

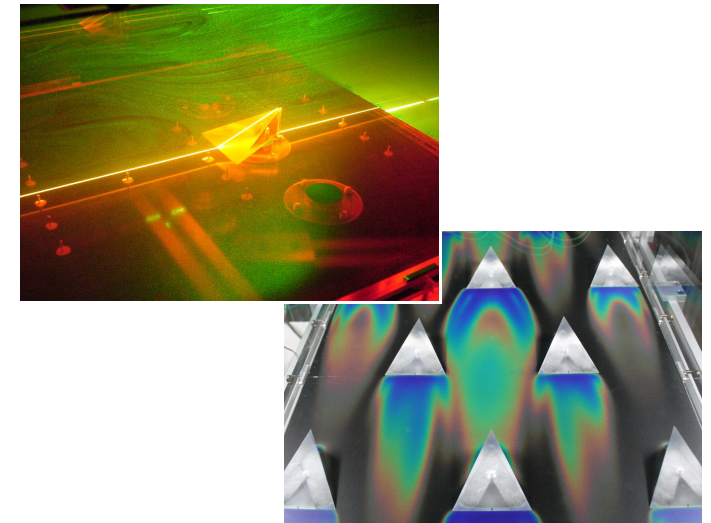
Die experimentellen Untersuchungen der vorliegenden Arbeit umfassen sowohl Wärmeübergangs- als auch Strömungsmessungen in einem Windkanal beim Einsatz von längswirbelerzeugenden Geometrien. Hierfür kamen tetraederförmige Vollkörper-Wirbelgeneratoren (VGs) zum Einsatz, die durch ihre erzeugten Wirbelstrukturen eine deutliche Steigerung des Wärmeübergangs bewirken.

Zur detaillierten Vermessung des Wärmeübergangs wurden Methoden, die auf thermochromatischen Flüssigkristallen basieren, angewandt. Neben der Charakterisierung der Anströmbedingungen mittels Hitzdrahtmesstechnik fand zur Vermessung des Strömungsfelds die Methode der Particle Image Velocimetry (PIV) Anwendung. Untersucht wurde der Wärmeübergang hinter sowie auch auf Einzel-VGs mit variierenden Geometrieparametern und Anströmverhältnissen. Für einfache Reihen- und Parallelanordnungen von bis zu drei VGs wurde die Interaktion verschiedener Längswirbel verdeutlicht. Anhand zweier Feldanordnungen konnte die erreichbare Wärmeübergangsin-sensivierung mit dem resultierenden Druckverlust in Verbindung gebracht werden.

Mittels PIV wurden die Längswirbelstrukturen hinsichtlich ihrer Position, Rotation und Wirbelstärke vermessen und dem einhergehenden Wärmeübergang gegenübergestellt. Hierbei konnte ein klarer Zusammenhang der Wärmeübergangsverteilung mit den Trajektorien der Längswirbel gefunden werden. Die sogenannte Methode der Stereo-PIV wurde eingesetzt, um alle drei Strömungskomponenten zu vermessen. Durch eine hohe Anzahl an Einzelaufnahmen konnten über statistische Analysen die Turbulenzgrößen (Turbulenzgrad, kinetische Turbulenzenergie, Reynoldssche Haupt- und Schubspannungen) bestimmt werden. Die vorliegenden Ergebnisse zeigen Zusammenhänge zwischen komplexen Wirbelströmungen, induzierten Wärmeübergangssteigerungen und Turbulenzstrukturen auf und können somit als Benchmark-Datensatz zur Weiterentwicklung und Validierung numerischer Modelle eingesetzt werden.



Experimentelle Untersuchung von Strömung und Wärmeübergang in Kühlkanälen mit wirbel- erzeugenden Elementen



EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNG VON STRÖMUNG UND WÄRMEÜBERGANG IN KÜHLKANÄLEN MIT WIRBELERZEUGENDEN ELEMENTEN

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

vorgelegt von
Dipl.-Ing. Marc Henze
aus Friedrichshafen

Hauptberichter: Prof. Dr.-Ing. Jens von Wolfersdorf
Mitberichter: Prof. Dr.-Ing. habil. Jürgen Köhler

Tag der Einreichung: 6. Juni 2007
Tag der mündlichen Prüfung: 24. September 2007

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

Stuttgart 2007

Vorwort

Diese Arbeit entstand während meiner Zeit als wissenschaftlicher Angestellter am Institut für Thermodynamik der Luft- und Raumfahrt (ITLR) der Universität Stuttgart mit der finanziellen Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG). Bei einigen Personen, die mich in dieser Zeit begleitet, motiviert und unterstützt haben, möchte ich mich herzlich bedanken.

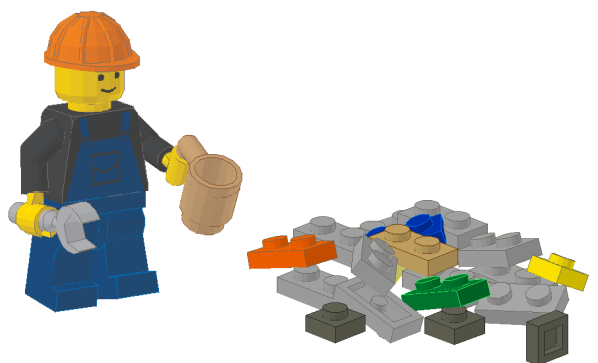
Mein Dank gilt Herrn Professor Dr.-Ing. habil. Bernhard Weigand, der schon zur Zeit meiner Studienarbeit mein Interesse an der Thermodynamik weckte und mir die Möglichkeit zur Promotion gab. Ganz besonders danken möchte ich Herrn Professor Dr.-Ing. Jens von Wolfersdorf, der die Betreuung meiner Dissertation übernahm, stets Zeit für Diskussionen hatte und mir immer hilfreich zur Seite stand. Durch seine zahlreichen, wertvollen Tipps und die Unterstützung dieses Projekts hat er maßgeblich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen. Ich möchte mich auch für das angenehme Arbeitsklima bedanken, zu dem nicht zuletzt die netten Aktivitäten abseits der Arbeit beitrugen. Herzlichen Dank an Herrn Professor Dr.-Ing. habil. Jürgen Köhler für die Übernahme des Koreferats. Bei allen weiteren Projektpartnern der DFG-Forschergruppe möchte ich mich für die gute Zusammenarbeit bedanken. Vielen Dank an Dipl.-Phys. Detlef Pape, der maßgeblich an der Entwicklung der Methoden zur Wärmeübergangsmessung beteiligt war und ohne dessen Vorarbeit die vorliegende Arbeit kaum in diesem Umfang entstanden wäre. Danke auch an das Institut für Aerodynamik und Gasdynamik (IAG) der Universität Stuttgart, das mir freundlicherweise einen Wärmestromsensor zur Verfügung stellte. Besonders bedanken möchte ich mich bei Dipl.-Ing. Tim Rödiger, der mir beim Einsatz des Sensors mit Rat und Tat zur Seite stand.

Für die große Unterstützung beim Aufbau des Versuchsstands möchte ich mich stellvertretend für die mechanische wie auch elektronische Werkstatt des ITLR bei Christian Otto, Eberhard Mayer, Thomas Bertnik und Uli Schwaderer bedanken. Ebenso gilt mein Dank Harald Hettrich für die konstruktiven Arbeiten. Für die Übernahme der zahlreichen administrativen Aufgaben bedanke ich mich herzlich bei Waltraud Wurster, die auch bei meinen häufig gleichen Fragen zu diversen Kostenabrechnungen nie die Geduld verloren hat. Danke auch an alle Studenten, die im Rahmen ihrer Studien- und Diplomarbeit oder als wissenschaftliche Hilfskraft wertvolle Beiträge zu dieser Arbeit lieferten. Ein besonderes Dankeschön geht an alle Kollegen und Freunde, die mir vor allem nach aber auch während der Arbeitszeit („Kaffeepausen“) ein willkommener Ausgleich waren.

Einen herzlichen Dank an Diane für die Durchsicht dieser Arbeit und vor allem für die gemeinsame Zeit am und abseits des ITLR. Ein ganz besonderer Dank gilt meinen Eltern, die mich nicht nur während der Zeit meines Studiums unterstützt haben und meine Promotion mit regem Interesse verfolgten.

Wettingen, November 2007
Marc Henze

Viele Steinchen...



Inhaltsverzeichnis

Nomenklatur	xi
Subskripte	xiii
Superskripte	xiii
Zusammenfassung	xv
Abstract	xvii
1 Einleitung	1
1.1 Motivation	1
1.2 Stand der Forschung	2
1.2.1 Untersuchungen zur Beeinflussung der Strömung	4
1.2.2 Untersuchungen zum Wärmeübergang	4
1.3 Zielsetzung	6
2 Versuchsaufbau	9
2.1 Windkanal	9
2.2 Koordinatensysteme	11
2.3 Wirbelgeneratoren	11
2.4 Turbulenzgitter	12
3 Messtechniken	15
3.1 Messung des Wärmeübergangs	15
3.1.1 Thermochematische Flüssigkristalle	15
3.1.2 Beschichtung mit Flüssigkristallen	16
3.1.3 Kalibrierung	16
3.1.4 Eingesetzte CCD-Kameras	18
3.1.5 Stationäre Messmethode mit Heizfolien	18
3.1.6 Stationäre Messmethode mit Heizpatronen	22
3.1.7 Transiente Messmethode	23
3.1.8 Wärmestromsensoren ALTP	25
3.2 Strömungsmessung	26
3.2.1 Constant Temperature Anemometry (CTA)	26
3.2.2 Constant Current Anemometry (CCA)	27
3.2.3 Eingesetztes System AN-2000	27
3.2.4 Eingesetzte Sonden CTA/CCA	27
3.2.5 CTA/CCA Versuchsparameter	28
3.2.6 Datenauswertung	29

3.2.7	2-Achs Lineartraverse	30
3.2.8	Particle Image Velocimetry (PIV)	31
3.2.9	2d-PIV	31
3.2.10	3c-PIV	32
3.2.11	Praktische Anwendung, Reduktion von Reflexionen	33
3.2.12	Eingesetztes System LaVision	33
3.2.13	PIV Versuchsparameter	33
3.2.14	Druckverlust, Reibungsbeiwert	35
3.3	Grundlagen zur Strömungsmechanik, Turbulenz	36
4	Ergebnisse und Diskussion	41
4.1	Charakterisierung der Anströmung	42
4.1.1	Geschwindigkeitsprofile	42
4.1.2	Turbulenzgrad und integrales Längenmaß	43
4.1.3	Statistische Turbulenzanalyse auf Basis von PIV	45
4.2	Charakterisierung des thermischen Anlaufs	49
4.3	Wärmeübergang bei Einzelwirbelgeneratoren	50
4.3.1	Einfluss der Wirbelgeneratorhöhe	53
4.3.2	Einfluss der Wirbelgeneratorbreite	55
4.3.3	Einfluss abgerundeter Körperkanten	56
4.3.4	Einfluss der Reynoldszahl	59
4.3.5	Einfluss von Turbulenzgittern	61
4.4	Strömung bei Einzelwirbelgeneratoren	63
4.4.1	Gemittelte Größen	63
4.4.2	Fluktuationsgrößen	68
4.5	Theorie zur Wirbelmechanik	72
4.6	Wirbeltrajektorie und Position des maximalen Wärmeübergangs	74
4.7	Wärmeübergang bei Mehrkörperanordnungen	76
4.7.1	Parallelanordnungen	77
4.7.2	Reihenanordnungen	80
4.8	Strömung bei Mehrkörperanordnungen	83
4.8.1	Vergleich von CFD- und PIV-Daten	83
4.9	Wärmeübergang auf Wirbelgeneratoren	87
4.10	Vergleich der transienten TLC- und ALTP-Messung	89
4.11	Frequenzanalyse der CTA-, CCA- und ALTP-Signale	91
4.12	Feld-Anordnungen	94
4.13	Benchmark-Datensatz	99
5	Fehlerrechnung	103
5.1	Fehler bei der Berechnung des Wärmeübergangs	103
5.1.1	Stationäre Messmethode mit Heizfolien	103
5.1.2	Stationäre Messmethode mit Heizpatronen	105
5.1.3	Transiente Messmethode	106
5.2	Fehler bei den Strömungsmessungen	109
5.2.1	Mittlere Einlaufgeschwindigkeit, Reynoldszahl	109
5.2.2	Druckverlust, Reibungsbeiwert	109

5.2.3	PIV	110
5.2.4	CTA	112
5.2.5	CCA	113
Zusammenfassung und Ausblick		115
A 3c-PIV Strömungsfelder		119
A.1	Variation der VG-Geometrie	119
B Weitere Turbulenzauswertung		123
B.1	Turbulenzanalyse PIV	123
B.2	Turbulenzgrad	125
B.3	Kinetische Turbulenzenergie	126
B.4	Reynoldsschubspannungen	128
B.5	Reynoldssche Hauptspannungen	130
C Wärmeübergangsmessungen, Versuchsparameter		133
C.1	Daten zum Wärmeübergang	133
D Weitere Ergebnisse		137

Abbildungsverzeichnis

1.1	Wirbelstruktur beim dreieckförmigen „winglet“ aus Fiebig [18]	3
1.2	Wirbelgeneratoren aus Tiggelbeck u.a. [19] und Han u.a. [20]	5
2.1	Schematische Darstellung des Windkanals	10
2.2	Koordinatensysteme	11
2.3	Wirbelgeneratoren, Basisgeometrie und Abwandlung	12
2.4	Geometrie der SMS- und PS-Gitter	13
3.1	Schema der Kalibriereinrichtung	16
3.2	Typische Verläufe der TLC-Kalibrierung	17
3.3	Heizfolienanordnung im Versuchskanal	19
3.4	Messplatte und Verlustwärmeströme, stationäres Experiment	19
3.5	Flussplan der automatisierten Messung	22
3.6	Messmethode mit Heizpatronen	22
3.7	Messplatte, transientes Experiment	24
3.8	Optimale Pulsantwort einer CTA-Sonde	28
3.9	Winkeldefinitionen einer x-Drahtsonde	29
3.10	Versuchsaufbau für 2d-PIV	31
3.11	Versuchsaufbauten für 3c-PIV	32
3.12	Typische Verläufe: Autokorrelation und Integration der Längenmaße .	38
3.13	Allgemeine Geschwindigkeitskorrelation	39
4.1	VG, Schema der Wirbelstruktur	41
4.2	Geschwindigkeitsprofile der Anströmung, $\Delta x_{Tu}=0,643$ m	43
4.3	Geschwindigkeitsprofile der Anströmung, $\Delta x_{Tu}=1,743$ m	43
4.4	Turbulenzgrad bei $\Delta x_{Tu}=0,643$ m (li.) und $\Delta x_{Tu}=1,743$ m (re.) . . .	44
4.5	Integrale Längenmaße, Variation von Gittern und Re	45
4.6	Konvergenz für $\sqrt{v_x'^2}$ und $\sqrt{v_y'^2}$, SMS-Gitter, $Re=300.000$	46
4.7	Konvergenz für $\sqrt{v_z'^2}$, SMS-Gitter, $Re=300.000$	47
4.8	PIV vs. CTA, Tu bei Gittervariation	47
4.9	R_{xx} und Λ_{xx} bei Gitter- und Re -Variation	48
4.10	Thermischer Anlauf beim Einsatz von Heizfolien, $Re \approx 80.000$	49
4.11	Nu im ebenen Kanal, transiente Messung	49
4.12	Nu_0 -Referenzfläche zur Normalisierung	50
4.13	Wärmeübergangsverteilung hinter Einzel-VGs, $Re=300.000$	52
4.14	Nu/Nu_0 auf der Mittellinie, Variation der Geometrie, $Re=80.000$. .	53

4.15	Nu/Nu_0 auf der Mittellinie, Variation der Geometrie, $Re=300.000$. . .	53
4.16	$\overline{Nu}_{H_{VG}}$ über $Re_{H_{VG}}$ bei Geometrievariation	55
4.17	Wärmeübergangsverteilung hinter VG I und II, $Re=300.000$	56
4.18	Wärmeübergang bei Variation des Kantenradius, $Re=300.000$	57
4.19	Wärmeübergang bei Variation des Kantenradius, $Re=300.000$	58
4.20	Wärmeübergang bei Variation der Reynoldszahl	59
4.21	Nu_{max}/Nu_0 , maximale Wärmeübergangssteigerung und Trajektorien für VG I	60
4.22	Nu/Nu_0 auf der Mittellinie für VG I	61
4.23	Wärmeübergang, Einfluss von Turbulenzgittern, $Re=450.000$	62
4.24	Wärmeübergang bei Turbulenzgittern, $Re=300.000$	63
4.25	Schema der Laserlichtschnitte	63
4.26	Strömungsfeld und Nu/Nu_0 , VG V, $Re=80.000$	64
4.27	Strömungsfeld und Nu/Nu_0 , VG V, Pos. 2	65
4.28	3c-Strömungsfeld, VG I, Pos. 1, $Re=300.000$	66
4.29	Geschwindigkeiten im Schnitt durch Wirbelkern hinter VG I	67
4.30	v_x , Schnitt durch Wirbelkern an Pos. 2 hinter VG I, $Re=300.000$. . .	68
4.31	Tu , Schnitt durch Wirbelkern an Pos. 2 hinter VG I	68
4.32	Tu hinter VG I, $Re=300.000$	69
4.33	Kinetische Turbulenzenergie k hinter VG I, $Re=300.000$	70
4.34	Reynoldsschubspannungen hinter VG I, $Re=300.000$	71
4.35	Sekundärströmungsfeld und Berechnung der Zirkulation Γ	73
4.36	Schema der Wirbel und ihrer induzierten Geschwindigkeiten	73
4.37	Verlauf des maximalen Wärmeübergangs und der Wirbeltrajektorien	75
4.38	Parallel- und Reihenanordnung für VG I	76
4.39	Wärmeübergang bei Abstandsvariation, $Re=300.000$	77
4.40	Wärmeübergang, Parallelanodnung $3 \times VG I$, $Re=300.000$	78
4.41	Wärmeübergang, Parallelanodnung $2 \times VG I$, $Re=300.000$	79
4.42	Flächen der α -Mittelung bei Parallelanordnungen	80
4.43	Wärmeübergang bei Reihenanordnungen, $Re=300.000$	81
4.44	Wärmeübergang, Reihenanordnung 1 bis $3 \times VG I$, $Re=300.000$	82
4.45	Wärmeübergang, Reihenanordnung $2 \times VG I$, $Re=300.000$	82
4.46	Strömung und Wärmeübergang, parallel $2 \times VG I$, $Re=300.000$	83
4.47	PIV-Sekundärströmungsfeld, parallel $2 \times VG I$, $Re=300.000$	84
4.48	CFD-Sekundärströmungsfeld, parallel $2 \times VG I$, $Re=300.000$	85
4.49	CFD-Simulation, Detail der Sekundärwirbel, VG I, Position 2, $Re=300.000$	87
4.50	Temperatur- und Wärmeübergangsverteilung auf VG I, stationär (links) und transient (rechts), $Re=300.000$	88
4.51	$\bar{\alpha}$ auf VG I, stationäre und transiente Methode	89
4.52	α -Verlauf auf VG I, TLC- und ALTP-Messung bei $Re=450.000$	89
4.53	ALTP-Positionen	90
4.54	Vergleich TLC- und ALTP-Messung, Variation von Re	90
4.55	Leistungsspektraldichte des Wärmestroms \dot{q}'	92
4.56	Leistungsspektraldichte für \dot{q}' und v'_x	93
4.57	Leistungsspektraldichte für T'	93

4.58	Konfiguration, fluchtendes (oben) und versetztes (unten) VG-Feld . .	95
4.59	Wärmeübergang, fluchtendes (links) und versetztes (rechts) VG-Feld .	95
4.60	Nu/Nu_{0k} , fluchtendes (links) und versetztes (rechts) VG-Feld	97
4.61	Nu/Nu_{0k} , fluchtendes und versetztes VG-Feld	97
4.62	Intensivierung des Wärmeübergangs und Druckverlust, aktuelle Mes- sung und Han u.a. [20]	98
4.63	\overline{Nu} als Funktion der Pumpleistung $\sim fRe^3$	99
5.1	Widerstandsschaltung zur Messung der Heizleistung	104
5.2	Standardabweichung, VG I, $Re=150.000$, Variation von T_B	107
5.3	Standardabweichung, VG I, $Re=550.000$	108
5.4	Schema Koordinatentransformation	111
5.5	Standardabweichung im Schnitt durch den Wirbelkern bei $Re=300.000$	112
5.6	Fehler für v_{CTA} bei der Kalibrierung	112
A.1	3c-PIV Geschwindigkeitsfeld für VG I, Ia) und Ib)	120
A.2	3c-PIV Geschwindigkeitsfeld für VG II bis V	121
B.1	Histogramme der Schwankungswerte, $y=50$ mm	124
B.2	Tu im Wirbelkern, Pos. 2, $Re=150.000$ bis 550.000	125
B.3	Kinetische Turbulenzenergie k im Wirbelkern, $z=-42$ mm, Variation von Re	126
B.4	Kinetische Turbulenzenergie k im Wirbelkern, Pos. 2, Variation von Re	127
B.5	Reynoldsschubspannungen $(\overline{v'_x v'_y}, \overline{v'_y v'_z}, \overline{v'_x v'_z})$ im Wirbelkern, $z=-42$ mm, $Re=300.000$	128
B.6	Reynoldsschubspannungen $(\overline{v'_x v'_y}, \overline{v'_y v'_z}, \overline{v'_x v'_z})$ im Wirbelkern, Pos. 2, $Re=300.000$	129
B.7	Reynoldsspannungen $(\overline{v'_x v'_x}, \overline{v'_y v'_y}, \overline{v'_z v'_z})$ im Wirbelkern, $Re=300.000$	130
B.8	Reynoldsspannungen $(\overline{v'_x v'_x}, \overline{v'_y v'_y}, \overline{v'_z v'_z})$ im Wirbelkern, $Re=300.000$	131

Tabellenverzeichnis

1.1	Geometrische Parameter und Hauptströmungsdaten aus Literaturquellen	7
2.1	Geometrievariationen der Wirbelgeneratoren	12
2.2	Geometrie der Turbulenzgitter	14
2.3	Turbulenzgrad durch PS- und SMS-Gitter	14
3.1	Typische Aufteilung der Wärmeströme	20
3.2	CTA Parameter AN2000	29
3.3	Güte ausgewerteter Vektoren	36
4.1	H_{VG}/δ der jeweiligen VGs	54
4.2	\overline{Nu}/Nu_0 , Effekt des Kantenradius	58
4.3	Positionen der Laserlichtschnitte	64
4.4	Daten zu Wirbeltrajektorien aus PIV-Messungen	74
4.5	Untersuchte Mehrkörperanordnungen	76
4.6	\overline{Nu}/Nu_0 für Parallelanordnungen	80
4.7	$Tu_{\dot{q}}$ bei Re -Variation	92
4.8	\overline{Nu}/Nu_{0k} , fluchtendes und versetztes VG-Feld	98
4.9	Benchmark-Datensatz, Wärmeübergang, Einzel-VG I	100
4.10	Benchmark-Datensatz, Wärmeübergang, Parallelanordnung, $2\times$ VG I	100
4.11	Benchmark-Datensatz, gemittelte Strömungsfelder, VG I	101
4.12	Benchmark-Datensatz, Turbulenzgrößen, VG I	101
5.1	Ungenauigkeit der Widerstände und Spannungen	104
5.2	Typische Werte, Fehler und Standardabweichung	106
5.3	Variablen zur α -Berechnung und ihre Fehler	108
C.1	Daten zu stationären Wärmeübergangsmessungen	133
C.2	Daten zu transienten Wärmeübergangsmessungen	134
C.3	Daten zu Wärmestrommessungen mittels ALTP-Sensor	135

Nomenklatur

Symbol	Einheit	Beschreibung
A	$[\text{m}^2]$	Fläche
A		Verhältnis $A = Q_2^2/Q_1^2$
b_{ji}		Konstante
c	$[\text{J}/(\text{kg K})]$	Wärmekapazität
d	$[\text{m}]$	Plattendicke
d	$[\text{m}]$	Stegbreite der Turbulenzgitter
D_h	$[\text{m}]$	hydraulischer Durchmesser
$ENBW$		äquivalente Rauschbandweite
f	$[1/\text{s}]$	Frequenz
f		Reibungsbeiwert
f_0		Reibungsbeiwert nach Blasius, Gl. 3.31
f_{ALTP}	$[\text{W}/(\text{m}^2\text{V})]$	Kalibrierfaktor des ALTP-Sensors
f_s	$[1/\text{s}]$	Abtastfrequenz
g	$[\text{m}/\text{s}^2]$	Gravitation, $g = 9,81 [\text{m}/\text{s}^2]$
g	$[\text{m}]$	lichte Weite der Turbulenzgitter
Gr_l		Grashofzahl, $Gr_l = \frac{g\beta(T_{ext}-T_\infty)l^3}{\nu^2}$
h	$[\text{m}]$	Kanalhöhe
H	$[\text{m}]$	Höhe des Wirbelgenerators
I	$[\text{A}]$	Stromstärke
k	$[\text{m}^2/\text{s}^2]$	spezifische, kinetische Turbulenzenergie
l	$[\text{m}]$	charakteristische Länge, $l = \text{Fläche}/\text{Umfang}$
L	$[\text{m}]$	Länge des Wirbelgenerators
$L_{Einlauf}$	$[\text{m}]$	Einlaufflänge
L_{VG}	$[\text{m}]$	Referenzlänge (Länge des jeweiligen Wirbelgenerators)
M	$[\text{m}/\text{pixel}]$	Maßstab, PIV-Kalibrierung
M	$[\text{m}]$	Maschenweite der Turbulenzgitter
Nu		Nußeltzahl
Nu_0		Nußeltzahl an Referenzstelle (siehe 4.2)
Nu_{0k}		Nußeltzahl, Korrelation nach Gl. 4.3
Nu_{DB}		Nußeltzahl, Korrelation nach Dittus und Boelter, Gl. 4.2
P_1		Hauptmaximum der Kreuzkorrelation, PIV
P_2		Sekundärmaximum der Kreuzkorrelation, PIV
P_{min}		Minimalwert der Kreuzkorrelation, PIV
Pr		Prandtlzahl
PSD		Leistungsspektraldichte
\dot{q}	$[\text{W}/\text{m}^2]$	spezifischer Wärmestrom
\dot{q}_{el}	$[\text{W}/\text{m}^2]$	spezifische, elektrische Eingangsleistung
\dot{q}_λ	$[\text{W}/\text{m}^2]$	spezifischer Verlustwärmestrom durch Leitung
\dot{q}_σ	$[\text{W}/\text{m}^2]$	spezifischer Verlustwärmestrom durch Strahlung
Q		Spitzenwertverhältnis, $Q = \frac{P_1 - P_{min}}{P_2 - P_{min}}$
Q_i	$[\text{m}/\text{s}]$	effektive Anströmgeschwindigkeit für Draht i , CTA

NOMENKLATUR

Symbol	Einheit	Beschreibung
\dot{Q}	[W]	Wärmestrom
\dot{Q}_{HP}	[W]	Heizleistung der Heizpatronen
$\dot{Q}_{HP\lambda}$	[W]	Verlustwärmestrom durch Leitung, Messung mit Heizpatronen
$\dot{Q}_{HP\sigma}$	[W]	Verlustwärmestrom durch Strahlung, Messung mit Heizpatronen
R_{ij}	[m ² /s ²]	Korrelationsfunktion, $R_{ij} = \overline{v'_i v'_j}$
R_v	[m ² /s ²]	Autokorrelationsfunktion, $R_v(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T v(t)v(t + \tau)dt$
Ra_l		Rayleighzahl, $Ra_l = Gr_l Pr$
Re		Reynoldszahl bezogen auf den hydraulischen Durchmesser
s	[m]	halber Abstand zweier Wirbelkerne
S	[m]	Abstand der VGs bei Reihen- und Parallelanordnungen
$S_{xx}(f)$		Leistungsspektrum
T	[K]	Temperatur
T_I	[s]	integrales Zeitmaß
Tu_i		Turbulenzgrad für Komponente i
Tu_{3d}		Turbulenzgrad aller drei Raumrichtungen
U	[V]	Spannung
$V_{r.m.s.}$	[pixel]	Schwankungswert, PIV
v_{pix}	[pixel/s]	Geschwindigkeit, PIV-Auswertung
v_x	[m/s]	Geschwindigkeit in x -Richtung
v_y	[m/s]	Geschwindigkeit in y -Richtung
v_z	[m/s]	Geschwindigkeit in z -Richtung
\bar{v}	[m/s]	Geschwindigkeit $\bar{v} = \sqrt{\bar{v}_x^2 + \bar{v}_y^2 + \bar{v}_z^2}$
W	[m]	Breite des Wirbelgenerators
W_{VG}	[m]	Referenzbreite (Breite des jeweiligen Wirbelgenerators)
x	[m]	Längsachse, Koordinate in Hauptströmungsrichtung mit dem Ursprung am Beginn des thermischen Anlaufs
x_T	[m]	Länge des thermischen Anlaufs
x_{VG}	[m]	Abstand von der Endkante des Wirbelgenerators
\tilde{x}_{VG}		dimensionslose Koordinate $\tilde{x}_{VG} = \frac{x_{VG}}{L_{VG}}$
y	[m]	Hochachse
z	[m]	Querachse
α	[W/(m ² K)]	Wärmeübergangskoeffizient
α	[1/K]	Temperaturkoeffizient der CTA-Sonde
α_g	[W/(m ² K)]	Grenz-Wärmeübergangskoeffizient
α_i	[rad]	Winkel der Drähte einer CTA-x-Drahtsonde
β	[K ⁻¹]	Volumenausdehnungskoeffizient
β		Durchlässigkeit der Turbulenzgitter
δ	[m]	Grenzschichtdicke
δ_c	[m]	Wandabstand des Wirbelkerns
δf		Fehler der Variablen f
Δx_{pix}	[pixel]	Partikelversatz zweier PIV-Aufnahmen
Δt	[s]	Zeitversatz der PIV-Laserpulse
Δx_{Tu}	[m]	Abstand von den Tubulenzgittern

Symbol	Einheit	Beschreibung
ϵ	$[\text{m}^2/\text{s}^2]$	spezifische, kinetische Energie
ϵ		Emissionskoeffizient
γ		Verhältnis, $\gamma = \frac{\delta_c}{s}$
Γ	$[\text{m}^2/\text{s}]$	Wirbelstärke
λ	$[\text{W}/(\text{m K})]$	Wärmeleitfähigkeit
Λ_I	$[\text{m}]$	integrales Längenmaß
Θ_W		dimensionslose Wandtemperatur, $\Theta_W = \frac{T_W - T_0}{T_B - T_0}$
Ω_x	$[1/\text{s}]$	Rotation in Strömungsrichtung, $\Omega_x = \frac{\partial v_y}{\partial z} - \frac{\partial v_z}{\partial y}$
ρ	$[\text{kg}/\text{m}^3]$	Dichte
ρ_v		normierte Autokorrelationsfunktion, $\rho_v(\tau) = \frac{R_v(\tau)}{R_v(0)}$
σ	$[\text{W}/(\text{m}^2\text{K}^4)]$	Stefan-Boltzmann Konstante, $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} [\text{W}/(\text{m}^2\text{K}^4)]$
σ_f		Standardabweichung der Variablen f
ψ_p	$[\text{rad}]$	Winkel zwischen CTA-x-Drahtsonde und Anströmrichtung

Subskripte

Symbol	Beschreibung
B	”Bulk”, gemittelte Größe
D	Einlaufdüse zur Messstrecke
ext	externe Kanaloberfläche
HP	Heizpatrone
M	Messstrecke
nc	natürliche Konvektion
p	auf die CTA-x-Drahtsonde bezogen
P	Plexiglas
$stat$	statisch
TLC	Flüssigkristalle
W	an der Wand
λ	Leitung
σ	Strahlung
∞	Umgebungsgrößen oder gemittelte Größen

Superskripte

Symbol	Beschreibung
$-$	gemittelte Größe
$'$	Schwankungswert

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen des Teilprojekts WO-872/4-1, das in das von der DFG (Deutsche Forschungsgemeinschaft) geförderte Paketvorhaben „Experimentelle und Numerische Untersuchungen zum Wärmeübergang bei komplexen Innenströmungen mit wirbelerzeugenden Strukturen“ eingegliedert war.

Die experimentellen Untersuchungen umfassen sowohl Wärmeübergangs- als auch Strömungsmessungen in einem Windkanal beim Einsatz von längswirbelerzeugenden Geometrien. Hierfür kamen tetraederförmige Vollkörper-Wirbelgeneratoren (VGs) zum Einsatz, die durch ihre erzeugten Wirbelstrukturen eine deutliche Steigerung des Wärmeübergangs bewirken.

Zur detaillierten Vermessung des Wärmeübergangs wurden Methoden angewandt, die auf thermochromatischen Flüssigkristallen (TLC) basieren. Die stationäre Methode arbeitet mit Heizfolien und setzt näherungsweise einen konstanten Wandwärmestrom voraus. Dagegen basiert die transiente Methode auf der Auswertung des zeitlichen Verlaufs der Wandtemperatur als Reaktion auf einen Temperatursprung in der Fluidströmung, und entspricht etwa einer konstanten Wandtemperatur. Beide Methoden ermöglichen es, verschiedene thermische Randbedingungen zu simulieren und liefern mit sehr hoher Genauigkeit flächendeckende Wärmeübergangsinformationen.

Neben der Charakterisierung der Anströmbedingungen mittels Hitzdrahtmesstechnik fand zur Vermessung des Strömungsfelds die Methode der Particle Image Velocimetry (PIV) Anwendung. Die vorherrschenden Geschwindigkeitsprofile sowie Turbulenzintensitäten wurden detailliert vermessen. Mittels Autokorrelation aus den zeitlich aufgelösten Signalen der Hitzdrahtmessung sowie der örtlich korrelierten Geschwindigkeitsdaten der PIV wurden die turbulenten Längenskalen identifiziert. Im hier eingesetzten Windkanal konnten Reynoldszahlen von 80.000 bis 600.000 und Turbulenzgrade von etwa 1 bis 8 % realisiert werden.

Untersucht wurde der Wärmeübergang hinter sowie auch auf Einzel-VGs mit variierenden Geometrieparametern und Anströmverhältnissen. Für einfache Reihen- und Parallelanordnungen von bis zu drei VGs wurde die Interaktion verschiedener Längswirbel verdeutlicht. Anhand zweier Feldanordnungen konnte die erreichbare Wärmeübergangsintensivierung mit dem resultierenden Druckverlust in Verbindung gebracht werden.

Mittels PIV wurden die Längswirbelstrukturen hinsichtlich ihrer Position, Rotation und Wirbelstärke vermessen und dem einhergehenden Wärmeübergang gegenübergestellt. Hierbei konnte ein klarer Zusammenhang der Wärmeübergangsverteilung mit den Trajektorien der Längswirbel gefunden werden. Der maximale Wärmeübergang ist stets in den Bereichen zu finden, in denen die induzierte Wir-

belströmung eine zur Wand hin gerichtete Komponente aufweist und damit eine Verringerung der hydrodynamischen und thermischen Grenzschicht bewirkt.

Die sogenannte Methode der Stereo-PIV wurde eingesetzt, um alle drei Strömungskomponenten zu vermessen. Durch eine hohe Anzahl an Einzelaufnahmen (bis zu 3.000) konnten über statistische Analysen die Turbulenzgrößen bestimmt werden. An ausgewählten Schnittebenen durch einen Längswirbel wurden damit Turbulenzgrade, die kinetische Turbulenzenergie sowie auch die Reynoldsschen Haupt- und Schubspannungen bestimmt.

Die vorliegende Arbeit liefert detaillierte Daten hinsichtlich Strömung und Wärmeübergang für komplexe Wirbelströmungen und kann als Benchmark-Datensatz zur Validierung und Weiterentwicklung numerischer Methoden verwendet werden.

Abstract

The present work based on the project WO-872/4-1 which was part of a joint research project „Experimental and Numerical Investigation on Heat Transfer for Complex Internal Flows with Vortex Generation“ granted by the DFG (Deutsche Forschungsgemeinschaft).

The experimental investigations are dealing with heat transfer as well as flow measurements in a wind tunnel under application of elements producing longitudinal vortices. Therefore tetrahedral full body vortex generators (VGs) were used, which enhance the heat transfer due to their induced vortex structures.

Different methods based on thermochromic liquid crystals (TLC) were used for detailed heat transfer measurements. The steady state method using heater foils represents a good approximation of a constant wall heat flux. For the transient method the time dependent wall temperature distribution after a step change in the fluid temperature is analyzed. This method can be approximated with a boundary condition of constant wall temperature. Using both methods different boundary conditions can be simulated and full surface heat transfer measurements with high accuracy are possible.

In addition to hot wire anemometry for characterization of the inflow conditions, particle image velocimetry (PIV) was used for flow field investigations. Detailed measurements of velocity profiles and turbulence intensities were performed. For the hot wire signal with resolution on time an autocorrelation method and a special correlation for the velocity measured with PIV can be applied to evaluate the turbulent length scales. For the wind tunnel used for the present investigations Reynolds numbers of 80,000 to 600,000 and turbulence intensities of about 1 to 8 % can be reached.

The heat transfer behind as well as on the surface of single VGs has been investigated for different geometry parameters and flow conditions. Basic longitudinal and parallel arrangements of up to three VGs have shown the interaction of several longitudinal vortices. The investigation of two VG arrays pointed out the relation between the achievable heat transfer enhancement and the associated pressure loss.

The longitudinal vortex structures were measured by means of PIV with respect to position, vorticity and vortex strength. The flow data were compared to the related heat transfer distribution. In this comparison a clear relation between heat transfer enhancement and vortex trajectories can be found. The maximum heat transfer is always shifted towards regions where the vortex induces a flow directed towards the wall which reduces the hydrodynamic and thermal boundary layer.

The so called stereo-PIV was used to measure all three velocity components. With a large sample number (3,000) and a statistical analysis the turbulence has

ABSTRACT

been evaluated. Turbulence intensity, kinetic turbulent energy as well as Reynolds stresses were calculated at two orthogonally orientated measurement planes crossing a longitudinal vortex.

The present work shows detailed data in respect to the flow field and the heat transfer for complex vortex flows. The presented data set can be used as a benchmark for validation purposes and for development of numerical methods.

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Motivation

In zahlreichen Industrieanwendungen spielen Strömungs- und Wärmeübertragungsvorgänge eine entscheidende Rolle. Gerade in Verbrennungsmaschinen sind solche Vorgänge von besonderer Bedeutung und somit im Fokus aktueller Forschungs- und Entwicklungsprojekte. In der Energieumwandlung kommen oft stationäre Gasturbinen zum Einsatz, die genau wie Flugtriebwerke, auf der Suche nach steigendem Wirkungsgrad, Effizienz und Wirtschaftlichkeit, in einem stetigen Prozess der Weiterentwicklung und Optimierung eingebunden sind. Mit steigenden Ansprüchen an die Leistungsausbeute verschieben sich die oberen Prozesstemperaturen in immer höhere Bereiche und die in der Maschine speziell für Brennkammer oder Turbine eingesetzten Materialien werden bis an ihre äußerste Grenze belastet. Der Einsatz von modernen Kühlkonzepten ist somit unausweichlich.

Ein weiteres Anwendungsgebiet stellen Wärmetauscher dar, deren Leistungsfähigkeit direkt von den erreichbaren Wärmeübergangskoeffizienten abhängt. Bei Wärmetauschern, die die Wärme zwischen flüssigem und gasförmigem Medium transportieren, ist die Limitierung immer auf der Gasseite zu suchen, auf der deutlich niedrigere Wärmeübergangskoeffizienten erreicht werden. Das Bestreben stetiger Leistungssteigerung bei gleichzeitiger Reduzierung von Bauvolumen und Produktionskosten, verlangt auch hier nach einer ständigen Weiterentwicklung und einer weiteren Verbesserung des Wärmeübergangs.

Für die beschriebenen Problemstellungen sind einige Lösungsansätze vorhanden und so werden zur Untersuchung von Wärmeübertragungsvorgängen in Strömungskanälen experimentelle sowie numerische Methoden angewandt. In Anbetracht der stetig steigenden Leistungsfähigkeit neuester Computergenerationen wird verstärkt auf die numerische Simulation gesetzt, nicht zuletzt, um bei ausreichend genauen Berechnungsverfahren eine Einsparung der Kosten aufwendiger Versuchsaufbauten zu erreichen. Zur Validierung und Weiterentwicklung der numerischen Methoden sind aber Experimente, die zwangsweise physikalischen Gesetzen gehorchen und bei entsprechend sorgfältiger Durchführung repräsentative Daten liefern, nach wie vor unerlässlich. Gerade im Bereich komplexer Strömungen besteht noch immer Handlungsbedarf bei der Entwicklung und Validierung von Turbulenzmodellen, die in die Lösung der Bewegungsgleichungen eingehen, aber schließlich auch die Verbindung

zur Energiegleichung liefern. Der Abgleich von Experiment und Numerik ist also notwendig, um bei der Simulation verlässliche Aussagen über die Strömung und den Wärmeübergang machen zu können.

Ziel dieser Arbeit ist es, einen detaillierten Datensatz zu Strömungsstrukturen und Wärmeübergangsverteilung in einem Windkanal bei Einsatz von komplexen geometrischen Strukturen zu liefern. Im Speziellen werden Längswirbelstrukturen untersucht, die mit Hilfe von tetraederförmigen Wirbelgeneratoren („Vortex Generator“ VG) induziert werden. Einige wenige Untersuchungen zu Wirbelerzeugern dieser Art sind bekannt (siehe 1.2.2), die betrachteten Reynoldszahlen blieben aber stets deutlich unter $Re=100.000$. Das Verhalten von Längswirbelstrukturen für höhere Reynoldszahlen wurde bisher noch nicht untersucht und ist daher Gegenstand der vorliegenden Arbeit.

Die Auswirkung verschiedener Parameter wie der VG-Geometrie oder der Anströmbedingung auf die Strömungsstrukturen sowie den Wärmeübergang soll geklärt werden. Im Hinblick auf die Geometrie sind neben den Hauptabmessungen der hier untersuchten Körper auch Details wie etwa abgerundete Körperkanten von Interesse. Verschiedene Anströmbedingungen können durch den Einsatz von Turbulenzgittern realisiert werden. Die Charakterisierung der Strömung soll sich nicht auf die Bestimmung mittlerer Geschwindigkeiten beschränken, sondern vor allem auch Aufschluss über turbulente Schwankungen liefern, die von besonderem Interesse für die Weiterentwicklung numerischer Methoden sind.

1.2 Stand der Forschung

Zur Erhöhung oder Optimierung des konvektiven Wärmeübergangs in Kühlkanälen werden verschiedenste Konzepte eingesetzt. Zu den passiven Methoden gehören zum Beispiel Turbulenz-Erzeuger wie Rippen, Dimples, Wirbelgeneratoren oder ähnliche Bauteile. Eine umfangreiche Zusammenfassung zur Wärmeübertragung im Zusammenhang mit Gasturbinen ist in Han u.a. [1] gegeben. Hier wird auf eine Vielzahl aktueller Kühlkonzepte für Turbinenschaufeln sowie auch experimentelle Methoden und numerische Simulation eingegangen. Einen guten Überblick für den Bereich von Wärmetauschern liefern Webb [2] oder auch Bergles [3].

Beim Einsatz von Rippengeometrien in Kühlkanälen wird eine Strömungsablösung an der Rippe selbst und ein Wiederanlegen zwischen den Rippen erzwungen, was in einer Anfachung der Wandturbulenz und damit der Erhöhung des Wärmeübergangs resultiert. Für angestellte Rippen werden zusätzlich Sekundärströmungen induziert, die in einer weiteren Intensivierung des Wärmeübergangs resultieren. Turbulatoren solcher Art sind damit eine sehr effektive Methode zur Intensivierung der internen Wärmeübertragung. Für Rippengeometrien sind umfangreiche Untersuchungen bekannt. Einen Einstieg in die Thematik liefern die Arbeiten von Han u.a. [4, 5, 6], Han und Park [7] oder auch Lau u.a. [8], die sich mit verschiedenen Rippengeometrien in rechteckigen Kanälen hinsichtlich Wärmeübergang und Druckverlust befassten.

Während Rippengeometrien über den gesamten Kanalquerschnitt ausgedehnte Sekundärströmungen und Ablösegebiete mit orthogonal zur Hauptströmung zirkulieren

lierenden Strukturen hervorrufen, beeinflussen die hier untersuchten VGs mit ihren induzierten Längswirbelstrukturen parallel zur Hauptströmungsrichtung nur ein wandnahes Gebiet. Dies kann zu einem erheblichen Vorteil in Bezug auf den mit der Wärmeübergangssteigerung einhergehenden Druckverlust führen.

Zur Erzeugung von Längswirbeln sind verschiedene Mechanismen denkbar (siehe Jacobi und Shah [9]). So führen wandgebundene Hindernisse jeglicher Art zur Ausbildung sogenannter Hufeisenwirbel. In technischen Anwendungen kommen meist aufgestellte Bleche zum Einsatz, die eine gezielte Umlenkung der Hauptströmung hervorrufen und damit die Ausbildung von Wirbelsystemen erzwingen. Auch bei Grenzschichtströmungen über gekrümmte Oberflächen kommt es zur Induktion von Längswirbeln, die auch als Görtler-Wirbel bekannt sind. Aktiv können Wirbel zum Beispiel durch eine senkrecht zur Hauptströmung über eine Wandbohrung eingeblasene Sekundärströmung generiert werden.

Die grundsätzlich zu erwartende Strömungsstruktur am Beispiel eines dreieckförmigen „winglet“ ist in Abb. 1.1 dargestellt. Wie auch bei anderen Geometrien wird meist nicht nur ein einzelner Längswirbel sondern eine Vielzahl von Wirbelsystemen induziert, die hier ebenfalls schematisch dargestellt sind. Im Falle des angestellten dreieckförmigen „winglet“ induziert der Hauptwirbel in entgegengesetzter Drehrichtung einen weiteren kleineren Längswirbel. Auch an der direkt angeströmten Seite können weitere Wirbel (Eck-Wirbel) auftreten.

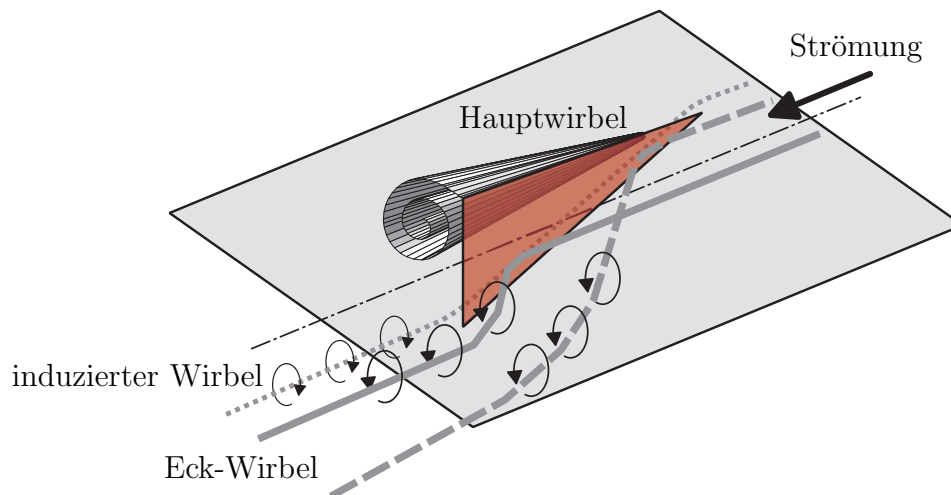


Abbildung 1.1: Wirbelstruktur beim dreieckförmigen „winglet“ aus Fiebig [10]

VGs wurden und werden für verschiedene Zwecke eingesetzt. So finden sie ihre Anwendung mit dem Schwerpunkt allein in der Strömungsmechanik, wie etwa zur Steuerung des Abrissverhaltens von Strömungen über Tragflächen, oder in der durch Strömungsbeeinflussung gekoppelten Wärmeübertragung. In der Literatur sind zu beiden Schwerpunkten Arbeiten zu finden, die im Folgenden beschrieben werden.

1.2.1 Untersuchungen zur Beeinflussung der Strömung

Detaillierte Strömungsmessungen hinter Deltaflügel-Wirbelgeneratoren wurden bei Pauley und Eaton [11] sowie Wendt u.a. [12] beschrieben. In ihren Arbeiten wurde auf das Auseinanderdriften der Längswirbel bei ihrer Bewegung stromab, sowie auf die Interaktion von Wirbeln bei Mehrkörperanordnungen eingegangen. Pauley und Eaton [11] untersuchten Wirbelpaare mit gegen- und gleichsinniger Drehrichtung. Bei gegensinnig drehenden Wirbeln kann entsprechend der Sekundärströmungsrichtung unterschieden werden. Wird das Fluid zwischen den Wirbeln zur Wand hin abgelenkt („downwash region“), divergieren die Wirbel auseinander, bleiben jedoch in Wandnähe. Die Grenzschichtdicke zwischen den Wirbeln wird reduziert, was zur Steigerung des Wärmeübergangs ausgenutzt werden kann. Wird eine Strömung von der Wand weg induziert, nähern sich die beiden Wirbel aneinander an und heben von der Wand ab.

Gentry und Jacobi [13, 14] zeigten für zwei gegensinnig drehende Längswirbel die zugehörigen Trajektorien und brachten diese in einen Zusammenhang mit der Wirbelstärke. Mit der Methode der Spiegelung und anschließender Superposition der realen sowie imaginären Wirbel fanden sie eine Abhängigkeit der Wirbelstärke (Zirkulation) von der Position und der Bewegungsrichtung der Wirbel. In letzterer Arbeit stellten sie eine Methode zur direkten Messung der Zirkulation mit einem sogenannten „vane-type vortex meter“ vor.

Vollkörper-VGs sind im Zusammenhang mit der Manipulation der Grenzschichtablösung untersucht worden. Ihr Einsatz zur Auftriebssteigerung an Tragflächen wurde in einer Arbeit von Schubauer und Spangenberg [15] beschrieben. Eine Veröffentlichung von Lin [16] widmet sich der Verwendung von VGs zur Lärmreduktion bei der Tragflügelumströmung. In dieser Arbeit wurde ausschließlich auf VGs eingegangen, deren Höhe zwischen 10% und 50% der Grenzschichtdicke der Anströmung lag. Ölanstrich-Visualisierungen zeigten den Einfluss der VGs auf die Wandstromlinien. Lin verwies auf die Arbeit von Ashill u.a. [17], die Messungen zur Charakterisierung der Wirbel mittels eines **Laser-Doppler Anemometers (LDA)** durchführten und aus den gemessenen Strömungsfeldern die Zirkulation der Wirbel extrahierten. Sie konnten mit dem Einsatz der VGs, die aufgrund ihrer Geometrie und Anordnung gegensinnige Längswirbel erzeugten, eine deutliche Auftriebssteigerung sowie eine Reduktion der Reibungsverluste erzielen.

1.2.2 Untersuchungen zum Wärmeübergang

Um den konvektiven Wärmeübergang zu steigern werden oft Turbulatoren oder VGs eingesetzt. Die der Hauptströmung überlagerte Sekundärströmung führt zu einer Reduktion der thermischen Grenzschicht. Verglichen mit Rippenstrukturen, die meist großskalige Strömungsstrukturen erzeugen, beeinflussen VGs nur den wandnahen Bereich, was sich vorteilhaft auf den Druckverlust auswirken kann.

Eine Zusammenfassung zur Erzeugung von Längswirbeln und der damit einhergehenden Erhöhung des Wärmeübergangs ist in Jacobi und Shah [9] oder Fiebig u.a. [18] zu finden. In diesen Arbeiten wurden Wirbelgeneratoren aus gestanztem, aufgestelltem Blech („wing type vortex generators“), die ihre Anwendung in Wärmeübertragern finden, beschrieben und ihre Einflüsse auf den Wärmeübergang mit

den hervorgerufenen Strömungsstrukturen verglichen.

Tiggelbeck u.a. [19] untersuchten vier unterschiedliche Geometrien solcher Turbulatoren aus aufgestelltem Blech für verschiedene Anstellwinkel. Der Wärmeübergang wurde mit einer Flüssigkristall-Messtechnik bei $Re=2.000 - 9.000$ bestimmt. In ihrer Arbeit ist die Auswirkung der Längswirbel und damit der charakteristische Verlauf des Wärmeübergangs hinter den VGs quer zur Hauptströmung dargestellt. Sie zeigten, dass bei dreieckförmigen „winglets“ die besten Ergebnisse für den flächengemittelten Wärmeübergang erzielt werden können.

In einer weiteren Arbeit von Fiebig [10] wurde ebenfalls auf das induzierte Strömungsfeld und den damit verbundenen Wärmeübergang hinter verschiedenen Turbulatoren eingegangen. Hier wurden noch einmal gleich- und gegensinnig drehende Wirbel hinter einer Parallelanordnung dreieckförmiger „winglets“ hinsichtlich Strömungsfeld und Wärmeübergang gegenübergestellt.

Untersuchungen zum Wärmeübergang im Bereich der internen Schaufelkühlung von Gasturbinen wurden von Han u.a. [20] durchgeführt. In ihrer Arbeit wurden keilförmige Rippen sowie verschiedene Anordnungen keil- und tetraederförmiger VGs in Kanälen mit quadratischem Querschnitt und bei Reynoldszahlen von bis zu $Re=80.000$ untersucht. Hierbei zeigten die Anordnungen der Tetraeder die höchsten Werte der Wärmeübergangskoeffizienten. Bei einer Anströmung der senkrechten Kante des VGs (Abb. 1.2 „Tetraeder“) konnten höhere Werte als bei einer entgegengesetzten Strömungsrichtung („VG als Rampe“) erzielt werden.

Einige der beschriebenen Wirbelerzeuger sind in Abb. 1.2 anschaulich skizziert. An den Kanten der hier vorgestellten Geometrien werden auf ähnliche Weise, wie es schon in Abb. 1.1 dargestellt wurde, Längswirbel erzeugt. Auf die zu erwartende Strömungsstruktur der hier eingesetzten Vollkörper-VGs wird in 4 ausführlich eingegangen.

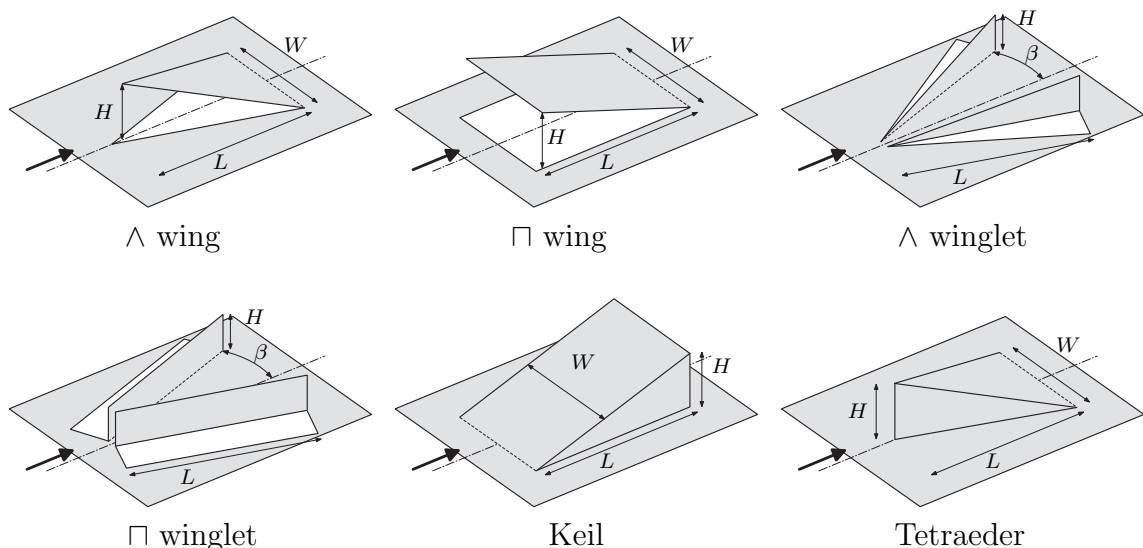


Abbildung 1.2: Wirbelgeneratoren aus Tiggelbeck u.a. [19] und Han u.a. [20]

Ähnliche Untersuchungen wie in den bereits aufgeführten Arbeiten sind von Liou u.a. [21] zu finden, die sich mit dem Wärmeübergang und Druckverlust von Rei-

henanordnungen verschiedener Turbulatoren in einem Rechteckkanal bei Reynoldszahlen von $Re=12.000-15.000$ beschäftigten. Die Breite der untersuchten Bauteile wurde hier gleich der Kanalbreite gewählt. Zur Bestimmung des Wärmeübergangs setzten sie eine transiente Messtechnik mit Flüssigkristallen ein. In ihrer Arbeit wurde festgestellt, dass die Trajektorien der stromab wandernden Längswirbel stark durch den Wandinfluss geprägt waren. Parallel zu den Wärmeübergangsmessungen wurden mittels Laser Doppler Velocimetry die Sekundärströmungsfelder vermessen. Unter den 12 untersuchten Rippen- und VG-Geometrien lieferten die tetraederförmigen VGs die höchste Steigerung im über den Abstand gemittelten Wärmeübergang und bei konstanter Pumpleistung. Ein dreiecksförmiges VG-Paar mit einer schmalen Lücke zwischen beiden Elementen zeigte den niedrigsten Druckverlust. Die Autoren wiesen darauf hin, dass die Richtung und Stärke der Sekundärströmung bezüglich der Wand der dominierende Faktor für die Anfachung des Wärmeübergangs sind. Die mittlere Geschwindigkeit der Konvektionsströmung war hier nur zweitrangig. Im selben Versuchskanal variierten Liou u.a. [22] den Abstand von Turbulatoren bei Reihenordnungen. Beim dimensionslosen Verhältnis von Abstand zu Bauteilhöhe von 8 bis 12, kamen V-Rippen sowie tetraederförmigen VGs zum Einsatz. Sie zeigten, dass ein höherer Wärmeübergang für kleinere Abstände erzielt werden konnte, wobei der einhergehende Druckverlust einen nur moderaten Anstieg aufwies.

Chyu u.a. [23] führten Untersuchungen zum Wärmeübergang bei $Re=30.000$ für eine Reihe von tetraederförmigen VG-Paaren mit einer transienten Flüssigkristall-Messtechnik durch. Der ovale Querschnitt ihres Versuchskanals bestand aus einem ebenen Mittelteil (Höhe zu Breite 1:2) und zwei Halbrohren als Seitenwände. Jedes VG-Paar erstreckte sich über die gesamte Breite des ebenen Kanalbodens und ihre Endleisten grenzten direkt aneinander. Weitere Visualisierungen zu diesen Untersuchungen sind in Chyu und Ding [24] dargestellt.

Einige ausgewählte Geometrien und Versuchsparameter, die als Anhaltspunkt für die Auswahl der in dieser Arbeit eingesetzten Wirbelerzeuger herangezogen wurden, sind in Tabelle 1.1 zusammen gestellt.

