis gesetzt:

$$Sta = \frac{Nu}{Re Pr} = \frac{\alpha}{\bar{u} \rho c_p} \quad (\text{Formel 2.12}).$$

**Weitere Kennzahlen zur Charakterisierung von Wärmeübertragern**

In Kombination mit dem Strömungswiderstandsbeiwert sind die Nusseltzahl und der Colburn-Faktor geeignete Kennzahlen, um Wärmeübertrager gleicher Geometrie hinsichtlich ihrer Leistungsfähigkeit zu vergleichen. Kays und London haben für Leistungsdatenblätter von Wärmeübertrageroberflächen den Colburn-Faktor und den Strömungswiderstandsbeiwert über der Reynoldszahl aufgetragen. Mit Hilfe der Reynoldszahl können für die jeweiligen Wärmeübertrager auf einfache Art und Weise geometrische Skalierungen vorgenommen werden, um zum Beispiel gegebene Wärmeübertragerkonzepte an veränderte Prozessbedingungen anzupassen.

LaHaye et al. haben mit der Darstellung des dimensionslosen Wärmeübertragungsfaktor  $J$  über der dimensionslosen Pumpleistung eine anschauliche Möglichkeit zur Charakterisierung von Wärmeübertragerstrukturen geschaffen [LaH74]. Der Wärmeübertragungsfaktor  $J$  ist dabei definiert als:

$$\begin{aligned}J &= j Re && (\text{Formel 2.13}) \\ &= Sta * Pr^{2/3} Re \\ &= \frac{Nu}{Re Pr} Pr^{2/3} Re\end{aligned}$$

und die dimensionslose Pumpleistung ergibt sich aus:

$$F = \zeta Re^3 \quad (\text{Formel 2.14}).$$

So können in einer Darstellung sowohl die Wärmeübertragungseigenschaften als auch die strömungsmechanischen Eigenschaften der Struktur anschaulich dargestellt werden. Ein direkter Vergleich zwischen verschiedenen Wärmeübertragerstrukturen kann so auf anschauliche Art und Weise vorgenommen werden.

Beim Vergleich verschiedener Wärmeübertragerkonzepte muss je nach Anwendung auch die Kompaktheit der Wärmeübertrager berücksichtigt werden, da sich diese einerseits in den Produktionskosten in Form von Materialkosten niederschlägt und andererseits der benötigte Bauraum direkt von der Kompaktheit abhängig ist. Für diesen Fall haben Sahiti et al. [Sah06b] eine weitere Darstellungsform entwickelt. Der auf das Wärmeübertragervolumen bezogene übertragene Wärmestrom  $\dot{q}_v$  wird über der Pumpleistung  $e_v$ , welche wiederum auf das Wärmeübertragervolumen bezogen ist, aufgetragen. Die Pumpleistung  $e_v$  ist definiert als:

$$e_v = \beta \frac{Re^3 \mu^3}{2 \rho^2 d_{hyd}^3} \zeta = \frac{\Delta p \dot{V}}{V_{W\ddot{U}}} \quad (\text{Formel 2.15})$$

mit:

$$\beta = \frac{A_{W\ddot{U}}}{V_{W\ddot{U}}} \quad d_{hyd} = 4L \frac{A_{quer}}{A_{W\ddot{U}}}$$

Mit  $\beta$  als Verhältnis von wärmeübertragender Fläche zum Wärmeübertragervolumen und dem hydraulischen Durchmesser nach dieser Definition als Verhältnis von minimaler durchströmter Querschnittsfläche und wärmeübertragender Fläche multipliziert mit dem Faktor 4 und der Länge des Strömungsweges. Der auf das Wärmeübertragervolumen bezogene übertragene Wärmestrom  $\dot{q}_v$  ergibt sich aus:

$$\dot{q}_v = \frac{\varepsilon \rho v \beta Re c_p (T_w - T_{in})}{4L} \quad (\text{Formel 2.16})$$

mit:

$$\varepsilon = 1 - e^{-NTU}$$

Diese Darstellungs- und Bewertungsform wird vor allem für Rippenwärmeübertrager mit parallelen Platten angewendet, weil dort das Bauvolumen ein wichtiges Gütekriterium darstellt.

In der vorliegenden Arbeit wird zur Bewertung der Strukturierung die Nusseltzahl als Kenngröße des Wärmeübergangs über der dimensionslosen Pumpleistung  $F = \zeta Re^3$  aufgetragen. Eine Veränderung des Wärmeübertragervolumens muss nicht berücksichtigt werden, da die äußeren Abmessungen des Ringspalts oder des parallelen Spalts konstant bleiben.

## Feuerungstechnischer Wirkungsgrad

Der feuerungstechnische Wirkungsgrad stellt, wie für die Betrachtungen aller Wirkungsgrade üblich, das Verhältnis von Nutzen zu Aufwand dar:

$$\eta_f = \frac{P_{\text{Nutz}}}{P_{\text{Aufwand}}} \quad (\text{Formel 2.17}).$$

Die Schwierigkeit besteht nun in der Messung der Nutzleistung (oder auch Nutzwärmestrom genannt), da dieser dem vom Brenner abgegebenen Wärmestrom entspricht und dieser sowohl den an das Gut übertragenen Wärmestrom als auch Verluste durch beispielsweise die Ofenwände beinhaltet. Der Nutzwärmestrom ist auch gleichzeitig die Differenz aus der Heizleistung und der Abgasverlustleistung die den Ofen verlässt:

$$\eta_f = \frac{P_{\text{Heiz}} - P'_{\text{Abgas}}}{P_{\text{Aufwand}}} \quad (\text{Formel 2.18}).$$

Für eine Betrachtung ohne Vorwärmung entspricht die Heizleistung vereinfachend dem Aufwand (Enthalpiestrom der zugeführten kalten Verbrennungsluft ist vernachlässigbar klein) und der feuerungstechnische Wirkungsgrad kann direkt berechnet werden.

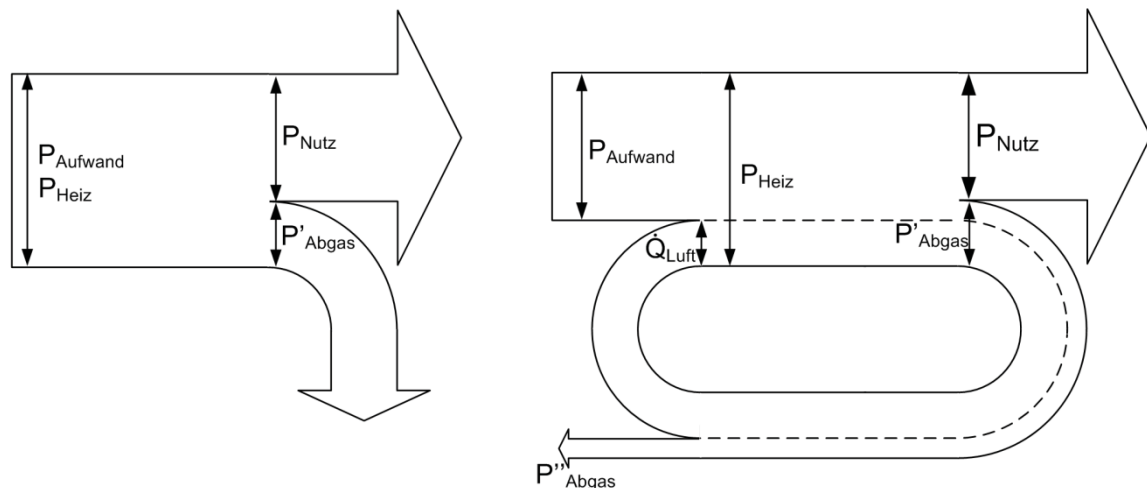


Abbildung 2.1: Darstellung der Energieströme als Sankeydiagramm, links ohne Luftvorwärmung, rechts mit Luftvorwärmung durch Wärmerückgewinnung aus dem Abgas

Ist eine Luftvorwärmung im System integriert, setzt sich die Heizleistung aus der Leistung des Brenners oder auch chemischer Energiestrom des Brenngases genannt und der rekuperierten Wärme aus dem Wärmeübertrager zusammen:

$$\begin{aligned} \eta_f &= \frac{P_{\text{Aufwand}} + \dot{Q}_{\text{Luft}} - P'_{\text{Abgas}}}{P_{\text{Aufwand}}} = 1 - \frac{P'_{\text{Abgas}} - \dot{Q}_{\text{Luft}}}{P_{\text{Aufwand}}} \\ &= 1 - \frac{P''_{\text{Abgas}}}{P_{\text{Aufwand}}} \end{aligned} \quad (\text{Formel 2.19}).$$

Die vorangegangenen Ausführungen gelten unter der Voraussetzung, dass die kalorischen Enthalpieströme der in den Brenner einströmenden Verbrennungsluft und des Brenngases vernachlässigt werden können. Ohne Wärmerückgewinnung aus dem Abgas ist die Abgastemperatur auf dem Niveau der Ofenatmosphärentemperatur. Die Abgasverlustleistung

oder auch Schornsteinverlustleistung genannt, ergibt sich aus dem Energieverlust zur Umgebung und steht in direktem Zusammenhang mit dem feuerungstechnischen Wirkungsgrad.

Signifikante Steigerungen des Wirkungsgrades lassen sich durch Luftvorwärmung in Form von Wärmerückgewinnung aus dem Abgas erzielen. Die relative Luftvorwärmung ist definiert als Verhältnis der Temperaturdifferenzen zwischen Luft- und Abgasaustrittstemperaturen nach der Wärmerückgewinnung und Lufteintrittstemperatur:

$$\Psi = \frac{T''_{Luft} - T'_{Luft}}{T''_{Abgas} - T'_{Luft}} \quad (\text{Formel 2.20}).$$

Abbildung 2.2 zeigt den feuerungstechnischen Wirkungsgrad über der Abgaseintrittstemperatur in den Wärmeübertrager für verschiedene Grade der relativen Luftvorwärmung. Der Verlauf der Kurve für eine relative Luftvorwärmung von Null entspricht einem System ohne Wärmerückgewinnung aus dem Abgas. Mit steigender Abgastemperatur sinkt der feuerungstechnische Wirkungsgrad. Mit zunehmender Luftvorwärmung steigt bei konstanter Abgastemperatur auch der feuerungstechnische Wirkungsgrad.

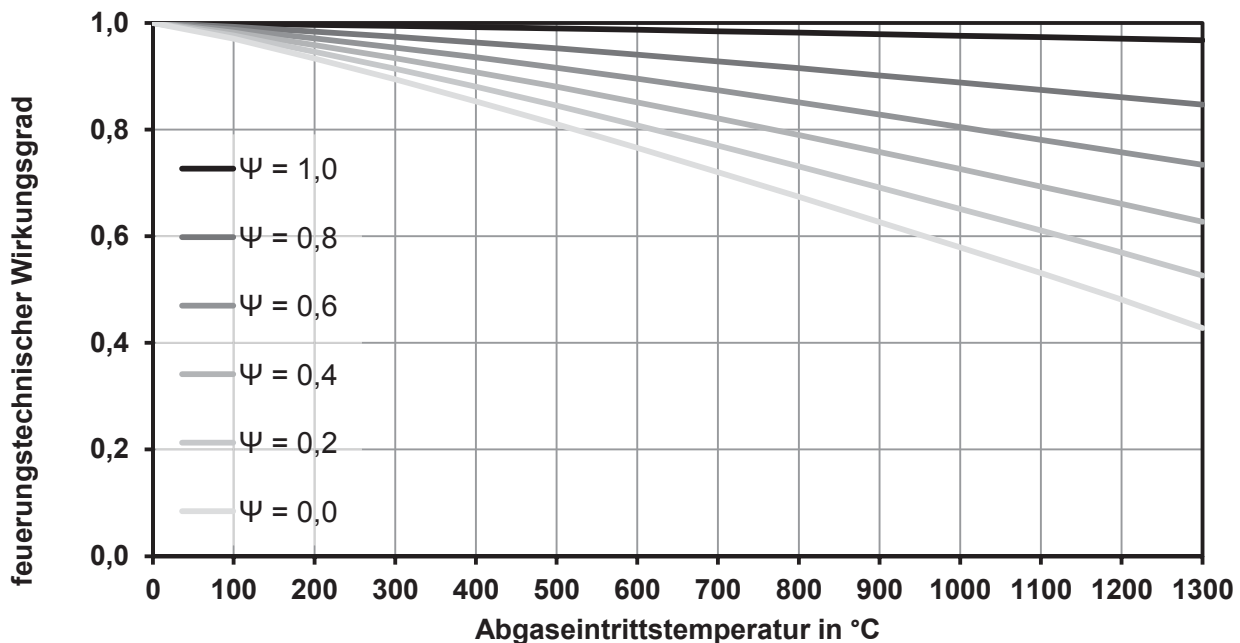


Abbildung 2.2: Feuerungstechnischer Wirkungsgrad über der Abgaseintrittstemperatur für verschiedene Luftvorwärmgrade (Luftzahl = 1,15; Abgas aus Brenngas GUS-Erdgas H)

Aus der hier gezeigten Abbildung wird nochmals die Bedeutung einer effizienten Wärmerückgewinnung deutlich. Hohe feuerungstechnische Wirkungsgrade lassen sich nur über diesen Weg erreichen.





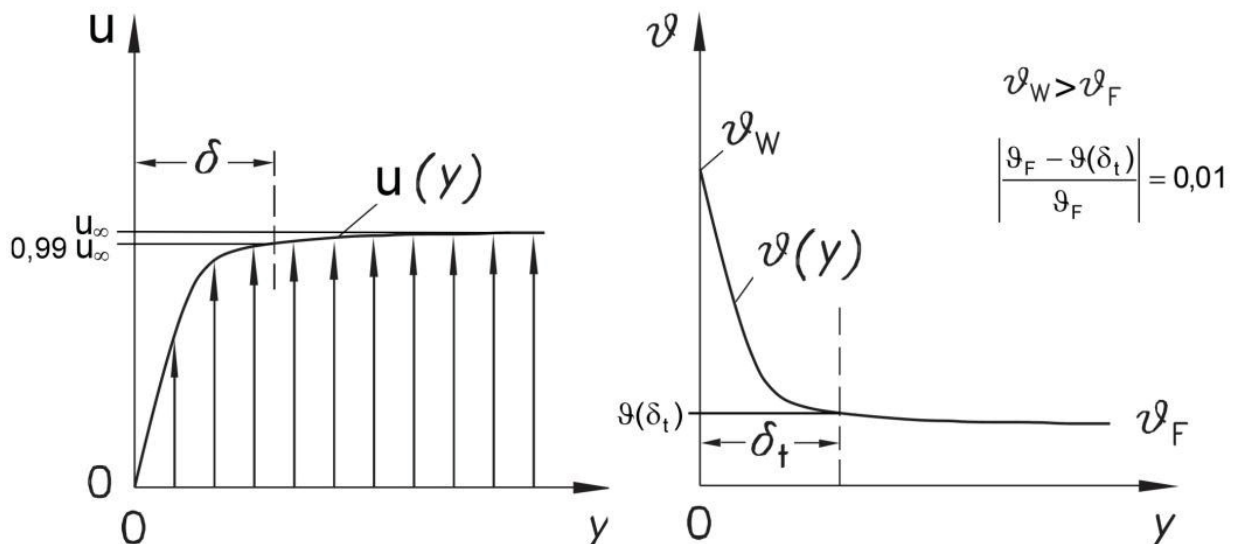


Abbildung 2.4: Verlauf von Strömungsgeschwindigkeit  $u$  und Temperatur in den jeweiligen Grenzschichten und Definition der Grenzschichtdicken (in veränderter Form übernommen aus [Baehr10])

Die Dicke der Grenzschicht ist neben der treibenden Temperaturdifferenz maßgeblich für den Wärmeübergang zwischen Wand und Fluid verantwortlich. Mit steigender Temperaturgrenzschichtdicke nimmt dieser Wärmetransport ab. Da die Geschwindigkeitsgrenzschichten die Temperaturgrenzschichten erheblich beeinflusst, kann eine Störung der Geschwindigkeitsgrenzschicht durch z. B. das Einbringen von Turbulatoren in die Strömung den Wärmeübergang erheblich steigern. Eine andere Möglichkeit ist das Anordnen von Rippen, um die Strömung in eine Spaltströmung mit sehr dünnen Temperaturgrenzschichten zu verändern.

Für den Fall der Überströmung einer ebenen Platte verändern sich die Geschwindigkeits- und in Folge dessen auch die Temperaturgrenzschichtdicke entlang der überströmten Länge in  $x$ -Richtung (Abbildung 2.3). Für eine Kanalströmung ist der voll ausgebildete Zustand einer Strömung erreicht, wenn das Strömungsprofil senkrecht zur begrenzenden Wand entlang der Strömungsrichtung unverändert bleibt. Damit sich dieses Strömungsprofil einstellt, muss das Fluid eine definierte Strecke in Strömungsrichtung zurücklegen, welche als hydrodynamische Einlauflänge bezeichnet wird. Die Einlauflänge ist abhängig vom gleichwertigen hydraulischen Durchmesser und der Reynoldszahl.

### 2.3.2 Laminare Strömung zwischen zwei parallelen Platten und im Rechteckkanal

Um Aussagen über die Qualität der Strömungsprofile in den Versuchsständen für die experimentellen Untersuchungen treffen zu können, werden diese mit analytischen oder semiempirischen Geschwindigkeitsprofilen für laminare und turbulente Strömungen aus der Literatur verglichen. Das Geschwindigkeitsprofil für laminare Strömungen zwischen zwei parallelen Platten unendlicher Ausdehnung lässt sich mit folgender Gleichung beschreiben:

$$\frac{u}{u_{max}} = 1 - \left(\frac{y}{B}\right)^2 \quad (\text{Formel 2.21}).$$



Für die experimentelle Untersuchung im rechteckigen Kanal (Kapitel 5 und 6) hat Purdy [Pur49] folgende einfache Näherung entwickelt:

$$\frac{u}{u_{max}} = \left[ 1 - \left( \frac{y}{B} \right)^n \right] \left[ 1 - \left( \frac{x}{W} \right)^m \right] \quad (\text{Formel 2.22})$$

mit  $n=2$  und der Variablen  $m$  in Abhängigkeit vom Seitenverhältnis  $W/B$ , siehe Tabelle 1.

Tabelle 1: Variable  $m$  in Abhängigkeit vom Seitenverhältnis  $W/B$

Variable $m$	2,37	3,78	5,19	6,60	13,6	$\infty$
Seitenverhältnis $W/B$	0,5	0,3333	0,25	0,2	0,1	0

### 2.3.3 Turbulente Strömung zwischen zwei parallelen Platten

Eine erste Gleichung für das turbulente Geschwindigkeitsprofil eines glatten ebenen Spalts mit dem Geschwindigkeitsgradienten von Null in der Symmetrieebene liefert Pai [Pai53]:

$$\frac{u}{u_{max}} = 1 - \frac{n-s}{n-1} \left( \frac{y}{B} \right)^2 - \frac{s-1}{n-1} \left( \frac{y}{B} \right)^{2n} \quad (\text{Formel 2.23})$$

Mit  $B$  der halben Spalthöhe und den beiden Konstanten  $s$  und  $n$ . Für  $s=1$  liefert diese Gleichung die analytische Lösung für das laminare Strömungsprofil (Formel 2.21). Kakac et al. [Kak87] haben auf der Basis von experimentellen Ergebnissen von Nikuradse [Nik32] die folgende Korrelation für die Konstanten  $s$  und  $n$  im Reynoldszahlbereich 4 000 bis  $10^5$  gefunden:

$$s = 0,004 Re^{3/4}, n = 0,00625 Re^{3/4} - 2,0625 \quad (\text{Formel 2.24})$$

Die Abbildung 2.5 zeigt die Geschwindigkeitsprofile für voll entwickelte laminare und turbulente (bei  $Re = 10\,000$ ,  $20\,000$  und  $40\,000$ ) Strömung in einem glatten ebenen Spalt.

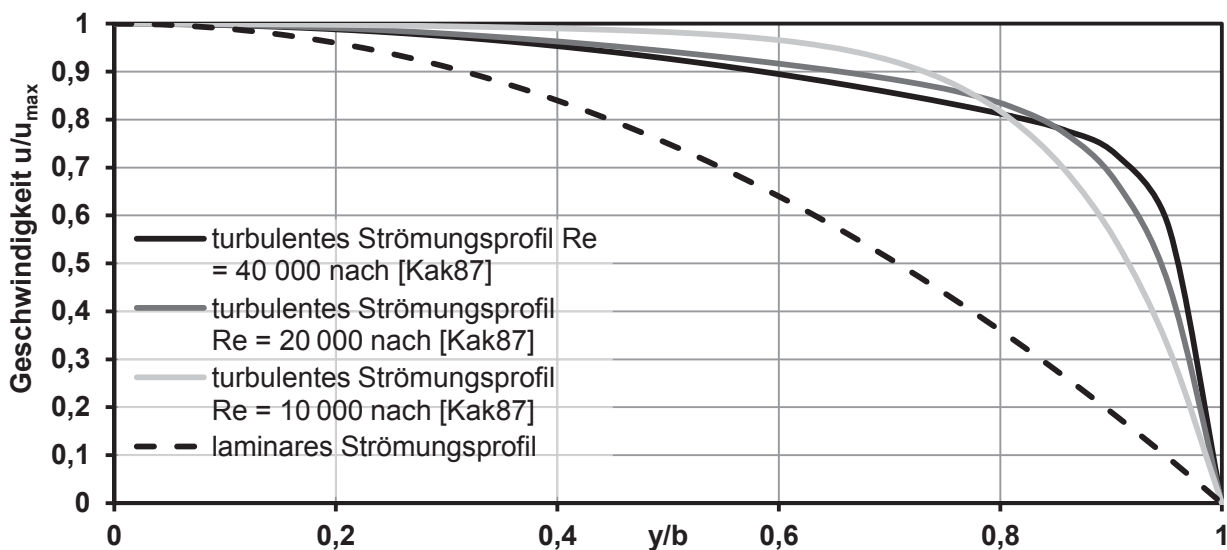


Abbildung 2.5: Voll entwickelte Geschwindigkeitsverteilung für die laminare und turbulente (bei  $Re = 10\,000$ ,  $20\,000$  und  $40\,000$ ) Strömung in einem glatten ebenen Spalt

### 2.3.4 Kenngrößen, Längen- und Zeitmaße von turbulenten Strömungen

Turbulente Strömungen unterscheiden sich von laminaren Strömungen indem sie zeitlichen, stochastisch verteilten Schwankungen unterliegen. Nach der Reynoldsschen Zerlegung unterteilt sich die turbulente Strömung in eine zeitlich gemittelte Strömungsgeschwindigkeit  $\bar{u}$  und einen Schwankungswert  $u'$ :

$$u = \bar{u} + u' \quad (\text{Formel 2.25}).$$

Aus dem Schwankungswert einer Raumrichtung  $i$  (Indizes  $i$  zum Zweck der Vereinfachung entfernt) lässt sich der allgemein verwendete RMS-Wert (englisch: root-mean-square; mathematisch: Wurzel der Varianz der Schwankungsgröße) berechnen.

$$u_{RMS} = \sqrt{\overline{u'^2}} \quad (\text{Formel 2.26})$$

Eine detailliertere Charakterisierung der Strömung wird durch verschiedene Längen- und Zeitmaße möglich. Die Skalen der Strömungsstrukturen erstrecken sich von der Größenordnung der umgebenden Geometrie bis hin zur sehr feinen Strukturen welche sich nicht weiter zerteilen und sich schließlich durch Dissipation auflösen. Die turbulente kinetische Energie entsteht bei der Bildung der Wirbel. Diese Wirbel entstehen beispielsweise hinter Kanten oder anderen Störungen im Strömungsfeld und sind die größten in der Strömung vorkommenden Wirbel. Durch Wirbelzerfall findet der Transport dieser Energie von den größten hin zu den kleinsten Wirbeln durch alle Skalen statt. Viskose Vorgänge führen bei den kleinsten Wirbelstrukturen zur Umwandlung der Bewegungsenergie in Wärmeenergie (Dissipation). Der Prozess der Produktion, des Transports und der Dissipation wurde von Richardson 1922 als Energiekaskade zusammengefasst [Pop00].

Die größten zusammenhängenden Turbulenzelemente oder auch Abmessungen einheitlich bewegter Fluidmassen werden durch das integrale Zeitmaß  $t_{int}$  und das integrale Längenmaß  $L_{int}$  repräsentiert. Das integrale Zeitmaß  $t_{int}$  lässt sich aus der Integration der zeitlichen Korrelationskoeffizienten der Geschwindigkeitszeitreihen bestimmen:

$$t_{int,i} = \int_0^{\infty} \rho_i(\tau) d\tau \quad (\text{Formel 2.27})$$

mit:

$$\rho_i(\tau) = \frac{\overline{u_i'(t)u_i'(t+\tau)}}{\overline{u_i'^2(t)}} \quad (\text{Formel 2.28}).$$

Die Taylorhypothese geht von einer sogenannten eingefrorenen Turbulenz aus, bei welcher angenommen wird, dass sich die Strömung zwar mit mittlerer Strömungsgeschwindigkeit bewegt, aber die Wirbelstrukturen innerhalb der Strömung unverändert bleiben. Damit kann aus dem integralen Zeitmaß mit der mittleren Strömungsgeschwindigkeit das integrale

Längenmaß berechnet werden. Für Turbulenzgrade kleiner 10 % verursacht diese Vorgehensweise kleine Abweichungen [McC90]:

$$L_{int} = \bar{u} t_{int} \quad (\text{Formel 2.29}).$$

Alternativ kann das integrale Längenmaß analog zum integralen Zeitmaß aus einer Korrelationsfunktion bestimmt werden. Jedoch handelt es sich hierbei nicht um eine Autokorrelation an einem festen Messort, sondern um eine Kreuzkorrelation zwischen Zeitreihen verschiedener Messorte entlang einer bestimmten Richtung zum gleichen Zeitpunkt. Der Abstand zwischen den Messpunkten ist variabel. Üblicherweise wird das integrale Längenmaß entlang der Hauptströmungsrichtung (in longitudinaler Richtung) angegeben. Nach [Hin75] kann bei isotroper und homogener Turbulenz für das integrale Längenmaß quer zur Strömungsrichtung folgendes angenommen werden:

$$L_{int,longitudinal} = 2 L_{int,transversal} \quad (\text{Formel 2.30}).$$

Auf Basis des integralen Längenmaßes lässt sich die turbulente Reynoldszahl  $Re_{L_{int}}$  wie folgt bilden:

$$Re_{L_{int}} = \frac{u_{RMS} L_{int}}{\nu} \quad (\text{Formel 2.31}).$$

Die turbulente Reynoldszahl stellt gleichzeitig eine Beziehung zwischen der Makro- und Kolmogorov-Wirbelstrukturen her:

$$Re_{L_{int}}^{-3/4} = \frac{L_K}{L_{int}} \quad (\text{Formel 2.32}).$$

Die Größe des kleinsten vorkommenden Wirbel- oder Turbulenzelements wird durch das Kolmogorovsche Längenmaß  $L_K$  repräsentiert und ist definiert als:

$$L_K = \left( \frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4} \quad (\text{Formel 2.33}).$$

Ab dieser Größe der Wirbel kann davon ausgegangen werden, dass einerseits die Wirbel keinem weiteren Zerfallsprozess zu noch kleineren Wirbeln unterliegen und andererseits die molekulare Viskosität die Dissipation der Wirbel bewirken kann. Kolmogorov stellt weiterhin die Hypothese auf, dass innerhalb dieser Skalen die turbulenten Bewegungsvorgänge isotrop sind. Aus dem bekannten Kolmogorovschen Längenmaß  $L_K$  (Formel 2.32) lässt sich mit dieser Gleichung die Dissipationsrate  $\varepsilon$  berechnen. Eine weitere Definition der Dissipationsrate  $\varepsilon$  ist:

$$\varepsilon = 15 \nu \frac{\bar{u}'^2}{L_T^2} \quad (\text{Formel 2.34})$$

welche das Taylorsche Längemaß  $L_T$  enthält:

$$L_T = Re^{\frac{1}{4}} L_K \quad (\text{Formel 2.35}).$$

Über die Taylor-Hypothese lässt sich das Taylorsche Zeitmaß  $t_T$  berechnen:

$$t_T = \frac{L_T}{\bar{u}} \quad (\text{Formel 2.36}).$$

Das Kolmogorovsche Mikro-Zeitmaß  $t_K$  ist die kleinste zeitliche Skala:

$$t_K = \left(\frac{\nu}{\varepsilon}\right)^{1/2} \quad (\text{Formel 2.37}).$$

Neben der Beschreibung der Strömungsverhältnisse durch Zeit- und Längenskalen lassen sich weitere Informationen gewinnen. Das Energiespektrum berechnet sich durch die Fourier-Transformation der Autokorrelation. Aus der Integration des gesamten Energiespektrums über der Wellenzahl  $\lambda$  ergibt sich die turbulente kinetische Energie  $k$ :

$$k = \int_0^{\infty} E(\lambda) d\lambda \quad (\text{Formel 2.38})$$

mit:

$$\lambda = \frac{2\pi}{L} \quad (\text{Formel 2.39}).$$

Die Zeit- und Längenskalen sind für das Verständnis und die Charakterisierung der Strömungsvorgänge um die Bogenstrukturen bedeutend. Dies betrifft sowohl die numerische Simulation und die darin enthaltenen Vereinfachungen durch Turbulenzmodelle (siehe Kapitel 4.2) als auch die Ergebnisse aus experimentellen Untersuchungen der Strömungsvorgänge mittels Laserdiagnostik (siehe Kapitel 6.2).

## 2.4 Umströmung von Zylindern und Wärmeübergang an Zylindern

Die angestrebte Wärmeübertragerstruktur in Form eines Bogens beinhaltet eine Kombination verschiedener Konstellationen. In erster Näherung handelt es sich bei der betrachteten Bogenstruktur um einen quer angeströmten Zylinder. Der Bogen ist an seinen Enden auf einer Wand montiert und in Folge von Wechselwirkung zwischen Wand und Zylinder bilden sich Hufeisenwirbel aus. Weiterhin sind die Bögen longitudinal und transversal in Interaktion mit weiteren Bögen (Zylinder in Tandempaarung). Die Wandung des mit Bögen strukturierten Strömungskanal und die Nähe zum Zenit der Bögen sind vergleichbar mit einem quer angeströmten Zylinder parallel zu einer Wand. Für alle genannten Konfigurationen wird nachfolgend der Stand des Wissens im Detail dargestellt.

### 2.4.1 Quer angeströmter Zylinder, Wirbelablösung und Kármánsche Wirbelstraße

Die Kármánsche Wirbelstraße ist nach Theodore von Kármán benannt, welcher erstmals 1911 das Phänomen der periodischen, wechselseitigen Wirbelablösung im Nachlauf von gleichmäßig angeströmten Körpern beschrieb und berechnete. Die Wirbelablösung kommt durch die direkte Abfolge von Beschleunigung der Strömung bis zur größten Querschnittsverengung (Strömung auf Höhe des Zylindermittelpunkts, siehe Abbildung 2.6a) und die darauf folgende Verzögerung durch die Querschnittserweiterung zustande. Aufgrund der Verzögerung der Außenströmung kommt es zum Druckanstieg. Dieses Druckfeld ist ebenfalls der Grenzschicht aufgeprägt. Die langsamen Fluidteilchen in der Grenzschicht werden zunächst zum Stillstand gebracht und dann in eine Rückwärtsbewegung versetzt. Aus dieser Rückströmung entwickelt sich ein Wirbel, welcher mit der Strömung mitgerissen wird, sobald er zu einer kritischen Größe angewachsen ist. Maßgeblich für die Wirbelablösung ist der Gradient des Druckanstiegs aufgrund der Querschnittsänderung.

Die Umströmung von Zylindern und deren Nachlauf wurde ausgiebig untersucht. Bei laminarer Strömung treten drei verschiedene grundlegende Strömungsformen auf, welche unterschiedlichen Reynoldszahlbereichen zugeordnet werden können. Die nachfolgend angegebenen Reynoldszahlen sind auf Basis des Zylinderdurchmessers berechnet.

- L1: Schleichströmung um den Zylinder bei  $0 < Re < 4$  bis 5 (Abbildung 2.6 a),
- L2: stationäre Ablösung und Bildung von stationären und symmetrischen Wirbeln hinter dem Zylinder bei  $4 < Re < 30$  bis 48 (Abbildung 2.6 b),
- L3: Bildung der Kármánschen Wirbelstraße durch die stromabwärts auftretende Instabilität der vereinigten Scherschicht (Abbildung 2.6 c). Der sich wellenförmig bewegende Zylindernachlauf ist ab einer Reynoldszahl von 30 bis 48 zu beobachten. Bis zu einer Reynoldszahl von 80 verkürzt sich die Wellenlänge dieses Nachlaufs und die Scherschicht beginnt sich aufzurollen. In dessen Folge bilden sich Wirbel. Eine periodische Wirbelablösung entsteht zwi-

schen  $80 < Re < 180$  bis 200 mit definierter Wirbelablösefrequenz (Abbildung 2.6 d). [Zdr97]

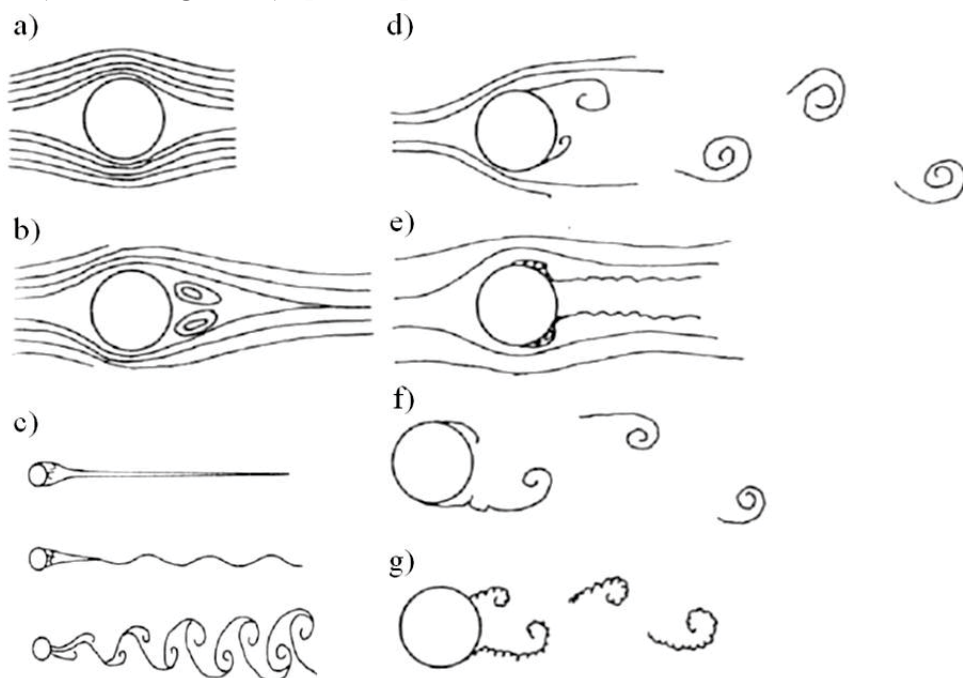


Abbildung 2.6: Strömungsnachlauf hinter dem Zylinder, in geänderter Form übernommen aus [Chen78]

Bei höheren Reynoldszahlen spricht man vom sogenannten Übergang der laminaren zur turbulenten Strömung (engl.: Transition, Abkürzung: „Tr“). Hierbei wird ähnlich dem Übergang an der überströmten Platte (siehe Kap. 15.1.2 in Grenzschicht-Theorie von Schlichting [Schl06]) in die folgenden Formen unterschieden [Zdr97]:

- TrW1: Übergang von laminaren Wirbel zu turbulenten Wirbel mittels instabiler Tollmien-Schlichting-Wellen im Nachlauf des Zylinders bei  $180 \text{ bis } 200 < Re < 220 \text{ bis } 250$  (engl.: transition in wake state of flow, kurz: „TrW“)
- TrW2: Übergang in einen turbulenten Wirbel im direkten Nachlauf des Zylinders  $220 \text{ bis } 250 < Re < 350 \text{ bis } 400$  mit definierter Wirbelablösefrequenz (Erscheinungsbild ähnlich Abbildung 2.6 d),
- TrSL: Übergang in einen turbulenten Wirbel in der freien Scherschicht (engl.: transition in shear layers, kurz: „TrSL“) um den Zylinder, unterkritischer Bereich bei  $350 \text{ bis } 400 < Re < 100\,000 \text{ bis } 200\,000$  mit definierter Wirbelablösefrequenz und konstanter Strouhalzahl um 0,21 (Erscheinungsbild ähnlich Abbildung 2.6 d),
- TrBL1: Übergang in der Grenzschicht (aus laminarer wird turbulente Grenzschicht; engl.: transition in boundary layers, kurz: „TrBL“) um den Zylinder, kritischer Strömungsbereich bei Reynoldszahlen ab  $100\,000 \text{ bis } 200\,000$  (Abbildung 2.6 e),

- TrBL2: Oberhalb der kritischen Machzahl wird sich die Kármánsche Wirbelstraße auch im superkritischen Reynoldszahlbereich bilden (Abbildung 2.6 f) und
- TrBL3: Im transkritischen Bereich bilden sich sehr turbulente Wirbel bei  $Re > 3 \cdot 10^6$  [Chen73] (Abbildung 2.6 g).

Erste umfangreiche experimentelle Arbeiten bezüglich der Bestimmung der Strouhalzahl wurden 1954 von Roshko [Ros54] veröffentlicht. Er hat den „stabilen“, laminaren Bereich L3 für  $40 < Re < 150$  beschrieben und einen „instabilen“ Bereich mit Unregelmäßigkeiten in der Geschwindigkeitsfluktuation für  $150 < Re < 300$ . Basierend auf den Arbeiten von Roshko hat Williamson [Wil88] in zwei Veröffentlichungen 1988 beschrieben, dass der „instabile“ Bereich durch einen Wechsel der Bildungsmechanismen oder durch den Wechsel des Orts der Wirbelbildung begründet liegt. Zusammengefasst wird seine Arbeit in einer Veröffentlichung von 1996 [Wil96], in welcher er zwei Unstetigkeitsstellen beschreibt. Die erste bei einer Reynolds-Zahl von 170 bis 180 und die zweite bei einer Reynolds-Zahl von 230 bis 260. Bestätigt wird dies auch von [Pon04].

Die Abbildung 2.7 zeigt die Strouhalzahl über der Reynoldszahl für einen Reynoldszahlbereich bis 1 400. Bereich (I) stellt die laminare Wirbelablösung dar, in welcher sich die Wirbel parallel zum Zylinder ablösen. Folgende Näherungsformel beschreibt den Bereich (I) [Wil96]:

$$St = 0,2175 - \frac{5,1064}{Re} \quad (\text{Formel 2.40}).$$

Der Bereich (II) kennzeichnet die Wirbelbildung und -ablösung in der Scherschicht und ist dadurch gekennzeichnet, dass die Strouhalzahl im weiteren Bereich bis zu einer Reynolds-Zahl von 50 000 konstant bei 0,21 liegt. Besonders zu erwähnen ist, dass sich die Wirbel nicht parallel wie bei der laminaren Wirbelablösung vom Zylinder ablösen, sondern in einem bestimmten Winkel. Man spricht auch von schräger Wirbelablösung – aus einer zweidimensionalen Struktur wird eine dreidimensionale Struktur. Die Näherungsformel für die Kurve (II) ist [Ros54]:

$$St = 0,212 - \frac{2,7}{Re} \quad (\text{Formel 2.41}).$$

Am Anfang und Ende des Übergangsbereichs (III) befinden sich Unstetigkeitsstellen welche durch den Wechsel der Bildungsmechanismen zustande kommen. Folgende Näherungsformel gilt für diesen Bereich [Pon04]:

$$St = 0,2175 - \frac{6,66}{Re} \quad (\text{Formel 2.42}).$$



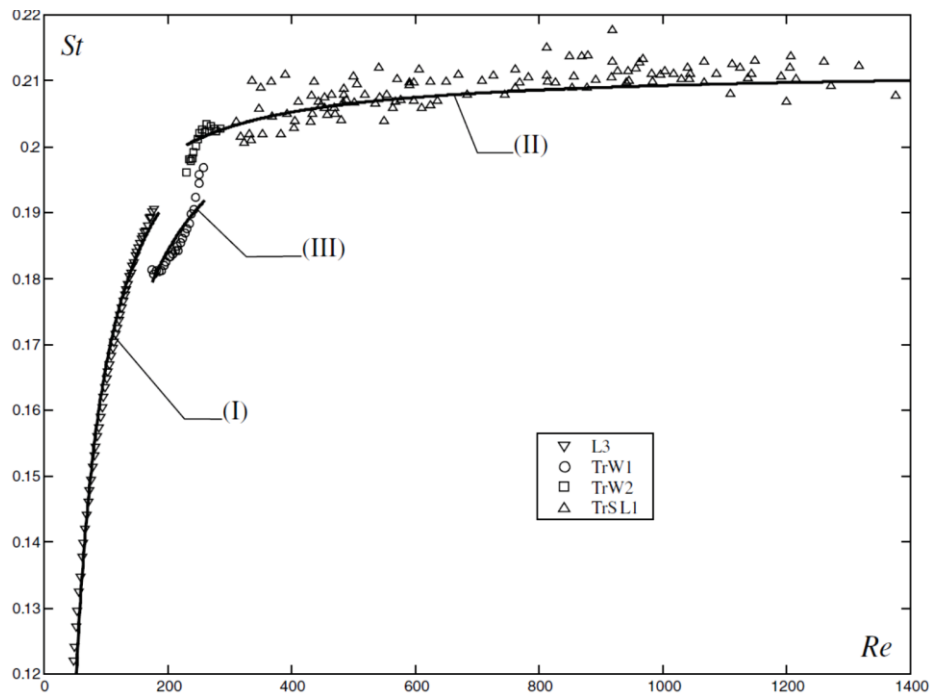


Abbildung 2.7: Strouhal-Zahl über Reynoldszahl für die Wirbelablösung hinter einem Zylinder, vom laminaren Bereich bis hin zum Übergang zur turbulenten Strömung in der Scherschicht [Pon04]

Abbildung 2.8 stellt die Kármánsche Wirbelstraße für den Bereich laminarer Wirbelablösung ab  $Re > 80$  dar. Die Wirbelstraßenbreite  $h$  hat ihr Minimum am Ende der Wirbelbildungszone und steigt nachfolgend kontinuierlich aufgrund des Anwachsens der Wirbel in der stabilen Zone bis auf einen konstanten Wert an. Der Wirbelabstand  $i$  in Längsrichtung bleibt hingegen über die gesamte Länge der Wirbelstraße konstant. An die stabile Zone schließt sich die labile Zone an. Sie ist dadurch gekennzeichnet, dass die Wirbel über die halbe Breite der Wirbelstraße hinauswachsen. Aufgrund von viskoser Diffusion geht der Wirbel mit fortlaufender  $z$ -Koordinate verloren. [Chen78]

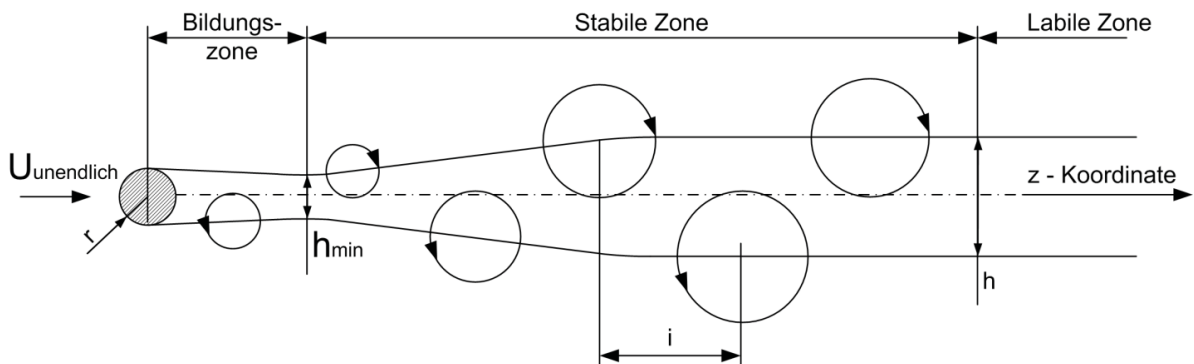


Abbildung 2.8: Wirbelstraße für den Bereich L3 nach [Chen78]

Bezüglich der schrägen Wirbelablösung kann in zwei verschiedene Modi unterschieden werden. Endeffekte an endlichen Zylindern können schon im Bereich niedriger Reynoldszahlen (Bereich I) schräge Wirbelablösung hervorrufen, wie zahlreiche experimentelle Untersuchungen in den 1990er Jahren (wie z.B. [Kön92] und [Wil96]) und numerische Untersuchungen mit direkter numerischer Simulation in unmittelbarer Vergangenheit zeigen (wie z.B. [Osa08] und [Beh10]). In Abhängigkeit von der Reynoldszahl binden sich verschieden



große Bereiche, auch Zellen genannt, mit unterschiedlichen Winkeln in den Randbereichen aus [Lew97], siehe Abbildung 2.9. Unabhängig von den Randeffekten ist die Ausbildung der schrägen Wirbelablösung im höheren Reynoldszahlbereich ab  $Re > 350 \dots 400$ .

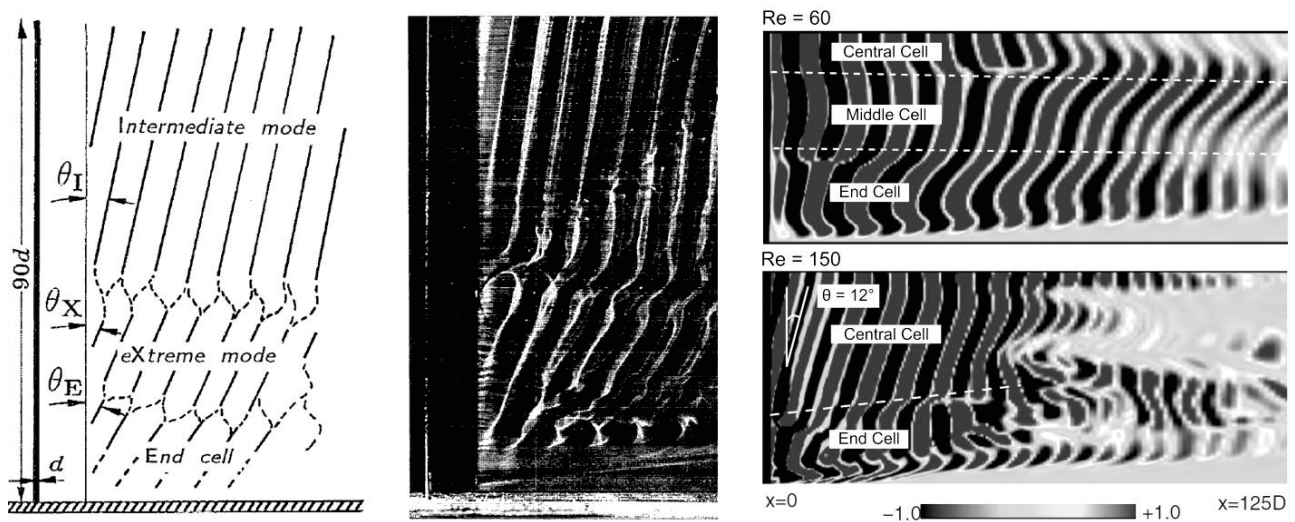


Abbildung 2.9: Schräge Wirbelablösung bei  $Re=80$  am Ende eines Zylinders, Strömung von links nach rechts, Abbildung links: schematische Darstellung, mittlere Abbildung: Experiment mit Visualisierung mittels Rauchdrahtmethode (mit Öl benetzter Draht in Luftströmung) [Kön92], Abbildung rechts: Numerische Simulation von Behara und Mittal [Beh10], Vortizität der abgelösten Wirbel für eine Reynoldszahl von 60 und 150. Die Wand mit Haftbedingung befindet bei allen drei Abbildungen an der unteren Kante

Der Wärmeübergang an einem frei quer angeströmten Zylinder ohne begrenzende Wand ist vergleichbar mit einem quer angeströmten Rohr. Diese Anordnung ist aus der Praxis in Form von Rohrbündelwärmeübertragern bekannt und wird in Abschnitt 0 näher erläutert. Zusätzlich werden die Rohre von einem Fluid im Inneren durchströmt.

Der Wärmeübergang an einem einfachen geometrischen Körper, wie es ein Zylinder ist, wurde in der Vergangenheit vielfach untersucht. Die Ausführungen von Zradvkovich [Zdr97] und Ahmad [Ahm96] geben einen Überblick über den Stand der Forschung bezüglich des lokalen Wärmeübergangs entlang der Zylinderoberfläche und den Gesamtwärmeübergang über den gesamten Zylinder. Für die lokale Nusseltzahl entlang der Oberfläche eines Zylinders ergibt sich ein charakteristischer Verlauf, siehe Abbildung 2.10. Das Maximum des Wärmeübergangs befindet sich immer im vorderen Stagnationspunkt. Der Wärmeübergang nimmt vom vorderen Staupunkt beginnend durch Vergrößerung der Grenzschichtdicke bis zum Separationspunkt ab. Im hinteren Rezirkulationsgebiet nimmt der Wärmeübergang aufgrund der Zerstörung der Grenzschicht durch den sich bildenden Wirbel wieder zu. In Abhängigkeit von der Reynoldszahl können diese Verläufe leicht variieren, da sich der Separationspunkt verschiebt. Eine Vielzahl von experimentellen Untersuchungen zum lokalen Wärmeübergang [Eck52] und Gesamtwärmeübergang [Mor75] wurden im vergangenen Jahrhundert durchgeführt. Später folgten Untersuchungen zu bestimmten geometrischen Konfigurationen. So haben Chang und Mills zum Beispiel den Einfluss des Verhältnisses von Zylinderhöhe zu Zylinderdurchmesser experimentell untersucht [Cha04]. Der

Zylinder ist dabei an beiden Enden durch eine Wand begrenzt. Für Verhältnisse von Zylinderhöhe zu Zylinderdurchmesser von größer als 8 nimmt der Wärmeübergang auf der Zylinderrückseite vom Rand zur Mitte der Zylinder ab. Für kleinere Verhältnisse hingegen stellt sich eine einheitliche Verteilung des Wärmeübergangs über die Zylinderhöhe ein. Der Wärmeübergang ist auf der Zylinderrückseite entgegen den Erwartungen höher als im vorderen Staupunkt. Als Ursache werden hier die Hufeisenwirbelstrukturen an den wandgebundenen Zylinderenden vermutet.

Der Wärmeübergang am Zylinder ist stark von der Reynolds- und Prandtlzahl abhängig. Sanitjai und Goldstein haben diese Einflussgrößen und dessen Einwirkung auf den lokalen Wärmeübergang an Vorder- und Rückseite eines Zylinders untersucht [San04]. Der Wärmeübergang auf der Vorderseite steigt mit steigender Prandtlzahl. Der Wärmeübergang auf der Rückseite ist hingegen im Wesentlichen von den Strömungseigenschaften, der damit einhergehenden Wirbelbildung, dem Separationspunkt und der Grenzschichtdicke abhängig.

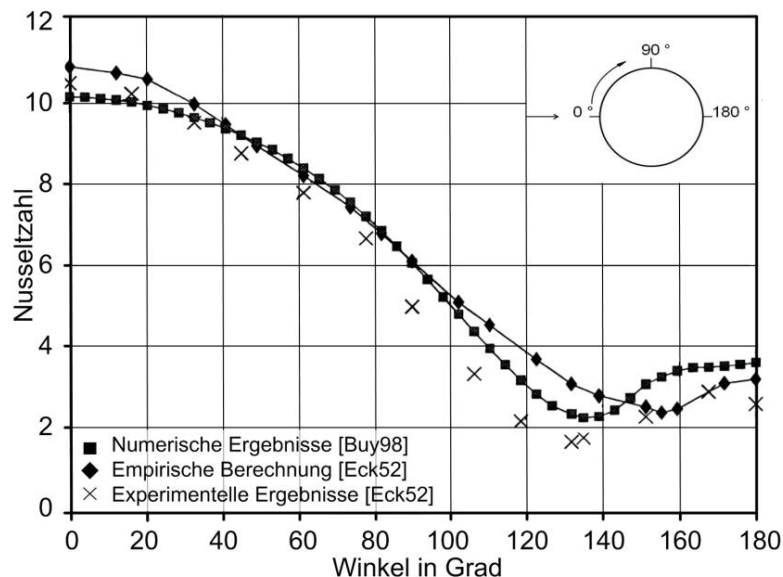


Abbildung 2.10: Lokale Nusseltzahl entlang der Oberfläche eines Zylinders bei einer Reynoldszahl von 120

Eine Beeinflussung der Wirbelablösung mit Hilfe verschiedener Körper in unmittelbarer Umgebung des Zylinders oder auf dem Zylinder hat Einfluss auf den Wärmeübergang an der Zylinderoberfläche. Ein Umschlagdraht (engl.: tipping wire) parallel zur Zylinderachse auf der Zylinderoberfläche angebracht, kann Einfluss auf den Separationspunkt haben oder den Umschlag von unterkritischer zu kritischer Zylinderumströmung zu geringeren Reynoldszahlen verschieben. Beide Effekte haben einen gesteigerten Wärmeübergang zur Folge [Zdr97]. Igarashi [Iga84] untersuchte den Wärmeübergang an einem Zylinder, bei welchem die Wirbelbildung auf zwei Arten beeinflusst wurde. Zum einen durch zwei kleinere Zylinder in der abgelösten Scherschicht und zum anderen durch eine Trennplatte im Nachlauf der Strömung. Die kleinen Zylinder beeinflussen im Separationsgebiet der Strömung die Ablösung der Strömung und die Trennplatte hat Einfluss auf die Länge der Wirbelbildungszone.

Durch beide Maßnahmen kann bei vergleichsweise geringer Abnahme der lokalen Nusseltzahl der RMS-Wert des lokalen Druckbeiwerts signifikant reduziert werden.

Zdravkovich hat den Effekt des Turbulenzgrads der freien Strömung vor einem Zylinder auf den Wärmeübergang von Fluid zu Zylinder untersucht und gibt einen Überblick über vorhandene Daten [Zdr97]. Der Turbulenzgrad wurde im Bereich 0,9 bis 7 % variiert. Für geringere Reynoldszahlen wurde keine Abhängigkeit des Wärmeübergangs vom Turbulenzgrad festgestellt. Mit steigender Reynoldszahl und dem damit einhergehenden Übergang der Wirbelbildung in die freie Scherschicht (kurz: TrSL) konnte ein Einfluss des Turbulenzgrades auf den Wärmeübergang beobachtet werden. Ein erhöhter Turbulenzgrad bewirkt die Verkürzung der Wirbelbildungszone und als Folge dessen eine Steigerung des Wärmeübergangs ([Kes66] und [Smi66]).

#### 2.4.2 Hufeisenwirbel um einen wandgebundenen Zylinder

Die zylinderförmigen Bögen der neuentwickelten Wärmeübertragerstruktur enden in der Grenzschicht der Platte, auf welcher sie befestigt sind. Aus diesem Grund bilden sich am Übergang vom Bogen zur Platte Hufeisenwirbel aus. Bei der Umströmung eines wandgebundenen Zylinders mit geringem Verhältnis von Höhe zu Durchmesser entstehen neben dem Hufeisenwirbelsystem weitere Wirbelstrukturen, siehe Abbildung 2.11. Es bilden sich an der oberen Kante des Zylinders Randwirbel aus und die wechselseitig ablösenden Wirbelstrukturen der Kármánschen Wirbelstraße verbinden sich am oberen Ende zu einem Bogenwirbel. Detaillierte numerische Untersuchungen hierzu hat Octavian durchgeführt [Oct10].

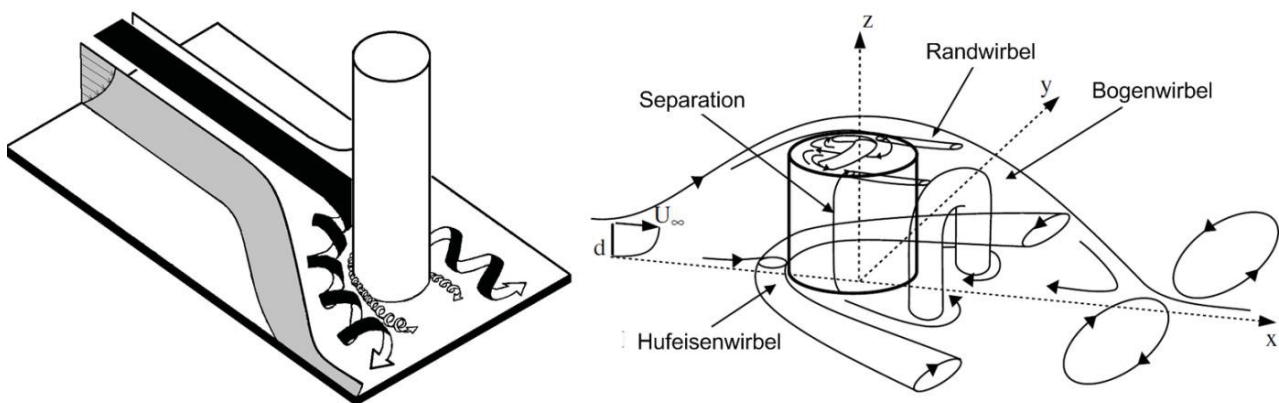


Abbildung 2.11: Dreidimensionale schematische Darstellungen der Ausbildung eines Hufeisenwirbels um einen wandgebundenen stehenden Zylinder; links: Hufeisenwirbelstruktur mit einem Zweiwirbelsystem [vgl. Gol84]; rechts: weitere entstehende Wirbelstrukturen bei der Umströmung eines Zylinders mit geringem Verhältnis von Höhe zu Durchmesser [Pat05]

Baker hat experimentell die Strömungsvorgänge und Wirbelstrukturen vor einem wandgebundenen Zylinder mittels Rauchvisualisierung, Hitzdrahtmessungen und Ölanstrichverfahren analysiert. Er beschreibt für laminare Anströmung Wirbelsysteme mit zwei, vier und sechs Wirbeln vor dem Zylinder [Bak79]. Abbildung 2.12 zeigt ein Wirbelsystem bestehend

aus vier einzelnen Wirbeln. Der Wirbel 1 wird als Primärwirbel bezeichnet und ist bei allen Wirbelsystemen zu finden. Mit steigender Reynoldszahl und sinkender Grenzschichtdicke steigt die Anzahl an vorgelagerten Wirbeln. Weiteres Erhöhen der Reynoldszahl lässt die stationären Strömungsstrukturen zu oszillierenden instationären Wirbelsystemen übergehen. Mit Hitzdrahtmessungen wurde eine primäre und sekundäre Oszillation der Wirbelstrukturen bei zwei verschiedenen Frequenzen festgestellt. Eine weiter steigende Reynoldszahl führt zu turbulenten Strömungsvorgängen. Baker hat für diesen Zustand ein konstantes Strömungsbild vor dem wandgebundenen Zylinder von vier Wirbeln im Bereich von  $4000 < Re < 9000$  in der Symmetrieebene nachgewiesen [Bak80]. Die Position der Separationslinien und Wirbel verändert sich mit der Reynoldszahl und dem Verhältnis von Zylinderdurchmesser zu Zylinderhöhe. Die oszillierende Wirbelablösung für laminare Strömung im Sechswirbelsystem und das Vierwirbelsystem der turbulenten Strömung wurden von Baker im Zusammenhang untersucht [Bak91]. Primäre und sekundäre Oszillation werden durch unterschiedliche Mechanismen hervorgerufen. Zum einen kommt es zur Oszillation des gesamten Wirbelsystems und zum andern wird die Oszillation durch Wirbelinstabilitäten hervorgerufen. Sharma bestätigt die Ergebnisse von Baker hinsichtlich Anzahl der Wirbel in Abhängigkeit von den strömungsmechanischen Randbedingungen in seiner Arbeit [Sha88].

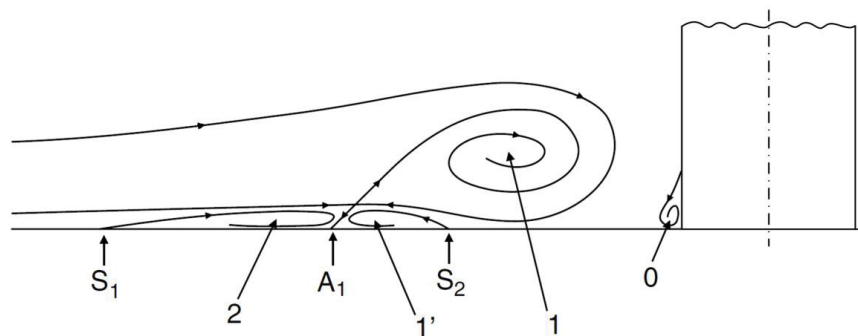


Abbildung 2.12: Schematische Darstellung eines Wirbelsystems mit vier Wirbeln stromaufwärts des Zylinders als Schnitt in der Symmetrieachse, Strömung von links nach rechts. Die Vorderkante des Zylinders ist als senkrechter Strich rechts dargestellt. Die vier Wirbeln sind mit 0, 1, 1' und 2 und die Separationspunkte mit  $S_1$ ,  $S_2$  und  $A_1$  gekennzeichnet. [Pat05]

Pattanden et al. [Pat05] geben einen Literaturüberblick über Experimente von wandgebundenen Zylindern mit geringem Verhältnis von Höhe zu Durchmesser und vergleichen diese mit eigenen Untersuchungen mittels PIV und tragen somit zum besseren Verständnis der Problematik bei.

Ausführungen zum Wärmeübergang der zuvor beschriebenen Thematik des Hufeisenwirbels liefern Fisher und Eibeck [Fis90]. Im Nachlauf des Zylinders wird der lokale Wärmeübergang zur Wand um bis zu 35 % gegenüber einer glatten Wand gesteigert. Es treten im Abstand der Wirbelstraßenbreite  $h$  zwei Maxima auf. Diese Beobachtungen lassen den Schluss zu, dass allein durch den Nachlauf der wandgebundenen Bogenenden der neuentwickelten Struktur eine erhebliche Steigerung des Wärmeübergangs erreicht werden kann.



### 2.4.3 Zylinder in Wechselwirkung miteinander und Zylinder in Tandempaarung

Die angestrebte Strukturierung des Rekuperators mit aufeinanderfolgenden Zylindern führt dazu, dass die Zylinder in Wechselwirkung miteinander stehen. Dies hat Einfluss auf den Wärmeübergang im Vergleich zu einem einzeln angeströmten Zylinder oder einem zylinderförmigen Bogen. Zwei fluchtend hintereinander angeordnete Zylinder stellen eine vergleichsweise einfache geometrische Konfiguration dar. Die Strömungs- und Wärmeübertragungsvorgänge wurden in der Vergangenheit vielfach experimentell und numerisch studiert.

Sind die Zylinder in einem Abstand  $L$  kleiner 3,3 Zylinderdurchmesser  $D$  hintereinander angeordnet, bilden beide Zylinder eine gemeinsame Wirbelstraße und wirken auf die Strömung wie ein Körper. Die Strouhalzahl sinkt in diesem Modus mit steigendem Abstand. Bei einem Abstand  $L/D$  größer als 4 Zylinderdurchmesser zueinander bilden beide Zylinder jeweils eine eigene Wirbelstraße aus. Die Wirbelablösefrequenz entspricht der eines einzelnen Zylinders. Im sogenannten bistabilen Zwischenbereich können beide Zustände auftreten. [Zdr85]

Den Wärmeübergang an Zylindern in Tandempaarung (hintereinander in Strömungsrichtung) mit Abständen von 2, 3, 4, 5, 7 und 10 Zylinderdurchmessern zueinander haben Mahir und Altac numerisch untersucht [Mah08]. Bei einem Abstand  $L/D = 4$  kommt der Wärmeübergang am ersten Zylinder dem eines einzelnen ungestörten Zylinders gleich und der Wärmeübergang am zweiten Zylinder entspricht in etwa 80 % von diesem. Für größere Abstände bleibt dieses Verhältnis ähnlich und für kleinere Abstände verringert sich die Nusseltzahl für beide Zylinder. Der Effekt bei kleinen Abständen der Zylinder zueinander lässt sich durch die gemeinsame, zusammenhängende Grenzschicht erklären.

Tsutsui und Igarashi haben die Steigerung des Wärmeübergangs an einem Zylinder durch einen vorgelagerten kleineren Zylinder experimentell untersucht [Tsu06]. Eine maximale Steigerung des Wärmeübergangs um 40 % konnte für ein Verhältnis der Durchmesser von wärmeübertragendem Zylinder zum kleineren Zylinder von vier und einem Abstand der Zylinderachsen, welcher dem 1,25 fachen des Zylinderdurchmessers entsprach, ermittelt werden.

Für die angestrebte Bogenstruktur kann der Abstand der Bögen zueinander in Strömungsrichtung nicht beliebig verringert werden, um den Wärmeübergang zu vergrößern, da sonst die Bögen nicht mehr getrennt voneinander auf die Strömung wirken und dadurch der lokale Wärmeübergangskoeffizient verringert wird.

#### 2.4.4 Quer angeströmter Zylinder parallel zu einer Wand

Das Strömungsfeld um einen Zylinder, welcher parallel zu einer Wand angeordnet ist, unterscheidet sich von jenem frei quer angeströmten Zylinder in der Art, dass das Strömungsfeld von der Wand eingeschränkt und in Folge dessen beeinflusst wird. Das ankommende Strömungsprofil vor dem Zylinder und die Separation der Strömung und Wirbelbildung am Zylinder sind durch die Wand beeinflusst. Dies hat wiederum Einfluss auf den konvektiven Wärmeübergang auf den Oberflächen von Zylinder und Wand.

Mit der experimentellen Untersuchung eines Zylinders in der Nähe einer Wand haben sich Bearman und Zdravkovich [Bea78] hinsichtlich der strömungsmechanischen Problematik beschäftigt. Der freie Spalt  $S$  zwischen Zylinder und Wand kann bis auf das 0,3-fache des Zylinderdurchmessers reduziert werden, ohne dass dies Einfluss auf die Wirbelablösefrequenz hat. Für geringere Abstände kommt es zu irregulärer Wirbelablösung.

Der Wärmeübergang an den Zylinder bleibt auf der wandabgewandten Seite nahezu unbeeinflusst vom Abstand zur Wand und ist vergleichbar mit den lokalen Nusseltzahlen entlang eines ungestörten frei stehenden Zylinders. Im Spalt zwischen Zylinder und Wand wird die Strömung mit sinkendem Abstand zwischen Zylinder und Wand mehr beschleunigt als auf der gegenüberliegenden Seite. Dies führt zu dünneren Grenzschichten und zu einer Steigerung des Wärmeübergangs [Sin08].

Kawaguchi et al. haben den Effekt eines gesteigerten Wärmeübergangs einer überströmten Platte mit Zylindern experimentell nachgewiesen [Kaw85]. Der lokale Wärmeübergangskoeffizient auf der Plattenoberfläche kann bei einer Reynoldszahl von 7700 bis zu 25 % gesteigert werden, wenn ein Zylinder in der Nähe der Platte positioniert ist. Bei periodischer Anordnung mehrerer Zylinder hintereinander führt die Nachlaufströmung der jeweiligen Zylinder in Kombination mit der Wirbelablösung an den nachgelagerten Zylindern zu einer weiteren Steigerung des Wärmeübergangs. Im Vergleich zu einer ungestörten Strömung über eine Platte kann so der Wärmeübergang um bis zu 40 % gesteigert werden. Bei kritischen Abständen der Zylinder zur Platte und der periodisch angeordneten Zylinder zueinander kann die Strömungsführung und die Bildung von Rezirkulationsgebieten in der Art beeinflusst werden, dass es zu einer Reduzierung des Wärmeübergangs auf der Plattenoberfläche kommt.

Direkt auf der wärmeübertragenden Platte montierte Zylinder werden nicht mehr beidseitig umströmt und stellen eine Spezialisierung einer zweidimensionalen Rippengeometrie dar (siehe Abschnitt 2.5.3 Zweidimensionale Rippengeometrien).

Für den Fall der Bogenstruktur kann der Bereich des Zenits des Bogens als parallel zu beiden Platten angesehen werden. Bei ausreichend geringem Abstand zur oberen Platte kann es zu erhöhtem Wärmeübergang kommen.

## 2.5 Weitere den Wärmeübergang steigernde Strukturen

Die Leistungsfähigkeit eines Wärmeübertragers lässt sich durch Anhebung der treibenden Temperaturdifferenz, durch Steigerung des Wärmedurchgangskoeffizienten oder durch Vergrößerung der wärmeübertragenden Fläche erhöhen. Die Eintrittstemperaturen der Fluide sind durch den technischen Prozess festgesetzt. Dies verhindert eine Anhebung der treibenden Temperaturdifferenz. Die Vergrößerung der Fläche lässt sich am einfachsten bei Beibehaltung der Struktur durch eine Vergrößerung der Abmessungen erreichen, geht aber immer mit einem Mehrbedarf an Bauraum einher und steht der Forderung nach einem möglichst kompakten Wärmeübertrager entgegen. Der Wärmedurchgangskoeffizient ergibt sich aus dem konvektiven Wärmeübergang vom Fluid zu beiden Seiten der festen Wand und der Wärmeleitung durch die Wand. Die mit zunehmender Lauflänge anwachsende Grenzschichtdicke ist die Hauptursache für die Verringerung des konvektiven Wärmeübergangs. Durch stetige Querschnittsänderung oder Rohrbögen kann die Strömung im Entwicklungsbereich, in welchem die thermische Grenzschicht bekanntermaßen vergleichsweise dünn ist, gehalten werden. Eine andere Möglichkeit zur Steigerung des konvektiven Wärmetransports stellt die Zerstörung der sich ausbildenden Grenzschicht durch Einbauten im Strömungskanal dar. In der Technik wird der konvektive Wärmeübergang meist durch geeignete Ausformungen der überströmten Oberfläche, wie Rippen, Noppen oder Zacken, erhöht. Diese Strukturen sind seit vielen Jahrzehnten Gegenstand von Forschung und Entwicklung. Die nachfolgenden Abschnitte geben einen umfassenden Überblick über bekannte Strukturen zur Steigerung des Wärmeübergangs.

Aktive Methoden zur Steigerung des Wärmeübergangs, wie zum Beispiel die Beeinflussung der Strömung durch Akustik oder magnetische Felder sollen hiermit nur genannt, aber nicht weiter erörtert werden.

Einen Überblick über nahezu alle Möglichkeiten der Steigerung des Wärmeübergangs geben Siddique et al. [Sid10], indem sie Rippen unterschiedlichster Geometrie, berippte Rohre und Rohrbündel, Turbulatoren und andere Möglichkeiten der Steigerung des Wärmeübergangs, welche für diese Arbeit nicht weiter von Interesse sind, aus 177 Literaturstellen auswerten und zusammenfassen. Eine weitere umfangreiche Literaturübersicht zum Thema geben Dewan et al. [Dew04] und Kalinin und Dreitser [Kal98].

Nachfolgend wird auf die am häufigsten in Wärmeübertragern zur Anwendung kommenden Strukturen zur Steigerung des Wärmeübergangs eingegangen.

### 2.5.1 Rohrbündel

Diese wärmeübertragende Struktur ist gleichzeitig Namensgeber für eine oftmals angewendete Art von Wärmeübertragern. Rohrbündelwärmeübertrager kommen häufig bei der Wärmeübertragung zwischen Flüssigkeiten (im Rohr) und Gasen (die Rohre senkrecht zur Rohrachse umströmend) zum Einsatz. Aufgrund des schlechteren Wärmeübergangs auf der Gasseite sind die Rohre außen häufig auf unterschiedliche Art und Weise berippt. Die Rohre sind entweder versetzt oder fluchtend zueinander angeordnet (siehe Abbildung 2.13).

Für berippte Rohrbündel gibt Webb eine umfangreiche Parameterstudie [Webb80], während sich Zukauskas und Ulinskas auf glatte Rohrbündel in versetzter und fluchtender Anordnung beschränken und eine Vielzahl vorangegangener Arbeiten in semiempirische Berechnungsgleichungen für Nusseltzahl und Druckverlustbeiwert zusammenführen [Zuk85]. Eine umfassende Auflistung verschiedenster experimenteller Untersuchungen stellen Kays und London zur Verfügung [Kays98]. Untersuchungen zu glatten Rohrbündeln wurden in [Bra61] veröffentlicht. Brauer gibt an, dass bei der versetzten Anordnung ein 80 bis 85 % höherer Wärmeübergang und ein 45 bis 65 % höherer Strömungswiderstand im Vergleich zu Anordnung der Rohre in Reihe gemessen wurde. Wärmeübergangseigenschaft und Druckverlust sind für zahlreiche geometrische Anordnungen tabelliert.

Mon [Mon03] zeigt mit Hilfe numerischer Simulation, dass für die fluchtende Anordnung eine Änderung des Rohrabstandes senkrecht zur Strömung  $w$  einen größeren Einfluss hat, als eine Änderung des Abstands  $l$ . Weiterhin zeigt sich, dass der Wärmeübergang für die ersten Rohrreihen am größten ist und dann kontinuierlich abnimmt. Ab der fünften Rohrreihe sind die Einlaufvorgänge abgeschlossen und es stellt sich ein konstanter Wärmeübergangskoeffizient sowohl für versetzte Rohranordnung als auch für Anordnungen in Reihe ein.

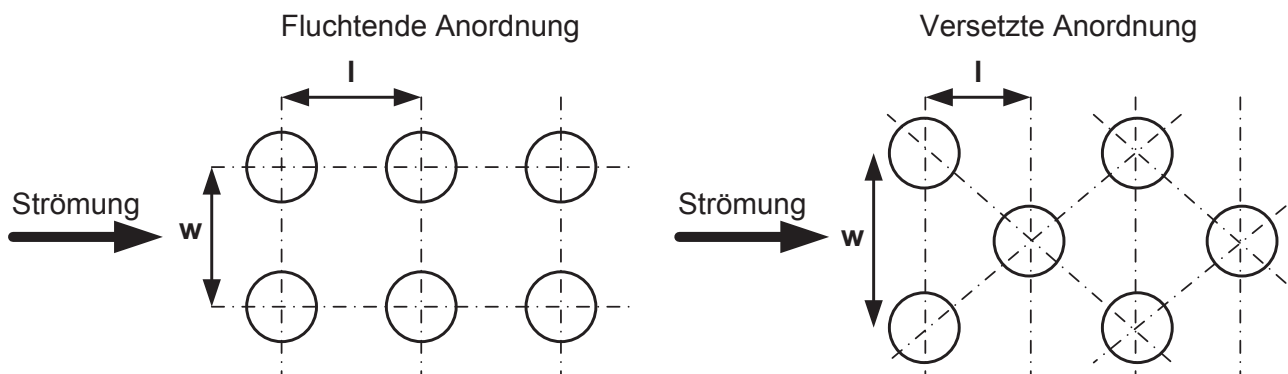


Abbildung 2.13: Anordnung von quer angeströmten Rohrbündeln



## 2.5.2 Stabrippen – „pin fins“

Stabrippen oder auch Nadelrippen werden nicht durchströmt, ähneln den Rohrbündeln aber in Bezug auf die Umströmung. Zahlreiche Untersuchungen haben gezeigt, dass nadel-förmige Rippen die wärmeübertragende Fläche und den Wärmeübergangskoeffizienten erhöhen. Diese Kombination eröffnet Möglichkeiten zur Steigerung der Wärmeübertragerleistung. So können nadelförmige Rippen unter anderem in den Kühlkanälen von Turbinenschaufeln Anwendung finden. Weiterhin ist diese Rippenform vermehrt bei Kühlkörpern für elektronische Bauteile anzutreffen.

Die Rippenanordnung beschränkt sich auf den Einbau der Rippen in einem konzentrischen Spalt, zwischen zwei parallelen Platten oder frei stehend als Kühlkörper (Abbildung 2.14 links).

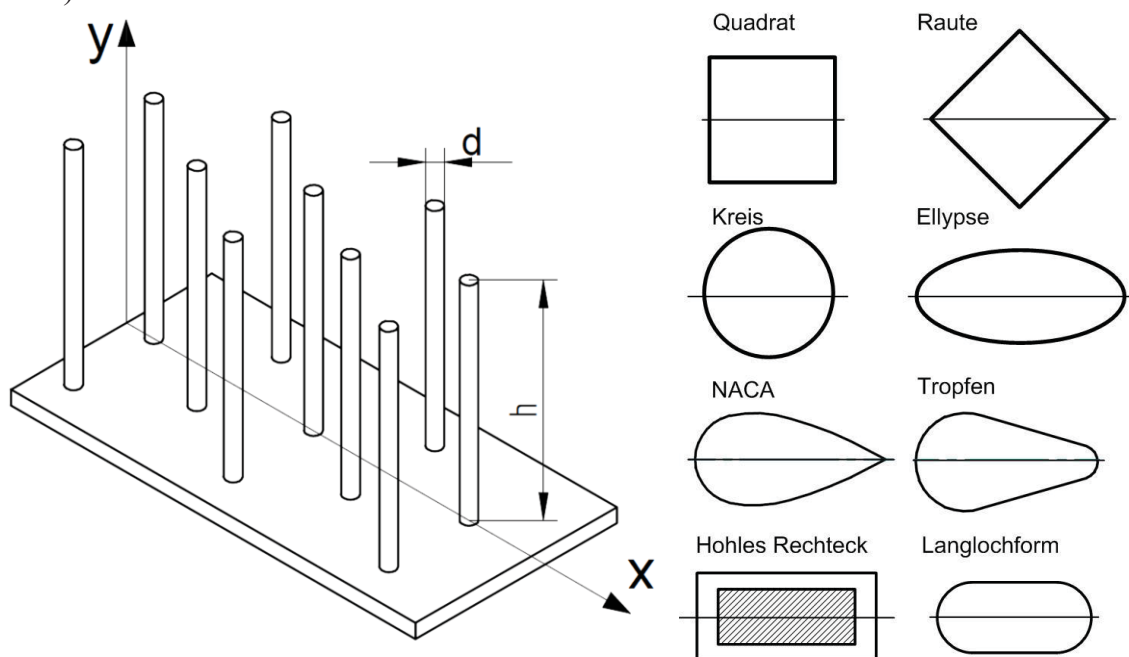


Abbildung 2.14: Mit nadelförmigen Rippen versehene Oberfläche (links [Sah06a]) und untersuchte Querschnitte der Nadelrippen (rechts)

N. Sahiti [Sah06a] hat stehende Kühlrippen („pin fin arrangements“) in unterschiedlichen Anordnungen mit Hilfe numerischer Simulation untersucht. Die Arbeit enthält eine umfassende Untersuchung des Einflusses des Rippenquerschnittes (Abbildung 2.14 rechts). Alle Nadelrippenquerschnitte sind symmetrisch zu ihrer Mittelachse aufgebaut. Die Hauptströmungsrichtung ist zum Zweck einer gleichmäßigen Umströmung der Rippen parallel zur Mittelachse definiert. Elliptische und tropfenförmige Querschnittsflächen zeigen eine besonders hohe Wärmeübertragerleistung bei vergleichsweise geringen Druckverlusten. Das Verhältnis von Länge zu Durchmesser der Nadelrippen hat im Bereich 10 – 15 ein Optimum bezüglich der Rippeneffizienz, wenn die Rippen an beiden Enden mit dem Kanal kontaktiert sind. Weiterhin wird in eine Anordnung der Strukturierung in Reihe und eine versetzte Anordnung unterschieden. Für die versetzte Anordnung der stehenden zylinderförmigen Kühlrippe zeigte sich ein signifikant höherer Wärmeübergang (rund 33 % höher). Gleiche Ten-

denzen haben [Mat97], [Metz84], [Tah00] und [Bil01] durch experimentelle Untersuchungen gezeigt.