1.3 Zielsetzung

Im Fokus der vorliegenden Arbeit steht die kombinierte Untersuchung der Strömung und des Wärmeübergangs beim Einsatz von längswirbelerzeugenden Elementen. Durch Anströmung eines Tetraeders, einer relativ einfachen Geometrie, werden komplexe Längswirbelstrukturen induziert, die deutliche Auswirkungen auf den Wärmeübergang zeigen. Neben den mittleren Geschwindigkeiten dieser Längswirbel sind vor allem auch die turbulenten Schwankungen von Interesse, deren Untersuchung ein Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit ist. Somit werden die mittleren wie auch turbulenten Geschwindigkeitskomponenten bestimmt, die beide zur Wärmeübergangsteigerung beitragen.

Die parallele Analyse der Strömung und des damit verbundenen Wärmeübergangs lässt eine sehr genaue Beschreibung der physikalischen Problemstellung zu. Die Einfachheit der Geometrie, die gerade auch für die Numerik leicht zu modellieren ist, führt dennoch zu komplexen Strömungsstrukturen, die eine Herausforderung an

Tabelle 1.1: Geometrische Parameter und Hauptströmungsdaten aus Literaturquellen

Typ	Anordnung	VG- und Windkanalabmessung					Anströmung		Quelle
		H	W	L	h	w	\bar{v}_∞	$Re/10^3$	
\wedge wing	1	20	40	40	20	100	4,6		[19]
\sqcap wing	1	13	30	26	20	100	4,6		
\wedge winglet	2 p.	20		40	20	100	4,6		
\sqcap winglet	2 p.	5		40	20	100	4,6		
Keilrippe		6,4	50,8	15,9	50,8	50,8	15 – 80		[20]
Keil	Feld v.	6,4	16,9	15,9	50,8	50,8	15 – 80		
Tetraeder	Feld i.L.	6,4	15,9	15,9	50,8	50,8	15 – 80		
Tetraeder	Feld v.	6,4	15,9	15,9	50,8	50,8	15 – 80		
Tetraeder	1	3	25	12,5	25	25	7,3	12	[21]
Tetraeder	1 rückw.	3	25	12,5	25	25	7,3	12	
Tetraeder	2	3	12,5	6,25	25	25	7,3	12	
	2 p.	3	12,5	6,25	25	25	7,3	12	
Dimensionen		mm	mm	mm	mm	mm	m/s		

\wedge : dreieckförmig, \sqcap : rechteckig, p.: parallel, i.L.: in Linie, v.: versetzt

die numerische Simulation darstellen. Die experimentellen Ergebnisse dieser Arbeit können als Datenbasis zur Weiterentwicklung und Validierung numerischer Modelle dienen.

Ausgangspunkt der Untersuchungen ist eine Charakterisierung der Strömungsbedingungen im Testkanal. Hierbei werden neben der Bestimmung der Geschwindigkeitsprofile auch die auftretenden Turbulenzstrukturen (Gitterturbulenz, Turbulenzgrad, Längenskalen) erfasst. Diese grundlegenden Untersuchungen erfolgen mittels Hitzdrahtmesstechnik.

Auf Basis verschiedener tetraederförmiger Vollkörper-VGs sollen Wärmeübergangs- und Strömungsvisualisierungen helfen, die eingesetzten Geometrien hinsichtlich ihrer Auswirkungen auf die induzierten Sekundärströmungen sowie die damit einhergehenden Wärmeübergangssteigerungen zu beurteilen. Es werden verschiedene Anströmbedingungen (Reynoldszahl und Turbulenzstruktur) realisiert, wobei der Schwerpunkt auf höhere Reynoldszahlen ($Re > 100.000$), für die aus der Literatur kaum Informationen vorliegen, gesetzt ist.

Mittels der Farbindikation von thermochromatischen Flüssigkristallen stehen flächendeckende Temperaturdaten zur Verfügung, die sowohl eine qualitative als auch eine quantitative Diskussion des Wärmeübergangs ermöglichen. Zur Vermessung des Strömungsfeldes sollen die Hitzdrahtmesstechnik und auch die Particle Image Velocimetry zum Einsatz kommen. Letztere lässt sich zur Bestimmung sämtlicher Geschwindigkeitskomponenten über die jeweils gewählte Messebene einsetzen und ist damit zur Charakterisierung der in dieser Arbeit untersuchten Längswirbel besser geeignet als die auf punktuelle Messungen beschränkte Hitzdraht-Anemometrie.

Für ausgewählte Parameter werden detaillierte Strömungsmessungen vorgenommen. Neben gemittelten Größen sollen vor allem turbulente Schwankungen erfasst werden. Zeitlich aufgelöste Messdaten werden hierbei mittels Hitzdraht-Anemometrie bereitgestellt. Bei entsprechender Versuchsdurchführung können aber auch die mittels Particle Image Velocimetry gewonnenen Daten über statistische Auswertungen zur Berechnung turbulenter Größen herangezogen werden. Mit den damit bekannten Geschwindigkeitsschwankungen werden sekundäre Größen wie die kinetische Turbulenzenergie oder Reynoldsspannungen bestimmt, die zu Validierungszwecken der numerischen Simulation dienen können.

Um die Interaktion beim Einsatz mehrerer VGs besser zu verstehen, sollen anhand einfacher parallel und in Reihe angeordneter VGs Untersuchungen durchgeführt werden. Auch hier stehen Wärmeübergangs- und Strömungsmessungen im Vordergrund. Mit dem gewonnenen Grundverständnis der gegenseitigen Beeinflussung der VGs untereinander, können entsprechende Feldanordnungen definiert werden, die für industrielle Anwendungen erfolgversprechend sein könnten.

Aus der Gesamtheit der durchgeführten Messungen soll ein Benchmark-Datensatz generiert werden. Die hier angewandte flächendeckende Vermessung des Wärmeübergangs bei definierten thermischen Randbedingungen soll eine Datenbasis bereitstellen, die es ermöglicht, numerische Methoden hinsichtlich der Vorhersagbarkeit des Wärmeübergangs in komplexen Strömungen qualifizieren zu können. Durch unterschiedliche Messmethoden werden sowohl Daten für einen konstanten Wandwärmestrom als auch für eine konstante Wandtemperatur verwirklicht. Parallel zu den Wärmeübergangsverteilungen sollen auch ausgewählte Strömungsdaten zur Verfügung gestellt werden.

Kapitel 2

Versuchsaufbau

Für die experimentellen Untersuchungen konnte ein vorhandener Windkanal eingesetzt werden, der mit einigen kleineren Modifikationen an die speziellen Anforderungen angepasst wurde. In den folgenden Kapiteln ist die Versuchseinrichtung beschrieben, sowie deren möglicher Anwendungsbereich dargestellt.

2.1 Windkanal

Die Versuche wurden in einem offenen Windkanal, der im Saugbetrieb arbeitet, durchgeführt. Das Gebläse mit einer regelbaren Leistung von 1,1 – 84 kW (bei Drehzahlen von 700 – 2.200 U/min) kann einen maximalen Druckverlust von bis zu 3000 Pa überwinden und Luftmassenströme von 0,3 – 3,2 kg/s fördern. In der Teststrecke mit einer Querschnittsfläche von $0,4 \times 0,2 \text{ m}^2$ (Breite \times Höhe) und dem damit gegebenen hydraulischen Durchmesser D_h von 0,267 m ist ein Reynoldszahlenbereich von $Re=70.000 - 650.000$ abgedeckt.

Die angesaugte Luft durchströmt eine kalibrierte Düse, an deren engstem Querschnitt A_D an vier im Umfang angeordneten Messstellen der statische Druck p_{statD} aufgenommen wird. Zur Druckmessung kamen jeweils an den Messbereich angepasste Differenzdruck-Module¹ zum Einsatz. Bei bekanntem Umgebungsdruck p_∞ sowie bekannter Umgebungstemperatur T_∞ der ruhenden Luft ergibt sich der geförderte Massenstrom mit

$$\dot{m} = A_D \rho_\infty \bar{v}_{Dx} \quad , \quad (2.1)$$

wobei die mittlere Geschwindigkeit \bar{v}_{Dx} im engsten Düsenquerschnitt nach der Gleichung von Bernoulli mit

$$\bar{v}_{Dx} = C_v \sqrt{2 \frac{p_\infty - p_{statD}}{\rho_\infty}} \quad (2.2)$$

berechnet wird. $C_v=0,992$ beschreibt hier einen für die Einlaufdüse charakteristischen Verlustfaktor.

¹Scanivalve Corp. DAS 3016/16 Px RA, 10" H₂O oder 2,5 Psi

Die mittleren Geschwindigkeiten, im für die Versuche relevanten Querschnitt, müssen anschließend mit dem Flächen- sowie Dichteverhältnis ($\frac{A_D}{A_M}$ und $\frac{\rho_\infty}{\rho_M}$) von der Einlaufdüse zur Messstrecke mit

$$\bar{v}_\infty = \bar{v}_{Dx} \frac{A_D \rho_\infty}{A_M \rho_M} \quad (2.3)$$

bestimmt werden. Die im Folgenden angegebenen Reynoldszahlen sind stets mit der mittleren Geschwindigkeit in der Messstrecke \bar{v}_∞ , dem hydraulischen Durchmesser D_h und der kinematischen Viskosität ν nach

$$Re = \frac{\bar{v}_\infty D_h}{\nu} \quad (2.4)$$

gebildet.

Der gesamte Aufbau ist in Abb. 2.1 dargestellt. Ein Lufterhitzer² mit digitaler Temperaturregelung kann der geförderten Luft bis zu 80 kW übertragen und damit Lufttemperaturen von bis zu 90 °C erreichen. Für eine homogene Temperaturverteilung über den Kanalquerschnitt ist der Heizung ein Strömungsmischer nachgeschaltet. Die hierdurch hervorgerufenen Turbulenzen werden anschließend durch einen Gleichrichter (Honigwabenstruktur) wieder gemindert.

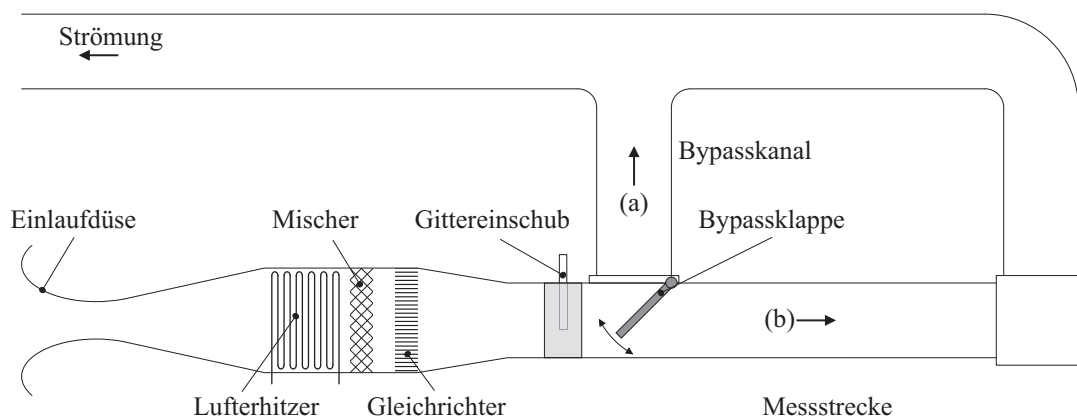


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des Windkanals

Die massiven Heizwendel ($\varnothing=11,5$ mm) resultieren in einem trägen Ansprechverhalten und erfordern eine entsprechende Vorlaufzeit für Temperaturänderungen des Luftmassenstroms. Um einen Temperatursprung zu erreichen, wie es die in 3.1.7 beschriebene transiente Methode zur Bestimmung des Wärmeübergangs erfordert, ist eine Bypassklappe in der Teststrecke integriert. Dies ermöglicht eine Vorheizung des Luftstroms in einem von der eigentlichen Messstrecke abgekoppelten Kreislauf (Abb. 2.1 Kreislauf (a)). Ist die gewünschte Temperatur erreicht, wird die Bypassklappe mittels eines Hydraulikzylinders umgeschlagen und die „heiße“ Strömung in die Messstrecke (Kreislauf (b)) geleitet.

²Schniewindt KG, Typ 802/80

Die Anströmbedingungen können mit Hilfe eines Gittereinschubs für verschiedene Turbulenzgitter variiert werden. Für geringere Temperaturverluste sind sie vor der Bypassklappe eingebaut und damit ebenfalls im separaten Kreislauf (a) vorheizbar.

2.2 Koordinatensysteme

Aufgrund unterschiedlicher Anforderungen erschien es ratsam zwei Koordinatensysteme einzuführen. Die Ausrichtung wurde bei beiden Systemen stets beibehalten. So definiert die Hauptströmungsrichtung die Ausrichtung der x -Achse. Ein erstes Koordinatensystem liegt mit seinem Ursprung am Anfang der Bodenplatte, die für die stationären Messungen zur Bestimmung des Wärmeübergangs eingesetzt wurde. Der Abstand normal zur Bodenplatte wird mit der y -Achse beschrieben, die z -Achse beginnt auf der Mittellinie des Kanals.

Ein weiteres Koordinatensystem ist mit seinem Ursprung in die Endkante der jeweiligen Wirbelgeneratoren verschoben. Beide verwendeten Koordinatensysteme sind in Abb. 2.2 dargestellt.

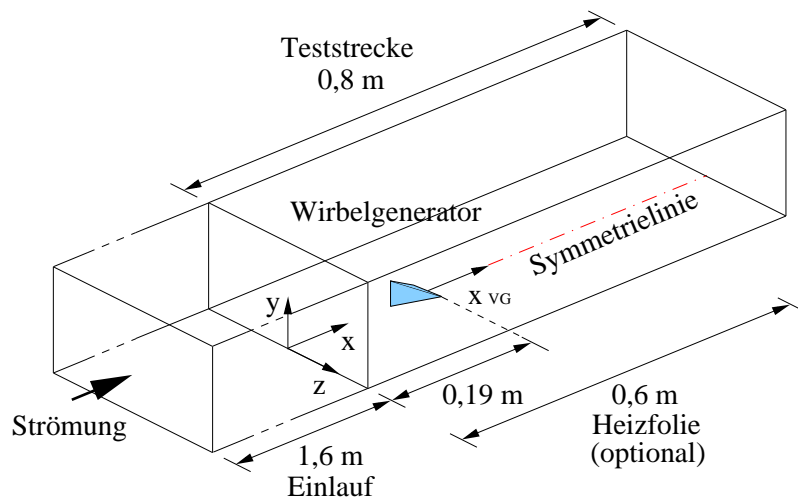


Abbildung 2.2: Koordinatensysteme

2.3 Wirbelgeneratoren

Mit den Vorkenntnissen aus vorangegangenen Arbeiten wurden geeignete Geometrien definiert, um die geplanten Untersuchungen durchzuführen. Als Basisgeometrie diente ein tetraederförmiger Vollkörper-Wirbelgenerator (VG I), wie er in skaliert Form auch schon von Han u.a. [20] oder Chyu u.a. [23] eingesetzt wurde und in Abb. 2.3 dargestellt ist. Sämtliche weiteren Geometrien wurden als Variation von dieser Basisgeometrie abgeleitet. Für erste grundlegende Untersuchungen entstanden somit sechs unterschiedliche Wirbelgeneratoren, die in Tab. 2.1 dargestellt sind. Mit Ausnahme von VG IV wurde jeweils nur ein Geometrieparameter verändert, um

somit gezielt dessen Einfluss auf die induzierte Strömung und den damit verbundenen Wärmeübergang zu ermitteln. Bei VG IV wurde lediglich eine Skalierung der Basisgeometrie um den Faktor 10/13 vorgenommen.

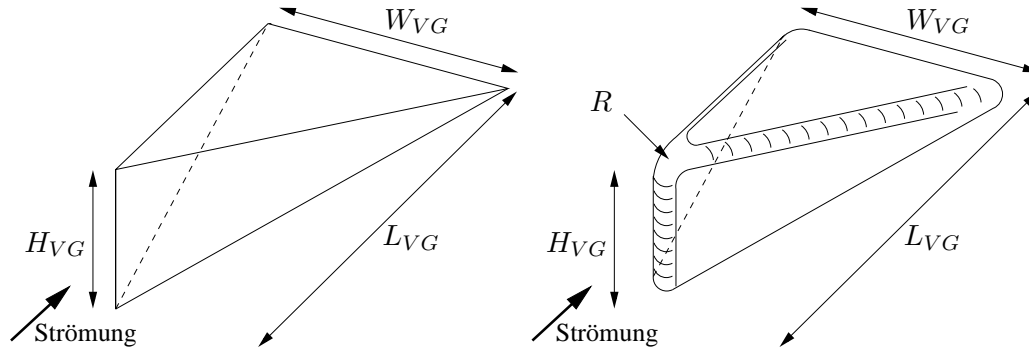


Abbildung 2.3: Wirbelgeneratoren, Basisgeometrie und Abwandlung

Um den Einfluss abgerundeter Körperkanten zu untersuchen, wurden noch zwei weitere Abwandlungen von VG I eingeführt. Die freistehenden (der Luftseite zugewandten) Kanten wurden mit Radien von 3 mm und 6 mm versehen, wie es in Abb. 2.3 skizziert ist. Die Hauptabmessungen für die beiden Wirbelgeneratoren VG Ia) und Ib) sind hier von der Basisgeometrie, vor der Bearbeitung der Körperkanten, angegeben. Für die tatsächlichen Abmessungen ergeben sich somit leichte Abweichungen.

Tabelle 2.1: Geometrievierungen der Wirbelgeneratoren

VG	Höhe	Breite	Länge	Kantenradius
I (Basis)	H	W	L	-
II	H	$1/2 W$	L	-
III	$1/2 H$	W	L	-
IV	$10/13 H$	$10/13 W$	$10/13 W$	-
V	$2 H$	W	L	-
VI	$3/2 H$	W	L	-
I a)	H	W	L	R
I b)	H	W	L	$2 R$
Dimensionen	$H=0,026 \text{ m}$	$W=0,065 \text{ m}$	$L=0,065 \text{ m}$	$R=0,003 \text{ m}$

2.4 Turbulenzgitter

Zur Realisierung verschiedener Anströmbedingungen, wurde ein Einschub mit verschiedenen Turbulenzgittern in der Messstrecke integriert. Eine Abschätzung der erreichbaren Strömungsbedingungen kann nach Roach [25] erfolgen. Es wurden ein

„**S**quare **M**esh **S**quare **B**ars“ (SMS-) Gitter sowie ein „**P**arallel **A**rray of **S**quare **B**ars“ (PS-) Gitter in Betracht gezogen. „Square Bars“ bezeichnet hier den Querschnitt der einzelnen Stege. Die geometrischen Größen sind in Abb. 2.4 dargestellt.

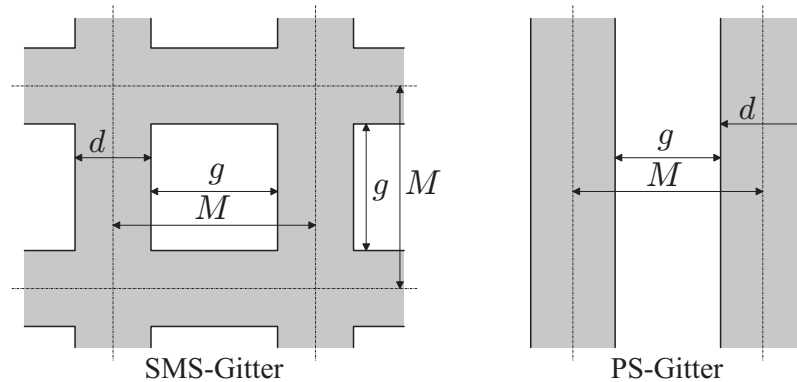


Abbildung 2.4: Geometrie der SMS- und PS-Gitter

Die grundlegenden Eigenschaften der Gitter sind gegeben durch deren Grundform (SMS- oder PS-Gitter), ihre Maschenweite M und ihre Stegbreite d . Die lichte Weite g errechnet sich für beide Gittertypen zu

$$g = M - d. \quad (2.5)$$

Die Versperrung σ („solidity“) ergibt sich mit

$$\sigma = \frac{d}{M} \left(2 - \frac{d}{M} \right) \quad \text{für ein SMS-Gitter und} \quad (2.6)$$

$$\sigma = \frac{d}{M} \quad \text{für ein PS-Gitter} \quad (2.7)$$

oder analog hierzu die Durchlässigkeit $\beta = 1 - \sigma$ („porosity“) mit

$$\beta = \left(1 - \frac{d}{M} \right)^2 \quad \text{für ein SMS-Gitter und} \quad (2.8)$$

$$\beta = 1 - \frac{d}{M} \quad \text{für ein PS-Gitter.} \quad (2.9)$$

Bei bekannten Abmessungen kann nach Roach [25] der zu erwartende Turbulenzgrad in Abhängigkeit von der Lauflänge Δx_{Tu} hinter dem Gitter für die Hauptströmungsrichtung mit

$$Tu_x = C \left(\frac{\Delta x_{Tu}}{d} \right)^{-5/7} \quad (2.10)$$

und in den übrigen beiden Raumrichtungen mit

$$Tu_y = CD \left(\frac{\Delta x_{Tu}}{d} \right)^{-5/7} \quad (2.11)$$

$$Tu_z = CE \left(\frac{\Delta x_{Tu}}{d} \right)^{-5/7} \quad (2.12)$$

berechnet werden. Die Konstanten werden für beide Gittertypen (PS und SMS) mit $C=1,13$ und $D=E=0,88$ angegeben.

Die beiden Gitter sind so ausgelegt, dass sie im Vergleich zum glatten Kanal eine deutliche Veränderung und damit einen möglichst hohen Turbulenzgrad hervorrufen und dabei die gleiche Durchlässigkeit besitzen. Die von Roach [25] angegebenen Richtwerte können nur zum Teil erfüllt werden. Die geforderte Durchlässigkeit von mehr als 50% wird bei beiden Gittern eingehalten, das Kriterium der Maschenweite von weniger als 10% des hydraulischen Durchmessers wird jedoch verletzt. Alle relevanten Daten der beiden verwendeten Gitter sind in Tab. 2.2 zusammengestellt.

Tabelle 2.2: Geometrie der Turbulenzgitter

Typ	d	M	β
PS	20	50	60
SMS	11,3	50	60
Dimensionen	mm	mm	%

Mit diesen Abmessungen ergeben sich an den zwei gewählten Auslegungspunkten ($\Delta x_{Tu}=0,643$ m und 1,743 m) Werte von $Tu=2,8\%$ bis $9,5\%$, die sehr gut mit den Messwerten übereinstimmen (siehe Tab. 2.3). Die genaue Analyse der Gitterturbulenz im Hinblick auf Intensität und auftretende Längenskalen ist in 4.1.2 dargestellt.

Tabelle 2.3: Turbulenzgrad durch PS- und SMS-Gitter

Typ	Δx_{Tu}	Auslegung [25]		Messung
		Tu_x	$Tu_y=Tu_z$	Tu_x
PS	0,643	9,5	8,4	7,5
	1,743	4,6	4,1	3,6
SMS	0,643	6,3	5,6	6,1
	1,743	3,1	2,8	2,8
Dimensionen	m	%	%	%

Kapitel 3

Messtechniken

3.1 Messung des Wärmeübergangs

Fast alle hier eingesetzten Methoden zur Bestimmung des Wärmeübergangs basieren auf Temperaturmessungen auf den zu untersuchenden Oberflächen. Hierfür können thermochromatische Flüssigkristalle („Thermochromic Liquid Crystals“, TLC) eingesetzt werden, die ihre optische Eigenschaft und damit das von ihnen reflektierte Licht mit der Temperatur ändern. Das einfache Auftragen in Form einer Lackierung prädestiniert diese Art der Temperaturmessung für große Oberflächen oder auch komplexe Geometrien.

In den folgenden Kapiteln werden die Eigenschaften von Flüssigkristallen kurz beschrieben. Es werden die Kalibrierung erläutert sowie die beiden angewandten Messmethoden (stationäre und transiente Methode) dargestellt.

In einem weiteren Kapitel wird auf die Funktionsweise eines neuartigen Wärmestromsensors eingegangen, der im Rahmen dieser Arbeit sicherlich als Exot zu sehen ist. Ein Vorteil dieser Sensoren besteht darin, dass mit Hilfe ihrer Messergebnisse Aussagen über den zeitlichen Verlauf des Wärmestroms und damit der zugehörigen Turbulenzgrößen gemacht werden können.

3.1.1 Thermochromatische Flüssigkristalle

Ein umfangreicher Überblick über die Funktionsweise von TLC ist in Ireland und Jones [26] gegeben. Wegen ihrer speziellen Molekularstruktur, die verschiedene Formen annehmen kann, verändern TLC ihre optischen Eigenschaften je nach Temperatur. Die verschiedenen Strukturen treten auf, wenn sich das Material (hier TLC) in einem Temperaturbereich befindet, der dem Übergang von fester zu flüssiger Phase entspricht. Die Ausrichtung der Moleküle in schichtweise angeordneten Ebenen definiert die Wellenlänge des reflektierten Lichts. Die Auswertung kann nach verschiedenen Methoden erfolgen. In dieser Arbeit wird nach dem Farbwert H (englisch „Hue“) und nach dem Maximum des Grünwertes ausgewertet, was detailliert in 3.1.3 beschrieben ist.

Bei sämtlichen Versuchsdurchführungen kamen TLC der Firma Hallcrest Inc.¹ zum Einsatz. Es handelt sich hierbei um TLC in gekapselter Form, die einem trans-

¹Hallcrest Limited, 541 Blandford Rd. Hamworthy, Poole DORSET BH16 5BW UK

parenten Trägerlack (auf Wasser-Acryl-Basis) beigemischt sind. Lieferbar sind TLC mit einer Indikationstemperatur von $-30\text{ }^{\circ}\text{C}$ bis $120\text{ }^{\circ}\text{C}$ und Bandbreiten von $0,5\text{ }^{\circ}\text{C}$ bis $30\text{ }^{\circ}\text{C}$.

In diesen Untersuchungen kamen zwei verschiedene TLC-Beschichtungen zum Einsatz. Verwendet wurden Kristalle² und ³ mit einer Umschlagstemperatur von $38\text{ }^{\circ}\text{C}$ bzw. $31\text{ }^{\circ}\text{C}$, die Bandbreite betrug bei beiden $1\text{ }^{\circ}\text{C}$.

3.1.2 Beschichtung mit Flüssigkristallen

Die Kristalle werden entsprechend der Packungsbeilage (Verdünnung, Verarbeitungstemperatur...) aufgetragen. Die Beschichtung erfolgt mit einer handelsüblichen Airbrush⁴, mit der eine gleichmäßige, dünne Farbschicht aufgesprüht werden kann. Für einen besseren Kontrast werden die Oberflächen zunächst mit einer matt-schwarzen Farbe⁵ lackiert. Nach vollständiger Trocknung dieser ersten Farbschicht werden die eigentlichen Kristalle in der gleichen Weise aufgetragen. Wichtig ist hier die gleichmäßige Schichtdicke, die durch eine Lackierung im Kreuzgang erreicht wird.

3.1.3 Kalibrierung

Die Kalibriereinrichtung (Abb. 3.1) besteht aus einem massiven Kupferblock mit der Grundfläche $0,28 \times 0,08\text{ m}^2$ und einer Dicke von $0,025\text{ m}$. An den beiden kurzen Seiten können mittels Thermostaten zwei gewünschte Temperaturen aufgeprägt werden, so dass sich in dem Kupferbauteil ein linearer Temperaturgradient einstellt. Bohrungen auf den Längsseiten, 1 mm unter der mit Flüssigkristallen beschichteten Oberfläche, dienen als Aufnahme für Thermoelemente⁶ (Typ K). Pro Seite werden die Temperaturen an jeweils 4 Positionen abgetastet. Die gute Wärmeleitfähigkeit des Kupfers ermöglicht eine sehr genaue Bestimmung des Temperaturverlaufs, der als Referenz für die Temperatur der TLC dient.

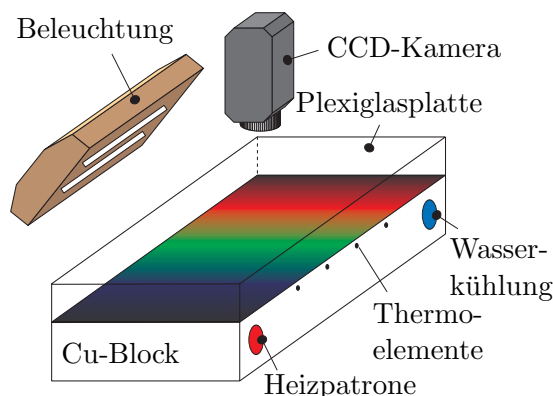


Abbildung 3.1: Schema der Kalibriereinrichtung

Um die Bedingungen am Versuchsstand nachzuempfinden, wird die beschichtete Oberfläche mit einer identischen Plexiglasplatte, wie sie am Windkanal eingesetzt wird, abgedeckt. Somit werden auch Wärmeverluste von der Kalibrierplatte an die Umgebung niedrig gehalten. Die Beleuchtung erfolgt über Weißlicht Fotolampen⁷, in symmetrischer und nahezu identischer Ausrichtung, wie sie ebenfalls am Versuchskanal eingesetzt werden. Anderson und Baughn [27] zeigten, dass Lampen dieser Art,

²Hallcrest Inc. BM/R38C1W/C17-10

³Hallcrest Inc. BM/R31C1W/C17-10

⁴Thayer & Chandler, VEGA 2000 (F)

⁵Hallcrest Inc. BB-G1

⁶OMEGA Chromega[®]-Alomega[®]

⁷KAISER Fototechnik RB 5000 DL

aufgrund ihres hohen Farbwiedergabeindex (breites Wellenlängenspektrum), immer die Beleuchtung erster Wahl sein sollten.

Senkrecht über der Kalibrierplatte betrachten die jeweiligen Kameras das Farbspiel der Kristalle. Hier kann davon ausgegangen werden, dass die schmalbandigen Flüssigkristalle eine ausreichend kleine Winkelabhängigkeit besitzen und der auftretende Fehler für die Wellenlänge des reflektierten Lichts vernachlässigbar ist. Bei dieser Art der Kalibrierung kann also jeder auftretenden Farbe der Kristalle die entsprechende Temperatur zugeordnet werden. Hierzu wird die Farbe nach den üblichen Farbmodellen in Einzelkomponenten zerlegt.

In dieser Arbeit werden die Farbmodelle RGB (**R**ot, **G**rün, **B**lau) und HSL („**H**ue“ Farbwert, „**S**aturation“ Sättigung, „**L**ightness“ Helligkeit) angewandt. Die Nutzung des RGB-Farbraums bietet den Vorteil, dass die Signale der Kameras direkt zur Datenauswertung genutzt werden können. Somit werden zusätzliche Fehler, die bei der Transformation in andere Farbräume auftreten können, ausgeschlossen. Die Auswertung nach dem Grünmaximum basiert also direkt auf den Rohdaten der grünen Farbkomponente. In ihrem Verlauf über der Temperatur kann unabhängig von der Helligkeit (ausgenommen Über- oder Unterbelichtung) ein eindeutiges Maximum des Grünwertes gefunden werden. Dem Maximum kann eine charakteristische Temperatur zugeordnet werden, wobei sich die Kalibrierung auf diesen einen Punkt beschränkt.

Bei einer stationären Temperaturmessung, die auf einem einzigen Farbwert basiert, stehen nur Daten auf einer Isothermen zu Verfügung. Diese lokal stark begrenzten Temperaturinformationen sind für eine flächendeckende Temperaturmessung nur bedingt zu gebrauchen. Je nach Anwendungsfall kann es also sinnvoll sein, eine Umrechnung der Farbräume von RGB zu HSL durchzuführen. Somit kann der Verlauf des Farbwertes über der Temperatur für die Temperaturmessung herangezogen werden. Nutzbar ist hierfür ein „**H**ue“-Bereich von etwa 50-150, der mit hohen Helligkeitswerten zusammenfällt.

Die typischen Verläufe der TLC-Kalibrierung sind in Abb. 3.2 dargestellt. Gut zu sehen ist, wie nah die Maxima der Grün- und Helligkeitswerte beieinander liegen. Dies garantiert eine sichere Detektion des Grünmaximums. Bei den stationären Temperaturmessungen wird die Information der Helligkeit genutzt, um aus den Rohdaten der Farbinformation den sinnvollen „**H**ue“-Bereich herauszufiltern. Bei Unterschreiten eines bestimmten Schwellenwertes, werden die Farbdaten und damit ein eventuelles Rauschen (z.B. „**H**ue“-Bereich für $T < 37,9^\circ\text{C}$ in Abb. 3.2) nicht mehr berücksichtigt.

Für die Genauigkeit der Temperaturmessung mittels TLC sind zahlreiche Faktoren bekannt. Ein umfassender Überblick ist in Wiberg und Lior [28] gegeben.

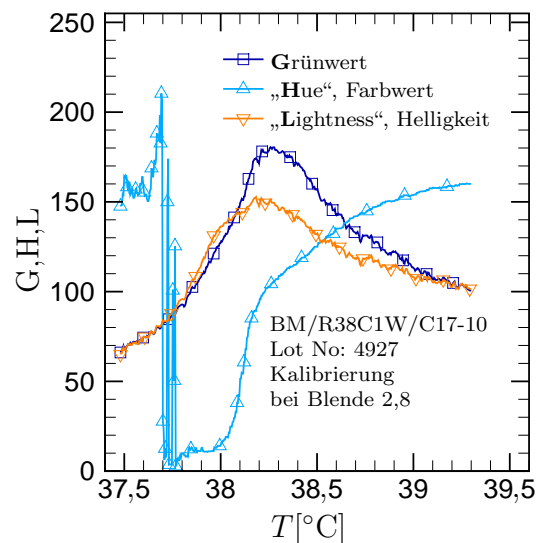


Abbildung 3.2: Typische Verläufe der TLC-Kalibrierung

In einem Vorversuch lieferte eine Variation des Beobachtungswinkels der Kamera eine Abweichung von bis zu $0,15^\circ\text{C}$ bei einer maximalen Verschwenkung aus der Senkrechten von 35° . In allen hier durchgeführten Versuchen stehen die Kameras exakt senkrecht zu den Oberflächen, die ihrerseits keinerlei Krümmung aufweisen. Der einzig auftretende Fehler durch die Beobachtungsrichtung ist somit im halben Bildwinkel der Objektive (bei den eingesetzten Kameras mit einem $2/3''$ -CCD-Chip, besitzen die Objektive einen Bildwinkel von $30,9^\circ \times 23,2^\circ$ horizontal \times vertikal) zu suchen und wird vernachlässigt.

3.1.4 Eingesetzte CCD-Kameras

Die eingesetzten CCD-Kameras⁸ (mit einem 16 mm Objektiv⁹) arbeiten im RGB-Modus (Rot, Grün, Blau) und besitzen eine Auflösung von 720×576 pixel. Die Kamerasignale werden mit einem digitalen Videorekorder¹⁰ auf Band aufgenommen und später in den PC eingelesen. Um einen definierten Referenzpunkt zu generieren, bieten die CCD-Kameras die Möglichkeit eines manuellen Weißabgleichs. Im RGB-Farbraum entspricht ein ideales Weiß einer gleichmäßigen Verteilung aller drei Farbkomponenten, die bei der gegebenen 8-Bit-Auflösung der CCD-Kameras jeweils Werte von 0-255 annehmen können. Jeder Farbanteil kann über ein separates Potentiometer feinjustiert werden. Die Einstellungen an den Kameras wird so vorgenommen, dass diese bei der Betrachtung einer weißen Oberfläche einen maximalen Unterschied von 2 in den ausgelesenen Farbkomponenten liefern.

3.1.5 Stationäre Messmethode mit Heizfolien

Bei einem bekannten, konstanten Wandwärmestrom \dot{q} in das angrenzende Fluid kann der Wärmeübergangskoeffizient durch die einfache Beziehung

$$\alpha = \frac{\dot{q}}{(T_W - T_\infty)} \quad (3.1)$$

bestimmt werden. In dieser Gleichung muss auch die treibende Temperaturdifferenz ($T_W - T_\infty$) bekannt sein, wobei die Wandtemperatur T_W durch die Farbindikation der TLC mit den CCD-Kameras und die Fluidtemperatur T_∞ mit Thermoelementen in der Luftströmung ermittelt werden. Letztere wird als Mittelwert aus drei Thermoelementen (Typ K), die kurz vor dem eigentlichen Messbereich an den Stellen $z=0$ und $\pm 0,1$ m bei jeweils $y=0,1$ m positioniert sind, bestimmt.

Die hier angewandte stationäre Messmethode arbeitet mit Edelstahl-Heizfolien¹¹, die über ein Netzteil¹² mit Gleichstrom belastet werden. Bei einer angenommenen konstanten Foliendicke von $0,025 \mu\text{m}$ wird über ihre gesamte Fläche ein homogener Wärmestrom freigesetzt und liefert die geforderte Randbedingung für Gl. (3.1). Das verwendete Netzteil kann eine Leistung von bis zu 3,2 kW abgeben.

⁸SONY XC-711P

⁹Tamron 17HF 1:1,4/16 mm

¹⁰SONY GV-D1000E PAL

¹¹Vogel Metall-Folie 18Cr9Ni

¹²EA GmbH & Co.KG Labornetzgerät EA-PS 5032-100A

In Abb. 3.3 ist der Versuchsaufbau dargestellt. Die Heizfolien werden mit einem Doppelklebefilm¹³ auf den Kanalboden aufgebracht. Um einen genügend hohen elektrischen Widerstand zu erzeugen, wurde die Folie mäanderförmig verlegt. Die gesamte Breite des Kanals wird so über eine Länge von 0,6 m mit drei parallelen Bahnen (Breite von je 0,133 m) der Folie beschichtet. Um einen sicheren und gleichmäßigen Eintrag der elektrischen Leistung zu erreichen, sind die Enden der Folien auf Edelstahlbalken, die bündig in die Kanaloberfläche eingelassen sind, geschweißt.

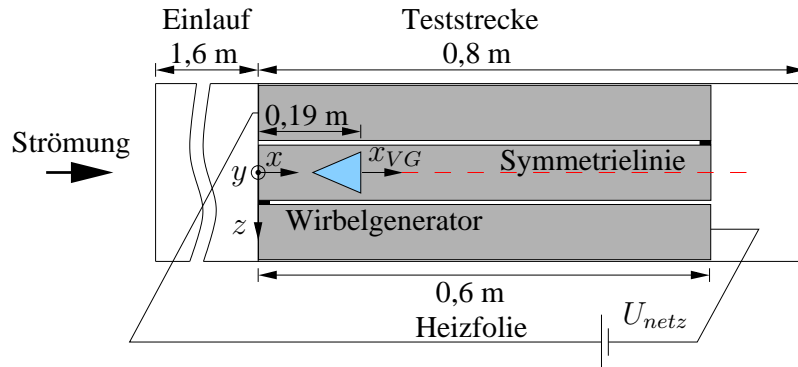


Abbildung 3.3: Heizfolienanordnung im Versuchskanal

Für die Messung der in die Heizfolien eingebrachten, elektrischen Leistung wurde eine spezielle Schaltung aus Widerständen (siehe auch 5.1.1) entwickelt, um den Messbereich des eingesetzten Datenloggers¹⁴ bestmöglich auszunutzen. Es können Spannungen von bis zu 300 mV aufgenommen werden. Bei den maximal zu erwartenden Leistungen von 1,25 kW liegen Spannungen von bis zu 25 V und Ströme von bis zu 50 A an den Heizfolien an.

Für die Bestimmung des Wärmestroms von der Wand in das strömende Fluid müssen Verlustwärmeströme berücksichtigt werden. Hier treten zum einen Wärmeleitung in der Kanalwand, Wärmestrahlung von der lackierten sowie der äußeren Kanaloberfläche auf. Ein Schnitt durch den Kanalboden in Abb. 3.4 zeigt schematisch die Beschichtung mit der Heizfolie sowie den TLC und soll die angesprochenen Wärmeverluste verdeutlichen. Der konvektive Wärmestrom bestimmt sich hiermit durch

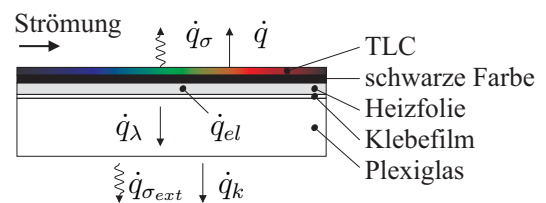


Abbildung 3.4: Messplatte und Verlustwärmeströme, stationäres Experiment

$$\dot{q} = \dot{q}_{el} - \dot{q}_{\lambda} - \dot{q}_{\sigma} \quad (3.2)$$

Der Verlustwärmestrom durch Leitung senkrecht zum Kanalboden kann mit

$$\dot{q}_{\lambda} = \frac{\lambda_P}{d_P} (T_W - T_{ext}) \quad (3.3)$$

¹³ScotchTM 467MP Hi Performance Adhesive

¹⁴PREMA PTM 3040

beschrieben werden. An der Außenseite wird die Wärme durch natürliche Konvektion sowie Strahlung an die Umgebung abgegeben. Eine Korrelation für die mittlere Nußeltzahl an einer nach unten zeigenden, beheizten Platte ist in Merker [29] oder auch Goldstein u.a. [30] mit

$$Nu = 0,27Ra_l^{1/4} \quad \text{für } 10^5 \leq Ra_l \leq 10^{10} \quad (3.4)$$

angegeben, wobei zur Berechnung von Ra_l die charakteristische Länge der Platte $l = \frac{\text{Fläche}}{\text{Umfang}}$ sowie die treibende Temperaturdifferenz $T_{ext} - T_\infty$ verwendet wird. Mit dem Volumenausdehnungskoeffizienten $\beta = 2/(T_{ext} + T_\infty)$ ergeben sich im vorliegenden Fall Rayleighzahlen Ra_l von $O(10^6)$. Bei bekannter Wandtemperatur $T_W = T_{TLC}$ und Umgebungstemperatur T_∞ können dann iterativ die Temperatur T_{ext} an der Außenseite des Kanals sowie die Wärmeverluste berechnet werden. Mittels einer Wärmebilanz über die Außenseite der Kanalwand kann die Temperatur T_{ext} mit

$$\frac{\lambda_P}{d_P}(T_W - T_{ext}) = \alpha(T_{ext} - T_\infty) + \sigma\epsilon_{ext}(T_{ext}^4 - T_\infty^4) \quad \text{mit } \alpha = \frac{Nu l}{\lambda} \quad (3.5)$$

berechnet werden. Der zweite Term in Gl. 3.5 beschreibt den durch Strahlung von der Außenseite des Kanals an die Umgebung abgegebenen Wärmestrom $\dot{q}_{\sigma_{ext}}$. Der Verlustwärmestrom durch Strahlung an der mit TLC beschichteten Oberfläche kann mit

$$\dot{q}_\sigma = \sigma\epsilon_{TLC}(T_W^4 - T_\infty^4) \quad (3.6)$$

angegeben werden. Aufgrund der schwarzen Lackierung unter den TLC wird der Emissionskoeffizient an der Innenseite mit $\epsilon_{TLC} = 0,9$ angenommen, die Außenseite (Plexiglas) wird mit $\epsilon_{ext} = 0,08$ belegt.

Eine typische Aufteilung der Verlustwärmeströme kann Tabelle 3.1 entnommen werden. Ausgegangen wird hier von folgenden Daten: $T_{TLC} = 38^\circ\text{C}$, $T_\infty = 20^\circ\text{C}$, $A = 0,6 \times 0,4 \text{ m}^2$, $l = 0,12 \text{ m}$ sowie den Stoffdaten für Plexiglas $\lambda_P = 0,19 \text{ W}/(\text{m K})$ und Luft $\lambda = 0,025 \text{ W}/(\text{m K})$.

Tabelle 3.1: Typische Aufteilung der Wärmeströme

	\dot{q}_{el}	\dot{q}_λ	\dot{q}_σ	\dot{q}
W/m ²	1000	32,2	108,6	859,2
%	100	3,22	10,86	85,92

Unabhängig vom lokalen Wärmeübergang kann der Verlustwärmestrom für die gesamte Plattenoberfläche als konstant angenommen werden. Der für den Verlust maßgebliche Parameter ist die Wandtemperatur T_{TLC} , die an den schrittweise gemessenen Positionen über die gesamte Oberfläche beibehalten wird. Die Wärmeleitung in der Plattenebene kann vernachlässigt werden, in Bereichen hoher Temperaturgradienten an der Oberfläche kann es jedoch zum Temperatúrausgleich kommen, was in einer lokalen Mittelung des gemessenen Wärmeübergangs resultiert.

Um mit schmalbandigen TLC eine Temperaturindikation auf der gesamten Messoberfläche zu erhalten, sind beim vorliegenden Versuchsaufbau in der Regel bis zu 30 Aufnahmen und damit stationäre Zustände notwendig. Die Dauer (15 bis 20 Minuten) bis zum Erreichen der stationären Zustände ist mit einem erheblichen Zeitaufwand verbunden und legt eine Automatisierung eines solchen Versuchsablaufs nahe.

Die in Gleichung 3.1 angegebene Wandtemperatur kann über die Bandbreite der TLC von $T_W=T_{TLCmin}$ bis T_{TLCmax} ausgewertet werden, wodurch sich ein messbarer Bereich der Wärmeübergangszahl von

$$\Delta\alpha = \alpha_{max} - \alpha_{min} = \frac{\dot{q}}{(T_{TLCmin} - T_\infty)} - \frac{\dot{q}}{(T_{TLCmax} - T_\infty)} \quad (3.7)$$

ergibt. Der in dieser Arbeit genutzte Temperaturbereich bewegt sich etwa zwischen $T_{TLCmin}=38,2^\circ\text{C}$ und $T_{TLCmax}=38,7^\circ\text{C}$, was „Hue“-Werten von $H=70$ bis 140 entspricht. Um eine lückenlose Vermessung der Testoberfläche zu gewährleisten, muss die Heizleistung in der Folie so angepasst werden, dass identische Wärmeübergangszahlen einmal mit T_{TLCmin} sowie einmal mit T_{TLCmax} erreicht werden können. Gleichung 3.8 zeigt die Rechenvorschrift für zwei aufeinander folgende Heizleistungen.

$$\dot{q}_{i+1} = \dot{q}_i \frac{\Delta T_{min}}{\Delta T_{max}} = \dot{q}_i \frac{T_{TLCmin} - T_\infty}{T_{TLCmax} - T_\infty} \quad (3.8)$$

Ein eigens entwickeltes LabVIEWTM-Programm übernimmt die Steuerung aller notwendigen Geräte. Das Netzteil zur Beheizung der Folien erlaubt eine Steuerung seiner Ausgangsleistung über einen analogen Spannungseingang. Die eingesetzten Videorekorder (Mini-DV-Walkman) können mittels einer Infrarot-Fernbedienung gesteuert werden, die wiederum mit digitalen Spannungssignalen angesprochen werden kann. Ein USB Interface board¹⁵ mit zwei analogen und acht digitalen Spannungsausgängen kann somit gleichzeitig die Ansteuerung des Netzteils sowie der Infrarot-Fernbedienung übernehmen. Die aktuelle Fluidtemperatur T_∞ und die momentane Heizleistung \dot{q} (Messung von Strom über einen Shunt-Widerstand und Spannung, siehe hierzu auch 5.1.1) werden zu jedem stationären Zustand über den Datenlogger¹⁶ aufgenommen, der über eine serielle Schnittstelle (RS232) angesteuert wird.

Eine der Messung voraus gehende Aufheizphase dient der Initialisierung der Versuchsgegebenheiten und ermöglicht eine Bestimmung des aktuellen, elektrischen Widerstands der Folien in warmem Zustand. Nachdem die Folie und die Kanalwand auf die entsprechende Temperatur gebracht sind, beginnt die eigentliche Messung, für die in Abb. 3.5 der Flussplan dargestellt ist.

¹⁵Velleman K8055

¹⁶PREMA PTM 3040

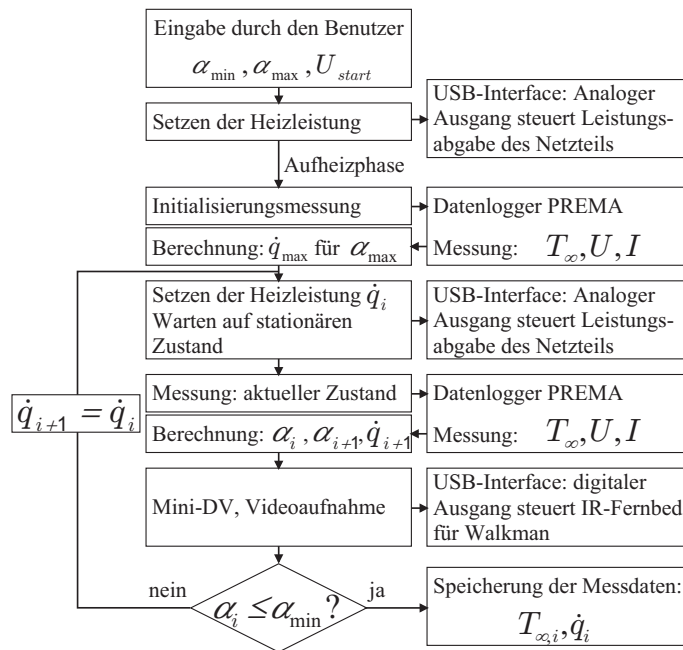


Abbildung 3.5: Flussplan der automatisierten Messung

3.1.6 Stationäre Messmethode mit Heizpatronen

Für die Messung des mittleren Wärmeübergangs auf dem VG selbst wird eine weitere stationäre Methode angewandt. Im VG werden zwei Heizpatronen¹⁷ integriert, was schematisch in Abb. 3.6 dargestellt ist. Beide Patronen sind jeweils parallel zur Oberseite und der angrenzenden Seitenfläche des VGs angeordnet, der aus Kupfer gefertigt ist, um eine möglichst homogene Temperaturverteilung zu gewährleisten. Bei einem angenommenen konstanten Wärmestrom durch alle freistehenden Oberflächen und einer gemittelten Wandtemperatur kann der mittlere Wärmeübergangskoeffizient nach

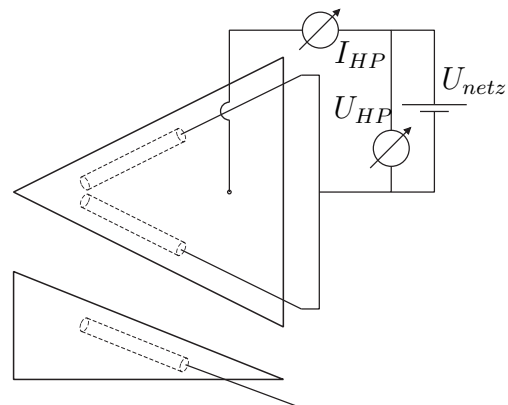


Abbildung 3.6: Messmethode mit Heizpatronen

$$\bar{\alpha} = \frac{\dot{Q}/A}{T_W - T_\infty} \quad (3.9)$$

berechnet werden. Die Wandtemperatur des VGs wird wiederum mittels TLC gemessen. Wie auch schon bei der Methode mit Heizfolien, kann keine Heizleistung gefunden werden, bei der die Farbindikation der TLC über die gesamte Oberfläche des VG ausgenutzt werden kann und es sind mehrere stationäre Zustände notwendig. Analog der Methode mit Heizfolien muss eine Verlustleistung berücksichtigt

¹⁷Türk+Hillinger HLP 2,8, 30mm, 25W bei 24V

werden, die sich aus Wärmeleitung durch den Kanalboden und Strahlungsverlusten zusammensetzt. Der Wärmestrom \dot{Q} bestimmt sich damit zu

$$\dot{Q} = \dot{Q}_{HP} - \dot{Q}_{\lambda HP} - \dot{Q}_{\sigma HP} \quad . \quad (3.10)$$

Zur Berechnung der Heizleistung \dot{Q}_{HP} , werden Strom und Spannung mit einem Digitalmultimeter¹⁸ direkt an den Heizpatronen abgegriffen. Die Strahlungsverluste können nach Gl. 3.6 mit den identischen Emissionskoeffizienten, wie sie in 3.1.5 angegeben sind, berechnet werden. Aufgrund der dreidimensionalen Geometrie des VGs scheint es jedoch ratsam, die Verluste durch Wärmeleitung nicht durch einfache Korrelationen, sondern über eine Simulation mittels **Finite-Element-Methode** (FEM) zu bestimmen. Hierfür wird ein symmetrisches Halbmodell des VGs (inklusive einer Heizpatrone) mit Kanalboden in Ansys[®] modelliert. Die Symmetrieffläche wird adiabatisch angenommen und die Kanalaußenseite auf konstanter Umgebungstemperatur gehalten. An den freistehenden Oberflächen des VGs sowie der Kanalinnenseite werden konvektive Randbedingungen aufgeprägt. Hierbei wird auf der Kanalwand ein mittlerer Wärmeübergangskoeffizient nach Dittus-Boelter (siehe Kays u.a. [31]) angesetzt, die mittleren α -Zahlen auf dem VG werden jeweils aus den Versuchsergebnissen ermittelt.

Der Wärmeverlust durch den Kanalboden wird iterativ berechnet. Ausgehend von einem Schätzwert für $\dot{Q}_{\lambda HP,0}$, der 20 % der Heizleistung \dot{Q}_{HP} beträgt, wird nach Gl. 3.9 eine mittlere Wärmeübergangszahl auf dem VG bestimmt und als Randbedingung an Ansys[®] übergeben. Der tatsächliche konvektive Wärmestrom \dot{Q}_i über die freistehenden Oberflächen des VGs kann dann berechnet werden und liefert mit

$$\dot{Q}_{\lambda HP,i+1} = \dot{Q}_{HP} - \dot{Q}_i - \dot{Q}_{\sigma HP} \quad \text{mit } i = 0, 1, \dots \quad (3.11)$$

eine neue Verlustleistung der Wärmeleitung. Die Iteration wird so lange fortgeführt, bis die Änderung der gemittelten Wärmeübergangszahl weniger als 1 % beträgt.

3.1.7 Transiente Messmethode

Ausgegangen wird von einer halbunendlich ausgedehnten Wand mit konvektiver Randbedingung. Bei einem sprunghaften Anstieg der Fluidtemperatur ($\Delta T_{\text{sprung}} = T_B - T_0$), liefert die instationäre Gleichung für eindimensionale Wärmeleitung einen von der Zeit t abhängenden Zusammenhang von Wand- T_W , Start- T_0 sowie Fluidtemperatur T_B

$$\Theta_W(t) = \frac{T_W - T_0}{T_B - T_0} = 1 - \exp\left(\alpha^2 \frac{t}{\lambda \rho c}\right) \operatorname{erfc}\left(\alpha \sqrt{\frac{t}{\lambda \rho c}}\right) \quad . \quad (3.12)$$

Hierbei stellt t die Zeit dar, die verstreicht, bis an der Oberfläche der Wand die Temperatur T_W erreicht ist. Die ausführliche Herleitung von Gl. 3.12 ist in Carslaw und Jaeger [32] nachzulesen.

In den Experimenten wird T_W durch die Indikationstemperatur der TLC, die mit den CCD-Kameras aufgenommen wird, festgelegt. In der hier angewandten Art der

¹⁸APPA 107 Digitalmultimeter

Messung ist diese Temperatur ein Fixwert, der aus der Kalibrierung der TLC ermittelt wurde. Für die weitere Auswertung wird die Indikationstemperatur je nach Auswertung entweder einem kleinen „Hue“-Bereich (z.B. 100-105 bei einer 8-Bit-Auflösung, der Wert bietet sich an, da sich ungefähr in diesem Bereich auch das Helligkeitsmaximum des reflektierten Lichts befindet und relativ sicher erkannt werden kann) oder dem Grünmaximum zugeordnet (siehe 3.1.3) und kann somit aus den Bilddaten extrahiert werden. Eine Leuchtdiode (LED), die mit der Ansteuerung der Bypassklappe des Kanals (siehe 2.1) gekoppelt ist, liefert die Synchronisation der Verläufe der Wandtemperatur auf den Filmaufnahmen und der Fluidtemperatur. Beim Öffnen der Klappe beginnt die LED, die im Blickfeld der Kameras angebracht ist, zu leuchten und legt damit den Startzeitpunkt der Messung fest. Das elektrische Signal der Klappensteuerung wird von dem Datenlogger synchron mit der Fluidtemperatur aufgenommen und liefert hier den zugehörigen Startzeitpunkt. Die Bestimmung der Fluidtemperatur geschieht analog der in 3.1.5 beschriebenen Methode und entspricht dem Mittelwert der Messdaten von drei Thermoelementen (Typ K) an den Positionen $z=0$ und $\pm 0,1$ m auf halber Kanalhöhe $y=0,1$ m.

In der Praxis ist es nahezu unmöglich, einen idealen Temperatursprung in der Strömung zu erzeugen. Der gemessene Temperaturverlauf kann jedoch mit Hilfe des Duhamel-Prinzips in diskrete Abschnitte, die jeweils als Temperatursprung gewertet werden, aufgeteilt und zur Auswertung von Gl. 3.12 herangezogen werden. Die diskreten Anteile des realen Temperaturverlaufs errechnen sich mit

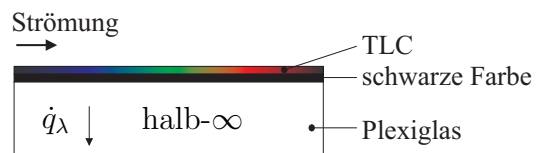


Abbildung 3.7: Messplatte, transientes Experiment

$$T_W - T_0 = \sum_{j=1}^N \Theta_W(t - t_j) (T_{B,j} - T_{B,j-1}) \quad . \quad (3.13)$$

Abbildung 3.7 zeigt wiederum einen Schnitt durch die Kanalwand der Teststrecke und verdeutlicht die TLC-Beschichtung. Um die Annahme der halbunendlichen Wand mit dem Ansatz eindimensionaler Wärmeleitung senkrecht in die Platte halten zu können, muss die Kanalwand in Abhängigkeit der Versuchsdauer eine ausreichende Dicke aufweisen. Vogel und Weigand [33] geben die Beziehung

$$t < \frac{1}{4} \frac{d^2}{a} \quad \text{mit } a = \frac{\lambda}{\rho c} \quad (3.14)$$

an, nach der die maximale Messdauer berechnet werden kann, so dass die im Experiment konvektiv übertragene Wärme noch nicht zu weit in die Versuchsplatte eingedrungen ist. Bei der eingesetzten Plattendicke von $d = 0,02$ m und den Stoffkonstanten für Plexiglas ergeben sich hieraus Zeiten von $t \approx 15$ min.

Die Versuche wurden mit einer maximalen Dauer von bis zu $t = 2$ min durchgeführt, d.h. die maximale Versuchsdauer aller Wärmeübergangsmessungen in dieser Arbeit haben die in Gl. 3.14 angegebene Zeit stets weit unterschritten.

3.1.8 Wärmestromsensoren ALTP

Wärmestromsensoren bieten die Möglichkeit, direkt den Wärmestrom zu bestimmen. Das Prinzip der eingesetzten „**A**tom**L**ayer **T**hermo**P**ile“ (ALTP) Sensoren basiert auf dem Seebeck-Effekt. Ein dünner Film aus YBCO¹⁹, einer Legierung für Hochtemperatur-Supraleiter, baut beim Aufheizen einen Temperaturgradient senkrecht zu seiner Oberfläche auf. Durch den Seebeck-Effekt entsteht ein thermoelektrisches Feld, das bei einer Neigung der C-Achse²⁰ relativ zur Normalen der Filmoberfläche eine Normalkomponente zum Temperaturgradienten besitzt. Dies wiederum erzeugt eine Spannung in der Filmebene, die einen Zusammenhang zum eingetragenen Wärmestrom liefert. Es können Wärmeströme in einem Bereich von $\dot{q}_W=10 \text{ W/m}^2$ bis zu 20 kW/m^2 bei Frequenzen von bis zu 1 MHz aufgenommen werden. Detaillierte Informationen zu diesem Sensor und dessen Funktionsweise sind in Knauss u.a. [34] erläutert.

Gemessen wird der Wärmestrom, der über die Fläche des Sensors gemittelt ist. Die örtliche Auflösung ist damit durch die Abmessungen des YBCO-Films gegeben, der beim eingesetzten Sensor ca. $2 \times 2 \text{ mm}^2$ beträgt. Der Sensor wird stets bündig zur zu vermessenden Oberfläche angebracht, um Störungen der Strömung durch den Sensor selbst vorzubeugen. Ausgehend von einer möglichst homogenen Anfangstemperatur T_0 des Sensors wird analog der transienten TLC-Methode ein Temperatursprung in der Strömung erzeugt und damit ein Temperaturgradient im YBCO-Film induziert.

Der Sensor liefert zwei Spannungssignale. Der Absolutwert (*DC*-Signal) wird zur Berechnung des Wärmestroms benutzt, wohingegen der reine Schwankungswert (*AC*-Signal) zur Auswertung von Turbulenzgrößen herangezogen werden kann. Der Wärmestrom ist direkt proportional der aufgenommenen Spannung und kann mit

$$\dot{q}_{ALTP} = f_{ALTP} \Delta U_{ALTP} \quad (3.15)$$

berechnet werden. Der Proportionalitätsfaktor f_{ALTP} wird durch eine Kalibrierung bestimmt. Die gemessene Differenzspannung ΔU_{ALTP} ergibt sich aus

$$\Delta U_{ALTP} = U_{ALTP}(T_B) - U_{ALTP}(T_0) \quad (3.16)$$

und ist durch die Anfangstemperatur T_0 und die Strömungstemperatur T_B gegeben. Das *DC*-Signal kann, bedingt durch einen dem Sensor nachgeschalteten Verstärker bis zu einer Frequenz von 1,3 kHz aufgenommen werden. Das *AC*-Signal erlaubt weitaus höhere Frequenzen, wird aber mit einem Tiefpassfilter²¹ von 9 kHz aufgenommen, um eventuell auftretendes Messrauschen zu unterdrücken. Ein Oszilloskop²², das über eine USB-Schnittstelle mittels PC angesteuert wird, übernimmt die Datenaufnahme bei einer Abtastrate von 100 kHz und einer maximalen Anzahl von 130.000 Messwerten.

¹⁹Yttrium Barium Copper Oxygen

²⁰Koordinatenachse im Kristallsystem

²¹IMD GmbH, MS210-R/T6

²²TiePie, Handyscope HS3 100 MHz

3.2 Strömungsmessung

Zur Bestimmung der Strömungsverhältnisse im Versuchskanal kamen zwei verschiedene Methoden zum Einsatz. Die schon über einen sehr langen Zeitraum eingesetzte und technisch relativ einfache Hitzdraht-Anemometrie wird neben der moderneren und im letzten Jahrzehnt vorangetriebenen **P**article **I**mage **V**elocimetry (PIV) in den folgenden Kapiteln vorgestellt. Parallel hierzu werden auch die jeweiligen Messeinrichtungen beschrieben.

Während PIV zu den berührungslosen Messverfahren zählt, was zweifelsohne ein wesentlicher Vorteil ist, ist eine kleine Störung der Strömung bei Verwendung von Hitzdrahtsonden nie auszuschließen. Kommt es aber auf schnelle Datenaufnahme an (im kHz-Bereich), wie sie für detaillierte Turbulenzauswertungen benötigt wird, ist das Anemometer momentan und sicher auch noch über einige Jahre hinweg unersetzbar.

Das Anemometer kann auch zur Temperaturmessung (Kaltdraht-Messung) eingesetzt werden. Aufgrund der Ähnlichkeit der Messtechnik (identische Sonden) findet ihre Beschreibung ebenfalls einen Platz in diesem Kapitel, obwohl dessen Schwerpunkt auf der Strömungsmessung liegt.

3.2.1 Constant Temperature Anemometry (CTA)

Die Hitzdrahtanemometrie („Constant Temperature Anemometry“ CTA) wird meist zur Messung von Strömungsgeschwindigkeiten eingesetzt. Die filigranen Sonden bestehen aus einem feinen Draht (mit Platin beschichteter Wolframdraht, $\varnothing=5\ \mu\text{m}$), der von zwei Nadeln („Prongs“) gehalten wird. Die Sonde wird auf eine Temperatur über der durchschnittlichen Fluidtemperatur geheizt und während einer Messung durch einen elektronischen Regelkreis auf einem konstanten Wert gehalten.

Im Prinzip ist die Sonde in einer abgeglichenen Wheatstone-Brücke integriert. Während einer Messung versucht eine Rückkopplungsschaltung ständig die Brücke abzugleichen, also ihren Widerstand und damit die Temperatur konstant zu halten. Wird die Sonde einer Strömung ausgesetzt und damit konvektiv gekühlt, verringert sich ihr elektrischer Widerstand. Die Rückkopplungsschaltung steigert den Strom durch die Sonde, bis ihr Widerstand zum erneuten Abgleich der Brücke angestiegen ist. Somit ist ein Zusammenhang zwischen der konvektiven Kühlung der Sonde und damit der Anströmgeschwindigkeit und der messbaren Spannungsgröße hergestellt. Für eine genaue Beschreibung sei hier auf das Handbuch [35] verwiesen.

Zur Kalibrierung werden die Sonden einer Strömung mit definierter Geschwindigkeit ausgesetzt und die zugehörige Brückenspannung gemessen. Über eine Düse strömt Luft aus einem Plenum, das eine bestimmte Druckdifferenz zur Umgebung aufweist. Unter der Annahme ruhender Luft in diesem Plenum kann über die Bernoulli-Gleichung die Strömungsgeschwindigkeit berechnet werden. Über den gesamten Messbereich wird schrittweise die Geschwindigkeit erhöht und der Kalibriergraph (ein Polynom sechsten Grades) aufgenommen. Die eingesetzte Kalibriereinrichtung besteht aus einer Düseneinheit²³ mit austauschbaren Düsen (12, 24, 60

²³DISA Type 55 D 45 Nozzle Unit

oder 120 mm^2) und der zugehörigen Drucksteuerung²⁴ sowie der Druckversorgung²⁵.

3.2.2 Constant Current Anemometry (CCA)

Je nach Ausführung kann ein Anemometer auch für Temperaturmessungen eingesetzt werden. Im Gegensatz zum CTA-Modus, bei dem der Widerstand der Sonde und damit ihre Temperatur konstant gehalten wird, regelt das Anemometer im CCA-Modus („Constant Current Anemometry“) den Strom durch die Sonde auf einen konstanten Wert. Gemessen wird direkt die Variation des Sondenwiderstands, der aus ihrer Temperatur resultiert. Weitere Details liefert auch hier das Handbuch [35].

Den einfachen Zusammenhang zwischen der Temperatur T und dem zugehörigen Widerstand R des Sondendrahts liefert

$$R_T = R_{20} (1 + \alpha_{20}(T - 20)) \quad . \quad (3.17)$$

Der Widerstand bei einer Temperatur von $20 \text{ }^\circ\text{C}$ ist mit R_{20} gegeben, der Koeffizient α_{20} beschreibt die Widerstandsänderung je nach Temperaturdifferenz. Laut Gl. 3.17 reicht für eine Temperaturmessung ein linearer Kalibriergraph aus. Zur Verbesserung der Messgenauigkeit können aber auch mehr als zwei notwendige Temperaturen, die um den erwarteten Messwert verteilt sind, aufgenommen und eine lineare Ausgleichskurve generiert werden.

3.2.3 Eingesetztes System AN-2000

Das eingesetzte Messgerät AN-2000 stammt von der Firma A. A. Lab Systems LTD²⁶. Das Gerät eignet sich zur simultanen Erfassung von Geschwindigkeiten (CTA) als auch Temperaturen (CCA) auf bis zu vier Kanälen. Die Steuerung kann außer am Gerät selbst auch mittels PC erfolgen. Die Kommunikation von Gerät und PC stellt eine Interface-Karte²⁷ her. Die Software²⁸ kann die Datenaufnahme und -analyse, die Berechnung der Kalibrierkurven für 1-, 2- oder 3-Drahtsonden aber auch die Steuerung einer Lineartraverse übernehmen. Letzteres erleichtert die Datenaufnahme ungemein, da Messwege vorgegeben werden können, an denen automatisch eine Messung erfolgen kann.

3.2.4 Eingesetzte Sonden CTA/CCA

Alle eingesetzten Sonden stammen von der Firma Dantec Dynamics²⁹, die eine Vielzahl an Sonden anbietet. Je nach Anwendungsbereich können gerade, abgewinkelte, Ein- oder Mehr-Drahtsonden zum Einsatz kommen. In dieser Arbeit wurden Sonden vom Typ 55P11 (Eindraht gerade), Typ 55P14 (Eindraht abgewinkelt) und Typ 55P63 (x-Draht abgewinkelt) verwendet.

²⁴DISA Type 55 D 44 Pressure Control Unit

²⁵DISA Type 55 D 46 Pressure Converter

²⁶A. A. Lab Systems LTD, 33 Hayetzira St., Ramat-Gan 52521, ISRAEL

²⁷DMA/RS-232

²⁸AN-FLOW

²⁹Dantec Dynamics, Tonsbakken 16-18, P.O. Box 121, DK-2740 Skovlunde, Denmark

Zur Datenübertragung kamen nur hochwertige Kabel³⁰ zum Einsatz, die in ihrer Länge (5 m) auf die Anforderungen des Anemometers abgestimmt sind.

3.2.5 CTA/CCA Versuchsparmeter

Bei Messungen im CTA-Modus kann die Temperatur des Sondendrahts gewählt werden. Mit steigender Drahttemperatur im Verhältnis zur Lufttemperatur erreicht man eine Steigerung in der Zeitaufösung, gleichzeitig erhöhen sich jedoch Effekte, die aus der Oxidation des Drahtes hervorgerufen werden können. Die maximale Betriebstemperatur der Sonde ist durch den Sondendraht (Material, Beschichtung...) vorgegeben. Als Maß der Überhitzung wird das „overheat ratio“ OHR angegeben, das nach

$$OHR = 1 + \alpha(T - T_0) \quad (3.18)$$

berechnet wird. Der Temperaturkoeffizient ist hier wieder mit α gegeben, T bezeichnet die Sondentemperatur während der Messung und T_0 ist die Fluidtemperatur. Sämtliche Messungen aus dieser Arbeit wurden mit einem Wert von $OHR=1,8$ durchgeführt.

Die Frequenzantwort der Sonde wurde über die automatische Optimierung des Anemometers eingestellt. Hierzu misst das System die Antwort der Sonde auf einen Rechteckimpuls bei einer Frequenz von 2 kHz und einem Tastverhältnis von 0,5%. Diese Standardwerte sind für die meisten Sensoren bei Strömungsmessungen in Luft gut geeignet. Der gerätspezifische Dämpfungsparameter wurde zu $\xi=0,5$ gewählt, was einem einmaligen Unterschwingen (ca. 15% der Amplitude) der Pulsantwort entspricht. Dies kommt dem optimalen Verhalten nach Bruun [36] gleich und ist in

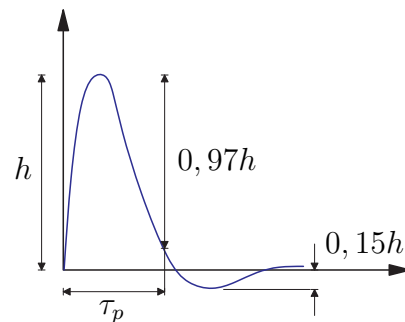


Abbildung 3.8: Optimale Pulsantwort einer CTA-Sonde

Abb. 3.8 schematisch dargestellt. Die Amplitude ist hier mit h , die Zeit, die verstreicht bis das Signal auf 3% des Maximalwerts zurückgeht, mit τ_p bezeichnet.

Um den Messbereich des Anemometers optimal auszunutzen, wurde ebenfalls auf die automatische Justierung des Systems zurückgegriffen. Für die minimal und maximal zu erwartenden Geschwindigkeiten werden zuzüglich einer Toleranz von 10% (aufgeteilt auf beide Seiten mit je 5%) die Brückenspannungen verstärkt („GAIN“) und mit einem Versatz („OFFSET“) beaufschlagt. Das System berechnet diese Werte mit

$$GAIN = \frac{A/D \text{ Bereich}}{V_{TOB \max} - V_{TOB \min}} \left(1 - \frac{\text{Toleranz}}{100} \right) \quad (3.19)$$

$$OFFSET = V_{TOB \max} - \frac{V_{TOB \max} - V_{TOB \min}}{A/D \text{ Bereich}} V_{A/D \max} \quad , \quad (3.20)$$

³⁰Belden 8219 Coax 50 Ohm

wobei der Messbereich A/D Bereich=20 V (−10 V bis +10 V) beträgt. Die maximale und minimale Brückenspannung ($V_{\text{TOB max}}$ und $V_{\text{TOB min}}$) werden entsprechend des Geschwindigkeitsbereichs während der Kalibrierung gemessen und $V_{\text{A/D max}}$ bezeichnet die maximale Spannung des A/D Bereichs abzüglich der eingestellten Toleranz.

Das Anemometer bietet eine Vielzahl an Einstellungen hinsichtlich der eigentlichen Datenaufnahme. So können Hoch- und Tiefpassfilter, Abtastfrequenz oder auch die Anzahl der aufzunehmenden Werte eingestellt und an die jeweiligen Strömungsbedingungen angepasst werden. Das Widerstandsverhältnis der Seite der Wheatstone-Brücke, die den Sensor enthält, zum geräteinternen passiven Widerstand wird durch das so genannte Brückenverhältnis BR angegeben. Bruun [36] schlägt für die meisten Anwendungen in Luftströmungen ein Brückenverhältnis von 1:5 bis 1:20 vor. Zur Kompensation langer Kabel oder weiteren Verbesserung der Frequenzantwort kann auch 1:1 gewählt werden.

Für die Strömungen im eingesetzten Windkanal waren keine Frequenzen höher als 10 kHz zu erwarten, so dass dementsprechend ein passendes Frequenzband mit Tiefpassfilter gewählt wurde. Alle Einstellungen des Anemometers sind in Tab. 3.2 zusammengestellt. Die gerätespezifischen Daten beziehen sich auf die Einstellungen des AN2000-Rückpanels.

Tabelle 3.2: CTA Parameter AN2000

	BR	OHR	ξ	Hochpass	Tiefpass	Abtastfrequenz
Parameter	1:10	1,8	0,5	aus	20 kHz	40 kHz
Gerätespez. Daten	BR	Power		Highpass	Lowpass	
	1:10	normal		off	Band 2	

3.2.6 Datenauswertung

Die Datenauswertung der CTA-Messungen wurde in einem LabVIEW™-Programm verwirklicht. Bei Eindrahtsonden, die senkrecht angeströmt werden, können die gemessenen Geschwindigkeiten direkt weiterverarbeitet werden. Für die eingesetzten x-Drahtsonden sind zusätzliche Umrechnungen der aufgenommenen, effektiven Geschwindigkeiten auf das Koordinatensystem (x_p, y_p) der Sonde erforderlich. Für diese Berechnungen wurden die Modelle von Lekakis [37] angewandt, sowie sämtliche Winkeldefinitionen und Konstanten direkt aus seiner Arbeit übernommen. Abbildung 3.9 veranschaulicht die Winkel α_i der beiden Sondendrähte und die Ausrichtung ψ_p der Sondenachse x_p in Bezug auf die Strömungsrichtung \vec{v} .

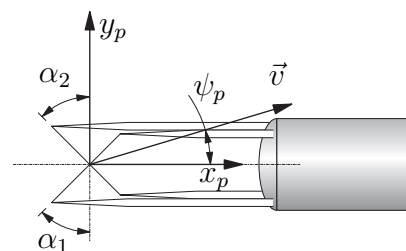


Abbildung 3.9: Winkeldefinitionen einer x-Drahtsonde

Die effektiven Geschwindigkeiten Q_i , die von den beiden Sondendrähten aufgenommen werden, sind durch

$$Q_i^2 = |v|^2 [b_{1i} \cos^2 \psi_p + 2b_{2i} \cos \psi_p \sin \psi_p + b_{3i} \sin^2 \psi_p] \quad \text{mit } i = 1, 2 \quad (3.21)$$

gegeben. Die Konstanten b_{ji} werden allein durch die Sondengeometrie mit

$$b_{1i} = \cos^2 \alpha_i + k_i^2 \sin^2 \alpha_i \quad (3.22)$$

$$b_{2i} = 0,5 (1 - k_i^2) \sin(2\alpha_i) \quad \text{mit } i = 1, 2 \quad (3.23)$$

$$b_{3i} = \sin^2 \alpha_i + k_i^2 \cos^2 \alpha_i \quad (3.24)$$

definiert. Für jeden Sondendraht muss die Konstante k_i , der sogenannte „yaw factor“, über die Gierwinkelabhängigkeit bei der Kalibrierung bestimmt werden. Führt man noch das Verhältnis der effektiven Anströmgeschwindigkeiten

$$A = Q_2^2 / Q_1^2 \quad (3.25)$$

ein, so kann eine quadratische Funktion für $\tan \psi_p$ mit

$$T_3 \tan^2 \psi_p + 2T_2 \tan \psi_p + T_1 = 0 \quad (3.26)$$

gefunden werden, wobei die hier auftretenden Konstanten mit

$$T_j = b_{j2} - Ab_{j1} \quad \text{mit } j = 1, 2, 3 \quad (3.27)$$

berechnet werden. Für den Winkel ψ_p sei noch darauf hingewiesen, dass Gl. 3.26 vier mögliche Ergebnisse liefert (zwei vorwärts gerichtet und zwei entgegengesetzt), wovon nur eines der momentanen Strömungsbedingung entspricht. Die gültigen Bereiche für ψ_p bei verschiedenen α_i und k_i der Sondendrähte sind in Lekakis [37] gegeben (Bsp.: x-Drahtsonde mit $k_1=k_2=0$, sowie $\alpha_1=-45^\circ$ und $\alpha_2=45^\circ$ ergibt $-45^\circ \leq \psi_p \leq 45^\circ$). In stark turbulenten Strömungen können diese Bereiche überschritten werden, was unausweichliche Messfehler mit sich führt.

3.2.7 2-Achs Lineartraverse

Die verwendete Lineartraverse³¹ wird über Schrittmotoren³² und einen Controller³³ gesteuert. Ihre Genauigkeit ist durch die Schrittweite der Motoren festgelegt, die bei $25 \mu\text{m}$ liegt. Bei Bedarf kann die kleinstmögliche Auflösung von $1/8$ der Schrittweite eingestellt werden, was $3,125 \mu\text{m}$ entspricht. Eine weitere Einschränkung ist die Wiederholgenauigkeit, die mit $\pm 0,02 \text{ mm}$ angegeben ist.

³¹ISEL 2-Achs Traverse, LF4+LF5

³²LUST LST-074-1-60-320/T1,X

³³ISEL Controller C142-4

3.2.8 Particle Image Velocimetry (PIV)

Das Prinzip der PIV basiert auf der Beobachtung von im Fluid mitbewegten Teilchen. Diese Teilchen („seeding“) können hierbei Festkörperpartikel oder auch Flüssigkeitströpfchen sein. Bei einem gewählten Zeitversatz Δt werden zwei aufeinanderfolgende Bilder der bewegten Partikel aufgenommen. Die Beleuchtung erfolgt durch einen gepulsten Laserlichtschnitt, der eine definierte Messebene aufspannt. Die Aufnahmen werden in kleine Teilbilder (Auswertefenster) zerlegt, für die mittels Korrelationsanalyse (hier: Kreuzkorrelation) der Partikelversatz berechnet wird. Nimmt man an, dass die Partikel der Strömung ideal folgen, kann damit die Geschwindigkeit berechnet werden. Ein einführender Überblick über verschiedene Particle Image Messtechniken ist in Adrian [38] gegeben. Ergänzende Informationen mit dem Schwerpunkt auf Stereo-PIV kann in Prasad [39] gefunden werden.

Die Güte der erhaltenen Geschwindigkeitsvektoren ist von zahlreichen Faktoren abhängig. Eine Studie zur Optimierung der Versuchsparameter bei doppelt gepulsten Systemen kann in Keane [40] gefunden werden. Hier wird auf Parameter eingegangen, die abhängig sind von der Art des Seedings (Durchmesser, „seeding“-Dichte...), dem Zeitversatz aufeinanderfolgender Laser-Pulse, der Dicke des Laser-Lichtschnitts aber auch den verwendeten Objektiven der Kameras (Brennweite, Vergrößerung...).

Je nach Anwendungsgebiet müssen verschiedene Aufbauten zum Einsatz kommen. Im Folgenden werden die in der vorliegenden Arbeit angewandten Versuchsaufbauten für 2-dimensionale (2d-) und 3-Komponenten (3c-) Messungen näher betrachtet.

3.2.9 2d-PIV

Zur Erfassung zweier Strömungskomponenten in einer Ebene ist der Einsatz von nur einer Kamera ausreichend. Ein typischer Aufbau ist in Abb. 3.10 dargestellt. Naheliegender ist ein Aufbau, bei dem die Kamera in einem Winkel von 90° auf den Laserschnitt gerichtet ist. So kann vollständig auf eine Abbildungskorrektur verzichtet werden. Bei allen 2d-Messungen dieser Arbeit wurde die Kamera stets rechtwinklig zum Laserschnitt ausgerichtet.

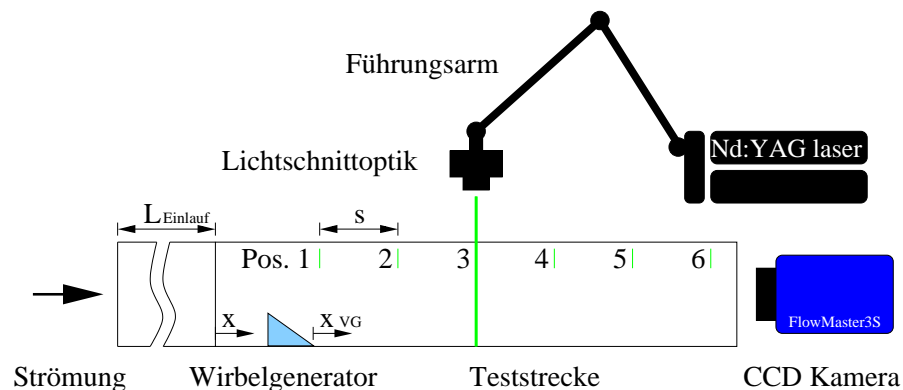


Abbildung 3.10: Versuchsaufbau für 2d-PIV

3.2.10 3c-PIV

Die Bestimmung der Geschwindigkeitskomponenten aller drei Raumkoordinaten verlangt den Einsatz von zwei Kameras. Diese betrachten unter verschiedenen Winkeln den identischen Messbereich, wodurch ein Partikelversatz in der Ebene des Laserschnitts von beiden Kameras unterschiedlich erfasst wird. Die Information der Kameraausrichtung erhält man über eine Kalibrierung mit Hilfe der PIV-Software. Hierfür wird eine Kalibrierplatte, auf der Markierungen (Kreuze) in einem exakt definierten Muster aufgebracht sind, an die Position der Laserebene gestellt und von beiden Kameras aufgenommen. Die charakteristische Verzerrung des Kalibrierusters in den Bildaufnahmen erlaubt die Berechnung der Winkelausrichtung der Kameras relativ zur Messebene. Bei bekannter Positionierung der Kameras, die jeweils einen senkrecht projizierten Partikelversatz detektieren, können dann über Winkelfunktionen alle drei Raumkomponenten der Geschwindigkeit bestimmt werden.

Eine 3c-PIV-Messung schreibt also die Ausrichtung der Kameras unter einem Winkel auf die Messebene zwingend vor. Über die komplette Bildebene des Kameraschips hinweg ist dann, ohne weitere Hilfsmittel, diese Ebene nicht mehr scharf abzubilden. Nach ihrem Erfinder benannte Scheimpflugadapter ermöglichen es, die Objektivenebene relativ zur Mess- und Bildebene zu verschwenken, so dass dieser Effekt korrigiert werden kann. Trotz geringer Tiefenschärfe wird eine scharfe Abbildung der gesamten Messebene erreicht. Der Aufbau für die 3c-PIV ist in Abb. 3.11 schematisch dargestellt. Die zur Erfassung der skizzierten Messebenen jeweils benötigten Kameras sind farblich leicht abgesetzt.

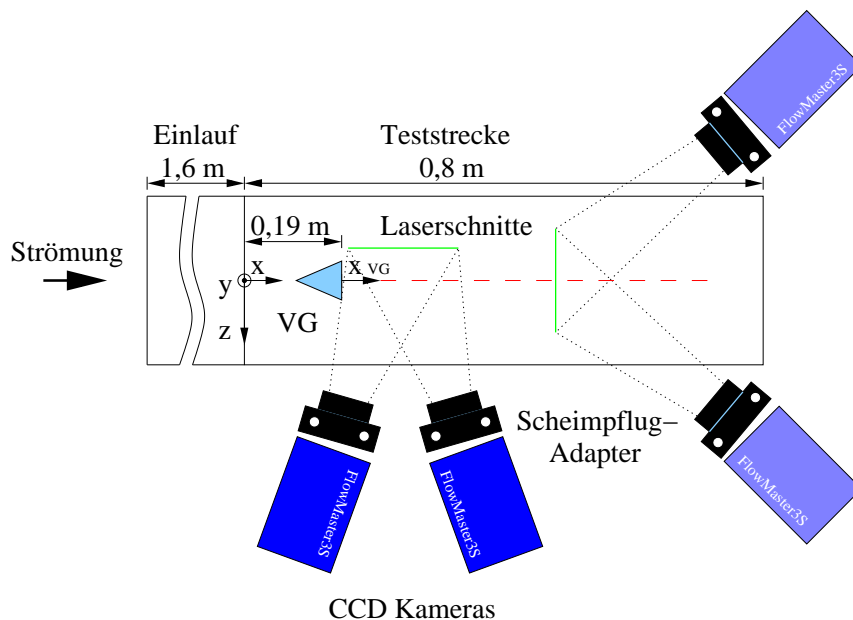


Abbildung 3.11: Versuchsaufbauten für 3c-PIV

Es sei noch darauf hingewiesen, dass die Laserschnitt- und damit die Bildebene bei 3c-PIV möglichst in Hauptströmungsrichtung liegen sollte. Liegt die Bild-

ebene senkrecht zur Hauptströmung, so muss der Zeitversatz zwischen den beiden Aufnahmen so klein gewählt werden, dass die Partikel nicht vollständig durch die Laserschnittebene hindurch wandern. Für die Erfassung der Längswirbelstrukturen, insbesondere die Erkennung der Wirbelpositionen, konnte jedoch nicht auf die Anordnung des Laserschnitts senkrecht zur Hauptströmung verzichtet werden.

3.2.11 Praktische Anwendung, Reduktion von Reflexionen

Um den Einfluss von Reflexionen des Laserlichtschnitts zu reduzieren, ist es ratsam, die Oberflächen mit einem fluoreszierenden Farbstoff zu beschichten. In diesen Untersuchungen wurde Rhodamin B verwendet, das einem handelsüblichen wasserlöslichen Acryl-Lack beigemischt und auf die Kanalwand lackiert wurde. Das eingesetzte grüne Laserlicht (Wellenlänge 532 nm) trifft auf das Rhodamin B und wird rot reflektiert. Ein Bandpassfilter vor den Objektiven der Kameras löscht direkt bei der Datenaufnahme den größten Teil der Reflexionen aus und kann damit die Messergebnisse signifikant verbessern.

3.2.12 Eingesetztes System LaVision

Das eingesetzte System der Firma LaVision³⁴ arbeitet mit einem doppelt gepulsten Nd:YAG Laser³⁵, der bei einer Wellenlänge von 532 nm eine Strahlungsleistung von bis zu 200 mJ pro Puls liefert. Die Bilder wurden mit einer CCD-Kamera³⁶ mit einer Auflösung von 1.280×1.024 pixel und einem 50 mm Objektiv³⁷ aufgenommen. Zwischen Kamera und Objektiv können die in 3.2.10 beschriebenen Scheimpflugadapter³⁸ montiert werden.

Für das Seeding³⁹ wurde ein Aerosolgenerator⁴⁰ eingesetzt, der Öltröpfchen mit einem Durchmesser von etwa $0,25 \mu\text{m}$ liefert.

Die Datenerfassung und Auswertung erfolgte mit der Software DaVis 6.2. Dieses Softwarepaket umfasst die Steuerung und Kalibrierung der Kameras, die Steuerung des Lasers, der über eine PTU („Programmable Timing Unit“) mit den Kameras synchronisiert wird, sowie verschiedene Korrelationsverfahren zur Auswertung der Aufnahmen.

3.2.13 PIV Versuchparameter

Bei allen hier durchgeführten Untersuchungen wurde eine Kreuzkorrelation, die mit einer jeweils einfach belichteten Doppelaufnahme arbeitet, angewandt. Für diese Korrelation wird der gesamte Messbereich in viele kleine Auswertefenster unterteilt. Die Größe dieser Fenster ist immer vom aufgenommenen Partikelversatz abhängig und somit nicht frei wählbar.

³⁴LaVision, Anna-Vandenhoeck-Ring 19, D-37081, Goettingen

³⁵New Wave Gemini PIV 200-15, Neodym Yttrium-Aluminium-Granat

³⁶FlowMaster3S

³⁷NIKON AF Nikkor 50 mm 1:1,8 D

³⁸LaVision Typ: Scheimpflug

³⁹DEHS Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat Seeding-Partikel $C_{26}H_{50}O_4$

⁴⁰TOPAS atomizer aerosol generator ATM 210

Zur Auswertung können verschiedene Ideologien verfolgt werden. So kann als Ergebnis dieselbe Vektordichte bei einer Auswertung mit einer Fenstergröße von 64×64 Pixel und einer Überlappung von 50% oder auch einer Fenstergröße von 32×32 Pixel ohne Überlappung erreicht werden. Der zugrundeliegende Datensatz ist jedoch nicht genau derselbe. Sobald Überlappungen gewählt werden, wird bei der Auswertung mehrfach auf dieselben Partikel zurückgegriffen und es ergibt sich zwangsweise eine Verschmierung der gemessenen Daten. Verzichtet man vollkommen auf eine Überlappung, werden nur die tatsächlich aufgenommenen Partikelversätze ausgewertet, die Gefahr von Fehlvektoren steigt jedoch deutlich an.

Je nach vorherrschender Strömungsgeschwindigkeit wurde der Zeitversatz der beiden Laserpulse stets angepasst, so dass ein mittlerer Partikelversatz in den beiden Aufnahmen von etwa 5 Pixeln resultierte. Mit diesen Einstellungen wurde für jede Messung die gleiche standardisierte Auswertung vorgenommen. Beginnend mit einem Auswertefenster von 64×64 Pixel, wurde dieses über 32×32 Pixel auf 16×16 Pixel schrittweise verkleinert. Die ersten Fenster wurden mit je einer Iteration, das endgültige Fenster mit drei Iterationen berechnet. Eine Überlappung von 50% wurde für alle Auswertefenster beibehalten. Die Optionen der Auswertesoftware bezüglich der Korrelationsfunktion wurden stets auf den Standardeinstellungen (Option: „standard (via FFT, no zero-padding)“) belassen. Es kamen verzerrte Auswertefenster (Option: „Deformed Interrogation Window“) zum Einsatz, wobei die Verzerrung entsprechend der Geschwindigkeitsgradienten der Partikel innerhalb eines Fensters durchgeführt wird. Dies bewirkt eine gleichmäßigere Partikelteilung und führt zu einem besseren Signal-Rausch-Verhältnis der Korrelationsfunktion und somit auch zu einer erhöhten Genauigkeit der Geschwindigkeitsberechnung. Weitere Details zur Theorie der Kreuzkorrelation sind in Keane [41] zu finden.

Nach der Berechnung eines Vektorfeldes können Algorithmen zur Validierung („Vector Postprocessing“) angewandt werden, um eindeutige Fehlvektoren zu eliminieren. Gerade bei der Berechnung von Schwankungsgrößen (v'_i) können Fehlvektoren, die normalerweise stark vom eigentlichen Wert abweichen, das Endergebnis deutlich beeinflussen. Zur Reduktion des Hintergrundrauschens besteht die Möglichkeit, die Korrelationsebene genauer zu betrachten. Das sogenannte Spitzenwertverhältnis Q ist definiert mit

$$Q = \frac{P_1 - P_{min}}{P_2 - P_{min}} > 1 \quad , \quad (3.28)$$

wobei P_1 das absolute Maximum, P_2 das Sekundärmaximum und P_{min} den niedrigsten Wert der Korrelation darstellt. Wird davon ausgegangen, dass sich der eigentliche Korrelationswert (Hauptmaximum) deutlich von den benachbarten Sekundärmaxima hervorhebt, kann über den Faktor Q ein Validierungskriterium gesetzt werden. In dieser Arbeit wurden nur Werte für $Q \geq 1,3$ (Option: „Delete vector if peak ratio $Q < 1,3$ “) zugelassen.

Ein weiteres Kriterium kann über den Mittelwert benachbarter Vektoren gefunden werden. Jeder Vektor in der Messebene besitzt acht Nachbarvektoren (bei voller Besetzung), deren Mittel- und Schwankungswert für alle drei Raumrichtungen zum Vergleich herangezogen werden. Der Schwankungswert ist mit

$$V_{r.m.s.} = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (V_i - \bar{V})^2} \quad \text{mit } i = 1, 2, \dots, N \quad (3.29)$$

definiert, wobei \bar{V} den Mittelwert bezeichnet. Weicht dieser Mittelwert um mehr als eine definierte Toleranz vom eingeschlossenen Vektor ab, wird dieser entfernt oder ersetzt. Im Folgenden wurden eine Abweichung von 1,3 $V_{r.m.s.}$ zugelassen. In einem ersten Durchlauf wird geprüft, ob die Abweichung größer ist, wenn ja, wird der Vektor zunächst entfernt. Sind weniger als drei benachbarte Vektoren vorhanden wird der Vektor ebenfalls entfernt (zweiter Durchlauf). In einem dritten Durchlauf wird versucht, möglichst viele gute Vektoren wieder einzufügen, auch wenn sie zuvor entfernt worden sind. Da hier davon ausgegangen wird, dass nun nur noch gute Vektoren vorhanden sind, kann die zugelassene Abweichung auf 2,5 $V_{r.m.s.}$ erhöht werden (Option: „Median Filter: strongly remove & iteratively replace“ mit den Einstellungen: „Remove if $> 1,3 \times \text{r.m.s. of neighbours}$ “, „Remove if $< 3 \text{ neighbours}$ “ und „Insert if $< 2,5 \times \text{r.m.s. of neighbours}$ “).

Sind eine ganze Gruppe von Nachbarvektoren fehlerhaft, liefert der Vergleich zum untersuchten Vektor kein sinnvolles Ergebnis. Um sicher zu gehen, dass auch solche Gruppen von Fehlvektoren erkannt werden, wird eine Mindestanzahl von Vektoren vorgegeben, denen auf ihre Richtigkeit vertraut werden soll. Hier wurden Gruppen von weniger als 10 Vektoren nicht bei der Auswertung berücksichtigt (Option: „Remove groups with less than 10 vectors“). Die hier beschriebenen und weitere Optionen der Software sind detailliert im Systemhandbuch von LaVision [42] beschrieben.

Die Software bietet die Möglichkeit, die Güte der aus der Auswertung resultierenden Vektoren zu beurteilen. Für ein erhaltenes Vektorfeld wird angegeben, wie viele Vektoren direkt (Vektoren erster Wahl) berechnet werden konnten und wie hoch der Anteil interpolierter Vektoren ist. Je nach Versuchsaufbau können diese Werte ein wenig streuen. Bei 3c-PIV mit der Messebene senkrecht zur Hauptströmung sind aufgrund der erschwerten Detektion der Partikel, die unter Umständen durch die Laserschnittebene hindurch wandern und nicht mehr auf beiden Aufnahmen zu sehen sind, in der Regel eine höhere Anzahl an Fehlvektoren zu verzeichnen. Bei der Auswertung einer einzelnen Aufnahme ist eine typischen Aufteilung für die Beurteilung der Vektoren in Tab. 3.3 dargestellt. Für die mittleren Strömungsfelder sind diese Werte, der Anzahl der Aufnahmen entsprechend, noch etwas besser.

3.2.14 Druckverlust, Reibungsbeiwert

Wichtig zur Beurteilung des Gesamtkonzepts eines zur Wärmeübertragung eingesetzten Strömungskanals ist auch der Reibungsverlust, der überwunden werden muss, um einen gewünschten Wärmeübergangskoeffizienten zu erreichen. Reibungsverluste können in Form von über einen Strömungsweg zurückgelegten Druckverlust einfach erfasst werden. Über Bohrungen ($\varnothing=0,8 \text{ mm}$) in der Kanalwand wurde an verschiedenen Stellen der statische Druck aufgenommen. Die Druckmessung an sich erfolgte über ein Differenzdruck-Modul⁴¹ mit dem Umgebungsdruck als Referenz. Bei

⁴¹Scanivalve Corp. DAS 3016/16 Px RA

Tabelle 3.3: Güte ausgewerteter Vektoren

Ausrichtung von Mess- ebene und Hauptströmung	Schnitt durch Längswirbel	Art der Messung	Vektoren 1. Wahl
parallel	nein	2d-PIV	≈99,5
senkrecht	ja	2d-PIV	≈95
parallel	ja	3c-PIV	≈95
senkrecht	ja	3c-PIV	≈55
Dimension			%

bekanntem Positionen der Druckmessbohrungen lässt sich der Druckgradient $\Delta p/\Delta x$ in Strömungsrichtung bestimmen. Damit kann der Reibungsbeiwert nach

$$f = \frac{(\Delta p/\Delta x) D_h}{2\rho\bar{v}_\infty^2} \quad (3.30)$$

berechnet werden. In der vorliegenden Arbeit wurde der Reibungsbeiwert f , mittels einer Korrelation nach Blasius für den Reibungsbeiwert einer voll entwickelten turbulenten Strömung in einem glatten Kanal mit kreisförmigem Querschnitt

$$f_0 = 0,046Re^{-0,2} \quad (3.31)$$

normiert. Die Korrelation ist in einem Bereich von $10^4 < Re < 10^6$ gültig und Kays u.a. [31] entnommen.

3.3 Grundlagen zur Strömungsmechanik, Turbulenz

In diesem Abschnitt soll kurz auf die grundlegenden Größen zur Beschreibung von turbulenten Strömungen eingegangen werden. Für detaillierte Informationen sei hierzu auf Rotta [43] oder auch Hinze [44] verwiesen. O. Reynolds führte mit

$$v_i = \bar{v}_i + v_i' \quad \text{mit } i = x, y, z \quad (3.32)$$

die allgemein gebräuchliche Beschreibung der Geschwindigkeitskomponenten aller drei Raumrichtungen ein, wonach sich die einzelnen Komponenten in einen Mittelwert \bar{v}_i sowie Schwankungswert v_i' aufspalten lassen. Das Verhältnis der quadratisch gemittelten Schwankungswerte zu den mittleren Geschwindigkeiten wird mit dem Turbulenzgrad

$$Tu_i = \frac{\sqrt{\overline{v_i'^2}}}{\bar{v}} \quad \text{mit } i = x, y, z \quad (3.33)$$

bezeichnet und gilt als Maß für die Intensität der turbulenten Bewegung. In Gl. 3.33 ist die Darstellung in die drei Raumkomponenten aufgeteilt, in der Literatur werden

auch oft andere Definitionen gegeben, die sich nach der jeweiligen Strömungsform richten. Für den allgemeinen Fall einer 3-dimensionalen Strömung wird auf

$$Tu_{3d} = \frac{\sqrt{1/3 (\overline{v_x'^2} + \overline{v_y'^2} + \overline{v_z'^2})}}{\bar{v}} \quad (3.34)$$

zurückgegriffen. Die Bezugsgröße \bar{v} der letzten beiden Gleichungen stellt jeweils die lokal gemittelte Anströmgeschwindigkeit dar und berechnet sich mit

$$\bar{v} = \sqrt{\overline{v_x^2} + \overline{v_y^2} + \overline{v_z^2}} \quad (3.35)$$

Um die Struktur einer turbulenten Strömung besser beschreiben zu können, werden oft die Integral-(Makro-)Längenmaße herangezogen. Stark vereinfacht lassen sich diese als Abmessungen momentan einheitlich bewegter Fluidmassen deuten. Als Hilfsmittel zu deren quantitativen Bestimmung können Korrelationsfunktionen, die auf die Geschwindigkeiten angewandt werden, dienen.

Stehen aufgrund der eingesetzten Messtechnik Daten von nur einem Raumpunkt (Hitzdraht-Sonde) zur Auswertung zur Verfügung, kann eine Autokorrelation herangezogen werden. Für eine unendlich lange Funktion in der Zeit mit dem zeitlichen Mittelwert Null, was in diesem Fall der Schwankungsgeschwindigkeit $v'(t)$ entspricht, kann nach Bruun [36] die Autokorrelation mit

$$R_v(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T v'(t)v'(t+\tau)dt \quad (3.36)$$

ausgedrückt werden. Für eine diskrete Abtastung des Messsignals ergibt sich hieraus

$$R_v(r\Delta t) = \frac{1}{N-r} \sum_{n=0}^{N-r} v'(n\Delta t)v'(n\Delta t+r\Delta t) \quad \text{mit } r = 0, 1, 2, \dots, m \quad (3.37)$$

Um für alle r eine ähnliche Unsicherheit in der Bestimmung von R_v zu erhalten, muss die maximale Verzögerungszahl $m \ll N$ gewählt werden. Mit anderen Worten kann eine wohl definierte Autokorrelationsfunktion, die für eine weitere Auswertung erforderlich ist, nur erhalten werden, wenn die Zeit der gesamten Messwertaufnahme t_{sample} deutlich über dem maximalen Zeitversatz der Autokorrelation liegt. Ein Richtwert kann mit $100\Delta t_{max} \leq t_{sample}$ angegeben werden.

Für die Bestimmung des Integral-Zeitmaßes, wird die normierte Korrelationsfunktion $\rho_v(\tau)$ benutzt und über ihre Funktionswerte integriert.

$$T_I = \int_0^\infty \rho_v(\tau)d\tau \quad \text{mit} \quad \rho_v(\tau) = \frac{R_v(\tau)}{R_v(0)} \quad (3.38)$$

Das zugehörige Integral-Längenmaß erhält man durch Multiplikation mit der Anströmgeschwindigkeit \bar{v} , und es ergibt sich

$$\Lambda_I = \bar{v} \int_0^\infty \rho_v(\tau)d\tau \quad (3.39)$$

Die Integration in Gl. 3.38 sowie 3.39 erfolgt in der Praxis nicht bis ∞ bzw. nicht über alle verfügbaren Datenpunkte. Die Korrelationsfunktion fällt mit zunehmendem τ schnell ab und schwankt anschließend um Null, so dass eine weitere Integration keine oder nur unwesentliche Änderungen im Wert der Längenmaße bewirkt. In der Literatur ist oft zu finden, dass die Integration in der Regel lediglich bis zum ersten Nulldurchgang erfolgt. Physikalisch kann diesem Punkt zwar keine Bedeutung zugeordnet werden, er stellt aber eine leicht erfassbare Größe für die Auswertung dar. In der vorliegenden Arbeit wird die Integration immer über das Intervall $[0, t_{\text{sample}}/100]$ durchgeführt, der Wert der sich für das Intervall $[0, \text{erster Nulldurchgang}]$ ergibt, kann als Kontrolle herangezogen werden.

Typische Verläufe der normierten Korrelationsfunktion sowie des integrierten Längenmaßes ist in Abb. 3.12 dargestellt. Der Verlauf von $\rho_v(\tau)$ zeigt einen schnellen Abfall der Werte auf unter 10 % des Startwerts, im Detail ist der zur Bestimmung der Längenmaße nutzbare Bereich dargestellt. Es treten keine alternierenden Amplituden auf, was eine weitere Auswertung im Hinblick auf Längenmaße unmöglich machen würde. Ein alternierender Verlauf würde auf ausgezeichnete Frequenzen im Messsignal hindeuten, die entweder durch konstruktive Ursachen (Windkanal, bewegliche Teile...) oder auch durch elektrische Störungen des Signals selbst hervorgerufen werden können. In einer separat durchgeführten Frequenzanalyse konnten ebenfalls keine herausragenden Frequenzen gefunden werden (siehe auch 4.11), so dass von einer ausreichenden Güte der Messsignale ausgegangen werden kann.

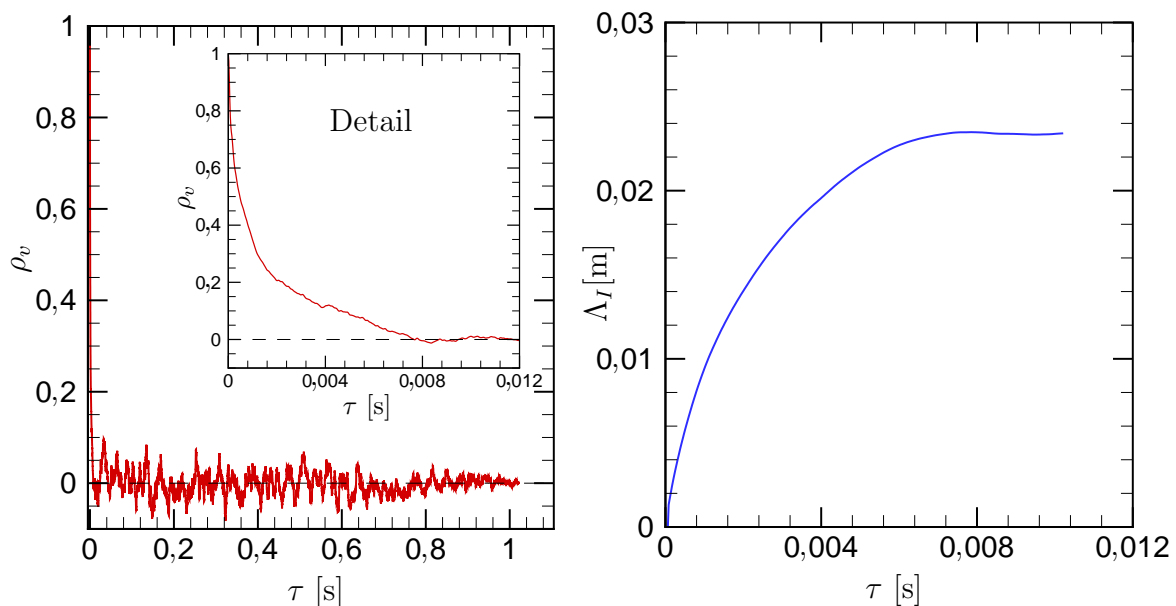


Abbildung 3.12: Typische Verläufe: Autokorrelation und Integration der Längenmaße

Abbildung 3.12 zeigt auch den Verlauf von Λ_I als Funktion der Integrationszeit τ nach Gl. 3.39. Nach ausreichender Dauer nähert sich das Längenmaß asymptotisch seinem endgültigen Wert. Die maximale Integrationszeit wird wie oben erklärt auf $1/100$ der gesamten Messdauer beschränkt. Das erstmalige Erreichen einer horizontalen Tangente entspricht dem ersten Nulldurchgang der Korrelationsfunktion,

Λ_I an dieser Stelle stimmt sehr gut mit seinem endgültigen Wert überein. Das hier dargestellte Signal wurde mit einer Frequenz von etwa 48 kHz über eine Anzahl von etwa 50.000 Messpunkten aufgenommen.

Liegen Messungen an mehr als nur einem Raumpunkt vor, kann auf eine weitere Korrelation zurückgegriffen werden. Nach Rotta [43] lässt sich die allgemeine Korrelation zwischen zwei Geschwindigkeitskomponenten an zwei Punkten zu verschiedenen Zeiten mit

$$R_{ij}(\vec{x}, t, \vec{r}, \tau) = \overline{v'_i(\vec{x}, t)v'_j(\vec{x}^{(1)}, t^{(1)})} \quad \text{mit } i, j = x, y, z \quad (3.40)$$

darstellen. Zeigt die Geschwindigkeit in Gl.3.40 in Richtung des zugehörigen Korrelationswegs, spricht man von lateraler, stehen sie senkrecht aufeinander von transversaler Korrelation. Der Zusammenhang der Ortsvektoren ist mit $\vec{r}=\vec{x}^{(1)} - \vec{x}$, der der Zeit durch $\tau=t^{(1)} - t$ gegeben (siehe Abb. 3.13). In dieser Arbeit wird als Datensatz ein PIV-Vektorfeld zugrunde gelegt, das durch die Datenaufnahme bedingt einen festen Zeitpunkt widerspiegelt. Für die weitere Erklärung wird auf die Variablen der Zeit (t und τ) verzichtet, die auch für die dargestellten Beziehungen nicht von Bedeutung sind. Für die Auflösung des Vektors \vec{r} ist der Abstand zweier Vektoren und somit die Auflösung des PIV-Vektorfelds bezeichnend. Oft ist auch eine normierte Form der Korrelationsfunktion üblich, die mit

$$\rho_{ij}(\vec{x}, \vec{r}) = \frac{\overline{v'_i(\vec{x})v'_j(\vec{x}^{(1)})}}{\left(\overline{v_i^2(\vec{x})}\overline{v_j^2(\vec{x}^{(1)})}\right)^{1/2}} \quad \text{mit } i, j = x, y, z \quad (3.41)$$

gegeben ist. Die Integration von Gl. 3.40 über eine gewählte Richtung führt mit

$$\Lambda_{ij,k}(\vec{x}) = \frac{1}{\overline{v'_i(\vec{x})v'_j(\vec{x})}} \int_0^\infty R_{ij}(\vec{x}, r_k) dr_k \quad \text{mit } i, j, k = x, y, z \quad (3.42)$$

wieder zu einem integralen Längenmaß.

Im Gegensatz zu den oben angeführten Größen können auch Korrelationen der Geschwindigkeitsschwankungen zu einem festen Zeit- und Raumpunkt herangezogen werden. Die Reynoldsschen Spannungen beruhen auf dem Produkt zweier Komponenten dieser Geschwindigkeitsschwankungen. Sie können direkt aus dem sogenannten Korrelationstensor

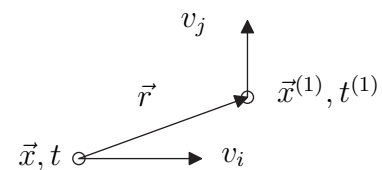


Abbildung 3.13: Allgemeine Geschwindigkeitskorrelation

$$\overline{v'_i v'_j} = \begin{pmatrix} \overline{v'_x v'_x} & \overline{v'_x v'_y} & \overline{v'_x v'_z} \\ \overline{v'_y v'_x} & \overline{v'_y v'_y} & \overline{v'_y v'_z} \\ \overline{v'_z v'_x} & \overline{v'_z v'_y} & \overline{v'_z v'_z} \end{pmatrix} \quad (3.43)$$

entnommen werden und sind messtechnisch einfach zu erfassen. Die Elemente auf der Hauptdiagonalen des Tensors bezeichnen die Normalspannungen, die übrigen Elemente enthalten die Schubspannungen.

Mit der Kenntnis der Geschwindigkeitskomponenten in alle drei Raumrichtungen lassen sich außerdem Größen der kinetischen Energie berechnen. Nennenswert sind hier die mittlere kinetische Energie je Einheit Fluidmasse

$$\epsilon = \frac{\overline{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}}{2} \quad (3.44)$$

oder analog hierzu die aus den Schwankungskomponenten berechnete, spezifische kinetische Turbulenzenergie

$$k = \frac{\overline{v_x'^2 + v_y'^2 + v_z'^2}}{2} . \quad (3.45)$$

Kapitel 4

Ergebnisse und Diskussion

Bei Anströmung der in dieser Arbeit eingesetzten tetraederförmigen VGs induzieren diese ihrer Geometrie entsprechend eine charakteristische Sekundärströmung. Die generell zu erwartende Wirbelstruktur ist in Abb. 4.1 schematisch dargestellt. An beiden zur Endleiste hin abfallenden Kanten entsteht ein Längswirbelpaar (Hauptwirbel), das in der Symmetrieebene des VG eine zur Wand hin gerichtete Strömung („downwash region“) induziert. Dies führt zu einer Verkleinerung der Grenzschichtdicke und bringt in der Regel eine Steigerung des Wärmeübergangs mit sich. Außerdem kann aufgrund der Umströmung der Endkante des VGs eine Rückströmung auftreten, die induziert durch den Hauptwirbel zur Ausbildung eines Sekundärwirbels führt. Wie bei allen auf einer Ebene befestigten Körpern, die einer Strömung ausgesetzt sind, treten auch am Fuß dieser VGs (an der Kontaktfläche zwischen VG und Kanalwand) sogenannte Hufeisenwirbel auf, die ebenfalls in der Skizze dargestellt sind.

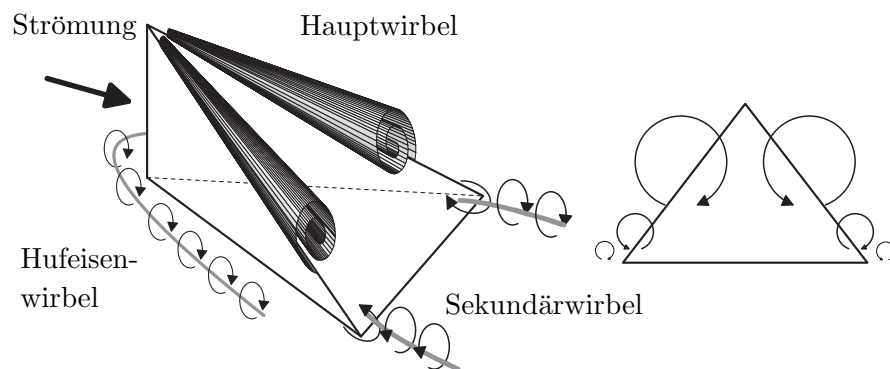


Abbildung 4.1: VG, Schema der Wirbelstruktur

Im Folgenden werden die erzielten Messergebnisse dargestellt. Die thematische Aufteilung in die einzelnen Unterkapitel geschieht nach Einzel- und Mehrfachanordnungen sowie nach Ergebnissen zum Wärmeübergang und der Strömungsfelder. Die aufgeführten Reynoldszahlen sind der Übersichtlichkeit wegen gerundet angegeben. Für relevante Ergebnisse sind die genauen Kennzahlen im Anhang (C.1) aufgeführt.

4.1 Charakterisierung der Anströmung

Zur Charakterisierung der Anströmverhältnisse für die jeweiligen Wärmeübergangsuntersuchungen wurden ausführliche CTA-Messungen durchgeführt. Um den unterschiedlichen Anforderungen der Untersuchungen zum Wärmeübergang gerecht zu werden, waren verschiedene Messpositionen notwendig. In allen Fällen wurden die Sonden unmittelbar vor den VGs positioniert, so dass deren Anströmung möglichst genau wiedergegeben werden konnte.

So fanden die Untersuchungen zum Einfluss von Turbulenzgittern relativ nah zu diesen, in einem Abstand von $\Delta x_{Tu}=0,643$ m, statt. Hierdurch kann zwar in keiner Weise von isotroper Turbulenz ausgegangen werden, der relativ geringe Abstand wurde aber bewusst gewählt, um einen größtmöglichen Unterschied der Anströmung und damit die größtmöglichen Auswirkungen auf den Wärmeübergang zu gewährleisten.

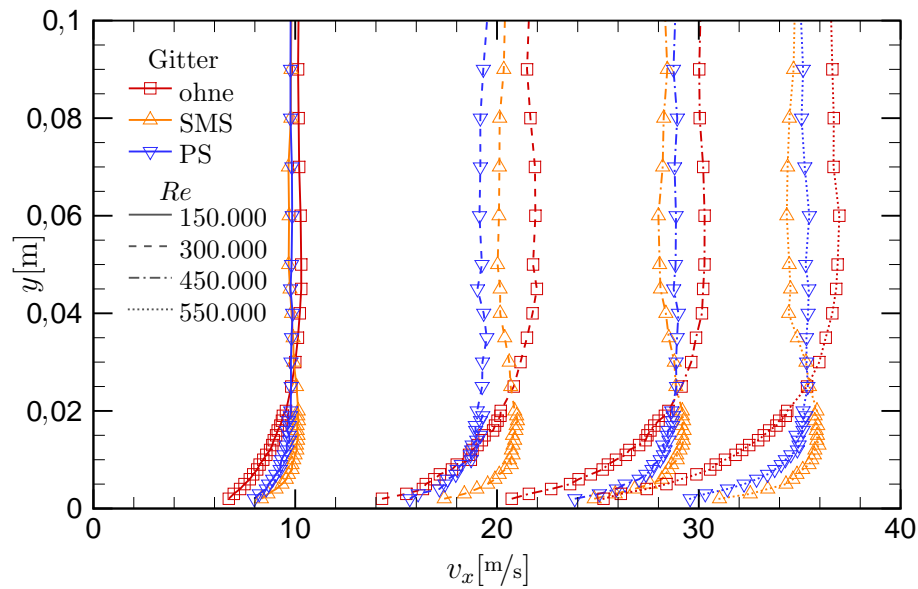
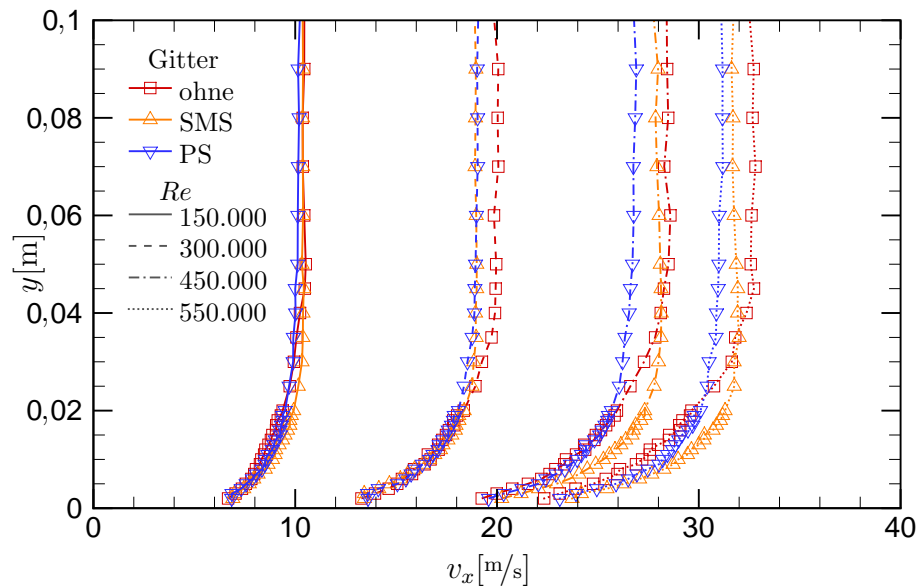
An einer zweiten Stelle weiter stromab ($\Delta x_{Tu}=1,743$ m) erfolgten analoge Messungen. An dieser Position wurden, mit Ausnahme der Untersuchungen zum Einfluss der Turbulenzgitter, alle übrigen Wärmeübergangsmessungen durchgeführt. Obwohl bei der Vermessung des Wärmeübergangs an dieser Position auf den Einsatz der Gitter verzichtet wurde, sind der Vollständigkeit halber auch hier Daten mit Turbulenzgittern aufgeführt. Außerdem konnte damit die Auslegung nach Roach [25] validiert werden.