Jeng et al. [Jeng07] haben detaillierte Untersuchungen zu rechteckigen Rippen in versetzter Anordnung und Anordnung in Reihe durchgeführt und diese mit Ergebnissen für kreisförmige Rippen verglichen. Eine Anordnung in Reihe zeigt für rechteckige Rippen einen geringeren Wärmeübergang bei nahezu gleichem Druckverlust im Vergleich zur kreisförmigen Rippen. Der Vergleich von Rechteckrippen verschiedener Anordnung untereinander zeigt, dass mit versetzter Anordnung ein rund 20 % höherer Wärmeübergang erreicht wird.

Ergebnisse einer experimentellen Untersuchung mittels Flüssigkristallthermographie zu rautenförmigen Rippen, eine um  $45^\circ$  gedrehte Anordnung der Rechteckrippe, präsentiert Tanda [Tan01]. Im Vergleich zu einer unberippten Kanaloberfläche konnte bei gleicher Reynoldszahl eine Steigerung des Wärmeübergangskoeffizienten um einen Faktor bis zu 4,4 und bei gleicher Pumpleistung eine Steigerung um einen Faktor bis zu 1,65 erreicht werden. Die versetzte Anordnung hat im Vergleich zur fluchtenden Anordnung auch hier einen zusätzlichen Anstieg des Wärmeübergangs zur Folge.

Akyol und Bilen [Aky06] führten experimentelle Untersuchungen an rechteckigen Hohlrippen durch. Der Reynoldszahlbereich dieser Studie erstreckt sich von 3 000 bis 32 000 (auf Basis der Geometrie des durchströmten Kanals). Es wurde der Einfluss von verschiedenen Abständen der Elemente zueinander in Strömungsrichtung und die Ausrichtung (in Reihe und versetzt) variiert. Mit steigender Anzahl an Hohlrippen konnte eine Steigerung des Wärmeübergangs erreicht werden. Die versetzte Anordnung hat eine leichte Steigerung des Wärmeübergangs und eine vergleichsweise hohe Zunahme des Druckverlusts zur Folge.

Ergebnis aller Betrachtungen zu stehenden Kühlrippen mit konstantem Querschnitt war, dass sich der Strömungswiderstandsbeiwert bei versetzter Anordnung im Vergleich zur Anordnung in Reihe in größerem Umfang als der Wärmeübergang erhöht. Zahlreiche weitere Literaturstellen belegen ähnliche Ergebnisse für gleichartige experimentelle Versuchsaufbauten oder geometrische Konfigurationen der numerischen Simulation und sind aus Gründen der Redundanz hier nicht dargestellt.

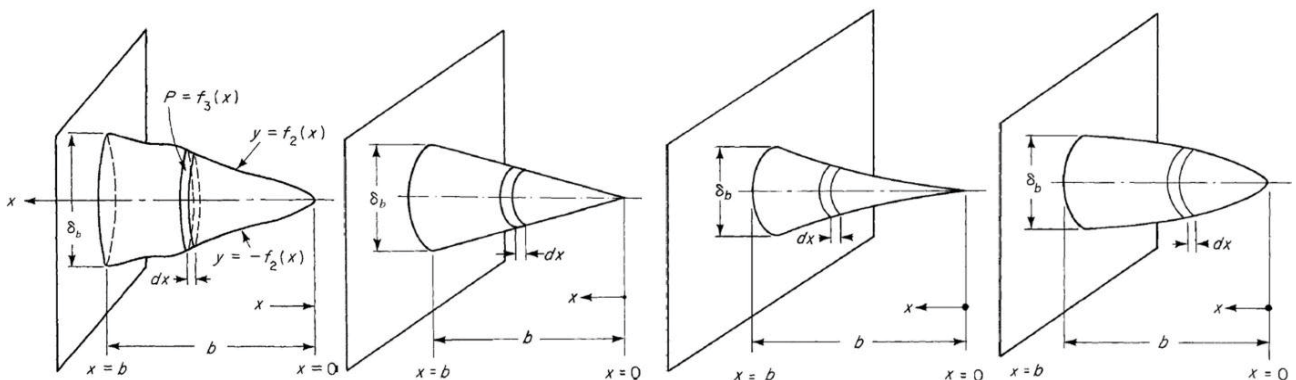


Abbildung 2.15: Rippenformen mit variablem Querschnitt; von links nach rechts: beliebiger Verlauf, konisch, parabolisch konkav und parabolisch konvex [Kra01]

Die vorangegangene Literaturübersicht bezog sich auf Rippen mit konstantem Querschnitt von Rippenfuß bis Rippenkopf. Gestaltet man diesen Querschnitt variabel, ermöglicht dies eine weitere Optimierung. Neben einem beliebigen Verlauf der Querschnittsfläche sind konische, parabolisch konkave und parabolisch konvexe Formen übliche Anwendungstypen (siehe Abbildung 2.15). Hinsichtlich der Optimierungskriterien gesteigerter Wärmeübergang und reduzierter Druckverlust stellt der parabolisch konkave Querschnittsverlauf das Optimum dar [Kra01, S. 57]. Die wärmeleitende Querschnittsfläche wird zur Wand hin größer und die für die Strömung verdeckte durchströmte Querschnittsfläche ist möglichst klein.

### 2.5.3 Zweidimensionale Rippengeometrien

Zweidimensionale Rippengeometrien sind die am häufigsten zur Anwendung kommenden Strukturen zur Steigerung des Wärmeübergangs und sind immer dann gemeint, wenn im Allgemeinen von Berippung die Rede ist. Für einfache Rippengeometrien sind analytische Lösungen für Temperaturprofil, Rippenwirkungsgrad und Wärmeübertragungsleistung in einschlägiger Literatur zu finden. Dort wird die Rippe hauptsächlich als sogenannte Sekundärwärmeübertragungsfläche betrachtet, bei welcher der Wärmeübergangskoeffizient, die Temperatur oder die Wärmestromdichte auf der Oberfläche für die analytische Lösung bekannt sein soll. Neben der oberflächenvergrößernden Wirkung beeinflussen die Rippen die Fluidströmung in der Art, dass sich die Grenzschichten und in Folge dessen der Wärmeübergangskoeffizient verändern. Für diese Betrachtungsweise ist die räumliche Ausdehnung der Rippe von untergeordneter Rolle. Vielmehr sind die geometrische Anordnung und deren Einfluss auf die Strömung von großer Wichtigkeit. Unterschiedliche Rippenanordnungen und -formen sind hinsichtlich ihres thermodynamischen und strömungstechnischen Verhaltens untersucht worden. Die in Abbildung 2.16 dargestellten Rippenanordnungen und -formen repräsentieren ohne Anspruch auf Vollständigkeit die am häufigsten anzutreffenden Konfigurationen. Zusätzlich zur einseitigen Berippung der Kanäle kann auch eine direkt oder versetzt gegenüberliegende Anordnung für den gesteigerten Wärmeübergang zu beiden Seiten zur Anwendung kommen.

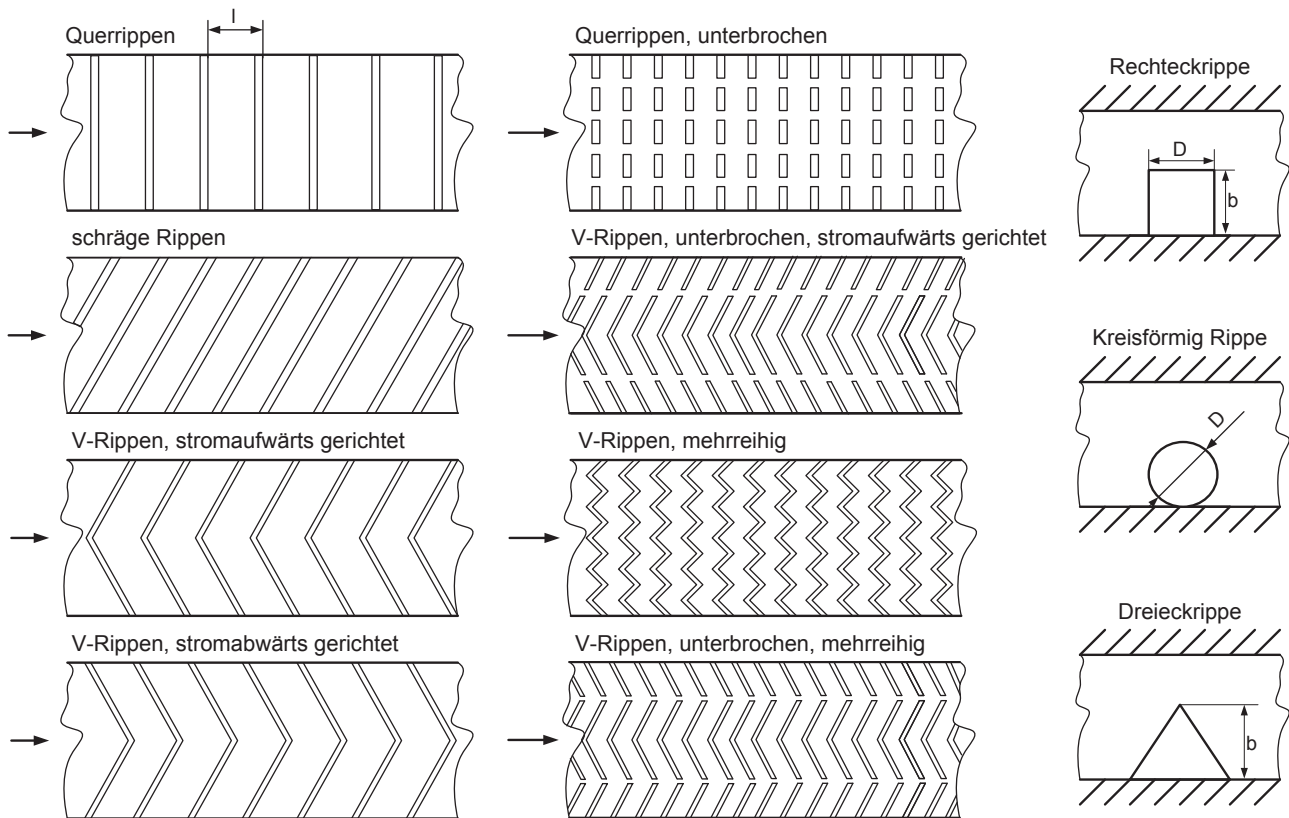


Abbildung 2.16: Unterschiedliche Rippenanordnungen in der Draufsicht (Links und Mitte) und verschiedene Rippenformen in der Seitenansicht

Liou et al. [Liou93] haben das Strömungsfeld in einem Rechteckkanal mit beidseitiger Rechteckberippung mittels LDA ausführlich untersucht. Hinter jeder Rippe bildet sich eine Sekundärströmung in Form eines Rezirkulationswirbels, welcher den Wärmeübergang anhebt. Für eine Reynoldszahl von 3 400 und 24 000 haben Acharya et al. in einem mit Rechteckrippen bestückten Kanal Geschwindigkeits-, Temperatur-, Turbulenz- und Nusseltzahlprofile über die Kanalhöhe entlang der Kanallängsachse experimentell ermittelt [Ach96].

Ahn [Ahn01] hat das Wärmeübergangsverhalten von 5 verschiedenen querangeströmten Rippenformen (rechteckige, dreieckförmige, kreisförmige und 2 verschiedene große halbkreisförmige Rippen) analysiert. Die Rechteckrippe zeigte dabei den größten Strömungswiderstandsbeiwert. Dreieckrippen bewirken den größten Wärmeübergang und die beste Wärmeübertragereffektivität (übertragener Wärmestrom gemessen an der benötigten Pumpleistung). Promovong und Thianpong haben ebenfalls den Einfluss der Rippenform untersucht [Prom08], jedoch für einen beidseitig berippten Kanal. Versetzt gegenüberliegende dreieckförmige Rippen zeigten den höchsten Wärmeübergang.

V-förmig angeordnete Rippen kommen zum Beispiel in Plattenwärmeübertragern zum Einsatz. Sunden hat das Strömungsfeld und den Wärmeübergang verschiedener Anordnung untersucht [Sun98]. Sowohl Karwa [Kar03] als auch Tanda [Tan04] haben sich mit dem Einfluss der Rippenanordnung beschäftigt und Querrippen, Schrägrippen und V-Rippen in kontinuierlichem und unterbrochenem Schema untersucht. Querrippen verursachen einen

geringeren Wärmeübergangskoeffizienten als schräge Rippen und mit V-Rippen lässt sich ein höherer Wärmeübergang erzielen. Unterbrochene Rippen steigern den Wärmeübergang nochmals im Vergleich zur jeweiligen kontinuierlichen Anordnung. Karwa ermittelt für stromabwärts gerichtete V-Rippen einen höheren Wärmeübergang als für stromaufwärts gerichtete.

Mehrreihige V-Rippenanordnungen wurden von Hans et al. untersucht [Han10]. Die Variation der Anzahl der Rippenreihen mit einer Rippenreihenbreite  $w$  senkrecht zur Strömungsrichtung über die gesamte Kanalbreite  $W$  erstreckte sich von  $W/w = 1$  bis 10. Die Nusseltzahl steigt bis zu einer relativen Rippenweite von  $W/w = 6$  an und nimmt nach diesem Maximum mit steigendem  $W/w$ -Verhältnis wieder ab.

Untersuchungen zum Rippenabstand wurden von Tanda für schräg verlaufende Rechteckrippen mit einseitig und beidseitig berippte Kanäle durchgeführt [Tan11]. Für eine einseitige Berippung ergibt sich das Optimum an Wärmeübergang für ein anderes Verhältnis von Rippenabstand zu Rippenhöhe  $l/b$  als für beidseitig berippte Kanäle.

Neben Konfigurationen, bei denen die gerade Kanalwand eindeutig von den aufgebrachtten Rippengeometrien zu unterscheiden ist, kommen vereinzelt gewellte Kanäle zur Steigerung des Wärmeübergangs zur Anwendung. Durch den sich kontinuierlich verändernden Kanalquerschnitt wird die Ausbildung der Grenzschicht gestört. Experimentelle Untersuchungen haben Nishimura et al. durchgeführt [Nis84]. Direkte numerische Simulation an sinusförmig gewellten Kanalwänden (Abbildung 2.17) haben Stalio und Piller durchgeführt [Stal07].

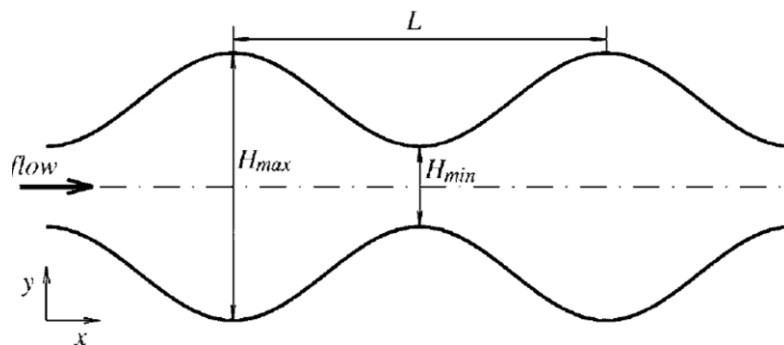


Abbildung 2.17: Gewellter Kanal mit maximaler Kanalhöhe  $H_{max}$  und minimaler Kanalhöhe  $H_{min}$  [Stal07]

Einen Literaturüberblick zu verschiedenen Rippenformen in unterschiedlichen Kanalgeometrien liefern Kalinin und Dreitser [Kal98] und Hans et al. [Han09].

Im Rahmen von Untersuchungen von Brune zur Optimierung des Wärmeübergangs in Rekuperatorbrennern [Bru05] wurde ein beripptes, keramisches Rekuperatorrohr hergestellt. Die Herstellung dieses Prototypen wurde durch spanende Bearbeitung des keramischen Grünlings und anschließendes Brennen der Keramik realisiert, was zu einem vergleichsweise hohen Fertigungsaufwand führt und deshalb aus wirtschaftlichen Gründen auszuschließen ist.



### 2.5.4 Gedrehte Bleche und andere Einbauten in Rohrquerschnitten

Neben der Steigerung des Wärmeübergangs auf der Außenseite von Rohren mittels Rippen (siehe [Webb80]) gibt es eine Fülle an Möglichkeiten von Einbauten im Rohr, um den Wärmeübergang auf der Innenseite zu steigern, siehe Abbildung 2.18. Eine vielversprechende Möglichkeit ist das Einbringen von gedrehten Bändern oder Streifen, meist aus Blech hergestellt.

Diese verdrillten Bänder erhöhen den Wärmeübergang durch die Erzeugung von Drallströmung und Sekundärströmung. Dadurch wird das typische Geschwindigkeits- und Grenzschichtprofil im Rohr unterdrückt und die Strömungsgeschwindigkeit in Wandnähe durch die Aufteilung der Strömung und die Reduzierung der zur Verfügung stehenden durchströmten Querschnittsfläche erhöht. Weiterhin wird durch die spiralförmige Strömungsführung der effektive Strömungsweg verlängert. Abhängig von der Kontaktierung des gedrehten Bandes mit der Rohrwandung kann es zusätzlich zu einer Rippenwirkung kommen.

Manglik und Bergles [Man03] gehen in ihrer Literaturübersicht sowohl auf die Steigerung des Wärmeübergangs und Druckverlusts als auch auf das entstehende Strömungsfeld ein. Semiempirische Korrelationen werden für die Nusseltzahl und den Strömungswiderstandsbeiwert über einen weiten Bereich an Strömungszuständen angegeben. Bhuiya et al. vertiefen die Thematik, indem anstatt einfacher, glatter Blechstreifen gelochte Streifen zur Anwendung kommen [Bhu13]. Bänder mit kleinen Bohrungen erreichen ähnliche Ergebnisse, wie die zuvor genannten Literaturstellen. Für einen der untersuchten Bohrungsdurchmesser ergab sich ein Maximum an Wärmeübergang. Verhältnisse dieses Lochdurchmessers zum Rohrdurchmesser oder zu Längenskalen der Strömung sind nicht angegeben. Jenseits dieser Lochgröße sinken der Druckverlust und die Nusseltzahl mit steigendem Durchmesser der Bohrungen in den gedrehten Bändern. Dies stellt eine geeignete Art und Weise der Anpassung der Wärmeübertragerleistung an die Prozessbedingungen dar. Gedrehte Bleche in Rechteckkanälen haben Ray und Date numerisch untersucht [Ray03].

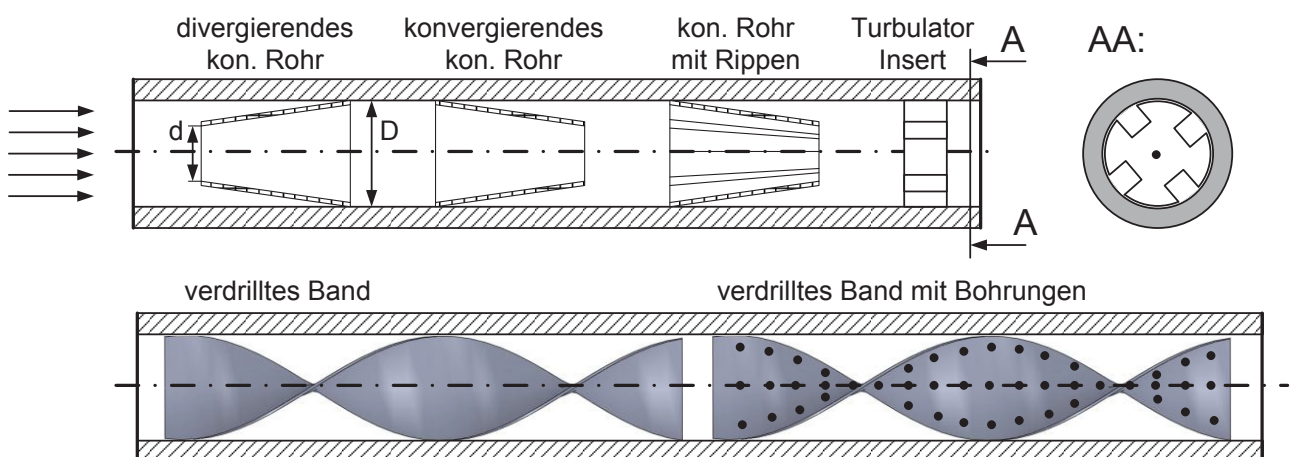


Abbildung 2.18: Gedrehte Bleche und andere Einbauten in Rohrquerschnitten

Anstatt gedrehter Bleche besteht die Möglichkeit, konische Düsen als Einbauten in die Rohre einzubringen. Die plötzlichen Querschnittsänderungen verursachen erneute Einlaufvorgänge und führen zu Rezirkulationsgebieten, welche den Wärmeübergang verstärken. Die Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen von Promvonge [Prom07a] liefern eine Aussage über die optimale Ausrichtung der konischen Rohre hinsichtlich konvergierender und divergierender Anordnung. Die Versuchsreihe deckt einen Reynoldszahlbereich von 6 000 bis 26 000 ab. Mit sinkendem Durchmesser Verhältnis  $d/D$  (siehe Abbildung 2.18) steigt der Wärmeübergang und Druckverlust. Besonders große Querschnittsänderungen, demzufolge kleine  $d/D$ -Verhältnisse, führen zu hohen Wärmeübergängen und Druckverlusten. Divergierende konische Rohre erzeugen eine höhere Nusseltzahl als konvergierende konische Rohre. Gegenüber einem glatten Rohr kann der Wärmeübergang um bis zu 333 % gesteigert werden. Promvonge und Eiamsa-ard haben ebenfalls Arbeiten am kombinierten Einsatz von gedrehten Blechen und konischen Rohren durchgeführt [Prom07b]. Die Nusseltzahl konnte gegenüber dem Einsatz von konischen Rohren ohne die gedrehten Bleche um 4 % bis 10 % gesteigert werden. Muthusamy et al. haben den Einfluss von konischen Rohren mit integrierten Rippen auf den Wärmeübergang und Druckverlust in Rohren untersucht [Mut13]. Es wurden Versuche im Leerrohr, mit konvergierenden Turbulatoren und divergierenden Turbulatoren im Reynoldszahlbereich 6 800 bis 9 700 durchgeführt. Für konisch divergierende, zylinderförmige Turbulatoren konnte eine Steigerung des Wärmeübergangs um 315 % und ein Anstieg des Druckverlustes um 320 % gegenüber den Versuchen mit Leerrohr gemessen werden. Der gesteigerte Wärmeübergang ist hauptsächlich auf die Querschnittsänderung vor und nach den konischen Rohren zurückzuführen. Bei Untersuchungen zum lokalen Wärmeübergangskoeffizienten am Rekuperatorrohr hat Brune [Bru05] ebenfalls am Brennermaul (was eine Querschnittsänderung darstellt) erhöhte Wärmeübergangskoeffizienten ermittelt.

Der Wärmeübergang in Rohren kann ebenso mittels so genannter Inserts [Tan12], deltaflügelartigen Blechen [JianGuo13] und zahlreichen anderen Körpern gesteigert werden.

Einen umfassenden Überblick zum aktuellen Stand der Forschung liefern Liu und Sakr, indem sie 71 Literaturstellen zum Thema gedrehter Bleche, Kombinationen von gedrehten Blechen, gedrehte Bleche mit Ausstanzungen oder Löchern, gedrehte Bleche in Kombination mit gewickelten Drahtturbulatoren und konische Düsen und Bleche zusammenfassen [Liu13].

### 2.5.5 Turbulatoren

Turbulatoren in Flügelform werden meist aus Blechen gestanzt oder als Blechteile auf die wärmeübertragende Oberfläche aufgebracht. Die Unterscheidung erfolgt in Flügel (engl.: wings) und Winglets nach der Art der Verbindung mit der Wand. Flügel sind über die Flügelbreite oder auch Spannweite genannt mit der Wand verbunden. Winglets hingegen sind über die Flügeltiefe an der Wand befestigt (siehe Abbildung 2.19).

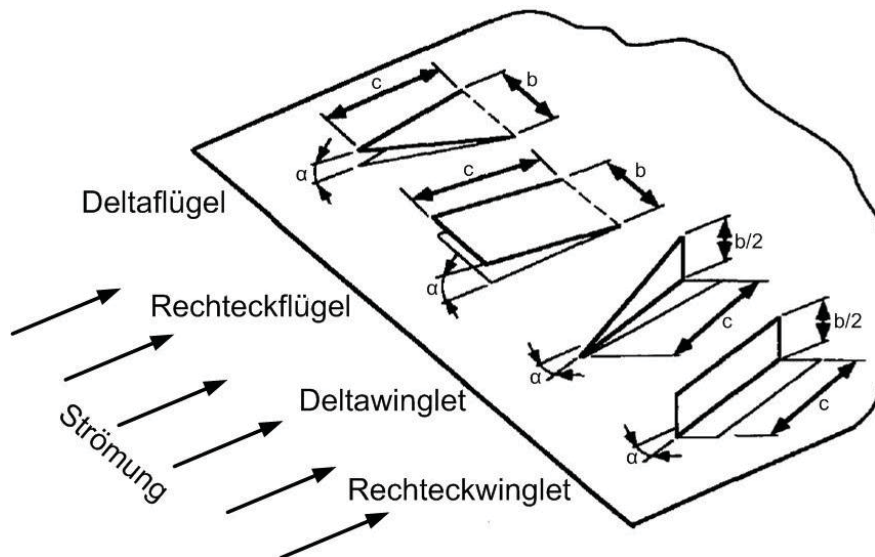


Abbildung 2.19: Verschiedene flügelartige Wirbelerzeuger, in geänderter Form übernommen aus [Jac95]

Ziel dieser Flügelstrukturen ist die Erzeugung longitudinaler Wirbelstrukturen im Nachlauf. Diese Wirbelstrukturen sind besonders gut geeignet, um einerseits die Grenzschicht zu stören und erzeugen andererseits einen vergleichsweise geringen Druckverlust, da sie sich mit der Strömung mitbewegen und somit nur einen geringen Strömungswiderstand darstellen. Gentry und Jacobi haben die Wechselwirkung zwischen Wirbel und Grenzschicht im Nachlauf von Deltaflügel experimentell untersucht [Gen97]. Im Reynoldszahlbereich von 600 bis 1 000 wurde mit Deltaflügel eine Steigerung des Wärmeübergangs um bis zu 60 % gegenüber einer unstrukturierten Platte erreicht.

Jacobi und Shah [Jac95] geben einen detaillierten Überblick über Möglichkeiten der Wärmeübergangsteigerung mittels longitudinaler Wirbel, welche durch Flügelgeometrien erzeugt werden. Fiebig hat sich in einer Vielzahl von Veröffentlichungen dem Thema Turbulatoren gewidmet (unter anderem [Fieb89] und [Fieb95]) und gibt abschließend einen zusammenfassenden Abriss der Arbeiten [Fieb98].

Diese Art von wärmeübergangsteigernden Einbauten scheint für die Anwendung in keramischen Rekuperatorbrennern gut geeignet zu sein, da ein vergleichsweise hoher Wärmeübergang bei geringem Anstieg des Druckverlusts ermöglicht wird. Jedoch ist es aus fertigungstechnischer Sicht zum jetzigen Stand der Technik nur mit sehr hohem Aufwand möglich, Flügelturbulatoren auf ein keramisches Rekuperatorrohr aufzubringen.



### 2.5.6 Poröse Körper

Die Steigerung des Wärmeübergangs lässt sich bei Körpern mit offener Porosität auf zwei Mechanismen zurückführen. Zum einen wirken sie als Rippe mit entsprechender oberflächenvergrößernder Wirkung. Hier sind die Wärmeleitfähigkeit des porösen Körpers und eine gute Kontaktierung mit einer Wärmeübertrageroberfläche für die Effektivität entscheidend. Zum anderen erzeugen die Strukturen im porösen Körper turbulente Strömungsstrukturen, welche wiederum die Grenzschicht stören und den Wärmeübergang steigern.

Abbildung 2.20 zeigt verschiedene poröse Strukturen, welche sich für den Einsatz in Wärmeübertragern eignen. Eine breite Palette an Konfigurationen von gewebten Metallstrukturen mit hoher Porosität und spezifischer Oberfläche bis zu keramischen Kugelschüttungen mit hohem Strömungswiderstandsbeiwert können zur Anwendung kommen. Tian et al. haben verschiedene metallische Gittergelege zwischen zwei parallelen Platten durchströmt [Tia07]. Es wurden verschiedene Drahtdurchmesser, Werkstoffe, Porositäten, spezifische Oberflächen und Ausrichtungen der Metallgitterpackung zur Strömungsrichtung untersucht und die Ergebnisse mit anderen Wärmeübertragerkonzepten hinsichtlich Wärmeübergang und Druckverlust verglichen.

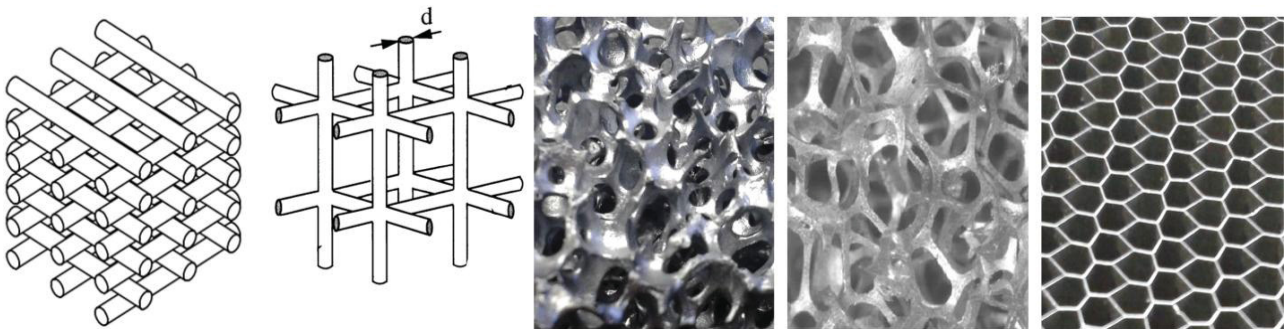


Abbildung 2.20: Vielförmigkeit an porösen Körpern (von links nach rechts): Schematische Darstellung eines Geleges aus Draht; Schematische Darstellung einer vereinfachten, idealisierten, kubischen Zelle eines Schaums, aus [Lu98]; Si-SiC Schaum; Metallschaum, aus [Boo03], Aluminiumwabenkörper

Schäume können aufgrund ihrer hohen spezifischen Oberfläche als kompakte Wärmeübertrager mit hoher Wärmeübertragerleistung zum Einsatz kommen. Boomsma et al. haben Aluminiumschäume verschiedener Porosität experimentell untersucht [Boo03]. Den Einsatz von Siliziumkarbidschäumen zur Steigerung des Wärmeübergangs in einem elektrischen Lufterhitzer haben Wang et al. analysiert [Wang12]. Lu et al. stellen ein analytisches Modell zur Berechnung des Wärmeübergangs einer idealisierten Schaumstruktur (Abbildung 2.20 zweite von links) auf Basis von Wärmeübergangsdaten von Rohrbündeln vor [Lu98].

In den Kanälen von Wabenstrukturen herrschen im Gegensatz zu Schäumen meist laminare Strömungszustände vor. Trotzdem werden aufgrund der höheren spezifischen Oberfläche ähnliche Wärmeübertragerleistungen erreicht [Lu99]. Lu präsentiert analog zu den Ausführungen bezüglich der Schaumstrukturen für Wabenkörper ebenfalls eine analytische Lösung für den Wärmeübergang [Lu99].

### **2.5.7 Drähte als wärmeübergangsteigernde Struktur**

Im Hinblick auf die zu untersuchenden Bogenstrukturen sind Drähte als wärmeübergangsteigernde Struktur von besonderem Interesse. Das Aufbringen von Drahtgitter als künstliche Rauigkeitselemente auf die wärmeübertragende Oberfläche wurde vielfach untersucht. Saini und Saini haben im Reynoldszahlbereich von 1 900 bis 13 000 den Einfluss von Metallgittern auf den Wärmeübergang erforscht [Sai97]. Gegenstand der Untersuchungen waren 10 verschiedene Gitter mit unterschiedlichen Gitterweiten und Drahtdurchmessern. Auf Basis der experimentell gewonnenen Daten geben die Autoren Korrelationen für die Berechnung von Nusseltzahl und Strömungswiderstandsbeiwert an. Der maximale Anstieg des Wärmeübergangs gegenüber einem ebenen Kanal liegt bei einem Faktor von ca. 4. Zur gleichen Problematik führten Karmare und Tikekar Untersuchungen in einem Rechteckkanal durch. Anstatt eines herkömmlichen Metallgitters kommen Aluminiumdrähte in einer definierten Anordnung zur Anwendung [Kar07]. Im Reynoldszahlbereich von 4 000 bis 17 000 wurden 10 verschiedene Konfigurationen untersucht.

Einzelne hintereinander angeordnete Drahtbögen als Rauigkeitselement haben Saini und Saini in einem Rechteckkanal untersucht [Sai08]. Die Drahtbögen überspannen jeweils die gesamte Kanalbreite. Wärmeübergang und Druckverlust wurden für verschiedene Drahtdurchmesser, Drahtabstände und Angriffswinkel experimentell bestimmt. Den Wärmeübergang von gewickelten Heizdrähten haben Comini et al. analysiert [Com08].

## 2.6 Wärmeübertrager für Industriegasbrenner

Die Wärmerückgewinnung aus dem Abgas von Industriegasbrennern lässt sich nach der Art (rekuperativ oder regenerativ) und dem Ort (zentral oder dezentral) der Wärmerückgewinnung unterscheiden. Abbildung 2.21 veranschaulicht die Unterschiede zwischen zentraler und dezentraler Wärmerückgewinnung.

Nur bei direkter Beheizung ist eine zentrale Wärmerückgewinnung sinnvoll. Im Fall eines zentralen Wärmeübertragers ist der anlagenspezifische Mehraufwand für die Sammelleitung des Abgases zum Wärmeübertrager und die Zuleitungen der vorgewärmten Verbrennungsluft vom Wärmeübertrager zu den Brennern zu berücksichtigen. Zusätzlich kommt es entlang dieser Leitungen zu Wärmeverlusten zur Umgebung. Insgesamt wird im Vergleich zur dezentralen Wärmerückgewinnung eine geringere Luftvorwärmung erreicht. Als zentraler Wärmeübertrager kann sowohl ein Regenerator als auch ein Rekuperator zum Einsatz kommen.

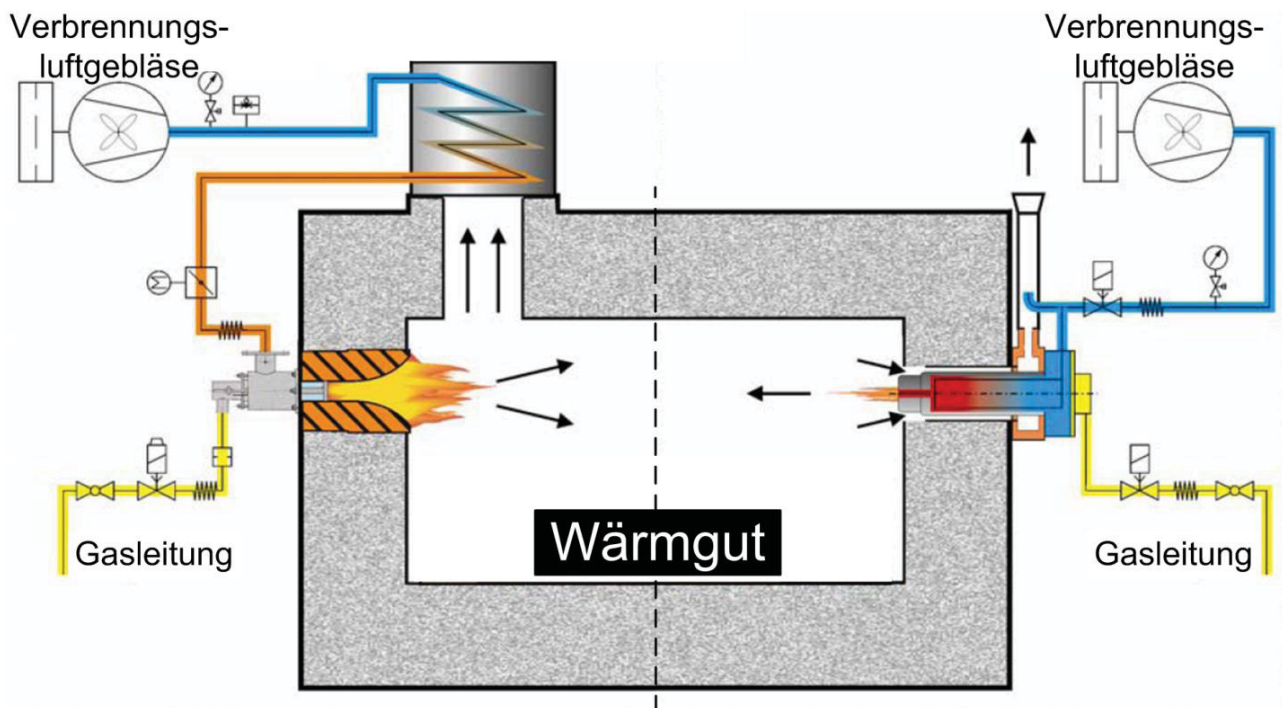


Abbildung 2.21: Zentrale Wärmerückgewinnung (links) und dezentrale Wärmerückgewinnung (rechts); in geänderter Form übernommen aus [Mae10]

Bei der indirekten Beheizung mittels Strahlheizrohr wird das Abgas bei typischen Strahlrohrformen wie I-Rohr, P-Rohr oder Doppel-P-Rohr direkt zum Brenner zurückgeführt (weitere Ausführungen zu Strahlrohren sind [Wünn07] zu entnehmen), so dass eine dezentrale Wärmerückgewinnung hier am sinnvollsten erscheint. Die Einsparungen an Rohrleitungen für die zentrale Wärmerückgewinnung stehen der erhöhten Komplexität des Brenners mit integrierter Wärmerückgewinnung gegenüber. Die Luft wird hier direkt im Brenner vorgewärmt. Die Wärmeverluste fallen demzufolge deutlich geringer aus und es besteht die Möglichkeit höherer Abgaseintrittstemperaturen in die Wärmerückgewinnungseinheit. Dies führt in Summe zu einer wesentlich höheren Luftvorwärmzahl und einem höheren feue-

rungstechnischen Wirkungsgrad. Dezentrale Wärmerückgewinnungseinheiten lassen sich in rekuperative und regenerative Rückgewinnung unterscheiden.

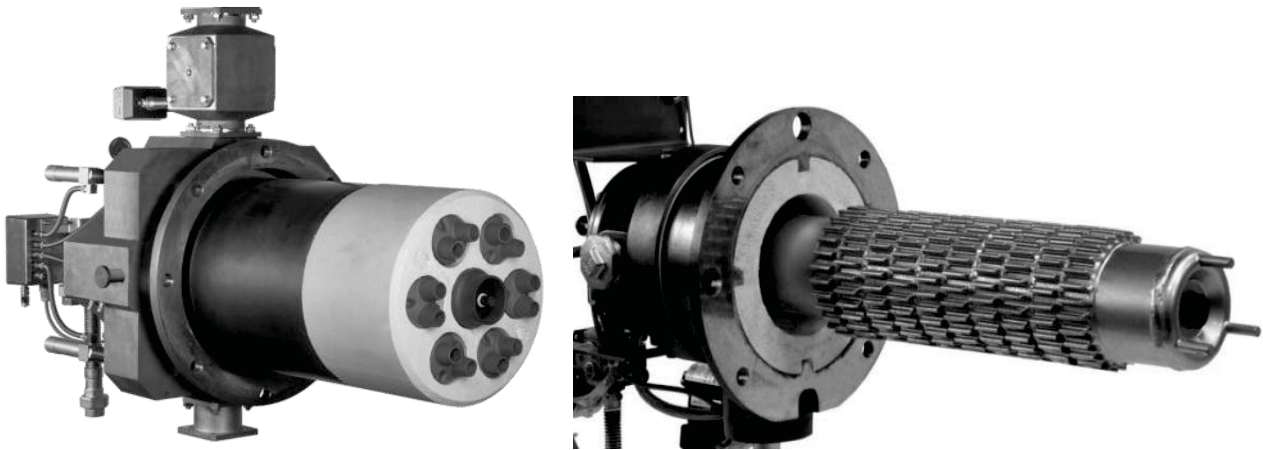


Abbildung 2.22: Links: Regeneratorbrenner [Wünn07]; Rechts: Brenner mit metallischem Rekuperator [Nox12]

Das zyklisch wechselseitige Durchströmen der Wärmespeichereinheiten beim Regeneratorbrenner führen zu einem quasistationären Betrieb. In Abbildung 2.22 ist ein Regeneratorbrenner mit sechs Wärmespeichereinheiten dargestellt. Es werden immer jeweils drei Speichereinheiten mit Verbrennungsluft und die übrigen drei in der Gegenrichtung mit Abgas durchströmt. Die Taktung wird üblicherweise in einem Zeitfenster von 10 bis 30 Sekunden vorgenommen. Aufgrund des Einsatzes von hochoberflächentemporechtigen keramischen Wärmespeichereinheiten aus Siliziumkarbid und Aluminiumoxid eignet sich der Regeneratorbrenner für Ofenraumtemperaturen bis 1300 °C. Die größere wärmeübertragende Fläche ermöglicht im Vergleich zu anderen Arten der Wärmerückgewinnung die höchste relative Luftvorwärmung und den höchsten feuerungstechnischen Wirkungsgrad [Wünn07]. Als Nachteil sollte Erwähnung finden, dass das in der Speichereinheit befindliche Abgas nach der Umschaltung zunächst aus der Speicherstruktur herausgedrückt werden muss. Es entsteht eine Totzeit und es kann zu Schwankungen bezüglich Atmosphärenzusammensetzung, -druck und -temperatur kommen. Die Realisierung der Umschaltung erfordert einen hohen konstruktiven Aufwand. Das Brennergehäuse weist aufgrund der integrierten Strömungsführungen zu den Wärmespeicherkörpern eine komplexe Geometrie auf. Durch die hohe Anzahl an Takten und die vorherrschenden Temperaturen werden erhöhte Anforderungen an die Ventiltechnik gestellt.

Ein Brenner mit rekuperativer Wärmerückgewinnung zeichnet sich durch eine vergleichsweise einfache Bauweise und einen kontinuierlichen Betrieb aus. Der Wärmeübertrager ist in Form eines doppelten Ringspalts im Brenner integriert. Das Abgas strömt im äußeren Ringspalt aus dem Ofen heraus und die Verbrennungsluft wird innerhalb im Gegenstrom dem Brennermaul zugeführt. Beide Medien sind dabei durch die gasdichte, wärmeübertragende Rekuperatorwand voneinander getrennt. Bei direkter Beheizung wird das Abgas durch einen nachgeschalteten Ejektor durch den Rekuperator gesaut. Im Fall der indi-



rekten Beheizung im geschlossenen Strahlheizrohr wird das Abgas durch das vorgelagerte Verbrennungsluftgebläse durch den Ringspalt gedrückt.

Zum jetzigen Stand der Technik lassen sich Rekuperatorbrenner nach dem Werkstoff des Rekuperators in Stahlrekuperatoren und Brenner mit keramischen Rekuperatoren einteilen. Die metallischen Wärmeübertragerstrukturen zur Steigerung der Wärmeübertragung werden meist als Rippenrohr ausgeführt, siehe Abbildung 2.22 rechts. Einzelne Rippenrohrsegmente werden mittels Gießverfahren hergestellt und durch Schweißen zu einem Rekuperatorrohr zusammengefügt. Die sich entwickelnde Grenzschicht wird gestört indem die einzelnen Segmente verdreht zueinander angeordnet werden, so dass sich zwischen den Längsrippen kein kontinuierlicher Strömungskanal ausbildet. Die Kombination von oberflächenvergrößernder Wirkung der Rippen und Stören der Grenzschicht durch Verdrehen der Segmente führt zu einer verhältnismäßig hohen Luftvorwärmung bei Rippenrohrrekuperatoren.

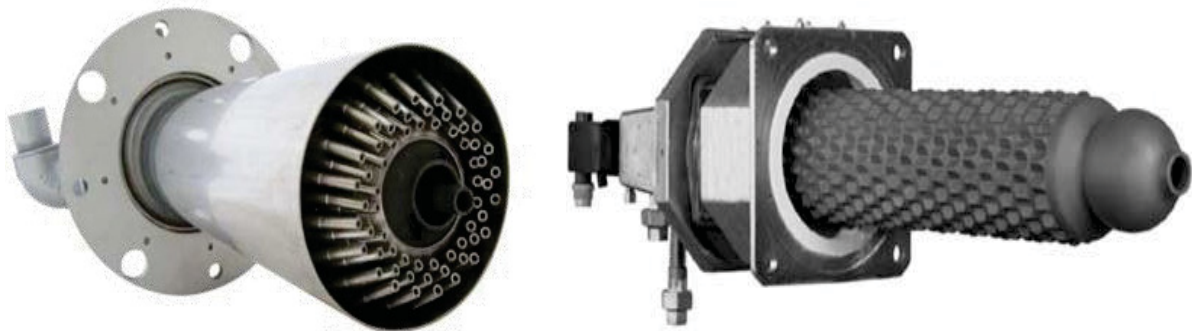


Abbildung 2.23: Links: Spaltstromrekuperatorbrenner [Wünn09]; Rechts: Rekuperatorbrenner mit genopptem Si-SiC-Rekuperator [Wünn07]

Eine Sonderstellung unter den Rekuperatorbrennern mit metallischem Rekuperator stellt der Spaltstromrekuperator dar, siehe Abbildung 2.23 links. Aufgrund einer Vielzahl von ovalen Metallröhrchen, welche von der Verbrennungsluft durchströmt werden, ist die wärmeübertragende Fläche und somit auch der Grad der Luftvorwärmung im Vergleich zu anderen Rekuperatorbrennern erhöht und liegt annähernd auf dem Niveau der Regeneratorbrenner [Wünn09]. Als Werkstoff kommen für Rippenrohr- und Spaltstromrekuperatoren hochlegierte Chrom-Nickel-Stähle zum Einsatz. Akzeptable Zeitstandsfestigkeiten können mit Werkstoffen dieser Kategorie bis zu einer Temperatur von 1 100 °C erreicht werden, was den Rekuperatorbrenner im Einsatz ebenfalls auf eine Ofenatmosphärentemperatur von 1 100 °C beschränkt.

Der Einsatz bei höheren Prozesstemperaturen macht die Verwendung anderer Werkstoffe im heißen Bereich des Brenners notwendig. Rekuperatoren aus keramischem Werkstoff sind im Schlickergussverfahren aus mit Silizium infiltriertem Siliziumkarbid hergestellt und ermöglichen einen Einsatz bis 1 300 °C Abgaseintrittstemperatur. Eine Strukturierung mit Rippen analog zum metallischen Rekuperator ist mit dem Schlickergussverfahren nicht umsetzbar und mit anderen Fertigungsverfahren wie Extrudieren oder Fräsen unwirtschaftlich. Aus diesem Grund sind nur leicht gewellte, spiralförmige oder genoppte (siehe Abbildung

2.23 rechts) Oberflächen verfügbar. Diese weisen im Vergleich zu metallischen Rekuperatoren eine wesentlich geringere Wärmeübertragerleistung auf. Um Wärmerückgewinnung in gleichem Umfang realisieren zu können, müsste die Oberfläche vergrößert werden. Der Durchmesser des Rekuperators ist durch die Brenneröffnung in der Ofenwand und die Länge des Rekuperators durch die Dicke der Ofenwand vorgegeben. Eine Vergrößerung der wärmeübertragenden Oberfläche durch Vergrößerung der äußeren Abmessungen des Rekuperators ist demzufolge durch den eingeschränkten Bauraum nur in geringem Umfang möglich. Daraus resultieren im Vergleich zu metallischen Rekuperatoren eine geringe Luftvorwärmung und ein geringerer feuerungstechnischer Wirkungsgrad.

### 3 Numerische und experimentelle Untersuchungen der neuentwickelten Wärmeübertragerstruktur

#### Geometrie der Wärmeübertragerstruktur

Das neu entwickelte Fertigungsverfahren unter Nutzung von textilen Urformen ermöglicht eine Strukturierung der Wärmeübertrageroberfläche zur Steigerung des Wärmeübergangskoeffizienten und damit einhergehender Steigerung der Luftvorwärmung [Cer11]. Die textile Urform gestattet vielfältige gestalterische Freiheiten bei der Formgebung. Als Grundelement wurde aus Gründen der einfachen Herstellbarkeit der textilen Urform und ihrer Stabilität während des Keramisierungsprozesses ein Halbbogen gewählt. Dieses Grundelement ist auf der wärmeübertragenden Oberfläche in einer hohen Anzahl periodisch oder nach einem Muster angeordnet. Zur Charakterisierung der Struktur mittels numerischer und experimenteller Untersuchungen werden die Bögen zum Zweck der Vereinfachung nicht in einem konzentrischen Ringspalt wie im Rekuperator, sondern in einem ebenen Spalt angeordnet.

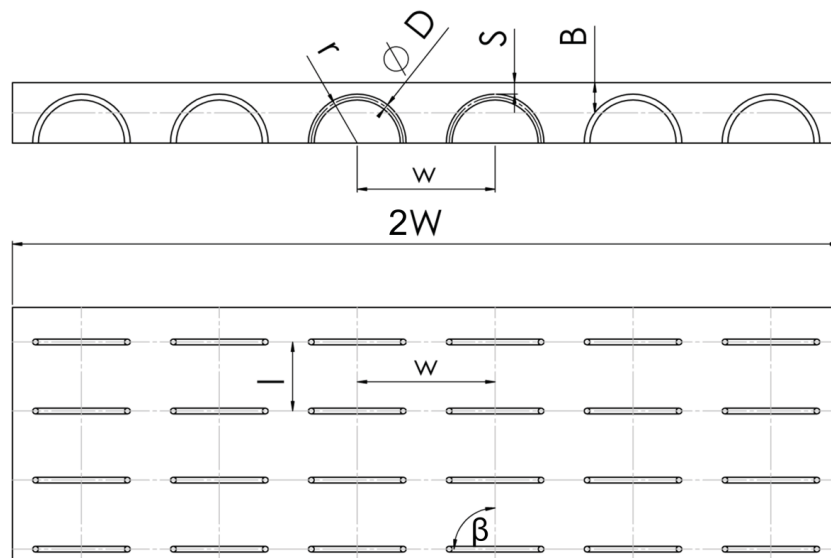


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der Bogenstrukturen in einem Rechteckkanal

Nachfolgende numerische und experimentelle Betrachtungen beziehen sich auf ein Grundmodell (siehe Abbildung 3.1) mit einem Radius  $r = 8$  mm (neutrale Faser des Bogens) und einem Bogendurchmesser  $D$  von 1 mm. Aufgrund der Flexibilität der textilen Urform ergeben sich vergleichsweise große Toleranzen und Abweichungen bei der Bogengeometrie, was einen entsprechend groß dimensionierten Freiraum oberhalb des Bogens zur begrenzenden oberen Wand nötig macht. Der freie Spalt  $S$  zwischen dem Zenit des Bogens und der begrenzenden Wand sei 2 mm, woraus sich eine Spaltweite  $2B$  von 10,5 mm ergibt. Die Bögen sind senkrecht zur Strömungsrichtung und hintereinander in Reihe angeordnet. Der Bogenabstand der Grundgeometrie in Strömungsrichtung ist  $l = 12$  mm und senkrecht zur Strömungsrichtung  $w = 24$  mm. Über die beiden Bogenabstände  $l$  und  $w$  ergibt sich die Bogenanzahl pro Flächeneinheit, nachfolgend Bogendichte genannt. Die Dimensionen eines

sich periodisch wiederholenden Elements, welches einen kompletten Bogen beinhaltet, beträgt für das Grundmodell  $10,5 \times 12 \times 24 \text{ mm}^3$ , woraus sich eine Bogendichte von 3 472 Bögen pro  $\text{m}^2$  ergibt. Die Abmessungen, Bogenanordnung und Anzahl der Bögen können je nach späterer Anwendung von dem hier betrachteten Grundmodell abweichen.

Der Reynoldszahlbereich für die Anwendung der Strukturierung in Rekuperatorbrennern erstreckt sich je nach Leistungsklasse und konstruktiver Umsetzung von 2 000 bis 20 000. Um die Vergleichbarkeit zu gewährleisten, wird die Reynoldszahl immer für den leeren Kanal ohne Strukturierung gebildet. Der hydraulische Durchmesser entspricht der doppelten Spaltweite des konzentrischen Spalts oder der doppelten Spaltweite zwischen zwei parallelen Platten.

#### **Numerische Untersuchungen**

Qualitative Aussagen zur Wärmeübertragerleistung und zum Strömungsverhalten der Wärmeübertragerstrukturen werden aus Ergebnissen der numerischen Simulation gewonnen. Im Rahmen einer Parameterstudie bezüglich der Anordnung und Anzahl der Bogenstrukturen werden Empfehlungen für den Einsatz der Wärmeübertragerstrukturen gegeben und Tendenzen aufgezeigt.

#### **Experimentelle Untersuchungen**

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden zwei verschiedene Versuchsaufbauten, ein Luftkanal und ein Wasserkanal, für die Strömungsuntersuchung und Messung des Wärmeübergangs entwickelt und eingesetzt. Ziel der Messung im Luftkanal war die Validierung der Ergebnisse der Grundgeometrie, welche mittels numerischer Simulation untersucht wurde. Hierbei sollte der Druckverlust als Strömungskenngröße und der Wärmeübergangskoeffizient oder die Nusseltzahl als thermodynamische Kenngröße gemessen und mit den numerischen Ergebnissen verglichen werden.

Der Wasserkanal diente der genauen Strömungsmessung und damit der Charakterisierung der Strömung um die Bögen. Hierbei kamen die folgenden Messtechniken zum Einsatz:

- Zweikomponenten Laser-Doppler-Anemometrie, kurz 2D-LDA
- Partikel-Image-Velocimetry, kurz PIV

Diese beiden optischen Messverfahren eignen sich besonders für die Charakterisierung der Strömung in und um die Wärmeübertragerstrukturen, da berührungslos und rückwirkungsfrei gemessen werden kann. Einzig die Verwendung kleiner Partikel, die der Strömung möglichst schlupffrei folgen, ist nötig.

Die Partikel-Image-Velocimetry kommt zur Strömungsmessung eines Strömungsfeldes in einer Ebene zum Einsatz. Hierbei wurde besonderes Augenmerk auf das Erkennen und Identifizieren der vorhandenen Strömungsstrukturen gelegt, welche im Anschluss mittels Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) im Detail mit hoher zeitlicher Auflösung untersucht werden sollen. Die LDA ist besonders gut geeignet, die Wirbelablösung und die Wirbelab-



lösefrequenz im Nachlauf der Bögen mit hoher zeitlicher Auflösung zu bestimmen. Durch ein Traversensystem verfährt die LDA-Sonde in allen 3 Raumrichtungen translatorisch. Das kleine Messvolumen erlaubt eine gute räumliche Auflösung.

Die experimentellen Untersuchungen im Luft- und Wasserkanal werden ab Kapitel 5 zunächst kurz beschrieben und anschließend die Messergebnisse vorgestellt. Wenn möglich, werden die Messergebnisse mit den Ergebnissen der numerischen Simulation aus Kapitel 4 verglichen und diskutiert.



## 4 Numerische Untersuchungen bezüglich des Strömungsfelds um die Bogenstrukturen

### 4.1 Randbedingungen und Vernetzung der numerischen Simulation

#### Randbedingungen

Das numerische Modell wird auf Grundlage von Symmetrie und Periodizität zum Zweck der Vereinfachung auf eine Einzelzelle reduziert (siehe Abbildung 4.1). Die Einzelzelle kann unter Nutzung der Symmetrierandbedingung zwischen den Bögen aus einem ganzen Bogen bestehen oder unter Nutzung der Symmetrie im Zenit des Bogens durch einen halben Bogen repräsentiert werden. In diesem Fall würde sich der Rechenaufwand nochmals um den Faktor zwei reduzieren. Kontrollrechnungen mit Einzelzellen, jeweils bestehend aus einem Halbbogen und einem kompletten Bogen, zeigten eine Abweichung von 1 % bei  $Re = 2000$  und eine Abweichung von 5 % bei  $Re = 11000$  bezüglich der resultierenden Nusseltzahl. Dies lässt den Schluss zu, dass eine Halbierung des Bogens zulässig ist und somit ein erhebliches Maß an Rechenaufwand eingespart werden kann.

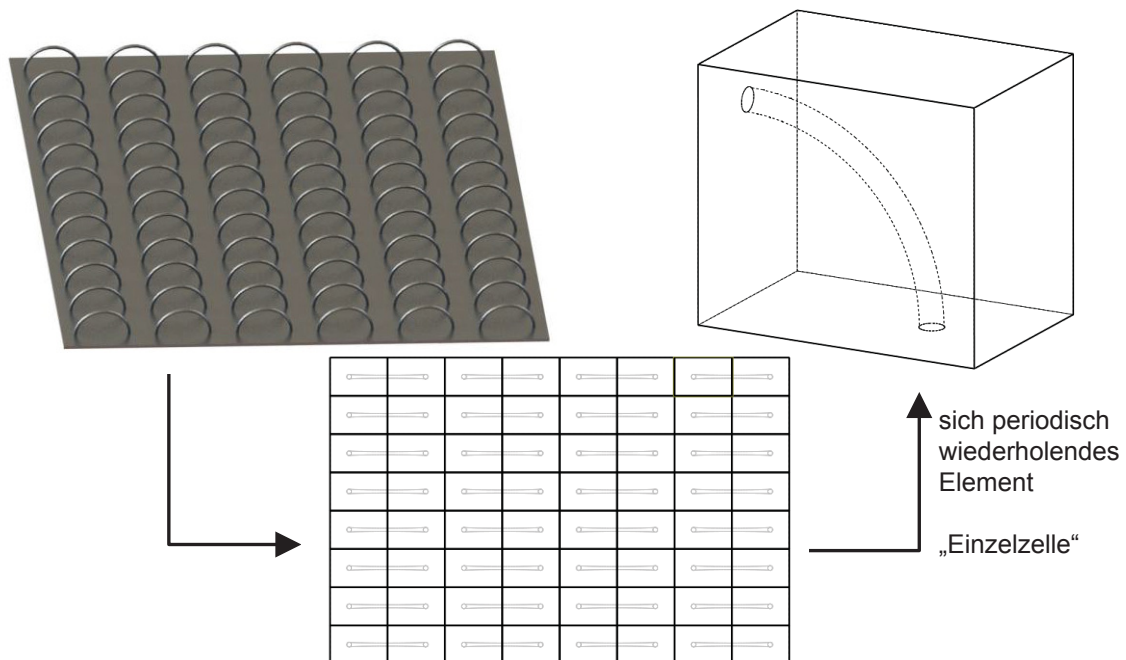


Abbildung 4.1: Vereinfachung zu einem periodischen Element für die numerische Simulation

Ziel ist es, einen möglichst hohen Wärmeübergang bei gegebenen Prozessbedingungen durch Einbringung einer Strukturierung zu erreichen. Diese Tatsache stellt sich als besondere Herausforderung dar, da die Steigerung des Wärmeübergangs vom Fluid zur Wand unter der Nutzung von Turbulatoren immer mit der Erhöhung des Druckverlusts einhergeht. Als Optimierungskriterium dient hier der Druckverlust, bei welchem ein möglichst geringer Zuwachs anzustreben ist.

Die Randbedingungen der Einzelzelle sind in Abbildung 4.2 dargestellt. Am Einlass ( $x$ - $y$ -Ebene bei  $z=0$ ) wird ein konstanter Massenstrom mit konstanter mittlerer Temperatur vorgegeben. Das Geschwindigkeits- und Temperaturprofil ergibt sich über eine periodische

Randbedingung, durch welche Einlass und Auslass (x-y-Ebene bei  $z=\text{MAX}$ ) miteinander verknüpft sind. An den Seiten ist aufgrund der sich wiederholenden Geometrie der gesamten Wärmeübertragerstruktur eine Symmetrierandbedingung definiert. Um die Wärmeübertragungseigenschaft der Bogenstruktur ermitteln zu können, wird die untere begrenzende Fläche (nachfolgend Boden genannt) und vereinfachend auch der Bogen mit einer konstanten Oberflächentemperatur, verschieden von der Fluideintrittstemperatur, definiert. Zusätzlich gilt die Haftbedingung für eine Wand. Über die Änderung des integrierten Enthalpiestroms zwischen Einlass und Auslass wird der übertragene Wärmestrom berechnet. Als Bezugsfläche für den Wärmeübergangskoeffizient und die Nusseltzahl wird die wärmeübertragende Grundfläche herangezogen, ohne zu berücksichtigen, welche Einbauten, Strukturierungen oder Turbulatoren auf dieser Oberfläche aufgebracht oder in den Kanal eingebracht sind. Die oberflächenvergrößernde Wirkung der Bögen wird demnach zum Zweck der Vergleichbarkeit zu anderen Wärmeübertragerstrukturen nicht berücksichtigt. Auf der Oberseite ist die Einzelzelle ebenfalls durch eine Wand mit Haftbedingung begrenzt. Diese Wand soll auf den Wärmeübergang keinen Einfluss haben, das heißt, Erwärmung oder Abkühlung des Fluids durch die obere Wand wird durch eine adiabate Randbedingung ausgeschlossen.

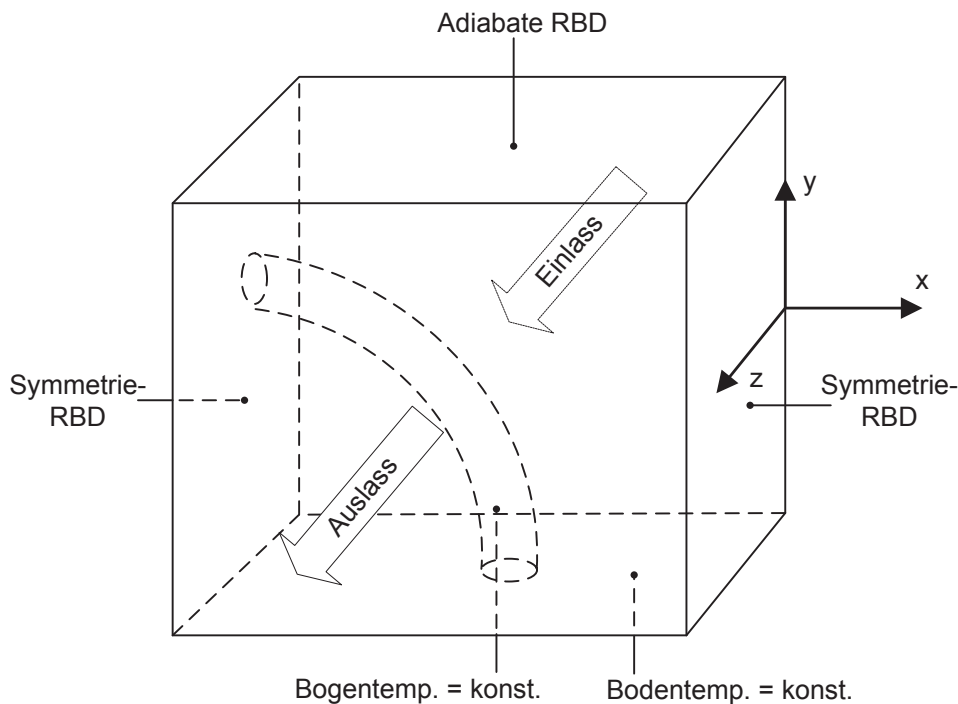


Abbildung 4.2: Einzelzelle für das numerische Modell und Randbedingungen (RBD)

Zum Zweck der Vereinfachung wird der Bogen nicht als Feststoffgebiet, sondern als Oberfläche mit einer konstanten Temperatur modelliert. Um den Einfluss des Bogens als Kühlrippe abschätzen zu können, müssen mehrere Effekte Beachtung finden. Der Bogen ist in seiner Querschnittsfläche im Verhältnis zu seiner Länge eher filigran aufgebaut. Dies lässt die Vermutung zu, dass der Anteil der Wärmeübertragung, hervorgerufen durch Wärmeleitung entlang des Bogens, dementsprechend vom Bogenzenit hin zum Fuß des Bogens,

gering ist und somit der Anteil am Gesamtwärmeübergang vergleichsweise gering ausfällt. Zwischen der Wärmeleitfähigkeit des Fluids (Luft bei 600 °C:  $\lambda = 0,054 \text{ W/mK}$ ) und des Solids (Si-SiC Keramik bei 800 °C  $73,5 \text{ W/mK}$ ) liegen in der Größenordnung über drei Potenzen Unterschied. Die Folge ist eine vergleichsweise geringe Temperaturdifferenz entlang des Bogens. Seine Wirkung als Turbulator die Strömung zu beeinflussen wiegt wesentlich schwerer.

In diesem Falle könnte das numerische Modell in der Art vereinfacht werden, dass der Bogen als Feststoffgebiet nicht mit in die numerische Berechnung einfließt. Stattdessen soll entlang der Bogenkontur die Haftbedingung der Strömung an einer Wand mit konstanter Temperatur, welche gleich der Bodentemperatur gesetzt wird, als Randbedingung gelten. Wird der Bogen im Rahmen der vorliegenden numerischen Untersuchung als Feststoffgebiet definiert, muss als Startbedingung ein Temperaturprofil für den Bogen festgelegt werden, welches sich im Laufe der Berechnung zu einem Temperaturprofil entsprechend dem einer Kühlrippe verändert. Aufgrund der kleinen Zeitschrittweite von  $1 \cdot 10^{-6} \text{ s}$  müssen eine Vielzahl von Zeitschritten berechnet werden, bis sich ein quasistationäres Temperaturprofil über den Bogen einstellt. Im vorliegenden Fall war die Rechenzeit um den Faktor 9 größer als bei einer Berechnung mit der anderen Randbedingung ohne Feststoffgebiet. Die Vereinfachung des numerischen Modells auf lediglich ein Fluidgebiet mit entsprechenden Randbedingungen hätte demzufolge eine signifikante Einsparung an Rechenaufwand zur Folge.

Um die aus dieser Vereinfachung entstehende Abweichung abzuschätzen, wurde eine Vergleichsrechnung durchgeführt. Die konstante Wandtemperatur an der Bogenoberfläche führt im Vergleich zu einer kühlrippenartigen Temperaturverteilung bei der Betrachtung des Bogens als Feststoffgebiet zu einer Überschätzung des Wärmeübergangs um maximal 25 % bei einer Reynoldszahl von 20 000. Bei kleineren Reynoldszahlen fällt die Abweichung entsprechend geringer aus, siehe Tabelle 2.

Tabelle 2: Gegenüberstellung des Druckverlusts und der Nusseltzahl für verschiedene Reynoldszahlen und unterschiedlichen Randbedingungen

	Leerer Kanal ohne Bogen	Randbedingung konstante Bogentemperatur	Bogen als Feststoffgebiet mit Wärmeleitung
<b>Druckverlust</b>			
Re = 2 000	61 Pa/m	307 Pa/m	307 Pa/m
Re = 6 500	388 Pa/m	2 459 Pa/m	2 468 Pa/m
Re = 20 000	2 570 Pa/m	14 203 Pa/m	14 258 Pa/m
<b>Nusseltzahl</b>			
Re = 2 000	12,8	43,5	37,0
Re = 6 500	25,7	90,9	70,45
Re = 20 000	59,5	158,2	118,1

Das Ziel der nachfolgenden Parameterstudie ist jedoch das Aufzeigen von Tendenzen und daraus folgend die Ableitung von Empfehlungen mit qualitativem Charakter. Aus diesem Grund wird die Vereinfachung vom Bogen als Kühlrippe mit Wärmeleitung entlang des Bogens zur konstanten Wandtemperatur an der Bogenoberfläche zum Zweck der beträchtlichen Einsparung an Berechnungszeit vorgenommen.

### Vernetzung

Die räumliche Diskretisierung erfolgte mit einem strukturierten Gitter. Bei der Erstellung ergibt sich bei nicht äquidistanten strukturierten Gittern ein erhöhter Arbeitsaufwand aufgrund der fehlenden Automatisierbarkeit im Vergleich zum unstrukturierten Gitter. Die Qualität des Gitters durch lokale Verfeinerung, die Reproduzierbarkeit bei Änderung der Geometrie, die geringere Anzahl an benötigten Gitterelementen und der sich daraus ergebende geringere Rechenaufwand bei höherer Genauigkeit sind Vorteile, welche den Mehraufwand bei der Gittererstellung rechtfertigen. Sowohl die Kontur des Bogens als auch der Kreisquerschnitt erfordern jeweils die Anwendung körperangepasster Gittertopologien. Der Kreisquerschnitt des Bogens wird durch ein O-Gitter umschlossen (siehe Abbildung 4.3, links), welches entlang der Kontur des Bogens verlaufen soll. Um der Krümmung des Bogens folgen zu können, kommt wiederum ein O-Gitter zur Anwendung (siehe Abbildung 4.3, rechts). Weiterhin ist im Bereich der Grenzschichten das Gitter feiner aufgelöst, um die sich ergebenden großen Geschwindigkeits- und Temperaturgradienten realitätsnah wiederzugeben zu können.

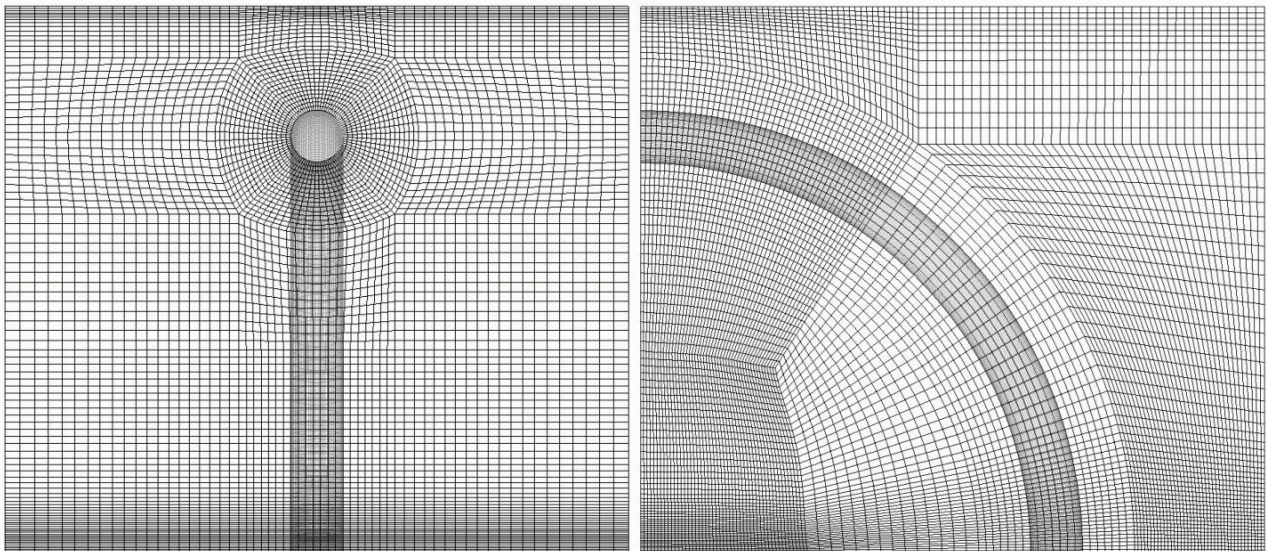


Abbildung 4.3: Strukturierte Vernetzung der sich periodisch wiederholenden Einzelzelle, links: Gitterstruktur der Symmetrieebene, rechts: Gitterstruktur senkrecht zur Strömungsrichtung (jeweils mit der Kontur des Bogens im Hintergrund)



Zur Verifizierung des Gitters wurde eine Netzunabhängigkeitsstudie durchgeführt. Zum einen könnte die Gitterdichte zu gering gewählt sein, um entscheidende Gradienten im Modell nicht richtig abbilden zu können, was zu verfälschten Ergebnissen führen kann. Zum anderen könnte die Elementanzahl zu groß gewählt sein, was eine unnötig lange Berechnungszeit zur Folge hat.

Ein ausreichend fein vernetztes Modell wird benötigt, um die Grenzschichten in Wandnähe möglichst realitätsnah aufzulösen. Ein entscheidender Parameter ist der dimensionslose Wandabstand  $y^+$ , welcher über folgende Formel definiert ist:

$$y^+ = \frac{\rho y u_\tau}{\mu} \quad (\text{Formel 4.1})$$

mit

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (\text{Formel 4.2})$$

mit der Dichte  $\rho$ , dem Wandabstand  $y$ , der Viskosität  $\mu$ , der Wandschubspannung  $\tau_w$  und der Wandschubspannungsgeschwindigkeit  $u_\tau$ . Die Wandschubspannung dabei wird aus den Strömungswiderstandsbeiwerten mittels nachfolgender Gleichung berechnet:

$$\tau_w = \frac{1}{8} \xi \rho \bar{u}^2 \quad (\text{Formel 4.3})$$

Um die ausreichend große Elementanzahl für das Modell zu ermitteln, wird die Elementanzahl von einer Berechnung zur nächsten in der Art verfeinert, dass sich die Anzahl der Elemente ungefähr verdoppelt. Für die Grundgeometrie wurde eine Abstufung von ca. 125 000 zu 250 000 zu 500 000 zu 1 000 000 Elementen, bezogen auf die Größe des gesamten Berechnungsgebiets, gewählt. Die Verfeinerung erfolgte vorrangig in Wandnähe von Boden, Decke und Bogen aber auch im restlichen Berechnungsgebiet. Die Netzunabhängigkeitsstudie zeigte, dass ab einer Elementanzahl von ca. 500 000 Elementen eine zufriedenstellende Lösung der Problemstellung erreicht wird. Eine weitere Verfeinerung des Netzes brachte eine Abweichung von unter 2 % in der Nusseltzahl, welche als Kriterium für die Netzunabhängigkeit gewählt wurde. Diese Abweichung entspricht einer Differenz von 0,07 K bei der Fluidtemperatur am Auslass.

Die numerische Simulation wurde mit Hilfe des Programmpakets Ansys Fluent unter der Nutzung von Turbulenzmodellen mit Reynolds gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen (englisch: Reynolds averaged Navier-Stokes-equation, kurz: RANS) als instationäre Berechnung (URANS: unsteady RANS) durchgeführt. Auf die verschiedenen Turbulenzmodelle wird nachfolgend eingegangen. Innerhalb der Parameterstudie wurde die Ausrichtung der Bögen zur Strömungsrichtung, der Einfluss der Randbedingungen, die Größe der Bögen (Radius  $r$ ) relativ zur Kanalhöhe, der Durchmesser der Bögen  $D$  und der Einfluss der Anzahl der Bögen pro Fläche oder der Abstand der Bögen zueinander untersucht.

## 4.2 Bemerkungen zum Turbulenzmodell

Turbulente Strömungsvorgänge lassen sich nur für wenige einfache Problemstellungen mit semiempirischen Ansätzen analytisch berechnen. Bei einer vollständigen numerischen Berechnung der Strömung müssen auch die kleinsten Schwankungen in der Strömung mit berücksichtigt werden. Eine solche Schwankung lässt sich durch das Längen- und Zeitmaß beschreiben (siehe Kapitel 2.3.3). Die direkte numerische Berechnung einer turbulenten Strömung erfordert eine entsprechend hohe Diskretisierung, so dass die räumliche Schrittweite kleiner ist als das Kolmogorovsche Längenmaß und die zeitliche Schrittweite kleiner ist als das Kolmogorovsche Mikro-Zeitmaß. Der hohe Grad der Diskretisierung erfordert einen gleichermaßen hohen Berechnungsaufwand. Die Turbulenzmodellierung ermöglicht es, mit Hilfe von Vereinfachungen diesen Aufwand zu reduzieren. Abbildung 4.4 zeigt die Verteilung des Energiespektrums in Abhängigkeit von der Wellenzahl  $\lambda$  einer Längenskala  $L$  (mit  $\lambda = 2\pi/L$ ). Große Strukturen (niedriger Wellenzahlbereich) entziehen der Strömung am meisten Energie, die anschließend mit dem Zerfall der Strukturen hin zu immer kleineren Längenskalen übergeht und schließlich dissipiert wird [Pop00]. Die turbulente kinetische Energie der Strömung ergibt sich aus dem Integral des Energiespektrums über den gesamten Bereich der Wellenzahl. Weiterhin zeigt Abbildung 4.4 die Bereiche der einzelnen numerischen Modellansätze (RANS, URANS und LES) und der direkten numerischen Simulation (DNS).