Die folgenden Daten wurden jeweils mit einer Eindrahtsonde aufgenommen, der Draht stand dabei immer parallel zur z -Achse. Zwar kann so nicht zwischen allen drei Geschwindigkeitskomponenten unterschieden werden, und die gemessene Geschwindigkeit ist immer eine Superposition mehrerer Komponenten. Es wird aber davon ausgegangen, dass mit leichten Abweichungen die ermittelten Geschwindigkeitsverteilungen sowie die Turbulenzgrade repräsentativ wiedergegeben werden.

4.1.1 Geschwindigkeitsprofile

Die Geschwindigkeitsprofile im Abstand von $\Delta x_{Tu}=0,643$ m stromab der Turbulenzgitter sind in Abb. 4.2 dargestellt. Aus Symmetriegründen ist nur die untere Hälfte des Kanals gezeigt. Die Messung wurde für verschiedene Reynoldszahlen, jeweils ohne oder mit Turbulenzgitter durchgeführt. Deutlich zeigt sich, wie die Einströmprofile durch die Gitter verändert werden. So wird bei dem SMS- sowie dem PS-Gitter die Grenzschichtdicke im Vergleich zu einer freien Anströmung verringert. Ein zusätzlicher Effekt lässt sich beim SMS-Gitter beobachten, bei dem im Bereich von etwa $0,005 \text{ m} < y < 0,025 \text{ m}$ eine höhere Geschwindigkeit als in der Kanalmitte erreicht wird.

Im Abstand von $\Delta x_{Tu}=1,743$ m ist in der Hauptströmungskomponente dieses Überschwingen bereits abgebaut, und das Geschwindigkeitsprofil entspricht einer sich ausbildenden Kanalströmung. Abbildung 4.3 zeigt die entsprechenden Geschwindigkeiten weiter stromab. Der konstante Verlauf im mittleren Teil des Kanals ($y > 0,05 \text{ m}$) deutet auf ein noch nicht vollausgebildetes Geschwindigkeitsprofil hin. Auch an dieser Position verdeutlicht sich der Einfluss der Turbulenzgitter auf die Geschwindigkeiten, und die Gitter bewirken eine merkliche Reduktion der Grenz-

Abbildung 4.2: Geschwindigkeitsprofile der Anströmung, $\Delta x_{Tu}=0,643$ mAbbildung 4.3: Geschwindigkeitsprofile der Anströmung, $\Delta x_{Tu}=1,743$ m

schichtdicke.

4.1.2 Turbulenzgrad und integrales Längenmaß

Die Verläufe des Turbulenzgrades über der Kanalhöhe sind in Abb. 4.4 gezeigt. Wie erwartet ist Tu unabhängig von der Reynoldszahl, die jeweiligen Kurvenscharen liegen fast übereinander. Auch der von Roach [25] vorhergesagte exponentielle Zerfall mit zunehmender Lauflänge in der Messstrecke kann gezeigt werden, in Abb. 4.4 sind links die Ergebnisse für einen Abstand von $\Delta x_{Tu}=0,643$ m sowie rechts jene für

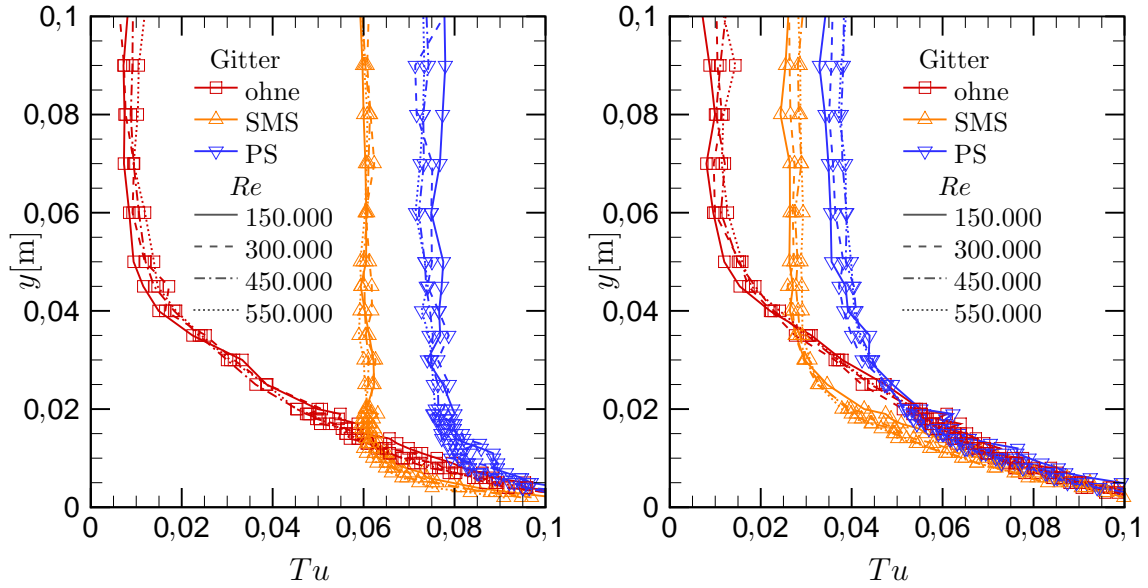
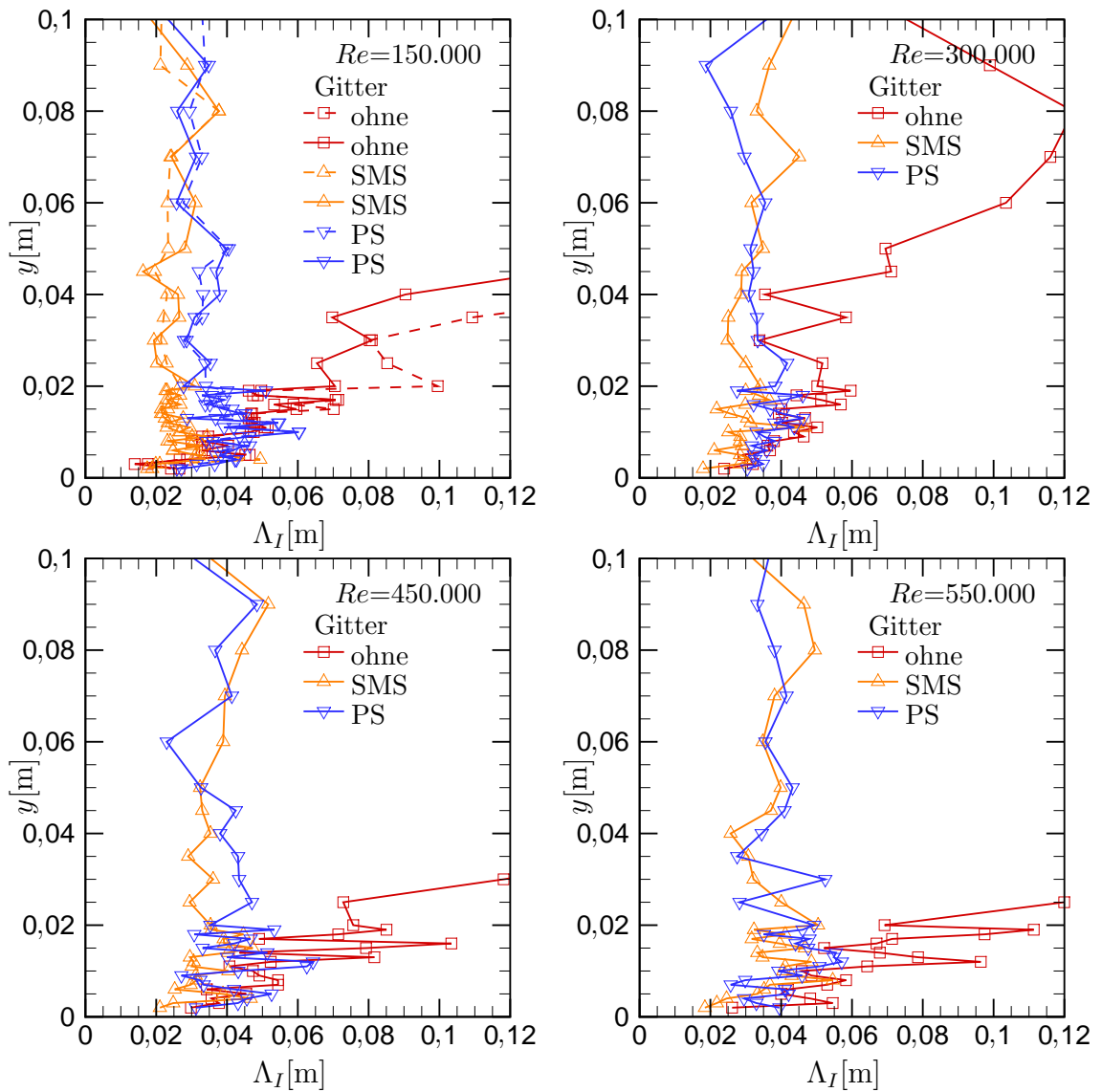


Abbildung 4.4: Turbulenzgrad bei $\Delta x_{Tu}=0,643$ m (li.) und $\Delta x_{Tu}=1,743$ m (re.)

$\Delta x_{Tu}=1,743$ m von den Turbulenzgittern dargestellt. Der durch die Gitter erzeugte Turbulenzgrad reduziert sich zwischen den beiden Positionen auf etwa die Hälfte.

In Abb. 4.5 sind die integralen Längenmaße Λ_I für die eingesetzten Turbulenzgitter und verschiedene Reynoldszahlen dargestellt. Die Messungen wurden bei $\Delta x_{Tu}=0,643$ m stromab der Turbulenzgitter durchgeführt. In den Ergebnissen ist kein Einfluss der Reynoldszahl zu erkennen. Beide Gitter (SMS und PS) zeigen Längenmaße der gleichen Größenordnung von $0,02 \leq \Lambda_I \leq 0,04$ m und liegen damit in einem Bereich, der in etwa den Abmessungen der Gitter (lichte Weite von $g=0,0385$ m für das SMS- und $g=0,03$ m für das PS-Gitter) entspricht. Bemerkenswert ist noch, dass sämtliche Längenmaße nahe der Kanalwand dasselbe Niveau besitzen. Im Gegensatz zur Strömungsstruktur bei Einsatz der Gitter ist bei der ungestörten Kanalströmung eine Auswertung von Λ_I mit dem in 3.3 gezeigten Verfahren mittels Autokorrelation nicht mehr möglich. Sobald der Wandeeinfluss abgeklungen ist ($y \approx 0,01$ m), steigen die Längenmaße auf unrealistisch hohe Werte an. Die Turbulenz ist hier zu schwach ausgeprägt, so dass keine Zuordnung der Geschwindigkeitsschwankungen mehr möglich ist und eine Integration der Autokorrelationsfunktion keinen Sinn macht.

Für die Reynoldszahl von $Re=150.000$ zeigen die gestrichelten Linien in Abb. 4.5 eine Auswertung der Längenmaße mit der Integration der normierten Autokorrelationsfunktion bis zum ersten Nulldurchgang, die durchgezogenen Linien entsprechen in allen Diagrammen der längeren Integrationszeit von $1/100t_{sample}$ (siehe auch 3.3). Größere Abweichungen zwischen beiden Auswertemethoden können vor allem bei der Strömung ohne Turbulenzgitter auftreten. Die Ergebnisse beider Auswertungen für das SMS- oder PS-Gitter zeigen nur marginale Unterschiede, was auf einen guten Verlauf der Korrelationsfunktion hindeutet.

Abbildung 4.5: Integrale Längenmaße, Variation von Gittern und Re

4.1.3 Statistische Turbulenzanalyse auf Basis von PIV

Jedes mittels PIV erhaltene Vektorfeld spiegelt einen momentanen Strömungszustand wieder, der keinerlei Informationen über die Schwankungswerte enthält. Bei einer entsprechend hohen Anzahl an Einzelaufnahmen können jedoch ein über alle Aufnahmen gemittelt Strömungsfeld und damit auch die Schwankungswerte zu jeder Einzelmessung berechnet werden. Uzol und Camci [45] untersuchten den Einfluss der Anzahl an Einzelvektoren auf die Genauigkeit der Turbulenzgrößen. Sie zeigten, dass bei mehr als 1.000 Messungen und bei Mittelung über des vermessene Strömungsfeld Streuungen der Geschwindigkeitsschwankungen von etwa 1 % auftreten.

Um Aufschluss über die Konvergenz der in der vorliegenden Arbeit mittels 3c-PIV gemessenen Geschwindigkeitsschwankungen zu erlangen, wurden bezüglich der Gitterturbulenz einige Voruntersuchungen durchgeführt. Als Messebene diente die

xy -Ebene auf der Mittelachse des Kanals. Betrachtet wird die Variation der gemittelten Strömungsgrößen in Abhängigkeit der Anzahl an Einzelmessungen. Grundlage bilden 2.000 Einzelmessungen, für die sich mit

$$\overline{v_i'^2}_N = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (v_i - \bar{v}_i)^2 \quad \text{mit } i = x, y, z \quad (4.1)$$

der Mittelwert des Betrags der Geschwindigkeitsschwankungen bilden lässt. Die über die Gesamtheit aller Messungen gemittelten Geschwindigkeitskomponenten sind mit \bar{v}_i bezeichnet. Für die Mittelungen gehen stets alle Einzelmessungen in die Auswertung ein, wobei ein mehrfacher Eingang ein und desselben Vektors ausgeschlossen ist. Die Berechnungen erfolgen fortlaufend, das bedeutet bei einer Mittelung über $N=10$ Vektoren werden zunächst die Messungen 1-10 herangezogen, anschließend 11-20 und so weiter. Unter der Annahme einer statistischen Verteilung der Geschwindigkeiten aller Einzelaufnahmen ist dieses Vorgehen gerechtfertigt.

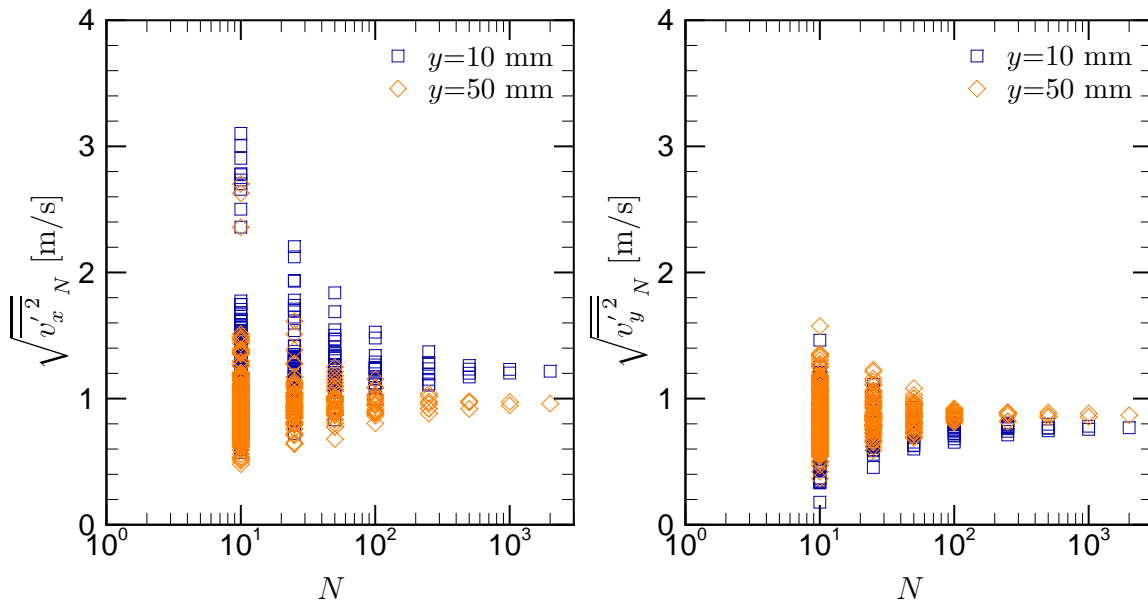


Abbildung 4.6: Konvergenz für $\sqrt{v_x'^2}$ und $\sqrt{v_y'^2}$, SMS-Gitter, $Re=300.000$

Abbildungen 4.6 und 4.7 zeigen die Konvergenz aller Schwankungskomponenten in einer Entfernung von $\Delta x_{Tu}=0,643$ m hinter dem SMS-Gitter. Dargestellt sind jeweils zwei Punkte im Strömungsfeld mit unterschiedlichem Wandabstand ($y=0,01$ und $0,05$ m). Bei steigender Anzahl N nimmt die Streuung der Schwankungswerte schnell ab. Wohingegen bei einer Mittelung von $N=10$ eine breiter Wertebereich zu beobachten ist, streuen bei einer Mittelung von $N=1.000$ Vektoren die Werte lediglich mit 0,5-1,5% um den Mittelwert aller Aufnahmen. Hierbei weist die z -Komponente die größte Streuung auf, deren Ursache auch in der Ausrichtung der Laserschnittebene (xy -Ebene) zu suchen ist. Aufgrund dieser Ergebnisse erscheint die Minimalanzahl von 1.000 Einzelmessungen als sinnvolle Grenze, um mit ausreichender Genauigkeit die turbulenten Größen bestimmen zu können.

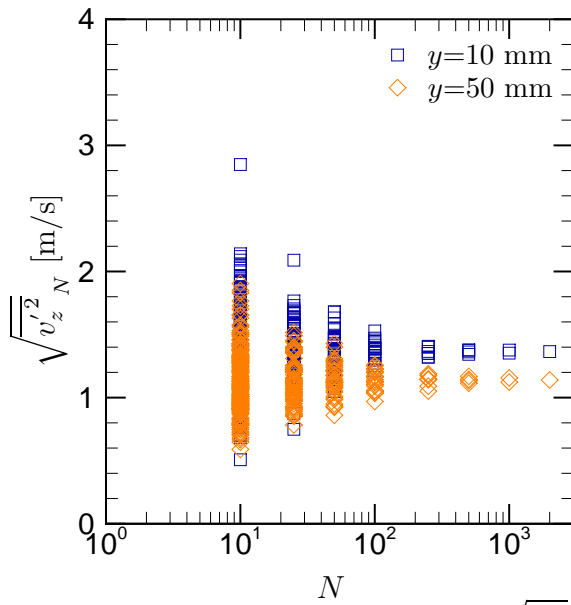


Abbildung 4.7: Konvergenz für $\sqrt{v_z'^2}$, SMS-Gitter, $Re=300.000$

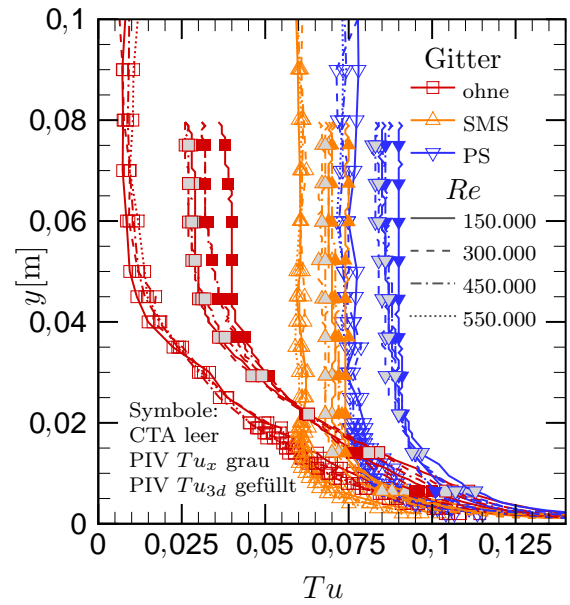


Abbildung 4.8: PIV vs. CTA, Tu bei Gittervariation

Auf der Datengrundlage der CTA-Messungen aus den vorangegangenen Kapiteln kann ein direkter Vergleich zu den PIV-Daten gezogen werden. Für alle hier gezeigten Ergebnisse wurde auf die kompletten 3c-PIV-Datensätze mit jeweils 2.000 Einzelmessungen zurückgegriffen. In Abb. 4.8 sind die ermittelten Turbulenzgrade dargestellt. Der vorliegende 3c-PIV-Datensatz erlaubt die Berechnung von Tu_{3d} unter Verwendung aller Geschwindigkeitskomponenten, sowie die gezielte Analyse für einzelne Koordinaten, was hier für Tu_x dargestellt ist. Der Trend der turbulenten Schwankungen bei Variation der Gitter wird von beiden Messmethoden gleichermaßen wiedergegeben, wobei für den Einsatz eines PS-Gitters die höchsten Turbulenzgrade zu erwarten sind. Auch die mittels CTA gefundene Unabhängigkeit der Turbulenzgrade von Re kann durch die PIV-Messungen bestätigt werden. Generell liefern die PIV-Messung höhere Werte für den Turbulenzgrad als die CTA-Messungen. Wie zu erwarten liegt hierbei Tu_x stets unter den Werten für Tu_{3d} , für dessen Berechnung alle drei Schwankungskomponenten berücksichtigt werden. Beim Vergleich der beiden Datensätze (PIV und CTA) zeigen sich für die Gitterturbulenz geringe Abweichungen von nur wenigen Prozentpunkten in Tu , für die ungestörte Kanalströmung sind größere Abweichungen zu verzeichnen. Eine Erklärung könnte sein, dass ohne Turbulenzgitter die tatsächlich in der Strömung auftretenden Schwankungen relativ klein ausfallen und von der gleichen Größenordnung sind wie die rein statistischen Schwankungen, die aus der Standardabweichung $\sigma_v/v=1,5 - 2\%$ der Geschwindigkeitsmessung herrühren (siehe auch 5.2.3). Damit kann die reale Strömungsstruktur nicht korrekt wiedergegeben werden.

Zur Bestimmung der integralen Längenmaße findet die in 3.3 beschriebene Methode Anwendung. Hierzu wird entlang einer definierten Linie im Strömungsfeld die Korrelationsfunktion aufgestellt, über eine Integration werden dann die Längenmaße berechnet. In Abb. 4.9 sind für die beiden Gittertypen (SMS und PS) bei zwei unterschiedlichen Re die Verläufe der normierten Korrelationsfunktion und der zu-

gehörigen Längenmaße dargestellt. Auch hier wurde auf den kompletten Datensatz zurückgegriffen, und die gezeigten Ergebnisse spiegeln einen mittleren Wert aus jeweils 2.000 Einzelmessungen wider. Der charakteristische Verlauf für $R_{xx}/\overline{v'_x v'_x}$ zeigt sich in allen hier dargestellten Messungen. Aufgrund ihrer Definition beginnt die Korrelationsfunktion beim Anfangswert 1, fällt dann stetig ab und nähert sich dem Wert 0. In den hier gezeigten Diagrammen wird die Nulllinie jedoch nie erreicht.

Bedingt durch die Bildaufnahme sind die PIV-Vektorfelder in ihren Abmessungen eingeschränkt. In den vorliegenden Aufnahmen kann eine Breite von etwa 85 mm genutzt werden, für das Erreichen der Nulllinie wäre aber ein breiterer Bereich notwendig. Dieses Verhalten spiegelt sich auch im Integrationsverlauf der Längenskalen wider, die mit steigendem Integrationsweg abnehmende Steigung deutet auf einen asymptotischen Verlauf, mit dem zu bestimmenden integralen Längenmaß als Grenzwert, hin. Werden die Verläufe für den Wandabstand $y=50$ mm gedanklich extrapoliert, werden für das SMS-Gitter Werte von $\Lambda_{xx}=20$ -25 mm und für das PS-Gitter $\Lambda_{xx}=25$ -30 mm erreicht, was sich sehr gut mit den Ergebnissen der CTA-Messung deckt. Für $Re=300.000$ sind zusätzlich noch Daten an $y=10$ mm dargestellt, wobei die Längenskalen hier etwas kleiner ausfallen als weiter von der Wand entfernt.

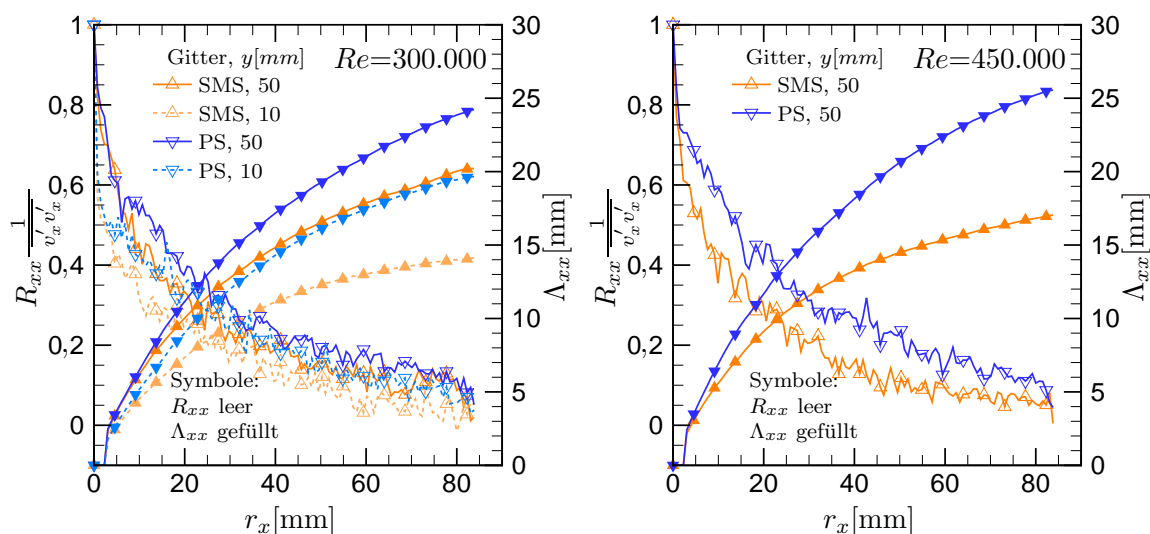


Abbildung 4.9: R_{xx} und Λ_{xx} bei Gitter- und Re -Variation

Im Gegensatz zu den CTA-Messungen, wo keinerlei Unterscheidung der integralen Längenmaße gemacht werden konnte, scheinen die PIV-Daten einen klaren Trend bei Variation der Gitter zu liefern. Scheinbar sind die Turbulenzstrukturen beim Einsatz des SMS-Gitters etwas feiner als die für das PS-Gitter.

Generell zeigt sich aber, dass für eine Turbulenzbewertung auf PIV zurückgegriffen werden kann. Die gewonnenen PIV-Daten zeigen im Vergleich mit den CTA-Daten eine gute Übereinstimmung. Gerade in komplexen 3d-Strömungen, wie sie bei den hier untersuchten Längswirbeln auftreten, müssen bei der CTA ebenso komplexe Mehrahtsonden zum Einsatz kommen, deren Problematik in 3.2.6 angesprochen ist, so dass PIV sogar vorzuziehen ist.

4.2 Charakterisierung des thermischen Anlaufs

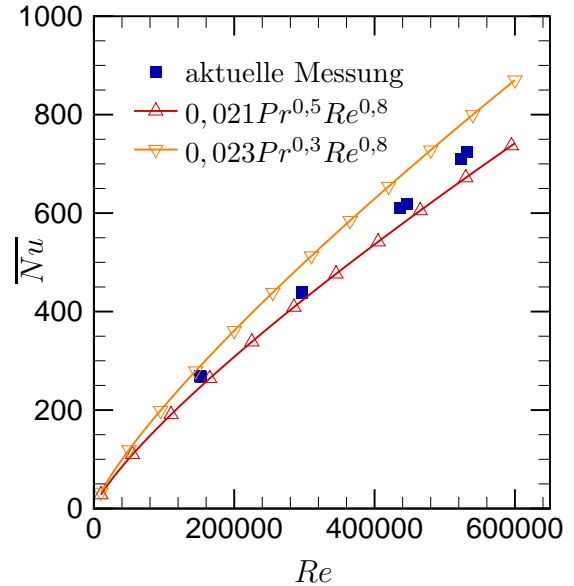
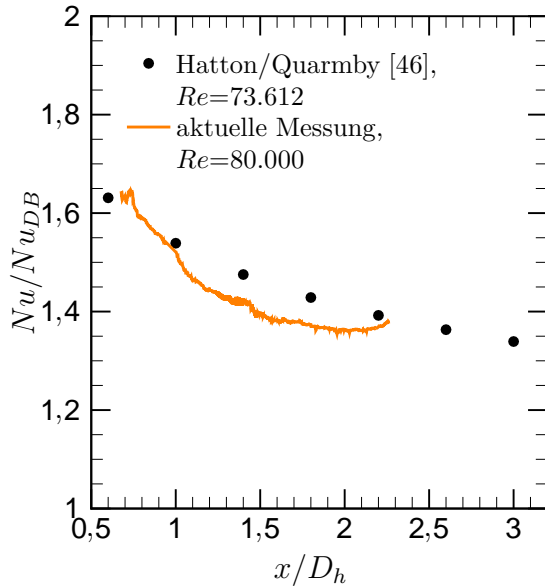


Abbildung 4.10: Thermischer Anlauf beim Einsatz von Heizfolien, $Re \approx 80.000$

Abbildung 4.11: Nu im ebenen Kanal, transiente Messung

Bei der stationären Methode ändert sich mit der Heizfolie die thermische Randbedingung an der Kanalwand. Bei der Bestimmung des Wärmeübergangs ist dann mit einer deutlichen Auswirkung des thermischen Anlaufs auf die gewonnenen Messdaten zu rechnen. Nimmt man ein voll entwickeltes, turbulentes Geschwindigkeitsprofil an, kann zum Vergleich eine analytische Lösung nach Hatton und Quarmby [46] herangezogen werden. Ihre Eigenwertlösung für die Problemstellung einer turbulenten Strömung zwischen zwei parallelen Platten, wovon eine mit einem konstanten Wandwärmestrom beaufschlagt und die andere adiabat gehalten war, lässt sich sehr gut auf den experimentellen Aufbau dieser Arbeit übertragen. Abbildung 4.10 zeigt den Vergleich der analytischen Daten für $Re=73.612$ und $Pr=1$ mit den aktuellen Messdaten für $Re=80.000$. Zur Normalisierung sind die Datensätze auf Werte für die auch thermisch voll entwickelte Strömung bezogen. Für die analytischen Daten dient hierfür die Eigenwertlösung für $x \rightarrow \infty$, während für die Messdaten die Korrelation nach Dittus und Boelter [47] (siehe auch Kays u.a. [31]) für eine beheizte Fluidströmung

$$Nu_{DB} = 0,023 Re^{0,8} Pr^n \quad \text{mit} \quad \begin{cases} n = 0,4 & \text{beheiztes Fluid} \\ n = 0,3 & \text{gekühltes Fluid} \end{cases} \quad (4.2)$$

herangezogen wird. Der thermische Anlauf wird für beide Datensätze deutlich, die trotz der leichten Abweichungen in Re und Pr eine recht gute Übereinstimmung zeigen und somit den Versuchsaufbau validieren. Es zeigt sich aber auch, dass bei Einsatz von VGs eine Normalisierung von Nu mit der Korrelation nach Dittus und Boelter deutlich höhere Werte liefern würde als die tatsächlich erreichbare Wärme-

übergangssteigerung. Im Bereich der Heizfolie zeigt der ebene Kanal bereits eine Steigerung von $Nu/Nu_{DB} \approx 1,5$.

Bei der transienten Methode liegt eine wesentlich längere thermische Anlaufstrecke vor. Maßgeblich ist hier der Abstand zwischen der Bypass-Klappe und der eigentlichen Messposition, der für alle Messungen (ausgenommen den Untersuchungen zum Einfluss von Turbulenzgittern, siehe 4.3.5) etwa 1,56 m betrug. Für den ebenen Kanal und verschiedene Re wurden Wärmeübergangsmessungen durchgeführt. Die Messdaten wurden beginnend an $x_{VG}=0$ m über eine symmetrisch zur Kanalmittelachse liegenden Fläche von $325 \times 175 \text{ mm}^2$ (Länge \times Breite) gemittelt. Abbildung 4.11 zeigt die Messdaten im Vergleich zu empirischen Korrelationen. Auch hier wurde auf Dittus und Boelter (siehe Kays u.a. [31]) zurückgegriffen, die mit Gl. 4.2 und $n=0,3$ auch den Wärmeübergang für eine gekühlte Fluidströmung angeben. Eine weitere Korrelation für eine voll entwickelte, turbulente Strömung in einem glatten Kanal mit Kreisquerschnitt und konstanter Wandtemperatur ist mit

$$Nu_{0k} = 0,021 Re^{0,8} Pr^{0,5} \quad (4.3)$$

ebenfalls in Kays u.a. [31] gegeben. Die dargestellten Messdaten liegen zwischen beiden Korrelationen, wobei eine etwas bessere Übereinstimmung mit dem Fall konstanter Wandtemperatur gefunden wird. Der eingesetzte Versuchsaufbau wurde somit auch für die transienten TLC-Versuche als probates Mittel zur Bestimmung des Wärmeübergangs eingestuft.

Für eine bessere Quantifizierung der erreichbaren Wärmeübergangssteigerung und um eine bessere Vergleichsmöglichkeit zu bieten, wurde im Folgenden die gemittelte Nußeltzahl einer Referenzfläche nahe der VGs zur Normalisierung herangezogen. Bei der Wahl dieser Fläche, die etwa $4 \times 4 \text{ mm}^2$ beträgt, wurde darauf geachtet, dass keinerlei Auswirkungen der Wirbelstrukturen auf den Wärmeübergang auftreten und trotzdem ein kleinstmöglicher Abstand zur VG-Endkante gegeben ist. Die Position wurde relativ zur jeweiligen VG-Geometrie beibehalten und ist in Abb. 4.12 dargestellt. Die jeweils zur Normierung herangezogenen Daten für Nu_0 sind tabellarisch in C.1 zusammengestellt.

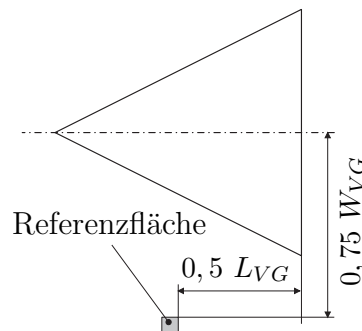


Abbildung 4.12: Nu_0 -Referenzfläche zur Normalisierung

4.3 Wärmeübergang bei Einzelwirbelgeneratoren

Mit Ausnahme der Untersuchungen für abgerundete Körperkanten (4.3.3) wurden alle übrigen Wärmeübergangsmessungen an Einzelwirbelgeneratoren mit der stationären Methode (3.1.5) durchgeführt. Bei dieser Messtechnik decken die VGs ein ihrer Grundfläche entsprechendes Gebiet der Heizfolie ab. Die elektrisch generierte Heizleistung kann hier nicht konvektiv abgegeben werden, sondern gelangt durch Wärmeleitung an die freien Oberflächen. Aufgrund der isolierenden Eigenschaft von

Plexiglas (VG und Kanalboden) geschieht dies hauptsächlich in der Edelstahlfolie selbst. In einem schmalen Gebiet um den VG kann damit nicht von dem vorausgesetzten homogenen Wandwärmestrom ausgegangen werden, und es ist mit einem Messfehler zu rechnen.

Eine Abschätzung des tatsächlich auftretenden Wärmestroms erfolgte mittels einer FEM-Rechnung. Da der schlechteste Fall bei einer Abdeckung durch das massivste Bauteil eintritt, wurde VG V für die Simulation herangezogen. Modelliert wurde ein symmetrisches Halbmodell bestehend aus VG, einem Teil des Kanalbodens (Länge×Breite $0,165 \times 0,0825 \text{ m}^2$ mit dem Plattenrand mindestens $0,05 \text{ m}$ vom VG entfernt) und der Heizfolie mit insgesamt 108.000 Elementen. Als Randbedingungen wurden die Symmetrieebene als adiabat angenommen, die Heizfolie mit einer konstanten Wärmegenerierung beaufschlagt und den freien Oberflächen des VGs und der Kanalwand konstante Wärmeübergangskoeffizienten aufgeprägt.

Im unmittelbaren Bereich neben dem VG treten Spitzenwerte im Wandwärmestrom auf. Generell wird nahe der VGs der Wärmeübergangskoeffizient bei der Auswertung unterschätzt, da der tatsächliche Wärmestrom über dem angenommenen liegt. Bereits in einem Abstand von etwa 5 mm von den VG-Kanten entfernt, weicht der tatsächliche Wärmestrom um weniger als 5% vom angenommenen Mittelwert ab. Der fehlerbehaftete Bereich ist also lokal stark begrenzt und fällt bei den übrigen hier eingesetzten VGs sogar noch kleiner aus.

Entsprechend der induzierten Wirbelstruktur stellt sich eine charakteristische Wärmeübergangsverteilung hinter den VGs ein. Abbildung 4.13 zeigt für VGs I bis V einen maßstabgetreuen Konturplot der Wärmeübergangskoeffizienten bei Reynoldszahlen von $Re=300.000$. Die hier dargestellten Wärmeübergangsverteilungen sind reine Messdaten, und es wurde bewusst auf eine Interpolation verzichtet. Dank der Messautomatisierung (siehe 3.1.5) wird durch die hohe Anzahl an Einzelmessungen eine sehr gute Abdeckung der gesamten Testoberfläche erreicht.

Am Beispiel von VG I (Abb. 4.13 oberste Darstellung) lassen sich die grundlegenden Phänomene aufzeigen. Ausgehend von der Endkante des VGs bei $|z/W_{VG}| \approx 0,2$ erstrecken sich zwei stark ausgeprägte Bereiche erhöhten Wärmeübergangs, die durch das Hauptwirbelpaar hervorgerufen werden und sich bis weit stromab fortsetzen. Etwas weiter von der Mittellinie entfernt und nur in einem kurzen Bereich hinter dem VG zeichnen sich noch zwei weitere schmale Gebiete erhöhten Wärmeübergangs ab, deren Ursache im Sekundärwirbelsystem zu suchen ist. Nach etwa $1-2 \times L_{VG}$ verliert dieses Wirbelsystem im Gegensatz zum Hauptwirbelpaar an Bedeutung, und es sind keine Auswirkungen auf den Wärmeübergang mehr erkennbar.

Mit leichten Differenzen ist diese grundlegende α -Verteilung bei allen dargestellten VGs zu beobachten. Im Rahmen der hier untersuchten Geometrien zeigen VGs mit steigender Bauteilhöhe einen ebenfalls steigenden Wärmeübergang. So weist VG III mit der halben Höhe von VG I einen geringeren Einfluss der Hauptwirbel auf den Wärmeübergang auf, lokale Minima und Maxima sind weniger deutlich ausgeprägt. Hier scheint die Wärmeübergangssteigerung weniger durch die gerichtete Sekundärströmung der Längswirbel als durch eine Anfachung der Turbulenz geprägt zu sein.

Der maximale Wärmeübergang tritt bei allen Untersuchungen in kurzem Abstand hinter dem jeweiligen VG auf. Bemerkenswert ist das Auftreten eines lokalen

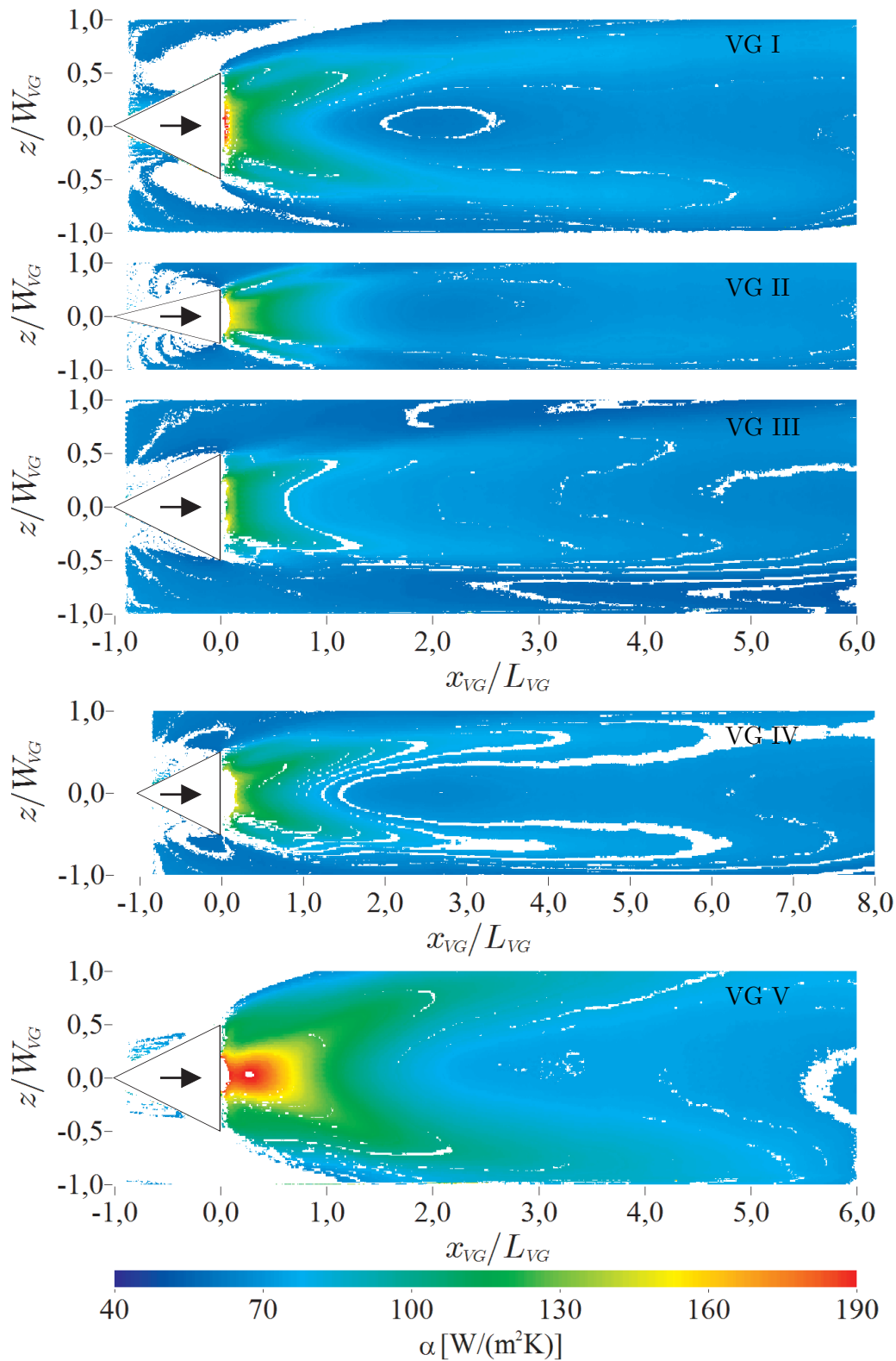


Abbildung 4.13: Wärmeübergangverteilung hinter Einzel-VGs, $Re=300.000$

Minimums auf der Mittellinie hinter manchen der hier untersuchten VGs. Für VG I und II kann für $1,5 < x_{VG}/L_{VG} < 2,5$ ein ovales Gebiet gefunden werden, das niedrigere α -Zahlen aufweist als die benachbarten Bereiche.

4.3.1 Einfluss der Wirbelgeneratorhöhe

Abbildungen 4.14 und 4.15 zeigen die Verläufe von Nu/Nu_0 auf der Symmetrielinie hinter den jeweiligen VGs.

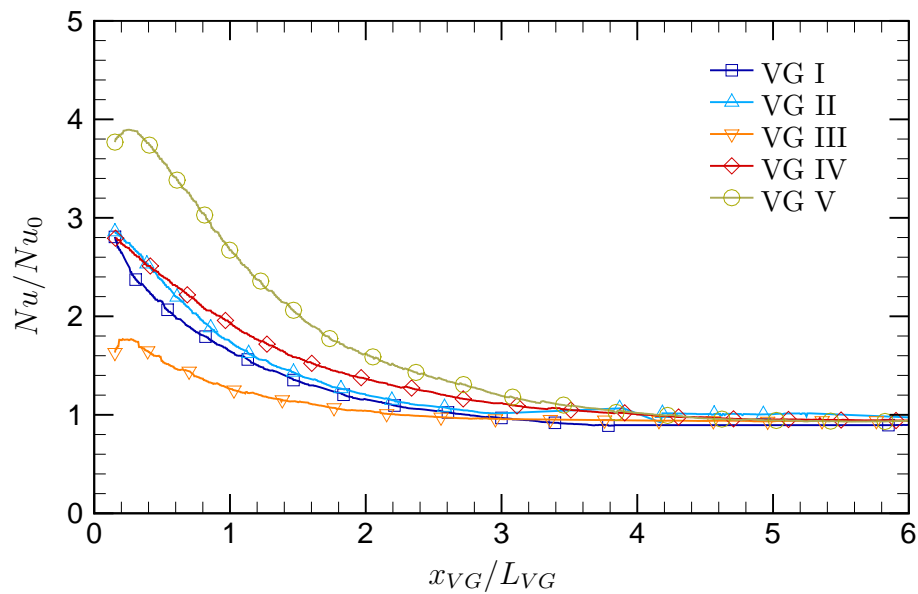


Abbildung 4.14: Nu/Nu_0 auf der Mittellinie, Variation der Geometrie, $Re=80.000$

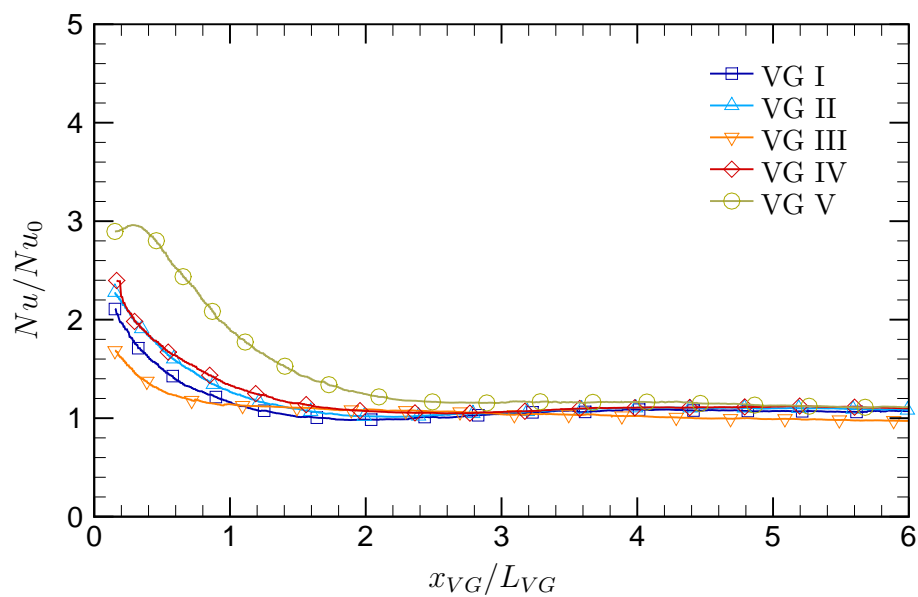


Abbildung 4.15: Nu/Nu_0 auf der Mittellinie, Variation der Geometrie, $Re=300.000$

Beim Vergleich der VGs III, I und V (mit jeweils doppelter Bauteilhöhe) kann der Einfluss der Bauteilhöhe geklärt werden. Nahe der VGs (bei $Re=80.000$ für $x_{VG}<3$ und bei $Re=300.000$ für $x_{VG}<1$) treten höhere α -Zahlen mit steigender VG-Höhe auf. Wie bereits im vorangegangenen Kapitel erwähnt, zeigt die Wärmeübergangsverteilung hinter VG III nicht die klaren, durch die Längswirbel hervorgerufenen Strukturen und eine deutlich schwächere Ausprägung der Minima und Maxima.

Mit steigender Bauteilhöhe sind klarere Strukturen in der Wärmeübergangsverteilung und damit größere Gradienten in α zu erwarten. So kann in der Nu/Nu_0 -Verteilung hinter VG III auch nicht das angesprochene lokale Minimum gefunden werden, das für VG I bei $Re=300.000$ (Abb. 4.15) im Bereich $x_{VG}/L_{VG}\approx 2$ deutlich hervortritt.

Eine entscheidende Rolle spielt die Positionierung der VGs in Bezug auf die Grenzschichtdicke der Strömung. So liegen manche der hier untersuchten VGs komplett innerhalb der Grenzschicht und andere ragen heraus. Tabelle 4.1 zeigt wie sich alle untersuchten VGs bei verschiedenen Reynoldszahlen in die Grenzschicht einfügen. Zur Abschätzung der Grenzschichtdicken dienten sowohl CTA- als auch PIV-Daten. Die hier dargestellten Daten geben lediglich einen Anhaltspunkt dafür, wie sich die VGs in die Geschwindigkeitsprofile einpassen. Durch auftretende Schwankungen können sich durchaus Abweichungen ergeben.

Tabelle 4.1: H_{VG}/δ der jeweiligen VGs

$Re/10^3$	δ [m]	H_{VG}/δ für VG					
		I	II	III	IV	V	VI
80	0,05	0,52	0,52	0,26	0,4	1,04	0,78
300	0,04	0,65	0,65	0,33	0,5	1,3	0,98
450	0,035	0,74	0,74	0,37	0,57	1,49	1,11
600	0,03	0,87	0,87	0,43	0,67	1,73	1,3

Definiert man eine Reynoldszahl

$$Re_{H_{VG}} = \frac{Re H_{VG}}{D_h} \quad , \quad (4.4)$$

die mit der Höhe des jeweiligen VGs gebildet wird und analog hierzu eine Nußeltzahl

$$Nu_{H_{VG}} = \frac{\alpha H_{VG}}{\lambda} \quad (4.5)$$

können beide Kennzahlen gegeneinander aufgetragen werden. Abbildung 4.16 zeigt die hinter den entsprechenden VGs über eine Fläche von $3L_{VG}\times 2W_{VG}$ gemittelten Nußeltzahlen für alle untersuchten Reynoldszahlen. Mit dem höchsten Bauteil (VG V) werden auch die höchsten $\overline{Nu}_{H_{VG}}$ erreicht. Alle VGs, die nicht aus der Grenzschicht herausragen (VG I, II, III und IV), zeigen ähnliche Werte für den erreichbaren Wärmeübergang und scharen sich in einer Punktwolke. Wie zu erwarten reiht sich VG VI, dessen Höhe in etwa der Grenzschichtdicke entspricht, zwischen den zuvor beschriebenen VGs ein.

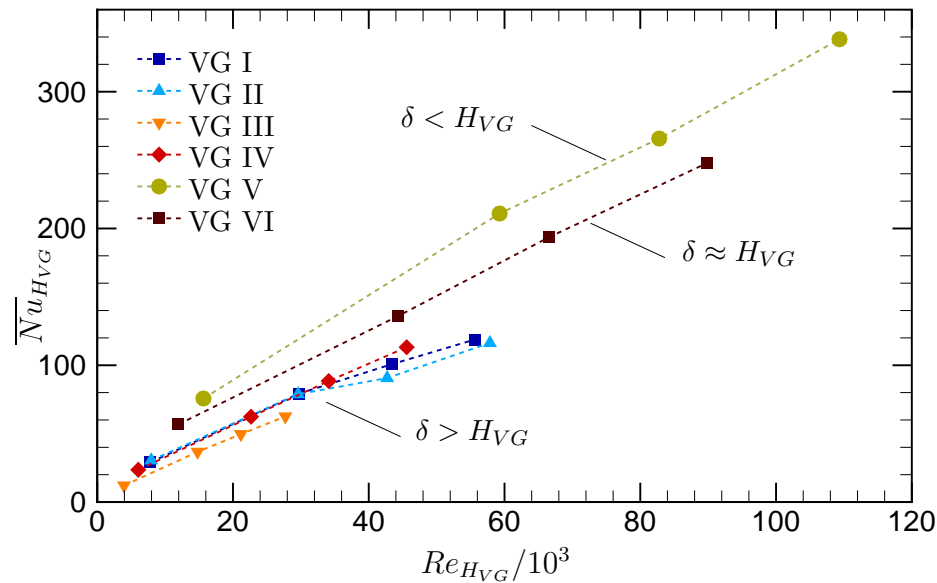


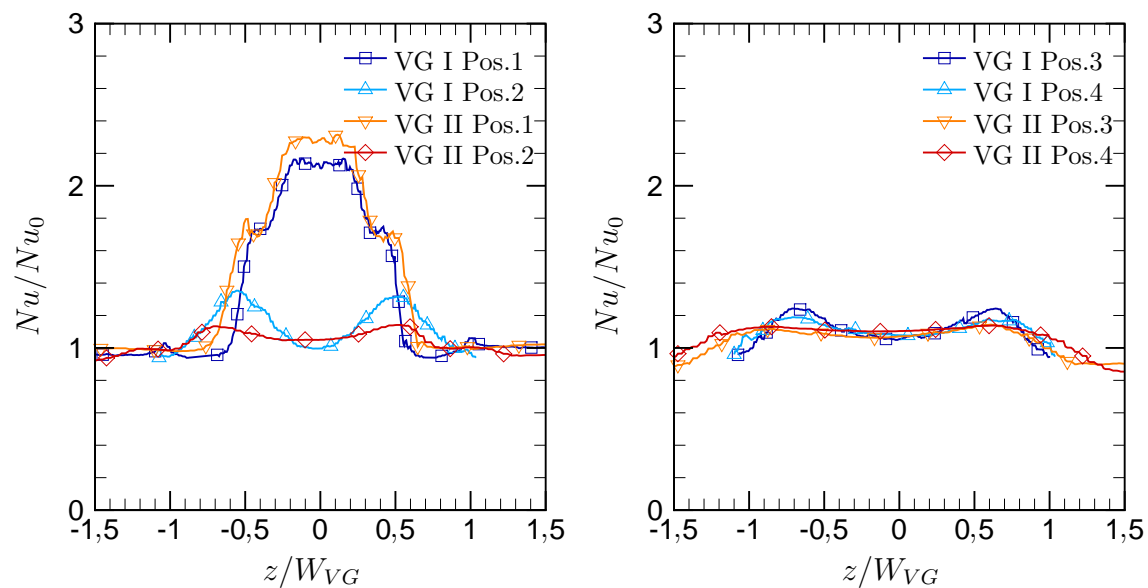
Abbildung 4.16: $\overline{Nu}_{H_{VG}}$ über $Re_{H_{VG}}$ bei Geometrievariation

Generell ist mit den höchsten hier untersuchten VGs der ebenfalls höchste Wärmeübergang zu erzielen. Durch die hier gewählte Darstellung und den Bezug auf die Höhe der jeweiligen VGs wird dies noch etwas hervorgehoben.

4.3.2 Einfluss der Wirbelgeneratorbreite

Bei ansonsten identischer Geometrie unterscheiden sich die beiden VGs I und II lediglich in ihrer Breite und eignen sich somit zur Untersuchung dieses Parameters. Die Verläufe des Wärmeübergangs auf der Mittellinie hinter beiden VGs (siehe Abb. 4.15) zeigen nur geringe Abweichungen. Direkt auf der Symmetrielinie haben die Längswirbel einen nur sehr geringen Einfluss.

Im Querverlauf des Wärmeübergangs sind die lokalen Maxima hingegen, entsprechend der unterschiedlichen Breite der VGs, verschoben. Abbildung 4.17 zeigt die Verläufe hinter VG I und II, die z-Koordinate ist hierbei mit der Breite des jeweiligen VGs skaliert. Es sind verschiedene Positionen stromab der VG-Endkante aufgetragen. Beginnend mit Position 1 ($x_{VG}=0,01$ m) sind alle weiteren Positionen um einen Abstand von jeweils 0,1 m verschoben (siehe auch 4.4 Tab. 4.3). An Position 1 fallen die Lage sowie der Wert des lokalen Maximums im Wärmeübergang beinahe zusammen. Die Schlussfolgerung, den Wärmeübergang direkt mit der VG-Breite zu skalieren, kann jedoch nicht gezogen werden. An Position 2 fällt zwar die Lage der Maxima wieder zusammen, die absoluten Werte weichen jedoch um etwa 30% ab. Der Wirbelzerfall scheint bei schmalere Bauteilen weitaus stärker ausgeprägt zu sein. Um eine stärkere Anfächung des Wärmeübergangs hervorzurufen ist hier also der breitere VG zu bevorzugen. Auch an den Positionen 3 und 4 wird eine relativ gute Übereinstimmung der Lage des maximalen Wärmeübergangs gefunden.

Abbildung 4.17: Wärmeübergangsverteilung hinter VG I und II, $Re=300.000$

4.3.3 Einfluss abgerundeter Körperkanten

Für eine Abschätzung der Eigenschaften realer im Gussverfahren hergestellter Geometrien wurden die in 2.3 beschriebene Basisgeometrie VG I sowie die beiden abgeleiteten Geometrien VG Ia) und Ib) mit unterschiedlichen Kantenradien bei vier unterschiedlichen Reynoldszahlen untersucht. Die Messungen zum Einfluss der Körperkanten erfolgten mit der transienten Messmethode.

Bei Betrachtung der Konturplots ist bereits ein Unterschied in der Wärmeübergangsverteilung zu erkennen. Abbildung 4.18 zeigt den Wärmeübergang für VG I, Ia) und Ib) bei $Re=300.000$. Mit wachsenden Kantenradien verlieren die Längswirbel deutlich ihren Einfluss. Sind bei einem scharfkantigen VG noch deutlich die Auswirkungen der Längswirbel bis zu einer Länge von $x_{VG}/L_{VG}=3,0$ hinter dem VG zu erkennen, ist bei den Bauteilen mit Kantenradien eine Glättung des Wärmeübergangs zu verzeichnen. Sowohl Minima als auch Maxima werden abgeschwächt. Im Speziellen sind das lokale Minimum auf der Mittellinie hinter VG I als auch die sekundären Maxima links und rechts der Endkanten schwächer ausgeprägt. Auch die beeinflusste Fläche wird mit zunehmenden Radien schmaler, was generell auf schwächere Längswirbel hindeutet. Dies wird auch durch die entsprechenden, mittels 3c-PIV gewonnenen Strömungsfelder bestätigt (siehe Anhang A.1). Mit steigendem Kantenradius kann ein deutlicher Rückgang der induzierten Geschwindigkeiten gefunden werden. Der genaue Zusammenhang zwischen der Wirbelstärke, den damit verbundenen Trajektorien der Längswirbel und der Wärmeübergangsverteilung wird in 4.6 beschrieben.