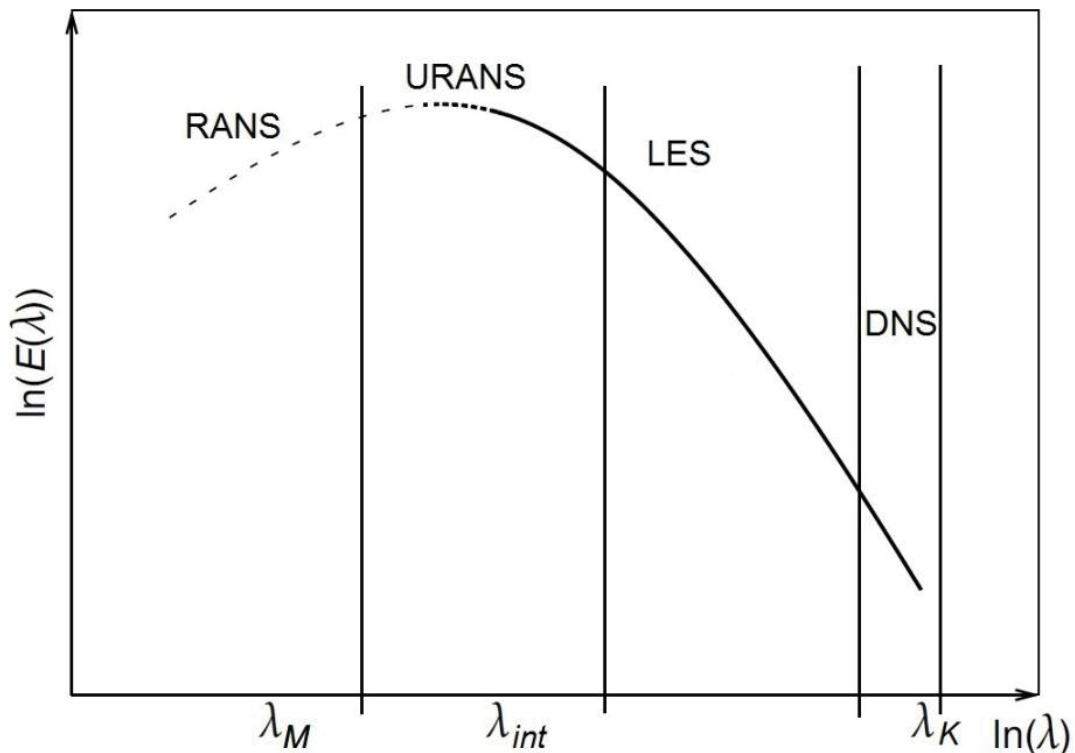


Abbildung 4.4: Schematische Darstellung des Energiespektrums  $E(\lambda)$  einer turbulenten Strömung und deren Aufteilung auf die verschiedenen numerischen Methoden;  $\lambda_M$  - Wellenzahl der mittleren Strömung;  $\lambda_{int}$  - Wellenzahl des integralen Längenmaßes;  $\lambda_K$  - Wellenzahl des Kolmogorovschen Längenmaßes (nach [Schw13])

Bei der Grobstruktur-Simulation (englisch Large-Eddy-Simulation, kurz LES) wird nicht das gesamte Spektrum der turbulenten Strömung bis hin zum Kolmogorovschen Längenmaß



berechnet. Die Strömungsvorgänge, im speziellen die Dissipation, in Skalenbereich des Kolmogorovschen Längenmaßes hängt im Allgemeinen nur von der Reynoldszahl der betrachteten Strömung, nicht aber von einer bestimmten Strömungskonfiguration oder umgebenden Geometrie, ab. LES berechnet die Grobstruktur mit vergleichsweise großem Energieinhalt direkt und für Strömungsstrukturen kleiner als ein bestimmtes Längenmaß kommt ein Turbulenzmodell zur Anwendung. Das Längenmaß, bis zu dem die Strömungsstrukturen direkt berechnet werden, ergibt sich aus der Filterweite, welche aus der räumlichen Schrittweite des Berechnungsgitters errechnet wird. Für diese Trennung kommt häufig der sogenannte Boxfilter zur Anwendung. Ergebnis einer LES-Berechnung ist demnach ein gefiltertes Strömungsfeld der realen Strömung. Die Vereinfachung im Vergleich zu DNS macht eine beschleunigte Berechnung möglich. Die immer noch vergleichsweise hohe Diskretisierung und der damit verbundene Rechenaufwand kann mit Hilfe weiterer Vereinfachung, hin zu Reynolds-gemittelten Turbulenzmodellen, weiter reduziert werden. [Schw13]

Bei den Reynolds gemittelten Turbulenzmodellen wird die Kontinuitätsgleichung und Navier-Stokes-Gleichung mit Hilfe einer zeitgemittelten Strömungsgeschwindigkeit (Reynolds-zerlegung) berechnet. Die Reynolds-gemittelten Größen sind im Vergleich zur LES oder DNS nicht mehr von der Zeit abhängig. Es ergeben sich demzufolge nur mittlere Strömungsgrößen und keine Details über einzelne Turbulenzelemente. Ein geeignetes Turbulenzmodell berücksichtigt die Auswirkung der Turbulenz auf die Strömung. [Schw13]

Werden Reynolds-gemittelte Turbulenzmodelle instationär gelöst, können große kohärente Wirbelstrukturen in der Größenordnung der charakteristischen Längen- und Zeitskalen der mittleren Strömung ( $L_M$  und  $t_M$ ) aufgelöst werden. Der Berechnungsaufwand ist größer als bei RANS, aber kleiner als bei LES. Man spricht von URANS-Turbulenzmodellen (englisch: unsteady Reynolds averaged Navier-Stokes-equation, kurz: URANS). [Schw13]

Innerhalb der RANS-Turbulenzmodelle wird in zweierlei Modellkategorien nach der Art der Berechnung der mittleren molekularen Scherspannung unterschieden. Wirbelviskositätsmodelle approximieren den Reynolds-Spannungstensor vereinfachend nach dem Ansatz von Boussinesq [Bou77]. Die Reynolds-Spannungs-Modelle hingegen modellieren erst die unbekanntenen Terme zweiter Ordnung, welche sich aus dem Reynolds-Spannungstensor ableiten.

Häufig angewendete RANS oder URANS Turbulenzmodelle sind:

- Standard  $k$ - $\varepsilon$ -Turbulenzmodell,
- Re-Normalisation Group (RNG)  $k$ - $\varepsilon$ -Turbulenzmodell,
- Realizable  $k$ - $\varepsilon$ -Turbulenzmodell,
- $k$ - $\omega$ -Turbulenzmodell und
- Shear stress transport (SST)  $k$ - $\omega$ -Turbulenzmodell.

Bei diesen Modellen handelt es sich um Zweigleichungs-Wirbelviskositätsmodelle. In einschlägiger Literatur [Schw13], [Lau03], [Lec11] und [Ans09] finden sich detaillierte Herleitungen und Beschreibungen zu Wirbelviskositäts- und Reynolds-Spannungs-Modellen. Einen Vergleich der verschiedenen URANS-Turbulenzmodelle liefert [Höl04]. Die verschiedenen  $k$ - $\varepsilon$ -Modelle haben Stärken bei hohen Reynoldszahlen, wie sie in der Kernströmung vorkommen. Mit zunehmender Nähe zur Wand sinkt aufgrund der großen Geschwindigkeitsgradienten die lokale Reynoldszahl. In der Grenzschicht spielt im Gegensatz zur Kernströmung die Turbulenz eine untergeordnete Rolle und die Reibung ist für die sich ausbildende Strömung maßgeblich verantwortlich. Deshalb kommen spezielle Wandfunktionen zur Berücksichtigung der geringen lokalen Reynoldszahlen zum Einsatz.

Die  $k$ - $\omega$ -Turbulenzmodelle nutzen anstatt der Dissipationsrate  $\varepsilon$  die charakteristische Frequenz  $\omega$ . Im Gegensatz zum  $k$ - $\varepsilon$ -Modell liefert das  $k$ - $\omega$ -Modell bei geringen lokalen Reynoldszahlen in Wandnähe eine gute Beschreibung der Strömung. In der Kernströmung weist das  $k$ - $\omega$ -Turbulenzmodelle jedoch Schwächen im Vergleich zum  $k$ - $\varepsilon$ -Modell auf. [Schw13]

Die Ergebnisse aus den nachfolgenden Kapiteln wurden instationär mit einem numerischen Modell unter Verwendung des realizable  $k$ - $\varepsilon$ -Turbulenzmodells mit verbesserter Wandfunktion berechnet. Um die Abweichung zu bessern, aber auch rechenaufwendigeren Turbulenzmodellen abschätzen zu können, wurde für einen expliziten Fall eine Large-Eddy-Simulation durchgeführt. Um den zuvor aufgezeigten Bedingungen gerecht zu werden, erfolgte eine Verfeinerung des Berechnungsgitters von ca. 500 000 Elementen auf ca. 1,5 Millionen Elemente. Um die Energiekaskade von den größten Wirbeln bis hin zur Dissipation vollständig wiederzugeben, kam bei der LES-Simulation für die Modellierung der Feinstrukturen als Subgrid-Scale-Modell das häufig verwendete Smagorinsky-Lilly-Modell zum Einsatz [Smag63]. Hierbei handelt es sich wie auch beim  $k$ - $\varepsilon$ -Turbulenzmodell um ein Wirbelviskositätsmodell, bei welchem die Feinstrukturviskosität aus dem Geschwindigkeitsmaß nach dem Modell von Smagorinsky bestimmt wird. Fröhlich und Rodi [Frö04] haben ebenfalls LES-Simulationen mit dem Modell von Smagorinsky für die Umströmung eines wandgebundenen Zylinderstumpfs durchgeführt und gute Übereinstimmung mit experimentellen Ergebnissen erzielt.

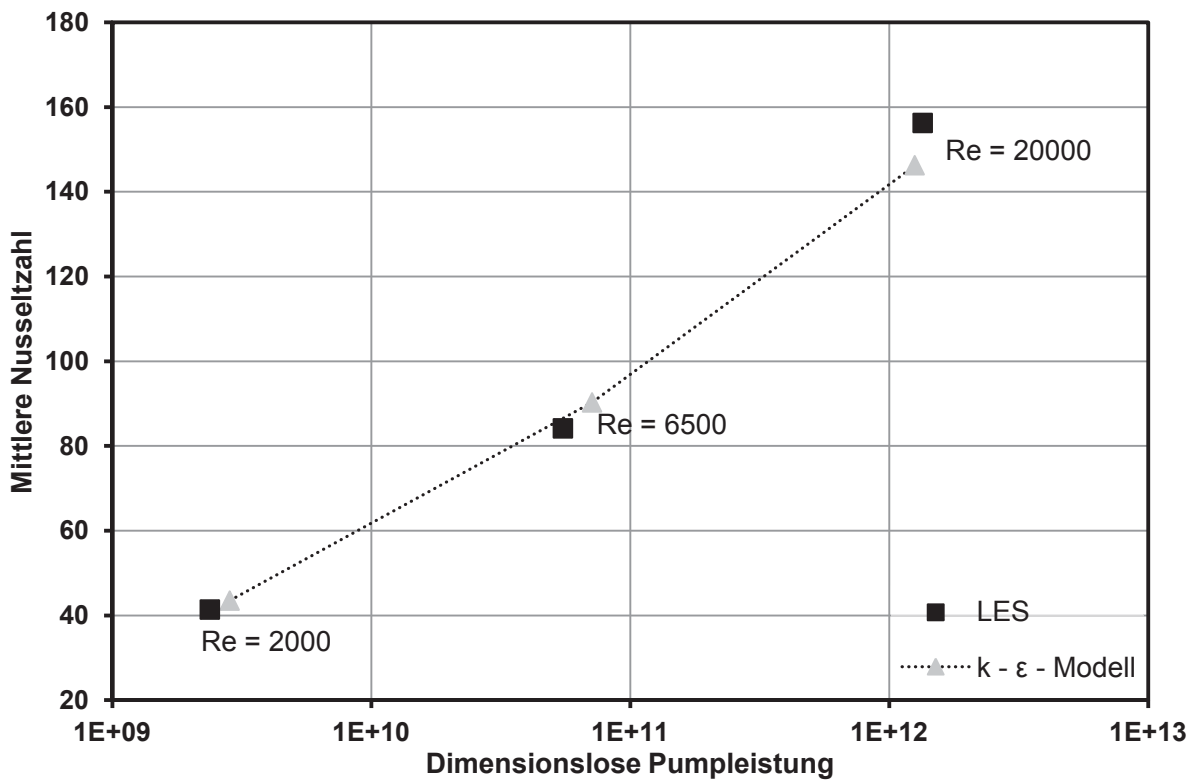


Abbildung 4.5: Vergleich der Ergebnisse des später verwendeten Turbulenzmodells mit dem genaueren LES-Modell; die mittlere Nusseltzahl ist über der dimensionslosen Pumpleistung aufgetragen

Die Ergebnisse des in dieser Arbeit durchgeführten Vergleichs sind in Abbildung 4.5 gegenübergestellt. Für das LES-Modell ergeben sich im Vergleich zum realizable  $k$ - $\varepsilon$ -Turbulenzmodell für die Reynoldszahlen 2 000 und 6 500 sowohl ein geringerer Wert für den Druckverlust als auch für den Wärmeübergang. Dies führt im Vergleich beider Modell zu einer ähnlichen Wärme-übertragercharakteristik. Für die turbulente Strömung bei Reynoldszahl 20 000 liefert das LES-Modell bei geringfügig höherer Pumpleistung auch einen höheren Wärmeübergang. Die Wiedergabe der Wirbelablösung im Bogennachlauf mittels LES führt einerseits zu einem höheren Druckverlust, aber andererseits auch zu einem verbesserten Wärmeübergang. Entstehende Wirbelstrukturen werden mit der Strömung fortbewegt, stören die Grenzschicht und erhöhen so den Wärmeübergang.

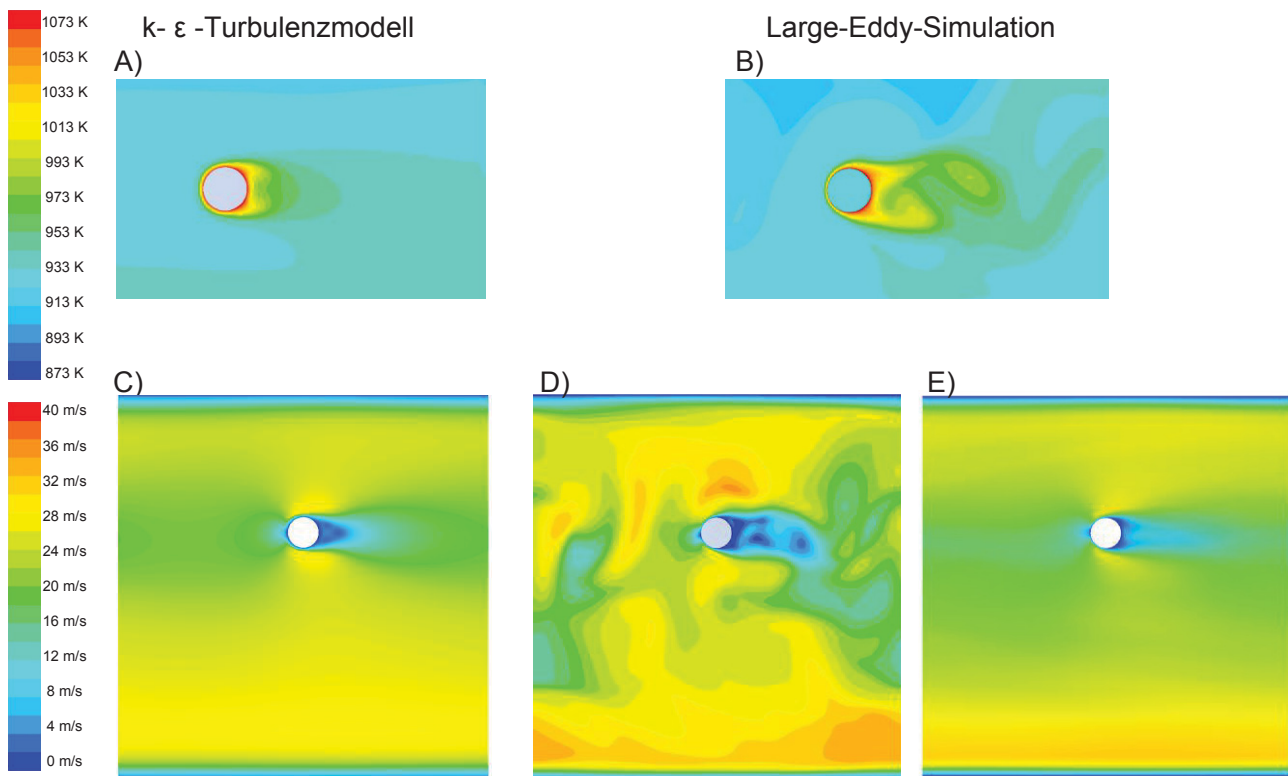


Abbildung 4.6: Vergleich zwischen  $k$ - $\epsilon$ -Turbulenzmodell (links) und Grobstruktursimulation (rechts); oben das Temperaturprofil um den Bogen in der Symmetrieachse im Detail (Abbildung A und B); unten Strömungsprofil in der Symmetrieachse für die gesamte Zelle (Abbildung C:  $k$ - $\epsilon$ -Turbulenzmodell, Abbildung D: Darstellung der Ergebnisse der LES-Simulation eines Zeitschritts, Abbildung E: Darstellung der zeitlich gemittelten Ergebnisse der LES-Simulation)

Die Abbildung 4.6 zeigt zum Vergleich die Geschwindigkeits- und Temperaturprofile beider Modelle. Die Reynoldszerlegung im  $k$ - $\epsilon$ -Modell hat zur Folge, dass die Wirbelablösung und deren Strukturen nur als zeitlicher Mittelwert wiedergegeben werden. Das zeitlich gemittelte Strömungsprofil der Grobstruktursimulation (Abbildung 4.6 E) zeigt im Vergleich zu Abbildung 4.6 C jedoch ähnliche Geschwindigkeitsverteilungen und Geschwindigkeitsgradienten in Wandnähe.

Die Abweichungen der entscheidenden Wärmeübergangskenngröße und des Druckverlusts bleiben in einem akzeptablen Rahmen. Weiterhin soll die nachfolgende Parameterstudie dazu dienen, Aussagen über Tendenzen geben zu können und daraus Empfehlungen abzuleiten. Entstehende Abweichungen durch die Nutzung des einfacheren  $k$ - $\epsilon$ -Turbulenzmodells betreffen alle betrachteten Varianten der Parameterstudie und verfälschen die Tendenzen nicht. Durch die Einsparung von Rechenzeit kann jedoch der Umfang der Parametervariation in erheblichem Maß gesteigert werden.

### 4.3 Validierung des numerischen Modells am leeren Kanal

Das numerische Modell wird zunächst für den Fall des leeren Kanals mit den nachfolgenden Korrelationen verglichen. Zu diesem Zweck wird für die Charakterisierung des Wärmeübergangs die Nusseltzahl und für die Strömung der Strömungswiderstandsbeiwert  $\zeta$  als Vergleichsgröße genutzt. Durch die periodische Randbedingung in Strömungsrichtung kann die Strömung als voll ausgebildet mit unendlich langer Einlaufänge angesehen werden.

Die Korrelation für die Nusseltzahl von Petukhov aus dem Jahr 1973 [Petu73] ist eine Weiterentwicklung seiner veröffentlichten Gleichungen aus den Jahren 1958 [Petu58] und 1963 [Petu63] mit dem Geltungsbereich:  $4\,000 < Re < 6 \times 10^5$  und  $0,7 < Pr < 5 \times 10^5$ :

$$Nu = \frac{\left(\frac{\xi}{8}\right) Re Pr}{A1 + A2 \sqrt{\frac{\xi}{8} (Pr^{2/3} - 1)}} \quad (\text{Formel 4.4}).$$

Tabelle 3: Koeffizienten und Geltungsbereiche der Korrelationen für den Wärmeübergang im ebenen Spalt

A1	A2	Geltungsbereich	Autor
$1,07 + \frac{900}{Re} - \frac{0,63}{1 + 10Pr}$	12,7	$4\,000 < Re < 6 \times 10^5$ , $0,7 < Pr < 5 \times 10^5$	[Petu73]
$1 + 3,4 \xi$	$11,7 + \frac{1,8}{Pr^{1/3}}$	$4\,000 < Re < 6 \times 10^5$ , $0,7 < Pr < 200$	[Petu63]
1,07	12,7	$4\,000 < Re < 6 \times 10^5$ , $0,7 < Pr < 20$	[Petu58]

Für den Strömungswiderstandsbeiwert gilt nach [Filo54]:

$$\xi = (1,84 \log_{10} Re - 1,64)^{-2} \quad (\text{Formel 4.5}).$$

Gnielinski hat die Gleichungen von Petukhov aufgegriffen und erweitert. Der Einfluss der Rohrlänge wird mit dem Verhältnis  $(d_i/l)^{2/3}$  berücksichtigt (Formel 4.6). Der Korrekturbeiwert  $K$  für Gase oder Flüssigkeiten berücksichtigt große Temperaturunterschiede zwischen der mittleren Temperatur des Fluides und der Wandtemperatur. Dies ist nötig, da sich aufgrund des Wärmeübergangs die Temperatur und somit die Eigenschaften des Fluid in der Wandnähe stark ändern (Geltungsbereich:  $Re > 10\,000$  und  $0,5 < Pr < 200$ ):

$$Nu = \frac{\left(\frac{\xi}{8}\right) (Re - 1000) Pr}{1 + 12,7 \sqrt{\frac{\xi}{8} (Pr^{2/3} - 1)}} \left[ 1 + \left(\frac{d_i}{l}\right)^{2/3} \right] K \quad (\text{Formel 4.6})$$

[Gnie75].

$$\text{mit: } K = \left(\frac{Pr_{\text{Flüssigkeit}}}{Pr_W}\right)^{0,11} \quad \text{bzw. } K = \left(\frac{T_{\text{Gas}}}{T_W}\right)^{0,11}$$

Durch die Festlegung, dass die Strömung als voll ausgebildet mit unendlich langer Einlauf- oder Wärmeübertragerlänge  $l$  angesehen wird, ist der letzte Term für eine unendlich lange Einlauf- oder Wärmeübertragerlänge  $l$  gleich 1. Bei geringen Temperaturunterschieden ist der Korrekturbeiwert  $K$  vernachlässigbar klein und die Formel 4.6 vereinfacht sich zu:

$$Nu = \frac{\left(\frac{\xi}{8}\right) (Re - 1000) Pr}{1 + 12,7 \sqrt{\frac{\xi}{8}} (Pr^{2/3} - 1)} \quad (\text{Formel 4.7})$$

mit:

$$\xi = (1,8 \log_{10} Re - 1,5)^{-2} \quad (\text{Formel 4.8}).$$

Weiterhin ist der Zusammenhang nach Dittus-Boelter [Ditt30] zu nennen (Geltungsbereich:  $2500 < Re < 1,24 \times 10^5$  und  $0,5 < Pr < 120$ ):

$$Nu = 0,023 Re^{4/5} Pr^n \quad (\text{Formel 4.9}).$$

Für den Exponenten  $n$  wird bei sich erwärmenden Fluid  $n=0,4$  und bei sich abkühlenden Fluid  $n = 0,3$  eingesetzt.

Die älteste Korrelation für den Strömungswiderstandsbeiwert stammt von Blasius. Er hat 1913 auf Basis experimentell ermittelter Werte folgende Potenzformel entwickelt (Geltungsbereich:  $2\,320 < Re < 1 \times 10^5$ ):

$$\xi = (100 Re)^{-1/4} \quad (\text{Formel 4.10}).$$

Die gezeigten Korrelationen gelten sowohl für kreisrunde Rohrquerschnitte als auch für Kanäle mit anderem Querschnitt. Bei kreisrundem Rohrquerschnitt wird die Reynoldszahl auf Basis des Rohrinneendurchmessers  $d_i$  berechnet, bei anderen Querschnitten kommt der gleichwertige hydraulische Durchmesser zur Anwendung [Baehr10].

Abbildung 4.7 vergleicht die zuvor angeführten Korrelationen mit den Ergebnissen der numerischen Simulation in einem leeren Kanal für die mittlere Nusseltzahl über der Reynoldszahl. Es ist eine sehr gute Übereinstimmung für die mittlere Nusseltzahl zu erkennen. Die Ergebnisse der dreidimensionalen Simulation liegen im Bereich Reynolds kleiner 10 000 leicht über den genannten Korrelationen. Dies ist damit zu begründen, dass das verwendete Turbulenzmodell im Übergangsbereich von laminarer zu turbulenter Strömung Schwächen hat [Ans09]. Im Bereich bis Reynolds 40 000 liegt das Ergebnis der numerischen Simulation zwischen der Korrelation von Dittus-Boelter und der verbesserten, zweiten Korrelation von Petukhov.

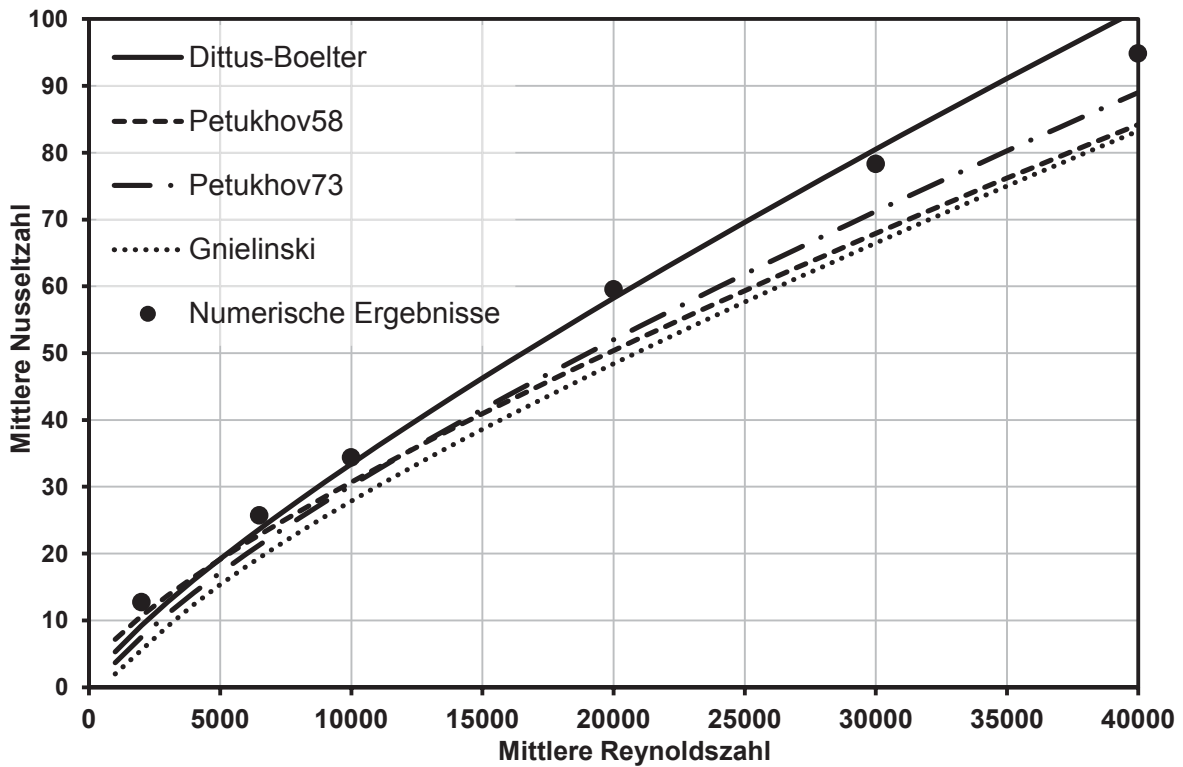


Abbildung 4.7: Validierung der numerischen Ergebnisse am leeren Kanal bezüglich Wärmeübergang

Abbildung 4.8 zeigt den Vergleich des verwendeten numerischen Modells mit bekannten Korrelationen bezüglich des Strömungswiderstandsbeiwerts über der Reynoldszahl. Die Ergebnisse der numerischen Simulation übertreffen die Korrelationen im gesamten Reynoldszahlbereich. Eine besonders schlechte Übereinstimmung ist aus bereits genannten Gründen im Übergangsbereich nahe dem laminaren Strömungszustand zu beobachten. Die Nutzung der periodischen Randbedingung mit vergleichsweise kurzen Berechnungsgebieten führt beim Programm ANSYS FLUENT zu zusätzlichen Abweichung bezüglich der Berechnung des Druckverlusts in der Strömung [Ans13]. Im weiteren Verlauf liegt die relative Abweichung ab Reynoldszahl 10 000 im Bereich zwischen 15 und 17 %.



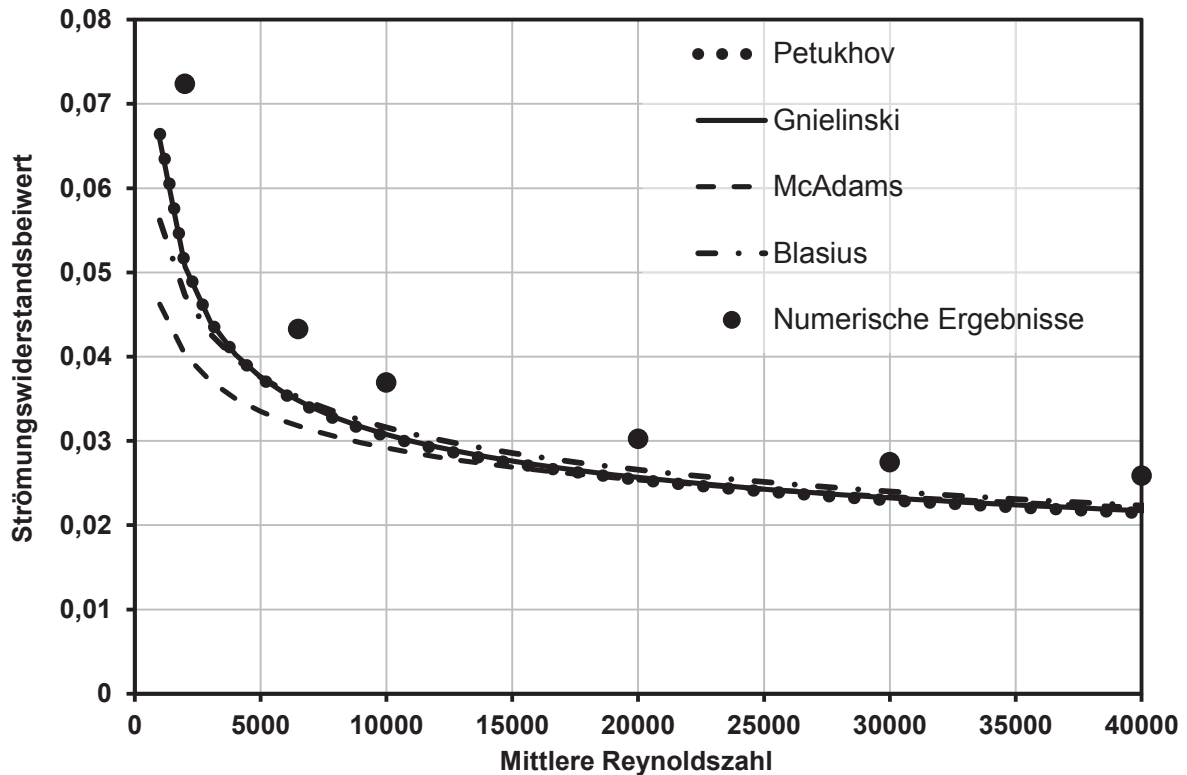


Abbildung 4.8: Validierung der numerischen Ergebnisse im leeren Kanal bezüglich der Strömungskenngröße Strömungswiderstandsbeiwert

Ausgehend von den Ergebnissen für den leeren Kanal lässt sich zusammenfassend festhalten, dass die Ergebnisse der nachfolgend angeführten numerischen Simulation mit Strukturierung den Wärmeübergang im Übergangsbereich zwischen laminarer und turbulenter Strömung im Vergleich zur Realität leicht überschätzen könnten. Der Druckverlust oder Strömungswiderstandsbeiwert hingegen liegt im gesamten Reynoldszahlbereich über den Werten aus den bekannten Korrelationen für den leeren Kanal.

Diese Erkenntnisse können nicht pauschal auf die numerische Simulation mit Strukturierung in Form von Halbbögen übertragen werden. Sollte dies jedoch der Fall sein, würde die strukturierten Wärmeübertrageroberflächen mit den Ergebnissen der numerischen Simulation tendenziell etwas schlechter vorausgesagt oder dargestellt werden, weil sich für die entsprechende Nusseltzahl eine höhere erforderliche Pumpleistung ergibt. Um dies zu bestätigen oder zu widerlegen, folgt im Kapitel 5 der Vergleich der numerischen Ergebnisse mit experimentellen Untersuchungen.

#### 4.4 Ergebnisse für die Grundgeometrie

In den nachfolgenden Ausführungen werden die Ergebnisse der numerischen Simulation für die Grundgeometrie mit einer Bogendichte von 3 742 Bögen pro  $\text{m}^2$  aufgezeigt. Diese Geometrie wird in der nachfolgenden Parameterstudie im Kapitel 4.5 als Referenz Verwendung finden. Zur Charakterisierung der Geometrie ist es zweckmäßig, die dimensionslosen Kennzahlen des Wärmeübergangs und Druckverlusts über der Reynoldszahl aufzutragen, siehe Abbildung 4.9. Mit steigender Reynoldszahl steigt wie erwartet ebenfalls die Nusseltzahl. Dieser Verlauf ist zu erwarten, da mit steigender Reynoldszahl die Grenzschichtdicke abnimmt, der Quertransport zunimmt und somit der Wärmeübergang verbessert wird. Der Strömungswiderstandsbeiwert verläuft über der Reynoldszahl nach einer Potenzfunktion. Dies liegt im Übergang zwischen laminarer und turbulenter Strömung begründet. Für laminare Strömung ergibt sich ein linearer Verlauf, für hohe Reynoldszahlen ein von der Reynoldszahl unabhängiger konstanter Wert für den Strömungswiderstandsbeiwert. Im Übergangsbereich ergibt sich der in Abbildung 4.9 gezeigte charakteristische Verlauf, ähnlich dem Verlauf im Moody- oder Nikuradse-Diagramm, ein.

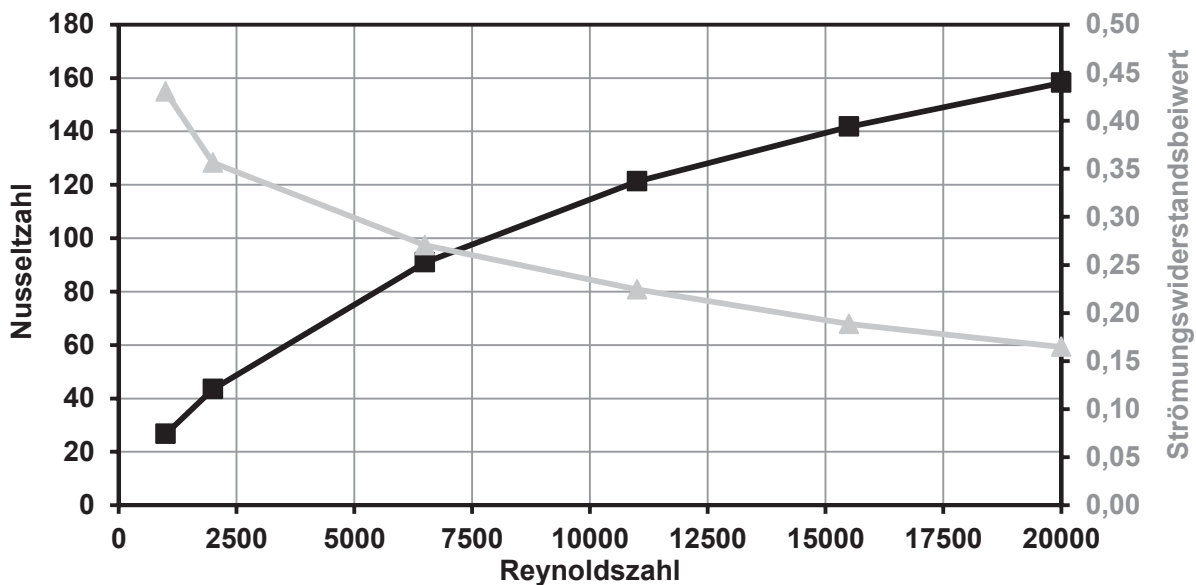


Abbildung 4.9: Ergebnisse der numerischen Simulation für die Grundgeometrie, Nusseltzahl und Strömungswiderstandsbeiwert über der Reynoldszahl

In welchem Umfang sich der Wärmeübergang und Strömungswiderstandsbeiwert des strukturierten Kanals im Verhältnis zum leeren Kanal (siehe Kapitel 4.3) verändert haben, wird in Abbildung 4.10 ersichtlich. Eine Steigerung des Wärmeübergangs geht im überwiegenden Reynoldszahlbereich mit einem überproportionalen Zuwachs an Druckverlust einher. Für Strömungen mit Reynoldszahlen im Bereich 6 500 bis 20 000 kann aus den Ergebnissen im Mittel eine Verdreifachung hinsichtlich des Wärmeübergangs aber eine Versechsfachung im Strömungswiderstandsbeiwert abgelesen werden. Für laminare Strömungen ist der Zuwachs des Strömungswiderstandsbeiwerts weniger als doppelt so groß wie der Zuwachs des Wärmeübergangs.

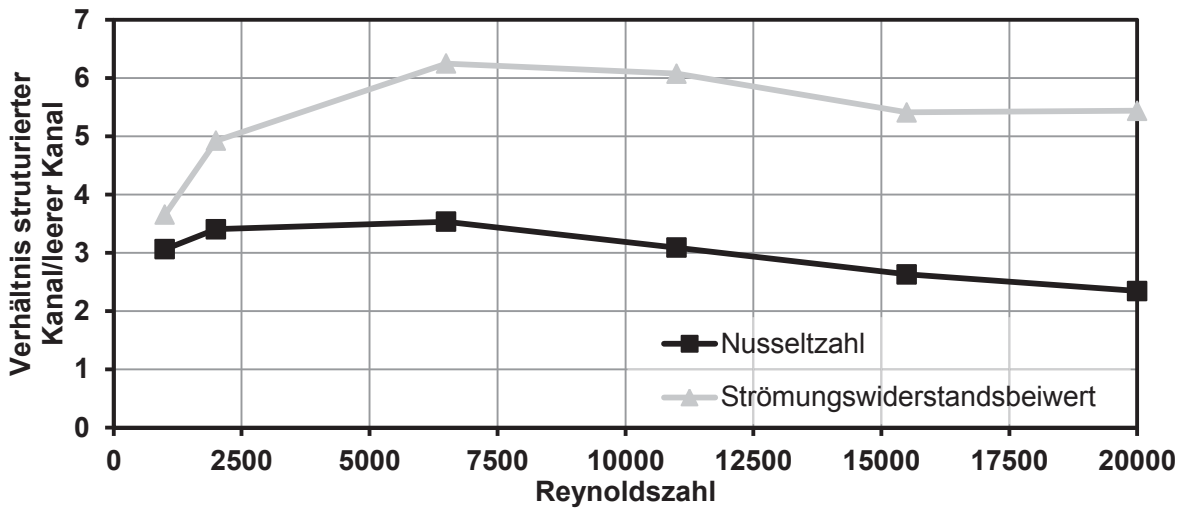


Abbildung 4.10: Nusseltzahl und Strömungswiderstandsbeiwert über der Reynoldszahl für die Grundgeometrie im Verhältnis zum leeren Kanal

Abbildung 4.11 zeigt den Verlauf der Nusseltzahl über der dimensionslosen Pumpleistung für die Bogenstruktur und einen leeren Kanal für eine Reynoldszahl von 1 000 bis 20 000. Bei gleicher Pumpleistung wird eine deutliche Steigerung des Wärmeübergangs durch die Strukturierung gegenüber einem durchströmten Kanal ohne Strukturierung erreicht.

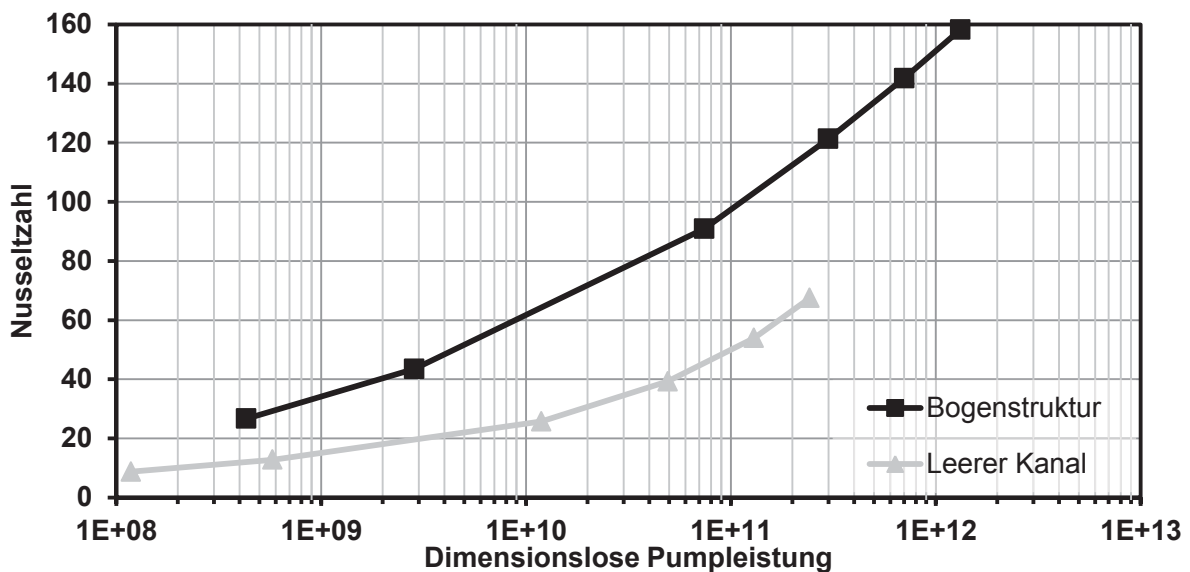


Abbildung 4.11: Nusseltzahl über der dimensionslosen Pumpleistung für die Bogenstruktur und einen leeren Kanal für eine Reynoldszahl von 1 000 bis 20 000

In Abbildung 4.12 ist links das Temperaturfeld und rechts das Geschwindigkeitsfeld in der Symmetrieebene im Bogenzenit dargestellt. Das Fluid strömt von links nach rechts. Der Wärmeübergang findet von der 200 K heißeren Wand zum Fluid statt. Auf der Oberseite ist die adiabate Randbedingung im Temperaturfeld und die Haftbedingung dieser Wand im Geschwindigkeitsfeld deutlich zu erkennen. Im vorderen Anströmbereich des Bogens befindet sich ein Staupunkt und im hinteren Bereich ein Rezirkulationsgebiet. Eine wellenförmige Bewegung in Form der Kármánschen Wirbelstraße ist aufgrund der Reynolds-gemittelten Berechnung der Navier-Stokes-Gleichung nicht zu erkennen.

#### 4 Numerische Untersuchungen bezüglich des Strömungsfelds um die Bogenstrukturen

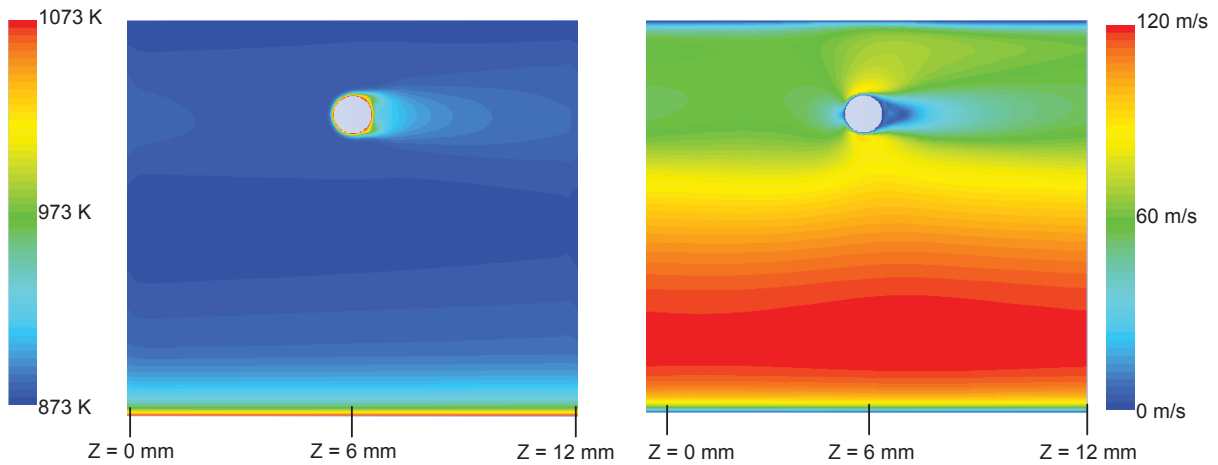


Abbildung 4.12: Symmetrieffläche im Bogenzenit bei Reynoldszahl 20 000, links Temperaturfeld, rechts Geschwindigkeitsfeld der aus allen Raumrichtungen resultierenden Geschwindigkeitskomponente, Strömung von links nach rechts

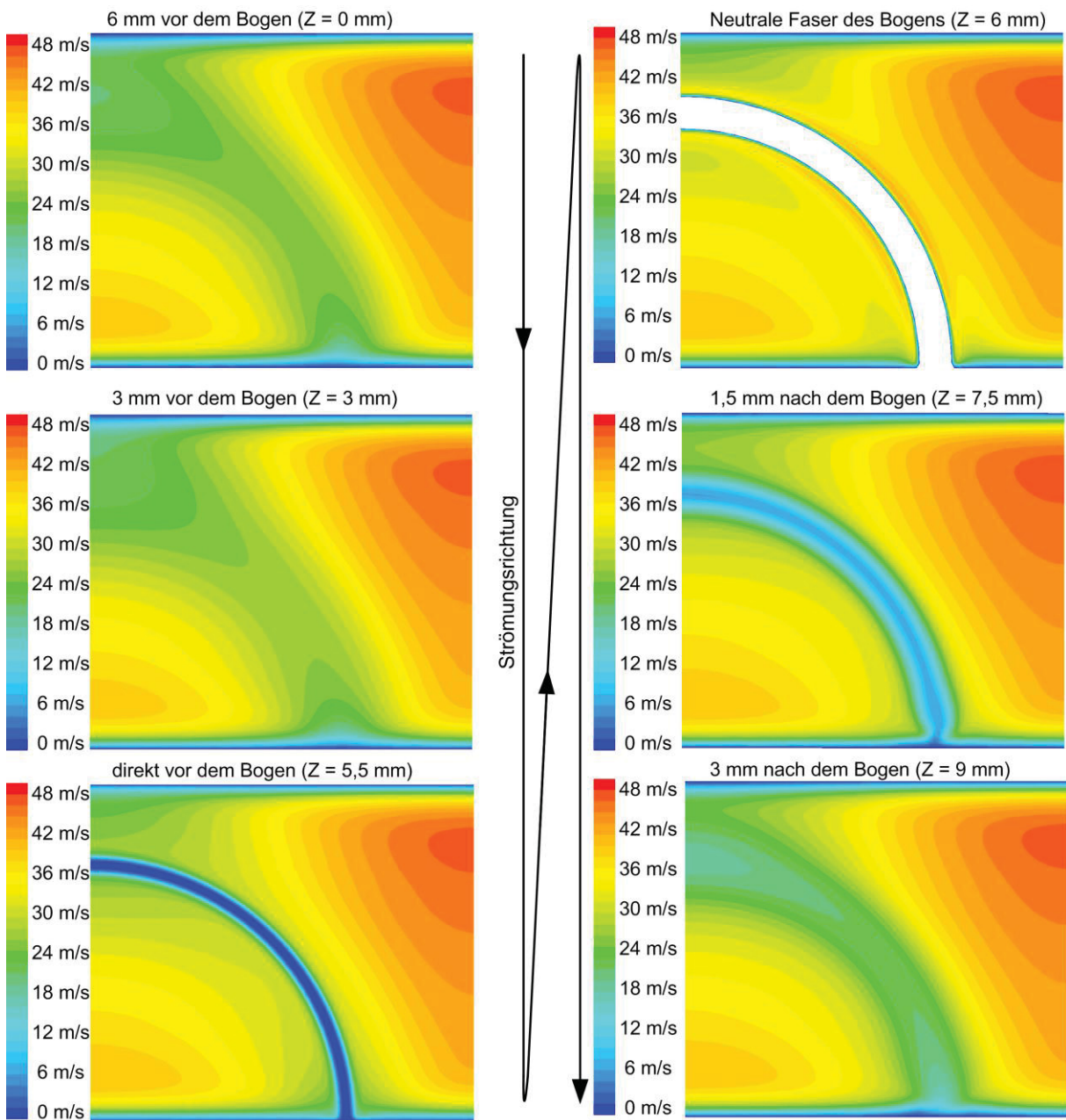


Abbildung 4.13: Geschwindigkeitsfeld in der x-y-Ebene für verschiedene Abstände in Z-Richtung zum Bogen, bei einer Reynoldszahl von 6500



In Abbildung 4.13 ist die Geschwindigkeitsverteilung in der x-y-Ebene für eine Reynoldszahl von 6 500 dargestellt. In der Ebene direkt vor dem Bogen ( $z = 5,5 \text{ mm}$ ) ist die Kontur des Bogens in Form von lokal geringer Strömungsgeschwindigkeit aufgrund der Stauung vor dem Bogen zu erkennen. Bei der Umströmung des zylinderförmigen Bogens ist aufgrund der Querschnittsverengung eine Beschleunigung der Strömung zu erkennen (bei  $z = 6 \text{ mm}$ ). Im Nachlauf des Bogens ist die mittlere Strömungsgeschwindigkeit reduziert sowie die Bogenkontur bis zum nächsten Bogen zu erkennen. Die Verteilung am Auslass bei  $z = 12 \text{ mm}$  entspricht aufgrund der periodischen Randbedingung dem Geschwindigkeitsprofil am Einlass bei  $z = 0 \text{ mm}$ .

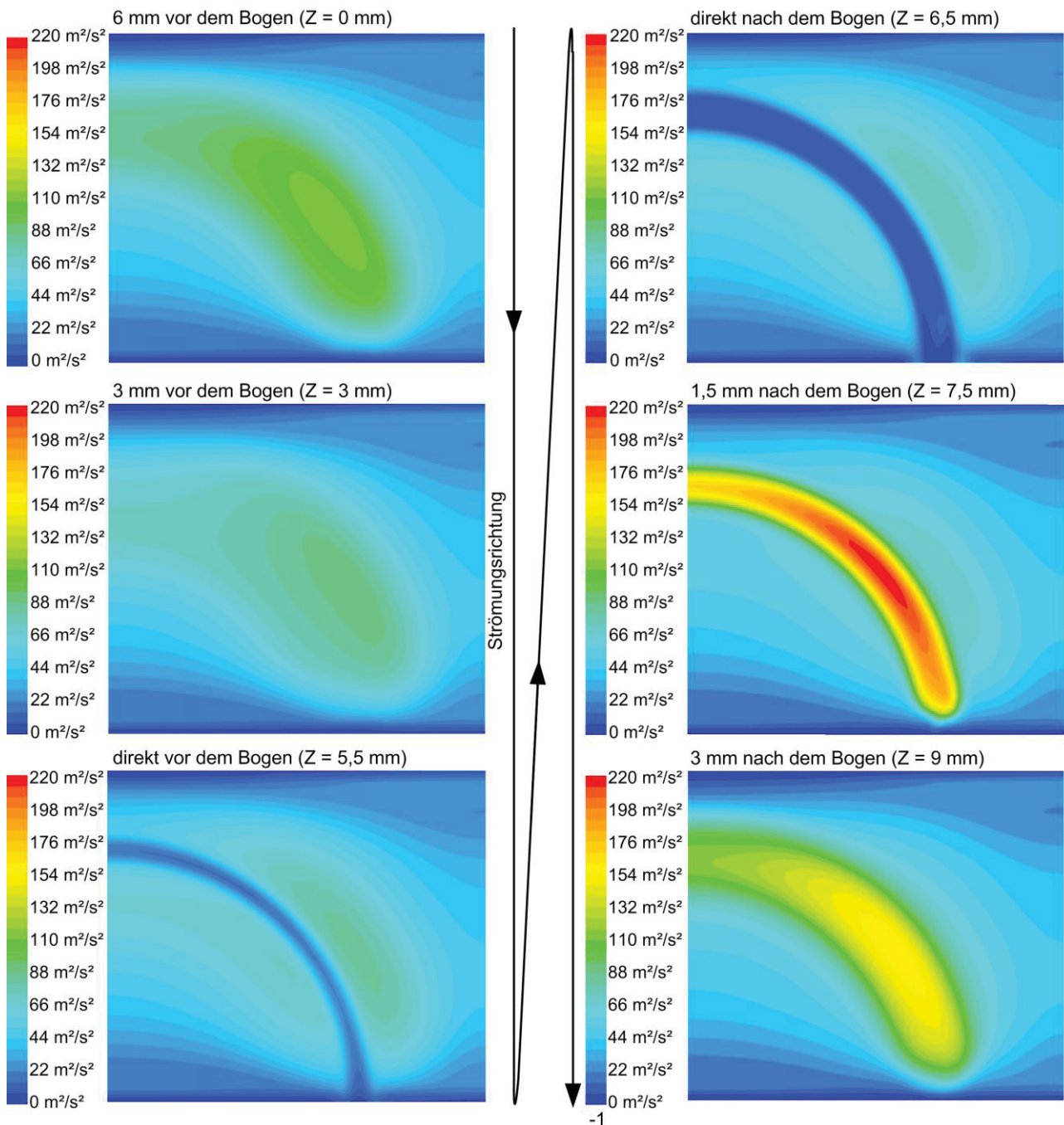


Abbildung 4.14: Verteilung der turbulenten kinetischen Energie  $k$  in der x-y-Ebene für verschiedene Abstände in Z-Richtung zum Bogen, bei einer Reynoldszahl von 6500

In Abbildung 4.14 ist analog zu Abbildung 4.13 die Verteilung der turbulenten kinetischen Energie in verschiedenen x-y-Ebenen dargestellt. Die einzelnen x-y-Ebenen sind an verschiedenen z-Koordinaten positioniert (siehe Abbildung 4.12) und besitzen demzufolge unterschiedliche Abstände zum Bogen. Da der Bogen und die betrachtete Zelle ein sich periodisch wiederholendes Element darstellt, befindet sich die x-y-Ebene bei  $z = 5,5$  mm direkt vor dem Bogen aber gleichzeitig am weitesten vom vorangegangenen Bogen entfernt. Dies spiegelt sich auch in der verhältnismäßig geringen turbulenten kinetischen Energie für  $z = 3$  mm und  $z = 5,5$  mm im Vergleich zu anderen Positionen wieder. Im Bereich des Bogens, die Ebene bei  $z = 5,5$  mm tangiert den Bogen, bildet sich aufgrund geringer lokaler Reynoldszahlen eine laminarartige Umströmung (turbulenzarme Strömung) aus. Die Kontur des Bogens wird durch eine starke Verringerung der turbulenten kinetischen Energie sichtbar. Im Nachlauf direkt hinter dem Bogen bei  $z = 6,5$  mm ist die laminarartige Umströmung ebenfalls Grund für die lokal geringe turbulenten kinetischen Energie. Erst mit etwa einem Abstand in der Größenordnung des Bogendurchmessers ( $z = 7,5$  mm) ist der starke Anstieg der Turbulenz durch den Bogennachlauf zu erkennen. In weiterem Abstand zum Bogen verringert sich das Maximum der turbulenten kinetischen Energie durch Impulsverlust aufgrund von Vermischung. Weiterhin ist zu erkennen, dass die Turbulenz entlang des Bogens nicht konstant ist. Dies ist am Fuß des Bogens, durch die verringerte Strömungsgeschwindigkeit aufgrund der Haftbedingung der Strömung an der wärmeübertragenden Wand, zu erklären. Die Wechselwirkung mit der oberen Wand verursacht im Zenit des Bogens ebenfalls Bereiche geringerer Strömungsgeschwindigkeit. Diese lokal geringere Geschwindigkeit konnte auch in den laserdiagnostischen Untersuchungen, welche im Kapitel 6 beschrieben sind, bestätigt werden. Die x-y-Ebene bei  $z = 12$  mm am Ende (Auslass der Einzelzelle) ist nicht dargestellt. Aufgrund der periodischen Randbedingung gleicht die Verteilung am Einlass der am Auslass.

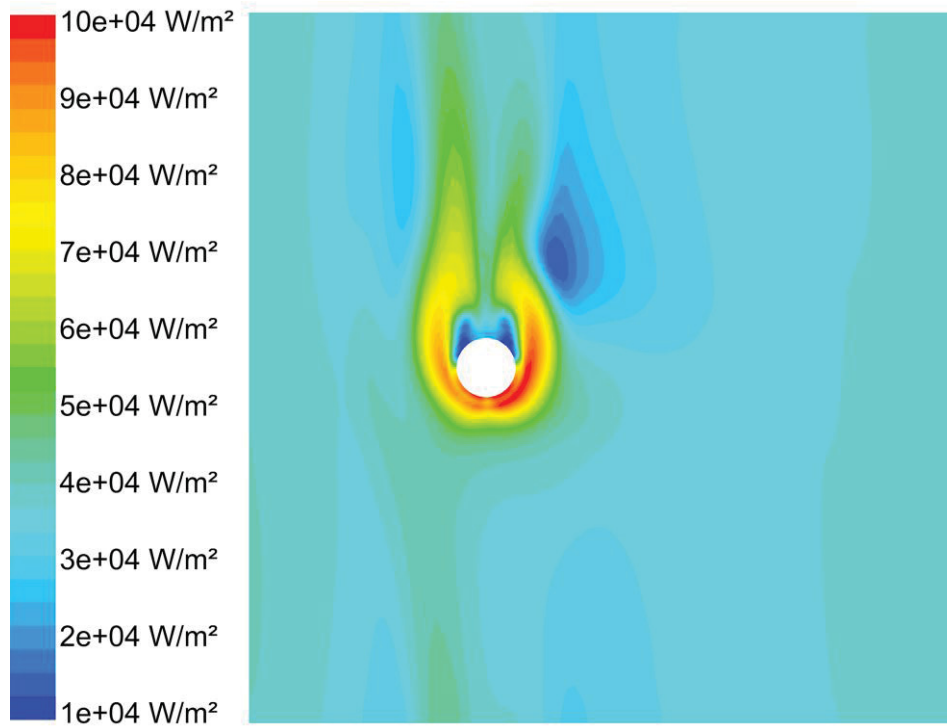


Abbildung 4.15: Wärmestromdichte durch die Wärmeübertragerfläche in  $\text{W/m}^2$ ; Strömungsrichtung von unten nach oben

Durch die Erzeugung von Turbulenz im Nachlauf des Bogens (siehe Abbildung 4.14) wird die Grenzschicht gestört. Dies steigert den Wärmeübergang vom Fluid zur Wand erheblich. In Abbildung 4.15 ist die Wärmestromdichte von der Wärmeübertragergrundfläche zum Fluid bei einer kanalbezogenen Reynoldszahl von 20 000 dargestellt. Um den Bogen ist aufgrund der Ausbildung von stationären Hufeisenstrukturen die Wärmestromdichte besonders hoch. Der Wärmeübergang steigernde Effekt eines Bogens ist bis kurz vor den nachfolgenden Bogen zu erkennen. Analog zu den experimentellen Untersuchungen von Fisher [Fis90] (im Abschnitt 2.4.2 beschrieben) stellen sich symmetrisch zur Zylindermittelachse zwei Maxima ein.

In Abbildung 4.16 ist der Druckbeiwert und das Verhältnis der Nusseltzahl an der Bogenoberfläche im Zenit des Bogens dargestellt. Die auf den Kanal bezogene Reynoldszahl ist in diesem Fall gleich 2 000, was einer auf den Durchmessers  $D$  des Bogens bezogenen Reynoldszahl von rund 95 entspricht. Beide Größen weisen einen für zylindrische Geometrien charakteristischen Verlauf über den Umfang des Bogens in Abhängigkeit vom Winkel zur Anströmrichtung auf. Ähnliche Verläufe mit guter Übereinstimmung sind sowohl in numerischen [Pat10] als auch experimentellen Ergebnissen [Eck52] für die lokale Nusseltzahl bei der Umströmung von Zylindern zu finden. Das lokale Minimum der Nusseltzahl, bedingt durch die Strömungsablösung, liegt in allen Fällen im Bereich  $135^\circ$  bis  $140^\circ$ .



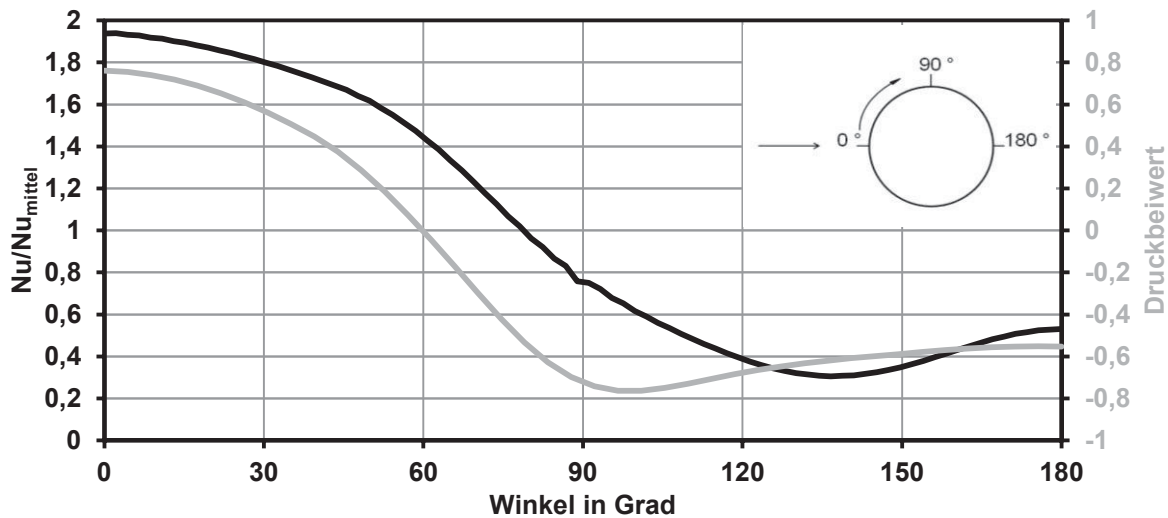


Abbildung 4.16: Normierte Nusseltzahl und Druckbeiwert an der Bogenoberfläche über dem Winkel des Bogens

Für den Druckbeiwert finden sich ebenfalls Ergebnisse aus numerischer Simulation [Pat10] und experimentellen Versuchen [Hom36]. Im Vergleich zeigen sich ähnlich Verläufe, aber das Minimum für den Druckbeiwert liegt für Literaturwerte bei einem Winkel kleiner  $90^\circ$ , wobei sich das Minimum mit sinkender Reynoldszahl in den Bereich größer  $90^\circ$  verschiebt. Die in dieser Arbeit präsentierten Ergebnisse zeigen das Minimum an einer Position größer  $90^\circ$ . Die Messungen von Homann und numerischen Simulationen von Patnana wurden jedoch für einen Zylinder durchgeführt, welcher sich nicht periodisch wiederholt und nicht zum Halbbogen gekrümmt war. Aufgrund der periodischen Wiederholung im vorliegenden Fall bilden sich im Nachlauf des Bogens Bereiche geringerer Strömungsgeschwindigkeit aus, welche die Anströmbedingungen für den nachfolgenden Zylinder/Bogen verändern. Dies führt zu lokal geringeren Reynoldszahlen als bei einer Berechnung der Reynoldszahl auf Grundlage der mittleren Strömungsgeschwindigkeit über den gesamten Kanalquerschnitt.

## 4.5 Parameterstudie zur Anordnung und Anzahl der Bögen

Ausgehend von der Grundgeometrie werden nachfolgend verschiedene Parameter variiert. Es ist zweckmäßig, immer nur einen Parameter zu variieren, um die jeweiligen Auswirkung auf Wärmeübergang und Druckverlust eindeutig den verschiedenen Parametern zuordnen zu können.

### 4.5.1 Variation der Bogendichte

Die Bogendichte wird in der Art variiert, dass der Bogenabstand  $w$  von 24 mm senkrecht zur Strömungsrichtung zunächst konstant gehalten wird und nur der Bogenabstand  $l$  in Strömungsrichtung verändert wird. Ausgehend von der Grundgeometrie mit einem Bogenabstand  $l$  von 12 mm und einer entsprechenden Bogendichte von 3 472 Bögen/m<sup>2</sup> (siehe Abbildung 4.17) wird der Bogenabstand im Bereich von 4 mm bis 24 mm variiert, was einer Bogendichte von 10 417 bis 1 736 Bögen/m<sup>2</sup> entspricht (siehe Abbildung 4.18). Das Verhältnis  $l/w$  wird demnach in den Schritten  $1/6$ ;  $5/24$ ;  $1/4$ ;  $1/3$ ;  $1/2$  (Referenzgeometrie);  $2/3$ ; und  $1$  variiert, siehe Tabelle 4.

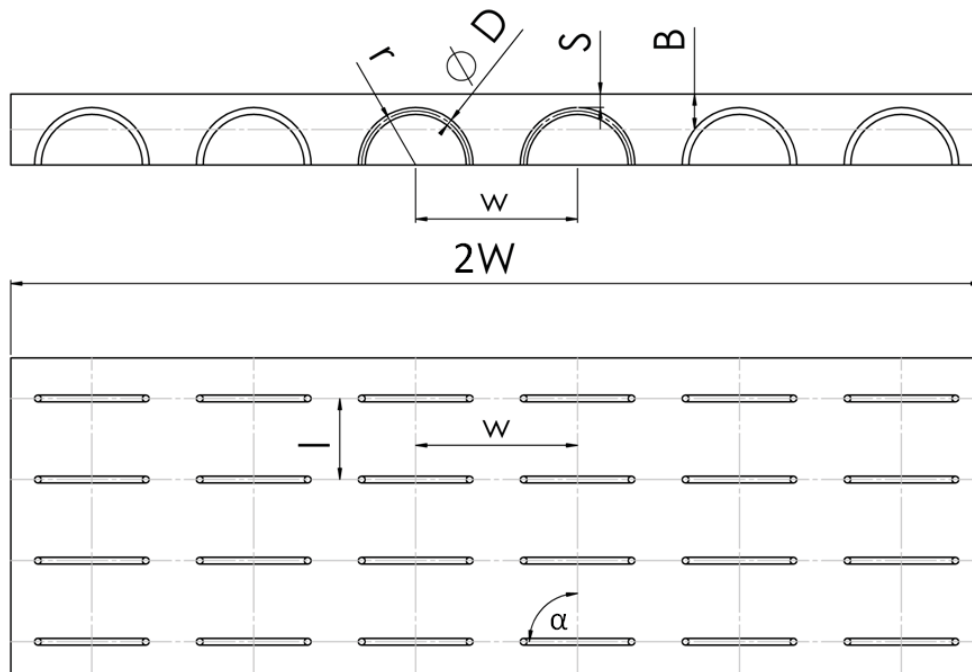


Abbildung 4.17: Schematische Darstellung der Bogenstrukturen in einem Rechteckkanal (Wiederholung von Abbildung 3.1 zur besseren Veranschaulichung)

Weiterhin wird neben der Variation des Bogenabstands  $l$  in Strömungsrichtung abgeschätzt, in wieweit eine Veränderung des Bogenabstands  $w$  senkrecht zur Strömungsrichtung einen Einfluss auf die Wärmeübertragungseigenschaften der strukturierten Oberfläche hat. Ausgehend von der Grundgeometrie wird in der Weise variiert, dass die Grundfläche pro Bogen mit einer bereits vorangegangenen Variante vergleichbar ist. Der Abstand  $l$  bleibt zur Grundgeometrie konstant und der Abstand  $w$  variiert. Abbildung 4.18 veranschaulicht die Vorgehensweise.

Tabelle 4: Auflistung der Varianten für die Parameterstudie der Bogendichte

$l/w$	$l$ in mm	$w$ in mm	Bogendichte in $1/m^2$
<b>Ausgehend von der Referenzgeometrie <math>w</math> konstant und <math>l</math> variabel</b>			
1/6	4	24	10 417
5/24	5	24	8 333
1/4	6	24	6 944
1/3	8	24	5 208
5/12	10	24	4 167
1/2	12	24	3 472 Referenzgeometrie
2/3	16	24	2 604
1	24	24	1 736
<b>Ausgehend von der Referenzgeometrie <math>l</math> konstant und <math>w</math> variabel</b>			
3/5	12	20	4 167
1/2	12	24	3 472 Referenzgeometrie
3/8	12	32	2 604

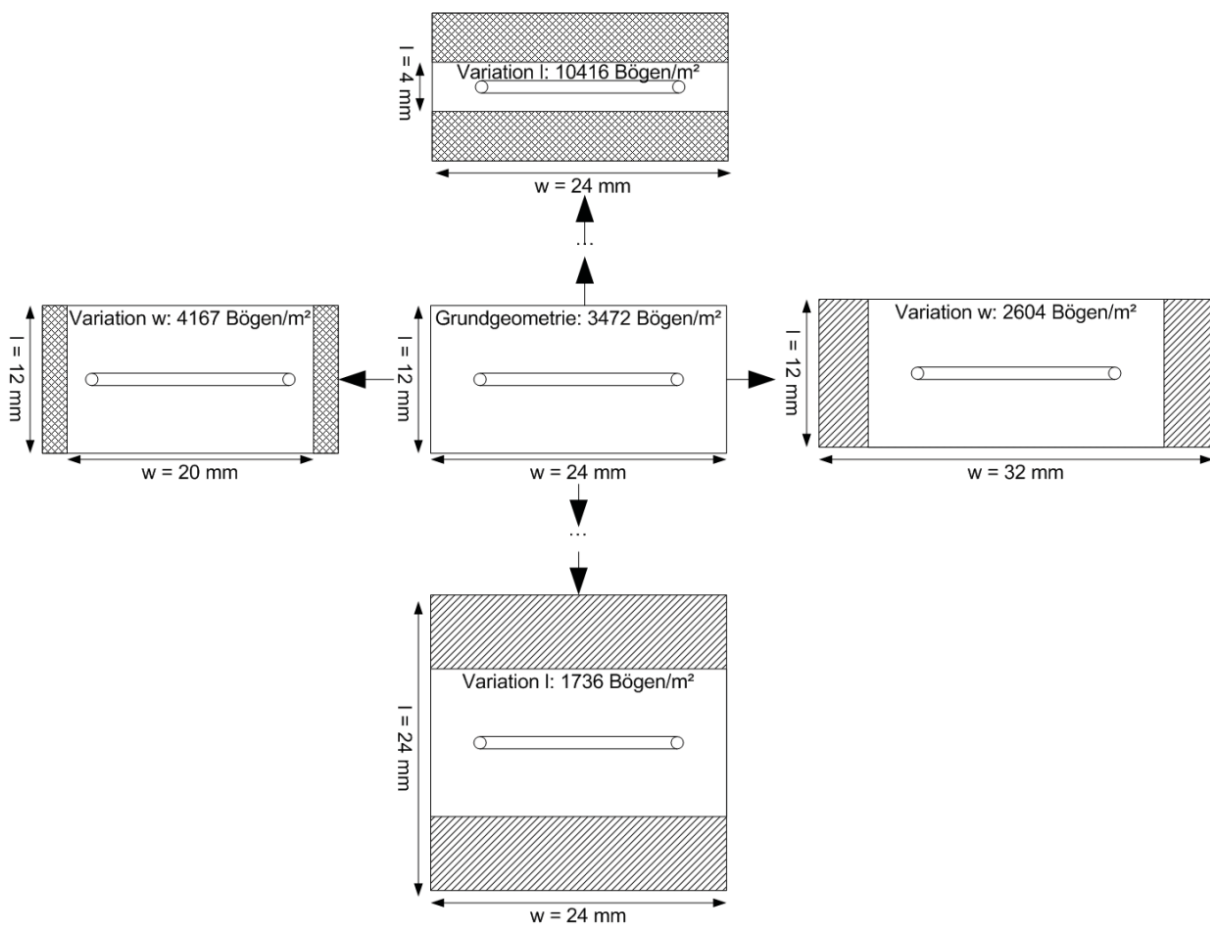


Abbildung 4.18: Variation der Bogendichte; Draufsicht auf eine sich periodisch wiederholende Zelle, Strömungsrichtung von oben nach unten. Die Variation des Bogenabstands  $l$  ist in vertikaler Achse dargestellt, die Variation des Bogenabstands  $w$  entsprechend in horizontaler Achse.

### Variation der Bogendichte: $w$ konstant und $l$ variabel

Abbildung 4.19 stellt das Ergebnis der Variation der Bogendichte für die Nusseltzahl und den Strömungswiderstandsbeiwert normiert auf die Referenzgeometrie für eine Reynoldszahl von 2 000 dar. Mit steigender Bogendichte erhöht sich der Wärmeübergang in ähnlicher Weise wie der Druckverlust, wobei sich zwischen einer Bogendichte von 4 000 und 8 000 ein Optimum befindet. In diesem Bereich nimmt der Wärmeübergang in geringfügig größerem Umfang als der Druckverlust zu. Mit Reduzierung des Bogenabstands  $l$  bilden sich in den Bogenzwischenräumen einer Bogenreihe Bereiche immer höherer Strömungsgeschwindigkeit und es kommt zur Strähnenbildung. Die Bögen werden durch den Nachlauf des vorangegangenen Bogens mit immer geringerer Geschwindigkeit angeströmt. Die Folge ist, dass die Nusseltzahl bei einer Bogendichte von ca. 6 000 Bögen pro  $m^2$  ein Maximum durchläuft und anschließend wieder abfällt. Gleiches gilt für den Strömungswiderstandsbeiwert.

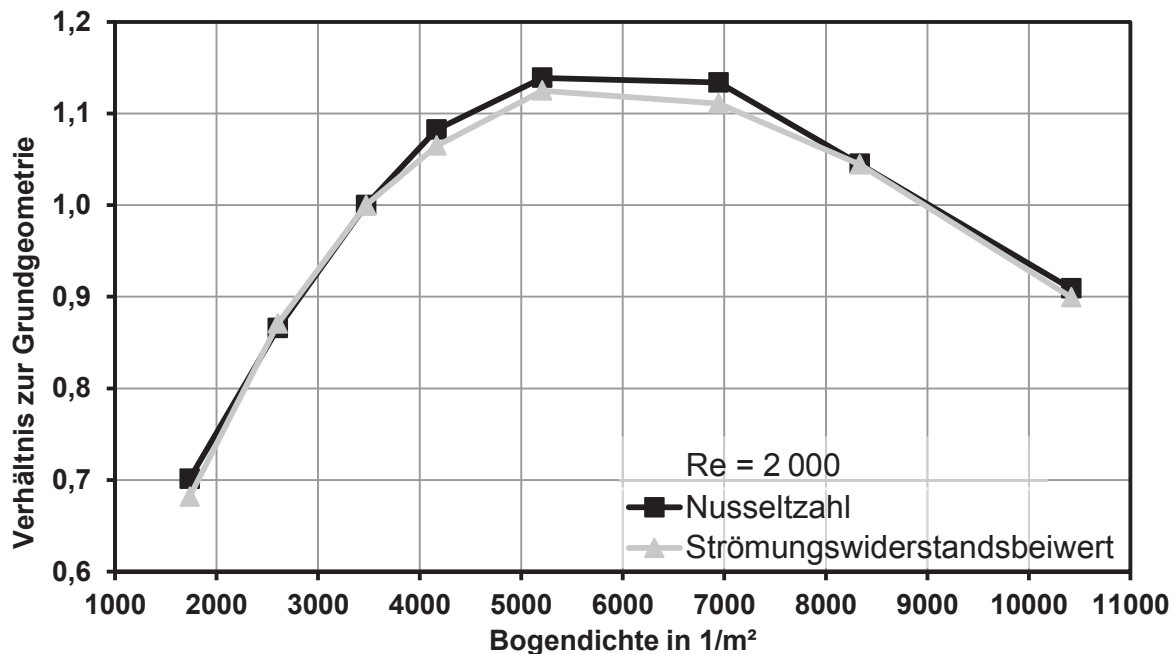


Abbildung 4.19: Verhältnis der Strömungswiderstandsbeiwerte und Nusseltzahlen für verschiedene Bogendichten bei Reynoldszahl 2 000

Die Variation der Bogendichte für turbulente Strömungen (Reynoldszahl 20 000) ist in Abbildung 4.20 dargestellt. Im Gegensatz zur laminaren Strömung weisen Nusseltzahl und Strömungswiderstandsbeiwert völlig unterschiedliche Verläufe auf. Für turbulente Strömungen kann der Wärmeübergang mit steigender Bogendichte gesteigert werden, jedoch mit einem unverhältnismäßig höheren Anstieg des Strömungswiderstandsbeiwerts. Das Optimum liegt im Bereich für die Referenzgeometrie mit dem Seitenverhältnis  $l/w$  von  $\frac{1}{2}$ . Sowohl für steigende als auch für sinkende Bogendichten verschlechtert sich das Verhältnis von Wärmeübergang zu Druckverlust für die turbulente Strömung. Erst ab einer Bogendichte von über 10 000 Bögen pro  $m^2$  kann aufgrund der oberflächenvergrößernden Wirkung der hohen Anzahl an Bögen der Wärmeübergang mehr gesteigert werden als der zugehörige

Druckverlust, welcher aufgrund von Strahlenbildung der Strömung in den Bogenzwischenräumen einem Grenzwert entgegen strebt.