In den detaillierten Querverläufen ist die Abnahme der lokalen Maxima mit wachsendem Kantenradius zu sehen. Abbildung 4.19 zeigt, dass große Radien generell eine niedrigere Wärmeübergangsintensivierung durch die Längswirbel zu Folge haben. Die durch den Sekundär- und Hufeisenwirbel hervorgerufenen Sekundärmaxima sind mit zunehmendem Kantenradius immer schwächer ausgeprägt (Pos. 1), für VG Ib)

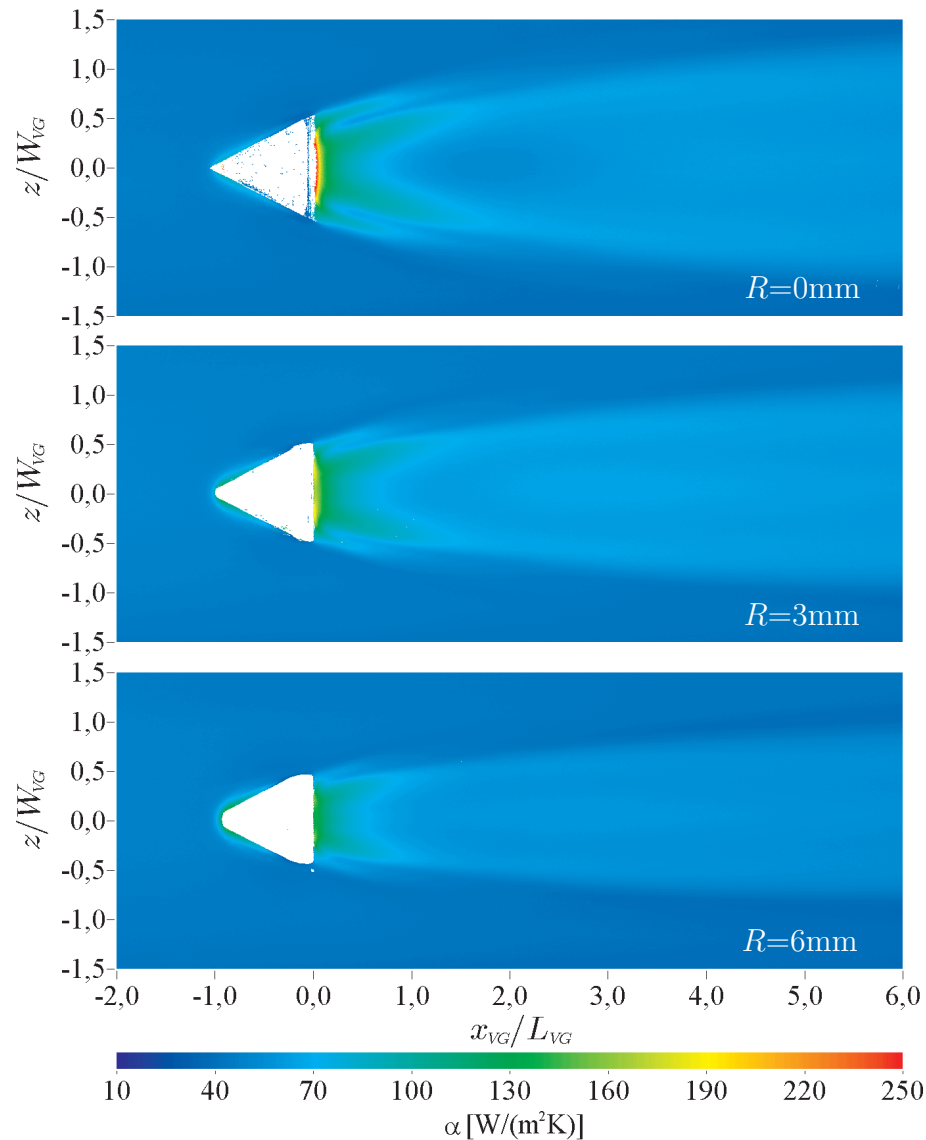


Abbildung 4.18: Wärmeübergang bei Variation des Kantenradius, $Re=300.000$

sind diese sogar schon gänzlich verschwunden. Wohingegen der scharfkantige VG I noch die Ausbildung des lokalen Minimums im Wärmeübergang zeigt (Pos. 2), bildet sich dieses für Bauteile mit abgerundeten Kanten nicht mehr aus. Der Bereich zwischen dem Wirbelpaar bei VG Ia) und Ib) liegt dann fast auf einem Niveau. Weiter stromab (Pos. 3 und 4) stimmen die Verläufe qualitativ wieder überein, der Absolutwert im Wärmeübergang sowie die Breite des beeinflussten Gebiets nimmt aber deutlich mit steigenden Kantenradien ab.

Die mit steigendem Kantenradius gleichzeitige Abnahme der Breite des beeinflussten Gebiets und des Wärmeübergangs selbst, kann in der vorliegenden Untersuchung zu einer Abnahme des mittleren Wärmeübergangs von bis zu 17% führen. Werte für den flächengemittelten normierten Wärmeübergang sind in Tab. 4.2 gegeben. Die gemittelte Fläche entspricht einer Breite von $W/W_{VG}=2,5$ und einer Länge

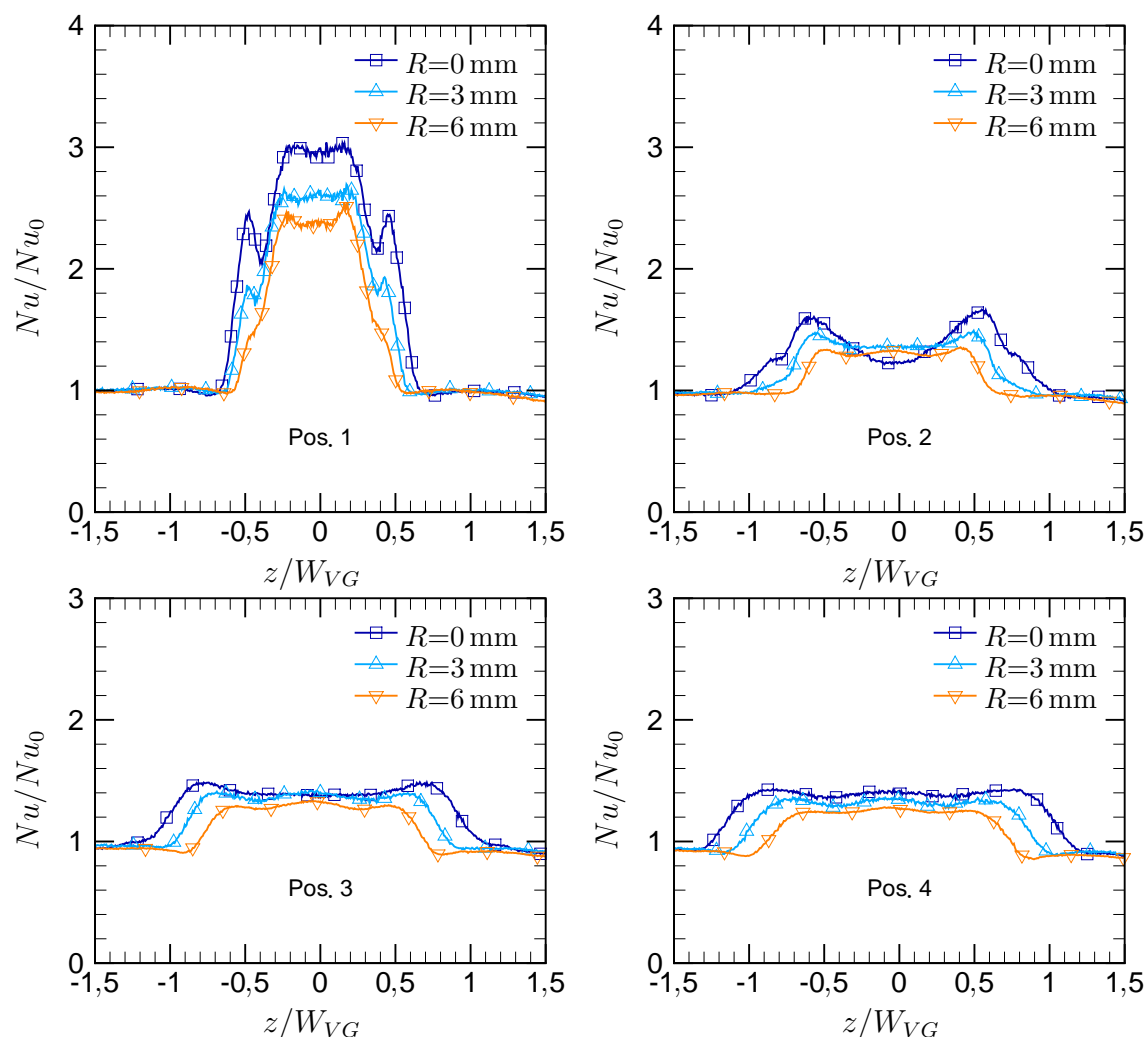
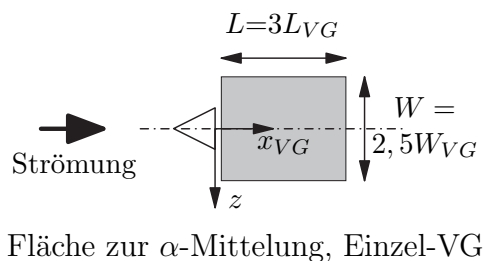


Abbildung 4.19: Wärmeübergang bei Variation des Kantenradius, $Re=300.000$

von $L/L_{VG}=3,0$, beginnend an Pos. 1. Im gesamten Reynoldszahlenbereich bewirkt ein wachsender Kantenradius eine Abnahme im Wärmeübergang \overline{Nu}/Nu_0 .

Tabelle 4.2: \overline{Nu}/Nu_0 , Effekt des Kantenradius

$Re/10^3$	150	300	450	550
$R = 0,0$ mm	1,43	1,36	1,36	1,34
$R = 3,0$ mm	1,29	1,27	1,25	1,25
$R = 6,0$ mm	1,22	1,18	1,17	1,13



Für den industriellen Einsatz der hier gezeigten VGs sollte der Einfluss der Kantenradien nicht unterschätzt werden. Gerade bei gegossenen Strukturen können meist keine scharfen Kanten realisiert werden und es ist mit einer deutlich geringeren Wärmeübergangsintensivierung als bei ideal scharfkantigen Elementen zu rechnen.

4.3.4 Einfluss der Reynoldszahl

Für alle hier untersuchten Reynoldszahlen bleibt die charakteristische Wärmeübergangsverteilung, wie sie z.B. in Abb. 4.13 dargestellt ist, erhalten. Eine stärkere Anströmung induziert aber ebenfalls eine stärkere Sekundärströmung, so dass die Längswirbel weiter auseinander driften, was auch in der Wärmeübergangsverteilung zu sehen ist. Hierauf wird detailliert in 4.4 zur Beschreibung der Strömung eingegangen.

In Abb. 4.20 ist die mittels transientser TLC-Methode bestimmte Wärmeübergangsverteilung hinter VG I für die jeweils minimal und maximal untersuchten Reynoldszahlen dargestellt (siehe auch Abb. 4.18 für $Re=300.000$). Die stärkere Aufspreizung der Längswirbel bei steigender Re ist deutlich zu sehen. Für $Re=150.000$ zeigt sich eine klare Struktur für die Verteilung des Wärmeübergangs, dessen Maxima stets den Trajektorien der Längswirbel zugeordnet werden können. Auch bei $Re=550.000$ treten diese Maxima auf, es kann jedoch noch ein weiteres Phänomen aufgezeigt werden. Es zeigt sich ein zusätzliches lokales Maximum im Bereich $1,5 < x_{VG}/L_{VG} < 4$ auf der Symmetrielinie des Kanals.

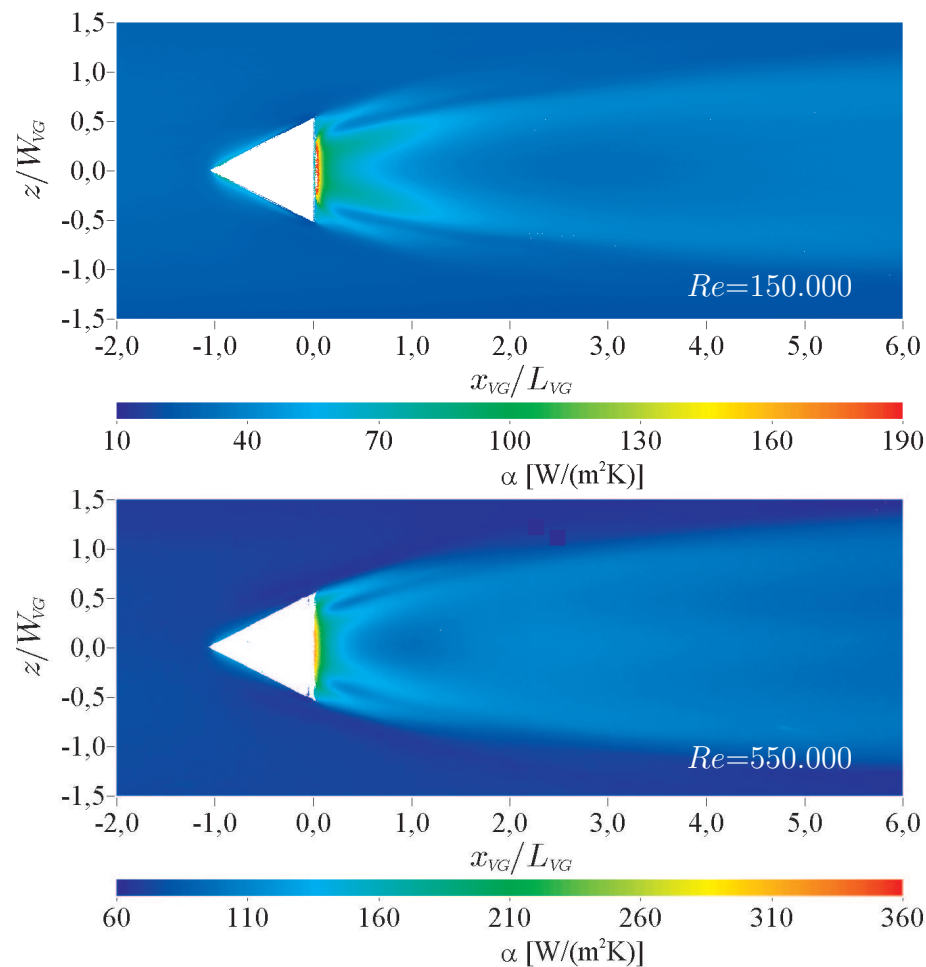


Abbildung 4.20: Wärmeübergang bei Variation der Reynoldszahl

Dies kann durch die Trajektorien des maximalen Wärmeübergangs verdeutlicht werden. Zur Auswertung der Maxima wurde die Symmetrie der Wärmeübergangsverteilung ausgenutzt. Ausgehend von $z=0$ wurden jeweils die halben Flächen in positiver und negativer z -Richtung hinsichtlich der Absolutwerte und Lage der Maxima des Wärmeübergangs ausgewertet. Eine anschließende Mittelung führt auf die hier dargestellten Daten. Abbildung 4.21 zeigt die maximale Wärmeübergangssteigerung und die zugehörigen Trajektorien. Eine Erhöhung der Reynoldszahl von 150.000 auf 300.000 treibt die Längswirbel deutlich weiter auseinander. Eine weitere Steigerung auf $Re=450.000$ zeigt im Bereich $0 < x_{VG}/L_{VG} < 2,5$ nochmals ein etwas stärkeres Auseinanderdriften der Wirbel, weiter stromab ist das lokale Maximum im Wärmeübergang aber nicht mehr eindeutig der Wirbelposition zuzuordnen. Hier können die lokalen Maxima an den Positionen der Längswirbel, aber auch im Bereich der Kanalmitte auftreten. In diesem Fall führt die oben erwähnte Mittelung der Werte beider getrennt voneinander ausgewerteten Flächen zu Sprüngen in den Positionen der Maxima und gibt somit nicht deren tatsächliche Lage wieder. Aus diesem Grund ist der Verlauf der Trajektorie nicht vollständig dargestellt, deutlich wird aber das zusätzlich auftretende Maximum in z -Richtung.

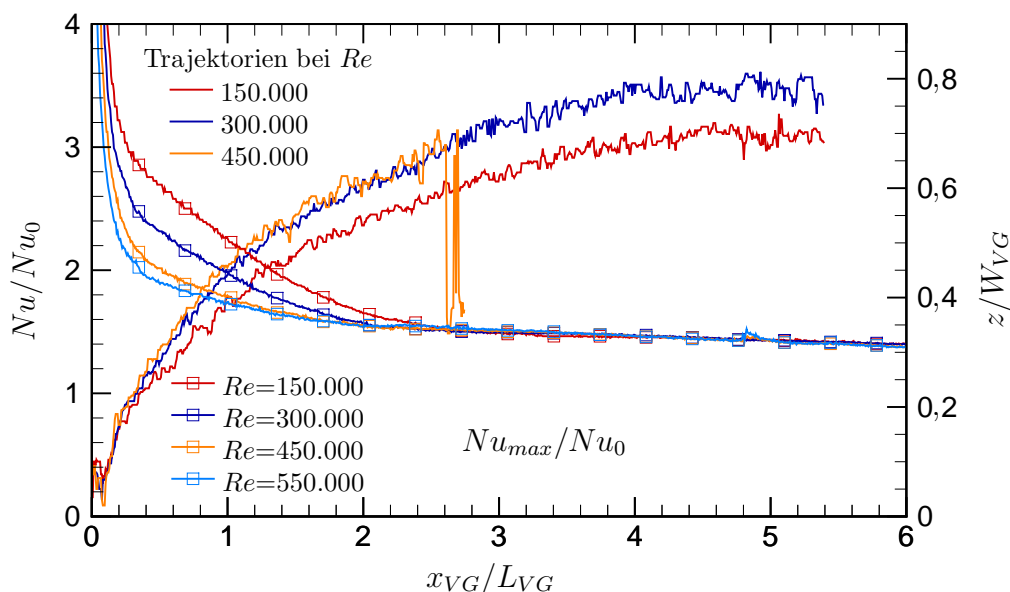
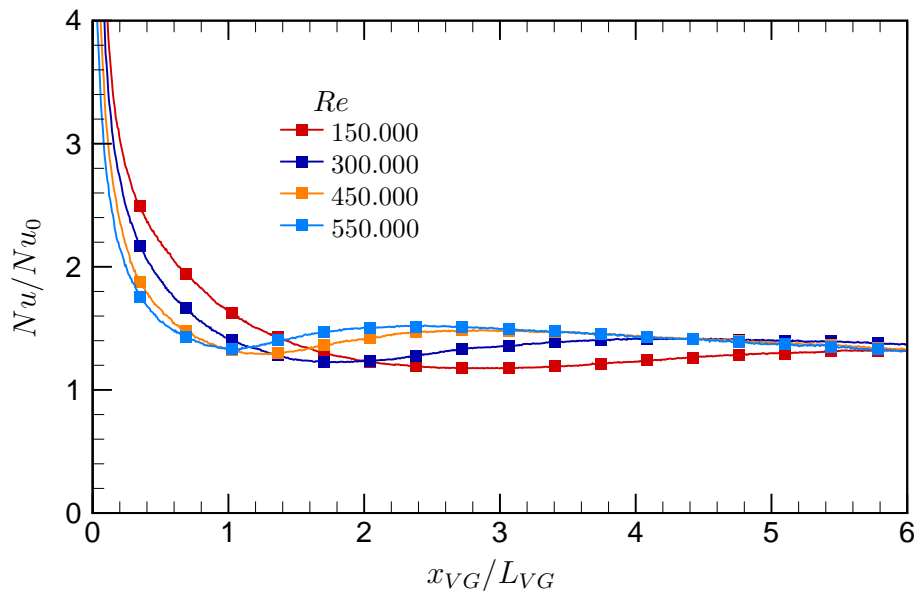


Abbildung 4.21: Nu_{max}/Nu_0 , maximale Wärmeübergangssteigerung und Trajektorien für VG I

In Abb. 4.22 sind die Verläufe für Nu/Nu_0 auf der Symmetrielinie des Kanals gezeigt. Die Lage der in 4.3 angesprochenen lokalen Minima im Wärmeübergang zeigt eine klare Abhängigkeit von Re . Angefangen bei der niedrigsten Reynoldszahl zeigt der Nu/Nu_0 -Verlauf in der Region des Minimums eine sehr schwache Krümmung. Mit steigenden Re rücken die Minima näher an den VG, die Kurvenverläufe zeigen eine steigende Krümmung und die Ausdehnung der Minima verringert sich stetig.

Für die höchsten hier dargestellten Re sowie einen ausreichend großen Abstand vom VG ($x_{VG}/L_{VG} > 3$) liegen die Verläufe von Nu/Nu_0 auf der Symmetrielinie und an der Position des Maximums praktisch auf einem Niveau und verdeutlichen abermals die Problematik bei der Detektion des Maximums.

Abbildung 4.22: Nu/Nu_0 auf der Mittellinie für VG I

Generell ist der höchste Wärmeübergang auch bei höchster Re zu erwarten, wohingegen die Wärmeübergangssteigerung Nu/Nu_0 mit steigender Re abnimmt.

4.3.5 Einfluss von Turbulenzgittern

Dieses Kapitel ist bewusst dem Einfluss von Turbulenzgittern und nicht einer einzelnen Größe des Strömungsfeldes wie z.B. dem Turbulenzgrad Tu gewidmet, da es sich äußerst schwierig gestaltet, nur einen Parameter zu variieren. Die eingesetzten Turbulenzgitter wirken sich somit auf einige Parameter aus, die in 4.1.2 und 4.1.1 genauer erläutert wurden.

Die im Kanal vorherrschende Strömung bestimmt den Wärmeübergang. Vereinfacht entspricht das Strömungsfeld hinter jedem eingesetzten Element (Rippen, Pins, VGs, usw.) einer Überlagerung der Anströmung und der von diesem Element erzeugten Störungen. Die Anströmung wird durch ein charakteristisches Geschwindigkeitsprofil mit einer enthaltenen Grundturbulenz definiert. Im Folgenden soll der Einfluss verschiedener Anströmungen auf den Wärmeübergang hinter einem VG (hier am Beispiel von VG I) geklärt werden.

Der Konturplot in Abb. 4.23 zeigt die Wärmeübergangsverteilung hinter VG I für drei verschiedene Anströmbedingungen bei einer konstanten Reynoldszahl ($Re = 450.000$). Die hier dargestellten Ergebnisse zum Wärmeübergang wurden mit der transienten Messmethode erzielt. Die von den Längswirbeln hervorgerufene typische Struktur bleibt beim Einsatz der Turbulenzgitter erhalten, und es sind keine merklichen Unterschiede festzustellen.

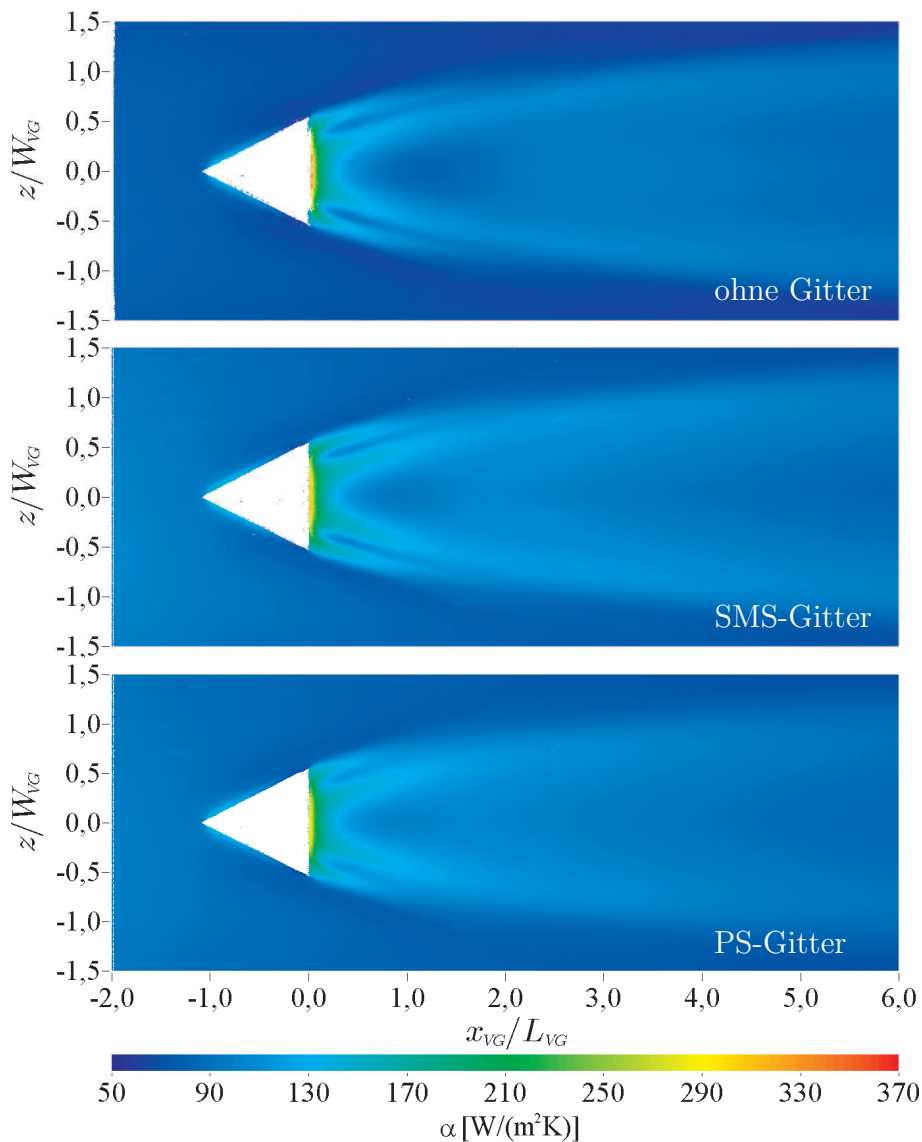
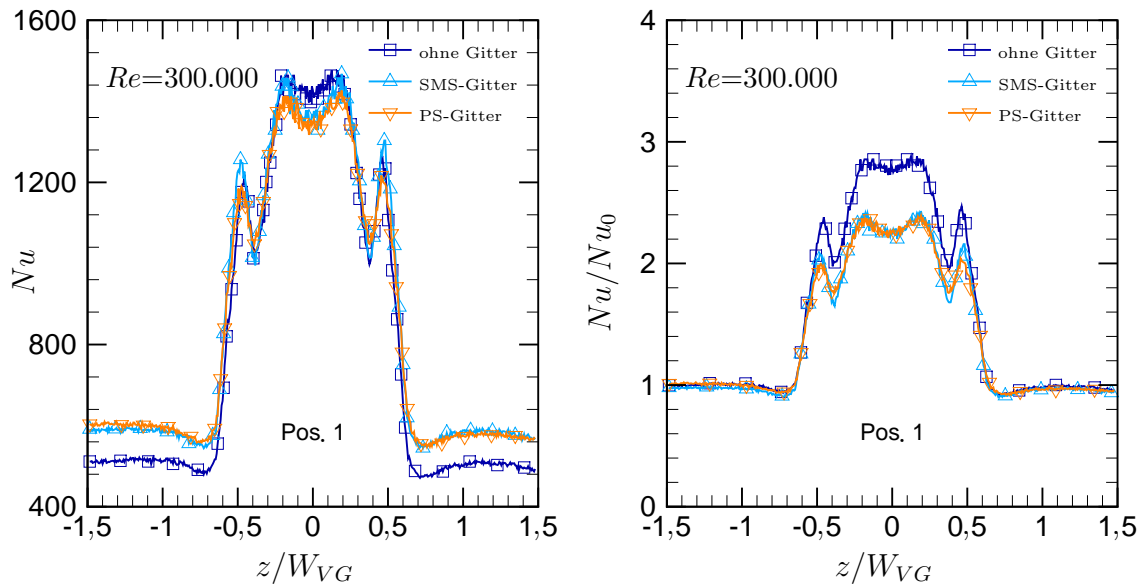


Abbildung 4.23: Wärmeübergang, Einfluss von Turbulenzgittern, $Re=450.000$

Eine quantitative Aussage kann durch Abb. 4.24 getroffen werden. Der Verlauf von Nu (links) zeigt für $Re=300.000$, wie die eingesetzten Turbulenzgitter eine Änderung des Wärmeübergangs der freien Anströmung hervorrufen. In dem von VG I unbeeinflussten Bereich ($|z/W_{VG}| > 1$) sind beim Einsatz des SMS- oder PS-Gitters Steigerungen der Nußeltzahl von bis zu 18% möglich. Auf der Symmetrieachse und im Bereich der Längswirbel sind lediglich Abweichungen von wenigen Prozent zu verzeichnen. Die Darstellung von Nu/Nu_0 (rechts) kann hier zu einer Fehlinterpretation verleiten, da bei freier Anströmung die relativen Überhöhungen der Nußeltzahlen weit höher ausfallen, als mit der erhöhten Grundturbulenz durch den Einsatz der Gitter.

Abbildung 4.24: Wärmeübergang bei Turbulenzgittern, $Re=300.000$

4.4 Strömung bei Einzelwirbelgeneratoren

Die detaillierte Vermessung des Strömungsfelds wurde mit PIV vorgenommen. In der hochgradig dreidimensionalen Strömung, die gerade in den Wirbelstrukturen hohe turbulente Schwankungen aufweist, sind CTA-Messungen oft fehlerbehaftet und nur bedingt zu gebrauchen (siehe auch 3.2.6). Zur grundlegenden Beschreibung der Wirbel im Hinblick auf Position und Wirbelstärke kam die einfachere 2d-PIV zum Einsatz. Für detailliertere Auswertungen wurde auf alle drei Raumkomponenten zurückgegriffen und 3c-PIV eingesetzt.

Abbildung 4.25 verdeutlicht die Laserlichtschnittebenen, an denen Messungen durchgeführt wurden. Die Positionen der yz -Ebenen entsprechen denen der Wärmeübergangsmessungen und sind in Tab. 4.3 zusammengestellt. Die Messebenen parallel zur Hauptströmung (xy -Ebene) werden im Folgenden durch ihre z -Koordinate definiert.

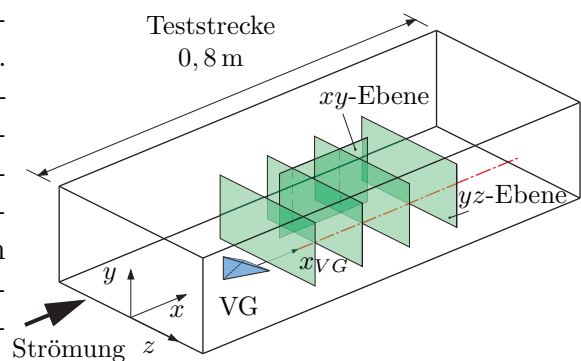


Abbildung 4.25: Schema der Laserlichtschnitte

4.4.1 Gemittelte Größen

Für eine repräsentative Beschreibung der mittleren Strömungsgeschwindigkeiten waren in der Regel 200 Aufnahmen ausreichend. Zur Erfassung des Sekundärströmungsfelds war die Blickrichtung der Kamera entgegen der Hauptströmungsrichtung ge-

Tabelle 4.3: Positionen der Laserlichtschnitte

yz -Ebene	Pos. 1	Pos. 2	Pos. 3	Pos. 4
x_{VG} [m]	0,01	0,11	0,21	0,31
$x_{VG}/L_{VG}^{(*)}$	0,154	1,692	3,231	4,769
xy -Ebene	nach z -Koordinate bezeichnet			

(^{*}): alle VGs außer VG IV

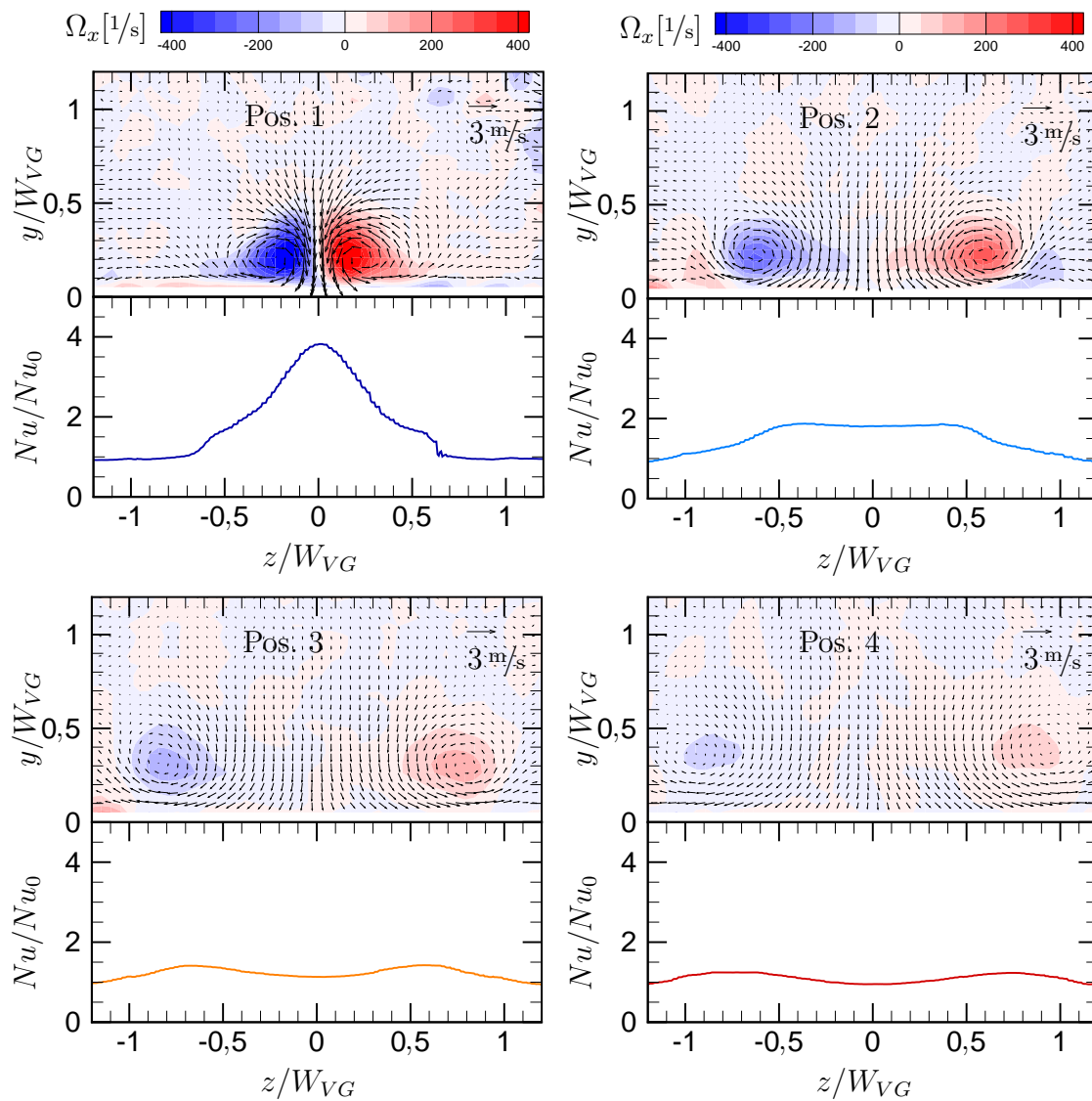


Abbildung 4.26: Strömungsfeld und Nu/Nu_0 , VG V, $Re=80.000$

wandt (siehe auch 3.2.9 Abb. 3.10). Die folgenden Ergebnisse geben Aufschluss über die Position und Ausdehnung der Längswirbel und liefern außerdem Informationen zur Rotation und der damit verbundenen Wirbelstärke. Die induzierten Wirbel sind

einerseits abhängig von der Geometrie der VGs, andererseits aber auch durch die Anströmung bestimmt. In Abb. 4.26 ist das Sekundärströmungsfeld bei $Re=80.000$ an verschiedenen Positionen stromab von VG V gezeigt. Unmittelbar hinter VG V (Pos. 1) stehen die Wirbel noch sehr nah zusammen und führen zu einer stark ausgeprägten Strömung zur Wand hin. Mit zunehmendem Abstand driften die Wirbel weiter auseinander und verlieren an Intensität, was in der Abnahme der Rotation mit zunehmender Lauflänge der Wirbel deutlich zu sehen ist.

Die zusätzlich dargestellten Verläufe für Nu/Nu_0 verdeutlichen den direkten Zusammenhang von Wirbelposition und Wärmeübergang. Der maximale Wärmeübergang folgt der lateralen Position des Wirbels, verglichen mit dem Wirbelzentrum ist er aber stets leicht zur Symmetrieachse hin verschoben.

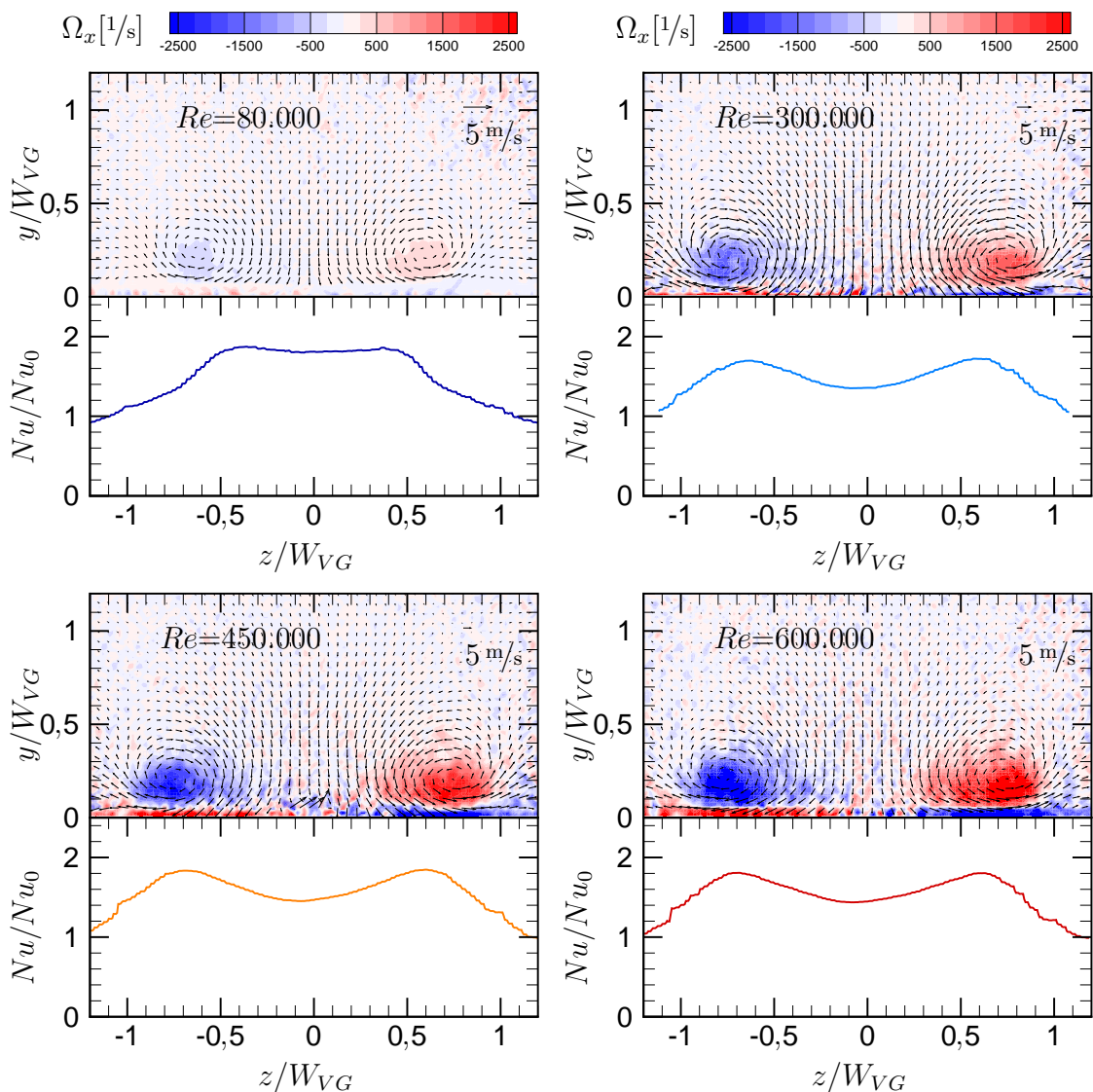


Abbildung 4.27: Strömungsfeld und Nu/Nu_0 , VG V, Pos. 2

Abbildung 4.27 zeigt die Auswirkungen auf das Sekundärströmungsfeld an Position 2 hinter VG V bei Variation der Anströmung. Mit steigender Re sind höhere

Geschwindigkeiten der Sekundärströmung und damit stärkere Wirbel zu erwarten. Die Konturplots zeigen eine größere Rotation mit steigender Re . Auch das Auseinanderdriften der Wirbel ist mit zunehmenden Anströmgeschwindigkeiten stärker ausgeprägt. Wohingegen zwischen $Re=80.000$ und 300.000 noch deutliche Unterschiede in den Wirbelpositionen zu erkennen sind, nimmt der Einfluss für die höheren Re ab.

Der Verlauf für Nu/Nu_0 zeigt wiederum die Positionen des maximalen Wärmeübergangs im Vergleich zur Wirbelposition und bestätigt die zuvor gewonnenen Erkenntnisse.

Für manche der hier dargestellten Ergebnisse sind hohe Werte für Ω_x im wandnahen Bereich auffallend. Diese Regionen sind auf Reflexionen des Laserlichts und damit resultierende Fehlvektoren zurückzuführen und sollten deshalb für eine weitere Interpretation ausgenommen werden.

Zur genaueren Charakterisierung der Wirbel wurden 3c-PIV-Messungen durchgeführt. Der etwas aufwendigere Versuchsaufbau (siehe 3.2.10) wird durch die detaillierte Erfassung aller drei Geschwindigkeitskomponenten des vorherrschenden Strömungsfelds gerechtfertigt und erlaubt eine bessere Interpretation der Ergebnisse. Das 3c-PIV-Vektorfeld in Abb. 4.28 liefert einen ersten Einblick in die erwartete Strömung hinter VG I. Der Konturplot veranschaulicht die Hauptströmungsgeschwindigkeit v_x und zeigt einen deutlichen Geschwindigkeitsrückgang im Bereich der Wirbel. Gut zu sehen ist auch, wie im Gebiet zwischen den Wirbeln („downwash region“) eine Beschleunigung von v_x auftritt, was in einer Reduktion der hydrodynamischen Grenzschicht resultiert. Die ebenso dargestellten Vektoren verdeutlichen die Drehrichtung des Wirbelpaars.

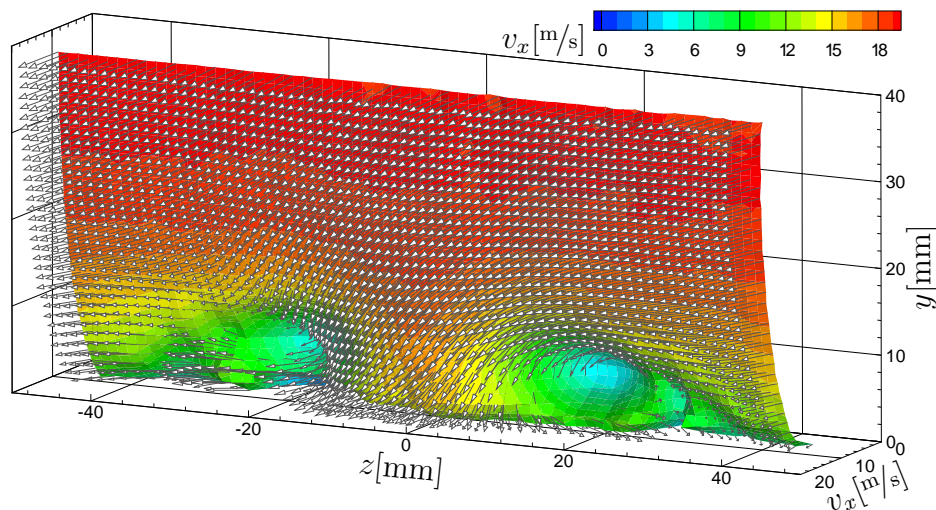


Abbildung 4.28: 3c-Strömungsfeld, VG I, Pos. 1, $Re=300.000$

Der im Folgenden dargestellte Datensatz wurde neben der Berechnung der gemittelten Strömungsgrößen auch zur statistischen Turbulenzbewertung herangezogen und besteht aus einer Gesamtanzahl von 3.000 Aufnahmen je Messung. Anhand der von VG I induzierten Wirbel sollen die grundlegenden Phänomene aufgezeigt werden. Zwei ausgewählte Messebenen (xy - und xz -Ebene) definieren eine Schnitt-

gerade, an der damit die Möglichkeit zum Vergleich der jeweils gemessenen Geschwindigkeitskomponenten gegeben ist.

In Abb. 4.29 sind die Geschwindigkeiten v_x und v_y in einem Schnitt durch den Wirbelkern hinter VG I dargestellt. Hier wird die Abnahme von v_x im Wirbel deutlich. Ausgehend von der Kanalmitte fällt die Hauptströmungsgeschwindigkeit zur Wand hin stark ab, bis sie im Wirbelzentrum ein lokales Minimum durchläuft. Bei weiterer Annäherung an die Wand nimmt v_x wieder zu, bis schließlich der Wandeinfluss die Geschwindigkeit auf 0 abbremst. Dies kann sowohl aus den Daten der xy - als auch der yz -Ebene entnommen werden, die eine sehr gute Übereinstimmung zeigen und damit auch die gemessenen Geschwindigkeiten normal zur Laserlichtsmittebene validieren. Leichte Differenzen können aus abweichenden Anströmbedingungen resultieren, da beide Ebenen nicht simultan vermessen werden konnten und ein zwischenzeitlicher Umbau der Messeinrichtung notwendig war. Beide hier dargestellten Reynoldszahlen zeigen das gleiche Bild. Am Nulldurchgang der Quergeschwindigkeiten v_y kann das Wirbelzentrum ebenfalls gefunden werden. Die Position stimmt gut mit dem lokalen Minimum von v_x überein. Auffallend sind höhere Quergeschwindigkeiten in Wandnähe als im Vergleich zur Kanalmitte. Betrachtet man den Wirbel als rotierendes Fluid, das im Gesamten seine Kontinuität wahren soll, muss ober- wie unterhalb des Wirbelkerns die gleiche Fluidmasse passieren. Oberhalb des Kerns ist die Kanalwand relativ weit entfernt, so dass kaum Wechselwirkung zum Wirbel besteht. Die untere Hälfte des Wirbels ist stark vom Wandeinfluss geprägt, im deutlich kleineren Bereich zwischen Kanalwand und Wirbelkern wird daher die Strömung stärker beschleunigt und führt zu der hier dargestellten Geschwindigkeitsverteilung.

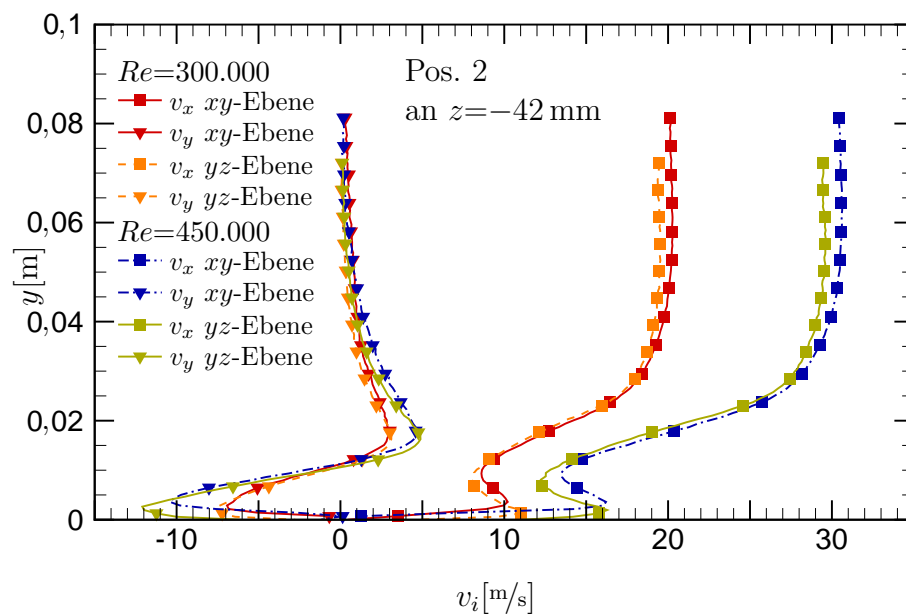


Abbildung 4.29: Geschwindigkeiten im Schnitt durch Wirbelkern hinter VG I

4.4.2 Fluktuationsgrößen

Folgende Erklärungen stützen sich lediglich auf die mittels PIV gewonnenen Daten. Wie bereits erwähnt, gestalten sich CTA-Messungen in turbulenten Wirbelströmungen sehr komplex und erfordern dementsprechend komplizierte Sonden sowie Auswerteverfahren. Am Beispiel einer CTA-Messung mit Traversierung durch einen Wirbelkern soll noch einmal kurz auf diese Problematik eingegangen werden. Abbildung 4.30 zeigt die Hauptströmungskomponente v_x der Geschwindigkeit für eine PIV- und CTA-Messung, wobei letztere gerade in Wandnähe deutlich höhere Geschwindigkeiten aufweist. Für diese Messung kam eine Zweidraht-Sonde zum Einsatz, wobei die Drähte parallel zur xy -Ebene mit je $\pm 45^\circ$ zur x -Achse ausgerichtet waren. Alle Geschwindigkeiten in z -Richtung werden von der CTA-Sonde fälschlicherweise als x -Komponente betrachtet, da sie von beiden Drähten mit gleicher Wichtung erfasst werden. Die Sonde detektiert hierbei eine Momentangeschwindigkeit, die aus Mittel- und Fluktuationsanteil zusammengesetzt ist. Auch bei einer im Mittel verschwindenden Querströmung wäre also eine Auswirkung auf den Messwert zu erwarten. Mit Hilfe der PIV-Daten kann aber v_z extrahiert und versucht werden, den Fehler bei der CTA-Messung zu eliminieren. Aus jeder PIV-Einzelaufnahme wird der Betrag der z -Komponente gebildet und anschließend ihr Mittelwert mit dem aufgenommenen CTA-Signal nach den bekannten Winkelfunktionen mit

$$v_{x(CTA)korr} = \sqrt{v_{x(CTA)}^2 - 2v_{z(PIV)}^2} \quad (4.6)$$

verrechnet.

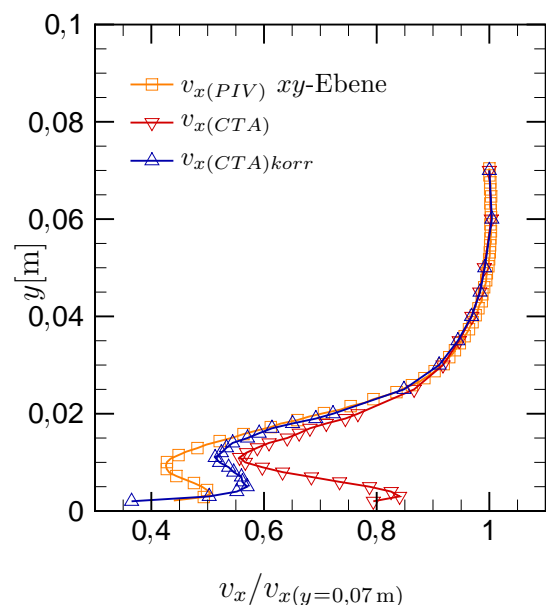


Abbildung 4.30: v_x , Schnitt durch Wirbelkern an Pos. 2 hinter VG I, $Re=300.000$

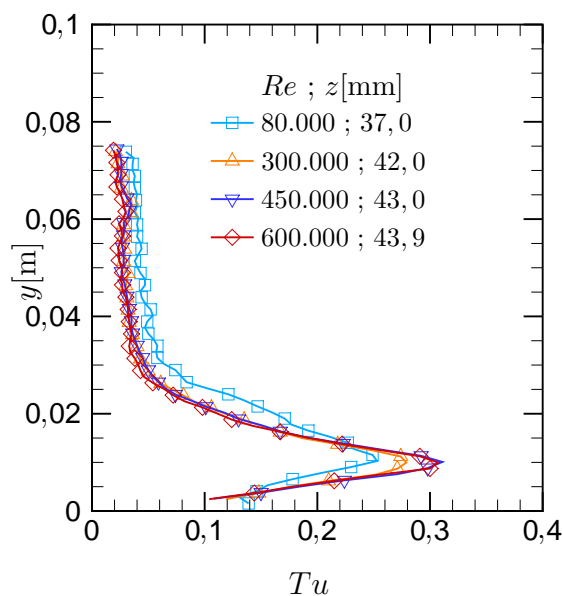


Abbildung 4.31: Tu , Schnitt durch Wirbelkern an Pos. 2 hinter VG I

In Abb. 4.30 zeigt die so gewonnene Geschwindigkeit $v_{x(CTA)korr}$ gerade im Bereich hoher Queranströmung eine deutlich bessere Übereinstimmung mit den PIV-

Daten. Da beide Datensätze aber miteinander verrechnet wurden, sind sie zur gegenseitigen Validierung nur bedingt zu gebrauchen, so dass im Folgenden nur auf PIV zurückgegriffen wird.

Abbildung 4.31 zeigt den Turbulenzgrad im Verlauf durch den Wirbelkern bei verschiedenen Re . Hierfür wurden aus den Sekundärströmungsfeldern an Pos. 2 die Koordinaten der Wirbelzentren bestimmt. Für identische Re wurde dann der Laserlichtschnitt an die jeweilige Position in der xy -Ebene verschoben und das Strömungsfeld aufgenommen. Innerhalb der induzierten Wirbelstränge treten deutlich höhere Tu als in der ungestörten Anströmung auf. Im Vergleich zu den in dieser Arbeit untersuchten Anströmungen (siehe 4.1.2 Abb. 4.4) sieht man, dass trotz Einsatz von Turbulenzgittern bei weitem nicht die Turbulenzintensitäten der von den VGs induzierten Wirbelstrukturen erreicht werden. In diesem Fall dominieren die VGs eindeutig das Strömungsfeld, was sich auch schon in den Ergebnissen der Wärmeübergangsmessungen bei Variation von Turbulenzgittern (4.3.5) zeigte. Mit steigender Re verringert sich der Bereich erhöhter Turbulenz, was damit erklärt werden könnte, dass die Wirbel bei höherer Strömungsgeschwindigkeit näher an die Wand gedrückt werden.

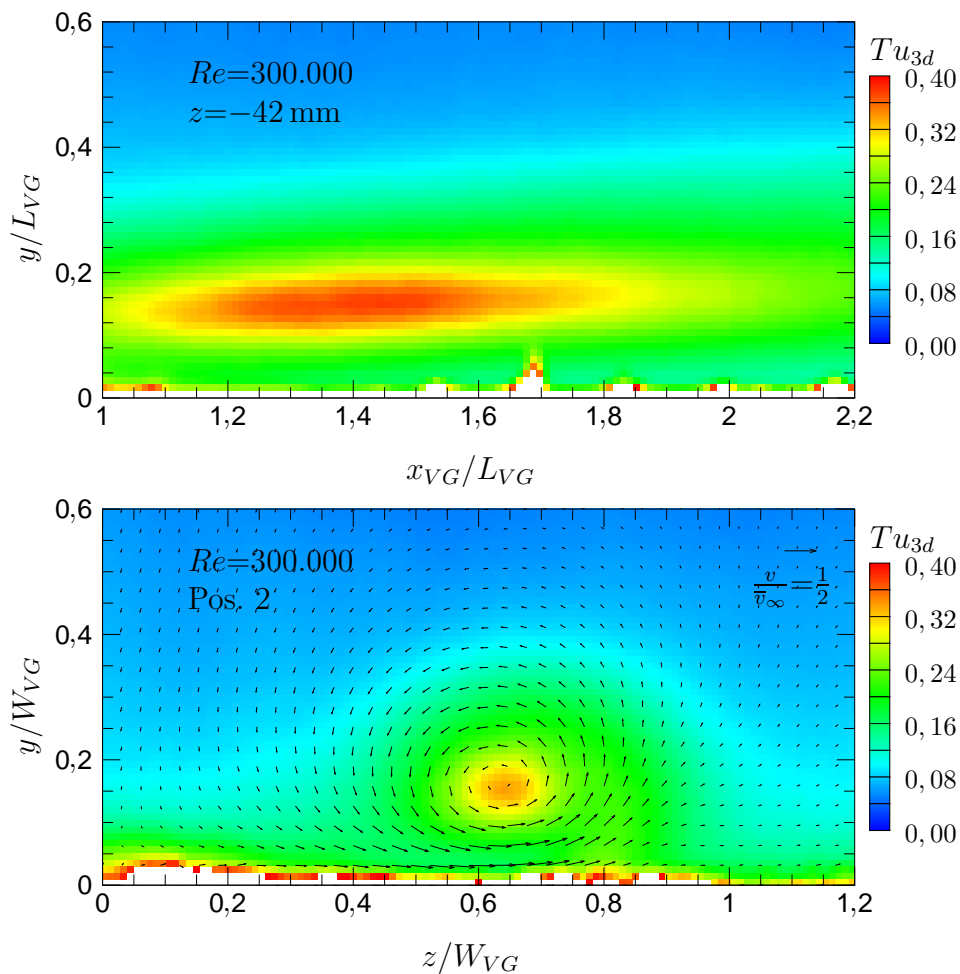


Abbildung 4.32: Tu hinter VG I, $Re=300.000$

Einen Eindruck der Tu -Verteilung in der jeweiligen Messebene liefert Abb. 4.32. Wie schon bei der Auswertung der Geschwindigkeiten wird auch für den Turbulenzgrad eine gute Übereinstimmung der Daten aus den Messungen in der xy - und yz -Ebene gefunden (Schnittgerade der beiden Ebenen an $x/L_{VG}=1,692$ und $z/W_{VG}=-0,646$). Die Darstellung von Tu in der xy -Ebene soll nicht zu Fehlinterpretationen führen und kann im vorliegenden Fall nicht dafür herangezogen werden, um Aussagen über den Turbulenzerfall im Wirbel über die Lauflänge zu machen. Der Wirbel folgt einer gekrümmten Bahn und taucht damit durch die dargestellte Messebene, die parallel zur Hauptachse des Windkanals positioniert ist, hindurch. Die Darstellung in der yz -Ebene zeigt noch einmal deutlich, dass der maximale Turbulenzgrad immer in der Nähe des Wirbelkerns zu suchen ist.