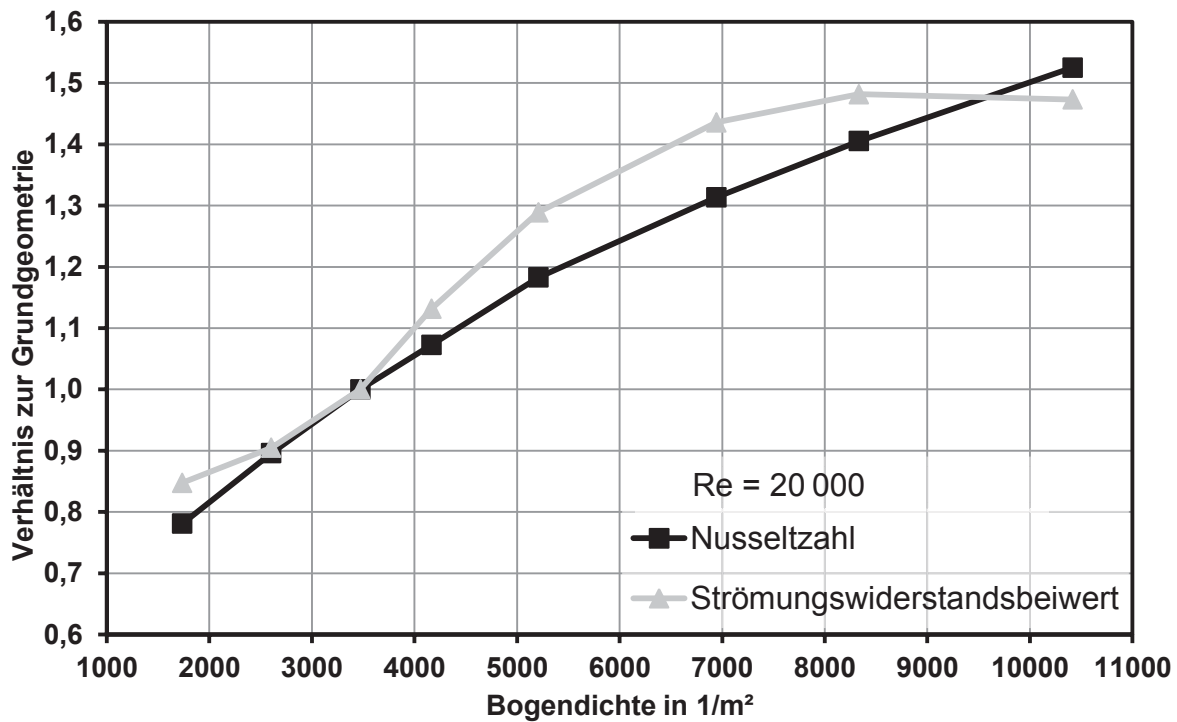


Abbildung 4.20: Verhältnis der Strömungswiderstandsbeiwerte und Nusseltzahlen für verschiedene Bogendichten bei Reynoldszahl 20 000

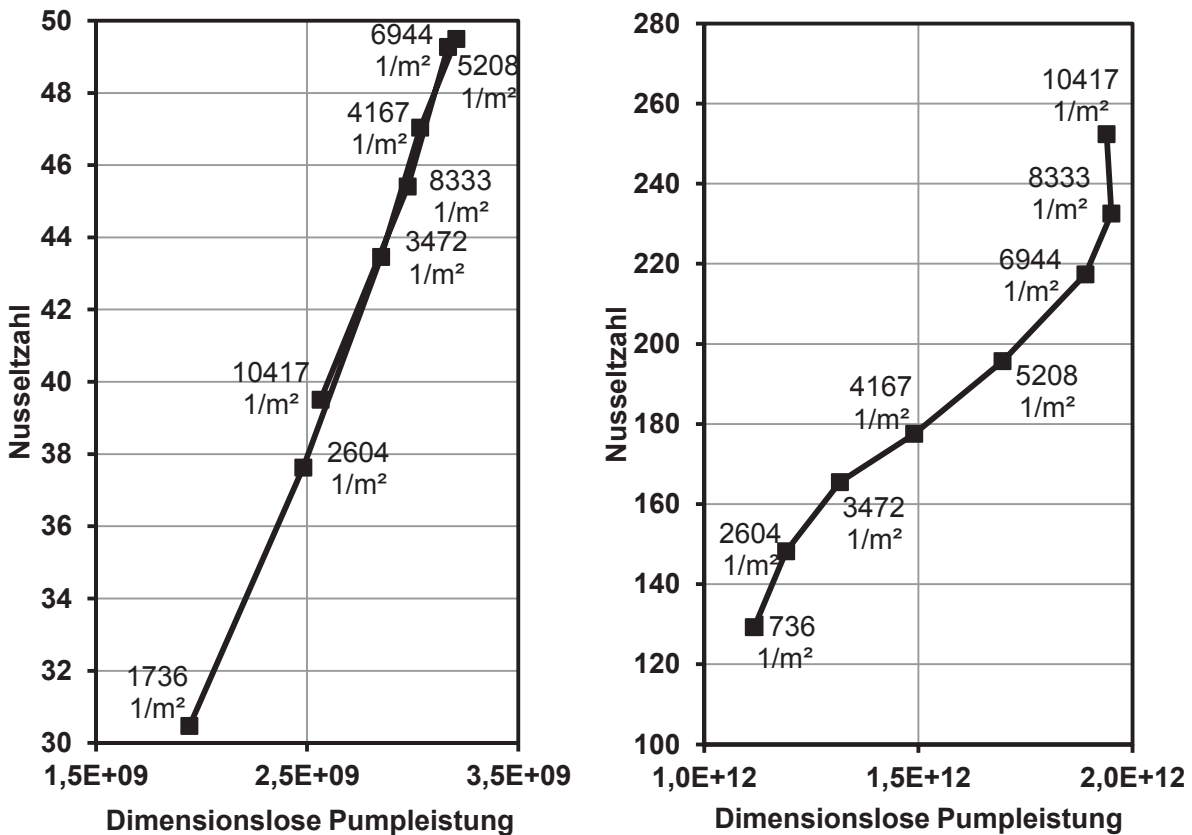


Abbildung 4.21: Nusseltzahl über der dimensionslosen Pumpleistung für verschiedene Reynoldszahlen (links Reynoldszahl 2 000; rechts Reynoldszahl 20 000)

Abbildung 4.21 zeigt den Zusammenhang zwischen dimensionsloser Pumpleistung und Nusseltzahl für laminare (links) und turbulente (rechts) Strömung. Die Kurve ergibt sich aus der Modifikation der Bogendichte. Für die Strömung mit einer Reynoldszahl von 2 000 steigt der Druckverlust und Wärmeübergang annähernd linear mit steigender Bogendichte bis zu einer bestimmten Bogendichte, ab welcher sich der Verlauf mit steigender Bogendichte umkehrt. Diese Abfolge war im Kontext zur vorangegangenen Diskussion der Ergebnisse zu erwarten. Für turbulente Strömung (Reynoldszahl 20 000; rechtes Diagramm) steigt der Wärmeübergang mit steigender Bogendichte an.

### Variation der Bogendichte: $l$ konstant und $w$ variabel

Um bei konstantem Abstand der Bögen in Strömungsrichtung die Bogendichte zu verändern, müssen die Bögen einer Reihe entsprechend weiter auseinander oder näher zusammen angeordnet werden. Bei konstantem Abstand  $l$  von 12 mm wird der Abstand  $w$  von 24 auf  $w = 32$  mm und  $w = 20$  mm verändert, so dass sich Bogendichten von 2 604 und 4 167 Bögen pro  $m^2$  ergeben. Abbildung 4.22 zeigt die Ergebnisse der numerischen Simulation für eine Reynoldszahl von 2 000. Die Variation der Bogenabstände senkrecht zur Strömungsrichtung ( $l = \text{konstant}$ ) sind mit durchgehender Linie dargestellt und im Vergleich die Ergebnisse der vorangegangenen Variation der Bogenabstände in Strömungsrichtung ( $w = \text{konstant}$ ) mit Punktklinien. Die Änderung der Bogenabstände senkrecht zur Strömungsrichtung hat wesentlichen Einfluss auf die verdeckte Querschnittsfläche und wirkt somit sensibler auf Druckverlust und Wärmeübergang als die Änderung des Bogenabstands  $l$  in Strömungsrichtung. Mit größer werdendem Bogenabstand  $w$  kann eine signifikante Reduzierung des Druckverlusts erzielt werden. Dies geht jedoch ebenfalls mit einer ähnlichen Reduzierung des Wärmeübergangs einher.

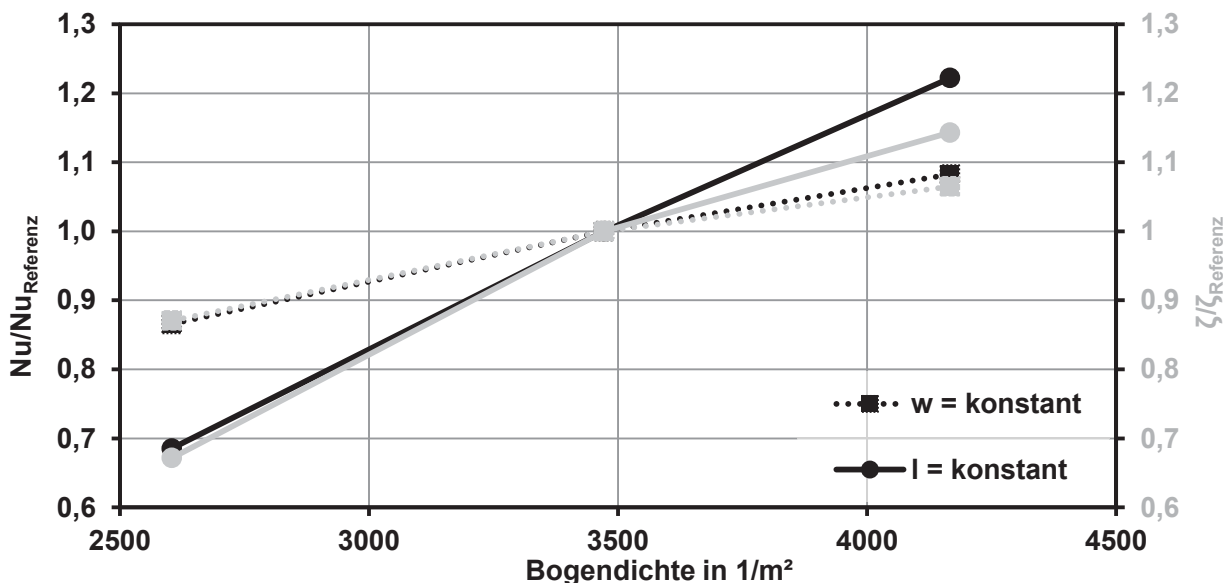


Abbildung 4.22: Das Verhältnis der Nusseltzahl und das Verhältnis des Strömungswiderstandsbeiwerts ist über der Bogendichte für eine Reynoldszahl von 2 000 dargestellt. Variation der Bogenabstände erfolgte senkrecht zur Strömungsrichtung ( $l = \text{konstant}$ , durchgehende Linie) und im Vergleich Ergebnisse der vorangegangenen Variation der Bogenabstände in Strömungsrichtung ( $w = \text{konstant}$ , Punktklinie)

Die Variation der Bogendichte über die Änderung des Bogenabstands  $w$  senkrecht zur Strömungsrichtung bei einer Reynoldszahl von 20 000 ist in Abbildung 4.23 dargestellt. Für turbulente Strömungen gilt der gleiche Zusammenhang bei Änderung der Bogendichte über den Parameter  $w$ , wie bei der laminaren Strömung. Bei gleicher Änderung der Bogendichte über die Parameter  $l$  oder  $w$  hat eine Änderung des Bogenabstandes senkrecht zur Strömungsrichtung größeren Einfluss auf Druckverlust und Wärmeübergang. Durch eine Reduzierung des Parameters  $w$ , was eine Steigerung der Bogendichte zur Folge hat, kann zwar der Wärmeübergang gesteigert werden, aber der Strömungswiderstandsbeiwert nimmt um einen ungleich größeren Betrag zu. Bei einer Reduzierung der Bogendichte kann der Strömungswiderstandsbeiwert in größerem Umfang reduziert werden als die Nusseltzahl.

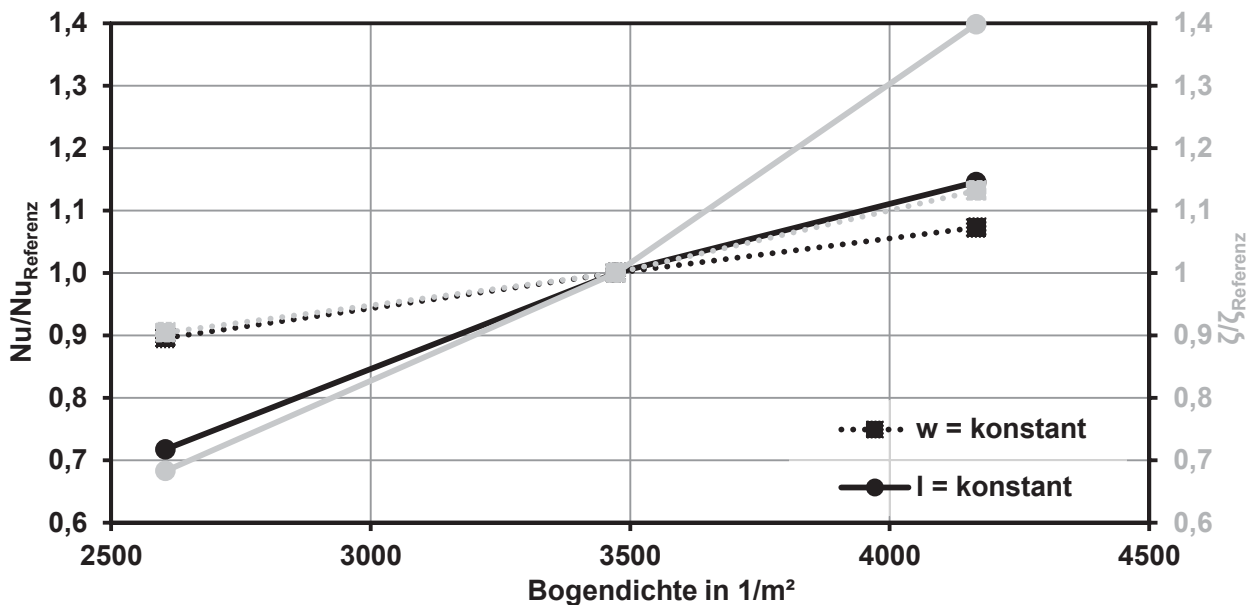


Abbildung 4.23: Nusseltzahlverhältnis und Strömungswiderstandsbeiwertverhältnis über der Bogendichte für Reynoldszahl 20 000; Variation der Bogenabstände senkrecht zur Strömungsrichtung ( $l = \text{konstant}$ , durchgehende Linie) und im Vergleich Ergebnisse der vorangegangenen Variation der Bogenabstände in Strömungsrichtung ( $w = \text{konstant}$ , Punktlinie)

Es lässt sich zusammenfassen, dass das Seitenverhältnis  $l/w$  neben der Betrachtung der eigentlichen Bogendichte einen sehr großen Einfluss auf Änderungen bezüglich Wärmeübergang und Druckverlust hat. Um den Einfluss der Änderung der Bogenabstände  $w$  und  $l$  besser abschätzen zu können, wird im nachfolgenden Kapitel das Seitenverhältnis  $l/w$  unabhängig von der Bogendichte variiert.

#### 4.5.2 Variation der Anordnung der Bögen zueinander bei konstanter Bogendichte

Nachfolgend sollen bei konstanter Bogendichte die Abmessungen der Einzelzelle  $l$  und  $w$  oder auch deren Verhältnis ausgehend von der Referenzgeometrie  $l = 12 \text{ mm}$  und  $w = 24 \text{ mm}$  ( $l/w = 1/2$ ) variiert werden. Zusätzlich ergeben sich aus den vorangegangenen Parameterstudien zwei weitere Fälle gleicher Bogendichte und unterschiedlichem Seitenverhältnis (Bogendichte 2 604 und 4 167). Tabelle 5 fasst alle Varianten gleicher Bogendichte zusammen.



Tabelle 5: Auflistung der Varianten für die Parameterstudie der Bogendichte

$l/w$	$l$ in mm	$w$ in mm	Bogendichte in $1/m^2$
2/3	16	24	2 604
3/8	12	32	2 604
18/25	14,4	20	3 472
1/2	12	24	3 472 Referenzgeometrie
2/9	8	36	3 472
1/8	6	48	3 472
5/12	10	24	4 167
3/5	12	20	4 167

Die vorangegangenen Ergebnisse der Variation der Bogendichte durch Veränderung des Bogenabstands  $l$  in Strömungsrichtung zeigten für turbulente Strömungen das beste Verhältnis von Wärmeübergang zu Druckverlust bei einem Seitenverhältnis von  $l/w = 1/2$ . Sowohl für größere als auch kleinere Bogendichten verschlechtert sich das Verhältnis von Wärmeübergang zu Druckverlust. Zusätzlich wurde als weiterer Parameter die Bogendichte variiert. Dieser Umstand erschwert die Ableitung klarer Empfehlungen hinsichtlich eines optimalen Seitenverhältnisses.

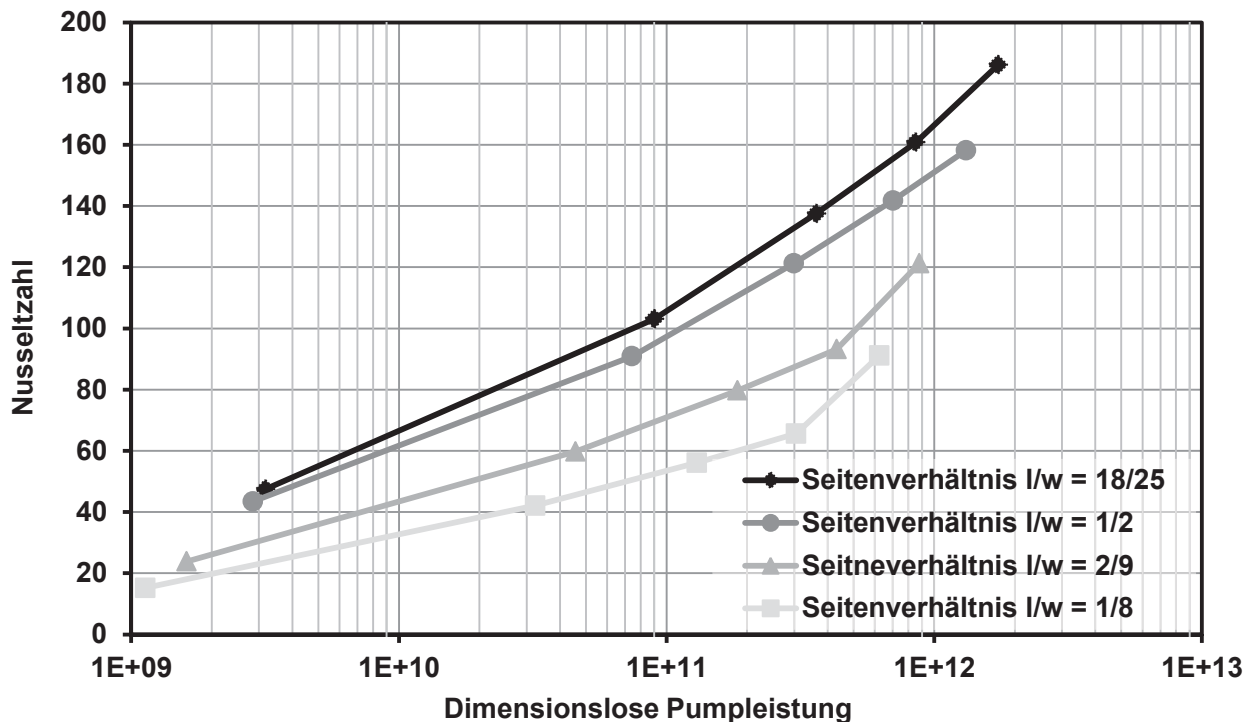


Abbildung 4.24: Mittlere Nusseltzahl über der dimensionslosen Pumpleistung  $F$  für verschiedene Seitenverhältnisse bei einer konstanten Bogendichte von  $3472 \text{ } 1/m^2$

Abbildung 4.24 zeigt für eine konstante Bogendichte von  $3472 \text{ Bögen}/m^2$  die mittlere Nusseltzahl über der dimensionslosen Pumpleistung. Mit steigendem Seitenverhältnis  $l/w$  steigt der Wärmeübergang für gleiche Pumpleistung. Der Bogenabstand  $l$  senkrecht zur

Strömungsrichtung wurde nicht weiter verkleinert, da es bei einem geringeren Abstand der benachbarten Bögen zur Wechselwirkung und gegenseitigen Beeinflussung des Strömungsnachlaufs im Nachlauf der Bögen kommen kann [Zdr85]. In diesem Fall müsste das Berechnungsgebiet auf den zweiten benachbarten Bogen ausgeweitet werden.

Eine Modifikation des Seitenverhältnisses hat unabhängig von der Bogendichte gleiche Auswirkungen auf den Wärmeübergang und Druckverlust. Abbildung 4.25 zeigt Ergebnisse für die Nusseltzahl über dem Seitenverhältnis für alle numerischen Ergebnisse mit Variation des Seitenverhältnisses bei konstanter Bogendichte. Die Verläufe für den Strömungswiderstandsbeiwert für eine Bogendichte von 2 604 und 4 167 Bögen pro  $m^2$  zeigen ähnliche Verläufe wie zuvor für die Bogendichte von 3 472  $1/m^2$  präsentiert.

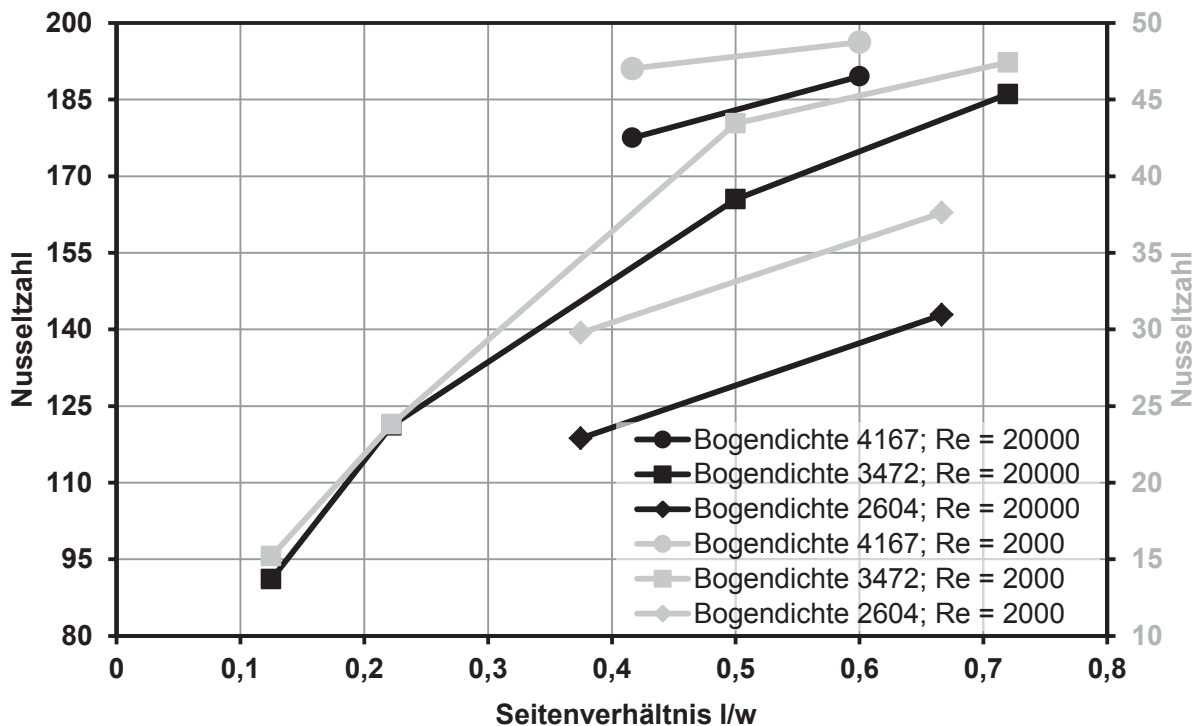


Abbildung 4.25: Nusseltzahl über dem Seitenverhältnis für alle numerischen Ergebnisse mit Variation des Seitenverhältnisses bei konstanter Bogendichte

Wie erwartet wird mit Verringerung des Bogenabstandes  $l$  die Strahlenbildung der Strömung in Bereichen des Strömungsquerschnitts, welcher nicht von der Bogenstruktur verdeckt ist, begünstigt, was zu einer Reduzierung des Wärmeübergangs und Druckverlusts führt. Dies konnte für alle drei betrachteten Bogendichten beobachtet werden. Für stehende, zylinderförmige Kühlrippen lassen sich zahlreiche Untersuchungen zur Rippenanzahl pro Grundfläche und zum Rippenabstand finden. Bei diesen Untersuchungen wurde ebenfalls ein sinkender Wärmeübergangskoeffizient bei drastischer Verringerung des Abstandes in Strömungsrichtung der Zylinderkörper zueinander beobachtet [Tah00]. Diese Beobachtungen sind identisch mit den Ergebnissen dieser Parameterstudie.

### 4.5.3 Variation der Kanalhöhe bei konstanten Randbedingungen

Die Variation der relativen Kanalhöhe  $S/B$  kann in zwei Varianten erfolgen. Zum einen ist es möglich bei konstanter Bogengeometrie (konstantem Bogenradius  $r$ ) den freien Spalt  $S$  zu vergrößern (siehe Abbildung 4.26). Die gesamte Kanalhöhe von  $2B$  variiert in diesem Fall ebenfalls. Zum anderen kann  $B$  konstant gehalten und lediglich der freie Spalt  $S$  durch Vergrößerung oder Verkleinerung des Bogenradius variiert werden. In der vorliegenden Parameterstudie bleibt der Bogenradius konstant. Es werden lediglich die Kanalhöhe und somit der freie Spalt über dem Bogenzenit variiert. Ausgehend von der gesamten Kanalhöhe  $2B$  von 10,5 mm bei der Grundgeometrie erfolgt die Variation in Schritten von 1 mm im Bereich von 9,5 mm bis 12,5 mm. Die Berechnungen wurden durchgeführt und im Rahmen der Diplomarbeit von I. Jaeger [Jae12] dokumentiert.

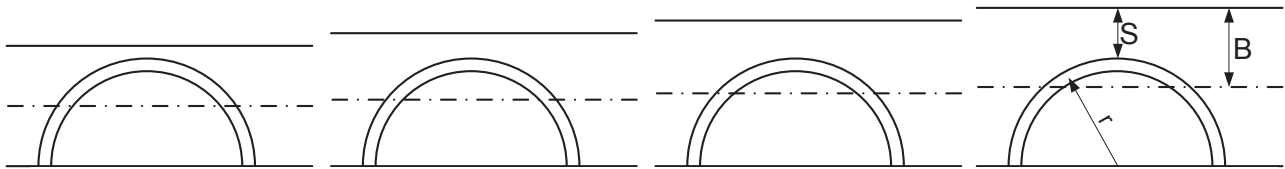


Abbildung 4.26: Schematische Darstellung der Variation der Kanalhöhe  $2B$  von 9,5 mm bis 12,5 mm

Bei der Berechnung der Reynoldszahlen geht die Kanalhöhe  $2B$  sowohl über den gleichwertigen hydraulischen Durchmesser als auch über die mittlere Geschwindigkeit ein:

$$Re = \frac{u d_h}{\nu} = \frac{\dot{V}}{2B * W * \nu} * 2B \quad (\text{Formel 4.11})$$

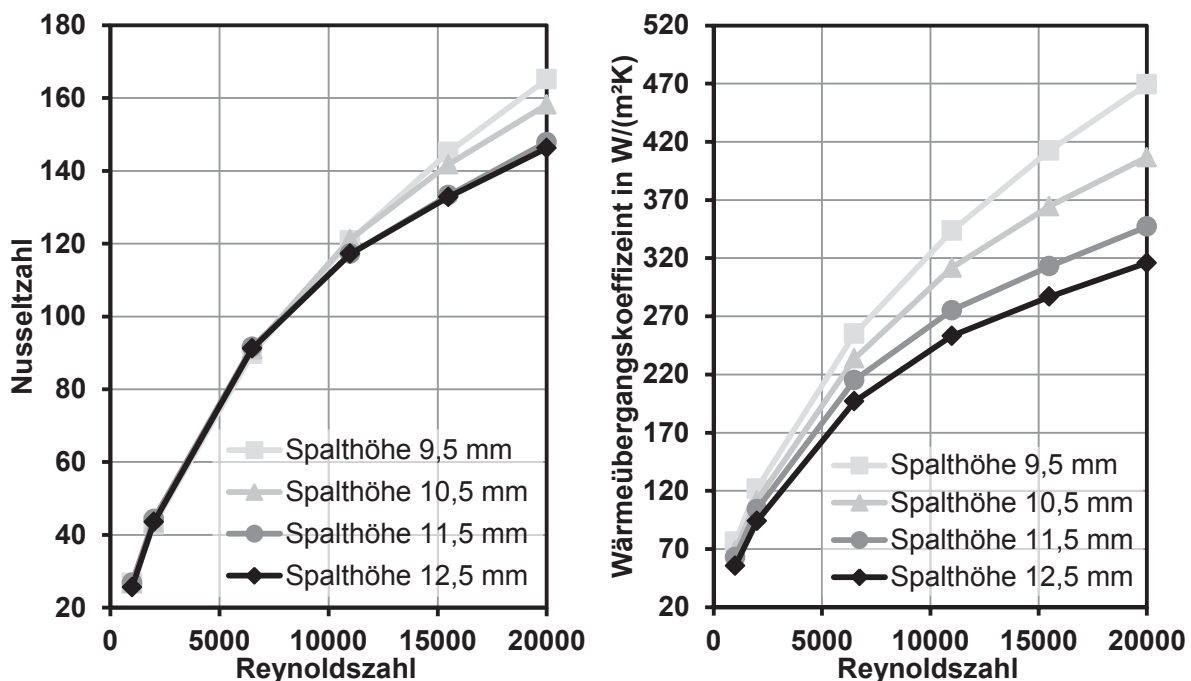


Abbildung 4.27: Nusseltzahl (links) und Wärmeübergangskoeffizient (rechts) über der Reynoldszahl für verschiedene Spalthöhen

Demnach ändert sich bei der Variation der Spalthöhe die mittlere Strömungsgeschwindigkeit des Fluids, aber der Volumen- und Massenstrom bleibt mit der Reynoldszahl kon-

stant. Abbildung 4.27 links zeigt den Verlauf der Nusseltzahl über der Reynoldszahl für verschiedene Spalthöhen. Die Ergebnisse für geringe Reynoldszahlen (unter  $Re=10\,000$ ) zeigen zwischen den Spalthöhen nur geringe Unterschiede. Die Nusseltzahlen sind nahezu identisch. Für höhere Reynoldszahlen steigt die Nusseltzahl mit sinkender Spalthöhe. Die geringen Unterschiede lassen sich durch die doppelte Normierung mittels Überführung auf die strömungsmechanische Kenngröße Reynoldszahl auf der Abszisse und wärmetechnische Kenngröße Nusseltzahl auf der Ordinate begründen. In beiden Kennzahlen ist der gleichwertige hydraulische Durchmesser enthalten.

Eindeutiger wird die Darstellung der Ergebnisse mit dem Auftragen des Wärmeübergangskoeffizienten anstatt der Nusseltzahl (Abbildung 4.27 rechts). Für größer werdende Spalthöhen nimmt die Differenz bezüglich Wärmeübergang zwischen den Spalthöhen ab. Dies ist dadurch zu erklären, dass mit ansteigender Spalthöhe die relative Änderung des Spalts abnimmt. Bei einer Änderung der Spalthöhe von 12,5 mm zu 11,5 mm nimmt der Wärmeübergangskoeffizient nur wenig zu. Eine Reduzierung der Spalthöhe von 11,5 auf 10,5 mm und von 10,5 auf 9,5 mm bringt einen signifikanten Anstieg des Wärmeübergangskoeffizienten.

Abbildung 4.28 zeigt den Wärmeübergang über der dimensionslosen Pumpleistung. Jedoch ist aufgrund des veränderlichen Bauraums oder der veränderlichen Spalthöhe anstatt der Nusseltzahl der Wärmeübergangskoeffizient auf der Ordinate dargestellt. Für gleiche Volumenströme, welche gleichen Reynoldszahlen entsprechen, ist durch Variation der Spalthöhe einerseits eine Reduzierung und andererseits eine Erhöhung des Wärmeübergangs möglich. Für geringe Spalthöhen ergeben sich bei gleichem Druckverlust (hier dimensionslos dargestellt) höhere Wärmeübergangskoeffizienten. Mit konstruktiven Änderungen hinsichtlich dieses Parameters kann so unter sonstigen konstanten Bedingungen der Wärmeübergang optimiert werden.

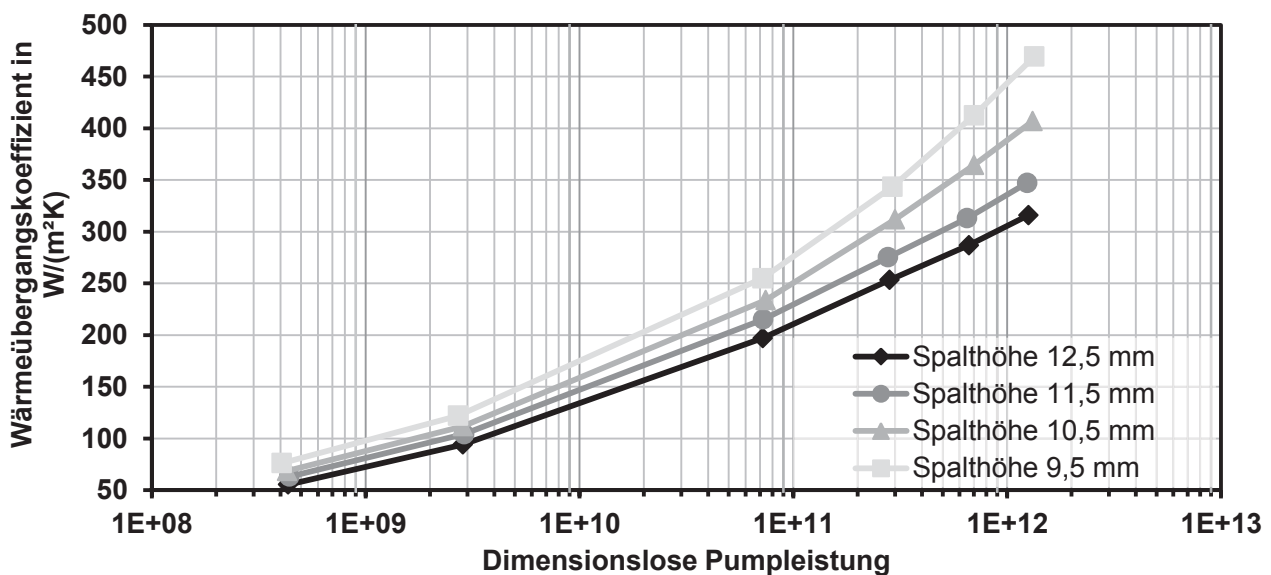


Abbildung 4.28: Wärmeübergangskoeffizient über der dimensionslosen Pumpleistung für verschiedene Spalthöhen und eine Reynoldszahl von 2 000 bis 20 000

### 4.5.4 Variation der Kanalhöhe bei umgekehrten Randbedingungen

In den vorangegangenen Betrachtungen erfolgte der Wärmetransport immer durch die mit Bögen strukturierte Oberfläche. Die gegenüberliegende Wand hat im Rahmen der numerischen Untersuchung eine adiabate Randbedingung. In der Nähe der oberen Wand, im Zenit des Bogens, kommt es ebenfalls zur periodischen Wirbelablösung oder erhöhtem Turbulenzgrad im Nachlauf der Strömung, ähnlich einer Wand mit parallel angeordnetem Zylinder. Die Folge ist eine Störung der Grenzschicht und die Verbesserung des Wärmeübergangs. Aus diesem Grund scheint die Konstellation des Wärmeübergangs durch die obere Wand vielversprechend, wobei die Bögen nur als Turbulenzgeneratoren/Turbulatoren auf der adiabaten Seite angebracht sind (siehe Abbildung 4.29).

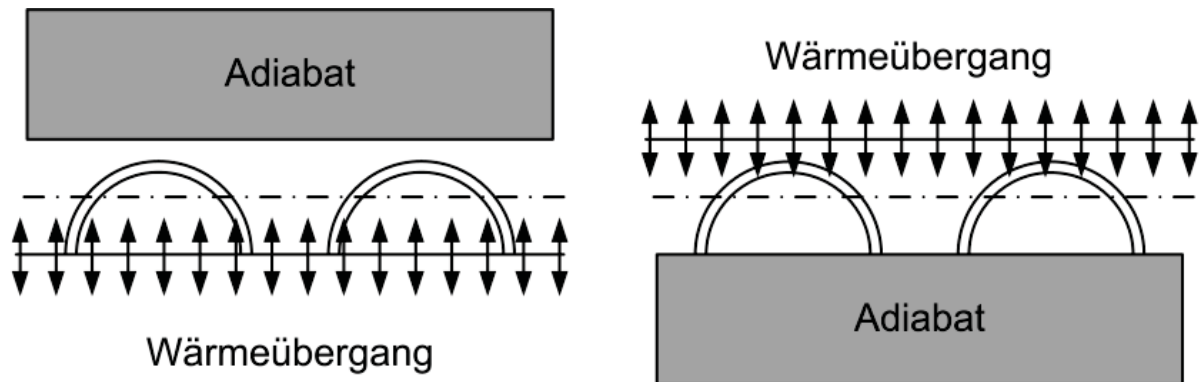


Abbildung 4.29: Ursprüngliche Randbedingung mit Wärmeübergang an der strukturierten Oberfläche (links) und umgekehrte Randbedingung mit Wärmeübergang zur gegenüberliegenden Seite (rechts)

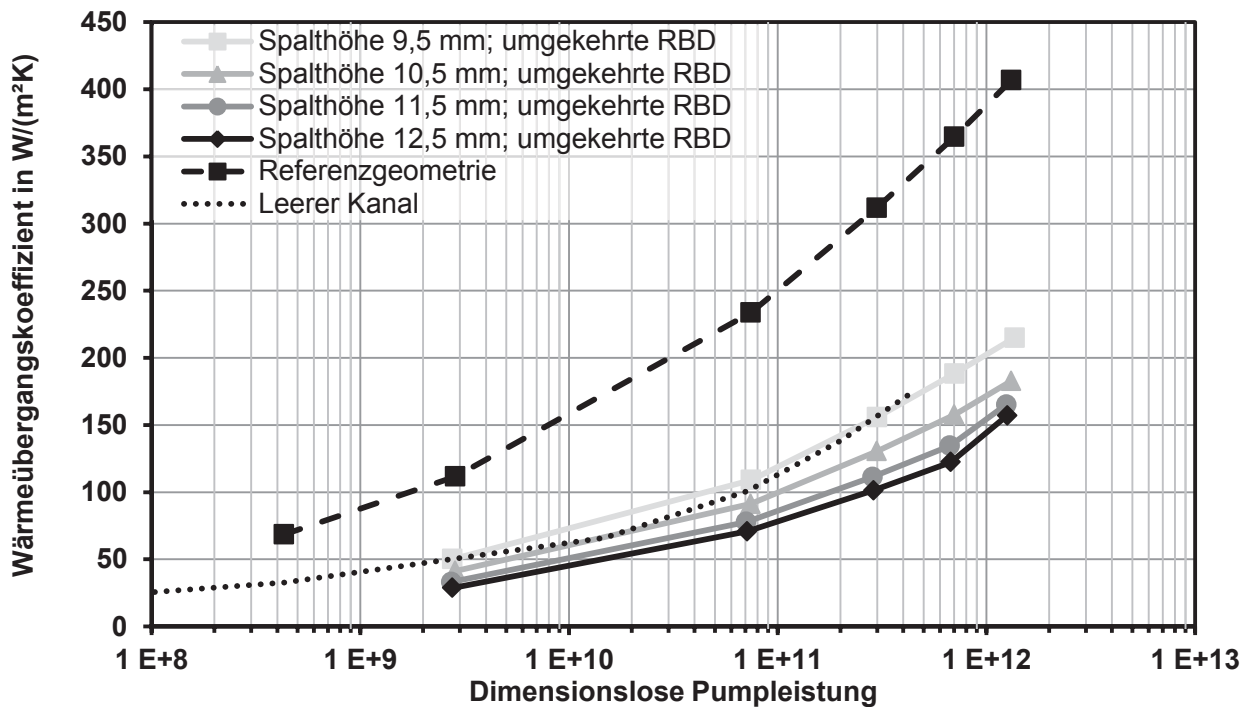


Abbildung 4.30: Wärmeübergangskoeffizient über der dimensionslosen Pumpleistung für die umgekehrte Randbedingung, die Referenzgeometrie mit Standardrandbedingung und einen leeren Kanal.

Die Ergebnisse der numerischen Simulation mit umgekehrter Randbedingung mit Variation der Spaltweite zeigt Abbildung 4.30. Vergleichend ist zusätzlich der Verlauf des Wärmeübergangskoeffizienten für die Grundgeometrie und den leeren Spalt aufgetragen. Die Experimente von Kawaguchi et al. [Kaw85] haben eine Steigerung des Wärmeübergangs an einer parallel überströmten Platte mit senkrecht zur Strömung dazu angeordneten Zylindern von maximal 40 % gegenüber eine ebenen Platte gezeigt (siehe Abschnitt 2.4.4 Quer angeströmter Zylinder parallel zu einer Wand). Im vorliegenden Fall beträgt die Steigerung zum leeren Kanal maximal 20 %. Dies ist auf die Tatsache zurückzuführen, dass anders als bei den Experimenten von Kawaguchi keine langen parallelen Zylinder zum Einsatz kamen, sondern ein zu einem Halbbogen gekrümmter Zylinder. Der Wärmeübergang zur nicht strukturierten Wand ist signifikant geringer und liegt teilweise unter dem Niveau des Wärmeübergangs im leeren Kanal. Eine Steigerung des Wärmeübergangs gegenüber dem leeren Kanal kann nur für eine unverhältnismäßige Steigerung der Pumpleistung erreicht werden.

Da das Strömungsfeld mit dem Temperaturfeld der Strömung nur schwach gekoppelt ist, ergeben sich für die Simulation mit umgekehrter Randbedingung identische Strömungsprofile und Druckverluste oder Strömungswiderstandsbeiwerte analog den Ergebnissen für die Variation der Spalthöhe mit Standardrandbedingungen. Aufgrund der identischen Druckverluste (oder Strömungswiderstandsbeiwerte) wie bei der Simulation mit Standardrandbedingungen, aber signifikant geringerem Wärmeübergang ist diese Variante nur zu empfehlen, wenn technisch und konstruktiv keine andere Lösung gefunden werden kann.

#### 4.5.5 Variation des Bogendurchmessers D

Bei der Variation des Bogendurchmessers ergeben sich verschiedene, zum Teil gegenläufige, Effekte bezüglich Wärmeübergang und Druckverlust. Wird der Bogendurchmesser vergrößert, kann man davon ausgehen, dass der Wärmetransport aufgrund der Vergrößerung der Wirbelstrukturen im Nachlauf der Bögen zunimmt. Zusätzlich vergrößert sich die wärmeübertragende Oberfläche des Bogens. Andererseits ist bei Verringerung des Bogendurchmessers und damit einhergehende Vergrößerung des Strömungsquerschnitts davon auszugehen, dass sich der Wärmeübergang und der Strömungswiderstandsbeiwert verringert. Welchen Einfluss dies auf die Effektivität der Wärmeübertragerstruktur hinsichtlich des Verhältnisses von Wärmeübergang und aufzubringender Pumpleistung hat, lässt sich nicht abschätzen. Ausgehend von diesen Vorbetrachtungen wird der Bogendurchmesser einerseits halbiert und andererseits verdoppelt und die Ergebnisse mit der Grundgeometrie verglichen.

In Abbildung 4.31 ist die Nusseltzahl für verschiedene Bogendurchmesser über der dimensionslosen Pumpleistung für Reynoldszahlen von 2 000 bis 20 000 aufgetragen. Mit einer Vergrößerung der Bogendicke kann bei gleicher Pumpleistung eine Steigerung des Wärmeübergangs erreicht werden. Ursache ist einerseits die vergrößerte wärmeübertragende Oberfläche und andererseits die größeren Wirbelstrukturen im Nachlauf der Bögen. Eine Reduzierung der Bogendicke führt zu einer entsprechenden Reduzierung der Nusseltzahl.

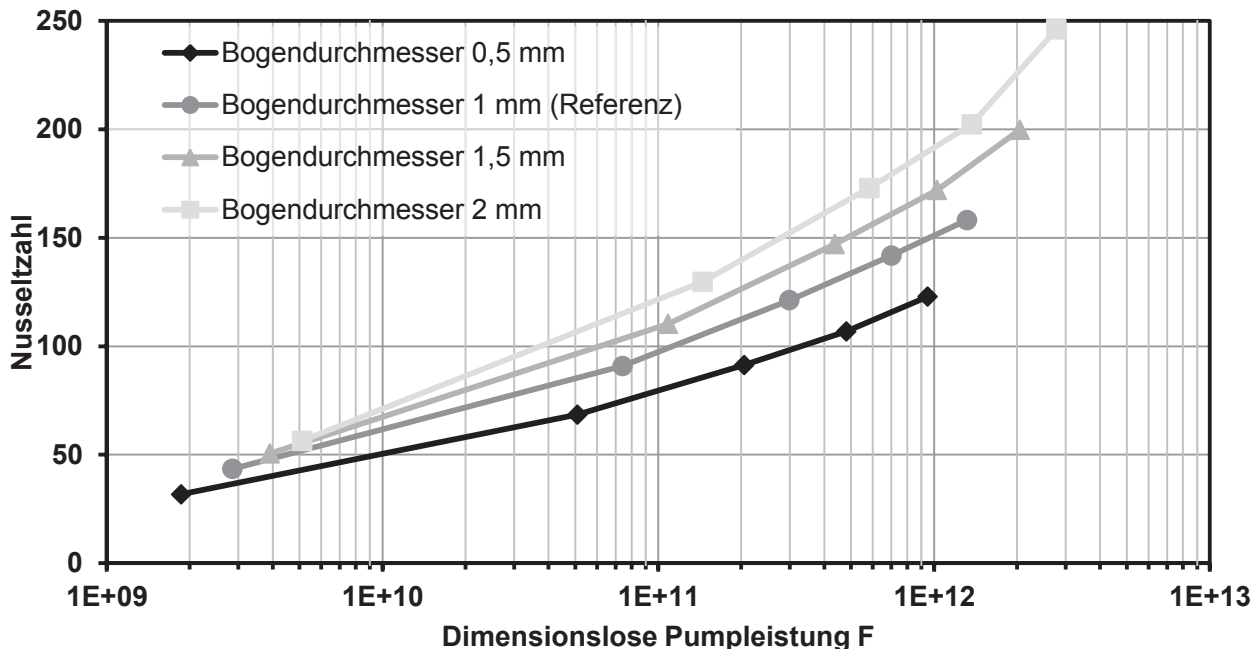


Abbildung 4.31: Nusseltzahl für verschiedene Bogendurchmesser über der dimensionslosen Pumpleistung für Reynoldszahlen von 2 000 bis 20 000



#### 4.5.6 Bemerkung zum Anstellwinkel

Han [Han85] hat in einem rechteckigen Kanal Versuche mit rippenartigen Turbulatoren für Reynoldszahlen von 7 000 bis 90 000 durchgeführt. Es wurde der Anstellwinkel von  $90^\circ$  zur Strömungsrichtung zu  $60^\circ$ ,  $45^\circ$  und  $30^\circ$  variiert. Für schräg angestellte Rippen wurde eine Erhöhung des Wärmeübergangs um 10 bis 20 % und eine Reduzierung des Druckverlusts um 20 bis 50% festgestellt. Daher scheint der Aspekt der Anordnung der Bögen in einem anderen Winkel interessant. Ausgehend von der Grundgeometrie mit einem Anstellwinkel von  $90^\circ$  zur Strömungsrichtung wird zusätzlich eine Variante mit  $0^\circ$  zur Strömungsrichtung untersucht.

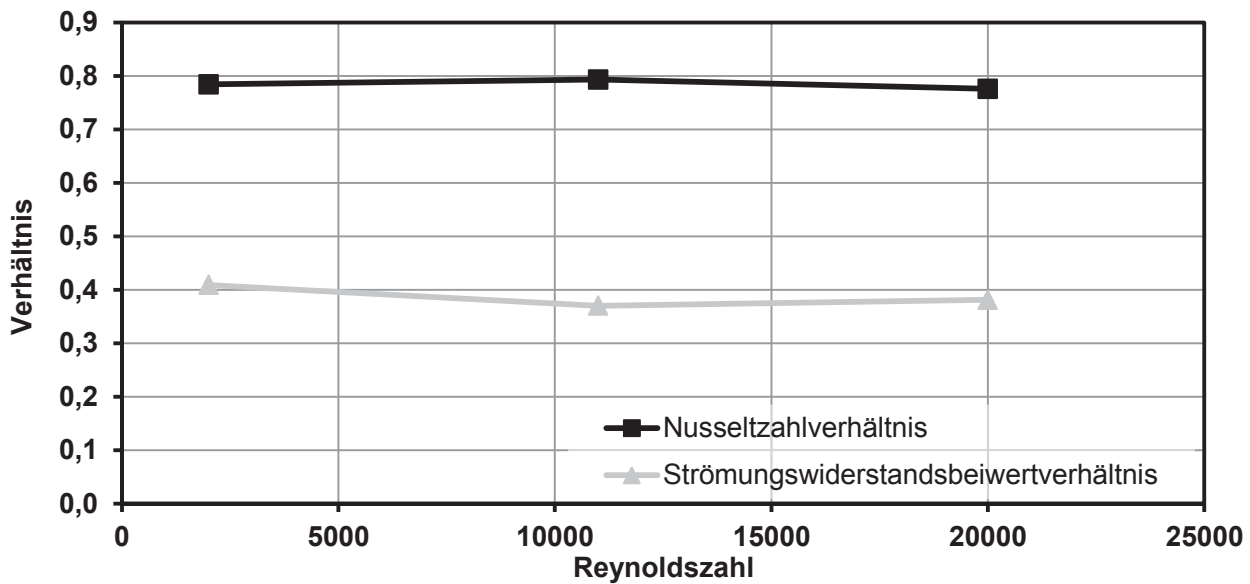


Abbildung 4.32: Nusseltzahl- und Strömungswiderstandsbeiwertverhältnis für parallel angeströmte Bögen zu senkrecht angeströmten Bögen für die Referenzgeometrie

Die Ergebnisse in Abbildung 4.32 zeigen, dass eine Ausrichtung der Bögen parallel zur Strömungsrichtung eine erhebliche Reduzierung des Wärmeübergangs und Druckverlusts zur Folge hat. Der Strömungswiderstandsbeiwert verringert sich dabei um rund 60 % und die Nusseltzahl nur um 20 %. Das Verhältnis bleibt über den gesamten Reynoldszahlbereich nahezu konstant.

Ein Anstellwinkel von  $45^\circ$  ist aus Gründen der Abmessung des Bogens nicht für eine Bogendichte entsprechend der Grundgeometrie möglich. Die Variation des Anstellwinkels bei geringerer Bogendichte hat ähnliche Ergebnisse geliefert. Auch bei den experimentellen Untersuchungen von Han wurde der gleiche Sachverhalt festgestellt [Han85].



## 5 Experimentelle Untersuchungen zum Wärmeübergangskoeffizienten

### 5.1 Versuchsaufbau

Die experimentellen Untersuchungen zur Validierung der numerischen Simulation wurden in einem mit Luft durchströmten Versuchskanal durchgeführt. Im Versuchsstand wird die Temperatur von Festkörper und Fluid, der Volumenstroms im Normzustand und der Druckverlusts entlang der Versuchsstrecke gemessen. Der Wärmestrom ist vom heißen Fluid in Richtung der wassergekühlten Struktur gerichtet (siehe Abbildung 5.1). Die gemessenen Größen werden genutzt, um charakteristische Größen wie Reynoldszahl, Nusseltzahl und Strömungswiderstandsbeiwert zu berechnen.

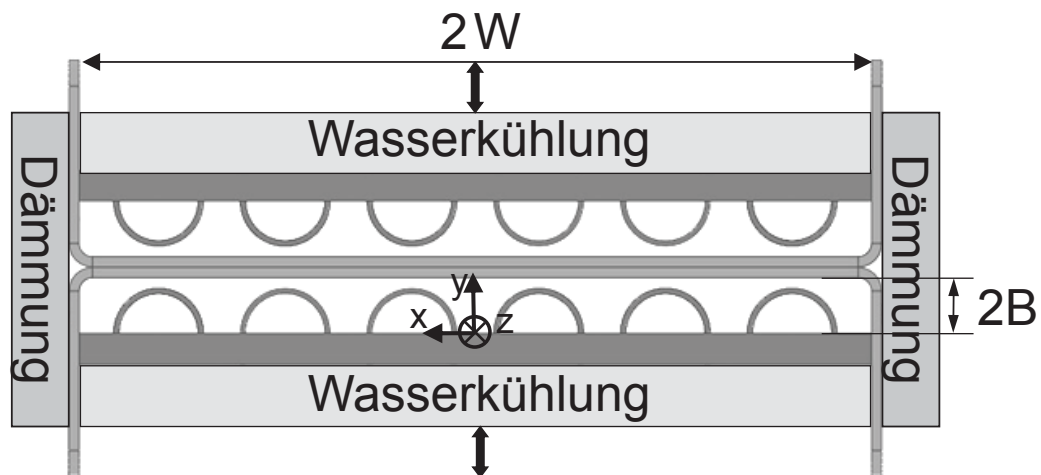


Abbildung 5.1: Realisierung der adiabaten Randbedingungen im Versuchsquerschnitt

Der Aufbau des Versuchsstands ist so gestaltet, dass die Randbedingungen der numerischen Simulation möglichst gut abgebildet werden. Hierzu zählt die adiabate Randbedingung an der Oberseite der wärmeübertragenden Struktur. Dies wird benötigt, um zu gewährleisten, dass bei der Auswertung der Messergebnisse nur der Wärmeübergang zur Seite der Bögen bilanziert wird. Der Versuchskanal wurde zu diesem Zweck doppelt symmetrisch zur Kanallängsachse  $z$  aufgebaut, siehe Abbildung 5.1. Beide Kanäle sind durch eine dünne Trennwand aus Stahlblech voneinander getrennt, um eine gegenseitige Beeinflussung der Strömung zu unterbinden. Zur Reduzierung des Anteils der Wärmeverluste an der Gesamtbilanz durch Wärmeströme zu den Seiten in  $x$ -Richtung, wurde der Kanal in einem großen Verhältnis von Breite zu Höhe realisiert und die Ränder zusätzlich entsprechend wärmege-dämmt. Durch die Länge der Versuchsstrecke von 625 mm und einer Breite von 150 mm kann eine entsprechend hohe Anzahl an Bögen platziert werden, um die Periodizität in  $x$ - und  $z$ -Richtung abzubilden.

Der Versuchsstand ist in Abbildung 5.2 dargestellt. Für die Luftzufuhr kommt ein Seitenkanalverdichter mit Frequenzsteuerung zur Volumenstromregelung zum Einsatz. Es konnte ein maximaler Luftvolumenstrom von 450 m<sup>3</sup>/h bei Normbedingungen durch den Luftkanal gefördert werden, was je nach Luftvorwärmtemperatur einer Reynoldszahl von

bis zu 40 000 entsprach. An den Seitenkanalverdichter schlossen sich ein Strömungsgleichrichter und eine Einlaufstrecke für die Volumenstrommessung an. Der Volumenstrom wurde mit einem Durchflussmesser auf Basis der Hitzdrahtanemometrie gemessen (Thermischer Strömungssensor, Hersteller Höntzsch, Modell TA10-262, Genauigkeit siehe Anhang). Es folgten die Auslaufstrecke für den Volumenstromdurchflussmesser und ein Lufterhitzer (elektrische Widerstandsbeheizung).

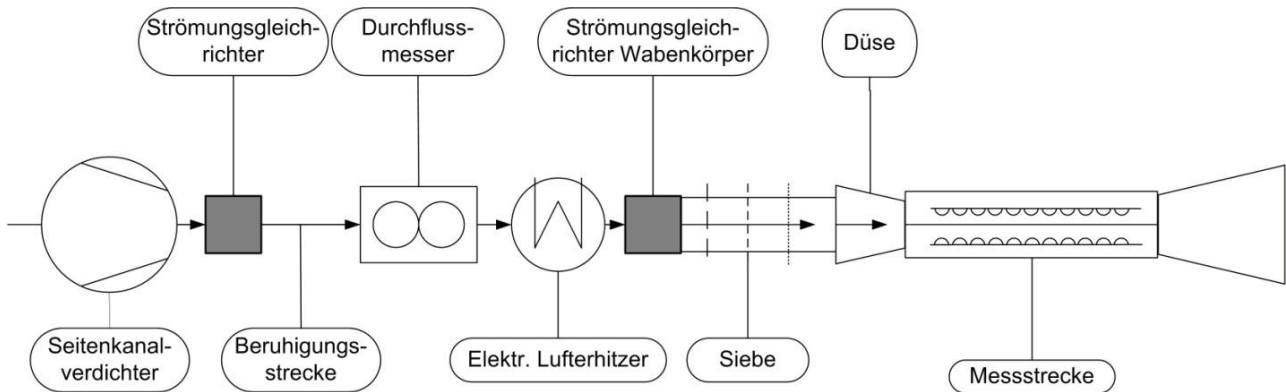


Abbildung 5.2: Schematischer Aufbau des Versuchsstandes

Ab diesem Punkt ist das Strömungsmedium (Luft) bis zu 300 °C heiß und der Kanal geht vom kreisrunden Rohrquerschnitt zum Rechteckquerschnitt über. Zur Homogenisierung der Strömung oder Reduzierung des Turbulenzgrades vor der Messstrecke wurden die üblichen strömungsberuhigenden Einbauten aus dem Windkanalbau angeordnet, siehe z.B. [Küm07]. Zur Beseitigung von Drallströmungen war zu allererst nach dem Lufterhitzer ein Strömungsgleichrichter in Form eines Aluminiumwabenkörpers mit einer Wabengröße von 3,18 mm (1/8 Zoll) angeordnet. Es folgten Maschensiebe in verschiedenen Dimensionierungen (grob, mittel und fein) zur Reduzierung von Ungleichförmigkeiten im Geschwindigkeitsprofil in entsprechenden Abständen zueinander. Nachfolgend war zum Abbau von longitudinalen Störungen eine Düse mit einem Querschnittsverhältnis von 4 zu 1 angeordnet.

An die Düse schließt sich die Versuchsstrecke mit einer Länge von 625 mm an. Die Konstruktion der Versuchsstrecke war so ausgeführt, dass beide wassergekühlten Platten zur Veränderung der Spaltweite verschiebbar waren. Die Spaltweite war im Minimum durch die Höhe der Bögen begrenzt und konnte bis maximal 20 mm variiert werden. Die Wasserkühlung wurde im Gleichstrom geführt, um eine möglichst konstante Oberflächentemperatur über die Länge der Versuchsstrecke zu erreichen. Dies wurde durch in geeigneter Weise kontaktierte Thermolemente gemessen und der Wärmekapazitätsstrom der Wasserkühlung so angepasst, dass die Randbedingung einer konstanten Oberflächentemperatur erreicht wurde. Die Wasserkühlung war durch Keramikfaserpapier und Dichtband zum restlichen Versuchsstand gedämmt, um den Wärmeübergang zum Stahlgehäuse des Versuchsstands zu minimieren. Die Abdichtung zur Umgebung am verschiebbaren Spalt verhinderte das Austreten von Luft. Die Druckmessung erfolgte in einem Raster von 125 mm beginnend am Düsenaustritt (Eintritt in die Messstrecke). Die Differenzdruckmessung bezieht sich für alle

Positionen auf den Druck an der Stelle  $Z = 0$ . Messstutzen zur Temperaturmessung befinden sich im Abstand von 62,5 mm an der wassergekühlten Wärmeübertragerstruktur und am Versuchsgehäuse, wo die Thermolemente durch die Wärmedämmung hingeführt werden.

Es folgt die Auslaufstrecke in Form eines Diffusors mit einer Länge von 475 mm, nach welcher die Luft in die Umgebung frei ausströmt. Die Fehlerbetrachtung zum Versuchsstand ist im Anhang zu finden.

## 5.2 Versuchsdurchführung und Auswertung

Nachfolgend wird beschrieben, wie die Versuche zur Bestimmung der Nusseltzahl und des Strömungswiderstandsbeiwerts durchgeführt und wie die gemessenen Daten anschließend ausgewertet wurden.

Ein fest eingestellter Luftvolumenstrom wird mit der Volumenstrommessung erfasst und die Luft wurde anschließend im Lufterhitzer erwärmt. Stromabwärts des Lufterhitzers befand sich ein Thermoelement zur Messung der Regeltemperatur des Lufterhitzers. Nachdem die nachfolgenden Einbauten des Versuchsstands bis zum stationären Zustand erwärmt waren, erfolgte die Messung der Fluid- und Oberflächentemperaturen und der Druckverluste. Die Druckmessung wird beeinflusst, da sich das Fluid entlang der Versuchsstrecke abkühlt und in gleichem Maße die Strömungsgeschwindigkeit reduziert wird. Der gemessene Druckverlust wird auf Grundlage der Bernoulli-Gleichung mit Hilfe eines Korrekturwerts berichtigt.

Um Nusseltzahl und Druckverlustbeiwert als Funktion von der Reynoldszahl zu erfassen, musste diese variiert werden. Dies kann über zweierlei Wege erfolgen. In einem kleinen Bereich konnte die Reynoldszahl über die Luftvorwärmtemperatur verändert werden. Durch Erwärmung oder Abkühlung ergaben sich Änderungen der Viskosität und Dichte der Luft und somit ebenfalls eine Änderung der Reynoldszahl. Die andere Möglichkeit war die Änderung des Luftvolumenstroms über die Drehzahlregelung des Seitenkanalverdichters. Über beide Varianten der Variation der Reynoldszahl konnten nahezu identische Ergebnisse bezüglich der entsprechenden Nusseltzahl erzielt werden. Mit der Abkühlung der Luft ändern sich die Stoffeigenschaften und in Folge dessen die Reynoldszahl. Aus diesem Grund wurde für die jeweiligen Messpunkte die Reynoldszahl bei der mittleren Fluidtemperatur bestimmt.

Aufgrund der lokalen Messung der Fluidtemperatur mit Thermoelementen kann die mittlere Fluidtemperatur nicht direkt gemessen werden. Stattdessen wird die mittlere Temperatur über die Spaltbreite  $2B$  mithilfe mehrerer über die Spaltweite gleichmäßig verteilter Thermoelemente ermittelt. Die massengemittelte Fluidtemperatur errechnete sich aus dem Geschwindigkeitsprofil der numerischen Ergebnisse über den Spalt für die jeweilige Reynoldszahl und dem gemessenen Temperaturprofil. Als Stützstellen für die Integration dienten die Positionen der Thermoelementmessung. Abbildung 5.3 zeigt den Temperaturverlauf der Fluidtemperatur bei einer Spaltweite von 12,5 mm. Bei  $Y = 0$  mm befindet sich die wassergekühlte Wärmeübertragerstruktur und bei  $Y = 12,5$  mm das Blech der Symmetrieachse. Der Temperaturverlauf zur adiabaten Symmetrieebene (hier bei  $Y = 12,5$  mm) entspricht nicht den Erwartungen. Der Temperaturgradient ist nicht gleich Null. Zwischen der kalten wassergekühlten Wärmeübertrageroberfläche und der warmen Symmetrieffläche findet Strahlungswärmeaustausch statt. Dies führt zu einer minimal niedrigeren Temperatur an der



Trennwand im Vergleich zur maximalen Fluidtemperatur und in Folge dessen zu einem minimalen Temperaturgradienten.

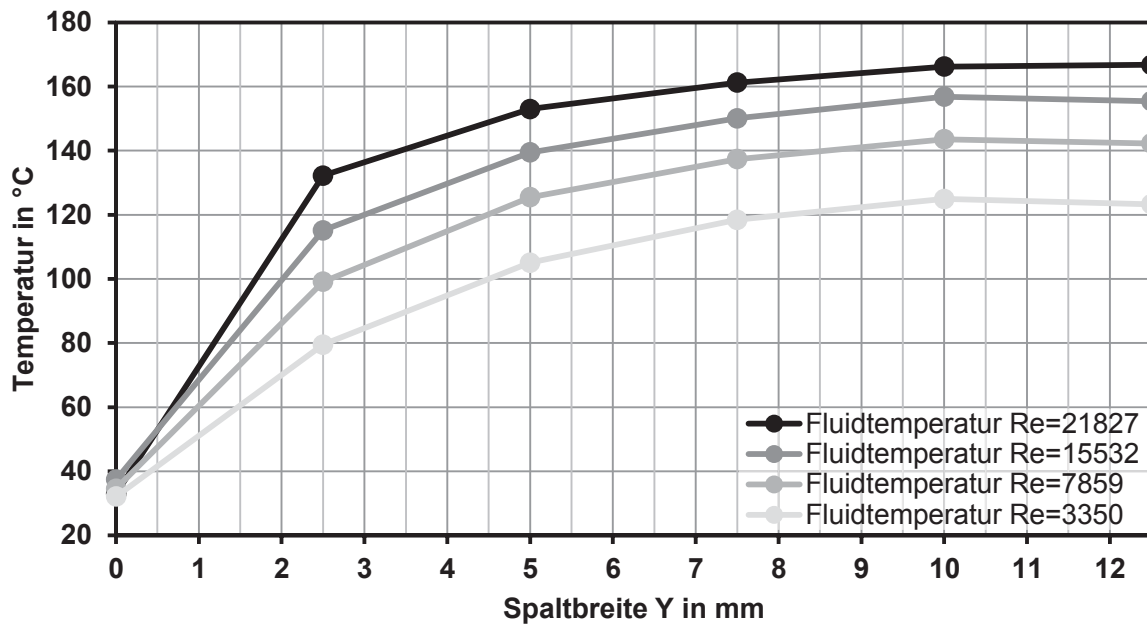


Abbildung 5.3: Temperaturprofil über die Spaltbreite von 12,5 mm für verschiedene Reynoldszahlen; bei  $Y = 0$  mm befindet sich die wassergekühlte Wärmeübertragerstruktur; bei  $Y = 12,5$  mm das Blech der Symmetrieachse

Mit den ermittelten mittleren Fluidtemperaturen und deren Gradienten entlang der Messstrecke ergibt sich die Enthalpieänderung des Luftvolumenstroms. Der aus der Enthalpieänderung der Luft resultierende Wärmestrom wird durch die Wärmeübertragerstruktur zur Wasserkühlung abgeführt. Unter Verwendung der Oberflächentemperaturen und der Wärmeübertragerfläche berechnen sich der Wärmeübergangskoeffizient und die Nusseltzahl, sowie aus dem Druckverlust der Strömungswiderstandsbeiwert. Es handelt sich hierbei um gemittelte Werte, da die dimensionslosen Kennzahlen mit Stoffwerten der mittleren Fluidtemperatur über die Messstrecke gebildet wurden.

### 5.3 Vergleich des Versuchsstandes mit Untersuchungen für Spaltströmungen

Die in Kapitel 4.3 aufgezeigte Validierung des numerischen Modells mittels Vergleich mit bereits bekannten und üblichen Korrelationen soll nun auch für die Validierung des Versuchsstands genutzt werden. Der Versuchsstand wurde mit entsprechender Dämmung und einer Düse so konzipiert, dass die Strömung mit einem rechteckigen Strömungsprofil und homogener Temperaturverteilung in die Messstrecke eintritt, in der dann der hydrodynamische und thermische Anlauf beginnt. Die Messungen wurden über einen Reynoldszahlenbereich von  $4\,000 < Re < 25\,000$  durchgeführt, welcher sich vom Übergangsbereich bis hin zur voll turbulenten Strömung erstreckt.

Für die Validierung des Versuchsstands wurde das semi-empirische Modell für den Wärmeübergang von Gnielinski [Gni75] ausgewählt. Für den Übergangsbereich zwischen laminarer und turbulenter Strömung ( $2\,300 < Re < 10\,000$ ) kommt eine Interpolationsgleichung zwischen der Nusseltzahl  $Nu_L$  bei laminarer Strömung und  $Re = 2\,300$  und der Nusseltzahl  $Nu_T$  bei turbulenter Strömung und  $Re = 10\,000$  nach Gnielinski zum Einsatz:

$$Nu = (1 - \gamma)Nu_L + \gamma Nu_T \quad (\text{Formel 5.1})$$

$$\gamma = \frac{Re - 2300}{10^4 - 2300} \quad (\text{Formel 5.2}).$$

Für die Nusseltzahl  $Nu_L$  bei laminarer Strömung und der Randbedingung konstanter Wandtemperatur kommen die folgenden Gleichungen zu Anwendung:

$$Nu_L = \{Nu_1^3 + [Nu_2 - 0,7]^3 + Nu_3^3\}^{1/3} \quad (\text{Formel 5.3})$$

mit: 
$$Nu_1 = 3,66 \quad (\text{Formel 5.4})$$

$$Nu_2 = 1,615 \left( Re Pr \frac{d_h}{l} \right)^{1/3} \quad (\text{Formel 5.5})$$

und 
$$Nu_3 = \left\{ \frac{2}{(1 + 22Pr)} \right\}^{1/6} \left( Re Pr \frac{d_h}{l} \right)^{1/2} \quad (\text{Formel 5.6}).$$

Für den turbulenten Strömungsbereich wird die bekannte Korrelation (Formel 4.6) nach Gnielinski unter Berücksichtigung der Einlauflänge genutzt.

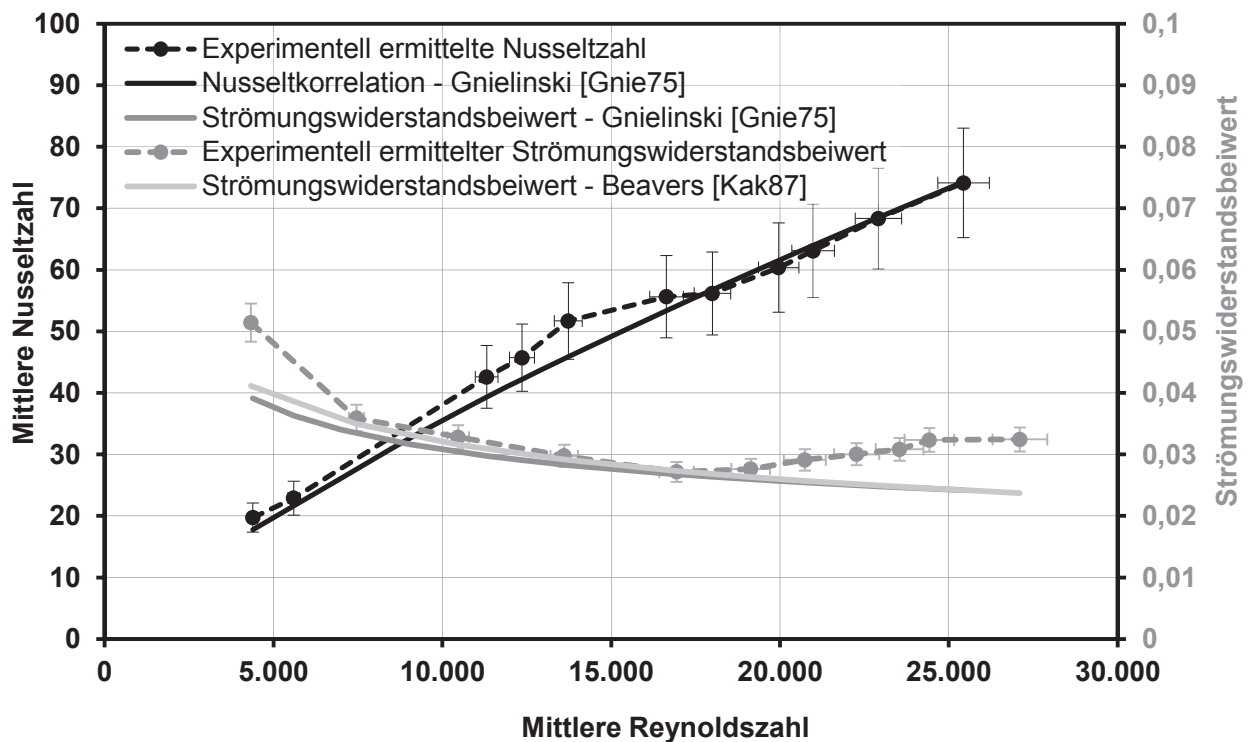


Abbildung 5.4: Verlauf der mittleren Nusseltzahl und des mittleren Strömungswiderstandsbeiwerts über der Reynoldszahl für den leeren Kanal

Die Ergebnisse für die Messungen des Wärmeübergangs im leeren Kanal zeigen eine gute Übereinstimmung mit der Nusseltkorrelation nach Gnielinski (siehe Abbildung 5.4). Der gemessene Wärmeübergang ist über den gesamten Reynoldszahlbereich leicht höher (maximal 15 %). Als Ursache kann angeführt werden, dass die Dämmung keine adiabate Randbedingung darstellt und es somit zu Wärmeverlusten kommt (siehe Abbildung 5.1). Zusätzlich kann es trotz des Keramikfaserpapiers zum Wärmeübergang zwischen der Wasserkühlung und dem angrenzenden Metallgehäuse kommen. Eine zusätzliche Abkühlung des Fluids über diese Seitenflächen findet aufgrund von Wärmeleitung durch die Dämmung sowie Wärmeleitung zur Wasserkühlung statt. Beide Ursachen führen dazu, dass der gemessene Wärmeübergang um diese Wärmeverluste im Vergleich zum idealisierten Wärmeübergang überschätzt wird.

Im Versuchsstand strömen das Wasser in den Kühlplatten, und die abzukühlende Luft im Gleichstrom. An den Kühlplatten erfolgt die Kontaktierung der Wärmeübertragerstrukturen. Über die Regulierung des Wärmekapazitätsstroms des Wassers kann für jeden beliebigen Luftvolumenstrom eine nahezu konstante Plattenoberflächentemperatur erreicht werden. Aus Abbildung 5.5 wird deutlich, dass die Plattenoberflächentemperatur für verschiedene Reynoldszahlen über die Länge der Messstrecke nahezu konstant eingestellt werden kann (Varianz maximal 0,48 K). Das Fluid wird infolge des Wärmeübergangs zu den Kühlplatten entlang der Versuchsstrecke kontinuierlich abgekühlt (durchgehende Kurve; Symbole an den Messstellen).

Aufgrund des in Kapitel 5.2 beschriebenen Vorgehens bei der Ermittlung der mittleren Fluidtemperatur kommt es durch eine ungenaue Positionierung der Thermolemente zu Abweichungen zwischen dem theoretischen Temperaturverlauf der Fluidtemperatur (Punktkurve in Abbildung 5.5) und den experimentell ermittelten Verläufen. Der Temperaturgradient beträgt im mittleren Bereich maximal 6 K/mm in y-Richtung. Bei der Positionierung kann von einer Genauigkeit von  $u(L)=0,1$  mm ausgegangen werden. Woraus sich eine Abweichung der gemessenen Temperatur durch die Positionierung von  $\pm 0,6$  K ergeben kann. Die Genauigkeit der Thermolemente ( $u(t) = 1,5$  K) führt zu einer weiteren Abweichung vom berechneten Verlauf. Zusätzlich kommt es im Einlaufbereich zu einem erhöhten Wärmeübergang, was sich in größeren Temperaturgradienten widerspiegelt.

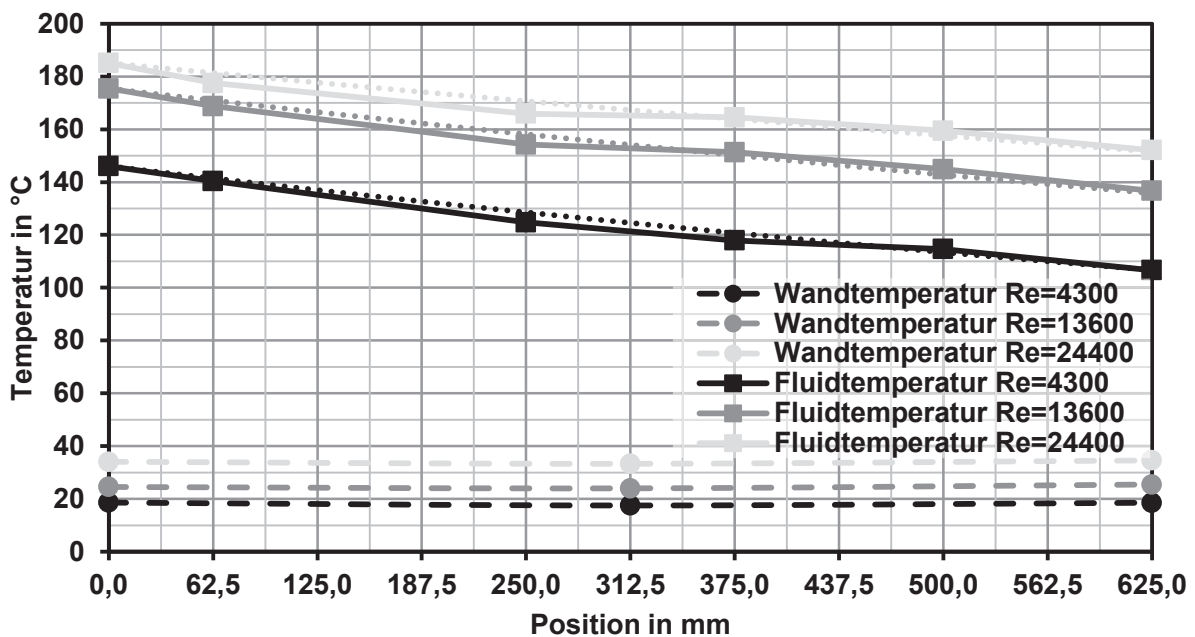


Abbildung 5.5: Temperaturverlauf der Fluidtemperatur und Oberflächentemperatur der Wärmeübertragerstruktur über der Länge der Messstrecke für verschiedene Reynoldszahlen

Die Ergebnisse für den leeren Spalt/Kanal zeigen eine gute Übereinstimmung mit den empirischen Korrelationen der Literatur und bestätigen die korrekte Funktionsweise des Versuchsstandes. Der Strömungswiderstandsbeiwert zeigt eine Abweichung von maximal 20 % im Bereich kleiner und großer Reynoldszahlen und eine gute Übereinstimmung im Bereich von Reynoldszahl 7 000 bis 18 000. Die Oberflächentemperatur der wärmeübertragenden Seite und die Temperaturverläufe der Fluidströmung über die Länge der Messstrecke sind plausibel und weisen nur geringe Abweichungen zu den berechneten Werten auf. Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass der Versuchsstand als ausreichend genau für die Validierung der numerischen Ergebnisse angesehen werden kann.

## 5.4 Referenzmessungen mit metallischen Wärmeübertragerstrukturen

### 5.4.1 Ergebnisse für die Grundgeometrie

Zum Zweck der Validierung des numerischen Modells hinsichtlich Wärmeübergang und Druckverlust erfolgten die Versuche im Versuchsstand zunächst mit Bogenstrukturen gefertigt aus Stahl. Halbbögen aus gebogenem Stahldraht sind in Bohrlöcher einer Stahlplatte gesteckt (siehe Abbildung 5.6). Aufgrund der geringen Toleranzen bei der Fertigung metallischer Erzeugnisse ist die Wärmeübertragerstruktur im technischen Sinne als exakt anzusehen und bildet die Abmessungen des numerischen Modells mit hoher Genauigkeit ab. Im Vergleich zur keramischen Struktur aus Si-SiC ergeben sich jedoch Unterschiede hinsichtlich der Materialeigenschaften, welche die Wärmetransportvorgänge beeinflussen können. Die Stahlstruktur weist eine geringere Wärmeleitfähigkeit auf, was zu einem geringeren Maß an Wärmeleitung im Inneren des Bogens führt. Dies stellt jedoch einen unwesentlichen Anteil an Gesamtwärmeübergang dar, was diese Modifikation zu Gunsten der geometrischen Genauigkeit gestattet.



Abbildung 5.6: Wärmeübertragerstruktur in Form von Bögen der Grundgeometrie aus Stahldrähten mit einem Durchmesser von 1 mm auf eine Stahlplatte gesteckt

Abbildung 5.7 zeigt den Druckverlust entlang der Messstrecke für verschiedene Reynoldszahlen. Die Lufttrittstemperatur in die Versuchsstrecke lag je nach Reynoldszahl bei 120 bis 150 °C bei einer Temperaturdifferenz zwischen Ein- und Austritt von 35 bis 60 °C und einer Temperatur der strukturierten Oberfläche von 45 bis 55 °C. Beim Druckverlauf fällt der Druckgradient vom Beginn der Messstrecke zum ersten Messpunkt auf. Der Druckgradient ist zu Beginn der Messstrecke deutlich erhöht. Über den verbleibenden Versuchsstand stellt sich ein geringerer Druckgradient mit nahezu linearem Verlauf ein. Der gleiche Effekt konnte in geringerem Ausmaß für den Temperaturabfall über die ersten Bogenreihen beobachtet werden. Ursache hierfür sind die Einlaufeffekte. Vor der ersten Bogenreihe herrscht durch die strömungsberuhigenden Einbauten und die Düse eine Strömung mit geringem Turbulenzgrad und einer gleichmäßigen Geschwindigkeitsverteilung.

lung vor. Über die ersten Bogenreihen kommt es zu erhöhtem Impulsaustausch, worin der erhöhte Druckverlust begründet liegt. In Folge dessen erhöhen sich der Wärmeübergang und damit der Temperaturgradient. Diese Einlaufeffekte werden im nachfolgenden Kapitel der Strömungscharakterisierung mittels Laserdiagnostik näher betrachtet. Für die Auswertung der Versuche zum Druckverlust- und Wärmeübergangsverhalten wurden die ersten 10 Bogenreihen nicht mit berücksichtigt. Die Auswertung erfolgte von  $Z = 125$  mm bis  $Z = 625$  mm.

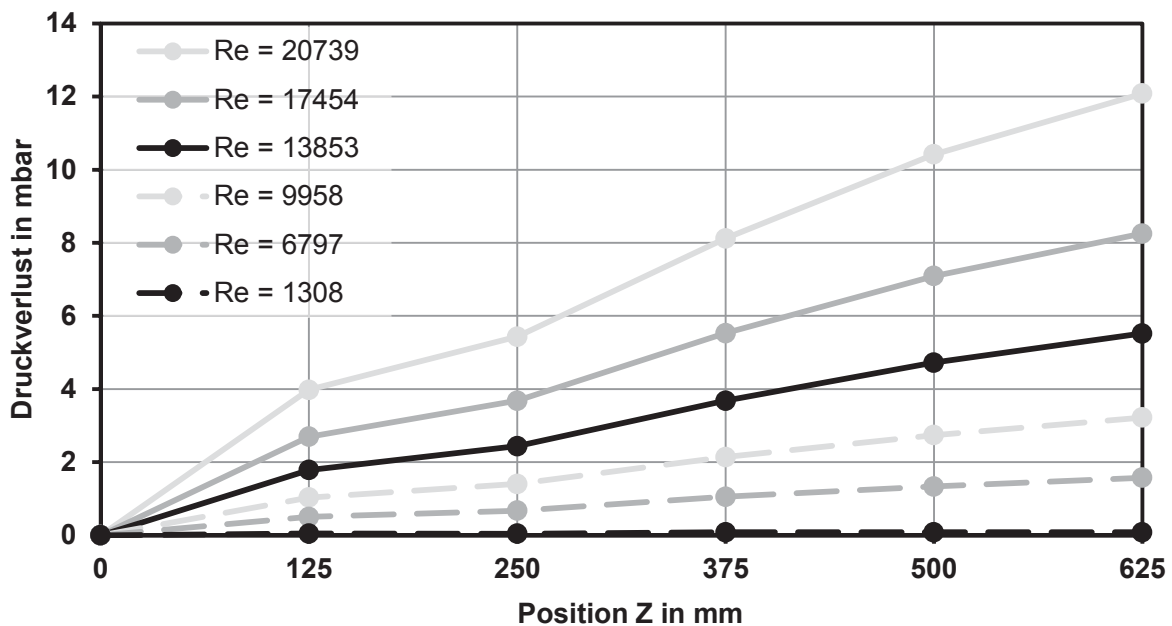


Abbildung 5.7: Druckverlust entlang der Messstrecke für verschiedene Reynoldszahlen

Abbildung 5.8 zeigt das Ergebnis der Versuchsreihe für die Grundgeometrie im Vergleich zu den Ergebnissen der numerischen Simulation aus dem vorangegangenen Kapitel 4. Mittlere Nusseltzahl und mittlerer Strömungswiderstandsbeiwert sind über der Reynoldszahl aufgetragen. Der charakteristische Verlauf der Nusseltzahl zeigt eine relativ gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Numerik. Die Numerik übertrifft die experimentellen Ergebnisse bei der Nusseltzahl im mittleren Reynoldsbereich um maximal 19 %. Der experimentell ermittelte Strömungswiderstandsbeiwert weist einen ähnlichen Verlauf wie die numerischen Ergebnisse auf. Der absolute Zahlenwert ist aber ebenfalls geringer. Dies deckt sich mit den Ergebnissen der Validierung des numerischen Modells im leeren Spalt. Auch dort wurde der Strömungswiderstandsbeiwert im Vergleich zu Literaturwerten zu hoch abgeschätzt. Die Abweichung ist, wie auch bei der Nusseltzahl im mittleren Reynoldsbereich, im Übergangsbereich zwischen laminarer und turbulenter Strömung am größten.



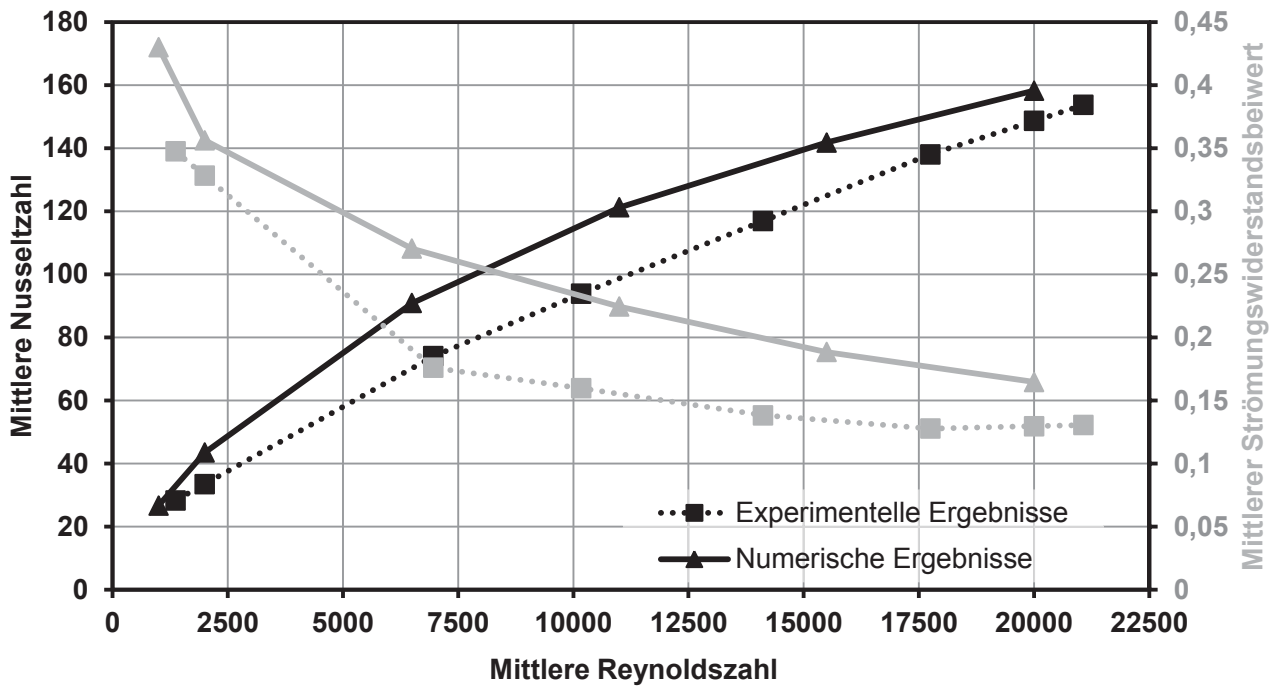


Abbildung 5.8: Ergebnisse der Versuchsreihe für die Grundgeometrie, mittlere Nusseltzahl und mittlerer Strömungswiderstandsbeiwert über der Reynoldszahl im Vergleich zu den Ergebnissen der numerischen Simulation

Im direkten Vergleich der Nusseltzahl über der dimensionslosen Pumpleistung (Abbildung 5.9) zeigen die experimentellen Ergebnisse geringfügig schlechtere Wärmeübertragungseigenschaften. Gleicher Wärmeübergang geht bei den experimentellen Ergebnissen mit leicht höherem Druckverlust einher.

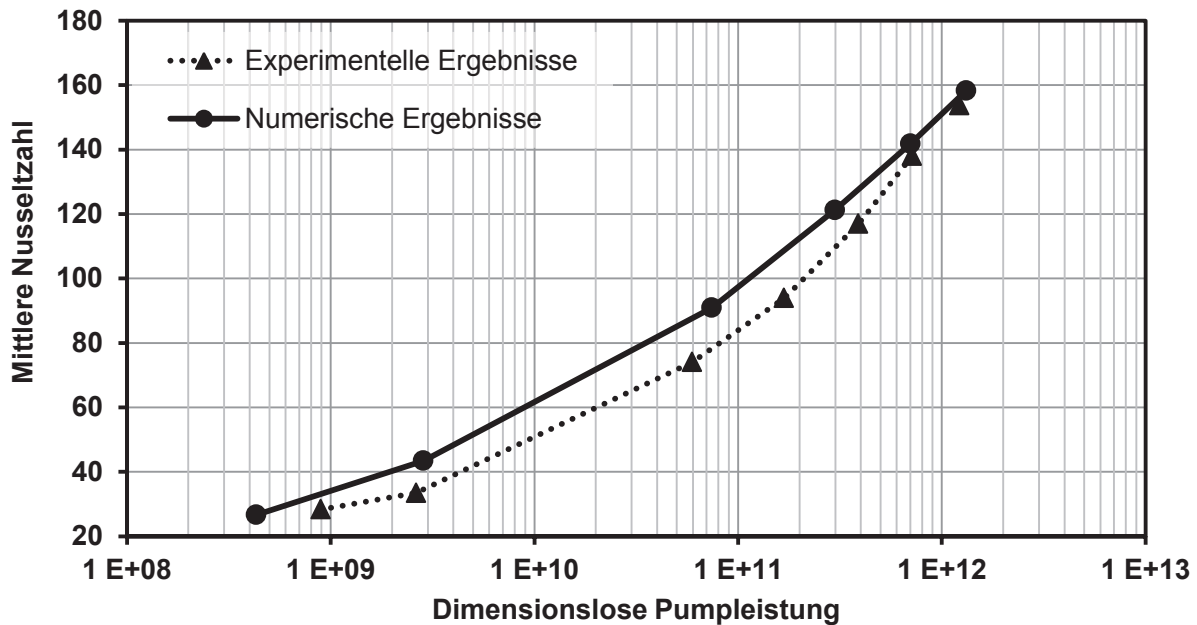


Abbildung 5.9: Mittlere Nusseltzahl über dimensionsloser Pumpleistung  $F (\zeta \cdot Re^3)$  für experimentelle und numerische Ergebnisse

Es lässt sich zusammenfassen, dass die Ergebnisse von Numerik und Experiment eine gute Übereinstimmung liefern. Die Ergebnisse des numerischen Modells wurden bestätigt und die Tendenzen aus der Parameterstudie können für ingenieurstechnische Fragestellungen Anwendung finden.

### 5.4.2 Variation der Kanalhöhe

Wie schon in der Beschreibung des Versuchsstands erwähnt, ist es möglich, über Verschieben der Wärmeübertragerplatten die Spalthöhe zu variieren. Die vor der Messstrecke verbaute Düse zur Beschleunigung der Strömung und dem damit verbundenen Abbau von longitudinalen Störungen in der Strömung ist für eine Spaltweite von 10,5 mm konzipiert. Eine Vergrößerung der Spaltweite stellt somit eine Erweiterung kurz vor der Messstrecke dar, an welcher sich vermutlich eine Rückströmung mit stationärem Wirbel ausbildet. Eine Verringerung der Spaltweite, was eine sprunghafte Verengung hinter der Düse zur Folge hätte, wurde nicht untersucht. In Abbildung 5.10 sind Nusseltzahl und Strömungswiderstandsbeiwert über der Reynoldszahl für verschiedene Spalthöhen aufgetragen. In Kapitel 4.5.3 wurde auf numerischem Wege ebenfalls eine Parameterstudie zur Spalthöhe/Kanalhöhe gezeigt. Sowohl die numerischen als auch die experimentellen Ergebnisse zeigen die gleichen Tendenzen. Aufgrund der Tatsache, dass in allen drei dimensionslosen Kennzahlen der gleichwertige hydraulische Durchmesser eingeht, wird der Einfluss der Kanalhöhe normiert. Deshalb können nur schwer Tendenzen oder Empfehlungen abgeleitet werden. Die gute Übereinstimmung zwischen experimentellen und numerischen Ergebnissen bestätigt nochmals das korrekte Vorgehen in beiden Fällen.

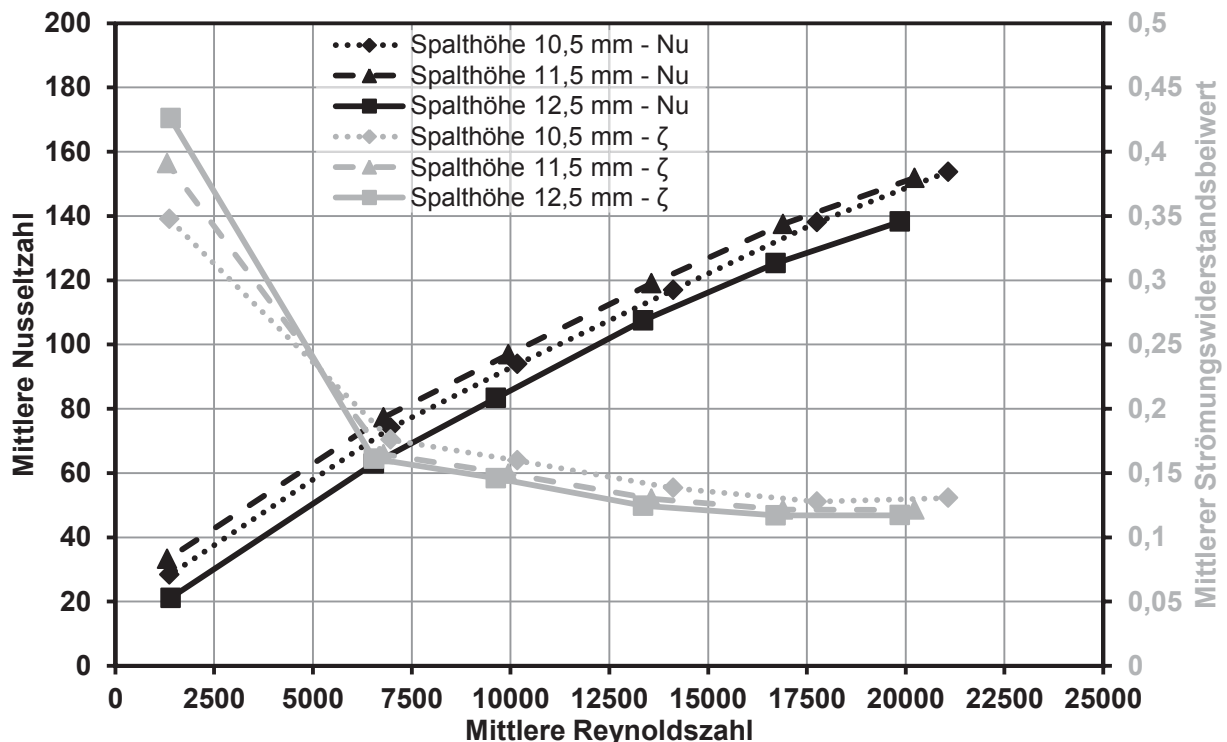


Abbildung 5.10: Experimentelle Ergebnisse; Nusseltzahl und Strömungswiderstandsbeiwert über der Reynoldszahl für verschiedene Spalthöhen

### 5.4.3 Variation der Kanalhöhe bei umgekehrten Randbedingungen

Analog zur numerischen Simulation (Kapitel 4.5.4) wurde der Einfluss des Wärmeübergangs auf der gegenüberliegenden Seite der Turbulatoren auch experimentell untersucht. Zu diesem Zweck sind die Bögen nicht auf der aktiven, wassergekühlten Wand angeordnet, sondern auf der Trennwand zwischen den beiden Kanälen.

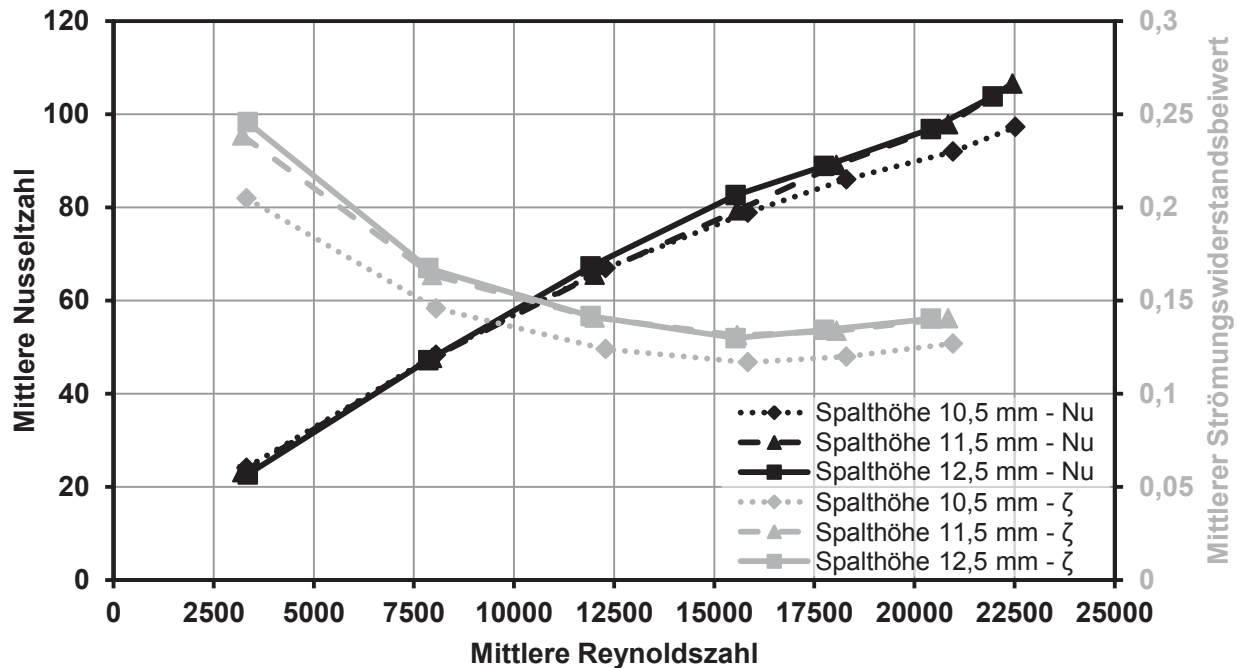


Abbildung 5.11: Experimentelle Ergebnisse; mittlere Nusseltzahl und mittlerer Strömungswiderstandsbeiwert über der Reynoldszahl für verschiedene Spalthöhen und umgekehrte Randbedingungen

Abbildung 5.11 zeigt die Ergebnisse der Versuchsreihe mit gespiegelten Randbedingungen. Die mittlere Nusseltzahl und der mittlere Strömungswiderstandsbeiwert sind für verschiedene Spalthöhen über der Reynoldszahl aufgetragen. Eine Abhängigkeit oder Tendenz der Nusseltzahl oder des Strömungswiderstandsbeiwerts von der Spalthöhe lassen sich auch in diesem Fall nicht feststellen.

Bei dem Vergleich der numerischen und experimentellen Ergebnisse sind gleiche Tendenzen erkennbar, siehe Abbildung 5.12. Die numerischen Ergebnisse zeigen trotz höherem Strömungswiderstandsbeiwert eine geringere Nusseltzahl. Höhere Nusseltzahlen bei den Experimenten können, wie zuvor beschrieben, durch Wärmeverluste zustande kommen. Für die Versuche mit Standardrandbedingung und gespiegelter Randbedingung haben diese Verluste aufgrund gleicher Rahmenbedingungen des Versuchsaufbaus ähnliche Beträge. Bei den Experimenten mit Standardrandbedingungen führt dies jedoch zu geringeren Auswirkungen, da der Gesamtwärmeübergang wesentlich größer ist.

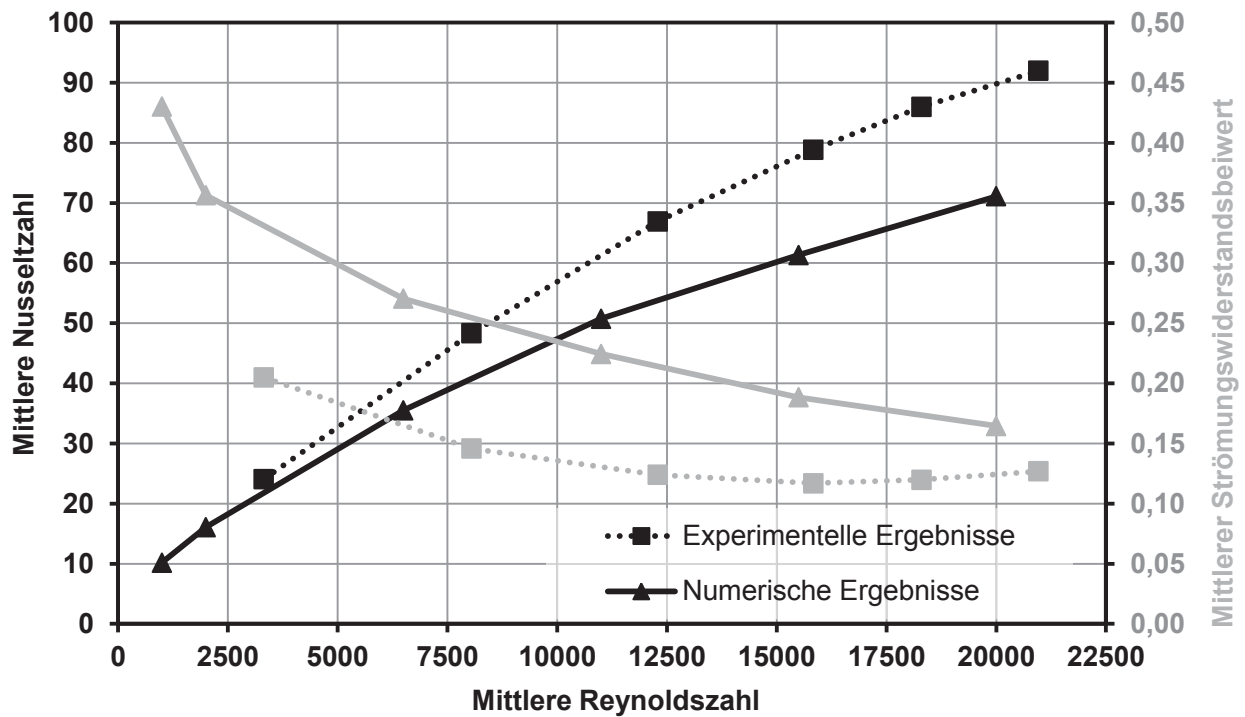


Abbildung 5.12: Vergleich der numerischen und experimentellen Ergebnisse für Nusseltzahl und Strömungswiderstandsbeiwert über der Reynoldszahl, für umgekehrte Randbedingungen

### 5.5 Messung mit keramischen Strukturen

Neben den Messungen mit den geometrisch exakten metallischen Strukturen (siehe Abbildung 5.6) wurden Experimente mit einer Prototyp-Wärmeübertragerstruktur aus siliziuminfiltriertem Siliziumkarbid durchgeführt. Bei der Herstellung dieser Strukturen dienten die geometrischen Abmessungen der Grundgeometrie als Vorlage. Während des Herstellungsprozesses kommt es jedoch aufgrund der Verwendung von flexiblen Textilien als Urform und durch das Aufbringen von Schlicker zu geometrischen Ungenauigkeiten. So sind die Bögen zum Beispiel nicht exakt rund oder stehen nicht orthogonal auf der Grundfläche (siehe Abbildung 5.13). Der fertigungsbedingten Auftrag von keramischem Schlicker hat einen größeren Durchmesser der Bögen zur Folge. Aufgrund dieser Tatsache war eine vergleichende Messung hinsichtlich Wärmeübergang und Druckverlust nötig.



Abbildung 5.13: Prototyp-Wärmeübertragerstruktur aus Silizium infiltriertem Siliziumkarbid

Es standen Platten mit den Abmessungen  $150 \times 125 \text{ mm}^2$  zur Verfügung. Dies ermöglichte die Positionierung von 5 Platten über die Länge der Messstrecke (resultierende Fläche  $150 \times 625 \text{ mm}^2$ ) und die Durchführung von Thermoelementen im Raster von 125 mm zwischen den Platten zur Messung der Fluid- und Oberflächentemperatur. Die Kontaktierung auf der wassergekühlten Wärmeübertragergrundplatte des Versuchsstandes erfolgte mit Wärmeleitpaste. Die Oberflächentemperatur zur Berechnung der mittleren treibenden Temperaturdifferenz wurde direkt am Fuß der Bögen gemessen.

Abbildung 5.14 zeigt den Vergleich der experimentellen Ergebnisse für die mittlere Nusseltzahl über der dimensionslosen Pumpleistung für metallische und keramische Strukturen. Der bessere Wärmeübergang der keramischen Struktur bei gleicher Pumpleistung ist durch den größeren Bogendurchmesser, welcher die Wärmeleitung entlang des Bogens begünstigt, begründet. Im Nachlauf dickerer Bogenstrukturen bilden sich größere Wirbelstrukturen, was die Grenzschicht in größerem Maße stört und für einen besseren Wärmeübergang sorgt. Ähnliche Ergebnisse und identische Tendenzen konnten mit der Parameterstudie zum Bogendurchmesser  $D$  in Kapitel 4.5.5 berechnet werden.

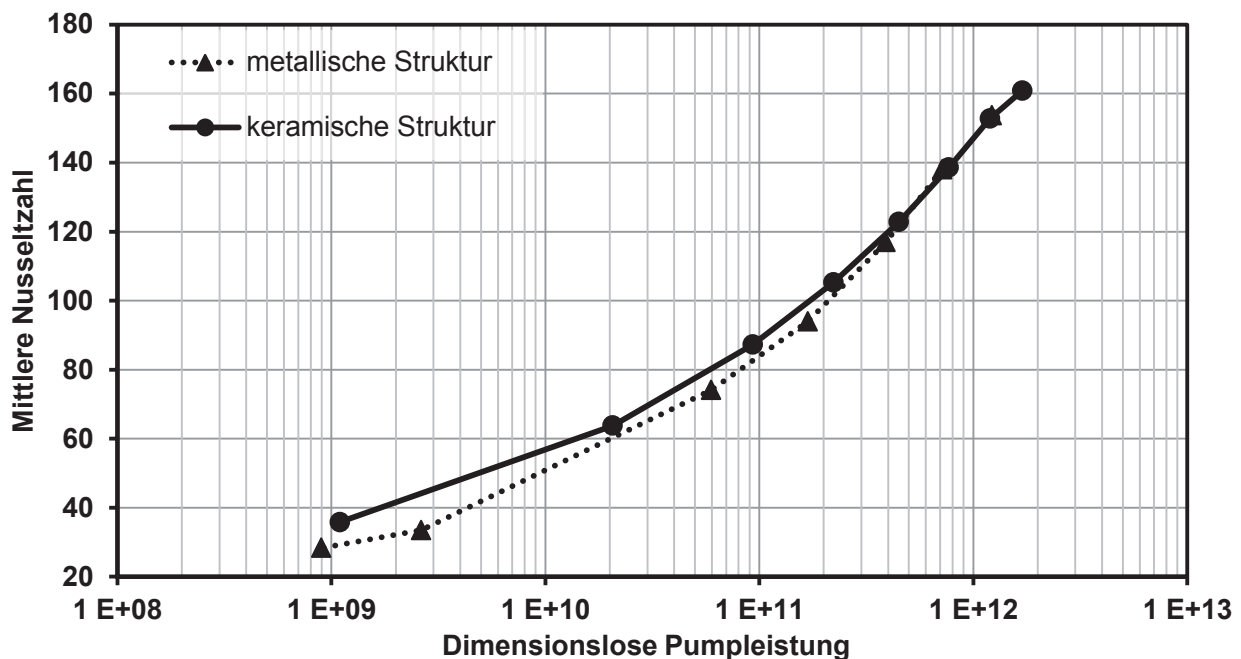


Abbildung 5.14: Vergleich der experimentellen Ergebnisse für metallische und keramische Wärmeübertragerstruktur hinsichtlich der mittleren Nusseltzahl über der dimensionslosen Pumpleistung





## 6 Experimentelle Untersuchungen zum Strömungsverhalten

### 6.1 Versuchsaufbau

In den vorangegangenen Kapiteln wurde die Eignung der Halbbogenstruktur zur Steigerung des Wärmeübergangs unter Beweis gestellt. Als Ursache hierfür werden die entstehenden Wirbelstrukturen im Nachlauf der Bögen angesehen. Um die Gestalt, Ausdehnung und Position dieser Strömungsstrukturen zu identifizieren sind experimentelle Untersuchungen zum Strömungsverhalten nötig. Bei diesen Versuchen wird aufgrund der zu erwartenden Komplexität der Strömungsvorgänge lediglich die Strömung und nicht der Wärmetransport untersucht. Der realisierte Versuchsstand wird anstatt mit Luft mit dem Strömungsmedium Wasser betrieben. Über die Modellähnlichkeit können bei gleicher Reynoldszahl wie bei der späteren Anwendung mit Luft oder Abgas identische Strömungsverhältnisse realisiert werden. Dabei laufen jedoch die Strömungsvorgänge, wie beispielsweise die Wirbelablösung, deutlich langsamer ab, was messtechnisch eine bessere zeitliche Auflösung bedeutet. Die entdimensionalisierte Wirbelablösefrequenz in Form der Strouhalzahl bleibt hingegen gleich.

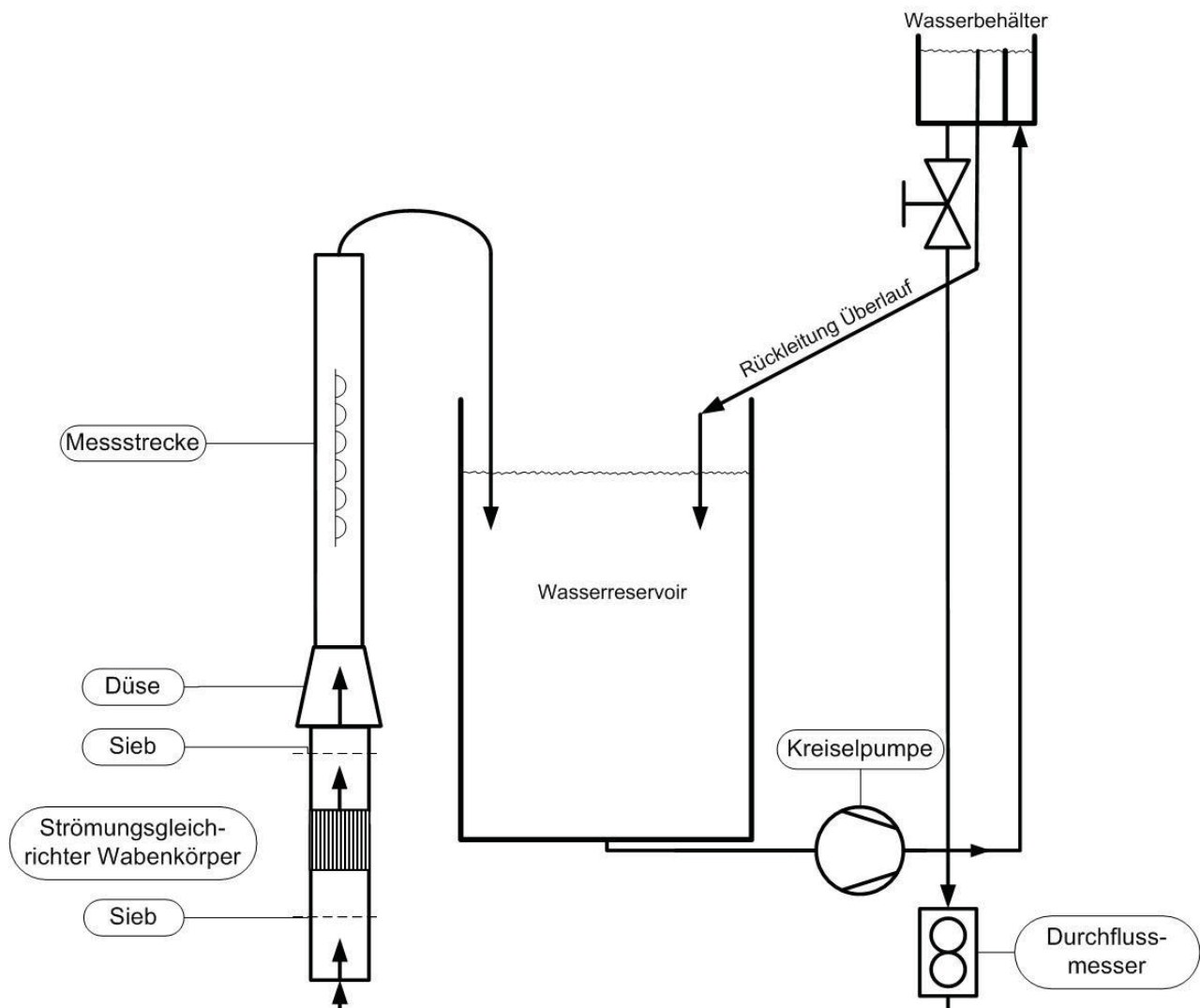


Abbildung 6.1: Schematischen Aufbau des Versuchsstandes

Die Versuche wurden in einem geschlossenen Wasserkanal mit einer Querschnittsfläche von  $144 \times 10,5 \text{ mm}^2$  (Versuchsstrecke) durchgeführt. Bei einem maximalen Volumenstrom von  $7,6 \text{ m}^3/\text{h}$  ergab sich eine maximale Anströmgeschwindigkeit von ca.  $1,4 \text{ m/s}$  und eine maximale Reynoldszahl von ca.  $40\,000$ . Die Abbildung 6.1 zeigt den schematischen Aufbau des Versuchsstandes. Die Kreiselpumpe saugt Wasser vom Boden des Wasserreservoirs an und fördert es mit konstantem Volumenstrom in den oben gelegenen Wasserbehälter. Aufgrund des geostatischen Drucks strömt das Wasser durch die Versuchsstrecke anschließend wieder zurück ins Wasserreservoir. Der Wasservolumenstrom wurde über ein Ventil eingestellt und mittels Ultraschall-volumenstrommessgerät gemessen. Vor dem Ultraschallmessgerät befanden sich eine Beruhigungsstrecke mit der Länge des 15fachen Rohrdurchmessers und danach eine Auslaufstrecke von fünf Rohrdurchmessern. Anschließend führte ein Rohr am tiefsten Punkt des Versuchsstandes zur Beruhigungsstrecke. Ähnlich wie im Versuchsstand aus Kapitel 5 waren Siebe, Wabenkörper (Strömungsgleichrichter) und Düse angeordnet. Diese Einbauten dienten der Vergleichmäßigung der Strömung und zur Reduzierung des Turbulenzgrades. An die Düse schloss sich der Teil des Versuchsstandes mit den Bogenstrukturen an, von welchem aus das Wasser zurück ins Wasserreservoir strömte.

Der Teil des Versuchskanals mit optischem Zugang wurde von unten nach oben durchströmt und hatte eine Länge von  $400 \text{ mm}$ , eine Breite von  $144 \text{ mm}$  und eine Tiefe von  $10,5 \text{ mm}$ , siehe Abbildung 6.2. Lediglich auf der mit Bögen bestückten Grundfläche war aufgrund der Trägerplatte kein optischer Zugang vorhanden. Die Kanalvorderseite ( $x$ - $z$ -Ebene) und die Seitenwände ( $y$ - $z$ -Ebene) boten für die Messtechnik Zugang durch Acrylglasplatten. Es waren sechs Bögen senkrecht zur Strömungsrichtung nebeneinander angeordnet. In den nachfolgend beschriebenen Versuchen wurde die Anzahl an Bogenreihen schrittweise erhöht und die sich ausbildenden Strömungsvorgänge mittels LDA und PIV untersucht. Die erste Bogenreihe befand sich  $190 \text{ mm}$  vom Düsenaustritt entfernt.

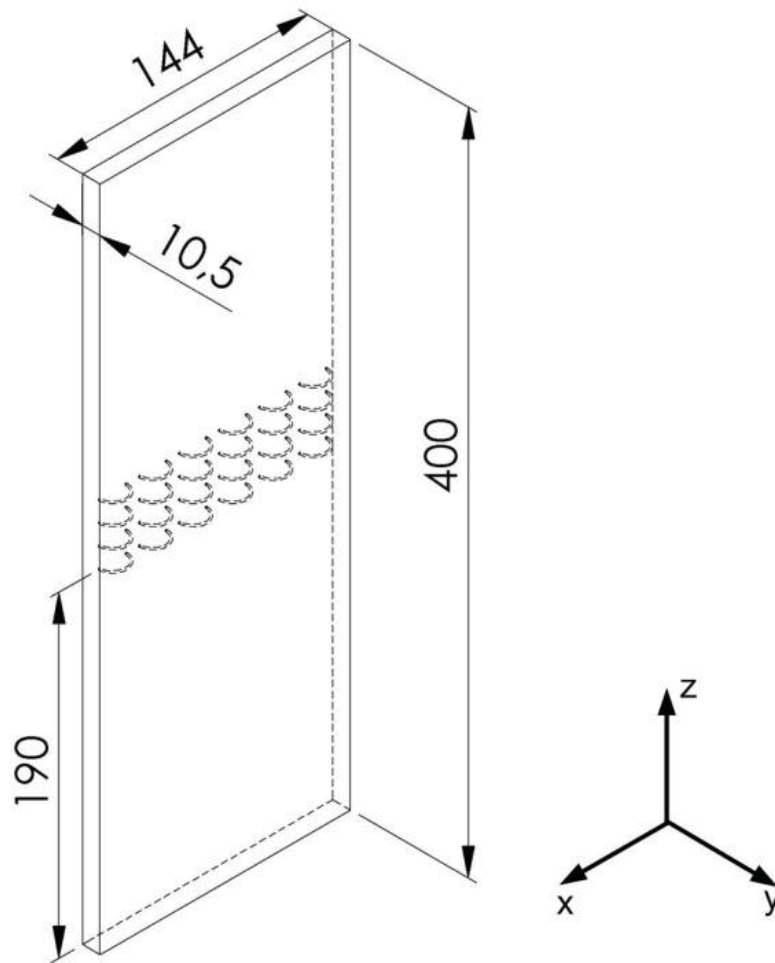


Abbildung 6.2: Innenabmessungen des Versuchskanals für die Laserdiagnostik

Die Wärmeübertragergeometrie wurde im Maßstab 1:1 im Versuchstand aufgebaut. Der Bogenradius der neutralen Faser betrug 8 mm, der Drahtdurchmesser 1 mm, der Bogenabstand längs zur Strömungsrichtung 12 mm und senkrecht/quer zur Strömungsrichtung 24 mm (analog der Grundgeometrie, in Kapitel 3 beschrieben). Um die geometrischen Randbedingungen möglichst gut wiederzugeben, war die Bogenstruktur aus Metalldraht auf einer Metallplatte gefertigt (siehe Abbildung 6.3). Um konstante Stoffeigenschaften des Wassers gewährleisten zu können, wurden alle Versuche bei einer konstanten Wassertemperatur durchgeführt. Hierzu wurde die Wassertemperatur im Wasserreservoir aktiv eingestellt und auf 35 °C konditioniert.

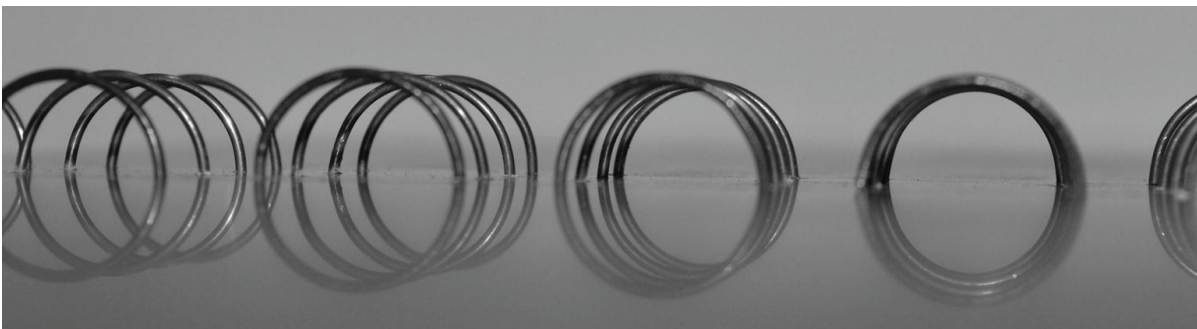


Abbildung 6.3: 4 Reihen der Bogenstruktur der Grundgeometrie vor dem Einbau in den Versuchstand.

## 6.2 PIV-Messungen

### 6.2.1 Allgemeines zum Messprinzip

Die hinreichend bekannte und in zahlreichen Literaturstellen (siehe [Adr10], [Raf 07] oder [Schro 08]) beschriebene Particle Image Velocimetry (PIV) wird nachfolgend kurz erläutert. Die Grundlage dieses Messverfahrens bilden Tracerpartikel, welche in die Strömung gegeben und anschließend zu zwei verschiedenen Zeitpunkten mit zeitlich definiertem Abstand beobachtet werden. Bei der PIV wird die Lichtstreuung seitwärts der Partikel mit einer Kamera aufgenommen, siehe Abbildung 6.4. Das seitliche Streulicht der Tracer entsteht durch die Beleuchtung mit Lichtquellen hoher Intensität, meist Laser, vereinzelt auch Blitzlampen oder LED-Stroboskope.

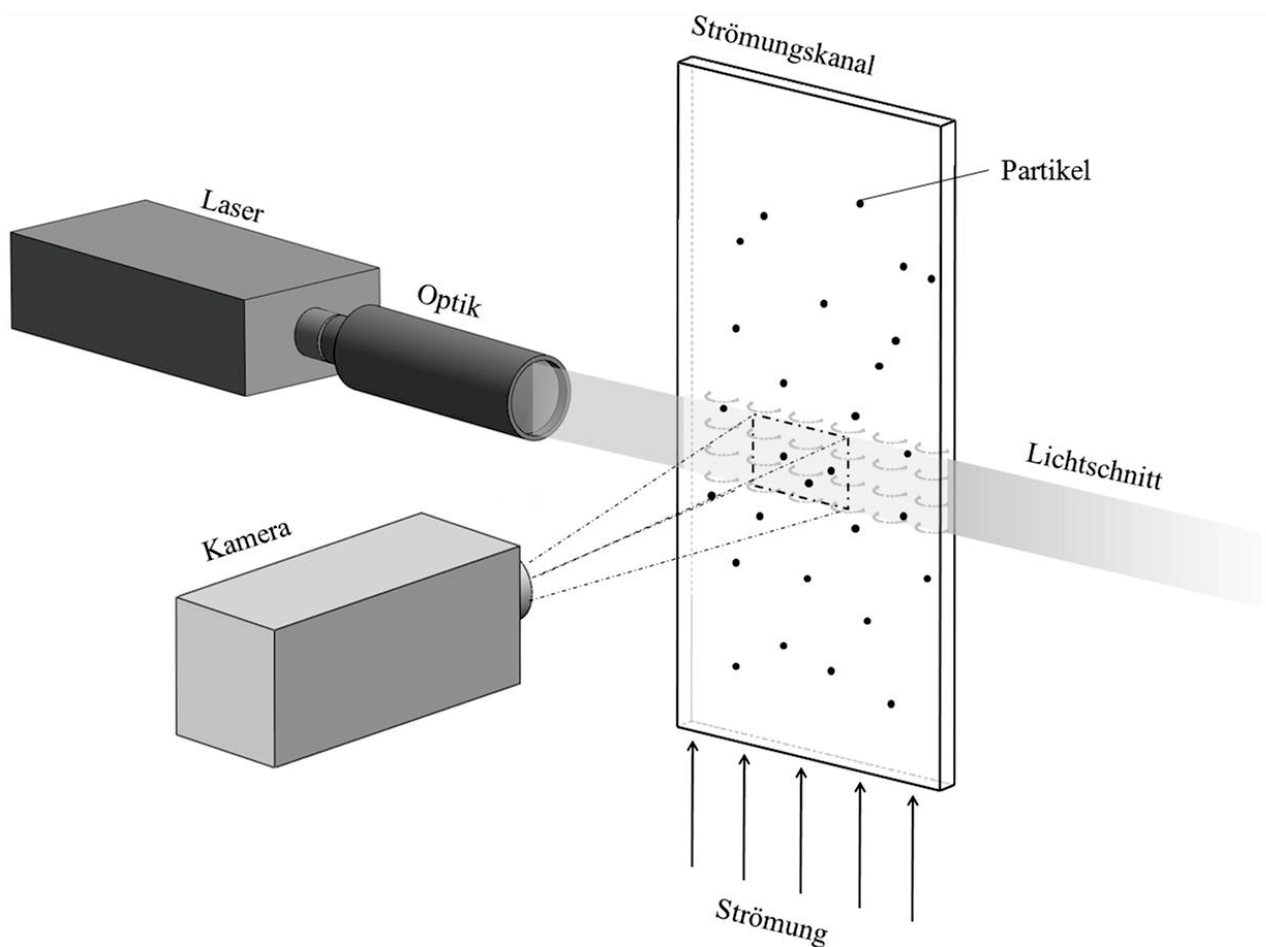


Abbildung 6.4: Messprinzip PIV

Mit Hilfe des räumlichen Verschiebevektor des Partikelfeldes  $\Delta s$  bei bekanntem Zeitversatz  $\Delta t$  erfolgt die Berechnung der lokalen, zeitlich gemittelten Momentangeschwindigkeit. Bei hinreichend kleinem Zeitversatz kann die Bahnlinie der Tracerpartikel als linear und die Geschwindigkeit als konstant angesehen werden. Das Prinzip der PIV-Messtechnik ist in zwei aufeinanderfolgende Prozesse aufgeteilt. Die Bildaufnahme mittels Kamera ist dabei Voraussetzung für die sich anschließende Analyse und Auswertung der Abbildungen.

Es bieten sich zwei grundlegende Möglichkeiten bei der Bildaufnahme. Aufgrund mangelnder Verfügbarkeit genügend schneller Kameras wurde in der Vergangenheit eine einzelne Kameraaufnahme zweimal kurz hintereinander belichtet, wobei das Streulicht der Partikel auf der Abbildung jeweils zum Zeitpunkt  $t_0$  und  $t_0 + \Delta t$  zu sehen war. Bei diesem so genannten Doppelpulsbild kam ein Doppelpuls laser oder Dauerstrich laser mit Shutter zum Einsatz. Die andere Möglichkeit besteht darin, mit einer entsprechend schnellen Kamera zwei getrennte Aufnahmen kurz hintereinander zu belichten.

In der nachfolgenden Analyse werden die Abbildungen zunächst in kleine äquidistante Auswertungsfelder, sogenannte Interrogationsfenster, eingeteilt, in welchen die Auswertung stattfindet. Für jedes dieser Felder wird später ein Geschwindigkeitsvektor erstellt. Um eine große örtliche Auflösung des Vektorfeldes zu erreichen, sollten die Felder möglichst klein gewählt werden. Dieses Bestreben wird durch die Anzahl an Partikeln in den kleiner werdenden Feldern begrenzt und ist von der Partikeldichte abhängig. Es sollten sich im Mittel mindestens 6 Partikel in dem Interrogationsfenster befinden. Ob ein Doppelpuls bild oder zwei getrennte Doppelaufnahmen gemacht wurden, bestimmt auch den Auswertungs algorithmus der Auswertefelder. Beim Doppelpuls bild wird die Verschiebung  $\Delta s$  mittels räumlicher 2D-Autokorrelation bestimmt. Ergebnis ist ein Korrelogramm mit jeweils einem positivem und einem negativem symmetrischem Maximum in den Korrelationswerten. Die Position des dominierenden Korrelationsmaximums identifiziert den Verschiebevektor mit bekanntem Betrag. Da sich zwei Maxima ergeben, ist die Richtung des Verschiebevektors nicht bekannt. Bei den getrennten Aufnahmen wird entsprechend die räumliche 2D-Kreuzkorrelation angewendet. Geschwindigkeitsvektor und Richtung können ausgewertet werden.

### 6.2.2 Messaufbau

Für die Aufnahmen wurde die Kamera SA1.1 der Firma Photron verwendet. Diese Kamera hat eine Auflösung von  $1024 \times 1024$  Pixel bei einer Bildwiederholungsrate von 5,4 kHz [Pho11]. Als Gesichtsfeld wurde eine Abmessung von  $26 \times 26 \text{ mm}^2$  gewählt, was einer Auflösung von rund 40 Pixel pro Millimeter oder  $1 / 40 \text{ mm}$  pro Pixel entspricht. Als Lichtquelle diente ein Dauerstrich laser RayPower 5000 der Firma Dantec Dynamic mit einer Lichtleistung von 5 Watt bei einer Wellenlänge von 532 nm. Der Laserstrahl wurde mit einer Lichtschnittoptik zu einem Lichtschnitt mit einer Höhe von 30 mm aufgeweitet. Der relevante Reynoldszahl-bereich der späteren Anwendung erstreckt sich bis zu einer Reynoldszahl bezogen auf den Kanal von 20 000, was einer mittleren Strömungsgeschwindigkeit von rund 0,7 m/s und einer Reynoldszahl bezogen auf den Drahtdurchmesser des Bogens von 952 entspricht. Sollen sich die Partikel während der Belichtung um maximal einen Pixel verschieben, entspricht das einer Belichtungszeit von  $35 \mu\text{s}$  ( $\frac{0,025 \text{ mm}}{700 \text{ mm/s}} = 35,7 * 10^{-6} \text{ s}$ ).

Zwischen den Einzelbildern hat sich ein Versatz von 4 bis 8 Pixeln bei mittlerer Nenngeschwindigkeit als praktikabel erwiesen. So lassen sich auch Bereiche mit niedrigen Geschwindigkeiten, wie zum Beispiel direkt hinter dem Bogen, gut auswerten. Aufgrund der hohen Bildwiederholungsrate der Kamera konnten die Messungen entsprechend dem gewünschten Versatz bei konstanter Bildwiederholungsrate durchgeführt werden. Bei einem Versatz von 8 Pixel zwischen den Einzelbildern ergibt sich für eine Reynoldszahl von 20 000 eine Bildwiederholrate von rund 3 500 Hz. Bei geringer gewähltem Versatz lassen sich entsprechend höhere Bildwiederholraten erreichen.

Die Aufnahmen wurden im postprocessing in mehrere kleine Auswertungsfelder (interrogation window) mit einer Größe von 16 bis 32 Pixeln eingeteilt. Anschließend wird mit Hilfe der räumlichen 2D-Kreuzkorrelation eine mittlere Geschwindigkeit und Vektorrichtung für die jeweiligen Fenster ermittelt.

Um das Strömungsfeld mittels Tracerpartikel richtig abzubilden, ist es wichtig, dass die Partikel der Strömung möglichst schlupffrei folgen. Das so genannte Partikelfolgeverhalten ist einerseits vom Dichteunterschied zwischen Fluid und Partikel bezüglich der Trägheit der Partikel in fluktuierenden Fluidströmungen und andererseits von der Oberflächenbeschaffenheit des Partikels abhängig. Unter der Annahme einer Kugelumströmung mit sprunghafter Geschwindigkeitsänderung lässt sich über ein Kräftegleichgewicht von dynamischen Kräften und Trägheitskräften die Geschwindigkeit der Partikel nach der Zeit  $t$  berechnen:

$$U_{\text{Teilchen}} = U_{\text{Fluid}}(1 - e^{-Kt}) \quad (\text{Formel 6.1})$$

mit:

$$K = \frac{18 \eta}{\rho_{\text{Teilchen}} * d_{\text{Teilchen}}^2} \quad (\text{Formel 6.2}).$$

Bei den verwendeten Tracerpartikeln handelt es sich um Polyamid-12-Partikel mit dem Markennamen VESTOSINT® 2070 der Firma EVONIK. Für diese Partikel ergibt sich aufgrund des geringen Dichteunterschieds zu Wasser und dem geringen Durchmesser ( $\rho_{\text{Teilchen}} = 1,016 \text{ g/cm}^3$ ,  $d_{\text{Teilchen}} = 5 \text{ }\mu\text{m}$ ) ein gutes Folgevermögen bis zu einer Frequenz von  $5 * 10^8 \text{ Hz}$ . Die erwarteten Strömungsvorgänge laufen deutlich langsamer ab, sodass von einem ausreichend guten Partikelfolgevermögen ausgegangen wird.

### 6.2.3 Versuchsergebnisse

Das zeitgemittelte Strömungsfeld in Vektordarstellung in der x-z-Ebene bei  $y = 3 \text{ mm}$  ist in Abbildung 6.5 gezeigt. Hauptströmungsrichtung ist von unten nach oben und die Umströmung des zylinderförmigen Bogens ist senkrecht zur Hauptströmungsrichtung in gewissem Abstand zum Bogenfuß auf Grund der Position des Lichtschnitts ( $y = 3 \text{ mm}$ ) zu erkennen. Aufgrund der zeitlichen Mittelung sind keine Wirbelstrukturen zu erkennen.



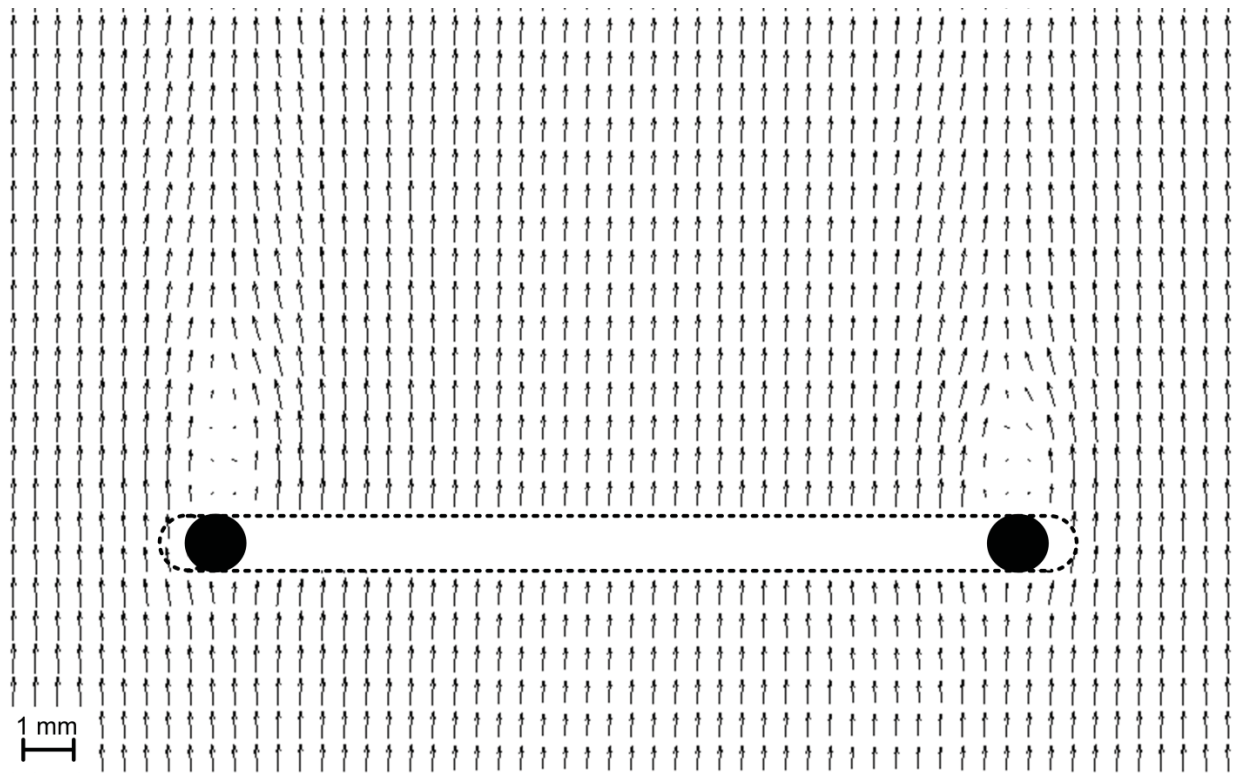


Abbildung 6.5: Vektordarstellung des zeitgemittelten Strömungsfeldes hinter einem Bogen der ersten Reihe bei einer Reynoldszahl von 6 000, Strömungsrichtung von unten nach oben, Halbbogen und Schnittebene schematisch dargestellt und nachträglich eingefügt

Eine Momentaufnahme des Strömungsfeldes zeigt die Abbildung 6.6 in Form von Stromlinien. Im Nachlauf des Bogens ist auf beiden Seiten die Wirbelablösung deutlich zu erkennen. Die Positionen der Wirbelkerne unterscheiden sich auf beiden Seiten. Die Wirbel lösen sich nicht gleichzeitig und symmetrisch an beiden Seiten ab. Dies lässt die Vermutung zu, dass es sich nicht um einen einzigen über den gesamten Halbbogen gekrümmten Wirbel handelt, sondern sich auf beiden Seiten verschiedene Wirbel ablösen oder es zumindest zu einer schrägen und damit zeitlich versetzten Wirbelablösung eines einzelnen Wirbels kommt. Die durch die abgelösten Wirbel entstehende Wirbelstraße zerfällt entlang des Strömungsweges nach 5 bis 6 Durchmessern Abstand. Die einzelnen Wirbel sind bis zu diesem Punkt zusammengebrochen und lediglich eine schlangenförmige Strömung verbleibt bis zum nachfolgenden Bogen. Die Anströmung der zweiten Bogenreihe wird im oberen Bildbereich durch das Auseinanderlaufen der Stromlinien verdeutlicht.



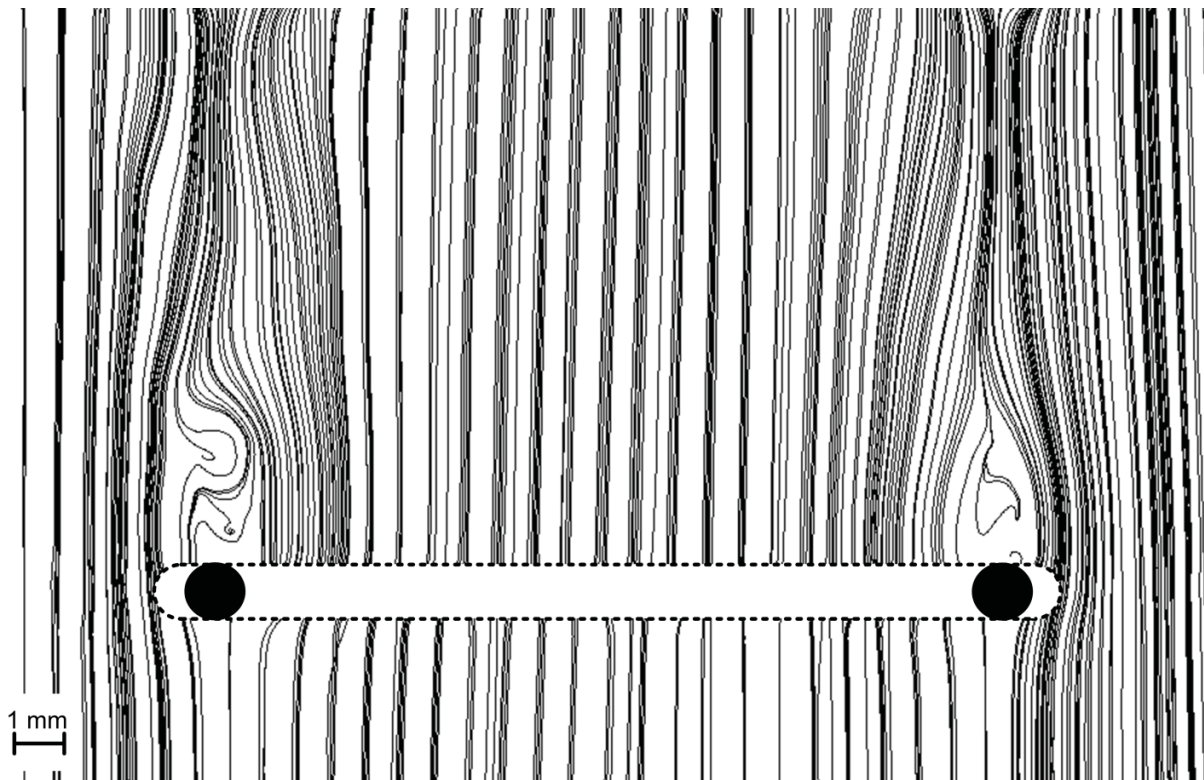


Abbildung 6.6: Stromliniendarstellung des Strömungsfeldes hinter einem Bogen der ersten Reihe bei einer Reynoldszahl von 6 000, Strömungsrichtung von unten nach oben, Halbbogen schematisch dargestellt und nachträglich eingefügt

Wie erwartet kann im Nachlauf des Bogens eine periodische Wirbelablösung beobachtet werden. Eine Frequenzanalyse mit Hilfe einer FFT wurde für verschiedene Positionen im Vektorfeld durchgeführt. Die Messung erfolgte bei einer kontinuierlichen Bildwiederholrate von 2000 Hz. Dies entspricht bei einer Reynoldszahl von 6 000 einem Versatz der Tracerpartikel von etwa 4 Pixeln bei mittlerer Strömungsgeschwindigkeit. Die Frequenzanalyse zeigt sowohl für das linke als auch das rechte Wirbelablösegebiete hinter dem Halbbogen identische charakteristische Ablösefrequenzen von 40 Hz, siehe Abbildung 6.7.

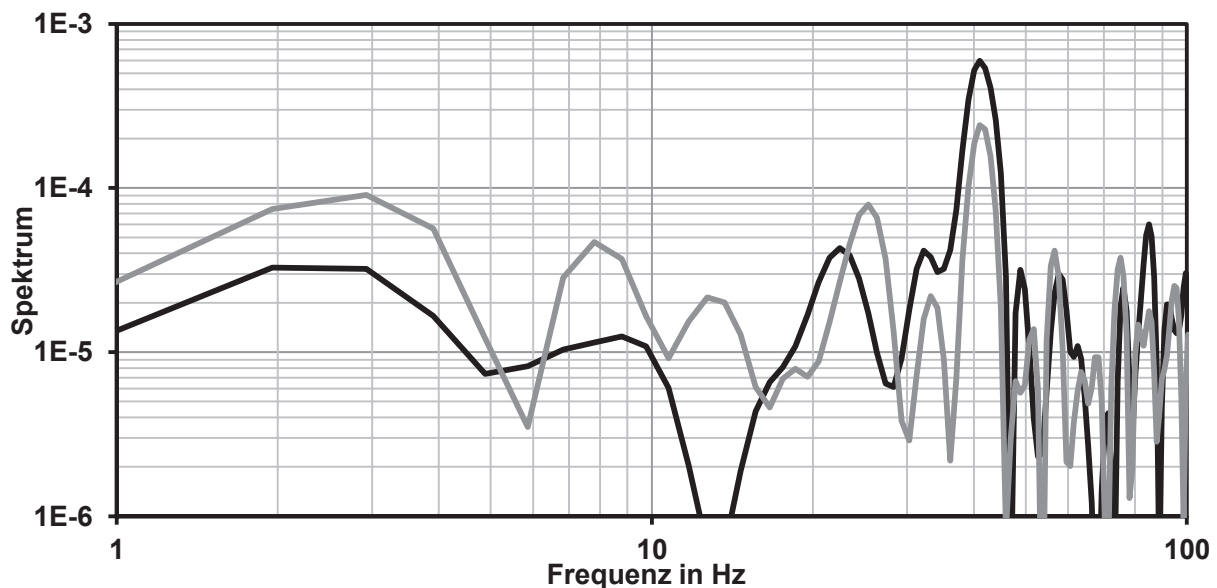


Abbildung 6.7: Frequenzspektrum beider Wirbelablösegebiete im Nachlauf des Bogens bei einer Reynoldszahl von 6 000; Wirbelablösefrequenz bei ca. 40 Hz

Um das Phänomen der asynchronen Wirbelablösung genauer zu untersuchen, ist die ursprünglich gewählte Versuchsanordnung nicht geeignet. Die Wirbelablösung im Zenitbereich des Bogens kann nicht untersucht werden, da sich die Längsachse des Wirbels parallel zum Lichtschnitt befindet und infolgedessen sich die Partikel in ihrer Drallbewegung in der Zeitspanne zwischen den Einzelbildern aus dem Lichtschnitt heraus bewegen und folglich keine Auswertung stattfinden kann. Um diese Problematik zu umgehen, wurde der Versuchskanal um  $45^\circ$  gedreht, siehe Abbildung 6.8. Die Positionierung von Lichtschnitt und Kamera blieb unverändert. Diese Anordnung ermöglicht es die Wirbelablösung im Zenitbereich und wie zuvor im seitlichen Bereich des Bogens abzubilden.

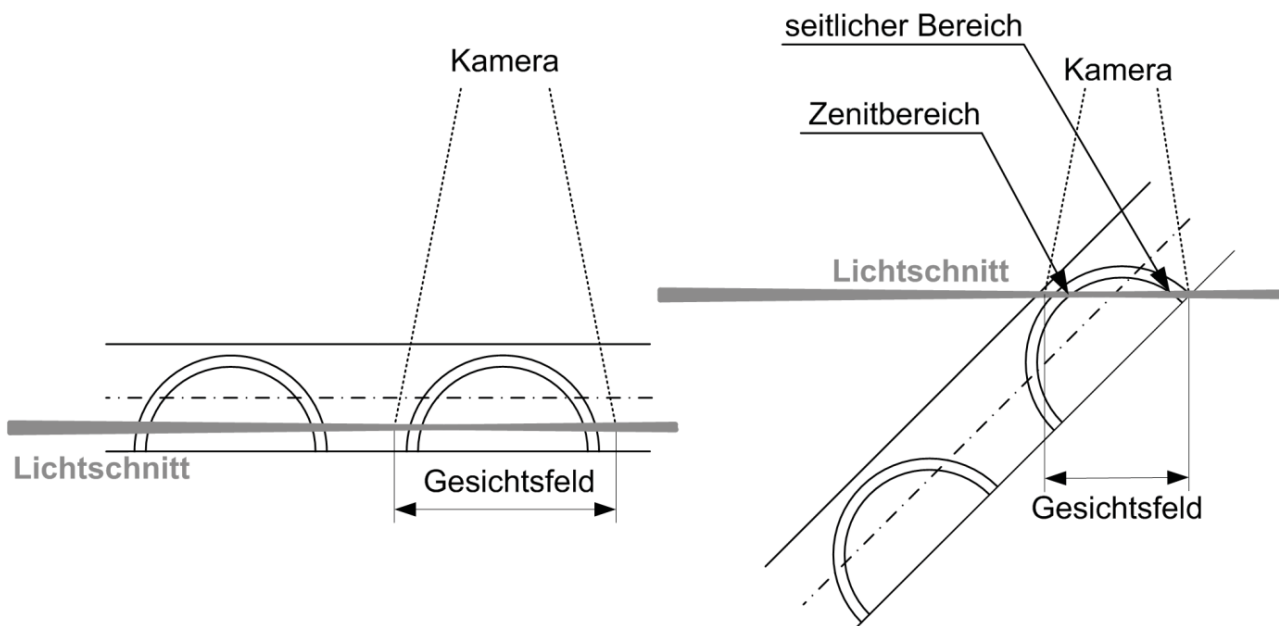


Abbildung 6.8: Versuchsanordnung mit Lichtschnitt parallel zur Grundplatte und mit  $45^\circ$  gedrehtem Versuchszustand; Strömungsrichtung senkrecht zur Abbildungsebene

Abbildung 6.9 zeigt die Ergebnisse dieser Versuche in Form der Frequenzspektren im Wirbelablösebereich im Zenitbereich und im seitlichen Bereich des Bogens. Für beide Positionen wird im erwarteten Frequenzbereich der Wirbelablösefrequenz ein lokales Maximum erkannt. Für den seitlichen Bereich liegt dieses Maximum etwa im zuvor gemessenen Bereich von 40 Hz und beträgt 38 Hz. Die Wirbelablösefrequenz im Zenitbereich ist jedoch im Vergleich deutlich erhöht und beträgt 47 Hz. Es kann davon ausgegangen werden, dass sich im Nachlauf des Bogens mehrere unterschiedliche Wirbelstrukturen mit teilweise unterschiedlich schneller Wirbelablösung befinden. Grundsätzlich ist die LDA-Messtechnik im Vergleich zur PIV-Messtechnik aufgrund höherer Datenraten geeigneter, was im vorliegenden Fall jedoch eher eine untergeordnete Rolle spielt, da die Ablösefrequenzen vergleichsweise gering sind und auch mittels PIV untersucht werden könnten. Bei der PIV-Messtechnik kommt es jedoch beim vorliegenden Messaufbau im Zeitraum zwischen den Einzelbildern zu Relativbewegungen der Tracerpartikel aus der Lichtschnittebene heraus, dadurch ist die Auswertung der Interrogationsfelder erschwert oder teilweise nicht sinnvoll.

Eine geeignetere Anordnung von Lichtschnitt und Kamera ist mit erheblichem konstruktivem Aufwand am Versuchsstand verbunden, weshalb das Phänomen der unterschiedlichen Wirbelablösefrequenzen im nachfolgenden Kapitel nochmal aufgegriffen und genauer untersucht wird.

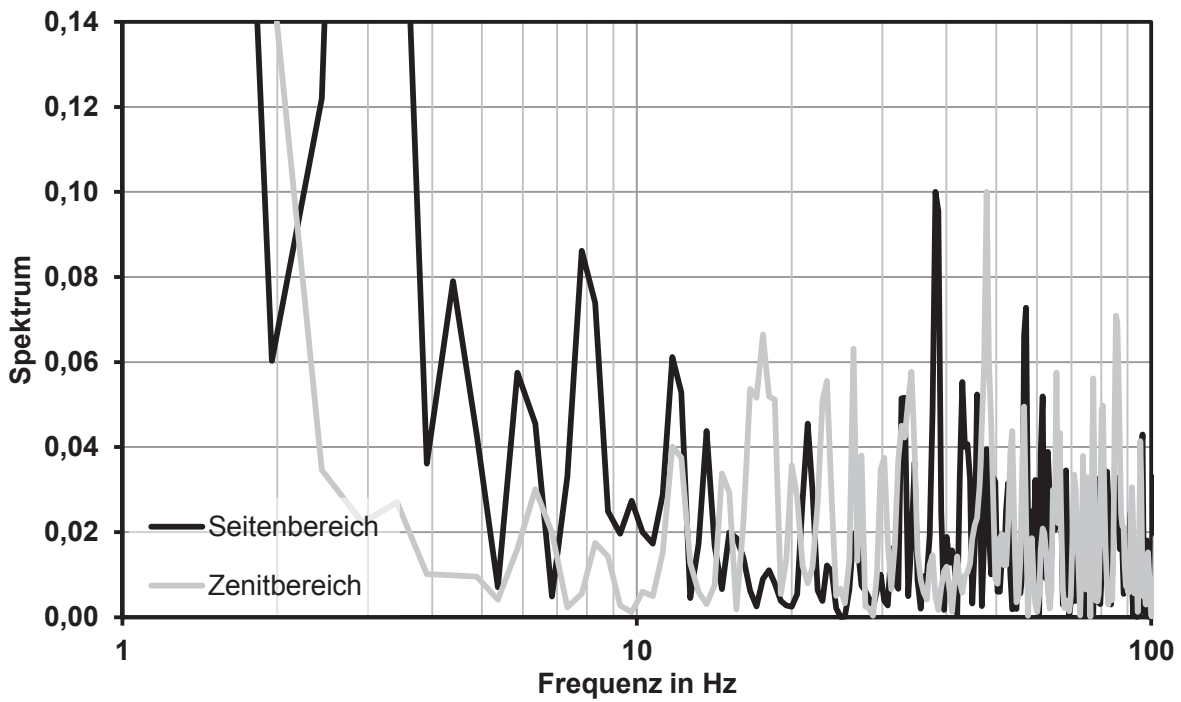


Abbildung 6.9: Frequenzspektrum Nachlauf des Bogens für das Ablösegebiet im Zenitbereich des Bogens und im seitlichen Bereich des Bogens

## 6.3 LDA-Messungen

### 6.3.1 Allgemeines zum Messprinzip und zur Versuchsdurchführung

#### Messprinzip

Das Grundprinzip der Laser-Doppler-Anemometrie beruht auf dem Dopplereffekt. Ein ortsfester Sender strahlt elektromagnetische Strahlung mit Lichtgeschwindigkeit und konstanter Wellenlänge aus. Ein bewegter Sender sendet in Bewegungsrichtung gestauchte und entgegen der Bewegungsrichtung gestreckte Wellen aus und wirkt damit auf räumlich unterschiedlich positionierte Empfänger unterschiedlich.