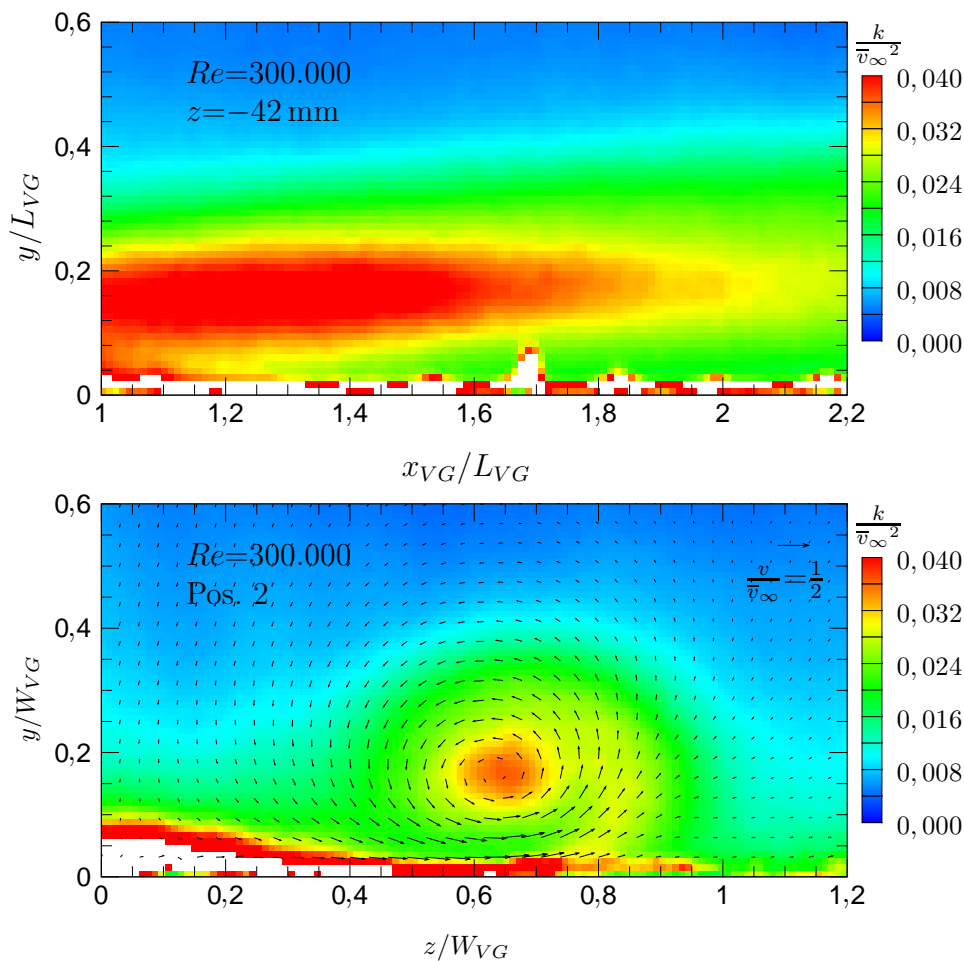


Abbildung 4.33: Kinetische Turbulenzenergie k hinter VG I, $Re=300.000$

Als weitere Größe zur Beurteilung der turbulenten Schwankungen dient die kinetische Turbulenzenergie. In Abb. 4.33 ist k dargestellt, wobei eine Normalisierung mit dem Quadrat der mittleren Anströmgeschwindigkeit \bar{v}_∞^2 vorgenommen wurde. Hier zeigt sich eine interessante Struktur der Schwankungswerte, die sich spiralförmig darstellt. In der Nähe des Wirbels scheinen in der von der Wand weg gerichteten Strömung höhere Schwankungswerte aufzutreten als in der „downwash region“ zwi-

schen den Längswirbeln. Dies kann für alle untersuchten Re gefunden werden, und ist im Anhang (B.3) aufgeführt. Im Vergleich der beiden Messebenen ist wiederum eine gute Übereinstimmung der Datensätze festzustellen.

Beide hier gezeigten Größen Tu sowie k weisen eine gewisse Ähnlichkeit auf und spiegeln ein Verhältnis der turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen, bezogen auf eine Referenzgeschwindigkeit, wieder. Nach den hier verwendeten Definitionen besteht unter anderem ein Unterschied beider Variablen darin, dass beim Turbulenzgrad die lokale Geschwindigkeit als Referenzgröße, für die kinetische Turbulenzenergie aber die globale Größe \bar{v}_∞ , herangezogen wurde. Auch daher können leichte Differenzen in den dargestellten Konturen auftreten.

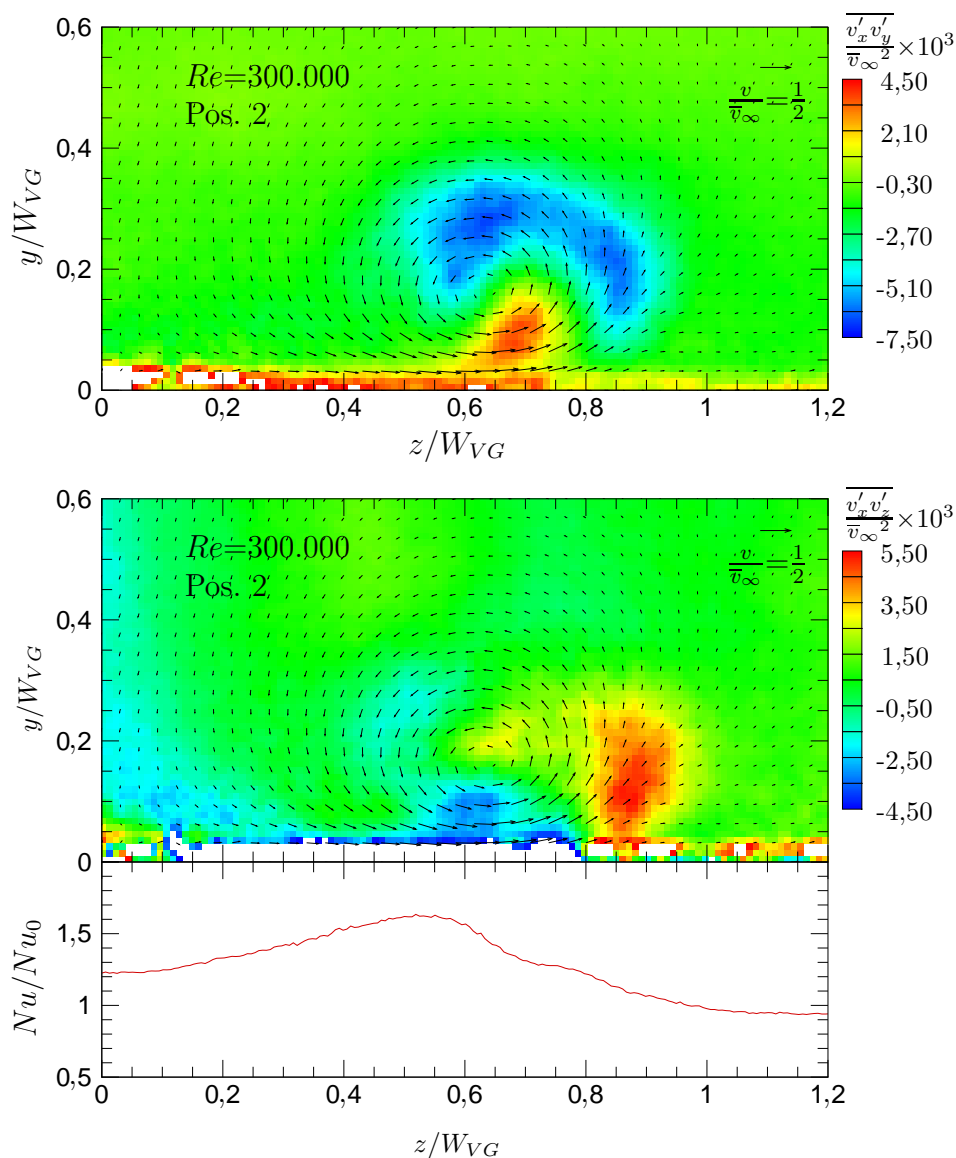


Abbildung 4.34: Reynoldsschubspannungen hinter VG I, $Re=300.000$

In Abb. 4.34 sind die Reynoldsschubspannungen $\overline{v'_x v'_y}$ und $\overline{v'_y v'_z}$ dargestellt. Die höchsten Spannungen sind im Bereich des Wirbels zu finden, wo sich eine deutliche

Ausprägung der Strukturen abzeichnet, was auch schon für Tu und k zu beobachten war. Der Vergleich mit den Messungen in der xy -Ebene zeigt abermals eine gute Übereinstimmung und ist in B.4 zu finden. Zusätzlich ist in Abb. 4.34 der Verlauf für Nu/Nu_0 dargestellt. Ein direkter Zusammenhang von Wärmeübergang und Reynoldsspannungen kann hier nicht gefunden werden. Es sind aber immer verschiedene Faktoren zur Erhöhung des Wärmeübergangs maßgeblich, und so muss immer die Kombination mehrerer Größen (Strömungsgeschwindigkeit und Richtung, Schwankungswerte, usw.) berücksichtigt werden.

Wroblewski und Eibeck [48] untersuchten in einem Windkanal mit rechteckigem Querschnitt das Strömungsfeld hinter einem Deltaflügel (ein senkrecht aufgestelltes Blech). Mittels CTA und speziell entwickelten Sonden konnten sie das dreidimensionale Strömungsfeld auch im Hinblick auf turbulente Schwankungen vermessen. Die Hauptabmessungen des Deltaflügels, der von der spitzen Seite her mit einer Geschwindigkeit von $\bar{v}_\infty = 10,6 \text{ m/s}$ angeströmt wurde, entsprechen in etwa denen des VG I, wobei der Tetraeder eine im Bezug zur Hauptströmungsrichtung mehr als doppelt so hohe Anstellung der Seitenfläche besitzt ($26,6^\circ$) als der Deltaflügel (lediglich 12°). Die Grenzschichtdicke beider Untersuchungen entspricht in etwa der Höhe des jeweils eingesetzten Wirbelerzeugers. In einem Schnitt senkrecht zur Hauptströmung durch einen induzierten Längswirbel zeigen die Verteilungen der kinetischen Turbulenzenergie sowie die Reynoldsschubspannungen $\overline{v'_x v'_y}$ und $\overline{v'_x v'_z}$ eine deutliche Ähnlichkeit zu den hier vorgestellten Ergebnissen, auch wenn die aktuellen Messungen in ihren Absolutwerten über denen von Wroblewski und Eibeck liegen. Dies mag einerseits durch die unterschiedlichen Anstellwinkel der Elemente, aber auch durch unterschiedliche Anströmbedingungen (aktuelle Messung $\bar{v}_\infty = 18,2 \text{ m/s}$) hervorgerufen werden.

Weitere Ergebnisse zu Tu und k bei Variation der Reynoldszahl sind in B.2 sowie B.3 aufgeführt. Eine detaillierte Darstellung der Reynoldsschubspannungen sowie der Reynoldsschen Hauptspannungen ist in B.4 und B.5 zu finden.

4.5 Theorie zur Wirbelmechanik

Zur repräsentativen Beschreibung von Wirbeln lassen sich einige charakteristische Größen heranziehen. Die Drehung des Fluides kann mit der Rotation Ω_x

$$\Omega_x = \frac{\partial v_y}{\partial z} - \frac{\partial v_z}{\partial y} \quad (4.7)$$

beschrieben werden und ist also eine Funktion des Vektorfeldes. Veranschaulicht gibt sie für jeden Ort an, wie schnell und um welche Achse ein im Fluid mitschwimmender Körper rotieren würde. Die Zirkulation, oder auch Wirbelstärke Γ , kann hieraus abgeleitet werden. Sie kann einerseits durch ein Wegintegral über das Geschwindigkeitsfeld um den eingeschlossenen Wirbel oder auch durch ein Flächenintegral über die Rotation des Vektorfeldes berechnet werden, wie es auch in Abb. 4.35 schematisch dargestellt ist.

$$\Gamma = \oint_s \vec{v} d\vec{s} = \iint_{yz} \Omega_x dydz \quad (4.8)$$

Bei letzterem Weg ist es in der Praxis sinnvoll, eine geeignete Grenze zu wählen, um die Integration über Ω_x zu erleichtern. Gewählt wird ein grobes Integrationsgebiet um einen Wirbel, der analysiert werden soll. Fällt innerhalb dieses Gebiets der Wert der Rotation unter eine festgelegte Grenze von z.B. $\Omega_x \leq 0,01 \Omega_{x,max}$, wird dieser Bereich ausgeschlossen und nur noch über den übrigen Bereich integriert. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde die Auswertung mittels eines LabVIEW™-Programms realisiert, das beide angesprochenen Auswerteverfahren ermöglicht. Bei entsprechend guten Messdaten können nur marginale Unterschiede der Γ -Werte festgestellt werden.

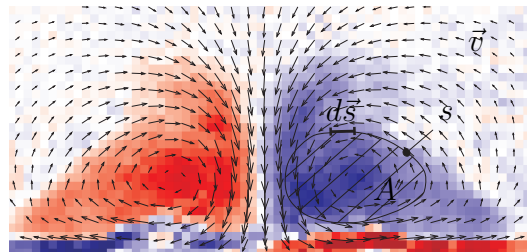


Abbildung 4.35: Sekundärströmungsfeld und Berechnung der Zirkulation Γ

Als weitere charakteristische Größen spielen die Position des Wirbels in Bezug auf Grenzen im Strömungsfeld (z.B. die Wand des Windkanals), aber auch Abstände benachbarter Wirbel, eine entscheidende Rolle. Gentry und Jacoby [13, 14] fanden einen Zusammenhang der Wirbelstärke und der Trajektorie von Längswirbeln mit Wandeinfluss (z.B. in einer Kanalströmung).

Für zwei gegenläufig drehende Längswirbel in einem Kanal kann mittels des sogenannten Spiegelungsprinzips eine erste Näherung gefunden werden, wenn nur die jeweils ersten gespiegelten Wirbel berücksichtigt werden, und alle Interaktionen der abgebildeten Wirbel untereinander vernachlässigt werden. In Abb. 4.36 ist dieser Sachverhalt schematisch dargestellt. Der Übersicht wegen sind hier nur die induzierten Geschwindigkeiten $v_{b,i}$ auf den Wirbel b abgebildet (mit i als Laufindex für die induzierenden Wirbel).

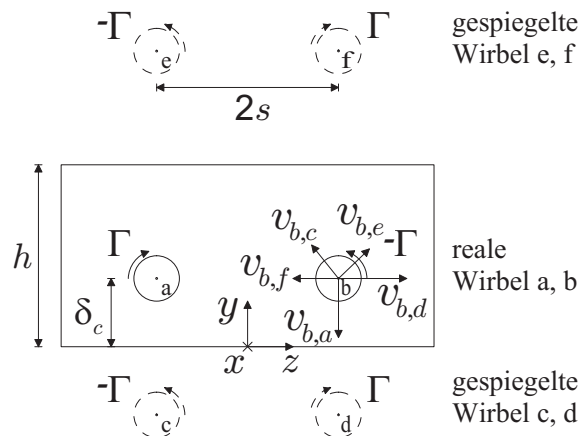


Abbildung 4.36: Schema der Wirbel und ihrer induzierten Geschwindigkeiten

Mit den getroffenen Annahmen lässt sich die Wirbelstärke durch die Beziehung

$$\Gamma \approx \frac{4\pi\delta_c\bar{v}_x\frac{\Delta z}{\Delta x}}{\frac{\gamma^2}{\gamma^2+1} - 1 + \frac{1}{\sigma-1} - \frac{\gamma^2(\sigma-1)}{(\sigma-1)^2\gamma^2+1}} \quad \text{mit } \sigma = \frac{h}{\delta_c} \quad \text{und } \gamma = \frac{\delta_c}{s} \quad (4.9)$$

darstellen. In Gl. 4.9 wird der Abstand der realen Wirbel von der Wand, auf der der VG montiert ist, mit δ_c bezeichnet. Dieser Abstand geht ebenfalls in die beiden Variablen σ und γ ein, die eine Relation zur Kanalhöhe h und dem halben Abstand s zweier benachbarter Wirbel beschreiben. Die mittlere Geschwindigkeit der Kanalströmung, in der sich die Längswirbel mitbewegen, ist mit \bar{v}_x bezeichnet.

4.6 Wirbeltrajektorie und Position des maximalen Wärmeübergangs

Unter der Annahme, dass die Trajektorien der Maximalwerte des Wärmeübergangs mit dem Verlauf der zugehörigen Wirbel in direktem Zusammenhang stehen, bestätigt sich Gl. 4.9 für die hier erzielten Ergebnisse. Aus PIV-Messungen können die notwendigen Daten zur Bestimmung des Querverlaufs $\frac{\Delta z}{\Delta x}$ extrahiert werden. Tabelle 4.4 zeigt eine Zusammenstellung dieser Daten sowie den Wert für $\frac{\Delta z}{\Delta x}$ nach Gl. 4.9.

Tabelle 4.4: Daten zu Wirbeltrajektorien aus PIV-Messungen

	Pos.	Γ	δ_c	s	h	γ	σ	\bar{v}_x	$\frac{\Delta z}{\Delta x}$
VG I	1	0,43	0,0072	0,0185	0,2	0,389	27,778	20,2	0,204
	2	0,275	0,0097	0,0415	0,2	0,234	20,619	20,2	0,106
	3	0,246	0,0133	0,0539	0,2	0,247	15,038	20,2	0,068
VG V	1	0,827	0,0118	0,014	0,2	0,843	16,949	18,48	0,176
	2	0,711	0,0138	0,0488	0,2	0,283	14,493	18,48	0,204
	3	0,496	0,0166	0,0666	0,2	0,249	12,048	18,48	0,120
Dimension	—	m ² /s	m	m	m	—	—	m/s	—

Abbildung 4.37 stellt die Orte des maximalen Wärmeübergangs hinter VG I und VG V dar. An den Positionen 1 bis 3 ist jeweils noch die Steigung $\frac{\Delta z}{\Delta x}$ der Wirbeltrajektorien eingezeichnet. Die schlechte Übereinstimmung an Position 1 ist darin begründet, dass die Position des maximalen Wärmeübergangs nicht von einem einzelnen Wirbel, sondern von beiden benachbarten Wirbeln bestimmt wird. Direkt hinter einem VG wird diese Position von mehreren Faktoren beeinflusst und wird immer symmetrisch zum VG auf seiner Mittellinie liegen. Weiter stromab (Pos. 2 und 3) ist jedoch davon auszugehen, dass die beiden Längswirbel untereinander relativ unbeeinflusst sind und jeder für sich für einen separaten Verlauf des lokalen Maximums im Wärmeübergang verantwortlich ist. In diesen Bereichen findet sich eine

hervorragende Übereinstimmung in den Verläufen des maximalen Wärmeübergangs und der Wirbeltrajektorien.

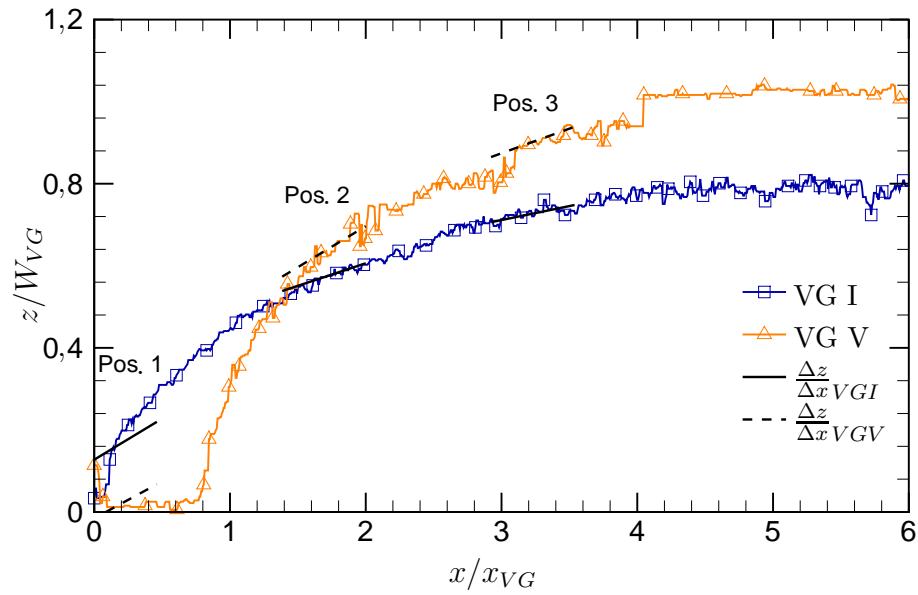


Abbildung 4.37: Verlauf des maximalen Wärmeübergangs und der Wirbeltrajektorien

4.7 Wärmeübergang bei Mehrkörperanordnungen

Grundlegende Untersuchungen wurden für Anordnungen in einer Reihe oder in paralleler Ausrichtung durchgeführt. Für sämtliche Messungen sind die Anordnungen stets symmetrisch zur Mittellinie des Strömungskanals ausgerichtet. Die VGs einer Reihenanordnung sind somit ebenso wie der mittlere VG einer Parallelanordnung von drei Bauteilen auf der Mitte des Kanals positioniert. Bei einer Parallelanordnung von nur zwei VGs sitzen diese rechts und links von der Kanalmitte. Abbildung 4.38 zeigt schematisch die Anordnungen am Beispiel von drei VGs, in Tab. 4.5 sind die untersuchten Abstände der einzelnen Bauteile zusammengestellt.

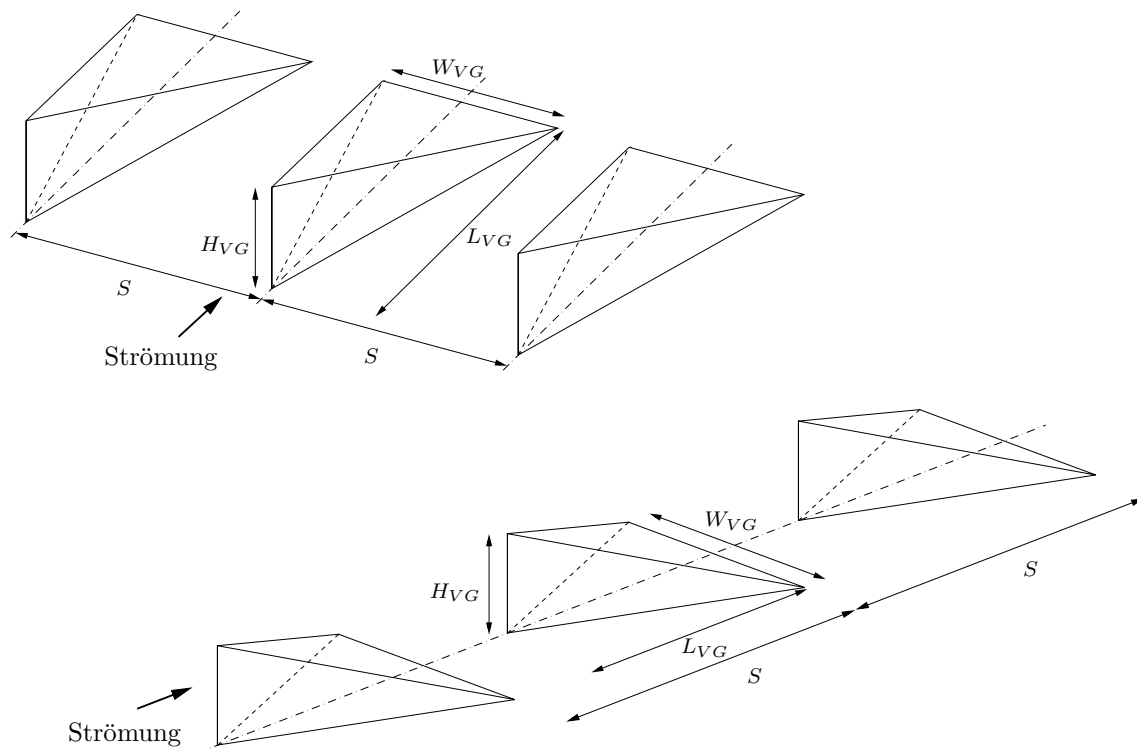


Abbildung 4.38: Parallel- und Reihenanordnung für VG I

Tabelle 4.5: Untersuchte Mehrkörperanordnungen

VG	Anzahl	Abstand S bei	
		Parallelanordnung	Reihenanordnung
I	2 und 3	$1,5 W_{VG}$	$2 L_{VG}$
I	2 und 3	$2 W_{VG}$	$3 L_{VG}$
I	2 und 3	$2,5 W_{VG}$	$4 L_{VG}$

4.7.1 Parallelanordnungen

In Abb. 4.39 ist die Wärmeübergangsverteilung hinter dem mittleren, von drei parallel und in unterschiedlichem Abstand angeordneten VGs, bei $Re=300.000$ dargestellt. Für die Anordnung mit dem Abstand von $S=2,5W_{VG}$ ist nahezu kein Unterschied zum Wärmeübergang für einen Einzel-VG zu erkennen. Die Längswirbel der benachbarten VGs können sich für diesen Fall scheinbar unbeeinflusst voneinander stromab bewegen. Mit abnehmendem Abstand reduziert sich die Breite des erhöhten Wärmeübergangs hinter dem mittleren VG, die typische Struktur der Wärmeübergangsverteilung bleibt aber immer erhalten.

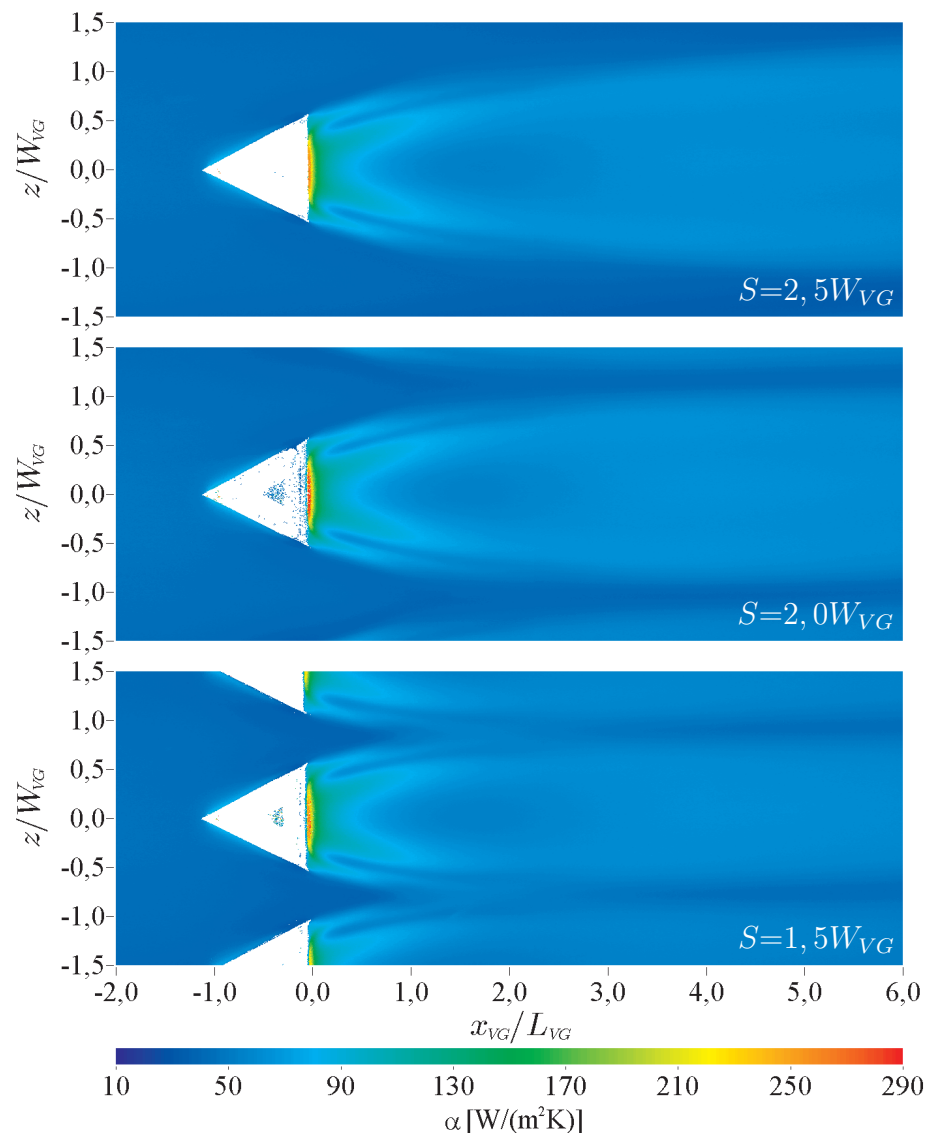


Abbildung 4.39: Wärmeübergang bei Abstandsvariation, $Re=300.000$

Für alle untersuchten Abstände sind die Daten für den Wärmeübergang auf der Kanalmittellinie identisch und werden hier nicht dargestellt. Das von den äußeren VGs induzierte Geschwindigkeitsfeld scheint symmetriebedingt in diesem Bereich

keinen Einfluss zu haben.

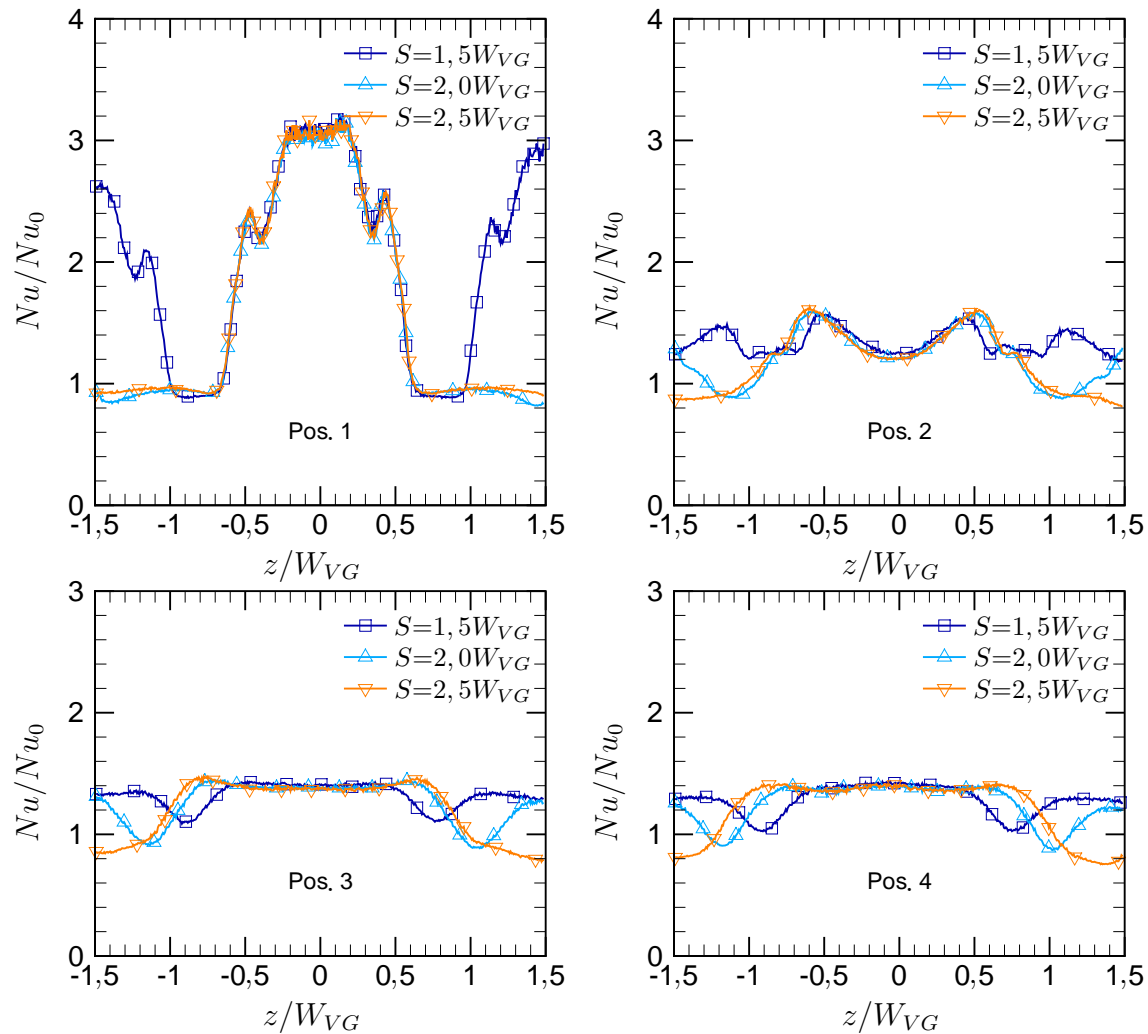


Abbildung 4.40: Wärmeübergang, Parallelanordnung $3 \times VG$ I, $Re=300.000$

Eine bessere quantitative Aussage über den Wärmeübergang als in den Konturplots kann mit Abb. 4.40 gemacht werden. An Pos. 1 und im Bereich $|z/W_{VG}| \leq 0,7$ liegen die Verläufe exakt übereinander, es findet noch keine Interaktion der Längswirbel benachbarter VGs statt. Bereits an Pos. 2 ist die Reduktion der Breite für das Gebiet erhöhten Wärmeübergangs zu verzeichnen. Dies zeigt sich zunächst nur für den kleinsten Abstand $S=1,5W$, an Pos. 3 und 4 sind die Längswirbel jedoch in ihrer Ausdehnung sowie im Verlauf ihrer Trajektorien schon soweit entwickelt, dass der Einfluss benachbarter VGs auch bei den größeren Abständen $S=2,0W$ und $2,5W$ beobachtet werden kann. Bemerkenswert ist noch, dass die absoluten Maximalwerte an den jeweils konstanten x -Positionen für alle Abstände praktisch unverändert bleiben.

Weitere Untersuchungen zu Parallelanordnungen von nur zwei VGs (Abb. 4.41), die in identischem Abstand wie in den zuvor beschriebenen Versuchen ausgerichtet waren, bestätigen die Ergebnisse. Die dargestellten Kurvenverläufe sind sowohl von

den Werten für Nu/Nu_0 , als auch in Bezug auf die Lage der lokalen Minima und Maxima sehr gut übertragbar. An Position 1 zeigt sich für große z/W_{VG} ein leichtes Abfallen der Nußeltzahlen, was sich auf ein nicht völlig homogenes Temperaturprofil der Kanalströmung zurückführen lässt.

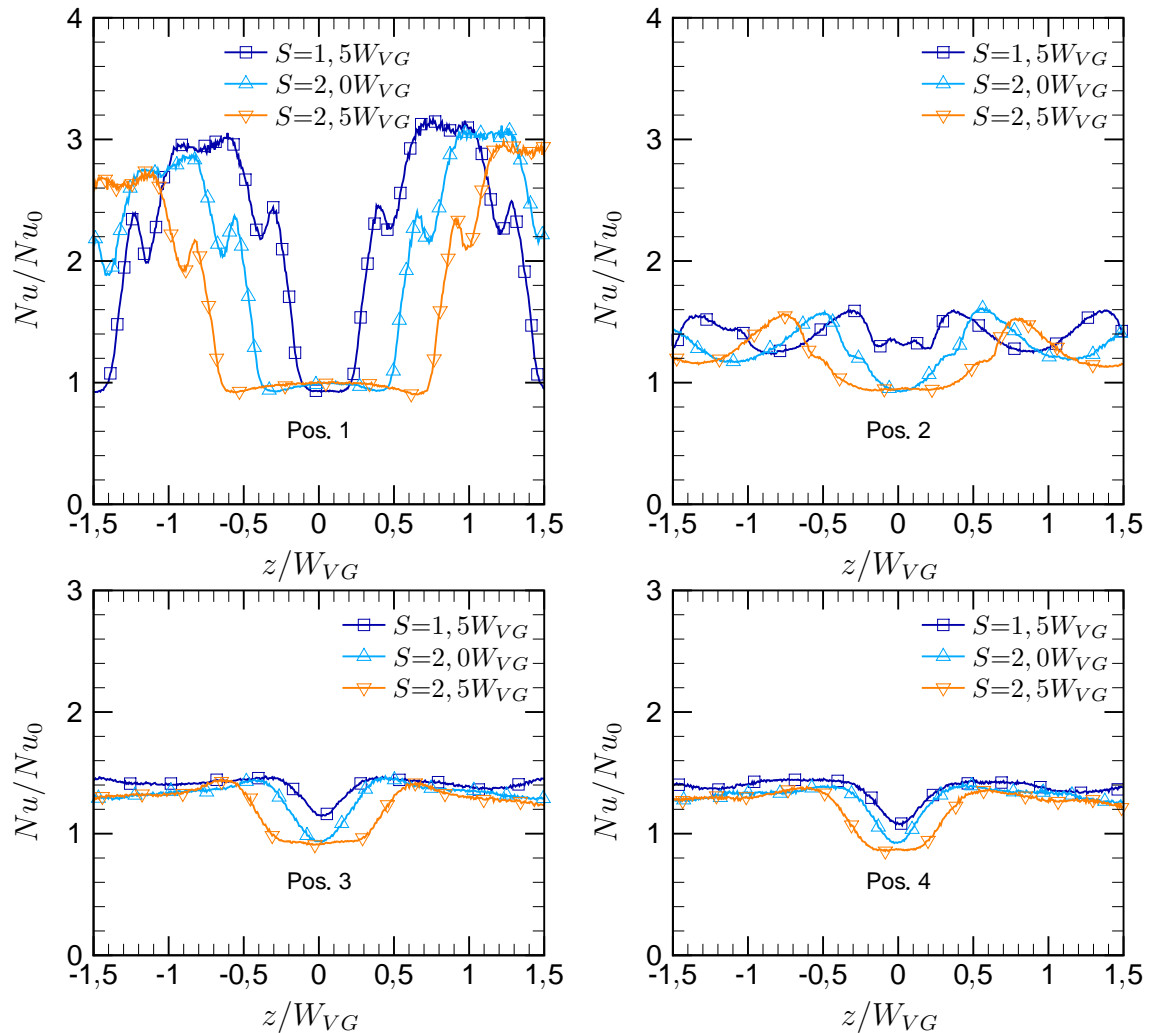


Abbildung 4.41: Wärmeübergang, Parallelanordnung $2 \times VG$ I, $Re=300.000$

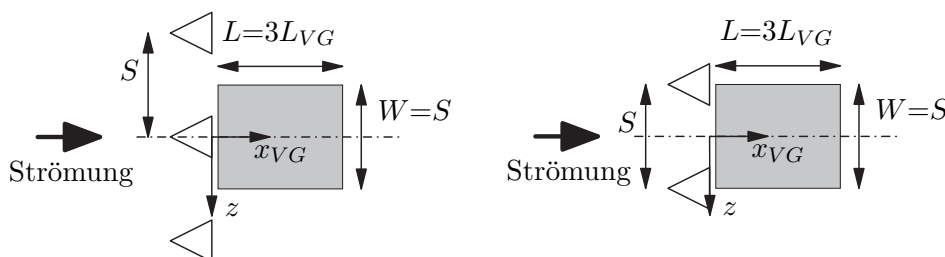
Die flächengemittelte normierte Wärmeübergangszahl \overline{Nu}/Nu_0 ist in Tab. 4.6 dargestellt. Beginnend an Pos.1 wurde für die gemittelte Fläche (symmetrisch zur Kanalmitte) eine Breite entsprechend des Abstands der VGs von $W/S=1$ und eine Länge von $L/L_{VG}=3,0$ gewählt (siehe Abb. 4.42).

Vergleicht man die Werte für eine Parallelanordnung dreier VGs mit dem Abstand $S/W_{VG}=2,5$ mit den Werten in Tab. 4.2, liefert der einzelne scharfkantige VG etwas höhere Nu/Nu_0 . Dies kann mit der stärker ausgeprägten „upwash“-Region zwischen benachbarten VGs in der Parallelanordnung erklärt werden. Die von der Wand weg gerichtete Strömung bewirkt eine Aufdickung der Grenzschicht und führt somit zu einem niedrigeren Wärmeübergang.

Mit kleiner werdendem Abstand S und dem damit verbundenen höheren Anteil

Tabelle 4.6: \overline{Nu}/Nu_0 für Parallelanordnungen

$Re/10^3$	150	300	450	550	300	450
S/W_{VG}	3×VG I				2×VG I	
1,5	1,65	1,51	1,50	1,51	1,49	1,50
2,0	1,51	1,45	1,47	1,40	1,33	1,35
2,5	1,40	1,34	1,35	1,33	1,24	1,24

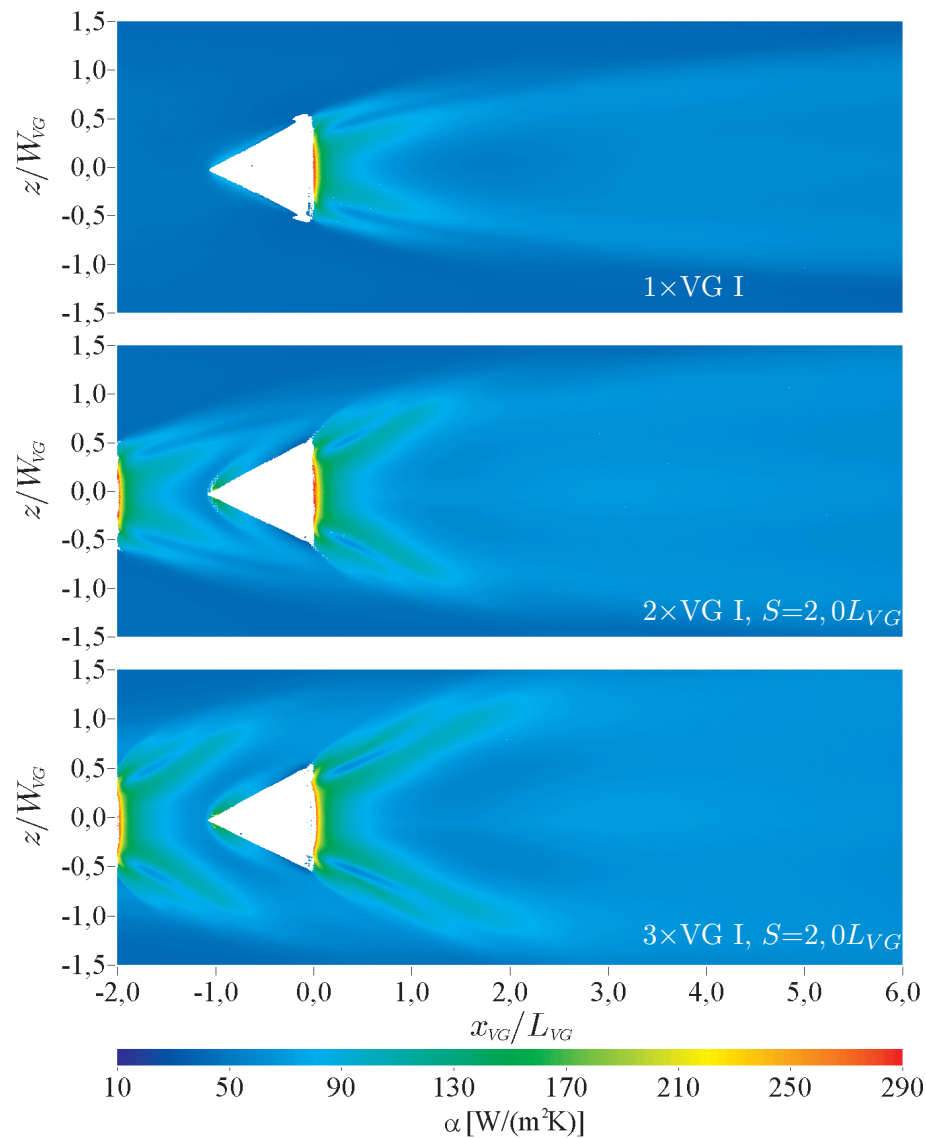
Abbildung 4.42: Flächen der α -Mittelung bei Parallelanordnungen

an Wirbelstrukturen pro umströmter Wandoberfläche steigt \overline{Nu}/Nu_0 . Um die gesamte Fläche stromab der VGs zu beeinflussen, sollten diese nah genug zusammen stehen. So wird vermieden, dass die Strömung zwischen benachbarten VGs der einer freien Anströmung gleicht und damit keine Wärmeübergangssteigerung mit sich bringt. Der hier untersuchte maximale Abstand von $S/W_{VG}=2,5$ liegt mit seinen Werten für \overline{Nu}/Nu_0 nahe denen eines einzelnen VGs und deutet darauf hin, dass für technische Anwendungen und wenn nur auf eine Maximierung des Wärmeübergangs Wert gelegt wird, ein kleinerer Abstand sinnvoll wäre.

4.7.2 Reihenanordnungen

Abbildung 4.43 zeigt die Verteilung des Wärmeübergangskoeffizienten jeweils hinter dem letzten VG für verschiedene Reihenanordnungen. Der Abstand der VGs ist bei beiden Anordnungen mit $S=2,0L_{VG}$ konstant gehalten. Verglichen mit einem einzelnen VG (obere Abb.) zeigt sich bereits beim Einsatz von zwei VGs (mittlere Abb.), wie die lokalen Maxima weiter nach außen driften, der Einflussbereich der Längswirbel dehnt sich aus. Bei einer Anordnung von drei VGs in einer Reihe (untere Abb.) kann dieser Effekt ebenfalls beobachtet werden. In diesem Fall kann sich der Einflussbereich der Längswirbel auch noch weiter stromab ausdehnen. Ab einem Abstand von $x_{VG}=2,0L_{VG}$ hinter dem letzten der drei VGs erstreckt sich ein relativ homogener Bereich der α -Verteilung. Bei beiden Anordnungen (zwei und drei VGs) sind die sekundären Maxima im Wärmeübergang deutlicher ausgeprägt als beim Einsatz eines einzelnen VGs. Die in ihrem Betrag etwas schwächer auftretenden Maxima schmiegen sich parallel an die jeweiligen Hauptmaxima an.

Zur Quantifizierung der Effekte von Längsanordnungen zeigt Abb. 4.44 den Quer-

Abbildung 4.43: Wärmeübergang bei Reihenarrangements, $Re=300.000$

verlauf für Nu/Nu_0 an zwei Positionen stromab des letzten VGs. Verglichen zum einzelnen VG können an Position 1 durch die Reihen-Doppelanordnung Steigerungen der Maximalwerte von Nu/Nu_0 von etwa 12% nahe der Symmetrielinie erreicht werden. Beim Einsatz von drei VGs können Werte von 19% erreicht werden. Auch die Sekundärmaxima bei $|z/W_{VG}| \approx 0,6$ zeigen höhere Werte für eine steigende VG-Anzahl. Am welligen Verlauf der Graphen für Querpositionen von $|z/W_{VG}| > 0,7$ kann die Überlagerung der induzierten Längswirbel, von den zusätzlich stromauf montierten VGs, beobachtet werden. Weiter stromab (Pos. 2) findet man im Wesentlichen die selben Effekte. Allerdings wird hier die breitere Ausdehnung des Bereichs erhöhten Wärmeübergangs für eine steigende VG-Anzahl deutlicher.

Abbildung 4.45 zeigt den Effekt der Variation des Abstandes zwischen den VGs bei einer Doppel-Reihenarrangement. An Position 1 können nur marginale Unterschie-

de ausgemacht werden. Nur im Bereich $|z/W_{VG}| > 0,7$ ist für wachsende S der Effekt der Überlagerung der Längswirbel deutlicher ausgeprägt. Um den maximalen Nutzen aus der Überlagerung mehrerer Wirbel zu ziehen, sollte der Abstand der einzelnen VGs aber nicht zu klein gewählt werden (siehe Pos. 2). Für Abstände von $S > 2,0L_{VG}$ kann die maximale Wärmeübergangsüberhöhung (bei $|z/W_{VG}| \approx 1,0$) sogar von $Nu/Nu_0 = 1,5$ auf bis zu $2,0$ gesteigert werden.

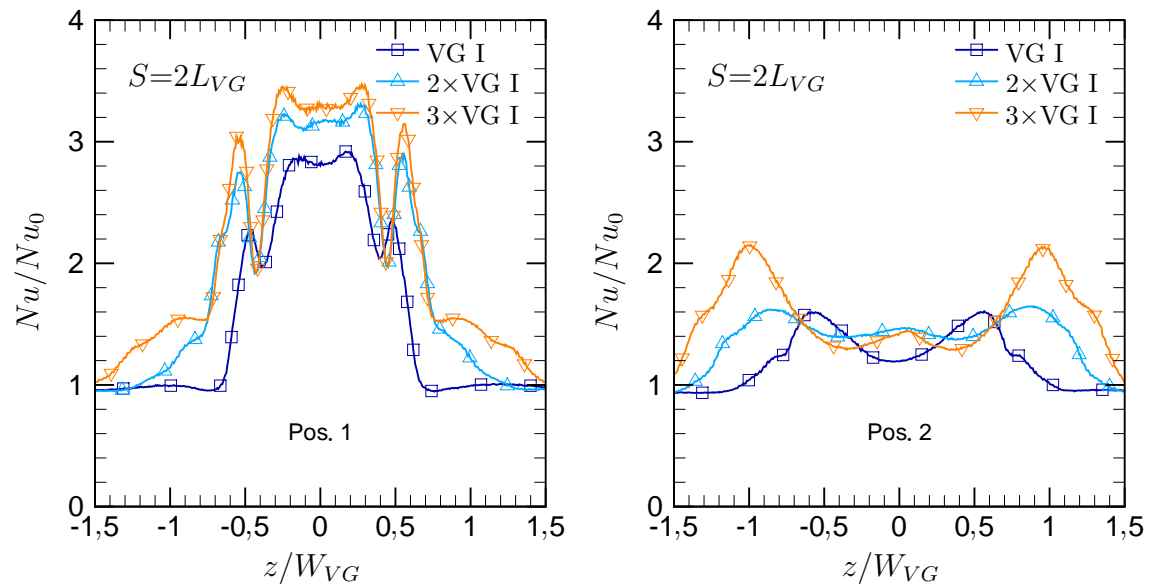


Abbildung 4.44: Wärmeübergang, Reihenanzordnung 1 bis 3×VG I, $Re=300.000$

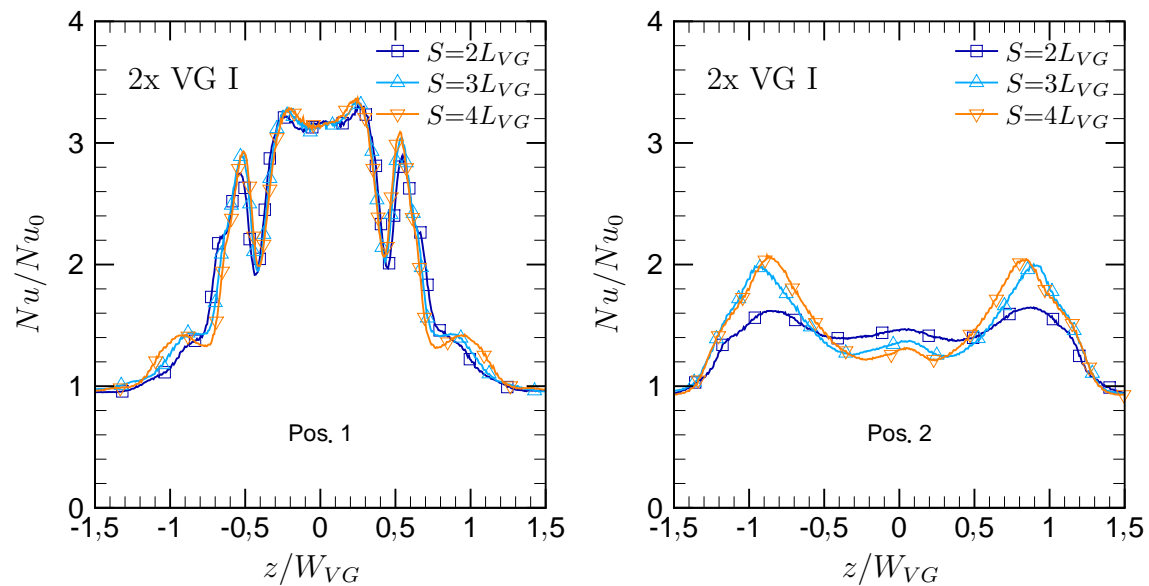


Abbildung 4.45: Wärmeübergang, Reihenanzordnung 2×VG I, $Re=300.000$

4.8 Strömung bei Mehrkörperanordnungen

Gerade bei Mehrkörperanordnungen ist verstärkt mit der Interaktion einzelner Wirbelstrukturen zu rechnen. Bei einem einzelnen VG driften die Hauptwirbelstränge stetig auseinander, wohingegen die Wirbel zweier benachbarter VGs zwangsweise aufeinander zu treiben und interagieren.

In Abb. 4.46 ist am Beispiel der Parallelanordnung von $2 \times \text{VG I}$ bei einem Abstand von $S/W_{VG}=1,5$ das Sekundärströmungsfeld mit der zugehörigen Wärmeübergangsverteilung dargestellt. Gut zu sehen ist, wie die beiden Wirbelstränge, während sie aufeinander zudriften, gleichzeitig von der Wand abheben. Hier wird auch der niedrigere Wärmeübergang im Bereich der von der Wand weg gerichteten Strömung deutlich, wohingegen in der „downwash region“ eine merkliche Intensivierung des Wärmeübergangs zu verzeichnen ist.

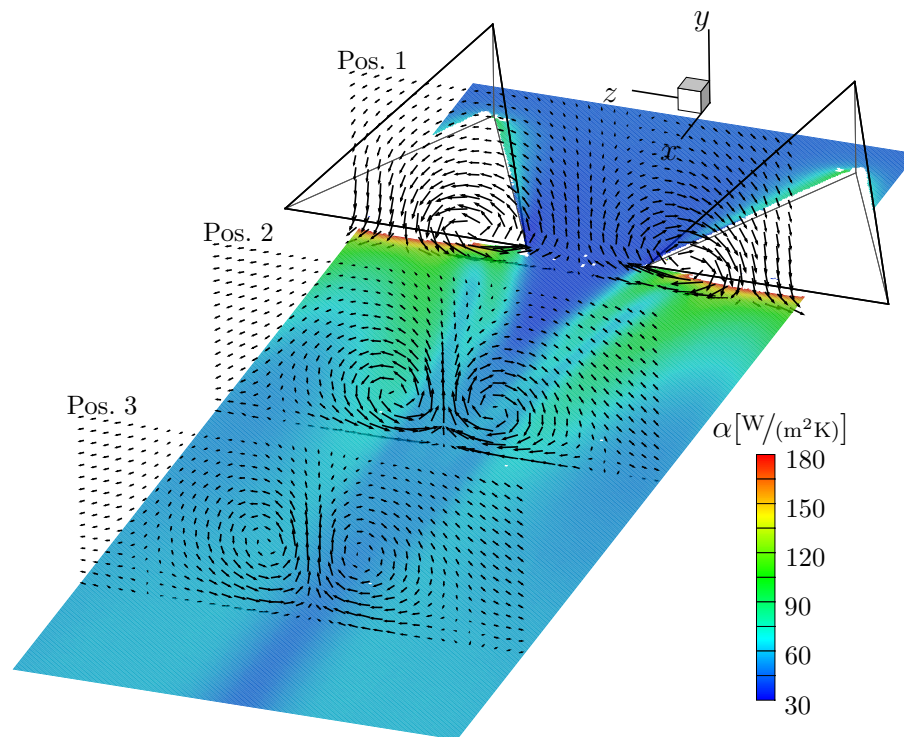


Abbildung 4.46: Strömung und Wärmeübergang, parallel $2 \times \text{VG I}$, $Re=300.000$

4.8.1 Vergleich von CFD- und PIV-Daten

Anhand der Parallelanordnung von $2 \times \text{VG I}$ wurden die PIV-Daten mit der numerischen Simulation verglichen. Die auf der RANS-Methode (**R**eynolds-**A**veraged **N**avier-**S**tokes) basierenden Rechnungen wurden mit dem kommerziellen Strömungslöser FLUENT 6.2¹ [49] durchgeführt. Auf die Ausnutzung von Symmetrieebenen

¹Fluent Inc.

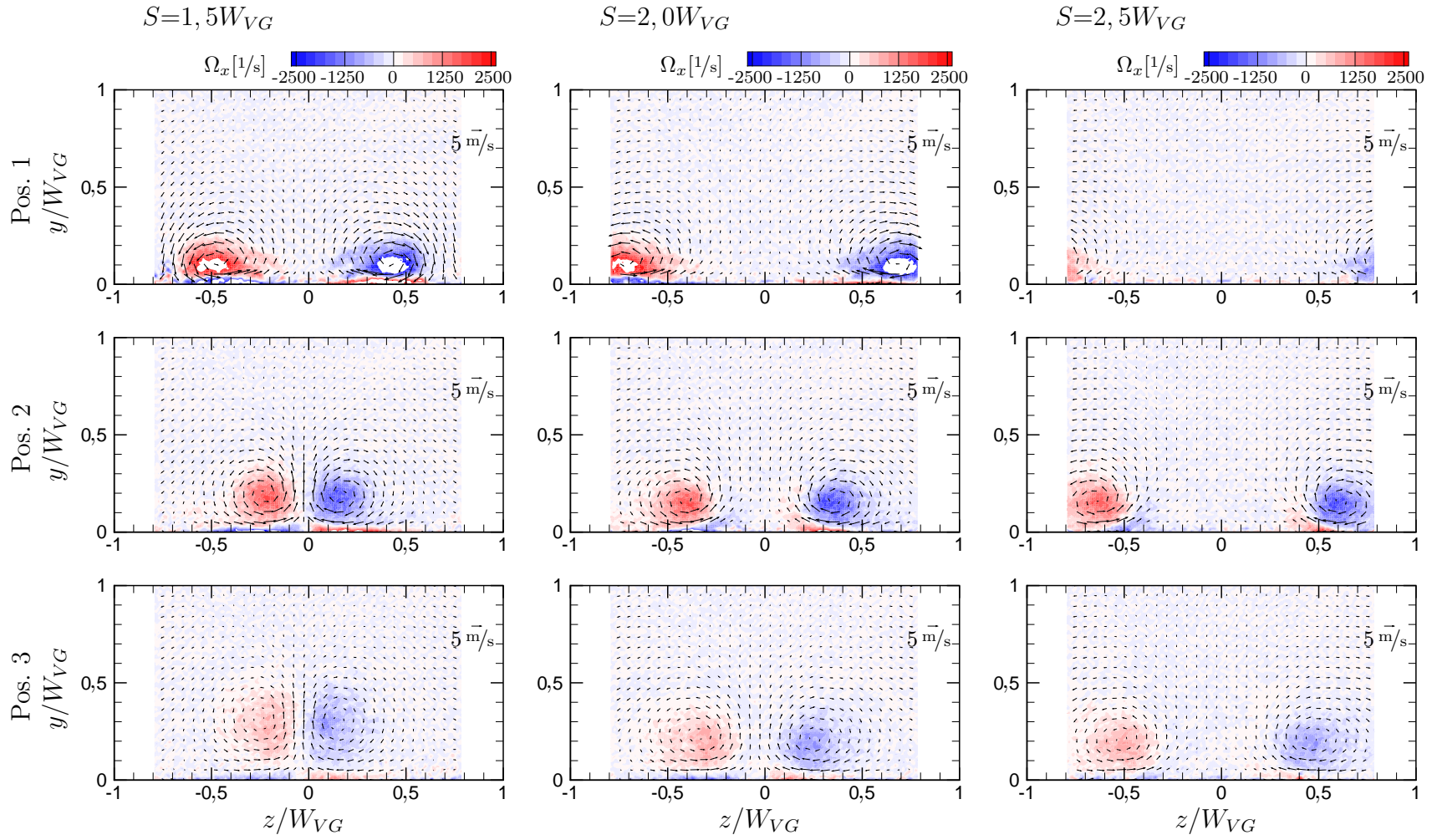


Abbildung 4.47: PIV-Sekundärströmungsfeld, parallel $2 \times VG$ I, $Re=300.000$

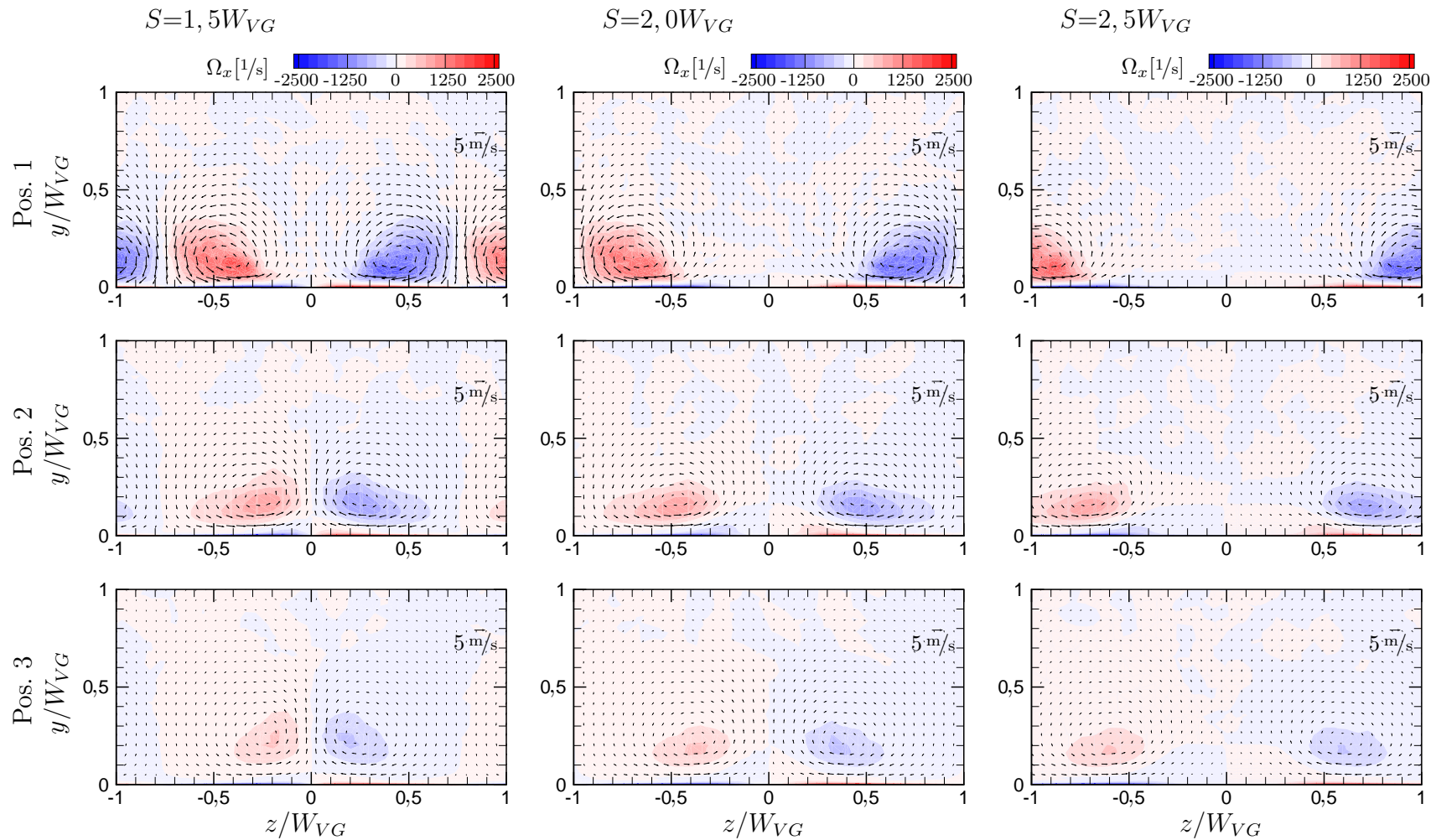


Abbildung 4.48: CFD-Sekundärströmungsfeld, parallel $2 \times VG$ I, $Re=300.000$

(Kanalmitte oder Mittelebenen der VGs selbst) wurde verzichtet und die VGs wurden als Ganzes modelliert. Die Diskretisierung erfolgte mit dem Gittergenerator CentaurTM 6.0² [50]. Das hybride Gitter bestand aus etwa 4 Millionen Zellen, wobei der dimensionslose Wandabstand von $y^+ < 1$ im gesamten Rechengbiet eingehalten wurde.