Wenn sich aus zwei unterschiedlichen Richtungen monochromatische, kohärente Laserstrahlen kreuzen, dann kommt es an einem stehenden Empfänger zur Interferenz des von einem bewegten Sender ausgesendeten Lichts. Der Bereich der sich schneidenden Strahlen bildet das Schnittvolumen (Abbildung 6.10 links oben). Das von der Optik auf dem Detektor abgebildete Messvolumen ist Teilmenge des Schnittvolumens. Die eigentliche Messung findet an Partikeln oder Gasblasen im Mikrometerbereich statt, welche in der Strömung mitgeführt werden. Diese Teilchen streuen beim Durchströmen des Messvolumens das Laserlicht. Der Doppler-Effekt wird doppelt wirksam. Zum einen ist das Partikel gegenüber den Laserstrahlen ein bewegter Empfänger und zum anderen gegenüber der Empfangsoptik des Streulichts ein bewegter Sender. Die Empfangsoptik kann je nach Anordnung zum Strahlengang der Laserstrahlen die Vorwärts-, Seitwärts- oder Rückwärtsstreuung des Partikels aufnehmen. Das aufgenommene Streulicht wird mit Hilfe einer Photodiode oder eines Photomultipliers aufgenommen. Die entstehende Zeitreihe der einfallenden Lichtintensität weist aufgrund der Interferenz einen periodischen Charakter auf, dem die Lichtintensität der Laserstrahlen (Gaussverteilung) überlagert ist. Ein solches Signal nennt man Doppler-Burst (Abbildung 6.10 links unten). Mit Hilfe der Periodendauer  $t$  ergibt sich die Detektionsfrequenz  $f_D$ . Mit der bekannten Wellenlänge des Laserlichts  $\lambda$  und dem halben Winkel der Laserstrahlen  $\varphi$  zueinander lässt sich die Geschwindigkeitskomponente des Partikels in der Strahlebene, senkrecht zum Interferenzstreifenmuster wie folgt berechnen:

$$u_{\perp} = \frac{\lambda}{2 \sin \varphi} f_D \quad (\text{Formel 6.3}).$$

Durch vorangegangenen Ablauf, mit der messtechnischen Erfassung der Detektionsfrequenz lässt sich jedoch nicht feststellen, ob das Partikel in positiver oder negativer Richtung das Messvolumen durchquert. Ruhende Partikel können überhaupt nicht detektiert werden. Für eine eindeutige Richtungsidentifizierung wird mit Hilfe einer Bragg-Zelle die Frequenz einer der beiden Laserstrahlen um die sogenannte Shiftfrequenz verschoben. Die Bragg-Zelle besteht aus einem transparenten Festkörper, in welchem mit einem piezoelektrischem Schwinger ein Beugungsgitter erzeugt wird. Dieses Beugungsgitter verursacht die Fre-

quenzverschiebung des Laserlichts. Das Interferenzstreifenmuster wird dadurch in der zu detektierenden Bewegungsrichtung der Partikel mit der Geschwindigkeit der Shiftfrequenz in Bewegung versetzt. Ruhende Partikel werden mit der Shiftfrequenz, Partikel mit negativem Geschwindigkeitsvektor mit einer Frequenz kleiner der Shiftfrequenz und Partikel mit positivem Geschwindigkeitsvektor mit höherer Frequenz detektiert. Da das Maß der Frequenzverschiebung bekannt ist, wird dieses in der Signalauswertung entsprechend wieder abgezogen.

Das Prinzip der Laser-Doppler-Anemometrie wurde erstmals von Yeh und Cummins 1964 veröffentlicht [Yeh64]. Detailliertere Ausführungen zur Funktionsweise der Laser-Doppler-Messtechnik sind in einschlägigen Fachbüchern beschrieben [Dur76], [Alb03] und [Zha10].

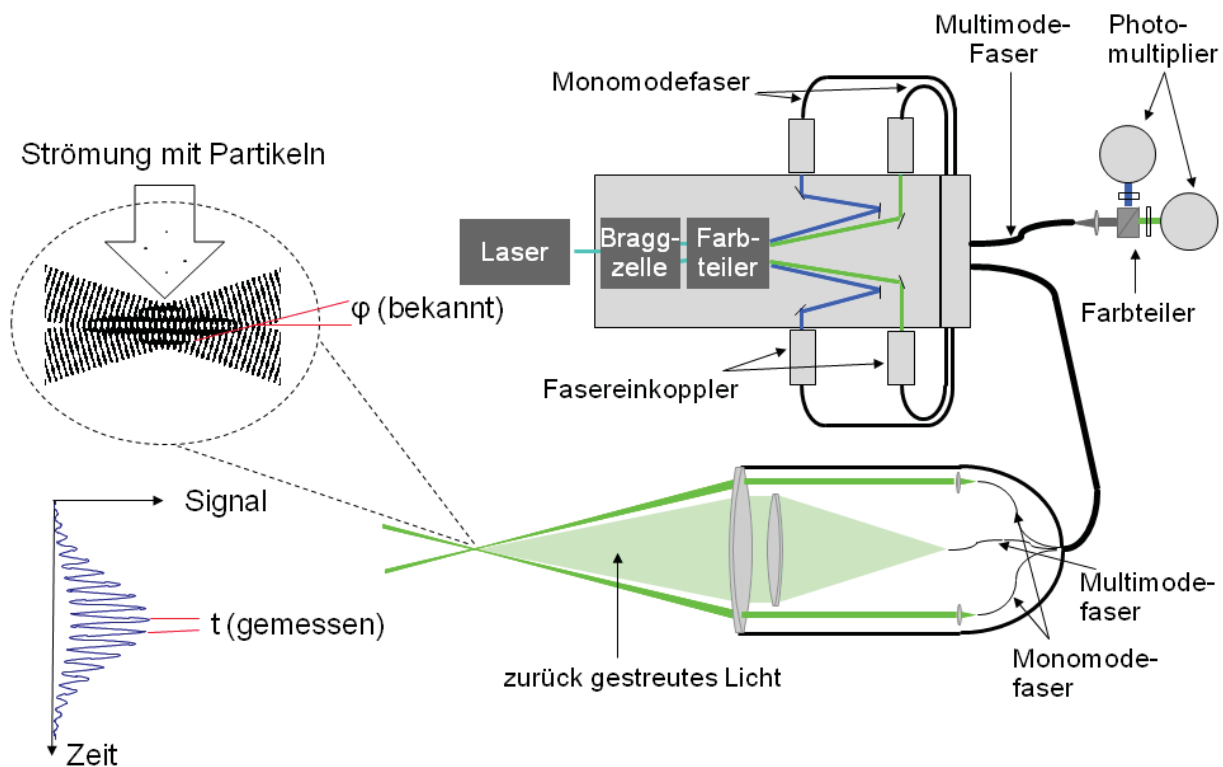


Abbildung 6.10: Messaufbau und Schema der verwendeten LDA-Messtechnik für Rückstreuung (in geänderter Form übernommen aus [Dan13])

Abbildung 6.10 stellt den Messaufbau dar. Das Messvolumen des zum Einsatz kommenden Versuchsaufbaus mit Strahlaufweitung beträgt in Längsrichtung  $237,4 \mu\text{m}$  und der Durchmesser des Messvolumens beträgt  $37,2 \mu\text{m}$ . Details zu den optischen Spezifikationen sind im Anhang zu finden. Für die beiden Geschwindigkeitskomponenten kommt für die Hauptkomponente die Wellenlänge  $515 \text{ nm}$  (grün) und für die zweite Komponente die Wellenlänge  $491 \text{ nm}$  (blau) zum Einsatz. Für jede Wellenlänge wird ein geshifteter und ein ungeschifteter Strahl (die Shiftfrequenz der Braggzelle beträgt  $40 \text{ MHz}$ ) in eine separate Glasfaser eingekoppelt und zur Sende- und Empfangsoptik geleitet. Das zurückgestreute Licht wird in einer fünften Faser zu einem Farbteiler geführt und anschließend für jede Wellenlänge separat in einem Photomultiplier detektiert.

### **Versuchsdurchführung**

Für jede Position wurden 5 000 Burstsignale ausgewertet, was bei einer Datenrate je nach Position und Reynoldszahl von 500 bis 1 000 Hz einer Messzeit von 5 bis 10 Sekunden entspricht. Es handelt sich hierbei im Vergleich zum integralen Zeitmaß der Strömung (im Mittel  $6 \cdot 10^{-3}$  s bei der kleinsten untersuchten Reynoldszahl) um eine wesentlich längeren Zeitraum, wodurch eine hohe statistische Genauigkeit gewährleistet war. Gleichzeitig konnte bei dieser mittleren Datenrate davon ausgegangen werden, dass zwei aufeinander folgende Burstsignale voneinander statistisch unabhängig sind, da der Zeitabstand ein Vielfaches größer ist als das zeitliche Kolmogorovsche Mikromaß der Strömung.

### 6.3.2 Validierung des Versuchsstandes

Zur Sicherstellung der Qualität des Strömungsprofils im Versuchsstand wurde das Strömungsprofil über die Spalthöhe  $y$  mit Hilfe der semiempirischen Lösung nach Kakac et al. [Kak87] (siehe Kapitel 2.3.3) validiert. Zunächst sind die Strömungsbedingungen unmittelbar vor der ersten Bogenreihe von Bedeutung. Insbesondere ist die Frage zu klären, ob die Grenzschichten der Strömung schon voll ausgebildet sind. In Abbildung 6.11 ist ersichtlich, dass die Grenzschichten und Gradienten in Wandnähe für die Hauptströmungsrichtung eine gute Übereinstimmung mit den Werten der Literatur zeigen. Die statistische Messunsicherheit der mittleren Strömungsgeschwindigkeit errechnet sich aus der Anzahl der Messwerte und dem RMS-Wert und beträgt je nach Reynoldszahl 2 bis 5 %.

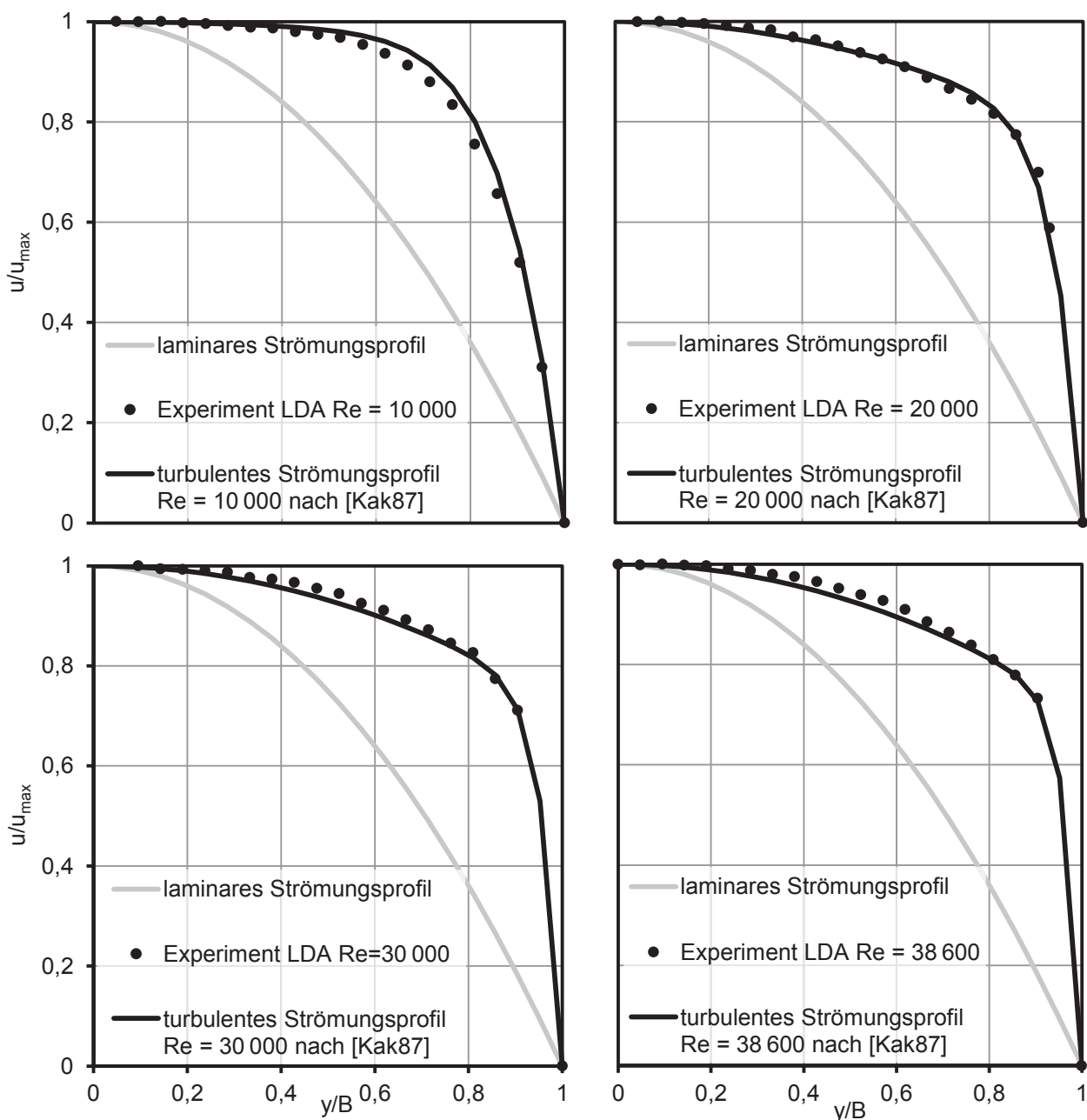


Abbildung 6.11: Strömungsprofil über die Spalthöhe  $y$  für Reynoldszahlen 10 000, 20 000, 30 000 und 38 600



Der Verlauf der Standardabweichung der Hauptströmungskomponente über der Spalthöhe ist in Abbildung 6.12 für verschiedene Reynoldszahlen dargestellt. Es zeigen sich charakteristische Verläufe, wie sie auch in der Literatur zu finden sind [Kim86]. Der sich ergebende Turbulenzgrad in der Kanalmitte liegt je nach Reynoldszahl zwischen 3,5 und 5 %.

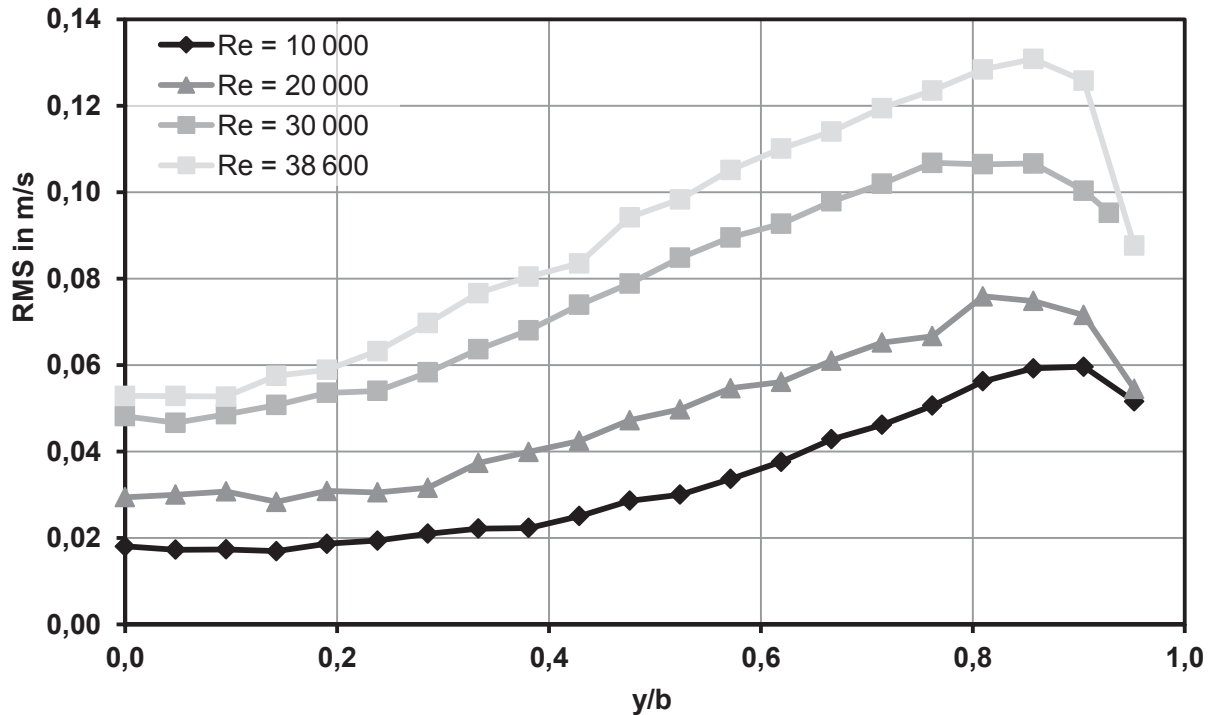


Abbildung 6.12: Verlauf der Standardabweichung über der Spalthöhe für verschiedene Reynoldszahlen

Die Veränderung der Randbedingung des unendlichen parallelen Spalts der numerischen Untersuchungen zu einem Rechteckkanal mit einer durchströmten Querschnittsfläche von  $144 \times 10,5 \text{ mm}^2$  hat Auswirkungen auf das Strömungsprofil in x-Richtung. Dieser Effekt der Grenzschicht der seitlichen Wände ist beim laminaren Strömungszustand am größten und wird durch die Grenzschicht der Kanalplatten überlagert. Durch die Abschätzung des Wirkabstands der laminaren Grenzschicht der seitlichen Wände kann die Annahme einer zweidimensionalen Anströmung im Kernbereich validiert werden. Die Abbildung 6.13 zeigt oben links den Verlauf des berechneten laminaren Geschwindigkeitsprofils nach [Pur49] über die Spaltdicke  $y = 2b$  für verschiedene x Positionen im Kanal (Formel 2.22). Weiterhin ist ersichtlich, dass die berechnete Lösung für den Rechteckkanal für ein Seitenverhältnis von 0,07 eine sehr gute Näherung zur idealisierten Annahme von zwei unendlich ausgehenden parallelen Platten für einen weiten Bereich um die Mittelachse  $x = 0$  darstellt. Bis zu einem Wert von  $x = 52 \text{ mm}$  ( $x_{\max} = W = 72 \text{ mm}$ ) ist die Abweichung zum Geschwindigkeitsprofil zwischen zwei unendlich ausgehenden Platten kleiner 1 % (Abbildung 6.13 oben rechts). Die Randeffekte durch die Kanalwände sind für die nachfolgenden experimentellen Betrachtungen ausreichend vernachlässigbar, wenn die Messungen im Bereich  $x < 52 \text{ mm}$  des Kanals stattfinden, was den mittleren 4 Bogenreihen von insgesamt 6 Bogenreihen ent-

spricht. Eine laminare Strömung stellt bezüglich der Grenzschichtdicke den schlimmsten anzunehmenden Fall dar. Für turbulente Strömungen bilden sich entsprechend Grenzschichten geringerer räumlicher Ausdehnung als bei laminarer Strömung aus. Der Vergleich zwischen berechnetem laminarem Strömungsprofil und experimentell ermittelten Daten bei einer Reynoldszahl von 10 000 entlang der x-Achse in der Kanalmitte bei  $y = 0$  belegen dies (Abbildung 6.13 unten).

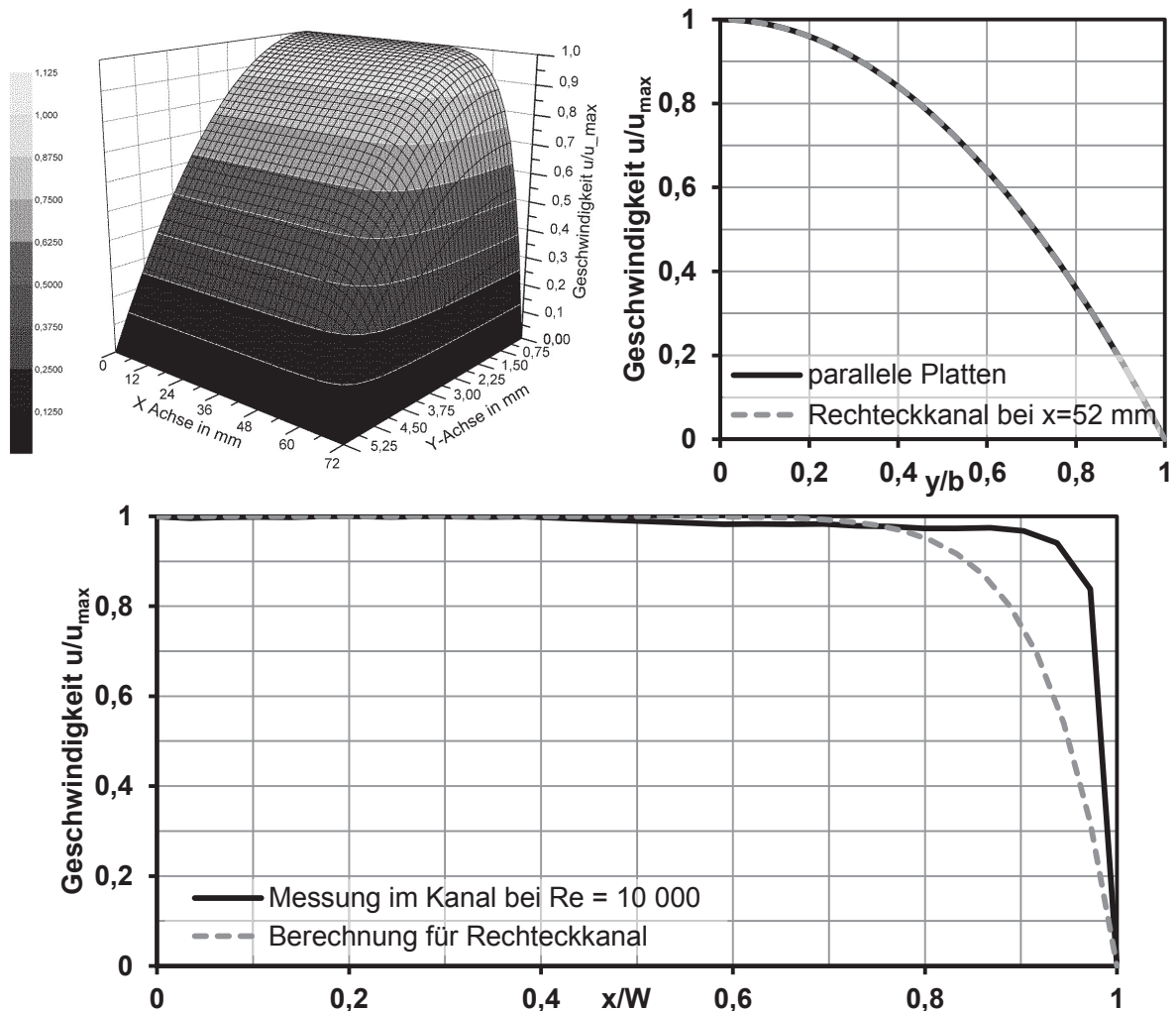


Abbildung 6.13: Oben links: berechnetes Geschwindigkeitsprofil für voll entwickelte laminare Strömung im Rechteckkanal der Abmessung  $10,5 \times 144 \text{ mm}^2$ ; Oben rechts: berechnetes Geschwindigkeitsprofil zwischen zwei unendlich ausgedehnten Platten um Vergleich zum berechneten Strömungsprofil im Rechteckkanal mit endlichen Abmessungen an der Stelle  $x = 52 \text{ mm}$ ; Unten: Vergleich zwischen berechnetem laminarem Strömungsprofil im Rechteckkanal und dem gemessenen Strömungsprofil bei Reynoldszahl 10 000 über die Kanalbreite

### 6.3.3 Strömungsprofile aus der LDA-Messung

Mit Hilfe der vorgestellten Lasermesstechnik ist es möglich, die Strömungsverhältnisse um die Bögen zu analysieren. Hierzu zählen die Geschwindigkeitsprofile und Verteilung der RMS-Werte für die Komponenten  $u_z$  und  $u_x$ , die Beobachtung der Einlaufeffekte beginnend ab der ersten Bogenreihe und detaillierte Strukturanalysen der Bogenumströmung und des Bogennachlaufs. Gleichzeitig können Vergleiche zu den Ergebnissen der numerischen Simulation gezogen werden.

Es wurde zunächst das Strömungsprofil hinter den einzelnen Bogenreihen in der  $x$ - $z$ -Ebene bei konstanter  $y$ -Koordinate betrachtet. Abbildung 6.14 zeigt die Ergebnisse für das zeitgemittelte Geschwindigkeitsfeld der LDA-Messung (Strömungsrichtung von oben nach unten). Die farbliche Skalierung ist für alle Messfelder identisch und die  $x$ - $z$ -Ebene befindet sich 3,2 mm von der wärmeübertragenden Oberfläche ( $y = 2,3$  mm von der Kanalmittelechse), auf welcher die Bögen montiert sind, entfernt. Die LDA-Messsonde wurde orthogonal zum Versuchskanal platziert und in kolinearen Achsen zum Koordinatensystem des Kanals verfahren. Daraus ergibt sich ein schräger Strahlengang der Laserstrahlen im Winkel  $\varphi$  zur  $y$ -Achse. Um ein Zusammenfallen von Laserstrahl und Bogen zu vermeiden, beginnt das Messfeld in  $z$ -Richtung 1,5 mm hinter der neutralen Faser des Bogens und endet ebenfalls 1,5 mm vor dem nächsten Bogen. Der Mittelpunkt des Bogenfußes befindet sich bei  $x = 2$  mm. Die Anordnung der Bögen ist schematisch dargestellt.

Über die einzelnen Bogenreihen entwickelt sich die Strömung kontinuierlich zum periodisch wiederholenden Zustand. Nach der ersten Bogenreihe ist der Nachlauf des Bogens in Form von verringerter Strömungsgeschwindigkeit zu erkennen. Dieser Bereich verbreitert sich von Bogenreihe zu Bogenreihe und das Maximum der Strömungsgeschwindigkeit im Bereich der Mittelachse des Bogens nimmt zu. Es bildet sich sukzessive ein Strömungskanal durch die in Reihe aufgestellten Bögen.

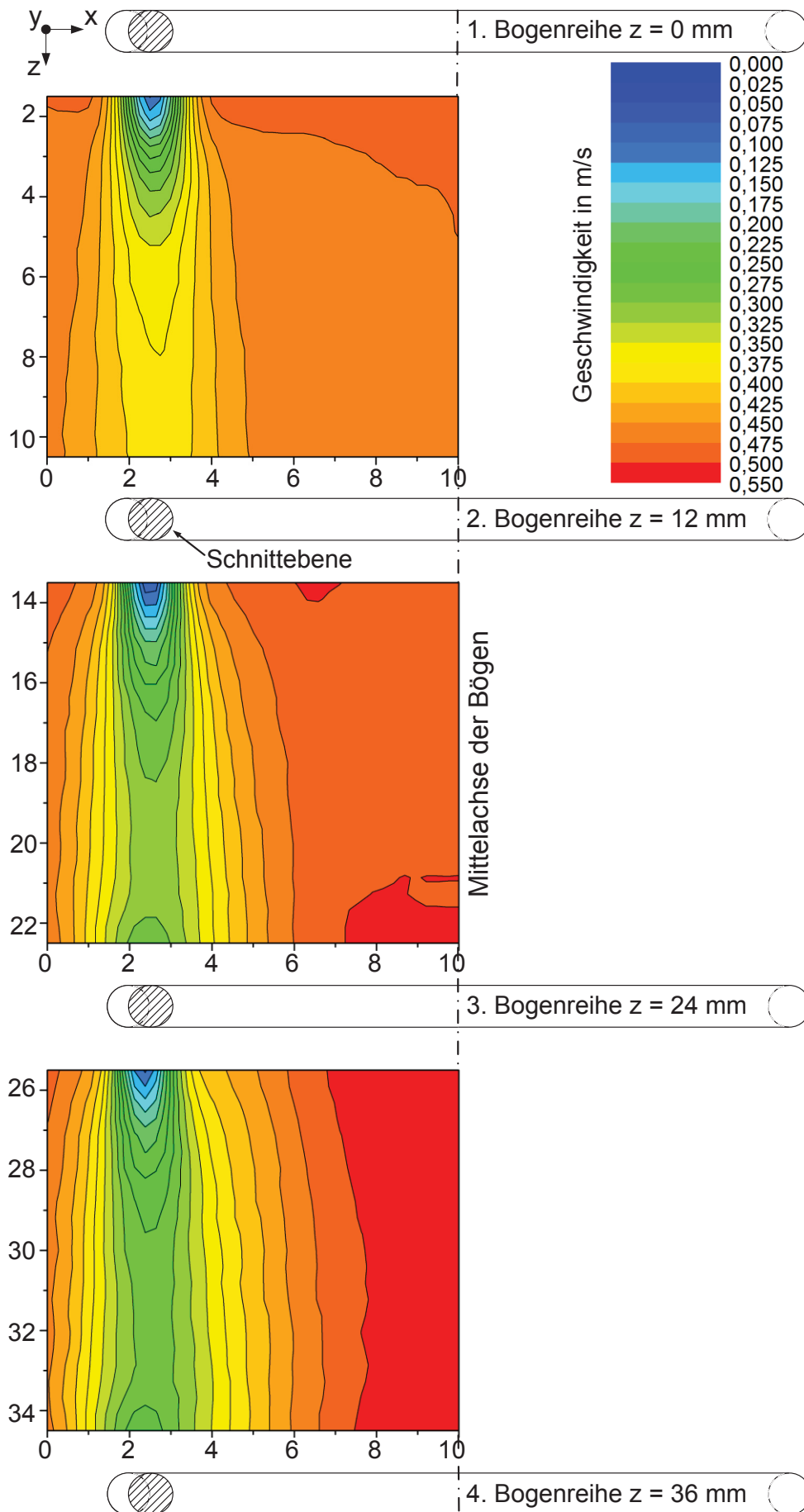


Abbildung 6.14: Ergebnisse der LDA-Messung – Strömungsfeld für die Hauptströmungskomponente  $u_z$ ; Entwicklung der Strömung nach den ersten 3 Bogenreihen für  $Re = 10\,000$  in der  $x$ - $z$ -Ebene bei  $y = 2,3 \text{ mm}$

Ab der 4. Bogenreihe ergeben sich keine Veränderungen mehr im Strömungsprofil im Vergleich zu den nachfolgenden Bogenreihen. Dies zeigt auch der Vergleich mit dem Strömungsprofil hinter der 9. Bogenreihe, siehe Abbildung 6.15. Das zeitgemittelte Geschwindigkeitsfeld liefert ab der 4. Bogenreihe eine gute Übereinstimmung mit der numerischen URANS-Simulation für die sich periodisch wiederholende Einzelzelle (Abbildung 6.15 rechts; aus Kapitel 4.4 – Ergebnisse für die Grundgeometrie). Die Beschleunigung der Strömung unterhalb des Bogens aufgrund der Reduzierung der zur Verfügung stehenden durchströmten Querschnittsfläche kann sowohl bei den experimentellen als auch bei den numerischen Ergebnissen beobachtet werden.

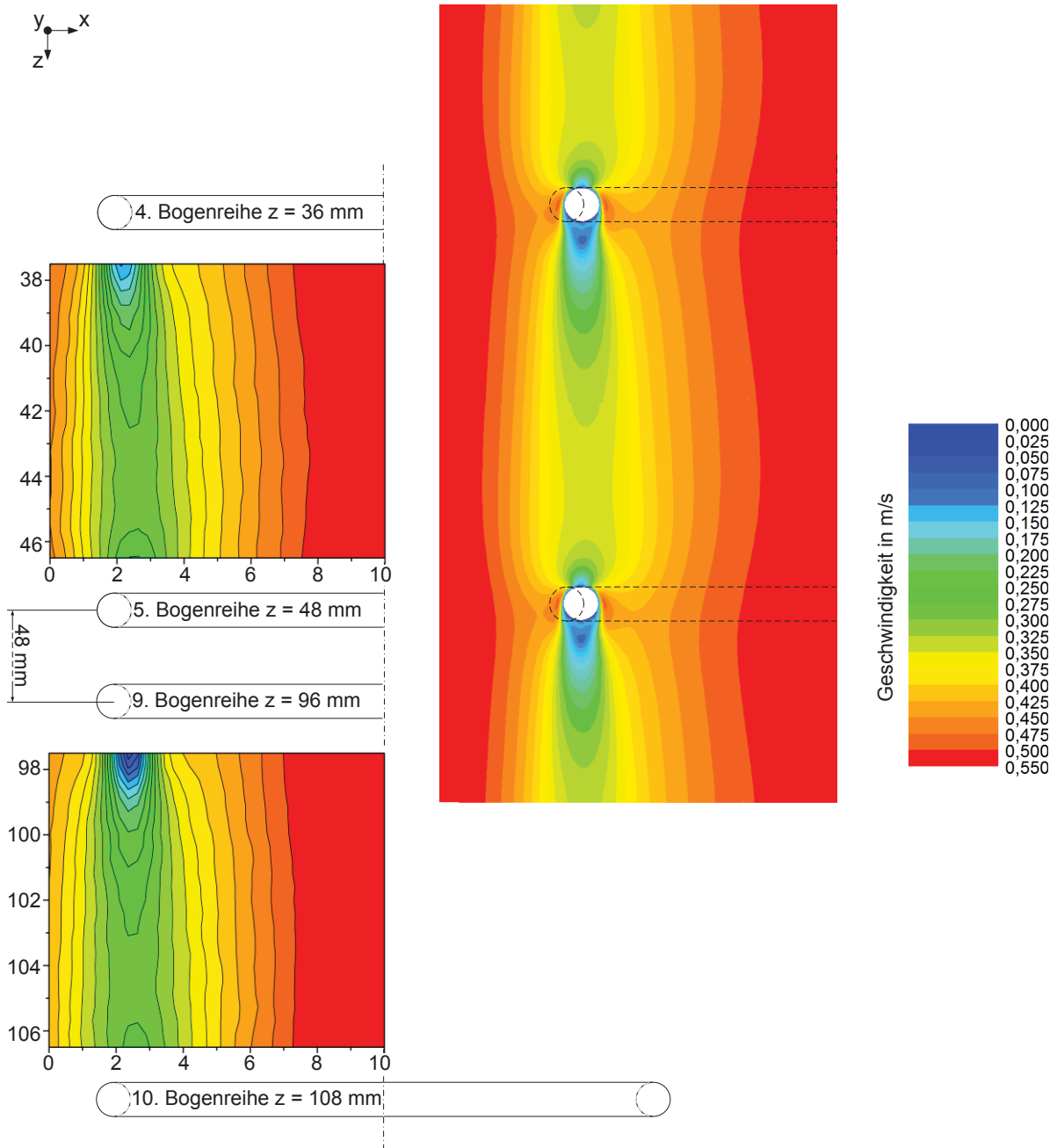


Abbildung 6.15: Ergebnisse der LDA-Messung – Strömungsfeld für die Hauptströmungskomponente  $u_z$ ; Entwicklung der Strömung über die Bogenreihen (links) im Vergleich zu den Ergebnissen der numerischen Simulation für eine sich periodisch wiederholende Einzelzelle mit einem Bogen;  $Re = 10\,000$  in der x-z-Ebene bei  $y = 2,3\text{ mm}$

Für die zweite Geschwindigkeitskomponente in x-Richtung  $u_x$  zeigt sich eine ähnlich gute Übereinstimmung mit den numerischen Ergebnissen, siehe Abbildung 6.16. Vor dem Bogen ergeben sich charakteristische Strukturen aufgrund der Umströmung des Bogens. Im Nachlauf des Bogens besitzen diese Strukturen aufgrund der Zusammenführung der Umströmung die umgekehrte Richtung und sind wesentlich länger ausgebildet.

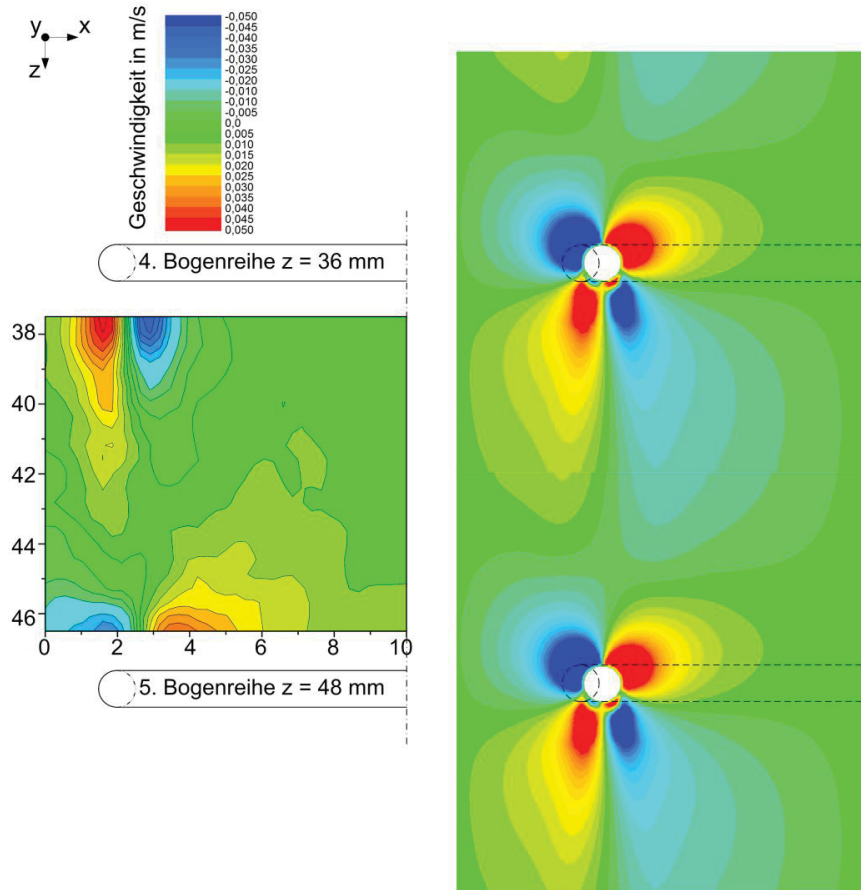


Abbildung 6.16: Strömungsfeld für die Geschwindigkeitskomponente  $u_x$  (links) im Vergleich zu den Ergebnissen der numerischen Simulation für eine periodische wiederholende Einzelzelle mit einem Bogen (rechts);  $Re = 10\,000$  in der x-z-Ebene bei  $y = 2,3$  mm

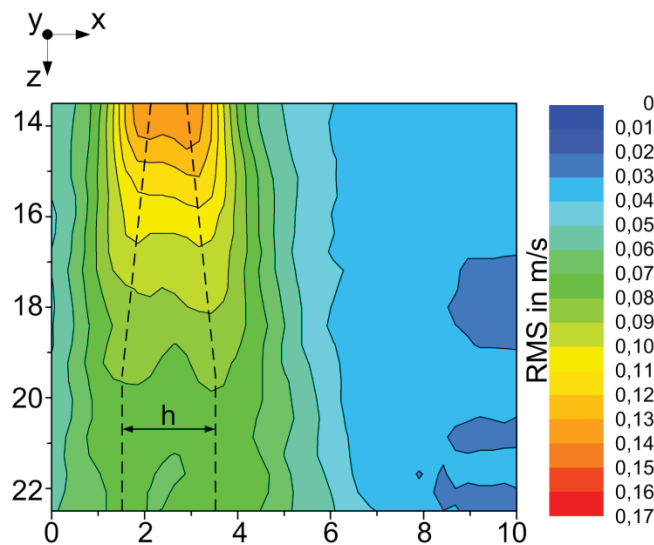


Abbildung 6.17: Effektive mittlere Schwankung (RMS) der Hauptströmungskomponente  $u_z$  im Bogennachlauf der zweiten Bogenreihe bei  $Re = 10\,000$  in der x-z-Ebene bei  $y = 2,3$  mm



Die Abbildung 6.17 zeigt die effektive mittlere Schwankung (RMS) der Hauptströmungskomponente im Bogennachlauf der zweiten Bogenreihe bei  $Re = 10\,000$ , in der  $x$ - $z$ -Ebene bei  $y = 2,3$  mm. Der direkte Nachlauf des Bogens weist einen deutlich erhöhten RMS-Wert im Vergleich zu den übrigen Bereichen auf. Innerhalb des Bereichs erhöhter RMS-Werte treten 2 Maxima auf. Diese werden durch die beiden Wirbelstrukturen, welche sich jeweils links und rechts vom Zylinder ablösen, hervorgerufen. Die sogenannte Straßenbreite nimmt mit steigendem Abstand von der Bildungszone bis zu einem konstanten Wert zu (siehe Kapitel 2.4.1 - Quer angeströmter Zylinder, Wirbelablösung und Kármánsche Wirbelstraße).

Für die Messung der Strömungskenngrößen in der  $x$ - $y$ -Ebene erfolgte der optische Zugang der Laserstrahlen in den Kanal durch die Kanalvorderseite ( $x$ - $z$ -Ebene). Aufgrund von Rückreflektion in Wandnähe wurde die Messung nur bis zu einem Wandabstand von  $y = 1$  mm durchgeführt. An der gegenüberliegenden Wand bei  $y = 10,5$  mm erfolgte die Messung ab der Position, bei der sich das Messvolumen vollständig in der Strömung befindet (bei rund  $y = 10,4$  mm). In  $x$ -Richtung war die Messung nicht durch limitierende Faktoren beschränkt. Aufgrund der Symmetrie wurde der Bogen in  $x$ -Richtung nur bis zum Zenit (Mittelachse der Bögen, siehe Abbildung 6.14) untersucht. Der Abstand zwischen den Bogenreihen wurde mit 3  $x$ - $y$ -Messebenen im Abstand von 3, 6 und 9 mm hinter der betreffenden Bogenreihe aufgelöst (siehe Abbildung 6.18). In der nachfolgenden Diskussion der experimentellen Ergebnisse erfolgt die Darstellung der jeweiligen relevanten Messebenen nach diesem Schema.

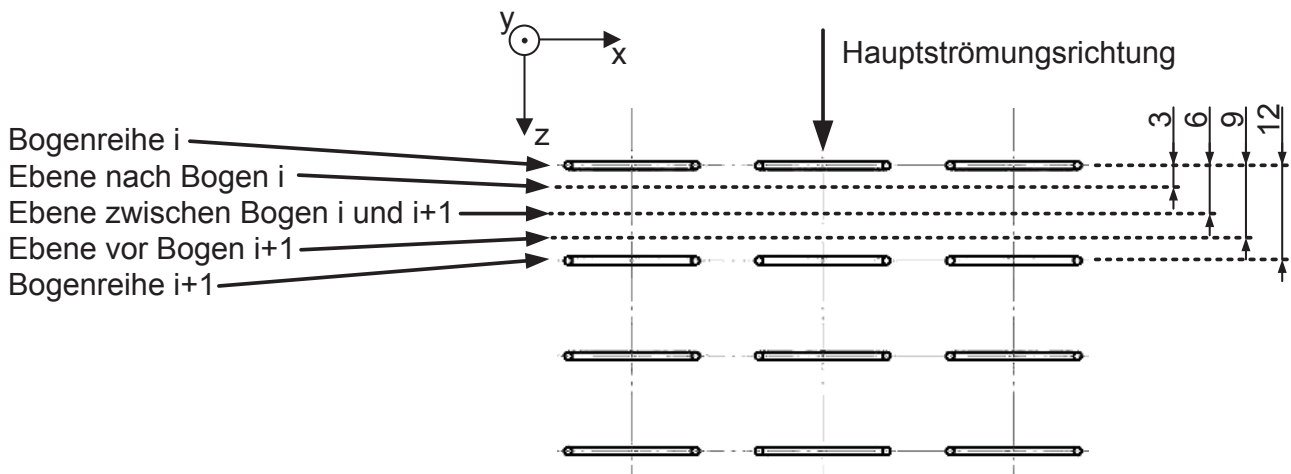


Abbildung 6.18: Positionen der  $x$ - $y$ -Ebenen



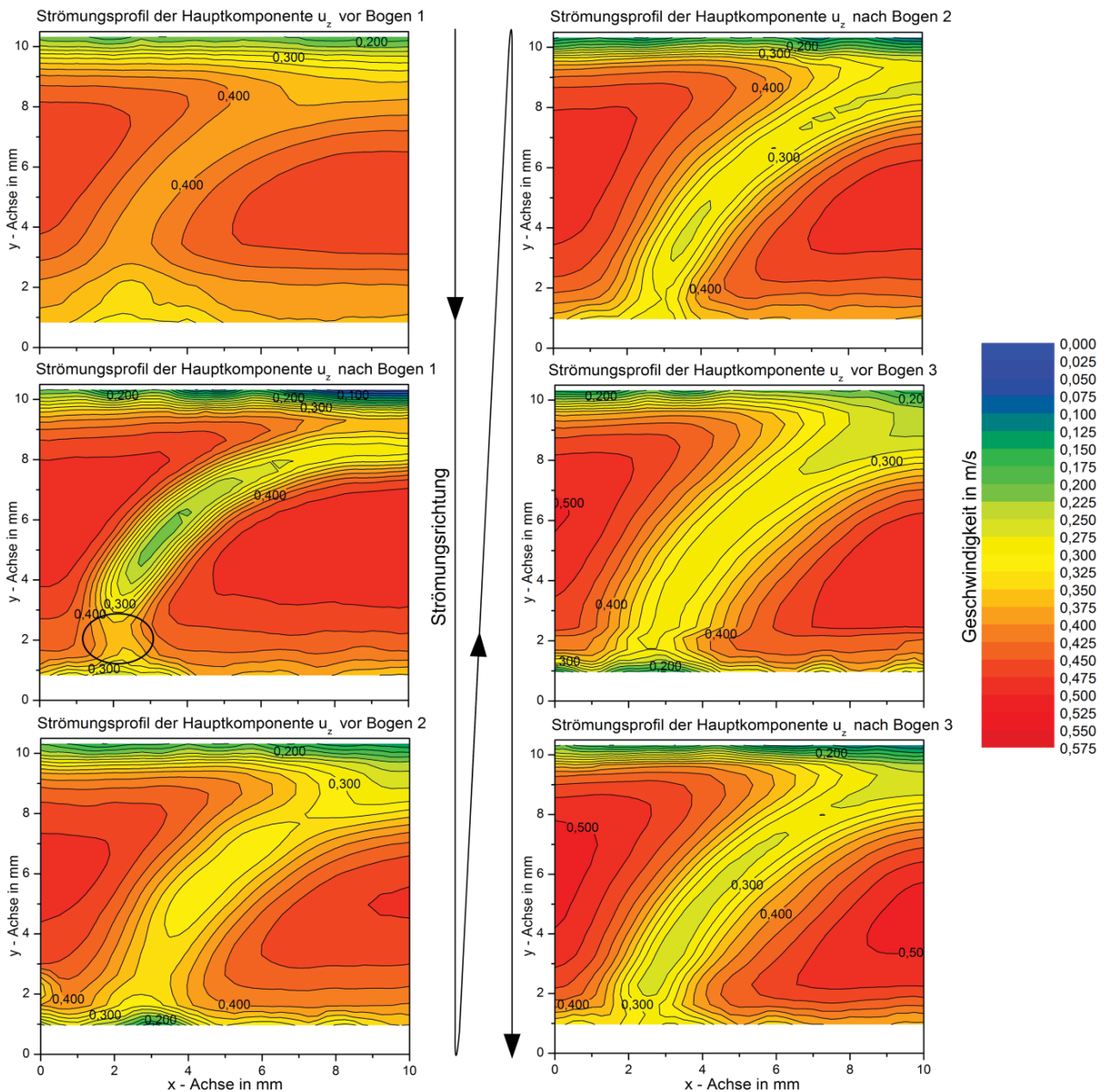


Abbildung 6.19: Geschwindigkeitsprofil in Hauptströmungsrichtung für die ersten drei Bogenreihen jeweils 3 mm vor und hinter der betreffenden Bogenreihe (alle Darstellungen sind gleich skaliert; kanalbezogene Reynoldszahl = 10 000)

Abbildung 6.19 zeigt das Geschwindigkeitsprofil in der x-y-Ebene vor und hinter der jeweiligen Bogenreihe. In Wandnähe bilden sich die typischen Geschwindigkeitsgradienten aus, wie sie auch schon in Kapitel 6.3.2 – Validierung des Versuchstandes

Validierung des Versuchsstandes untersucht wurden. Vor der ersten Bogenreihe ist die Kontur des Bogens bereits aufgrund der Verzögerung der Strömung gut zu erkennen. Im direkten Bogennachlauf bilden sich vergleichsweise große Geschwindigkeitsgradienten aus. Bei der Umströmung des Bogenfußes verursacht die Zusammenführung des Hufeisenwirbels Bereiche erhöhter Strömungsgeschwindigkeit (siehe Markierung Abbildung 6.19) in im Vergleich zum restlichen Nachlauf. Dies lässt sich für alle Darstellungen unabhängig von der Anzahl der vorangegangenen Bogenreihe durch eine Art Einschnürung beobachten. Ebenfalls erhöhte Strömungsgeschwindigkeiten im Vergleich zum restlichen Bogennachlauf herrschen im Bereich der Mittelachse des Bogens (bei  $x = 10 \text{ mm}$ ). Der Abstand zwischen Bogenzenit und oberer begrenzender Wand ist mit  $2 \text{ mm}$  vergleichsweise gering und führt dazu, dass die Grenzschichten von Wand und Bogen ineinander laufen. In Folge dessen ergibt sich ein Bereich stark reduzierter Strömungsgeschwindigkeit, welcher für die Durchströmung nicht zur Verfügung steht.

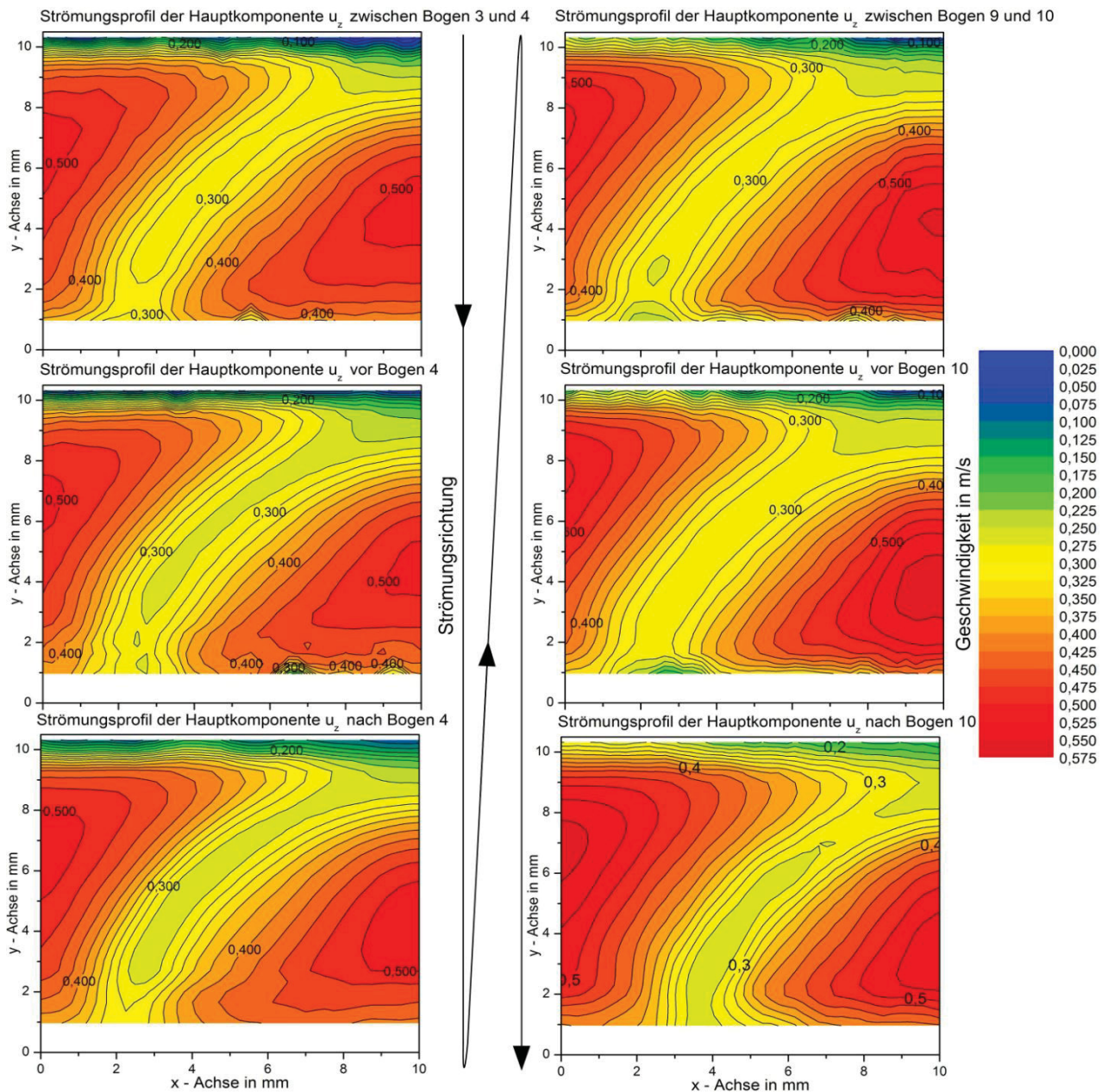


Abbildung 6.20: Geschwindigkeitsprofil in Hauptströmungsrichtung für die vierte und zehnte Bogenreihe jeweils 6 und 3 mm vor und 3 mm nach der betreffenden Bogenreihe (alle Darstellungen sind gleich skaliert; kanalbezogene Reynoldszahl = 10 000)

Mit steigender Anzahl an Bogenreihen verringert sich die lokale Anströmgeschwindigkeit direkt vor dem Bogen und die lokalen Geschwindigkeitsgradienten im Bogennachlauf verringern sich, siehe Abbildung 6.20. Aufgrund der Massenerhaltung bilden sich gleichzeitig rohrförmige Strahlen erhöhter Strömungsgeschwindigkeit aus. Diese Jets bilden sich in den Bereichen, in denen der Bogen nicht die durchströmte Fläche verdeckt. Diese sogenannte Strahlenbildung ist zum einen unter dem Bogen und zum anderen im Zwischenraum zum benachbarten Bogen einer Reihe lokalisiert. Die erhöhte Strömungsgeschwindigkeit und die damit einhergehende erhöhte lokale Reynoldszahl unter dem Bogen führt zu größeren Gradienten und geringeren Grenzschichtdicken zur wärmeübertragenden Wand, was wiederum den Wärmeübergang steigert.



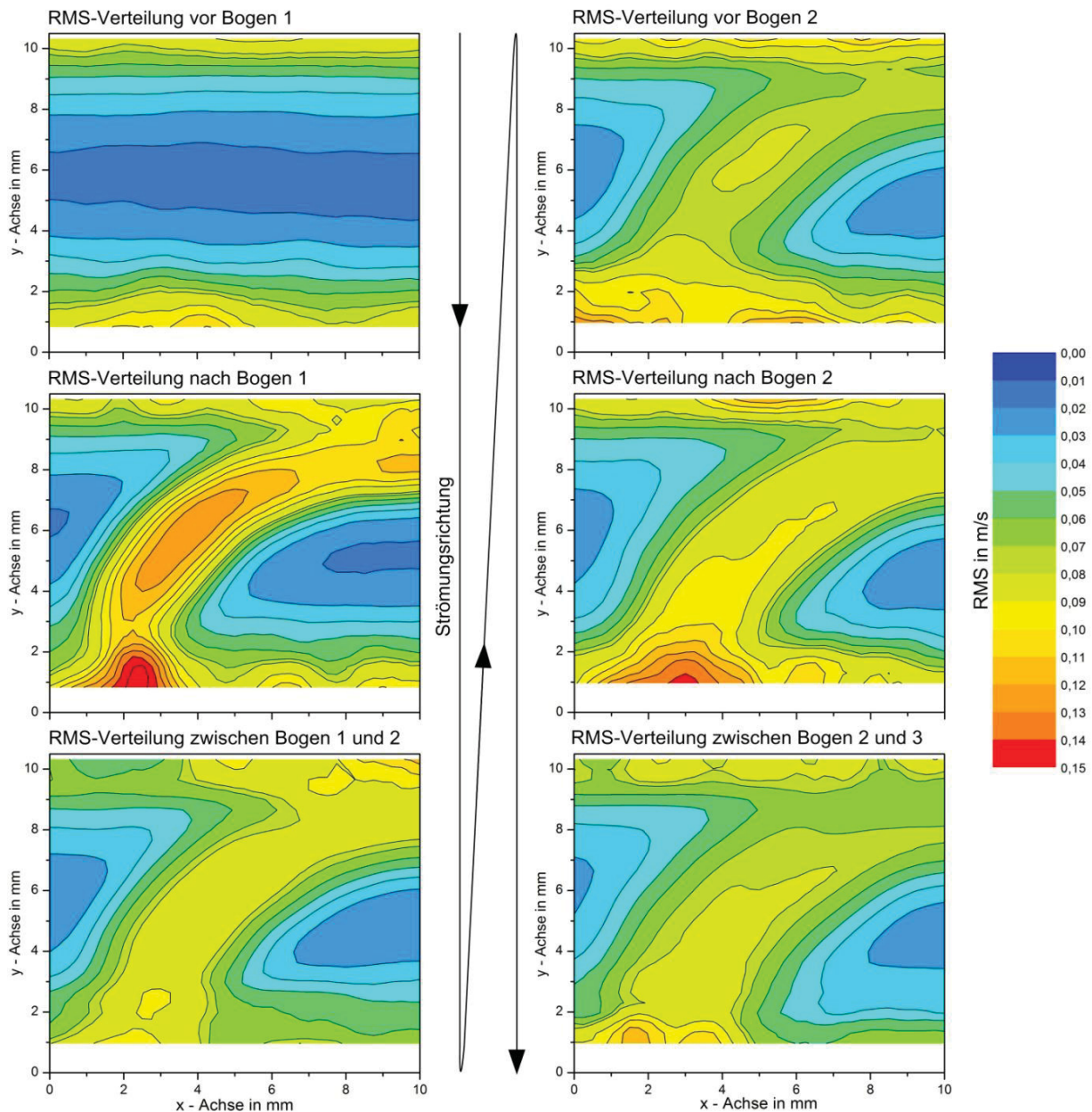


Abbildung 6.21: RMS-Verteilung der Hauptströmungskomponente für die ersten zwei Bogenreihen jeweils 3 mm vor und hinter der betreffenden Bogenreihe, sowie mittig zwischen den Bogenreihen (alle Darstellungen sind gleich skaliert; kanalbezogene Reynoldszahl = 10 000)

Mit steigender Anzahl an Bogenreihen sinkt die Geschwindigkeit der Anströmung. Dies hat zur Folge, dass sich die Wirbelablösefrequenz mit steigender Anzahl an Bogenreihen reduziert. Dieser Effekt konnte in Experimenten bestätigt werden, siehe nachfolgendes Kapitel.

Analog zu den Geschwindigkeitsprofilen in Abbildung 6.19 zeigt die Abbildung 6.21 die Isolinien- und Konturdarstellung der RMS-Werte der Hauptströmungskomponente. Es konnten im Bereich des Bogenfußes größere Schwankungen (RMS) nachgewiesen werden. Dieser erhöhte Turbulenzgrad tritt sowohl hinter als auch vor dem Bogen auf. Auch für die zuvor diskutierte Hauptströmungskomponente zeigen sich am Bogenfuß erhöhte Werte. Ursache hierfür ist der Hufeisenwirbel, welcher selbst vor dem ersten Bogen (erste Darstellung in Abbildung 6.21) erhöhte RMS-Werte am Bogenfuß hervorruft.

Nach dem Bogen sind die Geschwindigkeitsschwankungen aufgrund der Wirbelbildung am größten. Die Kontur des Bogens ist eindeutig zu erkennen und lässt sich als Wirbelablösungsort identifizieren. Mit zunehmendem Abstand vom Bogen verringern sich die Geschwindigkeitsschwankungen. Im Vergleich der RMS-Werte nach der ersten und zweiten Bogenreihe fallen Unterschiede auf. Zum einen ist der Bereich hoher Geschwindigkeitsschwankungen über 0,1 m/s im Nachlauf der ersten Bogenreihe deutlich größer und zum anderen zeichnet sich die Kontur des Bogens deutlicher als im Nachlauf der dahinter liegenden Bogenreihen ab. Die Maxima der Geschwindigkeitsschwankung gehen über die ersten zwei bis drei Bogenreihen zurück, da es zu Einlaufeffekten und die sich daraus ergebende sinkende Anströmgeschwindigkeit kommt. Die Geschwindigkeitsschwankungen im Nachlauf der Bogenreihen führen zu einer Verbreiterung des Gebiets erhöhter RMS-Werte im Nachlauf der nachfolgenden Bogenreihen. Wie in Kapitel 2.4.1 „Quer angeströmter Zylinder, Wirbelablösung und Kármánsche Wirbelstraße“ beschrieben, lösen sich die Wirbel wechselseitig von beiden Seite des Zylinders ab und bilden gemeinsam eine Wirbelstraße. Dies spiegelt sich in den Versuchsergebnissen wieder, in dem im Nachlauf der Bögen diese beiden Strukturen in Form erhöhter RMS-Werte erkennbar sind (siehe hierzu auch Abbildung 6.22, Nachlauf der Bogenreihe 3 und 10).

Abbildung 6.22 zeigt analog zu Abbildung 6.21 die RMS-Verteilung für die dritte und zehnte Bogenreihe. Wie die Ergebnisse der Geschwindigkeitsverteilung gezeigt haben, bilden sich mit steigender Zahl an Bogenreihen Bereiche erhöhter Strömungsgeschwindigkeiten unterhalb und zwischen den Bogenstrukturen einer Bogenreihe aus. Die Strömungsgeschwindigkeit der Anströmung direkt vor den Bögen wird verringert. Dies führt ebenfalls zu einer Reduzierung der Schankungsgröße RMS mit steigender Anzahl an Bogenreihen.

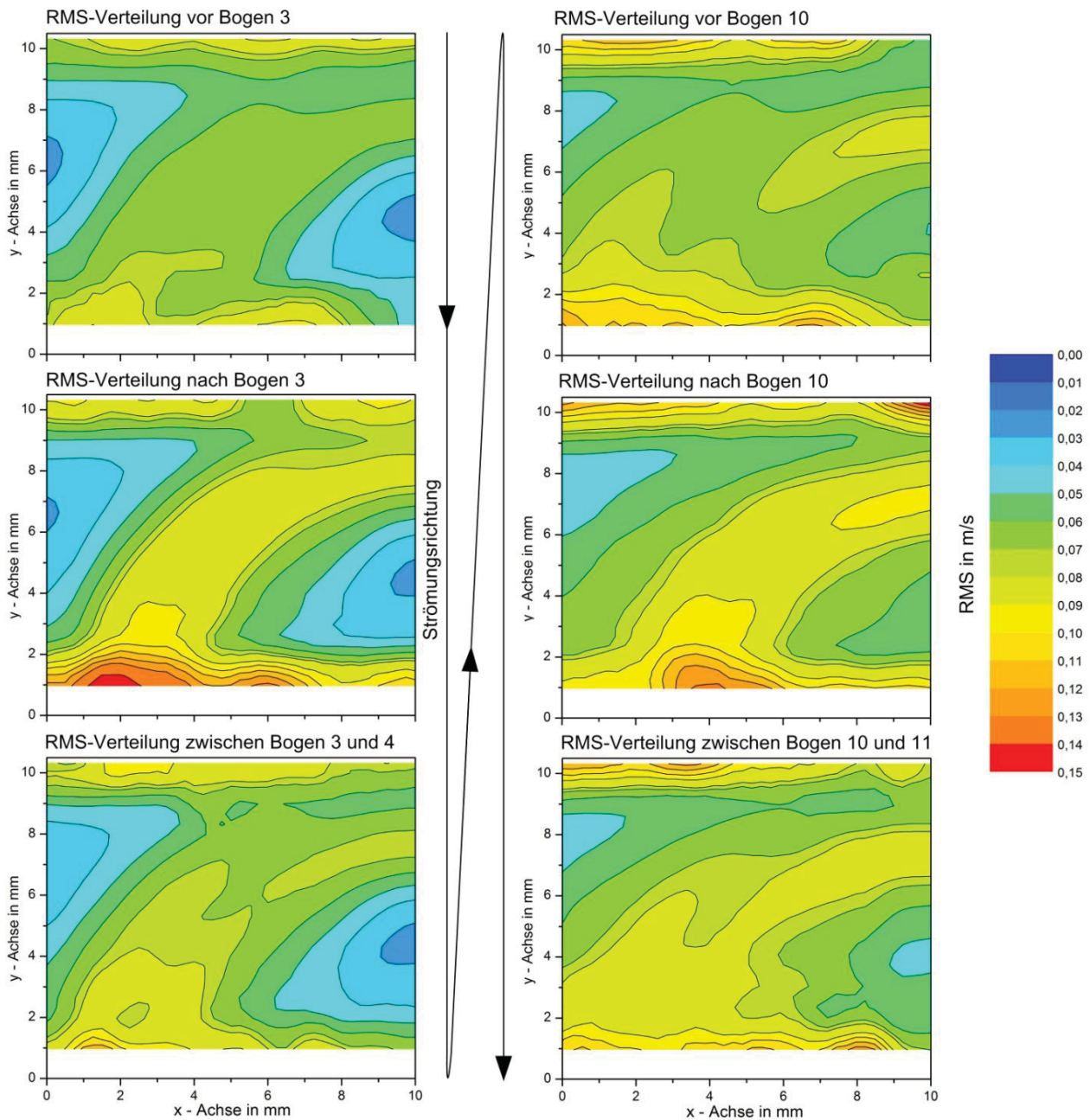


Abbildung 6.22: RMS-Verteilung der Hauptströmungskomponente für die dritte und zehnte Bogenreihe jeweils 3 mm vor und hinter der betreffenden Bogenreihe, sowie mittig zwischen den Bogenreihen (alle Darstellungen sind gleich skaliert; kanalbezogene Reynoldszahl = 10 000)

Die Größe der Wirbelstrukturen lässt sich anhand der Wirbelstraßenbreite  $h$  (siehe Abbildung 2.8) abschätzen und liegt im Bereich von 1 bis 3 mm, was ebenfalls die Größenordnung der Grenzschichtdicke darstellt. Es lässt sich vermuten, dass sich die abgelösten Wirbel aufgrund ihrer Größe in Richtung der Wand bewegen könnten und so in die Grenzschichten eindringen. Das Aufreißen oder Stören der Grenzschicht führt schließlich zu einem erhöhten Wärmeübergang. Diese Hypothese wird nochmals bei der Betrachtung der Längen- und Zeitskalen der turbulenten Strömung aufgegriffen und im Detail diskutiert.



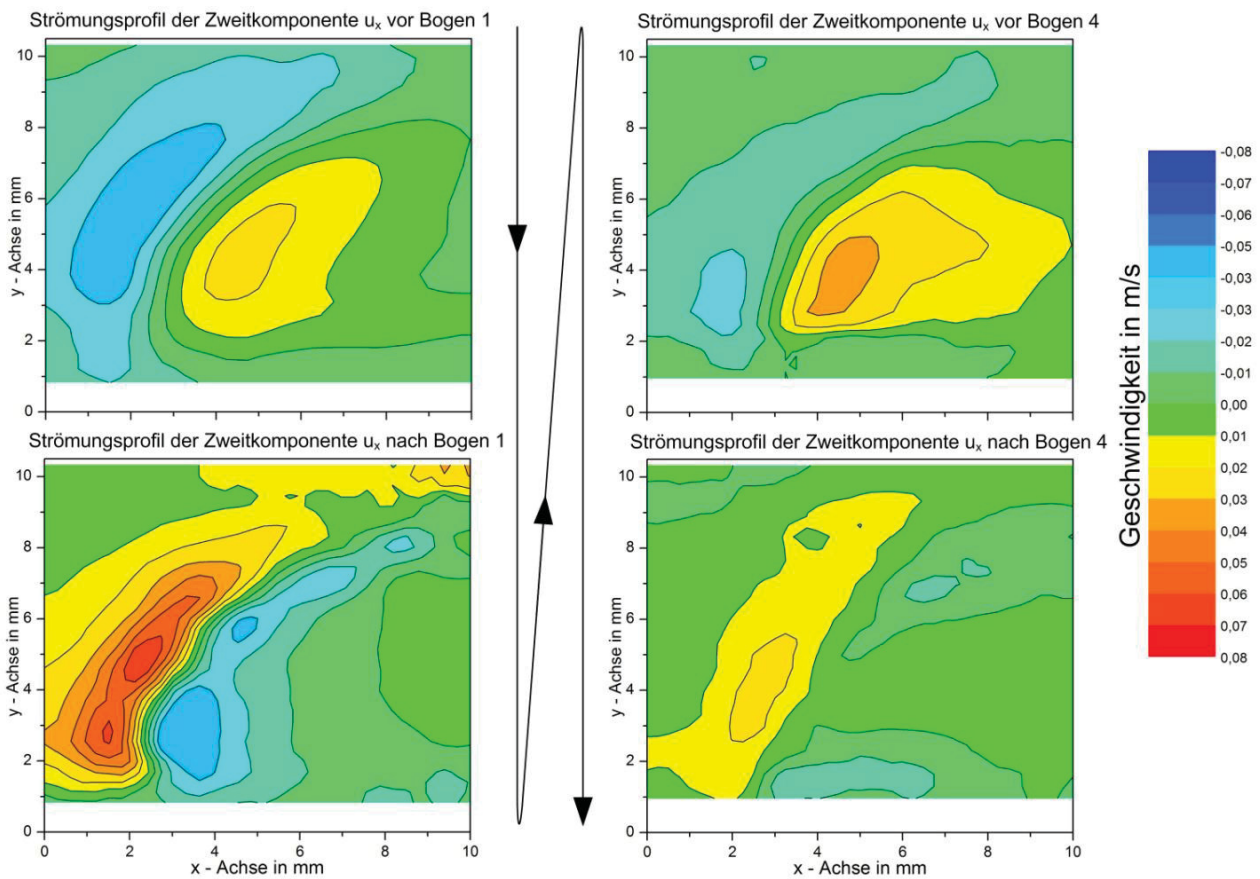


Abbildung 6.23: Geschwindigkeitsprofil der zweiten Geschwindigkeitskomponente  $u_x$  für die erste und vierte Bogenreihe jeweils 3 mm vor und nach der betreffenden Bogenreihe (alle Darstellungen sind gleich skaliert; kanalbezogene Reynoldszahl = 10 000)

Während der Messungen wurde neben der Geschwindigkeitskomponente der Hauptströmungsrichtung  $u_z$  ebenfalls die zweite Geschwindigkeitskomponente  $u_x$  senkrecht zur Hauptströmung erfasst. Abbildung 6.23 zeigt die Isoliniendarstellung der zweiten Geschwindigkeitskomponente  $u_x$  für die erste und vierte Bogenreihe jeweils 3 mm vor und nach der betreffenden Bogenreihe. Die Kontur des Bogens befindet sich zwischen den Bereichen negativer und positiver Strömungsbeträge. Aufgrund der Umströmung wechselt der Richtungssinn der Strömung vor und hinter dem Bogen. Wie schon zuvor erläutert, ergibt sich bei der ersten Bogenreihe eine stärkere Umströmung, da die Kanalisierung der Strömung zu Strahlen noch nicht stattgefunden hat. Die Geschwindigkeit vor den Bögen nimmt mit steigender Anzahl an vorangegangenen Bogenreihen immer mehr ab und in Folge dessen auch die Geschwindigkeit bei der Umströmung der Bögen. Ab der vierten Bogenreihe werden sich periodisch wiederholende Strömungsvorgänge beobachtet. Im Nachlauf der Bögen sind einzelne, voneinander abgegrenzte Strömungsstrukturen erkennbar. In der nachfolgenden Diskussion der Wirbelablösung im Bogennachlauf wird auf die einzelnen Strömungsstrukturen genauer eingegangen.

Ergänzend zu den Geschwindigkeitsprofilen der Geschwindigkeitskomponente  $u_x$  sind in Abbildung 6.24 die RMS-Verteilung für verschiedene x-y-Ebenen dargestellt. Die Ebenen liegen zwischen erster und zweiter (linke Seite der Abbildung) und zwischen vierter und



fünfter (rechte Seite der Abbildung) Bogenreihe. Die Kontur des Bogens ist in der Nachlaufströmung deutlich in Form erhöhter Werte der Geschwindigkeitsschwankung zu erkennen. An Positionen der größten Geschwindigkeitsgradienten der Geschwindigkeitskomponente  $u_x$  (Abbildung 6.23) sind die höchsten Werte der Geschwindigkeitsschwankung lokalisiert. Mit zunehmendem Abstand vom Bogen nimmt der Turbulenzgrad der Strömung bis zum nächsten Bogen immer weiter ab. Der Unterschied zwischen dem Strömungsnachlauf der ersten Bogenreihe und der vierten Bogenreihe zeigt eine Abnahme des Turbulenzgrades aufgrund der zuvor mehrfach diskutierten Strahlenbildung der Strömung.

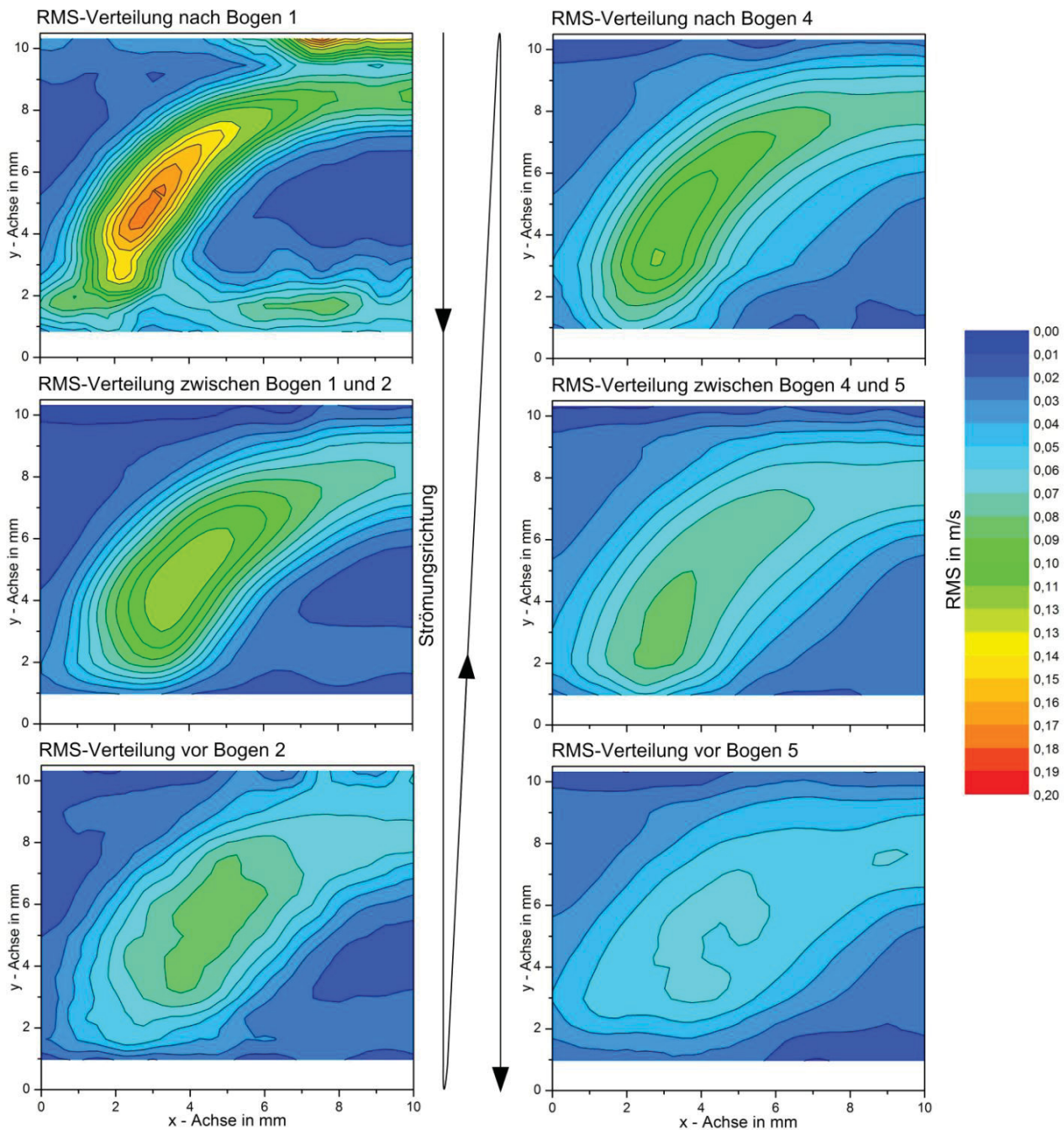


Abbildung 6.24: RMS-Verteilung der Geschwindigkeit  $u_x$  für den Nachlauf der ersten und vierten Bogenreihe jeweils 3 mm, 6 mm und 9 mm hinter der betreffenden Bogenreihe (alle Darstellungen sind gleich skaliert; kanalbezogene Reynoldszahl = 10 000)

### 6.3.4 Wirbelablösung im Bogennachlauf

Nach der Untersuchung der zeitgemittelten, statistischen Größen der Strömung um die Bogengeometrie im vorangegangenen Kapitel, wird nachfolgend die Wirbelablösung im Bogennachlauf näher betrachtet. Entscheidend für die Charakterisierung der Wirbelablösung und deren Strukturen sind die Eigenschaften und Verhältnisse der Strömung in der Anströmung des jeweiligen Bogens. Von besonderer Bedeutung ist hierbei die Unterscheidung, ob die Anströmung des Bogens von einer ungestörten, voll ausgebildeten Strömung oder von der Nachlaufströmung eines vorangegangenen Bogens erfolgt.

#### Wirbelablösung im Nachlauf der ersten Bogenreihe

Für die Analyse sich periodisch wiederholender Vorgänge wird üblicherweise eine Spektralanalyse mittels Fast-Fourier-Transformation (FFT) vorgenommen. Ergebnis ist ein Frequenzspektrum, aus welchem die charakteristischen Wirbelablösefrequenzen sichtbar werden.

Bei der Auswertung der aus den LDA-Messungen gewonnen Zeitreihen mittels FFT ergibt sich das Problem der nicht äquidistanten Zeitabstände zwischen den einzelnen Messwerten. Begründet ist dies in dem rein zufälligen Durchkreuzen der Partikel durch das Messvolumen. Für eine FFT werden jedoch äquidistante Daten benötigt. Bei einer um ein vielfaches höheren Datenrate gegenüber der gewünschten Auflösung kann eine lineare Interpolation zwischen den Messwerten erfolgen. Liegen die Zeitskalen der zu untersuchenden Strömungsvorgänge und die Datenrate jedoch in der gleichen Größenordnung, kommt es mit dieser Methode zu erheblichen Einbußen bezüglich der Genauigkeit und der Bandbreite des Frequenzspektrums. Sogenannten Signalrekonstruktionsmethoden („Resampling“ oder „Reconstruction“) wie „Sample and Hold“ sind nicht geeignet, um Frequenzspektren bei niedrigen Datenraten zu erhalten. Abhilfe schafft die Slot-Korrelation (erstmalig von Mayo 1974 vorgestellt [May74]). Einen umfassenden Überblick zu dieser Problematik geben Nobach [Nob00] und Albrecht et al. [Alb03]. Weiter entwickelt wurde die Methode der Slot-Korrelation später von Van Maanen et al. [Maa99] und Gjelstrup et al. [Gje00] und findet in dieser Form Anwendung in der verwendeten Auswertesoftware „BSA flow“ der Firma Dantec Dynamics.

Für die Untersuchung der Wirbelablösung mit Hilfe von Frequenzspektren wurde die Anzahl der aufgenommenen Daten von 5 000 auf 10 000 erhöht um eine höhere Anzahl an Datenpaaren für die Slot-Korrelation zur Verfügung zu haben.

Die Datenrate korreliert stark mit den lokalen Strömungsbedingungen. In Gebieten mit vergleichsweise geringer Strömungsgeschwindigkeit durchkreuzen das Messvolumen weniger Partikel pro Zeiteinheit. Eine geringere Datenrate ist die Folge. Eine hohe Signalverstärkung führt in der Nähe des Bogenfußes zu einem verhältnismäßig hohen Signal-Rausch-

Verhältnis nach der FFT der Burstanalyse zur Bestimmung der LDA-Frequenz. Dieser Tatsache geschuldet wurde, um qualitativ hochwertige LDA-Messsignale zu erhalten, die Analyse der Wirbelablösung auf einen Messbereich von  $\varphi = 30^\circ$  bis  $150^\circ$  bezogen auf eine Kreisbahn entlang des Bogens beschränkt. Variiert wurde hierbei der Radius und der Abstand zum Bogen (siehe Abbildung 6.25).

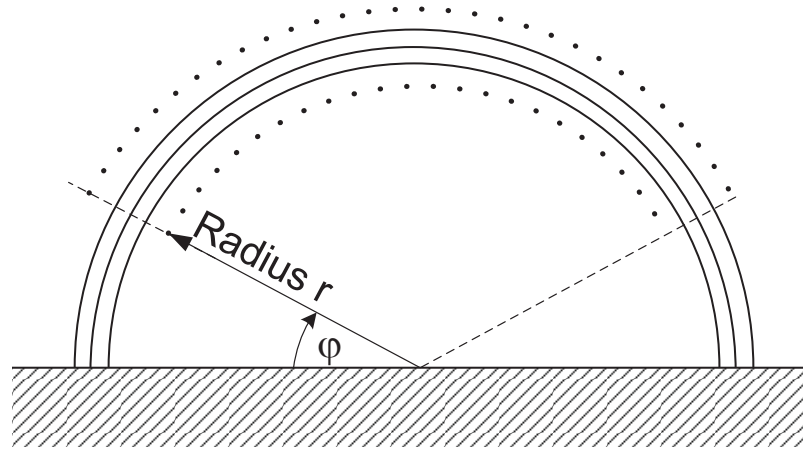


Abbildung 6.25: Positionen der LDA-Messung zur Bestimmung der Wirbelablösefrequenz: die Positionen befinden sich entlang des Bogens radial mit einem Abstand von  $6^\circ$  zueinander und einem variablen Radius  $r$  im Bereich 7 bis 9 mm in Schritten von 0,5 mm

Die Abbildung 6.26 zeigt vier typische Frequenzspektren der Geschwindigkeitskomponente in Hauptströmungsrichtung für verschiedene Reynoldszahlen. Der Messort befindet sich in Strömungsrichtung 3 mm hinter der neutralen Faser des Bogens bei einem Radius von 7 mm und im Zenit des Bogens ( $\varphi = 90^\circ$ ). Mit steigender Reynoldszahl erhöht sich ebenfalls die Frequenz mit höchster Energieintensität (nachfolgend Peak genannt). Die Frequenz des lokalen Maximums entspricht der Wirbelablösefrequenz im Nachlaufgebiet, bei welcher die sich periodisch wiederholende Wirbelablösung (Stichwort Kármánsche Wirbelstraße, siehe Kapitel 2.4.1) stattfindet. Die Wirbelablösefrequenz teilt das Frequenzspektrum in einen niederfrequenten und hochfrequenten Bereich. Die Hauptenergieanteile beinhaltet hauptsächlich der niederfrequente Bereich. Der hochfrequente Bereich trägt typischerweise weniger Energie als niederfrequente Strömungsstrukturen mit sich. Diese Beobachtung hat Durao et al. ebenfalls gemacht. Für die Umströmung eines Würfels fällt ab der ersten harmonischen Frequenz das Energiespektrum stetig ab [Dur88].

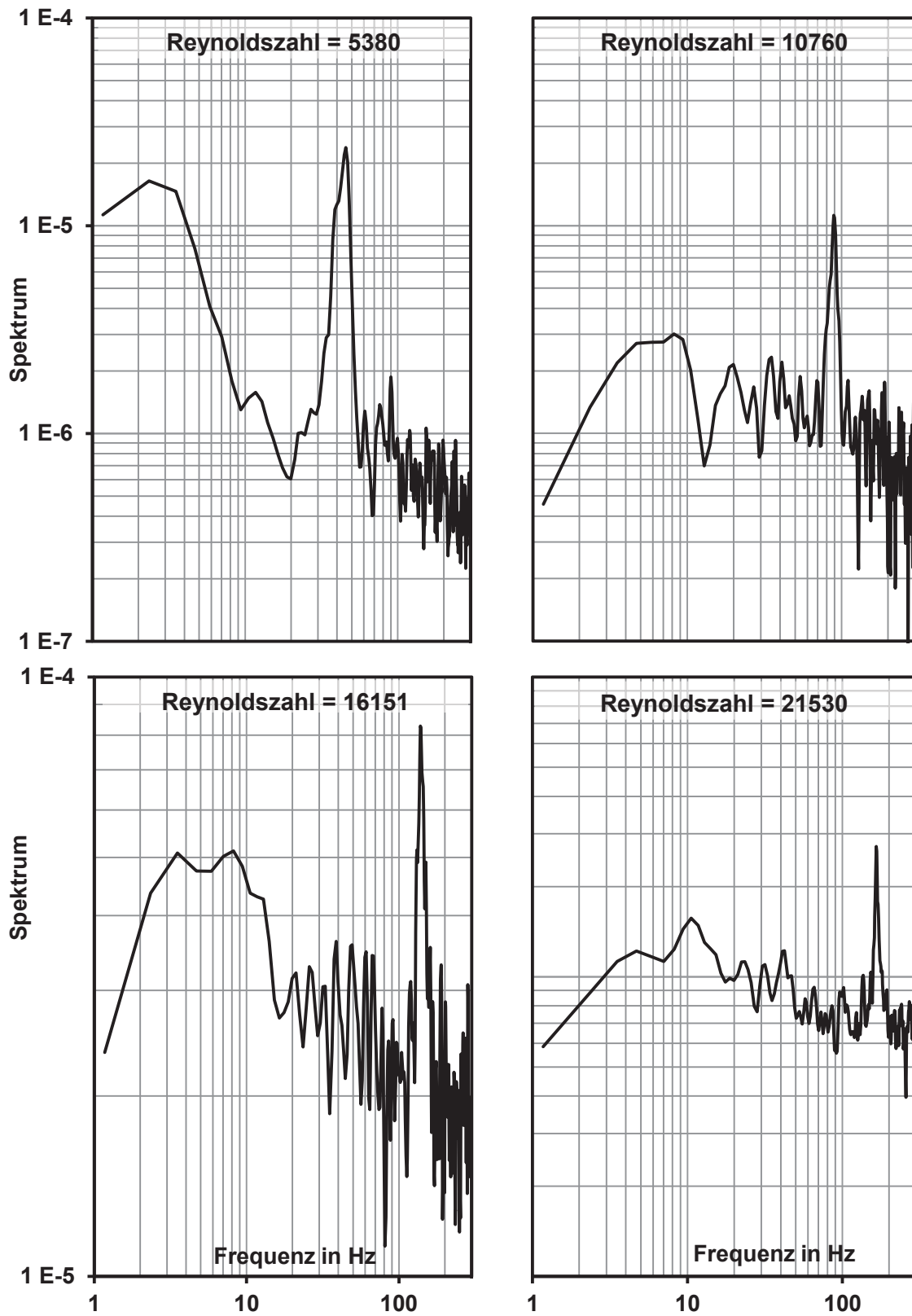


Abbildung 6.26: Frequenzspektrum (1 bis 300 Hz) der Geschwindigkeitskomponente der Hauptströmungsrichtung für verschiedene Reynoldszahlen (auf den Rechteckkanal bezogen)

Die Auswertung der jeweiligen charakteristischen Wirbelablösefrequenz ergibt den erwarteten Verlauf der Strouhalzahl über der Reynoldszahl (Abbildung 6.27). Für die Umströmung eines Zylinders lässt sich in zahlreichen Literaturstellen für den betrachteten Reynoldszahlbereich (bezogen auf den Zylinderdurchmesser als gleichwertigen hydraulischen Durchmesser) eine Strouhalzahl von  $St = 0,21$  finden (Bereich II in Abbildung 2.7 in Kapitel 2.4.1). Die experimentell ermittelten Werte für die Wirbelablösung am betrachteten Halbbogen liegen geringfügig höher. Dies lässt sich durch die Interaktion des Bogens mit der nach oben begrenzenden Kanalwand, mit der Krümmung des Zylinders zum Halbbogen und der Verbindung zur Wand begründen. Literaturwerte zur Wirbelablösefrequenz von Halbbogengeometrie lassen sich nicht finden. Es ist jedoch bekannt, dass die Wirbelablösung für andere Geometrien wie zum Beispiel Prismen, Würfel oder Halbzylinder ebenfalls andere Strouhalzahlen liefern.

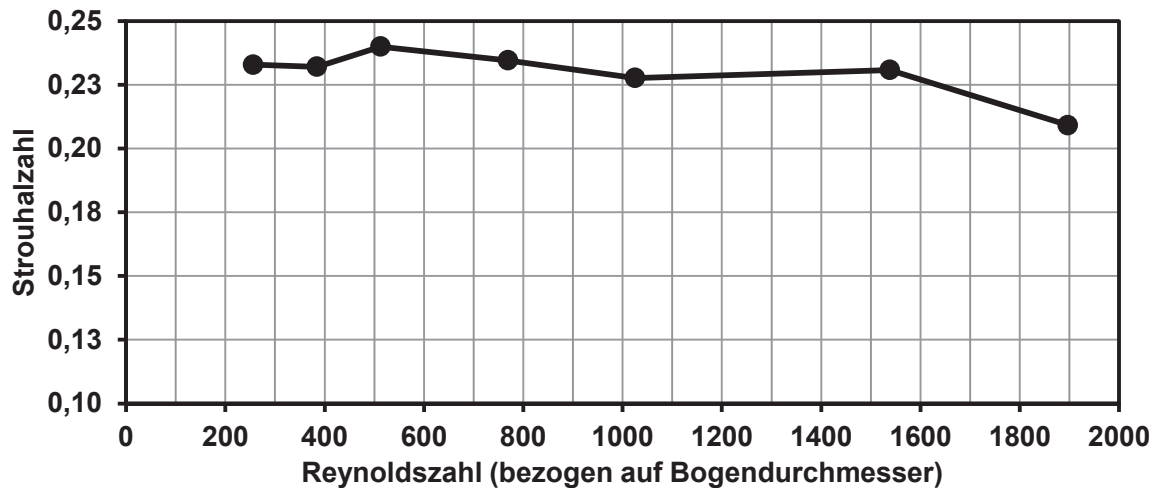


Abbildung 6.27: Wirbelablösung mit Hilfe der Strouhalzahl normiert über der Reynoldszahl für die erste Bogenreihe

Die zuvor angegebenen Wirbelablösefrequenzen und die sich daraus ergebenden Strouhalzahlen sind aus Mittelwerten verschiedener Messpositionen um den Zenit des Bogens gebildet. Betrachtet man die Wirbelablösung entlang eines Bogens im Detail, fällt auf, dass sich die Wirbelablösefrequenz in Abhängigkeit von der Position ändert. Im oberen Bereich, im Zenit des Bogens, (nachfolgend als Zenitbereich bezeichnet) wurden höhere Wirbelablösefrequenzen als im restlichen Bereich ermittelt. Abbildung 6.28 zeigt beispielhaft sieben Frequenzspektren kontinuierlich nebeneinander angeordneter Messpositionen im Boggennachlauf für eine Reynoldszahl von 10 760. Es sind jeweils drei Frequenzspektren für den Zenitbereich (durchgezogene Linien) und den verbleibenden Bereich (Punktlinien). Die charakteristischen Frequenzen lassen sich eindeutig voneinander unterscheiden und liegen für den Zenitbereich ca. 10 Hz höher als für den restlichen Bogen. Für diese Reynoldszahl erstreckt sich der Zenitbereich ungefähr von  $70^\circ < \varphi < 120^\circ$ . Eine genaue Lokalisierung und Abgrenzung der einzelnen Wirbelstrukturen voneinander ist nicht möglich. Die Wirbelstrukturen sind instationärer Natur und überlappen einander im Übergangsbereich oder



nehmen wechselseitig diese Gebiete ein. Abbildung 6.28 zeigt ebenfalls ein Frequenzspektrum für diesen Übergangsbereich (gestrichelte Linie). Für diese Position lassen sich die Ablösefrequenzen beider Bereiche erkennen.

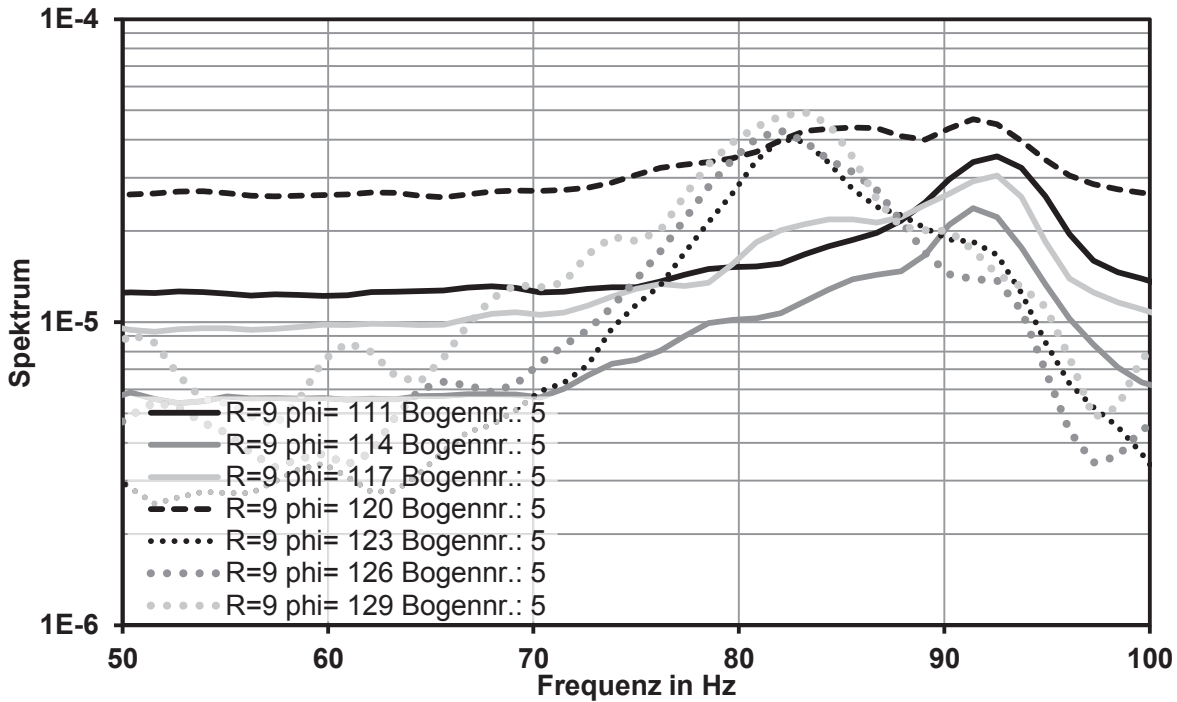


Abbildung 6.28: Frequenzspektrum für verschiedene Positionen der Geschwindigkeitskomponente der Hauptströmungsrichtung für Reynoldszahl 10 760; durchgezogene Linien: Spektren der Wirbelstruktur mit höherer Frequenz im Zenitbereich; gestrichelte Linie: Spektrum im Übergangsbereich; Punktlinien: Spektren der Wirbelstruktur mit geringerer Frequenz

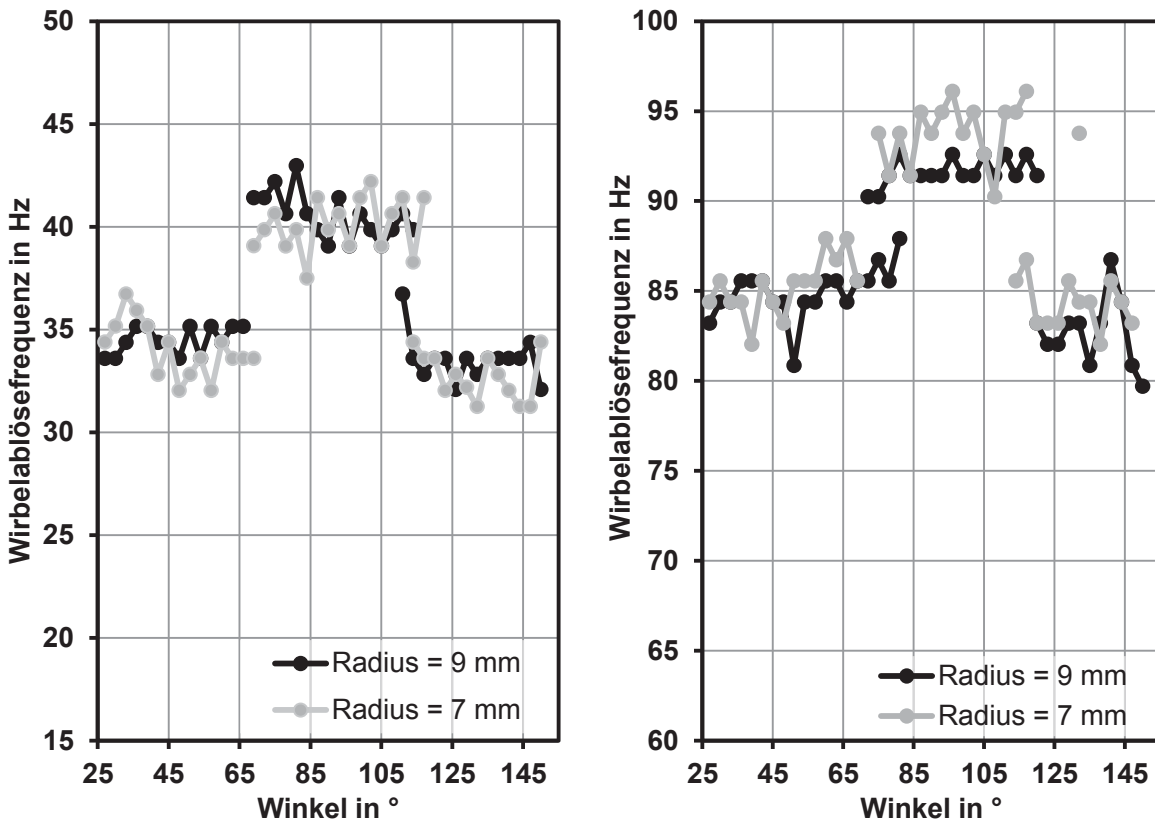


Abbildung 6.29: Wirbelablösefrequenzen bestimmt aus den Frequenzspektren in Abhängigkeit von der Position am Bogen (Winkel); links Reynoldszahl 5 380, rechts Reynoldszahl 10 760



Abbildung 6.29 zeigt die Wirbelablösefrequenz in Abhängigkeit von der Position entlang des Bogens für Reynoldszahl 5 380 und Reynoldszahl 10 760. Es ist eine Messreihe bei einem Radius von 9 mm (äußere Wirbelstruktur) und eine Wiederholungsmessung bei einem Radius von 7 mm (innere Wirbelstruktur) dargestellt. Die innere und äußere Wirbelstruktur lösen sich wechselseitig und symmetrisch zueinander ab, da ähnliche Ablösefrequenzen für die innere und äußere Wirbelstruktur gemessen wurden. Die erhöhte Ablösefrequenz im Zenitbereich ist für beide Messreihen deutlich zu erkennen. Es handelt sich bei diesen Strömungsverhältnissen um ein Drei-Wirbel-System. Die Abbildung verdeutlicht die Problematik der Übergangsbereiche und das damit verbundene Überlappen der einzelnen Wirbelstrukturen. Die Grenzen und Überlappungsgebiete der Wirbelstrukturen sind nicht wie vermutet zur Mittelachse (Zenit bei  $\varphi = 90^\circ$ ) symmetrisch. Dies kann auf Ungenauigkeiten in der Geometrie zurückgeführt werden. Aufgrund der Tatsache, dass die Bogenstruktur aus 1 mm starkem Metalldraht gebogen wurde, macht einerseits das Abschätzen der geometrischen Abweichung unmöglich und lässt bei vertretbarem Aufwand keine weitere Reduzierung dieser Ungenauigkeiten zu. Die Unterschiede werden besonders beim Vergleich verschiedener Bögen miteinander deutlich. Das charakteristische Drei-Wirbel-System konnte für alle Bögen der ersten Reihe nachgewiesen werden, nicht jedoch eine identische Position der Übergangsbereiche.

Für größere Reynoldszahlen ist kein System aus drei Wirbeln erkennbar. Abbildung 6.30 zeigt die Verteilung der Wirbelablösefrequenzen im Nachlauf der ersten Reihe für eine Reynoldszahl von 16 151. Die Ablösefrequenzen sinken ebenfalls in Richtung der Grundplatte aber es ergeben sich zwischen den einzelnen Positionen vergleichsweise große Schwankungen, so dass von einer höheren Anzahl kleinerer Wirbelstrukturen ausgegangen werden muss. An einzelnen Positionen waren ebenfalls mehrere lokale Maxima in den Frequenzspektren erkennbar, was auf Positionsschwankungen der Wirbel oder Überlappung der Wirbelgebiete schließen lässt.

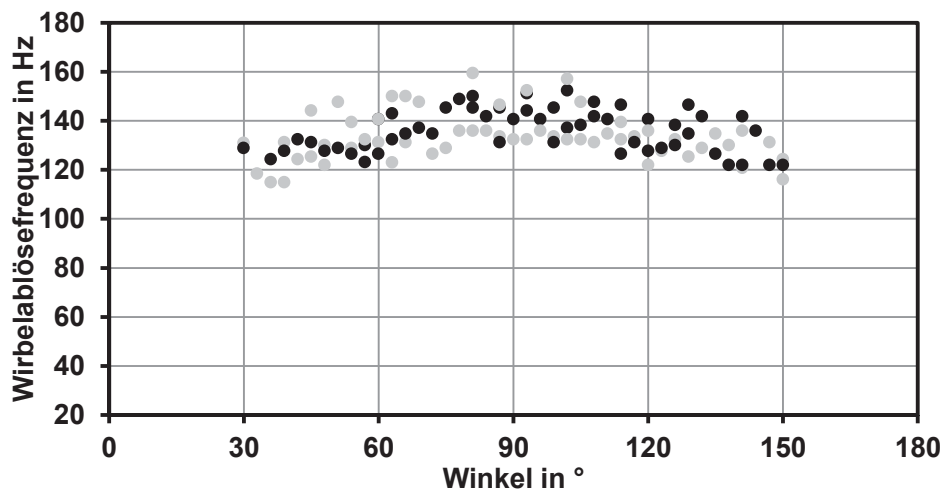


Abbildung 6.30: Verteilung der Wirbelablösefrequenz im Nachlauf zwei verschiedener Bögen der ersten Reihe bei einer Reynoldszahl von 16 151

Zusammenfassend lässt sich festhalten:

1. Es bilden sich im Bogennachlauf mehrere Wirbelstrukturen mit unterschiedlicher Wirbelablösefrequenz über den Radius des Bogens aus (siehe Abbildung 6.31).
2. Es wurde eine variierende Anzahl an Wirbelstrukturen in Abhängigkeit von der Reynoldszahl oder der Strömungsgeschwindigkeit der Anströmung nachgewiesen.
3. Für Strömungszustände mit vergleichsweise geringen Reynoldszahlen (bis  $Re < 16\,000$ ) konnte ein Drei-Wirbel-System mit zwei symmetrischen seitlichen Wirbeln und einem Zenitwirbel nachgewiesen werden. Mit steigender Reynoldszahl geht dies in ein chaotisches Mehr-Wirbel-System über.
4. Für noch höhere Reynoldszahlen nimmt der Anteil an chaotischen und zufälligen Strömungszuständen in der Art und Weise zu, dass keine eindeutige Abgrenzung der Wirbelstrukturen mit Hilfe der Wirbelablösefrequenzen mehr festgestellt werden kann.
5. Der Zustand des wechselseitigen Auftretens zweier benachbarter Wirbelstrukturen und damit die Positionsschwankung der einzelnen Wirbelenden ist instationär und erfolgt langsamer als die Ablösung der Wirbel selbst.

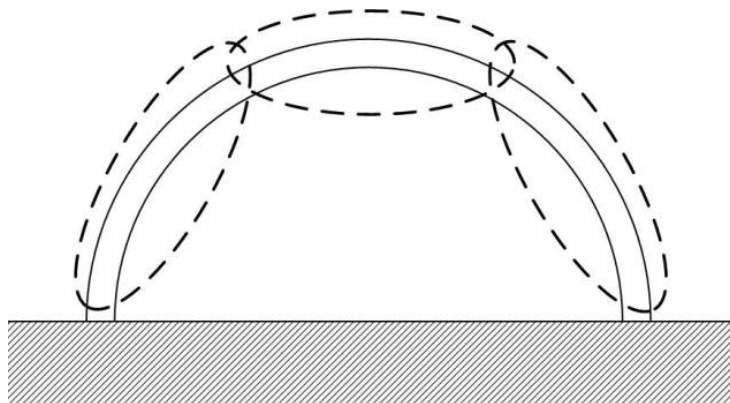


Abbildung 6.31: System mit drei Wirbelstrukturen im Nachlauf des Bogens unterschieden nach unterschiedlicher Wirbelablösefrequenz

Ob es sich um eine periodische Positionsschwankung mit expliziter Frequenz handelt, kann mittels LDA-Messtechnik nicht festgestellt werden. Es handelt sich um ein punktuell Messverfahren, bei welchem die einzelnen Positionen nacheinander und nicht gleichzeitig vermessen werden. Zu diesem Zweck werden die experimentellen Ergebnisse nachfolgend mit den Ergebnissen einer Grobstruktursimulation aus Kapitel 4.3 verglichen. Ähnliche Positionsschwankungen wurden bereits bei anderen wandgebundenen Strukturen, wie zum Beispiel wandgebundene Würfel oder Längsrippen, ausführlich untersucht („flapping“). Martinuzzi hat eine Schwankung des Wiederanlegepunkts hinter einer zweidimensionalen Rechteckgeometrie festgestellt [Mar92]. Lyn und Rodi [Lyn94] haben mit LDA-Messtechnik die Ablösung der Strömung an der Vorderkante eines Quaders untersucht und dabei einen starken Zusammenhang zwischen Turbulenzgrad, Grenzschichtdicke und Geschwindigkeitsprofil für die einzelnen Phasen der Strömungsablösung festgestellt. Experi-

mentelle Untersuchungen von Zdravkovich [Zdr89] und Okamoto [Oka92] an einem kurzen Zylinder (Länge zu Durchmesser Verhältnis von 2 bis 8 variiert) mit freien Enden haben ebenfalls eine irreguläre und wechselnde Wirbelablösung mit zeitlich variierender Frequenz gezeigt. Okamoto beobachtet eine sinkende Wirbelablösefrequenz in Richtung des freien Endes des Zylinders und begründet diese durch die Interaktion der Kármán-Wirbel mit dem sogenannten Kopfwirbel, welche sich an der Vorderkante der Deckplatte bilden.

Die einzelnen Wirbelstrukturen können aus oben genannten Gründen nicht sicher voneinander abgegrenzt oder lokalisiert werden. Die Bereiche verschwimmen ineinander. Um ein besseres Verständnis zu diesen Strömungsvorgängen entwickeln zu können, ist eine detaillierte Grobstruktursimulation (LES) hilfreich. In Kapitel 4 wurde bereits eine Grobstruktursimulation für den sich periodisch wiederholenden Fall durchgeführt. Um die Strömungsverhältnisse der ersten Bogenreihe widerzuspiegeln, wurde dieses numerische Modell von der sich periodisch wiederholenden Randbedingung zu einer nicht periodischen verändert. Randbedingung am Einlass ist das Strömungsprofil der voll ausgebildeten turbulenten Strömung. In Anlehnung an die spätere Anwendung wurde diese Simulation mit dem Medium Luft und den Temperaturrandbedingung der vorangegangenen numerischen Berechnungen durchgeführt. Die Vergleichbarkeit zu den experimentellen Ergebnissen ist aufgrund gleicher Reynoldszahl und über die Normierung der Wirbelablösefrequenzen mittels Strouhalzahl gegeben.

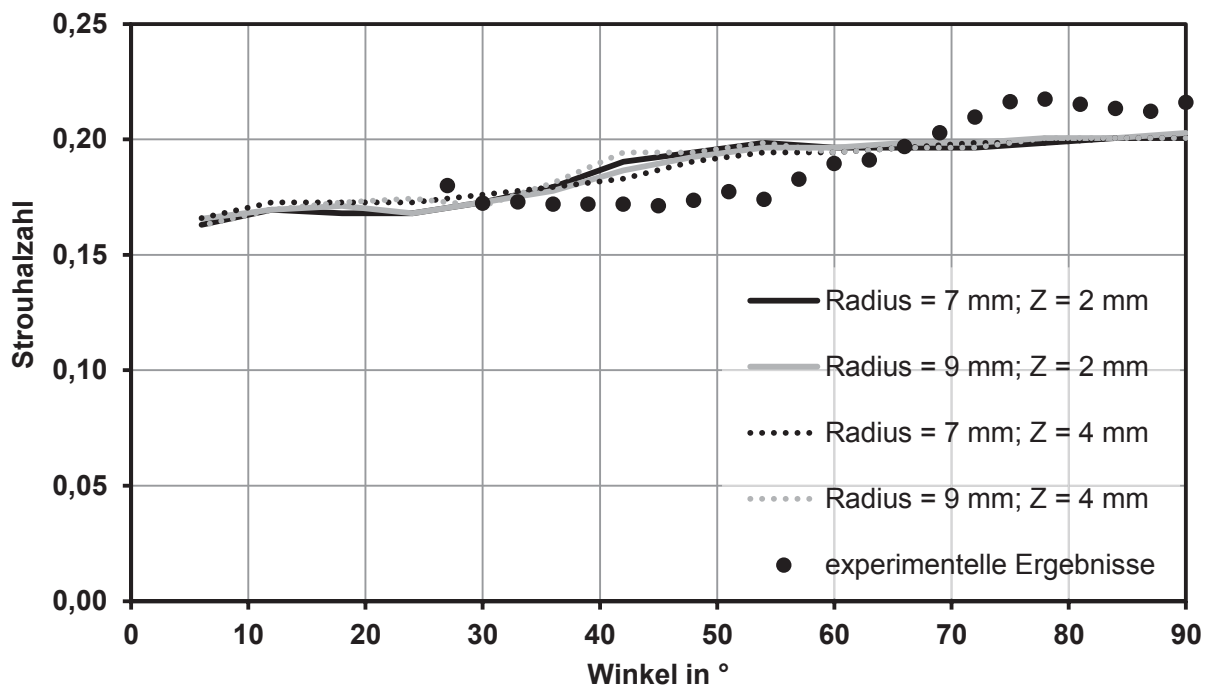


Abbildung 6.32: Wirbelablösefrequenz mit Hilfe der Strouhalzahl normiert variiert über der Winkelposition, dem Radius und der Entfernung zum Bogen; Ergebnisse aus der LES-Simulation und im Vergleich dazu experimentelle Ergebnisse

Die Ergebnisse der LES-Simulation entlang des Bogens zeigt Abbildung 6.32. Es ist die Strouhalzahl über dem Winkel  $\varphi$  für die experimentellen und numerischen Ergebnisse dargestellt. Qualitativ zeigt sich ein ähnlicher Verlauf wie bei den experimentellen Ergebnissen. Es lassen sich auch bei den Ergebnissen der Grobstruktursimulation zwei Bereiche erkennen. Zum einen der Zenitbereich mit erhöhter Ablösefrequenz beginnend von  $\varphi > 50^\circ$  und zum anderen der Bereich geringerer Ablösefrequenz ab  $\varphi < 30^\circ$ . Der Übergang vom Bereich hoher Ablösefrequenz zum Bereich geringerer Ablösefrequenz ist jedoch in Richtung wärmeübertragende Wand verschoben. Der sogenannte Zenitbereich ist den numerischen Ergebnissen zufolge größer als durch die Experimente ermittelt. In größerer Entfernung zum Bogen wird aufgrund der Vermischung und des Zerfalls der Wirbelstrukturen der Übergangsbereich breiter und der Übergang fließender. Als Vergleich ist der Mittelwert der experimentellen Ergebnissen aller Bögen an verschiedenen radialen und axialen Positionen dargestellt. Da sich der Übergangsbereich für jeden einzelnen Bogen aufgrund der geometrischen Ungenauigkeit leicht verschiebt, ist auch hier ein fließender Übergang zu erkennen.

Der Grund für den fließenden Übergang bei den numerischen Ergebnissen im Vergleich zu den abrupten Übergang bei den experimentellen Ergebnisse (siehe Abbildung 6.29) wird bei der Betrachtung eines einzelnen Bogens in Abbildung 6.33 ersichtlich. Dargestellt sind die Wirbelstrukturen im Bogennachlauf anhand von Isoflächen der Wirbelstärke. Die linke Abbildung zeigt im Zenitbereich eine große zusammenhängende Wirbelstruktur. In der Ansicht aus der Symmetrieachse (linke Abbildung) wird im unteren Bogenbereich eine Wirbelstruktur sichtbar, welche sich aufgrund der Interaktion mit der Wand als schräge Wirbelablösung ausbildet (siehe hierzu Kapitel 2.4.1). In der numerischen Grobstruktursimulation bildet sich ein Drei-Wirbel-System aus, wie es auch die experimentellen Untersuchungen gezeigt haben.

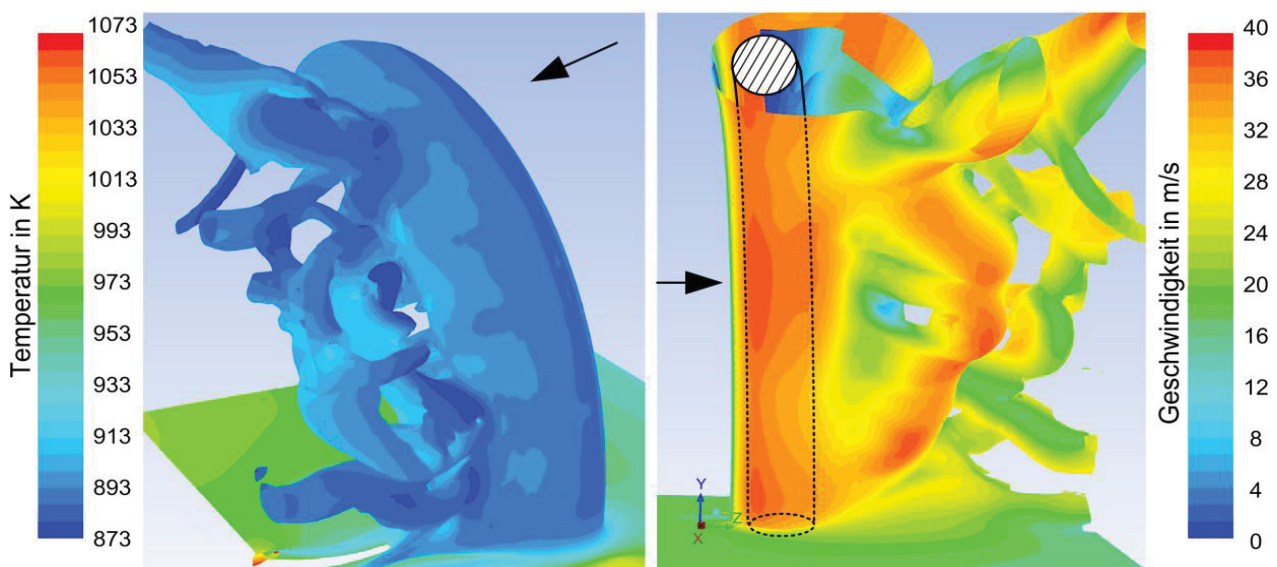


Abbildung 6.33: Darstellung der Wirbelstrukturen im Bogennachlauf mit Hilfe einer Isofläche der Wirbelstärke; Links: Temperaturverteilung auf der Isofläche in Isodarstellung (Strömung von rechts nach links); Rechts: Geschwindigkeitsverteilung auf der Isofläche in seitlicher Darstellung der Symmetrielinie (Strömung von links nach rechts, geschnittener Bogen schematisch dargestellt)

In Abbildung 6.34 sind die Wirbelstrukturen bei gleichem Phasenwinkel für 12 aufeinander folgende Perioden dargestellt. Als charakteristische Frequenz wurde die Wirbelablösung im Zenit des Bogens zugrundegelegt. Der auf der Oberseite des Bogens abgelöste Wirbel befindet sich für jede Abbildung an der gleichen Position. Die Abbildungen zeigen einen halben Bogen, welcher in der Symmetrieebene zu einem Viertelbogen geschnitten ist. In allen Abbildungen ist die obere (mit A gekennzeichnet) und untere (mit B gekennzeichnet) Wirbelstruktur zu erkennen. Die höhere Ablösefrequenz der oberen Wirbelstruktur hat zur Folge, dass sich die Wirbelstrukturen mit steigender Anzahl an durchlaufenen Perioden immer weiter voneinander entfernen (Bild 1 bis 6). Für geringe Abstände der beiden Wirbelstrukturen zueinander kann von einer zusammenhängenden Wirbelstruktur gesprochen werden. In Bild 6 ist ersichtlich, dass die obere Wirbelstruktur sowohl mit der nachlaufenden Wirbelstruktur B als auch mit der davor liegenden Wirbelstruktur C verbunden ist. Ab Bild 8 besteht zwischen Wirbel A aus dem Zenitbereich und der ursprünglichen unteren Wirbelstruktur B kein Zusammenhang mehr. Nach rund 10 Perioden hat sich wieder der gleiche Zustand wie im ersten Bild eingestellt.



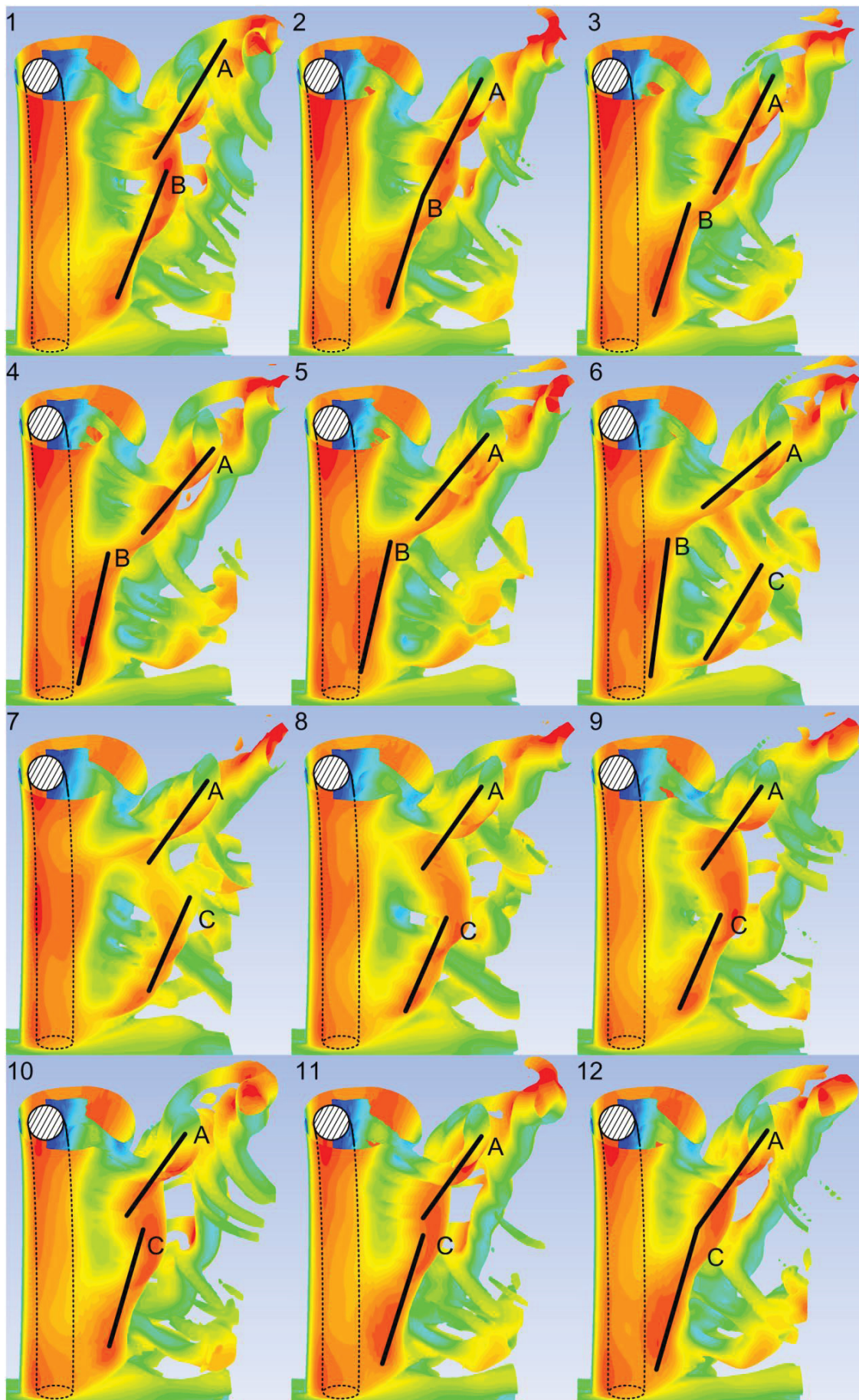


Abbildung 6.34: Darstellung der Wirbelstrukturen im Bogennachlauf mit Hilfe einer Isofläche der Wirbelstärke auf welcher die Geschwindigkeitsverteilung in Falschfarbe dargestellt ist (Strömung von links nach rechts, geschnittener Bogen schematisch dargestellt)



Die Auswertung der einzelnen Zeitreihen mittels FFT ermöglicht eine weitere anschauliche Darstellungsweise. Abbildung 6.35 zeigt die Spektren für drei verschiedene Winkel  $\varphi$ . Die Ergebnisse der Grobstruktursimulation bestätigen, dass an verschiedenen Winkelpositionen unterschiedliche charakteristische Wirbelablösefrequenzen auftreten. Die charakteristische Wirbelablösefrequenz liegt bei ca. 4 700 Hz für Winkelpositionen  $\varphi < 30^\circ$  (Punktlinie in Abbildung 6.35). Der Zenitwirbel hat eine höhere Wirbelablösefrequenz von ca. 5 240 Hz (Strichlinie in Abbildung 6.35). Im Übergangsbereich  $30^\circ < \varphi < 50^\circ$  sind im Spektrum beide Ablösefrequenzen in Form von zwei lokalen Maxima erkennbar (durchgehende Linie in Abbildung 6.35). Bei der Differenz beider Wirbelablösefrequenz befindet sich für die Winkelposition im Übergangsbereich ebenfalls ein lokales Maximum (540 Hz). Ursache hierfür ist das zuvor beschriebene Phänomen der Relativbewegung der Wirbelstrukturen A, B und C zueinander. Vielfache dieser Differenzfrequenz von 540 Hz erzeugen lokale Maxima im Spektrum bei 1 080 und 2 160 Hz. Diese Ergebnisse sind hinsichtlich der sich aus der Wirbelablösefrequenz ergebenden Strouhalzahl deckungsgleich mit den Ergebnissen der experimentellen Untersuchungen und bestätigen diese somit.

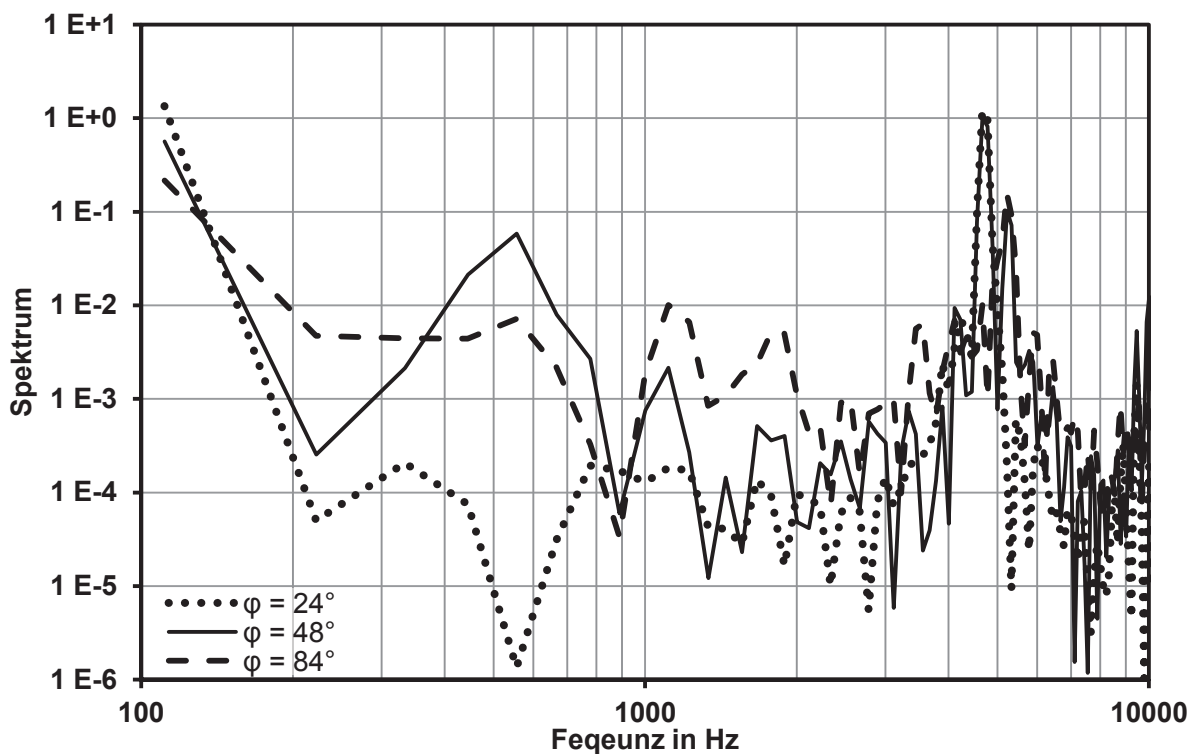


Abbildung 6.35: Autokorrelationsfunktion für Zeitreihen des Geschwindigkeitssignals an 4 verschiedenen Positionen hinter dem Bogen

Als Ergänzung hierzu zeigt Abbildung 6.36 die Zeitreihe der Geschwindigkeit und die zugehörige FFT für eine Position im Übergangsbereich. Die Zeitreihe zeigt eine deutliche Schwebung, hervorgerufen durch die Differenzfrequenz von 540 Hz der beiden Wirbelablösefrequenzen. Lokale Maxima befinden sich beim Vielfachen der Wirbelablösefrequenzen.

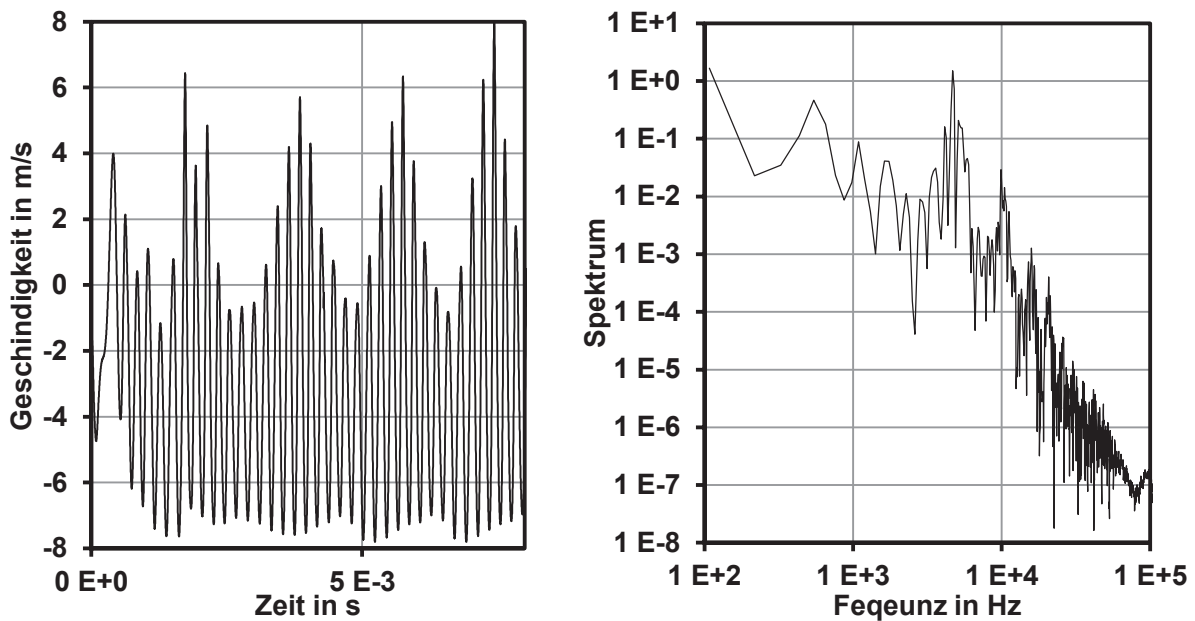


Abbildung 6.36: Links: Zeitreihe der Geschwindigkeit im Übergangsbereich; Rechts: FFT dieser Zeitreihe

Für die Entstehung des Mehrwirbelsystems können mehrere Ursachen erwogen werden.

#### 1. Krümmung der zylindrischen Struktur zum Halbbogen

Durch die Krümmung des Bogens und damit die Krümmung des Wirbelpaares sind die Wirbelstrukturen durch ihre Rotationsbewegung um die gekrümmte Wirbelachse einer stetigen Streckung und Kontraktion ausgesetzt. Die durch die Rotationsbewegung entstehende Zentrifugalkraft wirkt der Krümmung des Bogens entgegen und es erfolgt eine geradlinige Ausrichtung. Im Falle eines Wirbelsystems bestehend aus drei Wirbeln kommt es zum Aufreißen der Wirbelstruktur in einen horizontalen Zenitwirbel und zwei vertikal angeordnete Seitenwirbel. Jede einzelne dieser Wirbelstrukturen kann sich dann möglichst geradlinig ausrichten. Bei höherer Reynoldszahl und damit verbunden höherer Anströmgeschwindigkeit ergibt sich eine höhere Ablösefrequenz der Wirbelstrukturen. Auch die Rotationsgeschwindigkeit des Wirbels um seine gebogene Rotationsachse steigt und es entsteht dementsprechend ein Wirbelsystem mit mehr als drei Wirbeln.

#### 2. Geschwindigkeitsgradient im Zenit des Bogens

Aufgrund der räumlichen Nähe des Zenitbereichs des Bogens und begrenzender Wand kommt es zu einer Verbindung beider Grenzschichten, wodurch die Strömungsgeschwindigkeit zwischen Bogenzenit und oberer Wand geringer ist als die Strömungsgeschwindigkeit der Umströmung unterhalb des Bogenzenits. Die Wirbelablösung im Zenit des Bogens findet demnach unter einem Geschwindigkeitsgradienten statt. Die Folge ist möglicherweise eine veränderte Wirbelablösefrequenz. Unterschiedliche Ablösefrequenzen würden wiederum zu einer Zerteilung in mehrere kleinere Wirbelstrukturen führen. Für geradlinige Zylinder parallel zu einer Wand wurde in entsprechender Literatur ([Zov01] und [Bea78]) für einen freien Spalt von 2,5-fachem Zylinderdurchmesser nicht von einer erhöhten Wirbelab-

lösefrequenz berichtet. Literaturstellen zu gebogenen angeströmten Zylindern oder Ringen in Wandnähe und deren Wirbelablösung sind nicht bekannt.

### 3. Unterschiedliche Wirbelablösung der seitlichen Wirbel bei gleicher Frequenz

Aus den PIV-Messungen geht hervor, dass die Ablösezeitpunkte der beiden seitlichen Wirbel unterschiedlich sind. Die Ergebnisse von LDA und PIV belegen zwar, dass die Wirbelablösung dieser seitlichen Wirbel mit der gleichen Frequenz stattfindet, aber nicht synchron ist. Aufgrund dieser Phasenverschiebung kommt es zur Scherung innerhalb der Wirbelstruktur, was letztendlich zur Aufteilung in unterschiedliche Wirbelstrukturen führen könnte. Dies könnte zwar die Ausprägung einzelner Wirbelstrukturen belegen aber nicht die unterschiedlichen Ablösefrequenzen zwischen Zenitwirbel und den seitlichen Wirbeln erklären.

Auch eine Kombination dieser Effekte ist denkbar. Welche dieser zuvor genannten Strömungsvorgänge die ausschlaggebende Ursache für die Ausbildung eines Drei- oder Mehr-Wirbel-Systems ist kann im Rahmen der vorliegenden Arbeit weder belegt noch widerlegt werden.

### **Wirbelablösung mit steigender Anzahl an Bogenreihen**

Die vorangegangenen Betrachtungen der Wirbelablösung und der damit einhergehenden Ablösefrequenz bezog sich ausschließlich auf die erste Bogenreihe mit ungestörter Anströmung. Die Anströmung der Bogenreihen ist durch den Nachlauf der vorangegangenen Bogenreihen beeinflusst. Die zuvor diskutierte Strahlenbildung der Strömung und Einwirkung des Nachlaufs des vorgelagerten Bogens haben eine geringere Geschwindigkeit der Anströmung zur Folge.

Abbildung 6.37 zeigt den Verlauf der Wirbelablösung entlang der einzelnen Bogenreihen für drei verschiedene Reynoldszahlen. Unabhängig von der Reynoldszahl stellt sich ein ähnlicher Verlauf der Wirbelablösung ein. Bei der ersten Bogenreihe ist die Wirbelablösefrequenz noch vergleichsweise hoch und fällt zunächst stark ab, um dann gegen einen konstanten Grenzwert zu streben. Dieser Grenzwert wird nach der vierten bis fünften Bogenreihe erreicht und bleibt anschließend konstant. Dies belegt die Messung der Wirbelablösefrequenz im Nachlauf der zehnten Bogenreihe.

Dieses Verhalten der Wirbelablösefrequenz in Abhängigkeit von der Anzahl der vorgelagerten Bogenreihen wurde für einen Reynoldszahlbereich von ca. 5 000 bis ca. 40 000 nachgewiesen. Abbildung 6.38 zeigt den Verlauf der Strouhalzahl über der Reynoldszahl für verschiedene Bogenreihen. Mit steigender Anzahl an vorangegangenen Bogenreihen nimmt die Strouhalzahl ab. Die Wirbelablösefrequenz nimmt von der ersten bis zur zehnten Bogenreihe um 22 bis 27 % ab.

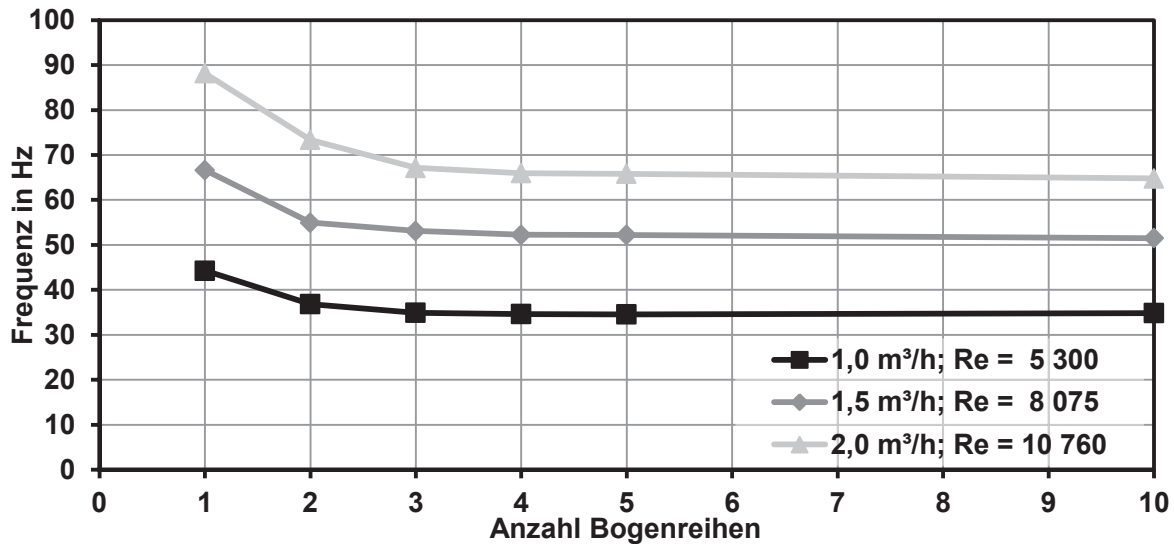


Abbildung 6.37: Variation der Wirbelablösefrequenz über die einzelnen Bogenreihen für Reynoldszahl 5 300, 8 075 und 10 760

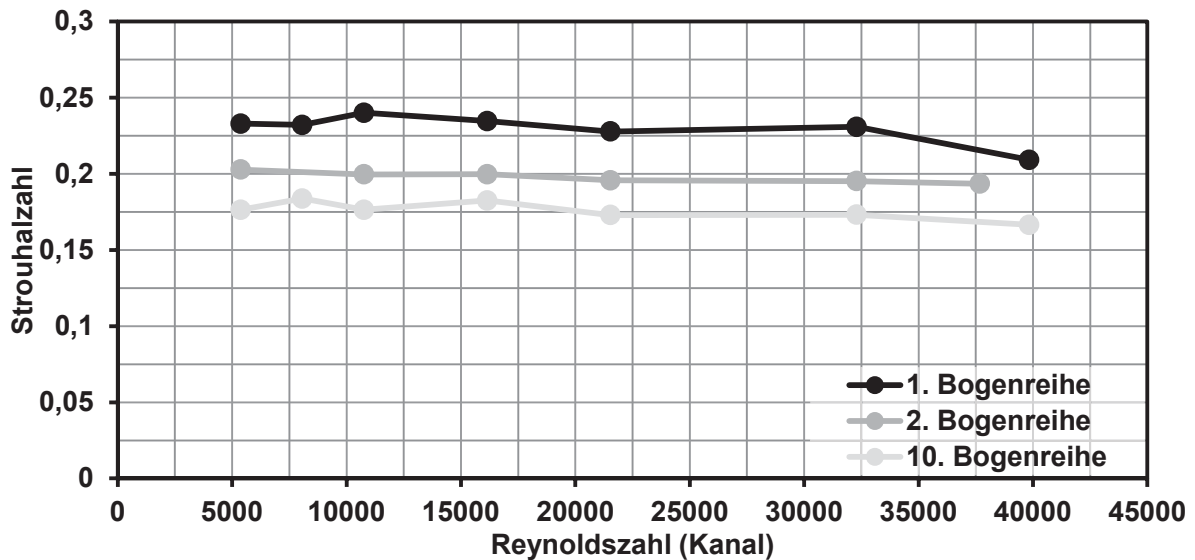


Abbildung 6.38: Wirbelablösung mit Hilfe der Strouhalzahl normiert über der Reynoldszahl für die erste, zweite und zehnte Bogenreihe

### 6.3.5 Skalen der Strömung

Zur näheren Charakterisierung der Eigenschaften der turbulenten Strömung ist es möglich, aus den Zeitreihen der Strömungsgeschwindigkeit die Längen- und Zeitskalen der Strömung zu bestimmen (für Theorie siehe Kapitel 2.3.3). Aus den Geschwindigkeitszeitreihen wurde durch Integration der zeitlichen Korrelationskoeffizienten das integrale Zeitmaß  $t_{\text{int}}$  bestimmt und über die Taylorhypothese mit der mittleren Strömungsgeschwindigkeit das integrale Längenmaß errechnet. Aus dem integralen Längenmaß berechnet sich die turbulente Reynoldszahl, aus welcher sich das Kolmogorovsche Längenmaß ergibt und aus welchem sich mit der kinematischen Viskosität die Dissipationsrate errechnet. Aufgrund der Taylorhypothese handelt es sich bei den darauf aufbauenden Größen um Abschätzungen, welche möglicherweise Abweichungen zu den real vorherrschenden Strömungsgrößen aufweisen.

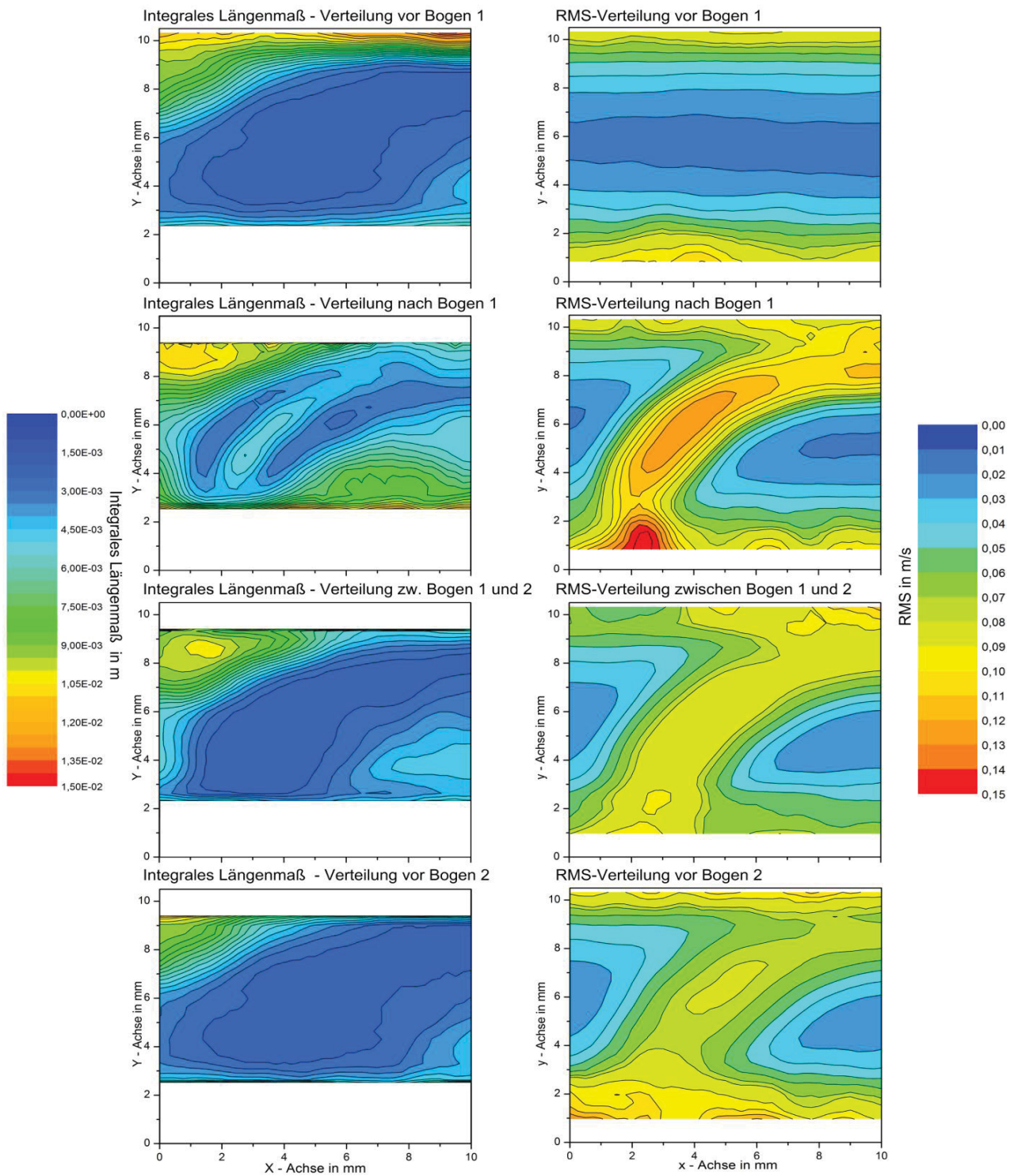


Abbildung 6.39: Verteilung des integralen Längemaßes (links) und der Geschwindigkeitsschwankung (rechts) in der y-x-Ebene im Einlaufbereich um die erste und zweite Bogenreihe, Reynoldszahl 10 760

Für den Wärmeübergang ist besonders das integrale Längemaß von Bedeutung. Je nach Größe der größten Wirbelstrukturen stören diese die Grenzschicht zur wärmeübertragenden Wand mehr oder weniger. Abbildung 6.39 zeigt die Verteilung des integralen Längemaßes und der Geschwindigkeitsschwankung der Hauptströmungskomponente in der y-x-Ebene vordem ersten Bogen und in drei Ebenen zwischen erstem und zweitem Bogen. Bereiche, in denen die Datenrate zu gering war oder es zu Rückreflexion kam, sind nicht dargestellt. Im Nachlauf direkt hinter dem ersten Bogen sind größere Strömungsstrukturen zu identifi-



zieren. Da die Kontur des Bogens deutlich zu erkennen ist, handelt es sich um die vergleichsweise großen Wirbel der Kármánschen Wirbelstraße. Die Abmessungen betragen in diesen Bereichen bis zu 6 mm. Weitere 3 mm stromabwärts (6 mm hinter der neutralen Faser des ersten Bogens oder zwischen Bogen 1 und 2) haben sich die großen Wirbelstrukturen bereits zu kleineren zersetzt. In Gebieten geringer Geschwindigkeitsschwankungen sind in logischer Konsequenz vergleichsweise große integrale Längemaße vorzufinden. Möglicherweise herrschen dort nahezu laminare Strömungsbedingungen vor, in welchen keine turbulenten Strömungsstrukturen vorkommen und sich somit große integrale Längen und Zeitmaße ergeben.

Im Gegensatz dazu stehen die kleinsten noch in der Strömung existierenden Strukturen bevor es zur Dissipation kommt. Das Kolmogorovsche Längenmaß repräsentiert diese Strömungsstrukturen. Abbildung 6.40 zeigt die Verteilung des Kolmogorovschen Längenmaßes in der y-x-Ebene vordem ersten Bogen und in drei Ebenen zwischen erstem und zweitem Bogen. In der ungestörten Anströmung vor dem ersten Bogen ist eine symmetrische Verteilung zur Kanalmitte zu beobachten. Die kleinsten Strukturen finden sich aufgrund der Scherung in Wandnähe in den Grenzschichten. Es ist zu erkennen, dass direkt hinter dem ersten Bogen im Bereich der Überlappung von Zenitwirbel und seitlichem Wirbel vergleichsweise kleine Strukturen auftreten. In diesem Bereich ist ebenfalls die Dissipationsrate auf Grund dieser Tatsache besonders hoch (siehe Abbildung 6.41). Im weiteren Strömungsverlauf nehmen die Bereiche besonders kleiner Strukturen in der Kontur des Bogens aufgrund von Zerfallsprozessen der Wirbel der Kármánschen Wirbelstraße zu. Der Überlappungsbereich im Dreiwirbelsystem ist nicht mehr durch besonders kleine Strukturen vom restlichen Bogennachlauf abgegrenzt. Dieser Zerfall ist ebenfalls bei der Darstellung der größten Strömungsstrukturen, dem integralen Längenmaß, sichtbar.



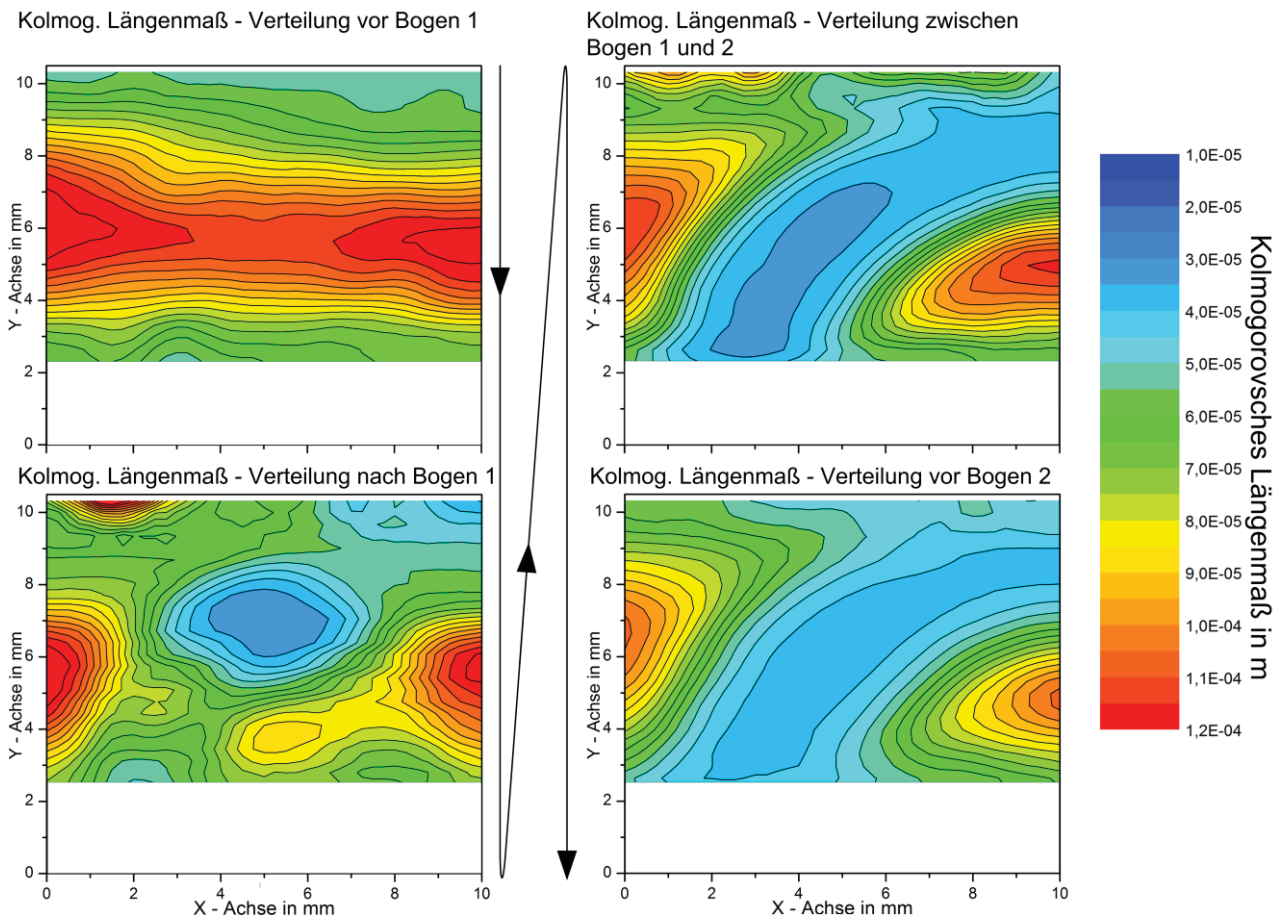


Abbildung 6.40: Verteilung des Kolmogorovschen Längemaßes in der y-x-Ebene im Einlaufbereich um die erste und zweite Bogenreihe, Reynoldszahl 10 760

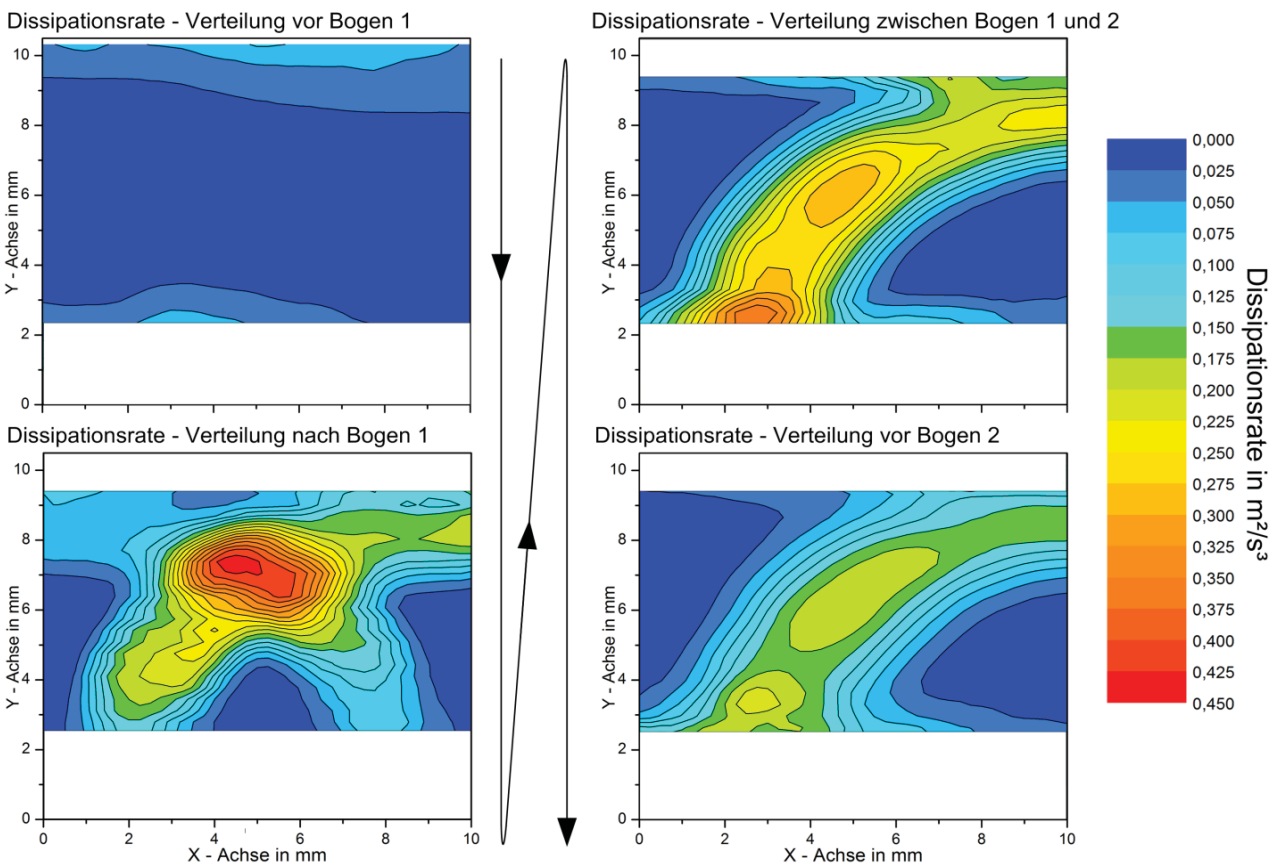


Abbildung 6.41: Verteilung der Dissipationsrate in der y-x-Ebene im Einlaufbereich um die erste und zweite Bogenreihe, Reynoldszahl 10 760

Analog zur Darstellung der größten und kleinsten Längenmaßen in den vorangegangenen Abbildungen ist in Abbildung 6.41 die Verteilung der Dissipationsrate gezeigt. Die Bereiche hoher Dissipationsrate, beispielsweise im Überlappungsbereich zwischen den einzelnen Wirbelstrukturen, sind in hohem Maße für den entstehenden Druckverlust bei der Überströmung der Bogenstrukturen verantwortlich, weil Teile der kinetischen Energie bis in die kleinsten Wirbelstrukturen transportiert und schließlich in Wärme umgewandelt werden. Übereinstimmend mit der Entwicklung der Verteilung des Kolmogorovschen Längenmaßes bildet sich auch die Verteilung der Dissipationsrate aus. Es ist zunächst im Vergleich vor und nach dem Bogen eine Zunahme der Dissipation zu beobachten, welche dann im weiteren Strömungsweg kontinuierlich abnimmt. Eine stärkere Ausbildung der Dissipation in der Nähe des Bogensfußes ab der Ebene zwischen den Bögen liegt im Hufeisenwirbel begründet. Die röhrenförmige Struktur des Hufeisenwirbels legt sich um den Fuß des Bogens und läuft im Nachlauf des Bogens wieder ineinander. Dieses Ineinanderlaufen führt zu erhöhter Dissipation.

Zusammenfassend stellt Abbildung 6.42 die Verteilung der Dissipationsrate, des Kolmogorovschen - und des integralen Längenmaßes in der z-x-Ebene bei  $y = 2,3$  mm hinter der ersten Bogenreihe dar. Der Zylindermittelpunkt des Bogens befindet sich in dieser y-Höhe etwa bei  $x = 2,5$  mm. Beim integralen Längenmaß sind deutlich die kleineren Strömungsstrukturen im Nachlauf des Bogens aufgrund der Bildung der Kármánschen Wirbelstraße zu erkennen. Mit steigendem Abstand zum Bogen ist auch hier der Zerfall dieser Strukturen sichtbar. Das Kolmogorovsche Längenmaß ist im Bogennachlauf ebenfalls geringer. Weiterhin lässt sich gut das Anwachsen der Wirbelstraßenbreite erkennen. Aufgrund von Dissipation gehen diese kleinsten Strömungsstrukturen im Verlauf des Strömungsweges verloren. Im unmittelbaren Nachlauf des Bogens ist das Kolmogorovsche Längenmaß am kleinsten und demzufolge die Dissipation am größten. Der Zerfall der Wirbelstraße im direkten Nachlauf wurde ebenfalls durch die Visualisierung der Wirbelstraße mittels PIV im vorangegangenen Kapitel 6.2 veranschaulicht und belegen infolgedessen die Verteilung der Dissipationsrate in Abbildung 6.42.