Eine vollständige differentielle Modellierung der Reynoldsspannungen, sowie die Option „enhanced wall treatment“, die ein für niedrige Reynoldszahlen geeignetes Zweischichtmodell aktiviert, wurden angewandt. Die Diskretisierung arbeitete mit einem Verfahren zweiter Ordnung („2nd-order upwind scheme“). Durch eine vorhergehende Studie wurde die Gitterunabhängigkeit der erhaltenen Lösung sichergestellt.

Weitere Details zur numerischen Simulation und Vergleiche mit den experimentellen Ergebnissen dieser Arbeit ist in Dietz u.a. [51, 52] zu finden. Weiterführend hierzu wird in Dietz u.a. [53] auf die explizite algebraische Modellierung des turbulenten Wärmestroms eingegangen.

Für eine Reynoldszahl von $Re=300.000$ und verschiedene Abstände zweier parallel angeordneter VGs sind die Sekundärströmungsfelder an den Positionen 1 bis 3 dargestellt. In Abb. 4.47 sind die Ergebnisse der PIV-Auswertung, in Abb. 4.48 die der CFD-Auswertung dargestellt. Es kann eine gute Übereinstimmung der beiden Datensätze gefunden werden. Mit zunehmender Lauflänge driften die beiden benachbarten Längswirbel zwischen den VGs aufeinander zu. Bei genügend großem Abstand S haben sich die Wirbel in dem hier dargestellten Bereich (bis Pos. 3) noch nicht genügend aufeinander zu bewegt, und eine merkliche Interaktion bleibt aus. In diesem Fall bleiben die Wirbel noch in Wandnähe. Erst wenn die Wirbel nah genug zusammengelaufen sind, heben diese von der Wand ab, was für den Abstand $S=1,5W_{VG}$ (jeweils linke Bildreihen) deutlich wird.

Aufgrund der guten Übereinstimmung der beiden Datensätze wurde die numerische Simulation zur Visualisierung der messtechnisch schwierig zu erfassenden Sekundärwirbel herangezogen. Die gemessenen Wärmeübergangsverteilungen weisen auf das Vorhandensein eines Sekundärwirbelsystems hin, bei den hier durchgeführten PIV-Messungen wurden allerdings die Versuchsparameter zur optimalen Erfassung der Hauptwirbel eingestellt, so dass das Sekundärwirbelsystem nur im Ansatz erkannt werden konnte. So zeigt zum Beispiel Abb. 4.26 neben den Hauptwirbeln einen Bereich entgegengesetzter Rotation, der auf die Existenz der deutlich kleineren und näher an der Wand liegenden Sekundärwirbel hindeutet. Die dargestellten Ergebnisse lassen aufgrund der Verwendung des größten VGs (VG V) die deutlichste Ausprägung der auftretenden Längswirbel erwarten. Bei den übrigen kleineren VGs ist das Sekundärwirbelsystem noch schwächer ausgeprägt und kaum zu erkennen. Ebenfalls erschwerend für die Erkennung dieses zweiten Wirbelsystems waren die Positionen der gewählten Laserlichtschnittebenen. Die numerischen Ergebnisse zeigen, dass zwischen Position 1 und 2 die deutlichste Ausprägung der Sekundärwirbel zu erwarten sind.

²CentaurSoftTM

Mittels der numerischen Simulationen konnte auch für die Basisgeometrie VG I das Sekundärwirbelsystem identifiziert werden. Abbildung 4.49 zeigt ein Detail des Geschwindigkeitsfelds und der Rotation hinter VG I. Neben dem deutlich ausgeprägten Hauptwirbel (Zentrum bei $y/W_{VG} \approx 0,2$, $z/W_{VG} \approx 0,55$) ist nahe der Wand bei $z/W_{VG} \approx 0,8$ eine entgegen dem Hauptwirbel gerichtete Rotation zu verzeichnen, die auf den Sekundärwirbel hindeutet.

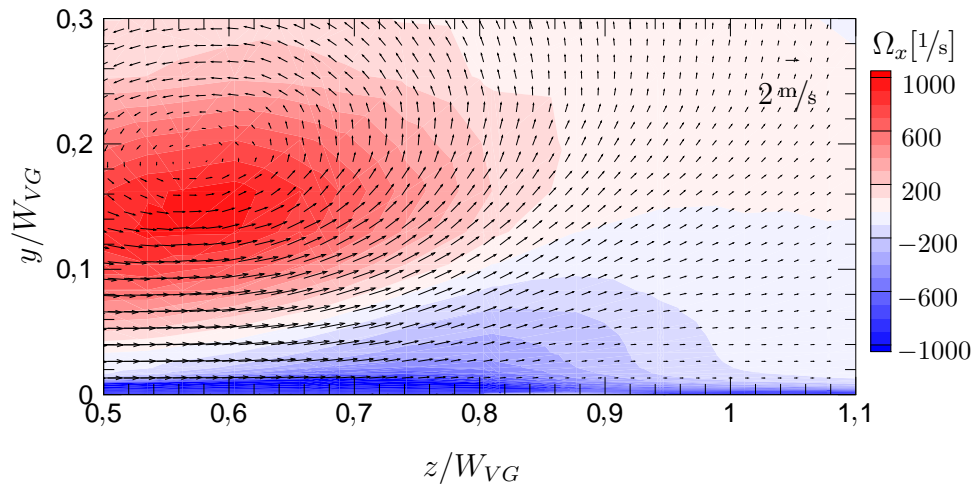


Abbildung 4.49: CFD-Simulation, Detail der Sekundärwirbel, VG I, Position 2, $Re=300.000$

4.9 Wärmeübergang auf Wirbelgeneratoren

Für die Bestimmung des Wärmeübergangs auf VG I kamen drei Messmethoden zum Einsatz. Neben der stationären Methode aus 3.1.6, wurde die in 3.1.7 vorgestellte, transiente Methode analog für die Messung auf dem VG angewandt. Um eine geringere Wärmeleitfähigkeit zu gewährleisten, wurde für die transiente Methode ein VG aus Plexiglas verwendet. Ein weiterer Vergleich kann mit Ergebnissen der ALTP-Messungen erfolgen.

Hier sei noch einmal darauf hingewiesen, dass die stationäre Methode lediglich zur Bestimmung eines mittleren Wärmeübergangskoeffizienten herangezogen werden sollte. Hier kann nicht, wie beim Einsatz von Heizfolien angenommen, von einer homogenen Wärmestromverteilung durch die VG-Oberflächen ausgegangen werden. Durch die beim Versuchsablauf schrittweise erhöhte Heizleistung wird jeweils die Temperatur für einen Teilbereich (Bandbreite der TLC) der VG-Oberfläche vermessen. Wird anschließend eine feste Heizleistung zugrunde gelegt, kann für diesen speziellen Fall eine äquivalente Temperaturverteilung für die gesamte Oberfläche berechnet werden.

In Abb. 4.50 ist für VG I diese äquivalente Temperaturverteilung aus einem stationären Versuch sowie die Wärmeübergangsverteilung der transienten Messtechnik dargestellt. Wie zu erwarten, führt der bei der stationären Messmethode eingesetzte Kupfer-VG, bei angenommenem konstanten α auf den jeweiligen Oberflächen, zu einer sehr homogenen Temperaturverteilung ($T_{Wmax} - T_{Wmin} \approx 1 \text{ }^\circ\text{C}$). Hierbei treten

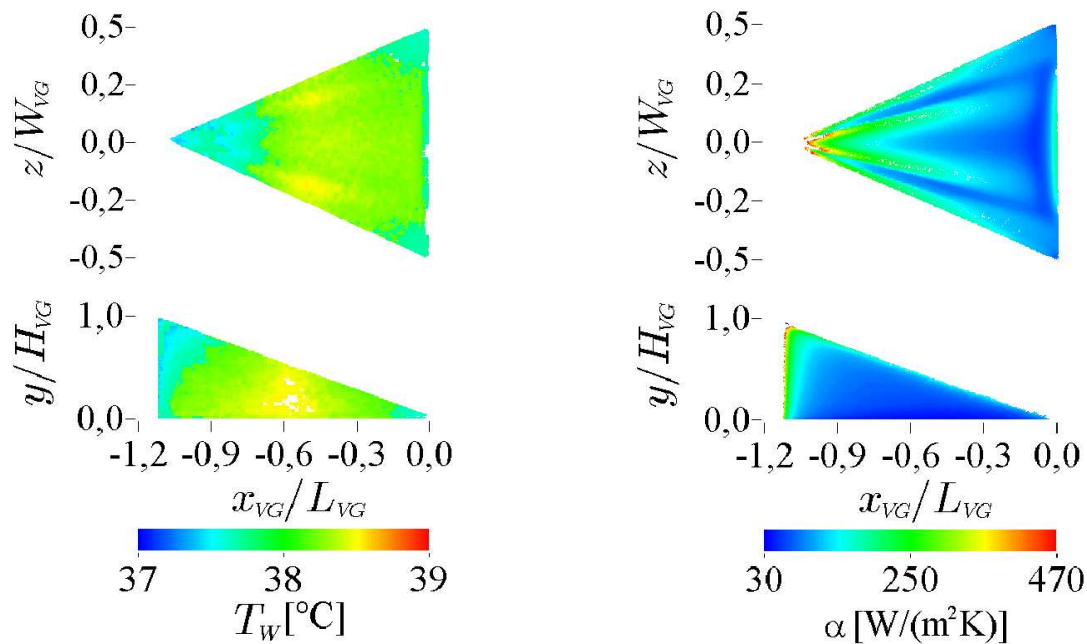


Abbildung 4.50: Temperatur- und Wärmeübergangsverteilung auf VG I, stationär (links) und transient (rechts), $Re=300.000$

im Bereich geringer Wandstärke (Kantennähe) niedrigere Temperaturen auf. Auf der VG-Oberseite lassen sich leichte Auswirkungen der Längswirbel erkennen, die aber auch durch Effekte, die aus der Anordnung der Heizpatronen resultieren, überlagert sein können. Für die transiente Messmethode sind deutliche Strukturen in der Wärmeübergangsverteilung zu verzeichnen (Abb. 4.50 rechts). Die Auswertung basiert auf der eindimensionalen Wärmeleitung durch eine halb-unendlich ausgedehnte Wand, was für die Geometrie des VGs nicht gewährleistet werden kann. Besonders an den Kanten, an denen offensichtlich viel zu hohe α -Zahlen erreicht werden, sind die Effekte deutlich zu erkennen. Auf der Oberseite können aber auch Bereiche erhöhten Wärmeübergangs gefunden werden, die ihre Ursache in den induzierten Längswirbeln haben. Zweck der Messung mittels der transienten Methode ist hier nicht die korrekte Wärmeübergangsverteilung wieder zu geben, sondern eine Größenordnung des gemittelten Wärmeübergangs zu erhalten.

Zum Vergleich der beiden auf TLC basierten Messmethoden wurden jeweils die mittleren Wärmeübergangszahlen $\bar{\alpha}$ betrachtet. Aufgrund der starken 3d-Effekte an den Kanten wurde für die Ergebnisse der transienten Messung ein grober Filter angewandt. Eine erste Flächenmittelung ergibt $\bar{\alpha}_1$ und dient der Festlegung eines oberen Grenzwertes $\alpha_g=5\bar{\alpha}_1$. Für die endgültige Mittelung werden Werte für $\alpha>\alpha_g$ nicht berücksichtigt. In Abb. 4.51 sind die gemittelten α -Werte jeweils für die Oberseite und Seitenfläche, sowie für beide Messmethoden dargestellt. Für die Oberseite des VGs zeigen beide Messmethoden eine gute Übereinstimmung, wobei für große Re die transienten Ergebnisse etwas über den stationären Daten liegen. Für die Seitenfläche hingegen liegen für den gesamten Re -Bereich die α -Zahlen der transienten Messung etwa 30% unter denen der stationären Messung. Dies kann an den unterschiedli-

chen Temperaturprofilen beider Messmethoden liegen. Bei der stationären Messung ist mit einem konstanten Temperaturverlauf über den Kanalquerschnitt zu rechnen, wohingegen bei einem transienten Versuch ein Temperaturprofil vorliegt. Die maximale Temperatur ist in der Mitte des Kanalquerschnitts zu erwarten, die auch für die Auswertung der transienten Versuche herangezogen wird. Die Seitenflächen des VGs werden verstärkt von kälterer Luft umströmt, als bei der Auswertung angenommen wird. Die reale Temperaturdifferenz $T_B - T_{TLC}$ fällt also geringer aus, was in Wirklichkeit zu höheren Wärmeübergangszahlen führen würde. An der Oberseite wird getrieben durch die Längswirbel eine bessere Durchmischung der Luftströmung erreicht, so dass die zur Auswertung angesetzte Fluidtemperatur etwa der gemessenen Temperatur auf der Kanalmittelachse entspricht.

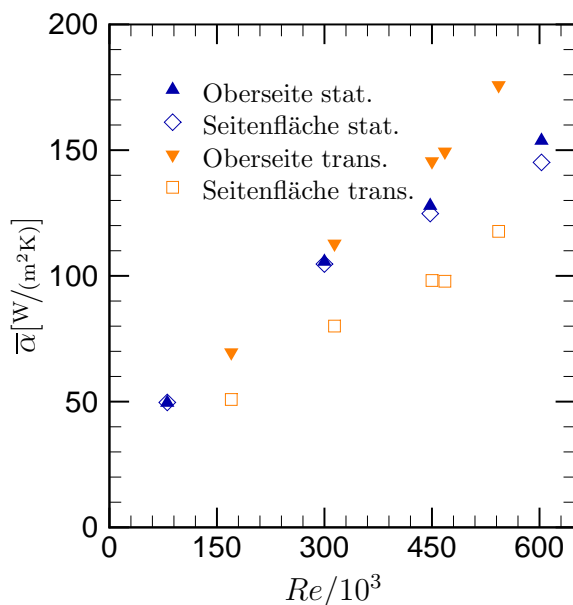


Abbildung 4.51: $\bar{\alpha}$ auf VG I, stationäre und transiente Methode

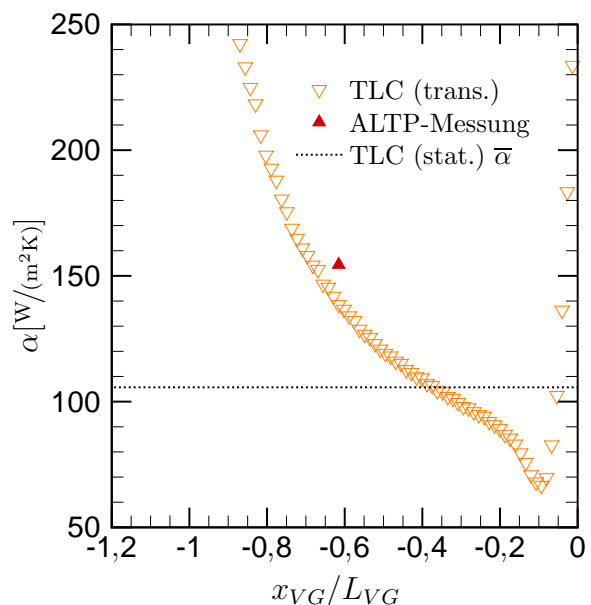


Abbildung 4.52: α -Verlauf auf VG I, TLC- und ALTP-Messung bei $Re=450.000$

Auf der Oberseite wurde der Wärmeübergang zusätzlich mittels des ALTP-Sensors gemessen. Abbildung 4.52 zeigt für den transienten Versuch den α -Verlauf auf der Mittelachse des VGs. Hier wird deutlich, wie schnell der Wärmeübergang im Bereich der Kanten auf unrealistisch hohe Werte ansteigen kann. Für die lokale Messung des ALTP-Sensors wird eine gute Übereinstimmung mit den transienten Daten gefunden, die Abweichung beträgt lediglich 6%. Im Diagramm ist zusätzlich die mittlere Wärmeübergangszahl der stationären Messung aufgeführt.

4.10 Vergleich der transienten TLC- und ALTP-Messung

Der ALTP-Sensor kam hinter VG I an zwei lateralen Positionen ($x_{VG}=0,02$ m bei $z/W_{VG}=0$ und $0,5$) zum Einsatz, wie in Abb. 4.53 skizziert. Die seitliche Messposition ermöglicht einen direkten Vergleich mit dem symmetrisch auf der anderen

Seite gelegenen Punkt, an dem die TLC-Messungen nicht durch den Sensor gestört wurden.

Um einen belastbaren Vergleich der transienten TLC-Messmethode und den ALTP-Sensoren zu liefern, wurden simultane Versuche durchgeführt. Dies bietet sich an, da für beide Methoden eine sprunghafte Änderung der Fluidtemperatur erzeugt werden muss. Ausgehend von einer homogenen Temperaturverteilung des gesamten Messaufbaus ist für die TLC-Messung die zeitliche Antwort der Wandtemperatur, bei der ALTP-Messung der aufgeprägte Temperaturgradient normal zur Sensoroberfläche als Reaktion auf diesen Temperatur sprung maßgeblich. Eine simultane Datenaufnahme stellt somit sicher, dass jedes Ergebnis der TLC-Messungen auf exakt denselben Versuchsbedingungen der ALTP-Messung basiert.

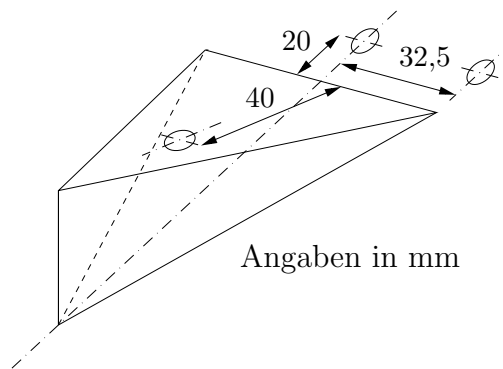


Abbildung 4.53: ALTP-Positionen

In Abb. 4.54 ist ein Vergleich der beiden Messmethoden aufgezeigt. Die Querverläufe der aus den TLC-Messungen gewonnenen α -Zahlen weisen an zwei z -Positionen Lücken auf, die aus dem Einbau des ALTP-Sensors und eines Blindstopfens resultieren. An diesen beiden Positionen waren keine TLC aufgetragen, so dass hier keine Auswertung der Farbindikation erfolgen konnte. Folgt man dem Trend der α -Verläufe an der Symmetrielinie (Abb. 4.54 links, $z/W_{VG}=0$), kann eine ausgezeichnete Übereinstimmung mit den Werten des ALTP-Sensors gefunden werden.

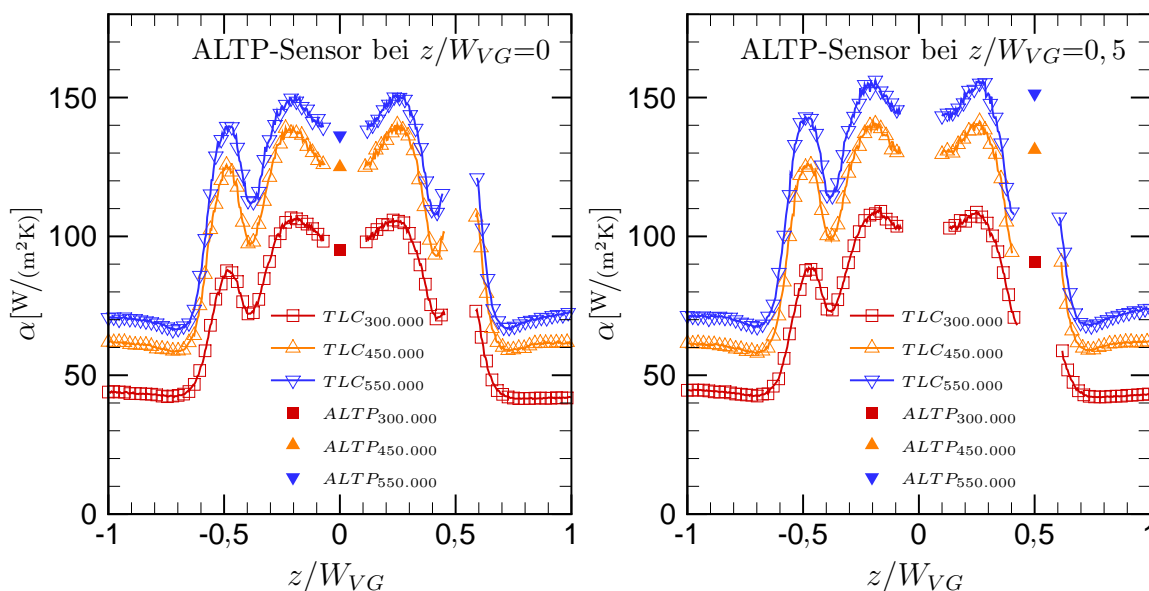


Abbildung 4.54: Vergleich TLC- und ALTP-Messung, Variation von Re

Für die Position des ALTP-Sensors bei $z/W_{VG}=0,5$ (Abb. 4.54 rechts) zeigen beide Messmethoden ebenfalls eine gute Übereinstimmung, die Abweichun-

gen liegen für alle Re unter 7%. Zum Vergleich ist hier die TLC-Messung an der Position $z/W_{VG}=-0,5$ heranzuziehen, wo Störungen der Datenaufnahme (TLC-Farbindikation) aber auch der Strömung (durch Grate oder Kanten), die durch den Sensor verursacht werden könnten, ausgeschlossen sind. Die Positionen $|z/W_{VG}|=0,5$ fallen mit den Sekundärmaxima im Wärmeübergang zusammen, wo höhere Strömungsgeschwindigkeiten parallel zur Kanalwand erwartet werden. Dies könnte ein Grund dafür sein, dass der ALTP-Sensor im Verhältnis zu den TLC-Messungen in diesem Bereich scheinbar höhere Abweichungen liefert als auf der Kanalmitte. An $z/W_{VG}=0$ induzieren die Längswirbel eine ausgeprägte Strömung normal zur Wand, die durch eventuell auftretende Kanten in der Plattenebene weniger beeinflusst wird, als eine Strömung parallel zur Wand.

4.11 Frequenzanalyse der CTA-, CCA- und ALTP-Signale

Allgemein bieten alle zeitaufgelösten Signale die Möglichkeit einer Frequenzanalyse. Mithilfe einer solchen Analyse kann die spektrale Verteilung der gemessenen Größe bestimmt werden. So wird ermittelt, welcher Anteil der im Signal enthaltenen Leistung (im Sinne von Amplituden) bei bestimmten Frequenzen enthalten ist. In dieser Arbeit wurden hierfür die Fluktuationsanteile der CTA-, CCA- und ALTP-Signale verwendet.

Zur Auswertung wurde auf Standardroutinen aus LabVIEWTM zurückgegriffen. Die Analyse basiert im Wesentlichen auf der Fourier-Transformation

$$X(f) = F \{x(t)\} = \int_{-\infty}^{\infty} x(t) \exp(-i2\pi ft) dt \quad \text{mit } i = \sqrt{-1} \quad (4.10)$$

des ursprünglichen Signals $x(t)$ in den Frequenzbereich $X(f)$. Das Leistungsspektrum berechnet sich mit

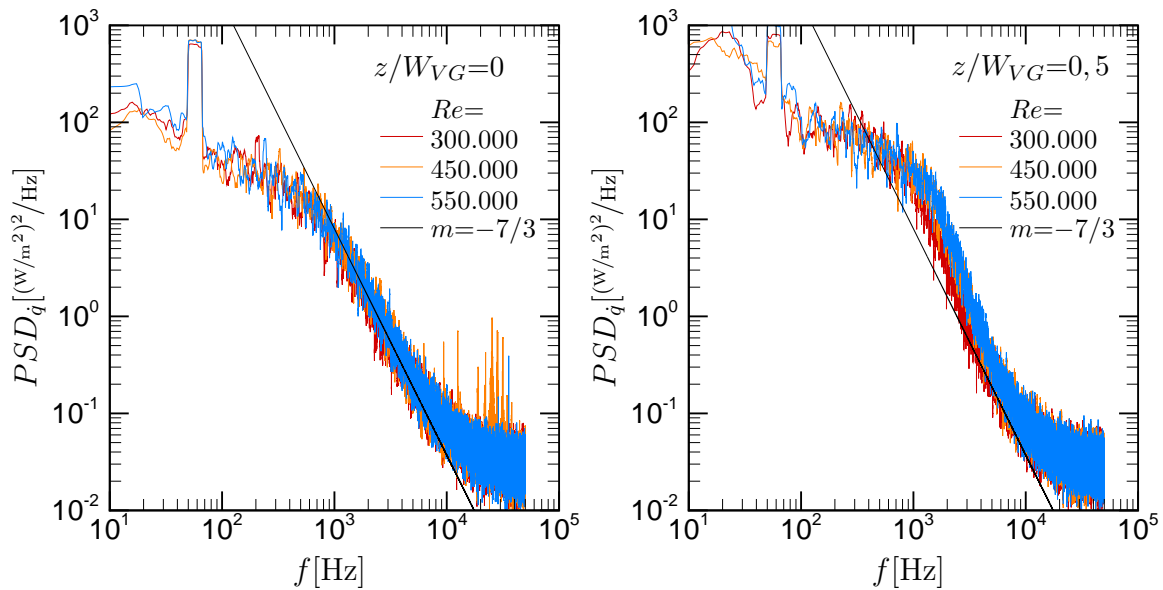
$$S_{xx}(f) = \frac{X^*(f)X(f)}{N} \quad , \quad (4.11)$$

wobei $X^*(f)$ die komplex Konjugierte zu $X(f)$ und N die Anzahl der vorliegenden Messsignale darstellt. Die Leistungsspektraldichte kann damit durch

$$PSD = \frac{S_{xx}(f)}{\Delta f \times ENBW} \quad \text{mit } \Delta f = \frac{f_s}{N} \quad . \quad (4.12)$$

angegeben werden. Hierbei stellt f_s die Abtastfrequenz des Messsignals dar, die äquivalente Rauschbandbreite $ENBW$ wurde entsprechend dem Standardwert (1,5) aus LabVIEWTM beibehalten. Für weitere Informationen sei auf das Handbuch [54] verwiesen.

Für die ALTP-Messungen hinter VG I ist in Abb. 4.55 die spektrale Leistungsdichte für den Wärmestrom $PSD_{\dot{q}}$ dargestellt. Die Positionierung des Sensors entspricht wiederum Abb. 4.53. Der Abfall für $PSD_{\dot{q}}$ folgt einem exponentiellen Verlauf, der in der doppelt logarithmischen Darstellung in etwa einer Steigung von $m=-7/3$ entspricht. Hierbei kann für die Messung an $z/W_{VG}=0,5$ ein etwas steilerer Abfall


 Abbildung 4.55: Leistungsspektraldichte des Wärmestroms \dot{q}'

als in der Symmetrieebene $z/W_{VG}=0$ gefunden werden. Eine Abhängigkeit von der Reynoldszahl tritt in den hier vorgestellten Daten nicht auf. Ein ähnliches Verhalten für $PSD_{\dot{q}}$ ergibt sich auch in der Arbeit von Nix u.a. [55], die Wärmestrommessungen an einer Turbinenschaufel einer Kaskade durchführten.

In Tab. 4.7 sind die Turbulenzintensitäten des Wärmestroms, die analog der Definition für die Geschwindigkeitsschwankungen mit

$$Tu_{\dot{q}} = \frac{\sqrt{\overline{\dot{q}'^2}}}{\dot{q}} \quad (4.13)$$

berechnet werden können, aufgetragen. Für alle hinter VG I durchgeführten Messungen lagen diese im Bereich von 10-15%, wobei ebenfalls keine Abhängigkeit von Re zu beobachten war.

 Tabelle 4.7: $Tu_{\dot{q}}$ bei Re -Variation

Re	$Tu_{\dot{q}}$ bei $z/W_{VG}=0,0$	$z/W_{VG}=0,5$
300.000	0,121	0,155
450.000	0,100	0,118
550.000	0,121	0,113

An der Position direkt über dem in VG I installierten ALTP-Sensor (Abb. 4.53) wurden CTA- und CCA-Messungen sowie auf der Oberseite des VGs auch ALTP-Messungen durchgeführt. Dies ermöglicht einen direkten Vergleich aller aufgenommenen Signale. Die Ergebnisse der spektralen Leistungsdichte des Wärmestroms

(Abb. 4.56) zeigen das gleiche Verhalten wie an der zuvor gezeigten Position hinter dem VG. Auch hier kann ein Abfall von $PSD_{\dot{q}}$ von $m=-7/3$ über der Frequenz gefunden werden. Die spektrale Leistungsdichte der Geschwindigkeit hingegen weist eine etwas schwächere Steigung auf. Hier lässt sich die Abnahme mit etwa $m=-5/3$ beschreiben, was den zu erwartenden Spektren der Geschwindigkeitsschwankungen isotroper Turbulenz entspricht. Der funktionale Zusammenhang der Spektren von der Frequenz wurde mittels Dimensionsanalyse auch schon von Lumley [56] gefunden.

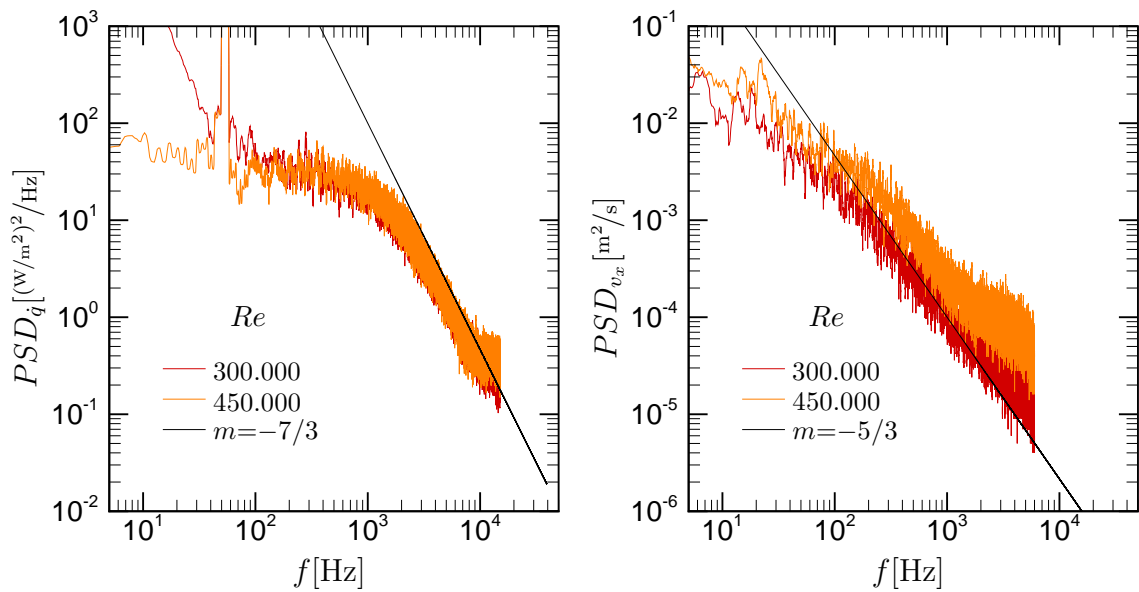


Abbildung 4.56: Leistungsspektraldichte für \dot{q}' und v'_x

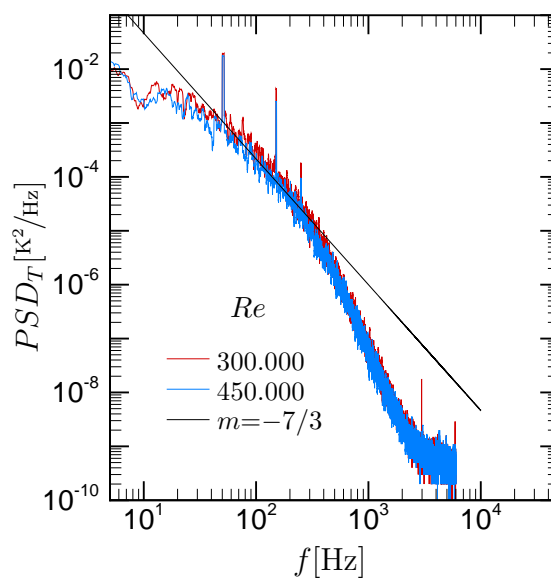


Abbildung 4.57: Leistungsspektraldichte für T'

Rein formal lässt sich die spektrale Leistungsdichte der Temperatur gleichermaßen darstellen und gibt Aufschluss über die Verteilung der Temperaturschwankungen über der Frequenz. Auf die Temperatur als skalare Größe lassen sich die oben beschriebenen mathematischen Operationen analog anwenden, was auch in Hinze [44] zu finden ist. In Abb. 4.57 ist für PSD_T wiederum keine Abhängigkeit der Reynoldszahl zu finden. Verglichen zu den Daten des Wärmestroms ist ein merklich stärkerer Abfall über der Frequenz zu sehen.

Die Leistungsspektraldichte aller hier gezeigten Messsignale zeigen die höchsten Amplituden in einem niederfrequenten Bereich. Für die turbulenten Schwankungen des Wärmestroms ist ab Frequenzen von etwa 10^3 Hz ein deutlicher Abfall der Amplituden zu verzeichnen, wohingegen die entsprechenden Daten der Geschwindigkeit und Temperatur bei etwas geringeren Frequenzen ($10^1 - 10^2$ Hz) abfallen. Bei höheren Frequenzen als etwa 10^4 Hz für \dot{q}' sowie 2×10^3 Hz für v'_x und T' können keine Aussagen mehr über den Verlauf gemacht werden, das flache Auslaufen der Graphen deutet auf den vom Messrauschen dominierten Bereich hin.

4.12 Feld-Anordnungen

Für technische Anwendungen sind weniger Einzel-VGs als Feld-Anordnungen von zahlreichen VGs von Bedeutung. Um einen flächendeckend erhöhten Wärmeübergang zu erzielen, kann auf eine periodische Anordnung zurückgegriffen werden. Im Rahmen dieser Arbeit kamen zwei unterschiedliche Anordnungen der Basisgeometrie VG I hinsichtlich der Untersuchung des Wärmeübergangs sowie des Druckverlusts zum Einsatz. So wurden jeweils drei parallel ausgerichtete VGs in acht Reihen (fluchtende Anordnung) sowie abwechselnd drei und zwei parallele VGs in insgesamt neun Reihen (versetzte Anordnung) auf dem Kanalboden montiert. Beide Anordnungen sind in Abb. 4.58 dargestellt. Hierbei wurde angenommen, dass sich (in Anlehnung an Rippenanordnungen) nach etwa sieben Reihen eine periodische Strömung einstellt. Die hinsichtlich des Wärmeübergangs untersuchten Gebiete sind grau markiert, die Positionen der Druckmessbohrungen auf halber Höhe der Kanalseitenwand sind ebenfalls gekennzeichnet. Die zusätzliche neunte Reihe der versetzten Anordnung wurde montiert, um die Gesamtanzahl der VGs bestmöglich anzugleichen (fluchtend: $24 \times$ VG I, versetzt: $23 \times$ VG I).

In Abb. 4.59 sind die Wärmeübergangsverteilungen beider Anordnungen für unterschiedliche Re dargestellt. Wieder können die Effekte der Längswirbel auf den Wärmeübergang beobachtet werden. Bei der fluchtenden Anordnung (links) zeigt sich die charakteristische Verteilung. Gebiete erhöhten Wärmeübergangs erstrecken sich von den Ecken der VG-Endkanten stromab und driften mit zunehmender Lauflänge auseinander. Dies geschieht bis zu einem Abstand von $x_{VG} \approx 1,5L_{VG}$, wo der Einfluss der von benachbarten VGs induzierten Wirbel greift und ein weiteres Auseinanderdriften verhindert. Die Längswirbel laufen danach nahezu parallel zweier Symmetrieebenen $z = \pm 0,5S$. Direkt an der Nasenkante der VGs tritt ebenfalls ein hoher Wärmeübergang auf, der durch den entstehenden Hufeisenwirbel induziert wird. Die Maximalwerte treten, wie auch bei einfacheren Anordnungen, direkt nach den VGs auf. Für die versetzte Anordnung in Abb. 4.59 (rechts) scheint der Ein-

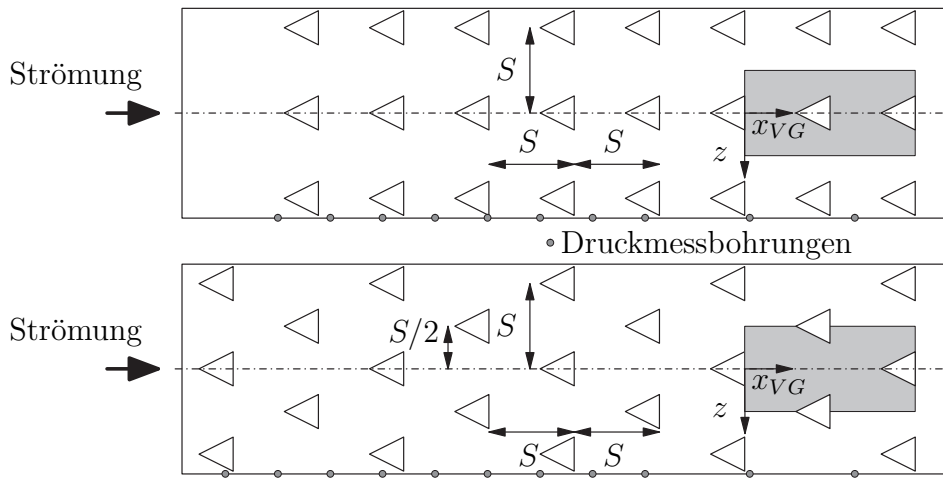


Abbildung 4.58: Konfiguration, fluchtendes (oben) und versetztes (unten) VG-Feld

flussbereich der Längswirbel nicht so ausgeprägt wie für die fluchtende Anordnung. Zwei aufeinanderfolgende VGs induzieren Wirbel in gegenläufiger Drehrichtung, die sich hierdurch gegenseitig abschwächen. Nach jeder weiteren VG-Reihe wird sozusagen die Sekundärströmung gedreht und kann den Wärmeübergang damit weniger anfanen als das fluchtende VG-Feld.

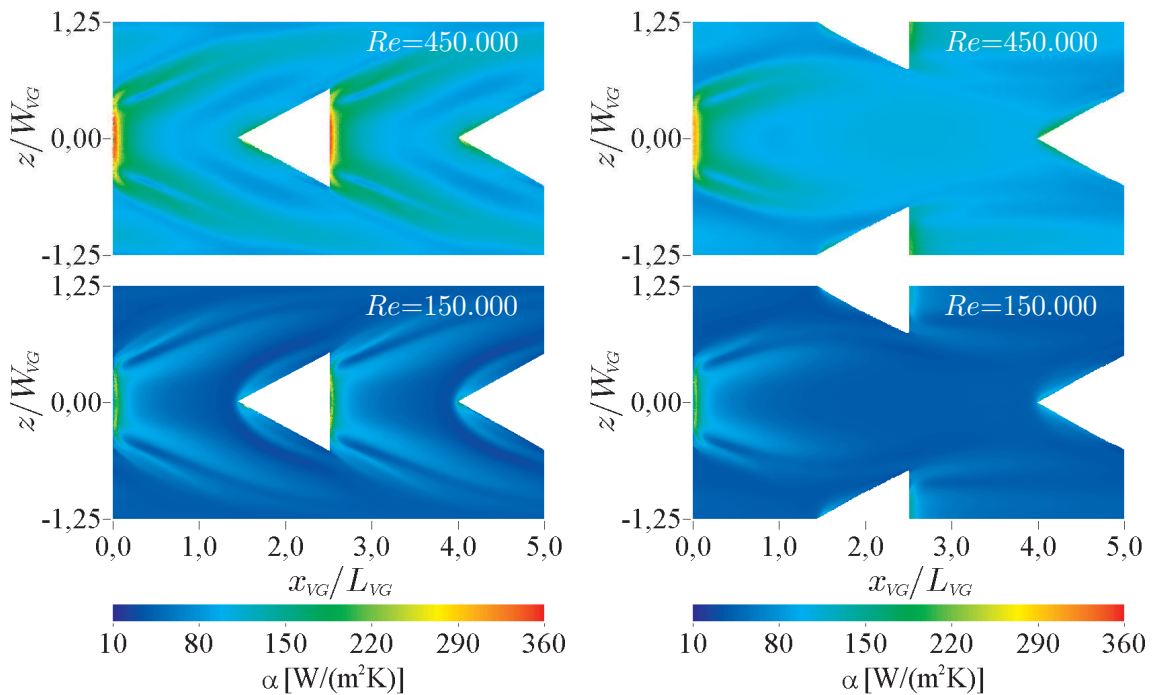


Abbildung 4.59: Wärmeübergang, fluchtendes (links) und versetztes (rechts) VG-Feld

Einen Einblick in die quantitative Beurteilung geben die Verläufe des normierten Wärmeübergangs. Bei der Feldanordnung war keine synchrone Messung des Wär-

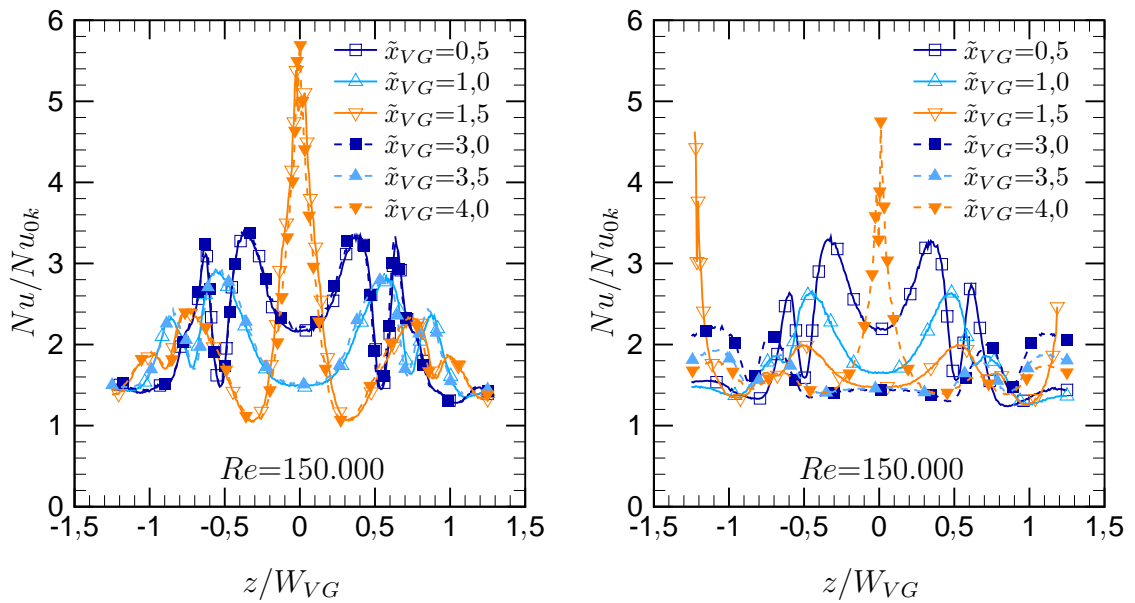
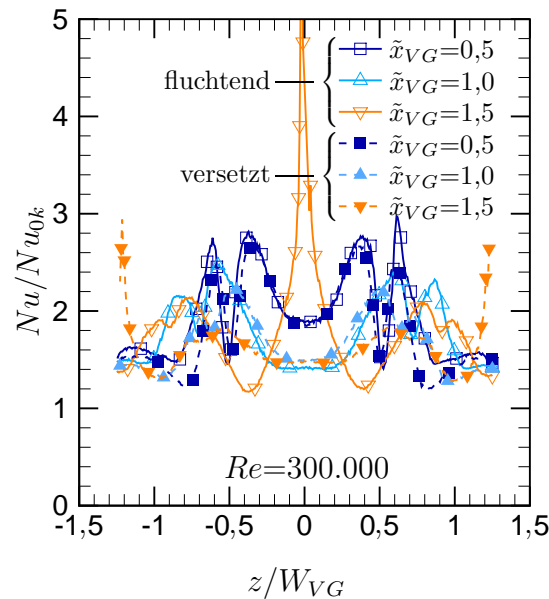
meübergangs an einer nicht von Längswirbeln beeinflussten Stelle möglich, so dass als Referenz die schon zuvor angesprochene Korrelation nach Kays u.a. [31] für eine voll entwickelte, turbulente Strömung in einem glatten Kanal mit Kreisquerschnitt und konstanter Wandtemperatur (siehe Gl. 4.3) herangezogen wurde. Im Folgenden sind verschiedene x -Positionen gezeigt, um die Entwicklung der Querverläufe für Nu/Nu_{0k} in Strömungsrichtung zu verdeutlichen.

Abbildung 4.60 zeigt Nu/Nu_{0k} für die fluchtende Anordnung und $Re \approx 150.000$. Hier wird deutlich, dass die Annahme einer periodischen Strömung gerechtfertigt war, da die Graphen jeweils bei $\tilde{x}_{VG} = x_{VG}/L_{VG} = 0,5$ und $3,0$, bei $1,0$ und $3,5$ sowie bei $1,5$ und $4,0$ praktisch deckungsgleich verlaufen. Mit zunehmender Lauflänge x_{VG} driften die Maxima in Nu/Nu_{0k} von der Mittellinie weg und verlieren an Intensität. Der Spitzenwert auf der Mittellinie bei $x_{VG}/L_{VG} = 1,5$ und $4,0$ werden durch die Hufeisenwirbel an der Nasenkante der VGs hervorgerufen. Es sei noch darauf hingewiesen, dass die absoluten Maxima direkt hinter den Endkanten der VGs erreicht werden. Dies wird aus dem dargestellten Diagramm nicht sichtbar, kann jedoch aus den zuvor gezeigten Konturplots entnommen werden.

Die Verläufe der normierten Nußeltzahl für die versetzte Anordnung und einer Reynoldszahl von $Re = 150.000$ sind in Abb. 4.60 dargestellt. Der Wärmeübergang an Position $x_{VG}/L_{VG} > 3,0$ (hinter einer Reihe von zwei VGs) zeigt einen deutlich anderen Verlauf als an $x_{VG}/L_{VG} > 0,5$ (hinter einer Reihe von drei VGs). Natürlich war zu erwarten, dass verschiedene Anordnungen sich auch in unterschiedlichen Positionen der Maxima im Wärmeübergang widerspiegeln. Zusätzlich unterscheiden sich aber auch die erreichten Maximalwerte von Nu/Nu_{0k} . So bleibt die Wärmeübergangssteigerung hinter der Zweierreihe deutlich unter der der Dreierreihe an den entsprechenden Positionen.

Vergleicht man Nu/Nu_{0k} für beide Anordnungen im Bereich $0,0 \leq x_{VG}/L_{VG} \leq 1,5$ (jeweils hinter einer Dreierreihe) werden die Vorteile im Bezug auf den Wärmeübergang einer fluchtenden gegenüber der versetzten Anordnung deutlich (Abb. 4.61). Knapp hinter der betrachteten Reihe ($x_{VG}/L_{VG} > 0,5$) treten nur marginale Unterschiede auf, wohingegen diese weiter stromab deutlicher hervortreten. Bei der versetzten Anordnung liegen die Maxima im Wärmeübergang näher an der Mittellinie und zeigen zudem niedrigere Werte, als dies für die fluchtende Anordnung der Fall ist.

Im mittleren Wärmeübergang lässt sich dieses Verhalten bestätigen. Der betrachtete Bereich wurde hierfür in zwei Hälften unterteilt. Bei beiden Anordnungen grenzt die Fläche $x_{VG}/L_{VG} = 0,0 - 2,5$ direkt an eine Reihe von drei VGs. Im Gegensatz hierzu befindet sich das Gebiet $2,5 - 5,0$ bei der fluchtenden Anordnung hinter einer Dreier- sowie einer Zweierreihe beim versetzten Feld. In Tabelle 4.8 sind die mittleren Wärmeübergangszahlen für alle untersuchten Re dargestellt. Die beiden Bereiche $0,0 < x_{VG}/L_{VG} < 2,5$ und $2,5 < x_{VG}/L_{VG} < 5,0$ zeigen für die fluchtende Anordnung nur sehr geringe Unterschiede, was wiederum die Richtigkeit der Annahme einer periodischen Strömungsstruktur unterstreicht. Das versetzte Feld zeigt über alle Reynoldszahlen niedrigere Werte im Wärmeübergang. So liegt \overline{Nu}/Nu_{0k} für den Bereich hinter der Dreierreihe ($0,0 < x_{VG}/L_{VG} < 2,5$) bis zu 11,5% unter den Werten für das fluchtende Feld. Für den Bereich weiter stromab ($2,5 < x_{VG}/L_{VG} < 5,0$) kann der Unterschied sogar über 18% ansteigen.

Abbildung 4.60: Nu/Nu_{0k} , fluchtendes (links) und versetztes (rechts) VG-FeldAbbildung 4.61: Nu/Nu_{0k} , fluchtendes und versetztes VG-Feld

Zur Einschätzung der Gesamtleistung wird immer auch der Druckverlust mit dem erreichten Wärmeübergang in Verbindung gebracht. Somit kann geklärt werden welche Energie zur Überwindung entstehender Reibungsverluste aufgewendet werden muss, um eine gewünschte Intensivierung des Wärmeübergangs zu erzielen.

Die aktuellen Ergebnisse der VG-Anordnungen wurden mit anderen Konfigurationen verglichen. Han u.a. [20] lieferten Ergebnisse für verschiedene Turbulatoren in einem Rechteckkanal. Da sie mit einem zweiseitig berippten Kanal arbeiteten, wurde eine Korrektur für die aktuell gemessenen Reibungsbeiwerte eingeführt. Werden die jeweiligen Beiwerte der glatten Kanalwände (f_0) sowie der mit VGs bestückten

Tabelle 4.8: \overline{Nu}/Nu_{0k} , fluchtendes und versetztes VG-Feld

$Re/10^3$	150	300	450	550	150	300	450	550
x_{VG}/L_{VG}	fluchtend				versetzt			
0,0-2,5	2,00	1,86	1,85	1,87	1,77	1,70	1,71	1,76
2,5-5,0	2,01	1,88	1,86	1,87	1,64	1,64	1,65	1,69
0,0-5,0	2,01	1,87	1,85	1,87	1,73	1,73	1,69	1,73

Wand (f_{VG}) auf ihre wirkenden Flächen bezogen, liefert

$$f_{eq} = \frac{hf_0 + wf_{VG}}{h + w} \quad (4.14)$$

einen äquivalenten Reibungsbeiwert f_{eq} für den zweiseitig mit VGs bestückten Kanal. Der Reibungsbeiwert der Kanalwand mit VGs kann über das gleiche Prinzip und unter Zugrundelegen des gemessenen Reibungsbeiwerts f mittels

$$f_{VG} = \frac{2(h + w)f - (2h + w)f_0}{w} \quad (4.15)$$

bestimmt werden.

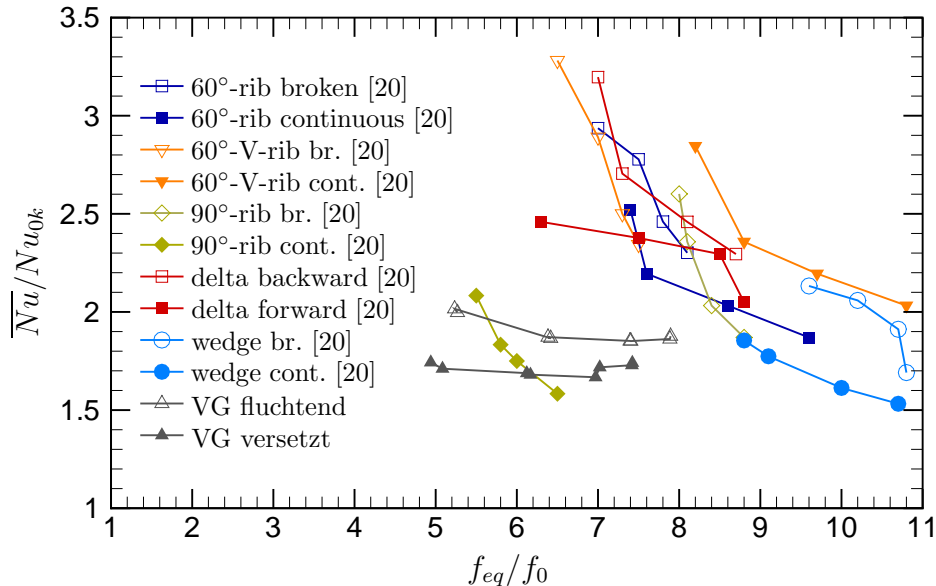


Abbildung 4.62: Intensivierung des Wärmeübergangs und Druckverlust, aktuelle Messung und Han u.a. [20]

Abbildung 4.62 zeigt \overline{Nu}/Nu_{0k} über f_{eq}/f_0 . Verglichen mit anderen Rippenkonfigurationen ergeben die aktuellen Messungen eine moderate Wärmeübergangssteigerung, zeichnen sich aber durch einen geringen Druckverlust aus. Die von Han u.a. [20] untersuchten Reynoldszahlen ($Re=15.000$ bis 80.000) lagen deutlich unter denen der aktuellen Messung ($Re=150.000$ bis 550.000), was die unterschiedlichen Ergebnisse

relativiert. Üblicherweise führen steigende Reynoldszahlen zu einem steigenden bezogenen Druckverlust f/f_0 bei gleichzeitigem Abfall der Wärmeübergangssteigerung Nu/Nu_{0k} .

Wird der Wärmeübergang über der Pumpleistung, die proportional zu fRe^3 ist, aufgetragen, eröffnet sich eine weitere Möglichkeit zum Vergleich der beiden Datensätze, die in Abb. 4.63 gegenübergestellt sind. Die von Han u.a. [20] eingesetzte Konfiguration „delta“ entspricht einer Skalierung des VG I, wobei die kleineren Abstände der einzelnen Elemente (quer $1,1 W_{VG}$ und längs $2,0 L_{VG}$) von der aktuellen Anordnung abwichen. Die Charakteristiken im Wärmeübergang beider Untersuchungen zeigen eine sehr gute Übereinstimmung. Diese und viele weitere Methoden eines solchen Vergleichs wurden von Shah [57] diskutiert.