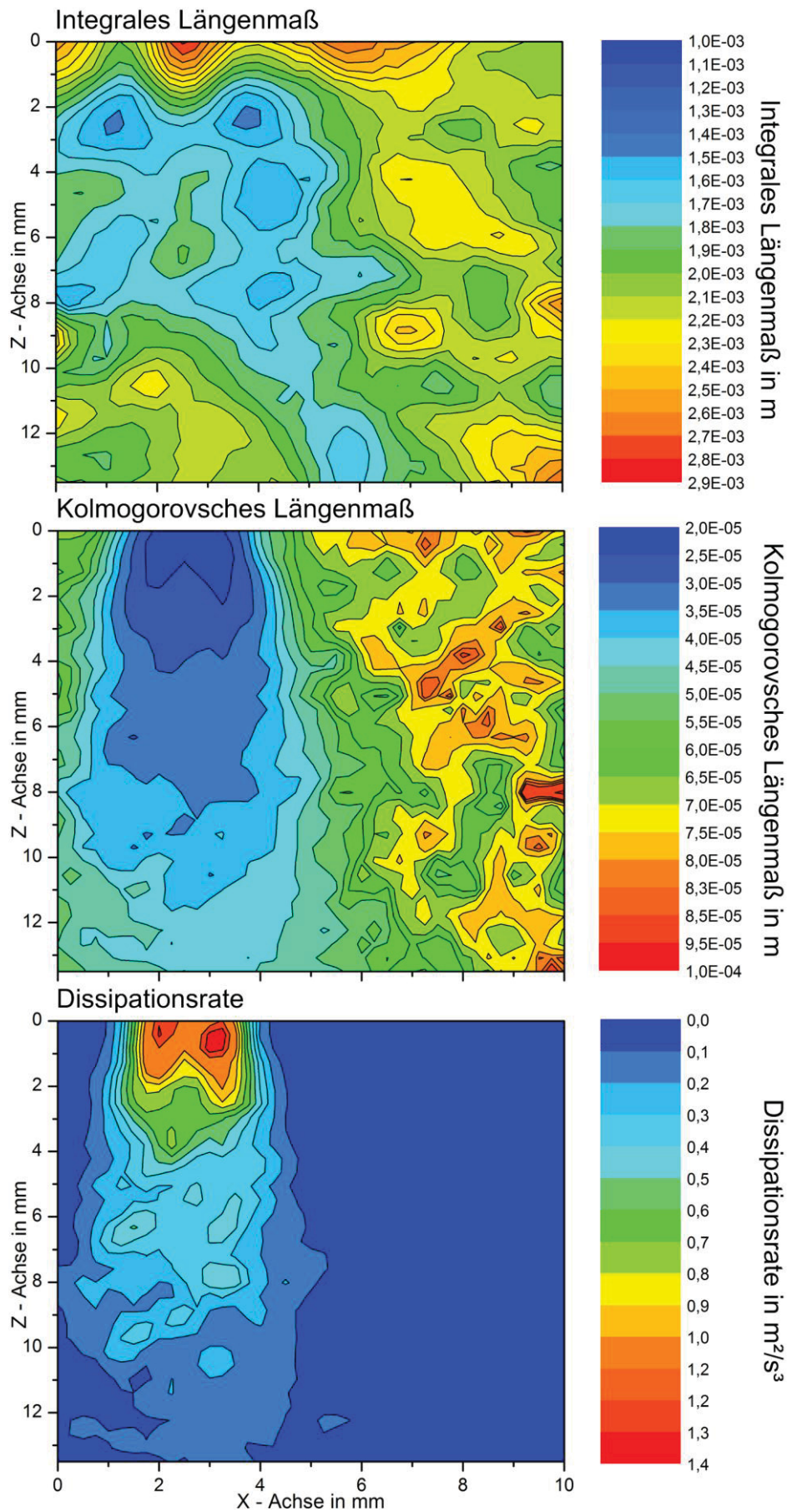


Abbildung 6.42: Verteilung der Dissipationsrate, des Kolmogorovschen - und des integralen Längenmaßes in der z-x-Ebene bei  $y = 2,3$  mm hinter der ersten Bogenreihe (ohne weitere periodisch angeordnete Bogenreihen im Versuchskanal) bei Reynoldszahl 10 760





## 7 Anwendungsbeispiel: Rekuperatorbrenner

### 7.1 Brennerprototyp und Versuchsdurchführung

In den vorangegangenen Kapiteln wurde die Wirkungsfähigkeit der Halbbogenstrukturen zur Steigerung des Wärmeübergangskoeffizienten und der damit einhergehenden Steigerung der Wärmeübertragerleistung bei der Anwendung in Wärmeübertragern demonstriert. Die neu entwickelte Wärmeübertragerstruktur wurde mittels zwei verschiedener Versuchskanäle auf ihre wärmetechnischen und strömungsmechanischen Eigenschaften untersucht. Die Ergebnisse der vorangegangenen Kapitel lassen auf eine Erhöhung des feuerungstechnischen Wirkungsgrades in einem Rekuperatorbrenner schließen. Um den Nutzen in der technischen Anwendung aufzuzeigen und die Ergebnisse zu evaluieren, wurde die Applikation der Wärmeübertragerstruktur auf einen Rekuperatorbrenner gewählt. Die Realisierung eines Rekuperators mit aufgebrauchten Bogenstrukturen und die Erprobung in einem Rekuperatorbrenner soll neben der Leistungsfähigkeit auch die Haltbarkeit der Struktur unter Prozessbedingungen unter Beweis stellen. Zu diesem Zweck wurde die zuvor untersuchte planare Grundfläche mit aufgebraachter Bogenstruktur auf einen kreisrunden Ringspalt adaptiert. Der fertig montierte Prototypenbrenner ist in Abbildung 7.1 dargestellt.

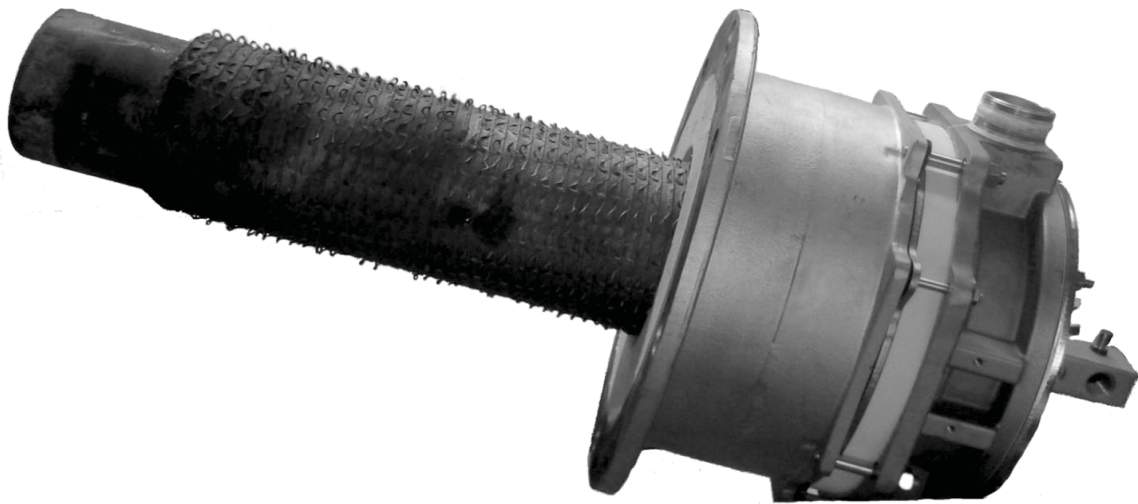


Abbildung 7.1: Brennerprototyp bestehend aus einem Rekuperator mit Bogenstruktur und übrigen Brennerkomponenten überwiegend aus der Serienfertigung

Der Prototyp basiert aus praktischen Gründen auf einer Kombination bereits vorhandener Brennerkomponenten aus der Serienfertigung der Firma NOXMAT GmbH. Abbildung 7.2 zeigt die beiden konventionellen Brenner mit 80 kW (links) und 160 kW (Mitte) und den Brennerprototypen im Längsschnitt (oben) und der Schnitt durch die Rekuperatoreinheit (rechts). So wird ein ausreichend großer Bauraum geschaffen um auf dem Rekuperatorrohr innen und außen Bogenstrukturen anzubringen. Die entstehende Spalthöhe der Ringspalte ist aufgrund der Nutzung vorhandener Brennerkomponenten größer als in den vorangegangenen Betrachtungen vorgesehen. Infolgedessen ergeben sich vergleichsweise geringe Reynoldszahl (siehe Abbildung 7.3) für die Strömung im Ringspalt.

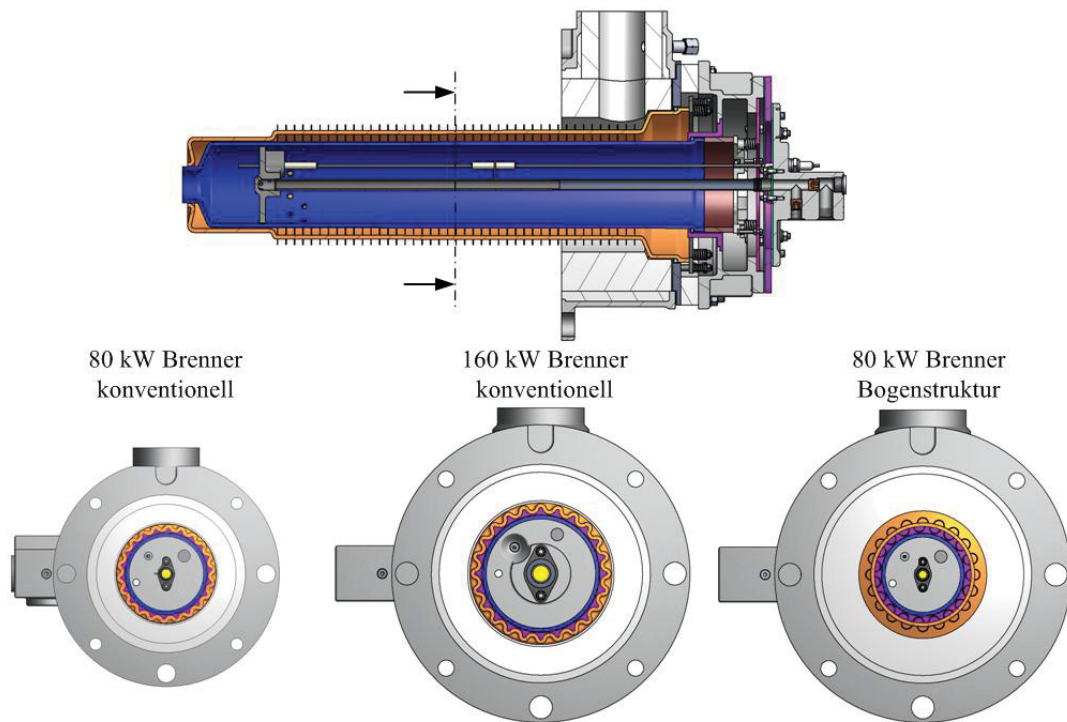


Abbildung 7.2: Brenner in der Seiten- und Vorderansicht [Cer12]

Die Versuchsdurchführung erfolgte in einem Kammerofen im Prüflabor der Firma Noxmat GmbH und wurde von deren Mitarbeitern übernommen. Im Versuchsofen befand sich eine Keramikfaserauskleidung aus Aluminiumsilikat. Der Versuchsbrenner war in einem Strahlheizrohr ohne weitere Beheizung im Ofen verbaut. Die Verwendung eines Strahlheizrohres hat den Vorteil, dass der gesamte Abgasvolumenstrom über den Rekuperator abgeleitet und Falschlufteintrag und ausflammendes Abgas vermieden wurde. Die Versuche wurden mit unterschiedlichen Leistungen des Brenners von 40 kW bis 80 kW bei einem konstanten Luftverhältnis  $\lambda$  von 1,15 als Aufheizversuche beginnend in einem kalten Ofen mit Raumtemperatur bis zu einer Abgaseintrittstemperatur in den Rekuperator von 1300 C° durchgeführt. Während der Versuche erfolgten die Messungen einer Vielzahl von Temperaturen an verschiedenen Positionen, die Messung des Druckverlusts über der Rekuperatoreinheit und eine Analyse der Abgaszusammensetzung (im Anhang findet sich eine Zusammenstellung aller Messstellen).



## 7.2 Versuchsergebnisse und Auswertung

Die Tabelle 6 zeigt die Abgasaustrittstemperatur aus dem Rekuperatorbrenner für verschiedene Abgaseintrittstemperaturen in den Rekuperator. Mit steigender Abgaseintrittstemperatur steigt auch die Abgasaustrittstemperatur. Die Versuche wurden für eine Anlieferungsleistung von 40 und 80 kW durchgeführt. Eine höhere Brennerleistung führt zu größeren Volumen- und Enthalpieströmen. Mit steigendem Volumenstrom steigt die Reynoldszahl und nach dem charakteristischen Verlauf der Nusseltzahl über der Reynoldszahl auch der Wärmeübergang. Da der Wärmeübergang in geringerem Maße als der Enthalpiestrom zunimmt, steigt mit der Brennerleistung auch die Abgasaustrittstemperatur.

Tabelle 6: Vergleich der Abgasaustrittstemperaturen aus dem Rekuperator für verschiedene Eintrittstemperaturen für eine Brennerleistung von 40 und 80 kW

Abgaseintrittstemperatur in den Rekuperator	Abgasaustrittstemperatur	
	P = 40 kW	P = 80 kW
800 °C	445 °C	460 °C
1000 °C	570 °C	625 °C
1200 °C	690 °C	780 °C
1300 °C	760 °C	850 °C

In Tabelle 7 sind die Luftaustrittstemperaturen aus dem Rekuperator dargestellt. Mit steigender Abgaseintrittstemperatur steigt der übertragene Wärmestrom und in Folge dessen auch die Luftvorwärmung. Bei konstanter Wärmeübertrageroberfläche sinkt mit steigendem Wärmekapazitätsstrom (steigende Brennerleistung) die Luftvorwärmtemperatur.

Tabelle 7: Vergleich der Luftaustrittstemperaturen aus dem Rekuperator für verschiedene Abgaseintrittstemperaturen für eine Brennerleistung von 40 und 80 kW

Abgaseintrittstemperatur in den Rekuperator	Luftaustrittstemperatur	
	P = 40 kW	P = 80 kW
800 °C	340 °C	260 °C
1000 °C	480 °C	410 °C
1200 °C	640 °C	560 °C
1300 °C	720 °C	650 °C

Aus den Temperaturdifferenzen zwischen Ein- und Austritt ergeben sich die Enthalpieänderungen von Abgas und Verbrennungsluft. Wird diese Enthalpieänderung mit dem übertragenen Wärmestrom gleichgesetzt, kann mit der wärmeübertragenden Fläche und der mittleren logarithmischen Temperaturdifferenz der Wärmeübergangskoeffizient und schließlich die Nusseltzahl berechnet werden. Abbildung 7.3 zeigt die aus den Versuchen berechneten Nusseltzahlen über der Reynoldszahl. Zusätzlich sind die Ergebnisse der nume-

rischen Untersuchungen und den Modellexperimenten gegenübergestellt. Die Ergebnisse der Versuche mit dem Prototypenbrenner liegen größtenteils zwischen den numerischen und experimentellen Ergebnissen. Durch diesen Vergleich wird eine gute Übereinstimmung demonstriert.

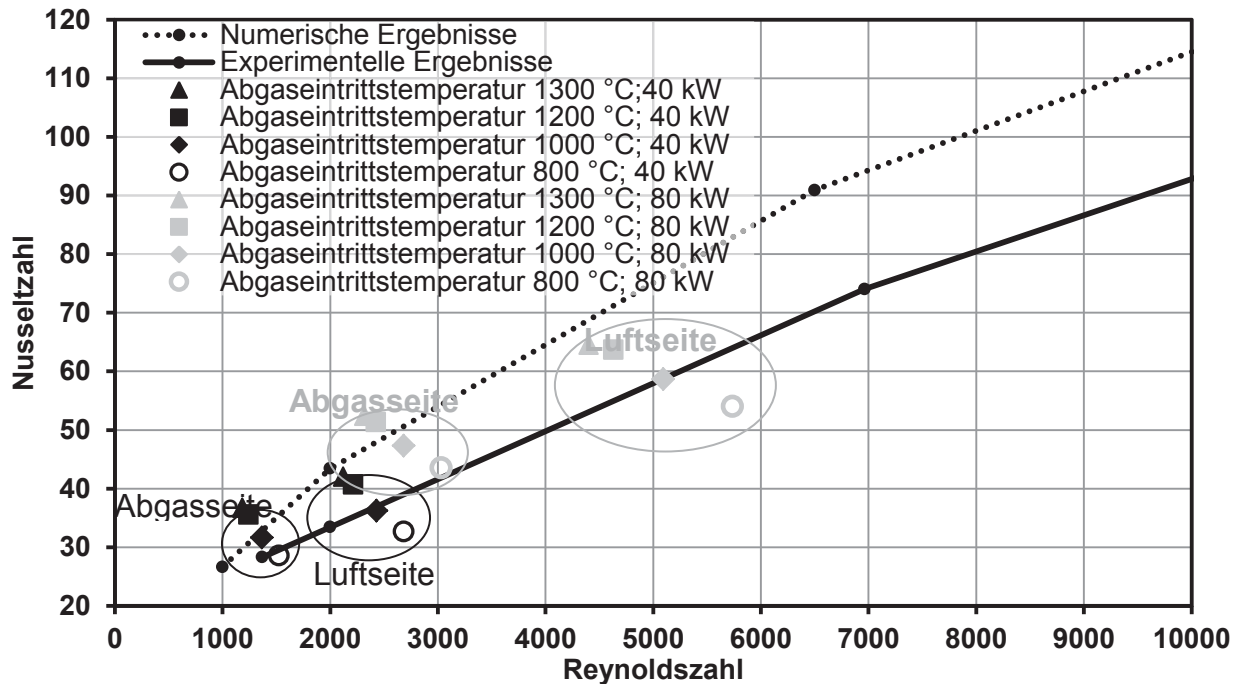


Abbildung 7.3: Berechnete Nusseltzahl aus den Versuchen mit dem Prototypenbrenner im Vergleich zu den numerischen und experimentellen Ergebnissen, graue Punkte zeigen Versuche bei 80 kW Brennerleistung und die schwarzen Punkte die Versuche bei 40 kW, unterschiedliche Symbole zeigen jeweils unterschiedliche Abgaseintrittstemperaturen

Es ist festzustellen, dass die ermittelten Nusseltzahlen für die Abgasseite auf dem Niveau der numerischen Ergebnisse, die Nusseltzahlen der Luftseite hingegen auf dem geringeren Niveau der experimentellen Ergebnisse liegen. Da das Abgas im äußeren Ringspalt geführt wird, kommt es hier zu Wärmeverlusten zum umgebenden Strahlheizrohr, welche bei der Berechnung nicht mit berücksichtigt wurden. Daher wird der Wärmeübergang abgasseitig höher abgeschätzt als auf der Luftseite. Der ermittelte Wärmeübergang jeweils für die Luft- und Abgasseite des Rekuperators variiert bei konstanter Leistung mit der Abgaseintrittstemperatur. Für höhere Abgaseintrittstemperaturen werden aufgrund der zunehmenden Wärmeübertragung durch Strahlung höhere Nusseltzahlen ermittelt. Dies zeigt sich unabhängig vom betrachteten Ringspalt und der eingestellten Brennerleistung.

Um Aussagen zum Druckverlust zu treffen, wurde der Prototyp zu Vergleichszwecken mit einem identischen glatten Rekuperatorrohr ohne Strukturierung bestückt. Der Druckverlust bei einer Heizleistung von 80 kW und einer Abgaseintrittstemperatur von 1000 °C über den gesamten Brenner mit glattem Rekuperatorrohr betrug 46,1 mbar. Unter identischen Versuchsbedingungen führte der Einsatz des strukturierten Rekuperatorrohrs zu einem moderaten Anstieg des Druckverlusts auf 56,5 mbar.

Die Übertragungsmechanismen im doppelten Ringspalt des Rekuperatorbrenners sind in Abbildung 7.4 gezeigt. Die Gasstrahlung des Abgases kann aufgrund der geringen Schichtdicke im konzentrischen Ringspalt und des daraus folgenden geringen Gesamtemissionsgrades des Gases ( $\epsilon_{\text{GAS}} < 0,02$ ) vernachlässigt werden. Gleiches gilt für die Luftseite schon aufgrund des geringen Partialdrucks der am Strahlungsaustausch beteiligten Gaskomponenten. Der konvektive Wärmeübergang zum umgebenden Abgasführungsrohr oder Strahlrohr führt zu einer heißen Fläche. Diese sogenannte Hilfsheizfläche strahlt auf das eigentliche Rekuperatorrohr und vergrößert damit den Gesamtwärmeübergang auf das Rekuperatorrohr.

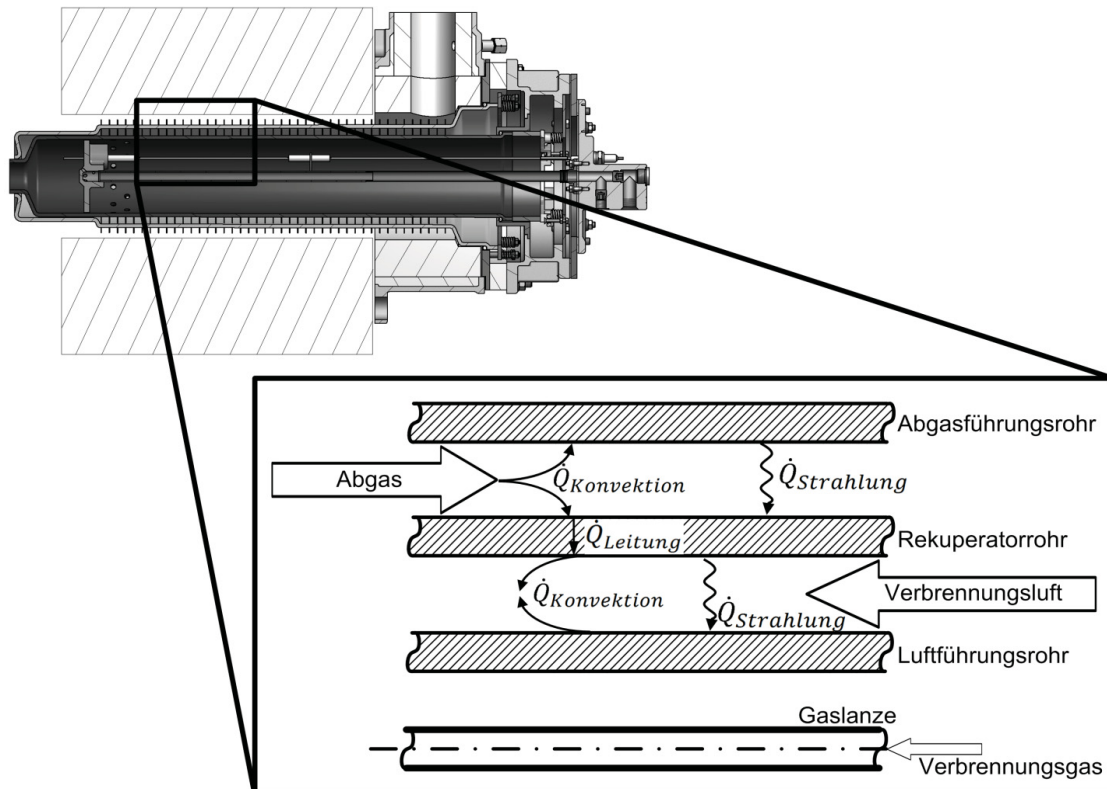


Abbildung 7.4: Schnittdarstellung eines Teilabschnitts der Rekuperatoreinheit mit den relevanten Wärmetransportvorgängen (Wärmeleitung durch das Abgas- und das Luftführungsrohr und Längsleitung in den Rohren ist nicht dargestellt)

Neben den Ergebnissen zum Wärmeübergangskoeffizienten konnte eine Steigerung des feuerungstechnischen Wirkungsgrades im Vergleich zu den am Markt befindlichen Rekuperatorbrennern nachgewiesen werden. Je nach Bauart und Strukturierung (Noppen, Wellen, gedrehte Wellen) der aktuellen Brenner steigt der feuerungstechnische Wirkungsgrad um 2 bis 8 %. Die Berechnung des feuerungstechnischen Wirkungsgrades erfolgte gemäß den Ausführungen in Kapitel 2.2. Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass der Prototyp den Testbetrieb ohne Störungen durch die neue Strukturierung bewältigt hat und die Halbbögen auch zyklischen thermischen Beanspruchungen standgehalten haben. Die ermittelten Wärmeübergangskoeffizienten stimmen mit den Ergebnissen aus den vorangegangenen Modelluntersuchungen zur Strukturierung in Form von Halbbögen mit akzeptablen Abweichungen überein und es konnte eine Steigerung des feuerungstechnischen Wirkungsgrades selbst für größere Ringspalte nachgewiesen werden.



## 8 Zusammenfassung und Ausblick

Die Wärmerückgewinnung aus dem Abgas von Industrieöfen stellt ein erprobtes Mittel zur Steigerung der Anlageneffizienz und zur Reduzierung von Emissionen aus der Verbrennung von fossilen Energieträgern dar. Eine Möglichkeit ist der Einsatz von dezentralen Wärmeübertragern direkt am Brenner die in Rekuperatorbrennern integriert sind. Diese Brenner erzielen mit metallischen Wärmerückgewinnungseinheiten eine erhebliche Steigerung des feuerungstechnischen Wirkungsgrades gegenüber Brennern ohne Wärmerückgewinnung. Bei höheren Atmosphärentemperaturen müssen keramische Rekuperatoren, in der Regel aus siliziuminfiltriertem Siliziumkarbid, zum Einsatz kommen, welche aufgrund ihrer einfacheren Strukturierung das Abgas mit höherer Eintrittstemperatur nicht auf vergleichbare Austrittstemperaturen abkühlen können und somit dem Abgas einen geringeren relativen Wärmestrom entziehen. Unter Nutzung eines neuentwickelten Herstellungsverfahrens ist es möglich, Si-SiC-Bauteile mit einer Vielzahl feingliedriger oberflächlicher Strukturierungen zu versehen, um den Wärmedurchgang auf ein möglichst hohes Maß zu steigern und auf das Niveau von metallischen Rekuperatoren anzuheben. Gegenstand dieser Arbeit war die Untersuchung dieser Strukturen hinsichtlich ihrer wärmetechnischen und strömungsmechanischen Eigenschaften und daraus ableitend die Bewertung der Eignung als Wärmeübertragerstrukturierung.

Die detaillierte Betrachtung der Wärmetransportvorgänge der Strukturen erfolgte mittels numerischer Simulationen unter Nutzung des kommerziellen CFD-Programmpakets FLUENT. Die zeitaufgelösten Berechnungen wurden mit den sogenannten Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen (URANS) durchgeführt. Mit Hilfe von experimentellen Untersuchungen zum Wärmeübergang wurde an einem Versuchsstand die Eignung des Turbulenzmodells und der gewählten Randbedingungen für die numerische Simulation festgestellt. Eine Strukturierung der wärmeübertragenden Oberfläche mit Halbbögen ergibt im untersuchten Reynoldszahlbereich (2 000 bis 20 000) eine erhebliche Steigerung des Wärmeübergangs um den Faktor 2,3 bis 3,5 für die untersuchte Grundgeometrie gegenüber einer unstrukturierten Oberfläche. Des Weiteren erfolgte die Variation verschiedener Parameter hinsichtlich der Geometrie und der Randbedingungen. Eine Steigerung der Anzahl der Bögen ermöglicht eine Erhöhung des Wärmeübergangs, geht aber mit einer Zunahme an Druckverlust einher. Im Rahmen der Variation der Bogendichte wurde ebenfalls der Einfluss der Bogenabstände senkrecht zur und in Strömungsrichtung zueinander bei konstanter Bogendichte untersucht. Ergebnis dieser Untersuchungen war, dass bei der gewählten Anordnung und Ausrichtung der Bögen der Bogenabstand senkrecht zur Strömungsrichtung möglichst gering gewählt werden sollte um bei konstanter Bogendichte ein optimales Verhältnis von Wärmeübergang zu Druckverlust zu erzielen. Weiterhin erfolgte eine Abschät-

zung des Einfluss des Bogendurchmessers, der Kanalhöhe und des Anstellwinkels auf Wärmeübergang und Druckverlust. Große Bogendurchmesser und geringe Spaltweiten ermöglichen nochmals eine Steigerung des Wärmeübergangs bei gleicher Pumpleistung. Die Strukturierung der gegenüberliegenden passiven Wand bewirkte nahezu identische Strömungswiderstandsbeiwerte bei stark reduziertem Wärmeübergang. Insgesamt hat die numerische Parameterstudie eine qualitative Bewertung des Wärmeübergangs und Druckverlusts ermöglicht.

Parallel zu den numerischen Arbeiten wurden experimentelle Untersuchungen zu den strömungsmechanischen und wärmetechnischen Eigenschaften der Halbbogenstruktur an zwei Versuchsständen durchgeführt. Die Validierung zeigte eine gute Übereinstimmung mit Literaturwerten und während der Versuchsdurchführung konnten alle Versuchsergebnisse (Wärmeübergang und Druckverlustbeiwert) innerhalb der Messgenauigkeit reproduziert werden. Die Versuchsergebnisse zum Wärmeübergangskoeffizienten und Strömungswiderstandsbeiwert zeigten sowohl für metallische als auch für keramische Halbbogenstrukturen vergleichbare Ergebnisse. Die Experimente bezüglich des Wärmeübergangs zur nicht strukturierten Wand zeigen, ähnlich wie bei den numerischen Ergebnissen, ein deutlich schlechteres Verhältnis von Wärmeübertragung zu Druckverlust.

Die in zahlreicher Literatur bezüglich Rohrbündelwärmeübertrager beschriebenen Einlaufvorgänge konnten an beiden Versuchsständen nachgewiesen werden. So sinkt die Wirbelablösefrequenz mit steigender Anzahl an Bogenreihen und der Wärmeübergang und Druckverlust ist im Einlaufbereich erhöht. Mit der LDA-Messtechnik konnten die Wirbelstrukturen im Bogennachlauf im Detail aufgelöst werden. Ein Drei-Wirbel-System wurde für Reynoldszahlen (bezogen auf die Kanalgeometrie) kleiner 16 000 eindeutig identifiziert und mittels einer exemplarischen Grobstruktursimulation (LES) belegt. Weiterhin zeigt sich innerhalb dieses Drei-Wirbel-Systems ein komplexes Bild überlagerter Wirbelstrukturen. Die Analyse der Längenskalen und Dissipationsraten der Strömung trägt zum Verständnis der Effekte und Erkennen der Strömungsstrukturen bei. Hierbei wurden die Überlappungsbereiche der Wirbelstrukturen als Orte hoher Dissipationsraten identifiziert. Diese Umwandlung von kinetischer Energie, welche durch die Pumpleistung aufgebracht werden muss, in Wärmeenergie ist somit maßgeblicher Verursacher des Druckverlusts bei der Überströmung der Halbbogenstrukturen.

Es lässt sich zusammenfassen, dass die Halbbögen eine gute Eignung zur Steigerung des Wärmeübergangs zeigen. Sie können mit Hilfe textiler Urformen aus keramischem Material hergestellt werden. Der Praxistest mit dem Prototyp hat die Funktionsweise und eine Wirkungsgradsteigerung unter Beweis gestellt. Eine Optimierung des Ringspalts und die Wahl einer höheren Bogendichte ermöglicht eine weitere Steigerung des feuerungstechnischen Wirkungsgrades durch eine Erhöhung der Luftvorwärmung. In Folge dessen bilden sich al-



lerdings in der Flamme höhere Maximaltemperaturen aus, was zur verstärkten Bildung von thermischen Stickoxiden führt. Hier stehen jedoch mit der gestuften Verbrennung und der Abgasrezirkulation entsprechende Gegenmaßnahmen zur Verfügung.

Die Identifizierung der Wirbelüberlappungsgebiete als Ursache für den entstehenden Druckverlust kann als Grundlage für eine Optimierung in weiterführenden Arbeiten genutzt werden. Geometrische Veränderungen vom halbkreisförmigen Bogen zu elliptischen Strukturen könnten zu einem Ein-Wirbel-System führen und somit eine Reduzierung des Druckverlusts bewirken. Weiterhin kann aus der erkannten Strähnenbildung der Strömung in den Gebieten zwischen den Bögen abgeleitet werden, dass eine versetzte Anordnung eine gute Möglichkeit zur Steigerung des Wärmeübergangs darstellt. Die Querschnittsform der Halbbögen war in dieser Arbeit auf eine Freisform beschränkt. Sahiti [Sah06a] hat jedoch gezeigt, dass elliptische und tropfenförmige Querschnitte ein besseres Verhältnis von Wärmeübergang zu Druckverlust bei nadelförmigen Rippen aufweisen. Unter Berücksichtigung der fertigungstechnischen Realisierbarkeit könnte eine Veränderung der Querschnittsform zu einem verbesserten Verhältnis von Druckverlust zu Wärmeübergang führen.

Mit der vorliegenden Arbeit ist die Thematik der Halbbogenstrukturen zur Steigerung des Wärmeübergangs nicht vollständig erschlossen, aber das entstandene Verständnis der Effekte und Strukturen der Strömung um derartige Strukturen stellt eine Basis für eine Optimierung des Verhältnisses von Wärmeübertragung zu Strömungswiderstand in weiterführenden Arbeiten dar.



## 9 Literaturverzeichnis

- [Ach96] Achary S., T. Myrum, X. Qiu, S. Sinha:  
Developing and periodically developed flow, temperature and heat transfer in a ribbed duct, *Int. J Heat Mass Transfer*, Vol. 40. Nr. 2, 1997, S. 461-479
- [Adr10] Adrian R.J., J. Westerweel:  
*Particle Image Velocimetry*, Verlag: Cambridge University Press, 20. Dezember 2010, ISBN: 978-0521440080
- [Ahm96] Ahmad R. A.:  
Steady-State Numerical Solution of the Navier-Stokes and Energy Equations around a Horizontal Cylinder at Moderate Reynolds Numbers from 100 to 500, *Journal of heat transfer engineering*, Vol. 17, Nr.1, 1996, S. 31-81
- [Ahn01] Ahn S.W.  
The Effects of roughness types on friction factors and heat transfer in roughened rectangular duct, *International Communications in Heat Mass Transfer*, Vol. 28, Nr. 7, 2001, S. 933-942
- [Aky06] Akyol U., K. Bilen:  
Heat transfer and thermal performance analysis of a surface with hollow rectangular fins, *Journal of Applied Thermal Engineering*, Nr. 26, 2006, S. 209–216
- [Alb03] Albrecht H.-E., M. Borys, N. Damaschke, C. Tropea:  
*Laser Doppler and Phase Doppler Measurement Techniques*; Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2003, ISBN 978-3-662-05165-8
- [Ans09] ANSYS Inc., *Ansys Fluent 12.0: Theory Guide*, 29.01.2009
- [Ans13] Persönliche Mitteilung, Ansys Support, 18.04.2013, Dr.-Ing. Ulrich Schmidt und Herr Amine Ben Hadj Ali
- [Baehr10] Baehr H.D., K. Stephan:  
*Wärme- und Stoffübertragung*, 7. Auflage, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2010
- [Bak79] Baker C. J.:  
The laminar horseshoe vortex, *Journal of fluid mechanics*, 1979, Band 95, Heft 02, S. 347-367
- [Bak80] Baker C. J.:  
The turbulent horseshoe vortex, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 1980, 6 (1-2) , S. 9-23
- [Bak91] Baker C. J.:  
Oscillation of horseshoe vortex systems, *Journal of fluids engineering*, 1991, Band 113, Heft 03, S. 489-495
- [Bare97] Barenblatt G.I., A.J. Chorin, V.M. Prostokishin, Scaling laws for fully developed turbulent flow in pipes, *Appl. Mech. Rev.*, Vol. 50, 1997, S. 413 - 429
- [Bea78] Bearman, P.W., M. M. Zdravkovich:  
Flow around a circular cylinder near a plane boundary, *Journal of fluid mechanics*, Nr. 89, 1978, S. 33-47
- [Beh10] Behara S., S. Mittal:  
Flow past a circular cylinder at low Reynolds number: Oblique vortex shedding, *Physics of Fluids*, Nr. 22, 2010
- [Bej03] Bejan A., A. Kraus:  
*Heat transfer handbook*, 1. Auflage, John Wiley & Sons Verlag, 2003, ISBN: 978-0471390152

- [Bhu13] Bhuiya M.M.K., M.S.U. Chowdhury, M. Saha, M.T. Islam:  
Heat transfer and friction factor characteristics in turbulent flow through a tube fitted with perforated twisted tape inserts, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, Nr. 46. 2013, S. 49–57
- [Bil01] Bilen K., U. Akyol, S. Yapici:  
Heat transfer and friction correlation and thermal performances analysis for a finned surface; *Energy Conversion and Management*, 42 (2001), pp. 1071–1083
- [Bohl08] Bohl W., W. Elmendorf:  
*Technische Strömungslehre*, 14. überarbeitete und erweiterte Auflage, Vogel Buchverlag, 2008, ISBN: 978-3-8343-3129-8
- [Boo03] Boomsma K., D. Poulikakos, F. Zwick:  
Metal foams as compact high performance heat exchangers, *Mechanics of Materials*, Vol. 35, 2003, S. 1161–1176
- [Bou77] Boussinesq, J.:  
*Theorie de l'écoulement tourbillant*. Mem. Presentes par divers Savants; Acad.Sci.Inst.F r.XXI II, Band 46, Paris, 1877.
- [Bra61] Brauer H.:  
Wärme- und strömungstechnische Untersuchungen an quer angeströmten Rippenrohrbündeln; *Chemie Ingenieur Technik*; Volume 33, Issue 5;1961; S. 327–335
- [Bru05] Brune M.:  
Dissertation, Experimentelle und theoretische Untersuchungen zur Optimierung der Wärmeübertragung in Rekuperatoren, 2005, Ruhr-Universität Bochum
- [Buy98] Buyruk E., M.W. Johnson, I. Owen:  
Numerical and experimental study of flow and heat transfer around a tube in cross-flow at low Reynolds number, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 19, 1998, S. 223-232
- [Cas79] Castro I.P.:  
Relaxing wakes behind surface-mounted obstacles in rough wall boundary, *Journal of fluid mechanics*, 93;04 (1979), S. 631-659
- [Cer11] Schutzrecht: DE 10 2011 103 106 A1 (Offenlegungstag: 29.11.2012):  
Erbicol S.A., CH; Institut Francais du textile et de l'habillement, FR; Scuola Universitaria professionale della Svizzera italiana, CH; Technische Universität Bergakademie Freiberg; Wärmeübertrager aus keramischem Material, insbesondere für Rekuperatorbrenner, und Verfahren zu dessen Herstellung
- [Cer12] Projektinteren Unterlagen aus dem Forschungsprojekt CEREXPRO, gefördert durch die europäische Kommission, 7. Rahmenprogramm FP7/2007-2013 – "Energy.2008.8.1.1 – Energy efficiency of industrial heat exchangers and boilers" – Nr. 227551, zur Verfügung gestellt vom Projektpartner NOXMAT GmbH
- [Cha04] Chang B.H., A.F. Mills:  
Effect of aspect ratio on forced convection heat transfer from cylinders, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol.47, 2004, S. 1289–1296
- [Che84] Cherry, N.J., R. Hillier, M.E.M.P. Latour:  
Unsteady measurements in a separated and reattaching flow, *Journal of Fluid Mechanics*, Volume 144, July 1984, Pages 13-46
- [Chen73] Chen Y.N.:  
60 Jahre Forschung über die Kärnänschen Wirbelstrassen - Ein Rückblick, *Schweizerische Bauzeitung*, 91. Jahrgang, Heft 44, S. 1079 - 1096, 1973

- [Com08] Comini G., S. Savino, E. Bari, A. Bison:  
Forced convection heat transfer from banks of helical coiled resistance wires, *International Journal of Thermal Sciences*, Vol. 47, 2008, S. 442–449
- [Dan13] Dantec; Präsentation “Principles of LDA (Download PowerPoint slideshow)”;  
Download von <http://www.dantecdynamics.com/Default.aspx?ID=1046> am  
22.06.2013
- [Dew04] Dewan A., P Mahanta, K S. Raju, P S. Kumar:  
Review of Passive Heat Transfer Augmentation Techniques, *Proc. IMechE., Part A: J. Power and Energy*, Vol. 218, pp. 509 – 527, 2004.
- [Ditt30] Dittus P.W., L.M.K. Boelter:  
Heat transfer in automobile radiators of the tubular type, *Univ. Calif. Publ. Eng.*,  
Vol. 2, Nr. 13, Oct. 17, 1930, S. 443-461, erneut abgedruckt in *Int. Commu. Heat  
Mass Transfer*, Vol. 12, 1985, S. 3-22
- [Dur76] Durst F., A. Melling, J. H. Whitelaw:  
Principles and practice of laser-Doppler anemometry, London - New York : Aca-  
demic Press, 1976, 405 S., ISBN: 0122252500
- [Dur88] Durão D. F. G., M. V. Heitor, J. C. F. Pereira:  
Measurements of turbulent and periodic flows around a square cross-section cylin-  
der, *Journal of Experiments in Fluids*, 1988, Volume 6, Issue 5, S. 298-304
- [Eat80] Eaton, J.K., J.P. Johnston:  
Review of research on subsonic turbulent-flow reattachment, *AIAA Pap AIAA Flu-  
id & Plasma Dyn Conf, 13th; Snowmass, CO, USA; ; 14 July 1980 through 16 July  
1980*
- [Eck52] Eckert E.R.G., E. Soehngen:  
Distribution of heat transfer coefficients around circular cylinders in cross flow at  
Reynolds numbers from 20 to 500, *Transactions ASME* 74, 1952, S. 343–347.
- [Fie89] Fiebig M., U.Brockmeier, N.K. Mitra, T. Guentermann:  
Structure of velocity and temperature fields in laminar channel flows with longitu-  
dinal vortex generators, *Journal of Numerical heat transfer*, Vol. 15, Nr. 3, 1989,  
S. 281-302
- [Fie95] Fiebig M.:  
Embedded vortices in internal flow: heat transfer and pressure loss enhancement,  
*Int. Journal of Heat and Fluid Flow*, Nr. 16, 1995, S. 376-388
- [Fie98] Fiebig M.:  
Vortices, Generators and heat transfer, *Chemical Engineering Research and Design*,  
Vol. 76, Nr. 2, Februar 1998, S. 108-123
- [Filo54] Filonenko G.K.:  
*Teploenergetika*, Nr. 4 S. 40 – 44, 1954
- [Fis90] Fisher E.M., P.A. Eibeck:  
Influence of a horseshoe vortex on local convective heat transfer, *Journal of heat  
transfer*, Vol. 112, 1990, S.329-335
- [Frö04] Fröhlich J., W. Rodi:  
LES of the flow around a circular cylinder of finite height, *International Journal of  
Heat and Fluid Flow*, Nr. 25, 2004, S. 537–548
- [Gen97] Gentry M. C., A. M. Jacobi:  
Heat Transfer Enhancement by Delta-Wing Vortex Generators on a Flat Plate: Vor-  
tex Interactions with the Boundary Layer,

- [Gje00] Gjelstrup, P. ; Nobach, H. ; Jorgensen, F.E. ; Meyer, K.E.:  
Experimental verification of novel spectral analysis algorithms for laser doppler anemometry data; Tagungsband: 10. International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, 2000, Lisabon
- [Gnie75] Gnielinski V.:  
Neue Gleichungen für den Wärme- und Stoffübergang in turbulent durchströmten Rohren und Kanälen, Forsch. Ing.-Wes. 41, 1975, Nr. 1, S. 8-16
- [Gol84] Goldstein, R.J., J. Karni:  
Effect of a wall boundary layer on local mass transfer from a cylinder in crossflow, Journal of heat transfer, Band 106, S-260-267, 1984
- [Han85] Han J.C., J.S. Park, C.K. Lei:  
Heat transfer enhancement in channels with turbulence promoters, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Nr. 107 (3), 1985, S. 628-635
- [Han09] Hans V.S., R.P. Saini, J.S. Saini:  
Performance of artificially roughened solar air heaters—A review, Journal of Renewable and Sustainable Energy Reviews, Nr. 13, 2009, S. 1854–1869
- [Han10] Hans V.S., R.P. Saini, J.S. Saini:  
Heat transfer and friction factor correlations for a solar air heater duct roughened artificially with multiple v-ribs, Journal of Solar Energy, Nr. 84, 2010, S. 898–911
- [Hin75] Hinze, J.O.:  
Turbulence, McGraw-Hill Companies, 1975, 2. Auflage, ISBN: 9780070290372
- [Hom36] Homann F.:  
Einfluß großer Zähigkeit bei Strömung um Zylinder, Forschung auf dem Gebiet des Ingenieurwesens, Vol. 7, Nr.1, Ausgabe Januar/Februar 1936, S. 1-10
- [Höl04] Hölling M., H. Herwig:  
CFD-TODAY: Anmerkungen zum kritischen Umgang mit kommerziellen Software-Programmpaketen, Forschung im Ingenieurwesen Nr. 68, S.150–154, 2004
- [Iga84] Igarashi T.:  
Correlation between heat transfer and fluctuating pressure in separated region of a circular cylinder, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 27, Nr.6, 1984, S. 927-937
- [Jac95] Jacobi A. M., R. K. Shah:  
Heat Transfer Surface Enhancement through the Use of Longitudinal Vortices: A Review of Recent Progress, Journal of Experimental Thermal and Fluid Science, Nr.: 11, 1995, S. 295-309
- [Jae12] Jaeger I:  
Untersuchungen zum Wärmeübergang an strukturierten Wärmeübertrageroberflächen mit Hilfe numerischer Simulation, nicht veröffentlichte Diplomarbeit, Lehrstuhl für Gas- und Wärmetechnische Anlagen, TU Bergakademie Freiberg, Betreuer: Robert Eder, 2012
- [Jeng07] Jeng T.-M., S.-C. Tzeng:  
Pressure drop and heat transfer of square pin-fin arrays in in-line and staggered arrangements, International Journal of Heat and Mass Transfer Nr. 50, 2007, S. 2364–2375
- [Jian13] Jian Guo, Yuexiang Yan, Wei Liu  
Fangming Jiang, Aiwu Fan, Effects of upwind area of tube inserts on heat transfer and flow resistance characteristics of turbulent flow, Experimental Thermal and Fluid Science, Nr. 48, 2013, S. 147–155



- [Kak87] Kakac, S. R., K. Shah, W. Aung:  
Handbook of single-phase convective heat transfer, Wiley-Interscience publication, USA, ISBN: 0-471-81702-3, 1987
- [Kal98] Kalinin E. K., G. A. Dreitser:  
Heat Transfer Enhancement in Heat Exchangers, ADVANCES IN HEAT TRANSFER, Vol. 31, 1998, ISBN: 0120200317
- [Kar03] Karwa R.:  
Experimental studies of augmented heat transfer and friction in asymmetrically heated rectangular ducts with ribs in the heated wall in transverse, inclined, V-continuous and V-discrete pattern, International Communications in Heat Mass Transfer, Vol. 30, Nr. 2, 2003, S. 241-250
- [Kar07] Karmare S.V., A.N. Tikekar:  
Heat transfer and friction factor correlation for artificially roughened duct with metal grit ribs, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 50, 2007, S. 4342–4351
- [Kaw85] Kawaguchi, Y, K. Suzuki, T. Sato:  
Heat transfer promotion with a cylinder array located near the wall, Int. Journal of heat and fluid flow, Nr. 6, 1985, S. 249-255
- [Kays98] Kays W.M., London A. L.:  
Compact Heat Exchangers, Third Edition, Krieger Publishing Company Malabar, Florida 1998, ISBN: 157524060-2
- [Kes66] Kestin J.:  
The Effect of Free-Stream Turbulence on Heat Transfer Rates, Advances in Heat Transfer, Volume 3, 1966, S. 1–32
- [Kim86] Kim J., P.Moin, R.Moser:  
Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number, Journal of Fluid Mech. , vol. 177, 1987, S. 133-166
- [Kön92] König M., H. Eisenlohr, H. Eckelmann:  
Visualization of the spanwise cellular structure of the laminar wake of wall bounded circular cylinders, Phys. Fluids A, Vol. 4, No. 5, 1992, S. 869-872
- [Kra01] Kraus A. D., A. Aziz, J. Welty:  
Extended Surface Heat Transfer, Verlag: Wiley-Interscience Publication JOHN WILEY & SONS, INC, 2001, ISBN: 0471395501
- [Küm07] Kümmel W.:  
Technische Strömungsmechanik – Theorie und Praxis, 3. überarbeitete und ergänzte Auflage, Wiesbaden: Teubner-Verlag, 2007 , ISBN: 9783835101418
- [LaH74] LaHaye, P.G., F.J. Neugebauer, R.K. Sakhuja:  
A generalized prediction of heat transfer surfaces, Journal of heat transfer, Vol. 4, Nr. 96, 1974, S. 511-517
- [Lau03], Laurien E., H. Oertel:  
Numerische Strömungsmechanik: Grundgleichungen und Modelle - Lösungsmethoden - Qualität und Genauigkeit, Vieweg+Teubner Verlag; Auflage: 4., überarb. u. erw. Auflage (18. April 2011), ISBN: 3834815039
- [Lec11] Lecheler S.:  
Numerische Strömungsberechnung: Schneller Einstieg durch anschauliche Beispiele, Vieweg+Teubner Verlag; Auflage: 2., akt. u. erw. Auflage, 29.07.2011, ISBN: 3834815683

- [Lew97] Leweke T., M. Provansal, G.D. Miller, C.H.K. Williamson:  
Cell Formation in Cylinder Wakes at Low Reynolds Numbers, *Physical Review Letters*, Vol. 78, Nr.: 7, 1997
- [Lie11] Lienhard IV J.H., J.H. Lienhard V:  
A Heat Transfer Handbook, Dover Publications, 4. Auflage, 2011,  
ISBN: 9780486479316
- [Liou93] Liou, T.-M., Y.Y. Wu, Y. Chang:  
LDV measurements of periodic fully developed main and secondary flows in a channel with rib-disturbed walls, *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 155, 1993, S. 109-114
- [Liu13] Lui S., Sakr M.:  
A comprehensive review on passive heat transfer enhancements in pipe exchangers, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 2013, S.64–81
- [Lu98] Lu T.J., H.A. Stone, M.F. Ashby:  
Heat transfer in open-cell metal foams, *Acta material*, Vol. 46, Nr. 10, 1998,  
S. 3619-3635
- [Lu99] Lu T.J.:  
Heat transfer efficiency of metal honeycombs, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 42, 1999, S. 2031-2040
- [Lyn94] Lyn, D.A., W. Rodi.:  
Flapping shear layer formed by flow separation from the forward corner of a square cylinder, *Journal of Fluid Mechanics*, Volume 267, 1 January 1994, S. 353-376
- [Maa99] Van Maanen, H.R.E., Nobach, H., Benedict, L.H.:  
Improved estimator for the slotted autocorrelation function of randomly sampled LDA data, *Meas. Sci. Technol.* 10, L4-L7. 1999
- [Mae10] Mäder D.:  
Präsentation „Rekuperatorbrenner“, 20. FOGI – VDMA – Seminar: „Verbrennungstechnik“ 2010 Freiberg
- [Mah08] Mahir N., Z. Altac:  
Numerical investigation of convective heat transfer in unsteady flow past two cylinders in tandem arrangements, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 29, 2008, S. 1309–1318
- [Man03] Manglik R.M., A.E. Bergles:  
Swirl Flow Heat Transfer and Pressure Drop with Twisted Tape Inserts, *Advances in Heat Transfer*, Academic Press, Vol. 36, S. 183 – 266, 2003.
- [Mar92] Martinuzzi, R.:  
Experimentelle Untersuchung der Umströmung wandgebundener, rechteckiger, prismatischer Hindernisse, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg, 1992
- [Mat97] Matsumoto R., S. Kikkawa, M. Senda:  
Effect of pin fin arrangement on endwall heat transfer; *JSME International Journal Series B Fluids and Thermal Engineering* Vol. 40(1997) No. 1 , S. 142-151
- [May74] Mayo, W. T., Jr.; Shay, M. T.; Riter, S.:  
Digital estimation of turbulence power spectra from burst counter LDV data; *International Workshop on Laser Velocimetry*, 2nd, West Lafayette, Ind., 27-29.03.1974
- [McC90] McComb W. D.:  
The Physics of Fluid Turbulence(Oxford Engineering Science Series), Clarendon Press, 1990, ISBN: 0198561601

- [Metz84] Metzger D. E., C. S. Fan, S. W. Haley:  
Effects of Pin Shape and Array Orientation on heat transfer and Pressure Loss in Pin Fin Arrays, *Journal of engineering for gas turbines and power*, 1984, S. 252-257
- [Mod13] Modest M. F.:  
Radiative Heat Transfer, 3. Überarbeitete Auflage, Academic Press, 2013, ISBN: 9780123869449
- [Mon03] Mi Sandar Mon:  
Numerical Investigation of Air-Side Heat Transfer and Pressure Drop in Circular Finned-Tube Heat Exchangers, Dissertation, Technischen Universität Bergakademie Freiberg, 2003
- [Mor75] Morgan V. T.:  
The overall convective heat transfer from smooth circular cylinders, *Advances in Heat Transfer*, Vol. 17, 1975, S. 199-264
- [Mut13] Muthusamy C., M. Vivar, I. Skryabin, K. Srithar:  
Effect of conical cut-out turbulators with internal fins in a circular tube on heat transfer and friction factor, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, Nr. 44, 2013, S. 64–68
- [Nik32] Nikuradse J.:  
Gesetzmäßigkeiten der turbulenten Strömung in glatten Rohren, *Forsch. Arb. Ing. Wes.*, Nr. 356, 1932
- [Nis84] Nishimura T., Y. Otori, and Kawamura, Y.:  
Flow Characteristics in a Channel With Symmetric Wavy Wall for Steady Flow, *Journal of Chem. Eng. Jpn.*, 1984, S. 466–471
- [Nit06] Nitsche W., A. Brunn:  
Strömungsmesstechnik, 2. Auflage, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006, ISBN: 9783540209904
- [Nob00] Nobach H.:  
A global concept of autocorrelation and power spectral density estimation from LDA data sets, Tagungsband: 10. International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, 2000, Lisabon
- [Nox12] Noxmat GmbH:  
Prospekt – Datenblatt der Brennerreihe RHGB für indirekte Beheizung: „Rekuperator-Hochgeschwindigkeitsbrenner in Stahlausführung für die indirekte Beheizung“, 2012
- [Oct10] Octavian F.:  
Numerische Simulation und Analyse turbulenter Strömungen am Beispiel der Umströmung eines Zylinderstumpfes mit Endscheibe, Dissertation, TU Berlin, 2010
- [Oka92] Okamoto S.:  
Vortex shedding from a circular cylinder of finite length placed on a ground plane, *Journal of fluids engineering*, Band 114, 1992, S. 512-521
- [Orto13] Ortona A., Trimis D., Uhlig V., Eder R., Gianella S., Fino P., D’Amico G, Boulet E. Chazelas C., Grämer T., Cresci E., Wüning J.G., Altena H., Beneke F., Debier M.:  
SiSiC Heat Exchangers for Recuperative Gas Burners with Highly Structured Surface Elements, *Int. Journal of Applied Ceramic Technology*, DOI: 10.1111/ijac.12087, S. 1–11, 2013
- [Osa08] Osamu Inoue, Akira Sakurag:  
Vortex shedding from a circular cylinder of finite length at low Reynolds numbers, *Physics of Fluids*, Nr. 20, 2008

- [Pai53] Pai S.I.:  
On Turbulent Flow between Parallel Plates, *Journal of Applied Mechanics*, Vol. 20, 1953, S. 109-114
- [Pat05] Pattenden R.J., S.R. Turnock, X. Zhang:  
Measurements of the flow over a low-aspect-ratio cylinder mounted on a ground plane, *Experiments in Fluids*, Nr. 39, 2005, S. 10–21
- [Pat10] Patnana V.K., R.P. Bharti, R.P. Chhabra:  
Two-dimensional unsteady forced convection heat transfer in power-law fluids from a cylinder, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Nr. 53. 2010, S. 4152–4167
- [Petu58] Petukhov B.S., V.V. Kirillov:  
*Teploenergetika*, Nr.4: 63-68, 1958
- [Petu63] Petukhov B.S., V.N. Popov:  
Theoretical calculation of heat exchange and frictional resistance in turbulent flow in tubes of an incompressible fluid with thermophysical properties, *High Temperature*, Vol.1, Nr.1, 1963, S. 69-83.
- [Petu73] Petukhov B.S., V.A. Kurganov, A.I. Gladunsov:  
Heat transfer in turbulent pipe flow of gas with variable properties, *Heat Transfer Soviet Research* 5 Nr.4, 1973 , S. 109-116
- [Pho11] Datenblatt der Kamera FASTCAM SA1.1 der Firma Photron
- [Pon04] Ponta, F.L., H. Aref:  
Strouhal-Reynolds Number Relationship for Vortex Streets; *Physical Review Letters*, Vol. 93 Nr. 8; 2004
- [Pop00] Pope S. B.:  
*Turbulent Flows*; Verlag: Cambridge University Press, 10. August 2000, ISBN: 0521598869
- [Prom07a] Promvong P.:  
Heat transfer behaviors in round tube with conical ring inserts, *Journal of Energy Conversion and Management*, Nr. 49, 2008, S. 8–15
- [Prom07b] Promvong P., S. Eiamsa-ard:  
Heat transfer behaviors in a tube with combined conical-ring and twisted-tape insert, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, Nr. 34, 2007, S. 849–859
- [Prom08] Promvong P., C. Thianpong:  
Thermal performance assessment of turbulent channel flows over different shaped ribs, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, Nr. 35, 2008, S. 1327–1334
- [Pur49] Purdy H. F. P.:  
*Streamline flow: an introduction to the mechanics of viscous flow, film lubrication, the flow of heat by conduction, and heat transfer by convection*, Dover Publication, New York, 1949
- [Raf07] Raffel M., C.E. Willert, S.T.Wereley, J. Kompenhans:  
*Particle Image Velocimetry - A Practical Guide*, 2. Auflage, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2007, ISBN: 9783540723080
- [Ray03] Ray S., A.W. Date:  
Friction and heat transfer characteristics of flow through square duct with twisted tape insert, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 46, Nr. 5, 2003, S. 889-902

- [Reich51] Reichardt H.:  
Die Grundlagen des turbulenten Wärmeübergangs, Arch. Gesamte Wärmetech.,  
Vol. 2, 1951, S. 129-142
- [Ros54] Roshko, A.:  
On the development of turbulent wakes from vortex streets; TR 1191, National Ad-  
visory Committee for Aeronautics, 1954
- [Sab03] Sabanca M., F. Durst:  
Flows past a tiny circular cylinder at high temperature ratios and slight compressible  
effects on the vortex shedding, Physics of fluids, Vol. 15, Nr. 7, 2003, S. 1821-1829
- [Sah06a] Sahiti N:  
Thermal and fluid dynamic performance of pin fin heat transfer surfaces, Dissertati-  
on, Universität Erlangen-Nürnberg 2006
- [Sah06b] Sahiti N, F. Durst, A. Dewan:  
Strategy for selection of elements for heat transfer enhancement, International Jour-  
nal of Heat and Mass Transfer, Vol. 49, 2006, S. 3392-3400
- [Sai97] Saini R.P., J.S. Saini:  
Heat transfer and friction factor correlations for artificially roughened ducts with  
expanded metal mesh as roughness element, International Journal of Heat and Mass  
Transfer, Vol. 40, Nr. 4, 1997, S. 973-986
- [Sai08] Saini S.K., R.P. Saini:  
Development of correlations for Nusselt number and friction factor for solar air  
heater with roughened duct having arc-shaped wire as artificial roughness, Journal  
of Solar Energy, Vol. 82, 2008, S. 1118–1130
- [San04] Sanitjai S., R.J. Goldstein:  
Forced convection heat transfer from a circular cylinder in crossflow to air and liq-  
uids, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 47, 2004, S. 4795–4805
- [Scha07] Schade H., E. Kunz:  
Strömungslehre, 3., überarbeitete Auflage, Walter de Gruyter Verlag Berlin, 2007,  
ISBN: 9783110189728
- [Schl06] Schlichting H., K. Gersten:  
Grenzschicht-Theorie, 10., überarbeitete Auflage, Springer-Verlag Berlin Heidel-  
berg 2006, ISBN: 3540230041
- [Schro08] Schroeder A., C.E. Willert:  
Particle Image Velocimetry - New Developments and Recent Applications, Spring-  
er-Verlag Berlin Heidelberg, 2008, ISBN: 9783540735281
- [Schw13] Schwarze R.:  
CFD-Modellierung - Grundlagen und Anwendungen bei Strömungsprozessen,  
Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2013, ISBN: 9783642243776
- [Sha88] S. C. Sharma:  
Experimental investigation of vortex flow and its modification around wall/cylinder  
junctions, Ph.D. Thesis, I.I.T., Kumpur, Indien, 1988
- [Sid10] Siddique M., A.-R.A. Khaled, N.I. Abdulhafiz, A.Y. Boukhary:  
Recent Advances in Heat Transfer Enhancements: A Review Report, International  
Journal of Chemical Engineering, Vol. 2010, Artikel-ID: 106461, 2010
- [Sin08] Singha A. K., A. Sarkar, P. K. De:  
Numerical study on heat transfer and fluid flow past a circular cylinder in the vicini-  
ty of a plane wall, Numerical Heat Transfer, Part A, Nr 53, 2008, S. 641–666

- [Smag63] Smagorinsky J.:  
General circulation experiments with the primitive equations, Monthly Weather Review 91 (3), 1963, S. 99 - 164
- [Smi66] Smith M.C., A.M. Kuethe:  
Effects of turbulence on laminar skin friction and heat transfer, Physics of Fluids, Vol. 9, Ausgabe 12, 1966, S. 2337-2344
- [Stal07] Stalio E., M. Piller:  
Direct Numerical Simulation of Heat Transfer in Converging–Diverging Wavy Channels, Journal of Heat Transfer, Vol. 129, July 2007, S. 769-777
- [Star03] Starck A., A. Mühlbauer, C. Kramer:  
Praxishandbuch Thermoprozess-Technik Band II: Prozesse Komponenten Sicherheit, Vulkan-Verlag Essen, 2003, ISBN: 3802729234
- [Stat13] Statistische Daten des Bundesministerium für Wirtschaft und Energie; „Energiedaten - ausgewählte Grafiken“; letzte Aktualisierung: 31.01.2013
- [Sta10] Starke T.:  
Entwicklung eines Versuchsstandes zur Charakterisierung keramischer Wärmeübertrager, nicht veröffentlichte Diplomarbeit, Lehrstuhl für Gas- und Wärmetechnische Anlagen, TU Bergakademie Freiberg, Betreuer: Robert Eder, 2010
- [Sun98] Olsson C.-O., B. Sunden:  
Experimental study of flow and heat transfer in rib-roughened rectangular channels, Journal of Experimental Thermal and Fluid Science, Nr. 16, 1998, S. 349-365
- [Tah00] Tahat M., Z.H. Kodah, B.A. Jarrah, S.D. Probert:  
Heat transfers from pin-fin arrays experiencing forced convection; Journal of Applied Energy, Nr. 67 (2000) S. 419-442
- [Tan01] Tanda G.:  
Heat transfer and pressure drop in a rectangular channel with diamond-shaped elements, International Journal of Heat and Mass Transfer, Nr. 44. 2001, S.3529–3541
- [Tan03] Tanda G.:  
Heat transfer in rectangular channels with transverse and V-shaped broken ribs; International Journal of Heat and Mass Transfer Vol. 47, 2004, S. 229–243
- [Tan11] Tanda G.:  
Effect of rib spacing on heat transfer and friction in a rectangular channel with 45° angled rib turbulators on one/two walls, International Journal of Heat and Mass Transfer, Nr. 54, 2011, S. 1081–1090
- [Tan12] Chou Xie Tan, Wai Loon Mah, Yew Mun Hung, Boon Thong Tan:  
On the role of inserts in forced convection heat transfer augmentation, International Communications in Heat and Mass Transfer, Nr. 39, 2012, S. 1138–1145
- [Tia07] Tian J., T.J. Lu, H.P. Hodson, D.T. Queheillalt, H.N.G. Wadley:  
Cross flow heat exchange of textile cellular metal core sandwich panels, International Journal of Heat and Mass Transfer, Nr. 50, 2007, S. 2521–2536
- [Tsu06] Tsutsui T., T. Igarashi:  
Heat Transfer Enhancement of a Circular Cylinder, Journal of Heat Transfer, Vol. 128, 2006, S. 226-233
- [Wang12] Wang Yan., Fengwu Bai, Yongfang Jian, Chao Xu, Zhifeng Wang:  
Heat transfer enhancement of an electric air heating furnace by inserting silicon carbide ceramic foam panels, Experimental Thermal and Fluid Science, Vol. 38, 2012, S. 127–133



- [Webb80] Webb R. L.:  
Air-Side Heat Transfer in Finned Tube Heat Exchangers, Journal of heat transfer engineering, Vol. 1 Nr. 3, 1980
- [Wil88] Williamson C. H. K.:  
Defining a universal and continuous Strouhal–Reynolds number relationship for the laminar vortex shedding of a circular cylinder, Phys. Fluids 31, 2742 (1988) und  
Defining a universal and continuous Strouhal–Reynolds number relationship for the laminar vortex shedding of a circular cylinder Phys. Fluids 31, 3165 (1988).
- [Wil96] C. H. K. Williamson:  
Vortex dynamics in the cylinder wake, Annu. Rev. Fluid. Mech. 1996, Nr.:28, S. 477-539
- [Wünn07] Wüning J.G, Milani A.:  
Handbuch der Brennertechnik für Industrieöfen, Vulkan-Verlag Essen, 2007, ISBN: 9783802729386
- [Wünn09] Wüning, J.G.:  
Verringerung der Abgasverluste und Emissionen durch neue Rekuperator und Regeneratorbrenner, Gaswärme international, Band 58, 2009, Heft 6
- [Yeh64] Yeh Y., H.Z. Cummins:  
Localized Fluid Flow Measurements with an He-Ne Laser Spectrometer, Applied Physics Letters 4, Nr. 10, 1964, S. 176-178
- [Zdr85] Zdravkovich M.M.:  
Flow induced oscillations of two interfering circular cylinders, Journal of Sound and Vibration, Vol. 101, Nr. 4, 1985, S. 511-521
- [Zdr89] Zdravkovich M.M.:  
Flow past short circular cylinders with two free ends, Journal of Fluid Mechanics, Nr. 203, 1989, S. 557-575
- [Zdr97] Zdravkovich M.M.:  
Flow around circular Cylinders, Oxford University Press, 1997, ISBN: 9780198563969
- [Zha10] Zhang Zh.:  
LDA Application Methods- Laser Doppler Anemometry for Fluid Dynamics, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2010, ISBN: 9783642135132
- [Zuk85] Zukauskas A., R Ulinskas:  
Effeciency Parameters for Heat Transfer in Tube Banks, Journal of heat transfer engineering, Vol. 6, Nr. 1, 1985



## 10 Anhang

### 10.1 Messtechnik des Windkanals

Messabweichung der verwendeten Messgeräte im Windkanal finden sich in Tabelle 8. Eine Größtfehlerabschätzung ist in Tabelle 9 dargestellt.

Tabelle 8: Messabweichung der verwendeten Messgeräte im Windkanal

Messgeräte	Messgröße / Einheit	Messungenauigkeit
Thermischer Strömungssensor Hersteller Höntzsch, Modell TA10-262	Normvolumenstrom $\dot{V}$ in m <sup>3</sup> /h	$u(\dot{V}) = (2 \% \text{ vom Messwert} + 0,37 \text{ m}^3/\text{h})$
Typ K Thermoelement	Temperatur $\vartheta$ in °C	$u(\vartheta) = 1,5 \text{ K}$ (nach DIN 43722, 1994 für Genauigkeitsklasse 1)
Differenzdrucksensoren	Differenzdruck $p_{diff}$ in mbar	$u(p_{diff}) = 1,8 \% \text{ vom Endwert}$ (10 und 20 mbar)
Messschieber	Längenmaße $L$ in mm	$u(L) = 0,1 \text{ mm}$

Tabelle 9: Rechengrößen und Größtfehlerberechnung, in Anlehnung an [Sta10]

Rechengröße	Größtfehlerberechnung $u = u_{\max}$
mittlerer Wärmeübergangskoeffizient $\alpha_m = \frac{\dot{m} \cdot \bar{c}_{p,N} \Big _{0^\circ\text{C}}^{g_L''} \cdot (g_F'' - g_F')}{A \cdot \Delta T_m}$	$\frac{u(\alpha_m)}{\alpha_m} = \left  \frac{u(\dot{V}_N)}{\dot{V}_N} \right  + \left  \frac{2 \cdot u(g)}{g_F'' - g_F'} \right  + \left  \frac{u(A)}{A} \right  + \left  \frac{u(T_m)}{T_m} \right $
Übertragungsfläche $A = B \cdot L$	$\frac{u(A)}{A} = \left  \frac{u(B)}{B} \right  + \left  \frac{u(L)}{L} \right  = u(l') \cdot \left  \frac{1}{B} + \frac{1}{L} \right $
Mittlere Temperaturdifferenz $\Delta T_m = \frac{(g_L'' - g_{Str}'') - (g_L' - g_{Str}')}{\ln \frac{(g_L'' - g_{Str}'')}{(g_L' - g_{Str}')}} \cdot \frac{(g_L'' - g_{Str}'')}{(g_L' - g_{Str}')}$	$u(\Delta T_m) = \frac{2 \cdot \left( \left  \ln \frac{(g_L'' - g_{Str}'')}{(g_L' - g_{Str}')} - ((g_L'' - g_{Str}'' - g_L' + g_{Str}') \cdot \frac{1}{g_L'' - g_{Str}''}) \right  + \left  \ln \frac{(g_L'' - g_{Str}'')}{(g_L' - g_{Str}')} - ((g_L'' - g_{Str}'' - g_L' + g_{Str}') \cdot \frac{(g_L'' - g_{Str}'')}{(g_L' - g_{Str}')^2}) \right  \right)}{\left( \ln \frac{(g_L'' - g_{Str}'')}{(g_L' - g_{Str}')} \right)^2} \cdot u(g)$
Reynolds-Zahl im Messquerschnitt $\text{Re} = \frac{u \cdot d_h}{\nu}$	$\frac{u(\text{Re}_m)}{\text{Re}_m} = \left  \frac{u(u_F)}{u_F} \right  + \left  \frac{u(d_h)}{d_h} \right $
Strömungsgeschwindigkeit im Messquerschnitt $u = \frac{\dot{m}_L}{\rho \cdot 2 \cdot (B \cdot h)}$	$\frac{u(u)}{u} = \left  \frac{u(\dot{V}_{L,N})}{\dot{V}_{L,N}} \right  + \left  \frac{u(L')}{B} \right  + \left  \frac{u(L)}{h} \right $
hydraulischer Durchmesser des Messquerschnitts $d_h = 2 \cdot h$	$\frac{u(d_h)}{d_h} = \left  \frac{u(L)}{h} \right $
Nußelt-Zahl im Messquerschnitt $\text{Nu}_m = \frac{\alpha_m \cdot d_h}{\lambda_m}$	$\frac{u(\text{Nu}_m)}{\text{Nu}_m} = \left  \frac{u(\alpha_m)}{\alpha_m} \right  + \left  \frac{u(d_h)}{d_h} \right $
mittlere Rohrreibungszahl $\lambda_m^* = \frac{2 \cdot \Delta p_{Str,ges} \cdot d_h}{L \cdot \rho \cdot u_F^2}$	$\frac{u(\lambda_m^*)}{\lambda_m^*} = \left  \frac{u(\Delta p_{Str,ges})}{\Delta p_{Str,ges}} \right  + \left  \frac{u(d_h)}{d_h} \right  + \left  \frac{u(L')}{L} \right  + 2 \cdot \left  \frac{u(u_F)}{u_F} \right $
korrigierter Druckverlust $\Delta p_{Str,ges} = p_{diff,ges} + \frac{1}{2} \cdot (\rho_F' \cdot u_F'^2 - \rho_F'' \cdot u_F''^2)$	$u(\Delta p_{Str,ges}) = u(p_{diff,ges}) + \rho_F' \cdot u_F' \cdot u(u_F) + \rho_F'' \cdot u_F'' \cdot u(u_F)$

## 10.2 PIV-Messtechnik

Als Lichtquelle diente ein Dauerstrichlaser RayPower 5000 der Firma Dantec Dynamic mit einer Lichtleistung von 5 Watt bei einer Wellenlänge von 532 nm. Für die PIV-Aufnahmen wurde die Kamera SA1.1 der Firma Photron verwendet, technische Details siehe Tabelle 10.

Tabelle 10: Datenblatt Photron SA1.1

Kamera SA1.1 der Firma Photron	
Maximale Auflösung	1024 x 1024 Pixel
Maximale Bildwiederholrate	5 400 1/s bei voller Auflösung Maximal 675 000 1/s bei 64 x 16 Pixel
Sensor	12-bit ADC mit einer Pixelgröße von 20µm
Speicher	8 GB

### 10.3 LDA-Messtechnik

Gerätehersteller des gesamten LDA-Systems vom Typ 2-D Fiber Flow ist die Firma Dantec Dynamics GmbH. Als Laserquelle kam ein Argon-Ionen-Laser vom Typ Stellar-PRO-L ML300 der Firma Modu-Laser mit einer Leistung von 300mW zum Einsatz. Die optischen Spezifikationen sind in Tabelle 11 und Tabelle 12 aufgeführt.

Tabelle 11: Optische Spezifikation der LDA-Sonde [Dan95]:

Bezogene Wellenlänge	500 nm
Strahlabstand	38 mm
Strahldurchmesser	1,35 mm
Empfangsoptik	47 mm
Fokussierabstand	160 mm
Durchmesser des fokussierten Laserstrahls	75 $\mu\text{m}$
Länge des Messvolumens	0,64 mm

Tabelle 12: Optische Spezifikation der Optik zur Strahlaufweitung vor der LDA-Sonde [Dan95]:

Bezogene Wellenlänge	500 nm
Strahlabstand	75,24 mm
Strahldurchmesser	4,28 mm
Empfangsoptik	83 mm
Fokussierabstand	240 mm
Durchmesser des fokussierten Laserstrahls	Berechnet: 36,1 $\mu\text{m}$ Extrapoliert aus [Dan95]: 35,8 $\mu\text{m}$
Länge des Messvolumens	Berechnet: 230,5 $\mu\text{m}$ Extrapoliert aus [Dan95]: 228,1 $\mu\text{m}$



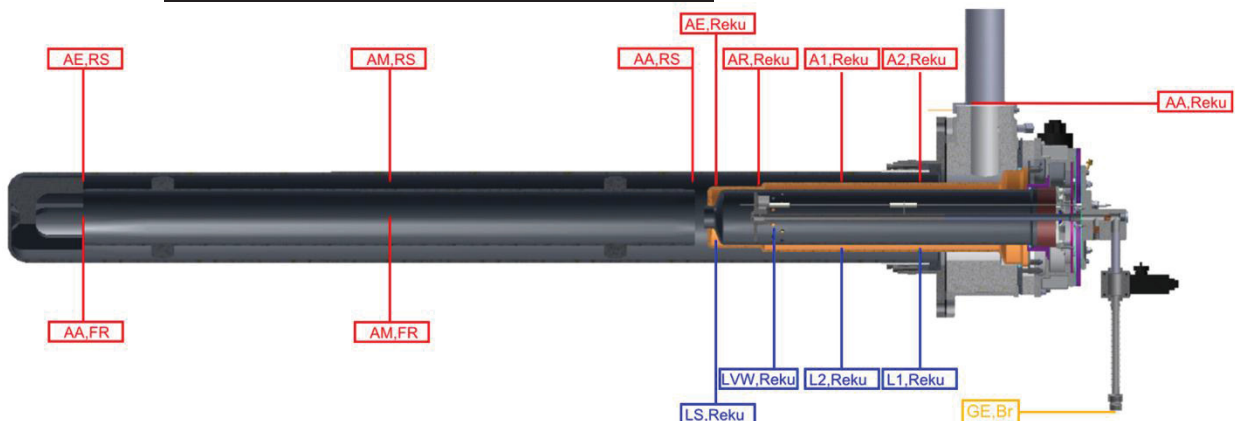
## 10.4 Versuche mit dem Rekuperatorprototypen

Versuchsofen der Firma NOXMAT GmbH für die Durchführung der Versuche mit dem Rekuperatorprototypen

- Außenabmessungen des Ofens
  - T x B x H: 3600 x 1500 x 1600 mm<sup>3</sup>
- Wärmedämmung aus Aluminiumsilikatfaser, Stärke 300 mm

Tabelle 13: Temperaturmesstellen am Prototypenbrenner

Medienstrom X	Lage Y,	Bauteil ZZ
Abgas	Austritt	Brenner
Luft	Eintritt	Brennkammer
Gas	Mitte	Flammrohr
	Sekundär	Rekuperator
	Vorwärmung	RingSpalt
	Nummerierung	



Die Druckdifferenz wurde zwischen folgenden Messtellen gemessen:

1. Lufteintritt am Verbrunnungsluftanschluss zu Luftvorwärmung (vor der Drallplatte) im Rekuperator (LVW,Reku)
2. Abgaseintritt am Rekuperator (AE,Reku) zu Abgasaustritt aus dem Rekuperator (AA,Reku)

Die Abgaszusammensetzung wurde am Abgasaustritt aus dem Rekuperator (AA,Reku) gemessen. Die Brenngas und Luftvolumenströme wurde mit Schwebekörperdurchflussmessern gemessen und mit entsprechenden Stellhähnen eingestellt.