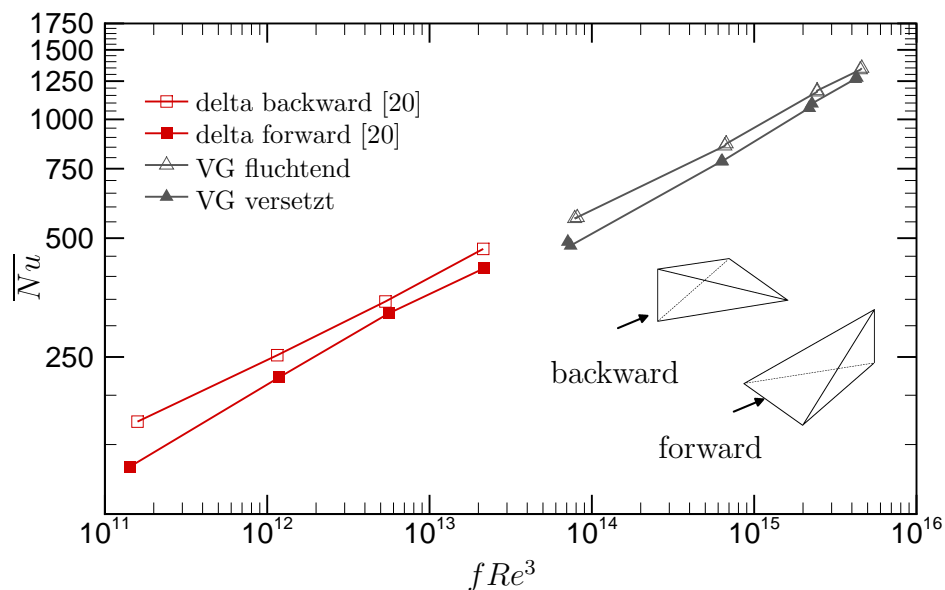


Abbildung 4.63: \overline{Nu} als Funktion der Pumpleistung $\sim fRe^3$

4.13 Benchmark-Datensatz

Wie schon in 1.1 erwähnt, soll wesentlicher Bestandteil der vorliegenden Arbeit die Erstellung eines Benchmark Datensatzes sein, der zu Validierungszwecken für CFD-Simulationen herangezogen werden kann. Hierfür wurde besonderes Augenmerk auf die Basisgeometrie VG I gelegt, für die hierdurch auch die detailliertesten Messdaten vorliegen. Einige der Ergebnisse wurden bereits in den vorangegangenen Kapiteln beschrieben. Der gesamte Umfang der Untersuchungen sowie die Darstellung der Ergebnisse würde den Rahmen dieser Arbeit sprengen, so dass ein Teil der Daten nur in elektronischer Form zur Verfügung steht.

Die im Folgenden vorgestellten Datensätze liegen in einem Textformat vor und sind somit weitestgehend unabhängig von besonderen Programmen zur Auswertung. Die einfachste Visualisierung der Daten kann mittels TecplotTM erfolgen, da die Konventionen des Textformats direkt aus dieser Software übernommen wurden. Hiermit

wird auch ein unkomplizierter Vergleich zu Ergebnissen aus numerischen Simulationen ermöglicht. Für sämtliche Koordinaten und Variablen gelten die Konventionen dieser Arbeit.

Alle Daten sind auf der Web-Seite des Instituts für Thermodynamik der Luft- und Raumfahrt der Universität Stuttgart [58] zu finden. Dort sind ebenfalls Daten zu den numerischen Simulationen aus dem Teilprojekt WE-2549/7-1 dieses DFG-Paketvorhabens abgelegt.

Durch die Verwendung der stationären sowie transienten Methode zur Bestimmung des Wärmeübergangs wurden die Randbedingungen eines konstanten Wandwärmestroms und einer konstanten Wandtemperatur verwirklicht. Bedingt durch die Positionierung der VGs beim Einsatz der Turbulenzgitter, liegen für die transiente Methode sogar Messdaten für zwei unterschiedliche thermische Anlaufängen x_T vor. In den Tabellen 4.9 und 4.10 sind die elektronisch vorliegenden Daten der Wärmeübergangsmessungen zusammengestellt.

Tabelle 4.9: Benchmark-Datensatz, Wärmeübergang, Einzel-VG I

Re	x_T [m]	Datei .dat	Methode, Gitter	Tu [%]	Λ_I [cm]
304.793	0,190	Re300k_VG1_st	stationär, -	1 – 2	-
278.730	1,560	Re300k_VG1_tr	transient, -	1 – 2	-
297.234	0,460	Re300k_VG1_G0_tr	transient, -	1 – 2	-
293.039	0,460	Re300k_VG1_SMS_tr	transient, SMS	6	2 – 4
298.567	0,460	Re300k_VG1_PS_tr	transient, PS	8	2 – 4

Tabelle 4.10: Benchmark-Datensatz, Wärmeübergang, Parallelanordnung, 2×VG I

Re	Datei .dat	Methode, Anordnung
285.148	Re300k_VG1_2p_S1_5W_tr	transient, 2×VG I, $S=1,5W_{VG}$
282.801	Re300k_VG1_2p_S2_0W_tr	transient, 2×VG I, $S=2,0W_{VG}$
280.913	Re300k_VG1_2p_S2_5W_tr	transient, 2×VG I, $S=2,5W_{VG}$
alle Messungen mit $x_T=1,560$ m, $Tu=1-2\%$		

Parallel hierzu sind die mittels PIV erhaltenen Strömungsfelder abgelegt. Eine Übersicht der gemittelten Strömungsfelder ist in Tabelle 4.11 gegeben. Die 2d-Vektorfelder liefern Informationen über die Positionen und groben Abmessungen der Längswirbel, zur genaueren Charakterisierung der Wirbel, auch in Bezug auf die Hauptströmungskomponente, dienen die höher aufgelösten 3c-Daten. Die detaillierten Messungen, die auch zur Turbulenzauswertung herangezogen wurden, sind in Tabelle 4.12 zusammengestellt.

Tabelle 4.11: Benchmark-Datensatz, gemittelte Strömungsfelder, VG I

Re	Datei .dat	Messung	$x_{VG}[\text{m}]$
Einzel-VG I			
307.598	Re300k_VG1_pos1_2d	yz -Ebene, 2d-	0,01
305.824	Re300k_VG1_pos2_2d	yz -Ebene, 2d-	0,11
308.879	Re300k_VG1_pos3_2d	yz -Ebene, 2d-	0,21
308.275	Re300k_VG1_pos4_2d	yz -Ebene, 2d-	0,31
302.257	Re300k_VG1_pos1_3c	yz -Ebene, 3c-	0,01
302.938	Re300k_VG1_pos2_3c_h	yz -Ebene, 3c-	0,11
302.128	Re300k_VG1_pos3_3c_h	yz -Ebene, 3c-	0,21
Parallelanordnung $2 \times$ VG I			
298.448	Re300k_VG1_2p_S1_5W_pos1	yz -Ebene, 3c-, $S=1,5W_{VG}$	0,01
306.161	Re300k_VG1_2p_S2_0W_pos1	yz -Ebene, 3c-, $S=2,0W_{VG}$	0,01
301.401	Re300k_VG1_2p_S2_5W_pos1	yz -Ebene, 3c-, $S=2,5W_{VG}$	0,01
301.356	Re300k_VG1_2p_S1_5W_pos2	yz -Ebene, 3c-, $S=1,5W_{VG}$	0,11
303.436	Re300k_VG1_2p_S2_0W_pos2	yz -Ebene, 3c-, $S=2,0W_{VG}$	0,11
304.431	Re300k_VG1_2p_S2_5W_pos2	yz -Ebene, 3c-, $S=2,5W_{VG}$	0,11
303.105	Re300k_VG1_2p_S1_5W_pos3	yz -Ebene, 3c-, $S=1,5W_{VG}$	0,21
300.180	Re300k_VG1_2p_S2_0W_pos3	yz -Ebene, 3c-, $S=2,0W_{VG}$	0,21
304.431	Re300k_VG1_2p_S2_5W_pos3	yz -Ebene, 3c-, $S=2,5W_{VG}$	0,21

Tabelle 4.12: Benchmark-Datensatz, Turbulenzgrößen, VG I

Re	Datei .dat	Messung	$x_{VG}[\text{m}]$	Variablen
302.093	Re300k_VG1_xy_v	xy -Ebene, 3c-	0,11	v_x, v_y, v_z
302.093	Re300k_VG1_xy_Tuke	xy -Ebene, 3c-	0,11	Tu, k, e
302.093	Re300k_VG1_xy_ReH	xy -Ebene, 3c-	0,11	$\overline{v'_x v'_x}, \overline{v'_y v'_y}, \overline{v'_z v'_z}$
302.093	Re300k_VG1_xy_ReS	xy -Ebene, 3c-	0,11	$\overline{v'_x v'_y}, \overline{v'_y v'_z}, \overline{v'_x v'_z}$
Re	Datei .dat	Messung	$z[\text{m}]$	Variablen
298.482	Re300k_VG1_yz_v	yz -Ebene, 3c-	-0,042	v_x, v_y, v_z
298.482	Re300k_VG1_yz_Tuke	yz -Ebene, 3c-	-0,042	Tu, k, e
298.482	Re300k_VG1_yz_ReH	yz -Ebene, 3c-	-0,042	$\overline{v'_x v'_x}, \overline{v'_y v'_y}, \overline{v'_z v'_z}$
298.482	Re300k_VG1_yz_ReS	yz -Ebene, 3c-	-0,042	$\overline{v'_x v'_y}, \overline{v'_y v'_z}, \overline{v'_x v'_z}$

Kapitel 5

Fehlerrechnung

Nach dem Gaußschen Fehlerfortpflanzungsgesetz (siehe Bronstein u.a. [59]) kann allgemein für eine Größe $f(m_1, m_2, m_3, \dots, m_i)$ der zu erwartende größte Fehler δf sowie ihre Standardabweichung σ_f mit

$$\delta f = \sum_i \left| \frac{\partial f(m_1, m_2, m_3, \dots, m_i)}{\partial m_i} \right| \delta m_i \quad (5.1)$$

$$\sigma_f = \sqrt{\sum_i \left(\frac{\partial f}{\partial m_i} \right)^2 \delta m_i^2} \quad (5.2)$$

angegeben werden. Hierbei stellen m_i die unabhängigen Messgrößen und δm_i die jeweiligen Messfehler dar. In den meisten Fällen stehen die auftretenden Größen in einer funktionalen Abhängigkeit ($x_j(m_i)$), so dass nach dem allgemeinen Fehlerfortpflanzungsgesetz auch

$$\sigma_f = \sqrt{\sum_j \left(\frac{\partial f}{\partial x_j} \right)^2 \sigma_{x_j}^2} \quad (5.3)$$

geschrieben werden kann. Die hier genannten Gleichungen bilden die Grundlage der folgenden Fehlerrechnung.

5.1 Fehler bei der Berechnung des Wärmeübergangs

5.1.1 Stationäre Messmethode mit Heizfolien

Der Fehler bei der Bestimmung des Wandwärmestroms kann einerseits durch die Messfehler des eingesetzten Datenloggers¹, als auch von den geometrischen Abmessungen der Heizfolie herrühren. Hinzu kommen Fehler bei der Strom- und Spannungsmessung, die aus der Verwendung eines Shunt-Widerstands oder auch den Schaltungen zur Spannungsteilung hervorgerufen werden. Die Schaltung der Widerstände ist in Abb. 5.1 dargestellt. Die meist belasteten Verbraucher sind hier die

¹PREMA PTM 3040

Heizfolie (R_F) sowie der Shunt-Widerstand R_S . Um eine genaue Strommessung zu gewährleisten und damit R_S konstant zu halten, ist dieser Widerstand auf einem Kühlkörper montiert. Gemessen werden die beiden Spannungen U_1 und U_{S1} , womit bei bekannten Widerständen die Leistung in der Heizfolie $\dot{Q}_{el} = UI$ berechnet werden kann.

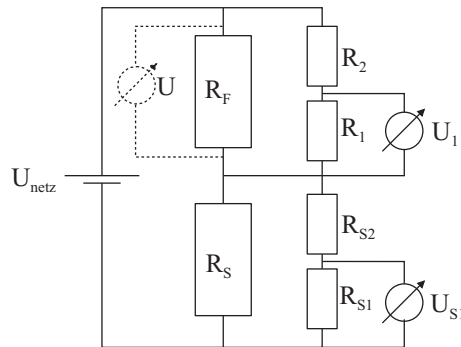


Abbildung 5.1: Widerstandsschaltung zur Messung der Heizleistung

Tabelle 5.1: Ungenauigkeit der Widerstände und Spannungen

Widerstände	R_S	R_{S1}	R_{S2}	R_1	R_2
R [Ω]	0,05	821,29	6192,6	$4,7 \cdot 10^3$	$428,8 \cdot 10^3$
δR [Ω]	$2,5 \cdot 10^{-4}$	0,01	0,1	1,0	9,0
Abweichung [%]	0,5	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$1,6 \cdot 10^{-3}$	$21,3 \cdot 10^{-3}$	$2,1 \cdot 10^{-3}$
Messgrößen	U_{S1}		U_1		
U [V]	0,07		0,05		
δU [V]	$1,0 \cdot 10^{-6}$		$1,0 \cdot 10^{-6}$		
Abweichung [%]	$1,4 \cdot 10^{-3}$		$2,0 \cdot 10^{-3}$		

In Tabelle 5.1 sind alle eingesetzten Widerstände sowie die gemessenen Spannungen mit den jeweiligen Abweichungen angegeben. Hier sind die minimal zu erwartenden Spannungswerte und damit der schlechteste Fall angegeben. Die Spannung und der Strom in der Heizfolie werden nach

$$U = \frac{(R_1 + R_2) U_1}{R_1} \quad (5.4)$$

$$I = \frac{(R_{S1} + R_{S2}) U_{S1}}{R_{S1} R_S} + \frac{U_{S1}}{R_{S1}} - \frac{U_1}{R_1} \quad (5.5)$$

berechnet. Die maximalen Abweichungen für Strom und Spannung ergeben sich dann aus

$$\delta U = \frac{R_2 U}{R_1 + R_2} \left(\frac{\delta R_1}{R_1} + \frac{\delta R_2}{R_2} \right) + U \frac{\delta U_1}{U_1} \quad (5.6)$$

$$\begin{aligned} \delta I = & \frac{(R_S + R_{S2}) U_{S1}}{R_S R_{S1}^2} \delta R_{S1} + \frac{U_{S1}}{R_S R_{S1}} \delta R_{S2} + \frac{(R_{S1} + R_{S2}) U_{S1}}{R_S^2 R_{S1}} \delta R_S \\ & + \frac{R_S + R_{S1} + R_{S2}}{R_S R_{S1}} \delta U_{S1} + \frac{1}{R_1} \delta U_1 + \frac{U_1}{R_1^2} \delta R_1 . \end{aligned} \quad (5.7)$$

Für den Fehler bei der Berechnung des Wärmeübergangs spielen noch die treibende Temperaturdifferenz, die Genauigkeit der Temperaturmessung sowie die Abmessung der Heizfolie eine Rolle. Eine Unsicherheit in der Bestimmung der Wärmeverluste kann ebenfalls nicht ausgeschlossen werden. Ausgehend von Gl. 3.1 ergibt sich für den Wärmeübergangskoeffizienten

$$\alpha = \frac{\dot{Q}_{el} - \dot{Q}_\lambda - \dot{Q}_\sigma}{A \Delta T} \quad (5.8)$$

mit der treibenden Temperaturdifferenz und deren Fehler

$$\Delta T = (T_W - T_\infty) \quad (5.9)$$

$$\delta \Delta T = \frac{\partial \Delta T}{\partial T_W} \delta T_W + \frac{\partial \Delta T}{\partial T_\infty} \delta T_\infty = \delta T_W + \delta T_\infty , \quad (5.10)$$

wobei durch die vorherige Kalibrierung der Thermoelemente sowie der TLC ein Fehler von $\delta T_\infty = \delta T_W = 0,1$ K angenommen werden kann, ergibt sich der Fehler in der Berechnung des Wärmeübergangs mit

$$\delta \alpha = \frac{\partial \alpha}{\partial \dot{Q}_{el}} \delta \dot{Q}_{el} + \frac{\partial \alpha}{\partial \dot{Q}_\lambda} \delta \dot{Q}_\lambda + \frac{\partial \alpha}{\partial \dot{Q}_\sigma} \delta \dot{Q}_\sigma + \frac{\partial \alpha}{\partial A} \delta A + \frac{\partial \alpha}{\partial \Delta T} \delta \Delta T . \quad (5.11)$$

Der für α maßgebliche Wärmestrom \dot{Q} setzt sich aus der elektrischen Leistung und den Verlustleistungen zusammen, die jeweils fehlerbehaftet sind. Die Genauigkeit für \dot{Q}_{el} wird durch die beschriebene Strom- und Spannungsmessung bestimmt, wohingegen die Verluste durch Korrelationen abgeschätzt werden müssen. Aufgrund keiner genauen Kenntnis der Emissionskoeffizienten kann die Genauigkeit der Verlustleistungen ebenfalls nur abgeschätzt werden, so dass die sich ergebende Ungenauigkeit für \dot{Q} mit einer Standardabweichung von 5% angenommen wird. Die Zusammenstellung der zu erwartenden Fehler sowie Standardabweichung ist in Tabelle 5.2 gegeben. Hier wurden wiederum die niedrigsten Spannungswerte zugrunde gelegt, was den schlechtesten möglichen Fall darstellt.

5.1.2 Stationäre Messmethode mit Heizpatronen

Rein formal kann eine analoge Fehlerrechnung zum vorangegangenen Kapitel gemacht werden. Etwas vereinfachend wirkt sich in diesem Fall die direkte Messung von

Tabelle 5.2: Typische Werte, Fehler und Standardabweichung

	α	U	I	\dot{Q}	A	ΔT
typ. min. Werte	$22,2 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$	$4,6 \text{ V}$	$12,0 \text{ A}$	$55,1 \text{ W}$	$0,236 \text{ m}^2$	10 K
δf [%]	13,5	0,03	0,5	10,0	1,0	2,0
σ_f [%]	8,8	0,02	0,5	5,0	0,7	1,4
typ. max. Werte	$408,6 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$	$21,0 \text{ V}$	$46,7 \text{ A}$	$964,2 \text{ W}$	$0,236 \text{ m}^2$	10 K

Strom und Spannung an den Heizpatronen aus. Das eingesetzte Digitalmultimeter² kann Spannungen und Ströme mit einer Genauigkeit von $0,001 \text{ V}$ und $0,0001 \text{ A}$ aufnehmen. Aufgrund der nicht allein auf Korrelationen sondern auf die FEM-Analyse gestützte Verlustleistung wurde für diese eine Unsicherheit von 5% angesetzt.

Für den mittleren Wärmeübergangskoeffizienten kann mit den oben gemachten Annahmen ein maximaler Fehler von $5,4\%$ und eine Standardabweichung von $2,9\%$ gefunden werden.

5.1.3 Transiente Messmethode

Betrachtet wird die in 3.1.7 beschriebene instationäre Gleichung für eindimensionale Wärmeleitung (Gl. 3.12). Eine analytische Lösung ist nicht möglich, und das implizite Auftreten des Wärmeübergangskoeffizienten lässt dessen Fehlerrechnung nicht mehr mit den gebräuchlichen Standardmethoden zu.

Der Einfachheit halber wird im Folgenden ein idealer Temperatursprung des Fluids ($\Delta T_{\text{sprung}} = T_B - T_0$) vorausgesetzt und nicht auf den realen, kontinuierlichen Temperaturverlauf eingegangen. Führt man nun die neue Variable β in Gl. 3.12 ein, ergibt sich

$$\Theta_W(\beta) = \frac{T_W - T_0}{T_B - T_0} = 1 - e^{-\beta^2} \operatorname{erfc}(\beta) \quad \text{mit} \quad \beta = \alpha \sqrt{\frac{t}{\lambda \rho c}} \quad (5.12)$$

und es kann zunächst auf die Genauigkeit der Wandtemperatur Θ_W in Abhängigkeit des Fehlers der in Gl. 5.12 eingeführten Variablen $\delta\beta$ eingegangen werden. Es ergibt sich

$$\delta\Theta_W = \left| \frac{\partial\Theta_W}{\partial\beta} \right| \delta\beta = \left(\frac{2}{\sqrt{\pi}} - 2\beta e^{-\beta^2} \operatorname{erfc}(\beta) \right) \delta\beta, \quad (5.13)$$

wobei $\delta\Theta_W$ durch die angenommenen Messfehler der Temperaturmessungen (T_0 , T_W und T_B) bestimmt wird. Durch Invertierung gelangt man auf die Genauigkeit der Variable β , die sich mit

$$\delta\beta = \left| \left(\frac{\partial\Theta_W}{\partial\beta} \right)^{-1} \right| \delta\Theta_W \quad (5.14)$$

²APPA 107 Digitalmultimeter

angeben lässt. Damit kann der Fehler für den Wärmeübergangskoeffizienten mit dem allgemeinen Verfahren der Fehlerrechnung bestimmt werden.

Die sich ergebenden Fehler sind stark abhängig von den jeweiligen Versuchsbedingungen. Um eine möglichst hohe Genauigkeit bei der Temperaturmessung zu erzielen, sollten die auftretenden Temperaturdifferenzen ($T_W - T_0$ und $T_B - T_W$) ausreichend groß gewählt werden. Eine zu stark beheizte Strömung führt aber wiederum zu einer schnell ansteigenden Wandtemperatur und damit einer schnellen Farbindikation, wodurch Messfehler der Zeit dominieren. In Abb. 5.2 ist für die niedrigste Re , der hier durchgeführten transienten Experimente, die Wärmeübergangsverteilung mit der zugehörigen Standardabweichung dargestellt. In Regionen hoher α -Werte ist aufgrund der schnellen Umschlagszeit der TLC ein größerer Fehler zu erwarten. Deutlich wird dies auch bei der Variation von T_B . Bei der treibenden Temperaturdifferenz $T_B - T_W = 32^\circ\text{C}$ werden gerade kurz hinter dem VG noch schnellere Umschlagszeiten als bei $T_B - T_W = 27^\circ\text{C}$ erreicht und führen somit auf eine höhere Standardabweichung.

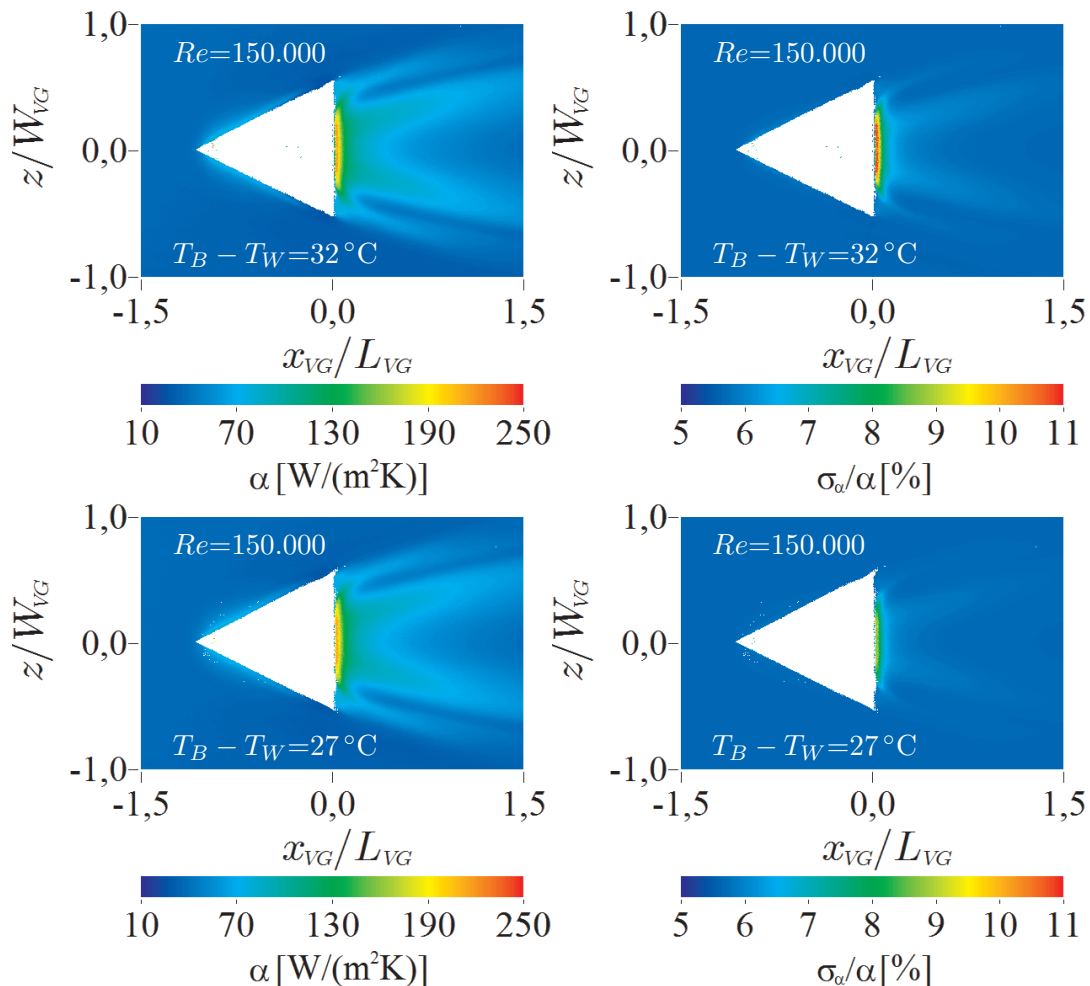


Abbildung 5.2: Standardabweichung, VG I, $Re=150.000$, Variation von T_B

Abbildung 5.3 zeigt die α -Verteilung und Standardabweichung für die höchste hier untersuchte Re . Bei hohen Geschwindigkeiten sind generell höhere α -Werte und damit schnellere Umschlagszeiten der TLC zu erwarten, so dass nicht mit ähnlich hohen Temperaturdifferenzen wie in den zuvor gezeigten Ergebnissen gearbeitet werden kann. Dies schlägt sich im Bereich langer Umschlagszeiten nieder, wo der Fehler durch die Genauigkeit der Temperaturmessung dominiert wird und damit etwas höher ausfällt als für $Re=150.000$.

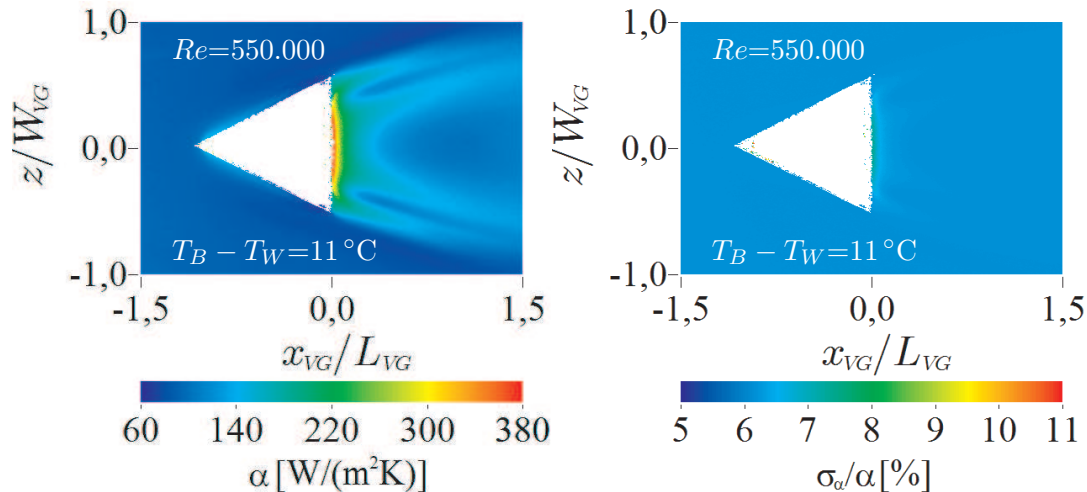


Abbildung 5.3: Standardabweichung, VG I, $Re=550.000$

Bei entsprechend sorgfältiger Versuchsdurchführung und Wahl der Temperaturdifferenzen sind mittlere Standardabweichungen für den Wärmeübergang kleiner 7% zu erwarten. Wenn auch lokal sehr eingeschränkt (hinter der VG-Endkante), können aber trotzdem größere Fehler auftreten. In den hier durchgeführten Experimenten wurde stets auf die entsprechenden Versuchsbedingungen geachtet. Die hier dargestellten σ_α -Verteilungen stellen Extremfälle dar (kleine Re und hohe $T_B - T_W$ sowie hohe Re und kleine $T_B - T_W$). Die übrigen Versuchsbedingungen befinden sich dazwischen, was dann für ihre zugehörigen Fehler ebenso gilt.

In Tabelle 5.3 sind die zur Fehlerrechnung notwendigen Variablen und ihre angenommenen Fehler zusammengestellt.

Tabelle 5.3: Variablen zur α -Berechnung und ihre Fehler

Absolutwerte	T_0	T_W	T_B	ρ	c	λ_P	t
typischer Wert	22	38	48 – 70	1190	1470	0,19	4 – 120
Fehler	0,2	0,2	0,2	10	20	0,019	0,333
Dimension	°C	°C	°C	kg/m ³	J/(kg K)	W/(m K)	s

5.2 Fehler bei den Strömungsmessungen

5.2.1 Mittlere Einlaufgeschwindigkeit, Reynoldszahl

Die mittlere Geschwindigkeit im Windkanal wird mit der in 2.1 beschriebenen Differenzdruckmessung in der Einlaufdüse nach Gl. 2.2 bestimmt. Für die genaue Bestimmung der Geschwindigkeit in der eigentlichen Teststrecke sind die jeweiligen Querschnittsflächen sowie die Dichte der strömenden Luft ausschlaggebend. Bei stationären Untersuchungen zum Wärmeübergang ist die Dichte der angesaugten Umgebungsluft nahezu identisch mit der in der Teststrecke vorherrschenden Luftdichte. Bei Vorschaltung der Heizung für transiente Versuche, ist aber ein deutlicher Unterschied der Temperatur und damit auch der Dichte im Fluid zu erwarten. Für die Genauigkeit der Geschwindigkeit sind also die Umgebungsbedingungen vor der Einlaufdüse sowie die Fluidaten in der Messstrecke von Bedeutung, was an beiden Positionen jeweils eine Messung der Temperatur und des Drucks erfordert. Der Umgebungsdruck wird mit einem Sensor³ bei einer Genauigkeit von 1 %, der Differenzdruck (Einlaufdüse, und Teststrecke) mittels eines Druckmoduls⁴ und einer Genauigkeit von 0,065 % aufgenommen. Die Temperaturen werden jeweils mittels Thermoelementen (Typ K) bei einer Unsicherheit von 1 % abgetastet. Die Kanalabmessungen werden mit einer Genauigkeit von 0,2 mm angenommen.

Mit den genannten Daten der Druck- und Temperaturmessungen lässt sich die Luftdichte an beiden beschriebenen Positionen mit einer Standardabweichung von etwa 1,3 % bestimmen. Nach Gl. 5.2 ergibt sich für die Geschwindigkeit in der Teststrecke ein maximaler Fehler von 2,5 % und nach Gl. 5.3 eine Standardabweichung etwa 1,6 %.

5.2.2 Druckverlust, Reibungsbeiwert

Wird Gl. 3.30 zugrunde gelegt, ist zur Berechnung des Reibungsbeiwerts der Druckgradient in Strömungsrichtung sowie die Stoffdaten und die Geschwindigkeit der Strömung notwendig. Mit Ausnahme von $\Delta p/\Delta x$ kann zur Bestimmung der Fehler aller übrigen Größen analog dem vorangegangenen Kapitel vorgegangen werden.

Zur Bestimmung der Genauigkeit des Druckgradienten soll folgende Annahme gelten. An allen Druckbohrungen wurden jeweils 200 Messwerte aufgenommen, deren jeweiliger Mittelwert bei der weiteren Auswertung verwendet wurde. Die eingesetzten Druckmodule mit einer Genauigkeit von 0,065 % ihres Messbereichs liefern damit bei der Anzahl der Messwerte einen vernachlässigbaren Fehler. Der Druckgradient wurde durch eine lineare Ausgleichsgerade nach der Methode der kleinsten Quadrate bestimmt, so dass seine Standardabweichung wie folgt abgeschätzt werden kann.

Es liegen bei N Messstellen die Werte x_1, \dots, x_N sowie p_1, \dots, p_N vor, die einen linearen Zusammenhang gemäß $p = mx + b$ besitzen sollen. Nach Bronstein u.a. [59] lässt sich dann die Steigung mit

$$m = \frac{N \sum x_i p_i - \sum x_i \sum p_i}{N \sum x_i^2 - (\sum x_i)^2} \quad (5.15)$$

³TetraTec PDP 02020A-F, 2 bar

⁴Scanivalve Corp. DAS 3016/16 Px RA, 10" H₂O oder 2,5 Psi

und der Achsenabschnitt mit

$$b = \frac{\sum x_i^2 \sum p_i - \sum x_i \sum x_i p_i}{N \sum x_i^2 - (\sum x_i)^2} \quad (5.16)$$

bestimmen. Die Standardabweichung der Steigung berechnet sich zu

$$\sigma_m = \sqrt{\frac{N \sum (p_i - b - mx_i)^2}{(N - 2) (N \sum x_i^2 - (\sum x_i)^2)}} \quad (5.17)$$

Auf Grundlage der Messdaten ergibt sich für die höchste $Re=550.000$ ein maximaler Fehler von 11,2 % und eine Standardabweichung von 7,4 %. Bei den niedrigsten Geschwindigkeiten ($Re=150.000$) erhält man $\delta_m/m=7,4\%$ und $\sigma_m/m=4,4\%$.

5.2.3 PIV

Bei sorgfältiger Einstellung der Versuchsparameter werden mögliche Fehlerquellen weitestgehend eliminiert. Mit dem in dieser Arbeit eingesetzten und in seinen Einzelkomponenten (CCD-Kamera, Objektive, Partikelgröße, usw.) aufeinander abgestimmten PIV-System wurden diese Parameter (siehe Keane und Adrian [40]) stets bestmöglich eingestellt.

Bei doppelt gepulsten PIV-Systemen wird die Geschwindigkeit aus dem Partikelversatz Δx_{pix} zweier aufeinander folgender Aufnahmen bei bekanntem Zeitversatz Δt berechnet. Zur Auswertung stehen die, in ihrer Auflösung durch ihre Pixelanzahl bestimmten, Aufnahmen der CCD-Kameras zur Verfügung und es ergibt sich

$$v_{pix} = \frac{\Delta x_{pix}}{\Delta t} \quad (5.18)$$

Die Kalibrierung liefert den Zusammenhang zu den realen Abmessungen, so dass sich die tatsächlichen Geschwindigkeiten über den Maßstab durch

$$v = M \frac{\Delta x_{pix}}{\Delta t} \quad (5.19)$$

berechnen lassen. Mögliche Fehlerquellen können bei der Kalibrierung und auch bei der Auswertung auftreten. Der relative Fehler der gemessenen Geschwindigkeit lässt sich dann mit

$$\frac{\delta v}{v} = \frac{\delta M}{M} + \frac{\delta \Delta x_{pix}}{\Delta x_{pix}} + \frac{\delta \Delta t}{\Delta t} \quad (5.20)$$

darstellen.

Für die Vektorberechnung erlaubt die Kreuzkorrelation der eingesetzten Software eine Genauigkeit bei der Bestimmung des Partikelversatzes von $\delta \Delta x_{pix}=0,1$ pixel. Die Versuchsparameter wurden stets so eingestellt, dass ein mittlerer Partikelversatz von etwa 5 pixel erreicht wurde. In den hier untersuchten Wirbelströmungen treten aber lokal unterschiedliche Geschwindigkeiten und damit deutliche Abweichungen von diesem Richtwert auf, so dass je nach Geschwindigkeit auch unterschiedliche Fehler zu erwarten sind. Im Folgenden wird nur auf eine 3c-Messung eingegangen, die für die vorliegende Arbeit den allgemeinsten Fall darstellt. Für die Auswertung mittels

Kreuzkorrelation ist der in die CCD-Chip-Ebene projizierte Partikelversatz maßgeblich. Aus einem vermessenen Vektorfeld werden die erhaltenen Vektoren durch eine Koordinatentransformation auf die Chip-Ebene ($x_c y_c$ -Ebene) mittels

$$\vec{v}_c = \vec{v} \times \mathbf{D} \quad \text{mit} \quad \mathbf{D} = \begin{pmatrix} \cos(\angle(x_c x)) & \cos(\angle(x_c y)) & \cos(\angle(x_c z)) \\ \cos(\angle(y_c x)) & \cos(\angle(y_c y)) & \cos(\angle(y_c z)) \\ \cos(\angle(z_c x)) & \cos(\angle(z_c y)) & \cos(\angle(z_c z)) \end{pmatrix} \quad (5.21)$$

transformiert. Die Winkel ergeben sich aus dem Versuchsaufbau, bei dem die Kameras in einem Winkel zur Messebene stehen (siehe Abb. 5.4). Im vorliegenden Fall entspricht die Transformation einer Drehung um die y -Achse. Aus diesem transformierten Vektor wird der Partikelversatz Δx_{pix} , der anschließend in die Fehlerrechnung eingeht, berechnet. Da die beiden Kameras die jeweiligen Vektoren unter verschiedenen Winkeln erfassen, ergeben sich auch für jede Kamera unterschiedliche Fehler. Die Größenordnung der so berechneten Standardabweichungen ist jedoch repräsentativ. Für den aus der Bestimmung des Maßstabs resultierenden Fehler wurde angenommen, dass bei der durch die Software automatisch erkannten Markierungen der Kalibrierplatte in etwa die gleiche Unsicherheit auftritt wie bei der Kreuzkorrelation zur Berechnung des Partikelversatzes. Bei jeweils elf Markierungen in Höhe und Breite und einem maximalen Fehler beim Erkennen der äußersten Markierungen von einem Pixel ergibt sich für die Skalierungsfunktion ein Fehler von etwa 0,1 pixel zwischen jeweils benachbarten Kreuzen, die bei den vorhandenen Versuchsparametern einen Abstand von etwa 130 pixel aufwiesen.

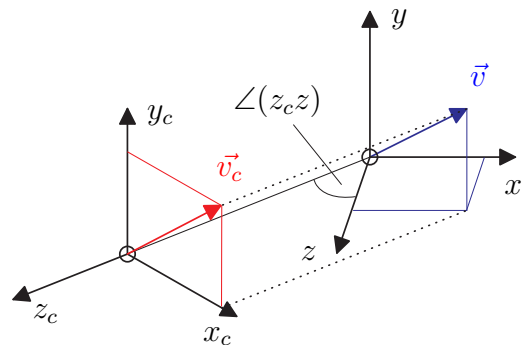


Abbildung 5.4: Schema Koordinatentransformation

Die beiden Laserpulse des eingesetzten Systems erfolgten mit einem auf wenige Nanosekunden genauen Zeitversatz, so dass der hieraus resultierende prozentuale Fehler nur wenige Zehntel beträgt.

Die beiden Laserpulse des eingesetzten Systems erfolgten mit einem auf wenige Nanosekunden genauen Zeitversatz, so dass der hieraus resultierende prozentuale Fehler nur wenige Zehntel beträgt.

Am Beispiel einer Kamera, die im Winkel $\angle(z_c z) = \pi/8$ (entspricht dem halben Öffnungswinkel der Kameras bei der 3c-PIV) zur Normalen der Messebene verschwenkt war, sind die sich ergebenden Standardabweichungen für zwei Messebenen in einem Schnitt durch einen Hauptwirbel in Abb. 5.5 dargestellt. Für die xy -Ebene liegen in Bereichen ohne Einfluss des Längswirbels relativ kleine Standardabweichungen von etwa 1,5 % vor, was damit zu erklären ist, dass die Messebene parallel zur Anströmungsrichtung liegt und damit in weiten Bereichen die Partikelversätze nahezu konstant sind und damit dem voreingestellten Richtwert 5 pixel entsprechen. Im Bereich des Wirbels können Standardabweichungen von bis zu 4 % auftreten. Für die Messebene senkrecht zur Hauptströmung treten in der ungestörten Anströmung Abweichungen von $\sigma_v = 3,5\%$ auf. Die größten Fehler treten dann auf, wenn sich die Partikel parallel zur Kamerablickrichtung bewegen und damit Standardabweichungen von bis zu 40 % erreichen.

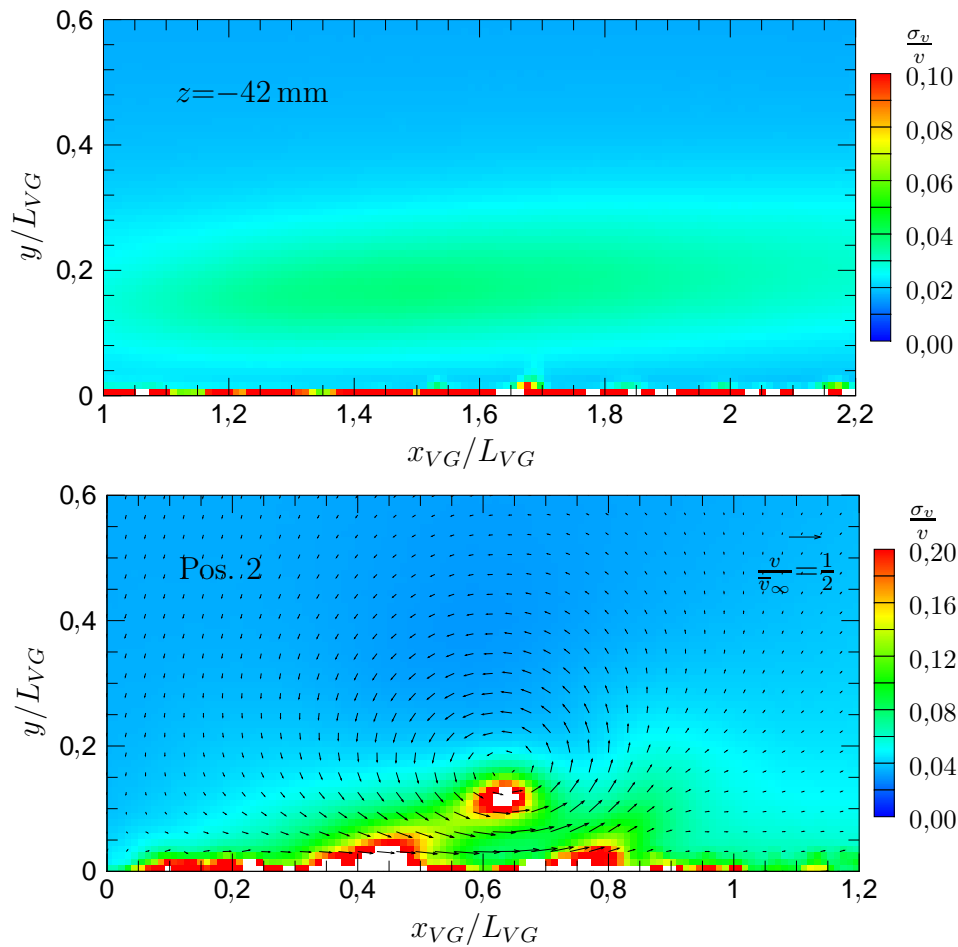


Abbildung 5.5: Standardabweichung im Schnitt durch den Wirbelkern bei $Re=300.000$

5.2.4 CTA

Schon bei der Kalibrierung der Sonden wird unabwendbar ein Fehler aufgeprägt. Die Geschwindigkeit der in 3.2.1 beschriebenen Kalibriereinrichtung ist abhängig von den Eigenschaften des Strömungsmediums (Luft) und dem Druck im Plenum. Letzterer hat den größten Einfluss auf die Genauigkeit der Geschwindigkeit, wobei die maximale Unsicherheit bei kleinen Geschwindigkeiten auftritt. Da sich die Genauigkeit des Druckmoduls auf dessen maximalen Messbereich bezieht, resultiert bei niedrigen Geschwindigkeiten, die gleichbedeutend mit niedrigen Drücken sind, ein höherer relativer Messfehler. Abbildung 5.6 zeigt die Standardabweichung der Geschwindigkeit, aufgetragen

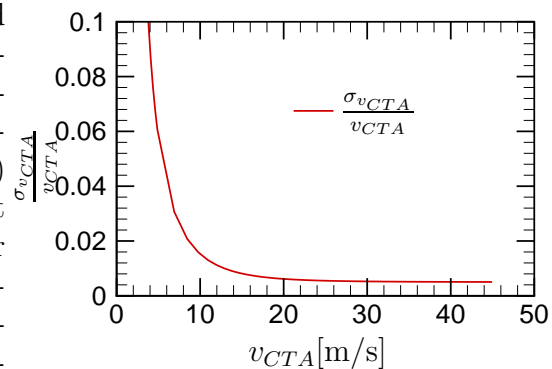


Abbildung 5.6: Fehler für v_{CTA} bei der Kalibrierung

über den zu erwartenden Bereich der Strömungsgeschwindigkeit. Hier ist der schlechteste Fall dargestellt, mit einem maximalen Fehler bei $v=0$ m/s. Bei der Kalibrierung wird dieser Wert aber bei ruhender Strömung aufgenommen und auf eine Druckmessung vollkommen verzichtet, der Fehler sollte sich damit deutlich verringern.

Auch beim Generieren der Kalibrierkurve können Ungenauigkeiten auftreten. Bei der Kurvenanpassung durch ein Polynom vierten Grades gibt Bruun [36] eine Standardabweichung von 0,15 % an, die in der vorliegenden Arbeit sogar noch etwas geringer ausfällt, da mit einem Polynom sechsten Grades gearbeitet wurde. Durch das Anemometer selbst (A/D-Wandler, Auflösung, usw.) können weitere Unsicherheiten auftreten, die im Handbuch zum System [35] beschrieben sind und ebenfalls deutlich kleiner ausfallen als die Standardabweichung der Kalibrierung. Für die in der vorliegenden Arbeit untersuchten kleinsten Reynoldszahlen mit mittleren Strömungsgeschwindigkeiten von etwa 10 m/s, kann eine Standardabweichung von etwa 1,5 % angenommen werden.

Fehlern durch Änderung der Umgebungsbedingungen (Temperatur, Druck, Dichte...) wurde insoweit vorgebeugt, als dass alle Kalibrierungen unmittelbar vor den eigentlichen Messungen erfolgten. Unter der Annahme, dass während einer Messung (in der Regel lag die Messdauer unter 10 s) die Umgebungsbedingungen und damit die Stoffgrößen unverändert bleiben, können die bezogenen Schwankungswerte (z.B. Tu) sogar mit einer kleineren Standardabweichung bestimmt werden. Hierfür steht die Genauigkeit des Systems selbst im Vordergrund, so dass Standardabweichungen von weniger als 0,1 % möglich sind.

5.2.5 CCA

Rein theoretisch kann das eingesetzte Anemometer Temperaturen und auch Temperaturfluktuationen von über 5 kHz bei einer Genauigkeit von 0,05 °C messen. Die tatsächliche Genauigkeit ist aber wie auch beim CTA-Modus durch die Kalibrierung bestimmt. Der lineare Kalibriergraph wurde auf Temperaturmessungen (Mittelwert von je drei Thermoelementen Typ K⁵) gestützt. Bei der Bestimmung der Geraden mit den maximal und minimal gemessenen Temperaturen von $T_{max} \approx 83,0$ °C und $T_{min} \approx 17,0$ °C kann die Steigung, aber auch der Referenzpunkt, der den Achsenabschnitt definiert, fehlerbehaftet sein.

Zur Kalibrierung wurde die CCA-Sonde zusammen mit drei Thermoelementen in ein möglichst kleines mit Luft gefülltes Volumen gebracht. Hierfür wurde ein dünnwandiges Plastikrohr mit einem Innendurchmesser von etwa 5 mm verwendet, welches in ein temperierbares Wasserbad getaucht wurde, so dass sich in kurzer Zeit eine stationäre Lufttemperatur im Rohr einstellen konnte. Bedingt durch die eingesetzten Thermoelemente mit einer Unsicherheit von etwa 0,3% ihres Messbereichs und der hier eingesetzten Kalibriereinrichtung wurde eine Genauigkeit der Temperaturmessung von $\Delta T = \pm 1,0$ °C angenommen.

⁵Thermocoax-Mantelthermoelement 2ABAc05/TMS025-3mm

Zusammenfassung und Ausblick

Die in der vorliegenden Arbeit durchgeführten experimentellen Untersuchungen umfassen sowohl Wärmeübergangs- als auch Strömungsmessungen beim Einsatz von längswirbelerzeugenden Elementen. Der Schwerpunkt der Messungen im verwendeten Windkanal lag hierbei auf einem Reynoldszahlenbereich von 80.000 bis 600.000. Die eingesetzten tetraederförmigen Vollkörper-Wirbelgeneratoren (VGs) erzeugen Wirbelstrukturen, die eine deutliche Steigerung des Wärmeübergangs bewirken. Gerade die kombinierte Herangehensweise hinsichtlich der Strömung und des Wärmeübergangs ermöglicht eine besonders umfassende Beschreibung der physikalischen Vorgänge.

Zur detaillierten Vermessung des Wärmeübergangs kamen Methoden zur Anwendung, die auf thermochromatischen Flüssigkristallen (TLC) basieren. Hierbei wurden zwei unterschiedliche thermische Randbedingungen realisiert. Die stationäre Methode arbeitet mit Heizfolien (oder Heizpatronen) und setzt näherungsweise einen konstanten Wandwärmestrom voraus. Dagegen basiert die transiente Methode auf der Auswertung des zeitlichen Verlaufs der Wandtemperatur als Reaktion auf einen Temperatursprung in der Fluidströmung und entspricht etwa einer konstanten Wandtemperatur. Beide Methoden liefern mit sehr hoher Genauigkeit flächendeckende Wärmeübergangsinformationen.

Die Untersuchungen schlossen Wärmeübergangsmessungen hinter sowie auf der Oberfläche von Einzel-VGs bei variierender Geometrie und verschiedenen Anströmverhältnissen ein. Hierbei wurden die einzelnen Geometrieparameter jeweils getrennt voneinander untersucht, und es konnte der Einfluss der Höhe, Breite oder auch verschiedener Kantenradien der VGs geklärt werden. Die Höhe der VGs lag etwa in der Größenordnung der im Versuchskanal vorherrschenden Grenzschichtdicke ($0,26 < H_{VG}/\delta < 1,73$). Mit den höchsten Bauteilen wurde auch der höchste Wärmeübergang erzielt, was auf stärker ausgeprägte Längswirbel zurückgeführt werden kann und sich durch Strömungsmessungen bestätigte. Neben variierenden Reynoldszahlen wurde auch der Einfluss unterschiedlicher Turbulenzstrukturen in der Anströmung untersucht. Die hierfür eingesetzten Turbulenzgitter zeigten eine deutliche Steigerung des Wärmeübergangs im glatten Kanal, wirkten sich jedoch nur marginal auf die Wärmeübergangsverteilung hinter den VGs aus. Die durch die VGs induzierten Längswirbel erwiesen sich hiermit als die dominante Strömungsstruktur.

Für einfache Reihen- und Parallelanordnungen von bis zu drei VGs wurde die Interaktion verschiedener Längswirbel verdeutlicht. Bei Reihenanordnungen konnte gezeigt werden, dass die einzelnen VGs einen ausreichend großen Abstand aufweisen müssen, um von einer Superposition der Wirbel und der anfachenden Wirkung auf den Wärmeübergang profitieren zu können. Bei Parallelanordnungen ließen sich für

die kleinsten Abstände der VGs die höchsten Wärmeübergangszahlen erreichen.

Anhand zweier Feldanordnungen konnte die erreichbare Wärmeübergangsintensivierung mit dem damit verbundenen Druckverlust in Verbindung gebracht werden. Hier zeigte sich, dass eine fluchtende Anordnung gegenüber einer versetzten vorzuziehen ist, da höhere Wärmeübergangszahlen bei nahezu unverändertem Druckverlust auftraten. Im Vergleich mit anderen Turbulatoren (verschiedene Rippenkonfigurationen) lieferten die Wirbelgeneratoren einen deutlich geringeren Druckverlust.

Zur detaillierten Charakterisierung der Anströmbedingungen fand neben der Hitzdrahtmesstechnik die Methode der Particle Image Velocimetry (PIV) Anwendung. Somit konnten die vorherrschenden Geschwindigkeitsprofile und Turbulenzgrößen vermessen, sowie beide Methoden gegeneinander validiert werden. Außer den Turbulenzintensitäten wurden mittels Autokorrelation aus den zeitlich aufgelösten Signalen der Hitzdrahtmessung sowie der örtlich korrelierten Geschwindigkeitsdaten der PIV die integralen turbulenten Längenskalen identifiziert. Für die im Windkanal eingesetzten Turbulenzgitter konnten Turbulenzgrade von etwa 1 bis 8 % realisiert werden, die turbulenten Längenskalen lagen in der Größenordnung der lichten Weite der Gitter ($\approx 0,03$ m).

Mittels PIV wurden die Längswirbelstrukturen hinsichtlich ihrer Position und Strömungsgeschwindigkeiten vermessen, die charakteristischen Größen wie Rotation und Wirbelstärke berechnet und dem einhergehenden Wärmeübergang gegenübergestellt. Hierbei ergab sich ein eindeutiger Zusammenhang zwischen der Wärmeübergangsverteilung und den Trajektorien der Längswirbel. Der maximale Wärmeübergang ist stets in den Bereichen zu finden, in denen die induzierte Wirbelströmung eine zur Wand hin gerichtete Komponente aufweist und damit eine Verringerung der hydrodynamischen und thermischen Grenzschicht bewirkt.

Zur besonders detaillierten Untersuchung der Längswirbel kam die sogenannte Methode der Stereo-PIV zum Einsatz, die es erlaubt, die Strömung in allen drei Raumkomponenten aufzunehmen. Bei gleichzeitiger Erfassung der die Rotation beschreibenden Geschwindigkeiten zeigte sich in Hauptströmungsrichtung eine Geschwindigkeitsabnahme im Bereich des Wirbelkerns. Eine hohe Anzahl an Einzelaufnahmen (bis zu 3.000) lieferte die Basis für eine statistische Turbulenzanalyse. An ausgewählten Schnittebenen durch einen Längswirbel wurden damit Turbulenzgrade, die kinetische Turbulenzenergie sowie auch die Reynoldsschen Haupt- und Schubspannungen bestimmt.

Die grundlegenden Erkenntnisse hinsichtlich der Interaktion und Superposition mehrerer Längswirbelstrukturen für verschiedene Anordnungen von VGs sind zur Optimierung der Wärmeübertragung nutzbar. Denkbar ist auch eine Anwendung von VGs in Kombination mit Rippenstrukturen. Für solche, hinsichtlich des Wärmeübergangs optimierte Oberflächen kommen weite Anwendungsgebiete in Frage. Ihr Einsatz ist in Wärmetauschern oder auch in Kühlkanälen für Brennkammerwände stationärer Gasturbinen denkbar. Letztere werden in einem Reynoldszahlenbereich betrieben, den die Untersuchungen der vorliegenden Arbeit ebenfalls abdecken.

Die vorliegende Arbeit liefert eine breite Datenbasis für Strömung und Wärmeübergang bei komplexen Wirbelströmungen. Der Vergleich der experimentell gewonnenen Ergebnisse mit Resultaten aus numerischen Methoden ergab eine gute Übereinstimmung. Die vorliegenden Ergebnisse zeigen Zusammenhänge zwischen

Wirbelströmungen, induzierten Wärmeübergangssteigerungen und Turbulenzstrukturen auf und können somit als Benchmark-Datensatz zur Weiterentwicklung und Validierung numerischer Modelle eingesetzt werden.

Anhang A

3c-PIV Strömungsfelder

A.1 Variation der VG-Geometrie

Die Abbildungen A.1 und A.2 zeigen einen Vergleich der Strömungsfelder an Position 1 ($x_{VG}=10$ mm) für verschiedene VG-Geometrien und eine Reynoldszahl von $Re=300.000$. Zur besseren Vergleichsmöglichkeit sind sämtliche Koordinaten auf die gleiche Referenzlänge W_{VGI} der Basisgeometrie VG I bezogen.

Gut zu sehen ist, wie mit steigendem Kantenradius (Abb. A.1) schwächere Längswirbel induziert werden. Die Sekundärgeschwindigkeiten (v_y und v_z) sowie die Ausdehnung der Wirbel nehmen ab. Für den scharfkantigen VG ist die zur Wand hin gerichtete Strömung sehr viel deutlicher ausgeprägt, was in der Symmetrieebene des VGs zu höheren Hauptströmungsgeschwindigkeiten (im Bereich $y/W_{VGI}<0,3$) und damit zu einer stärkeren Reduktion der hydrodynamischen Grenzschicht führt.

Abbildung A.2 zeigt das entsprechende Strömungsfeld für die VGs I bis V. Für den schmalsten VG II liegen die Wirbel deutlich näher zusammen, der niedrigste VG III zeigt eine deutlich schwächere Ausprägung des Hauptwirbelpaars. Für VG V sind die stärksten induzierten Geschwindigkeiten zu beobachten.

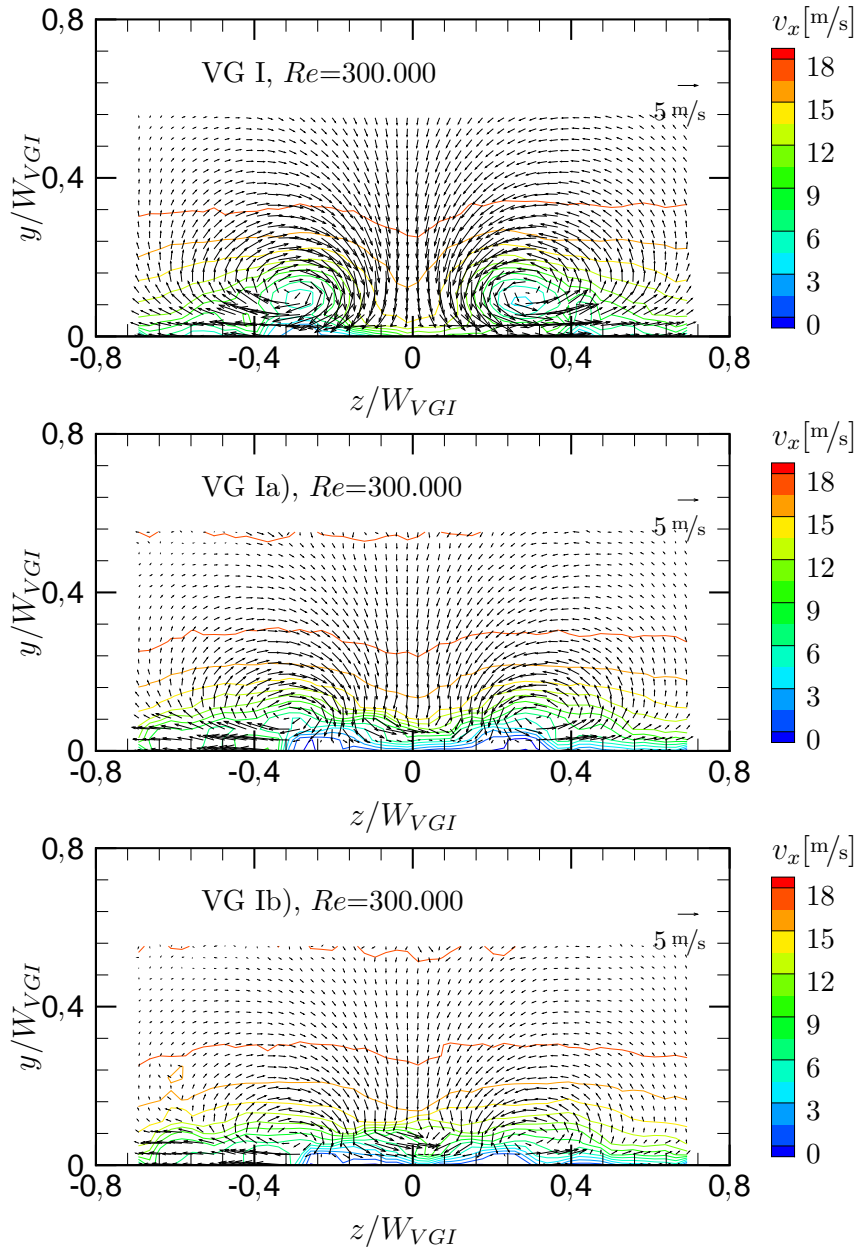


Abbildung A.1: 3c-PIV Geschwindigkeitsfeld für VG I, Ia) und Ib)

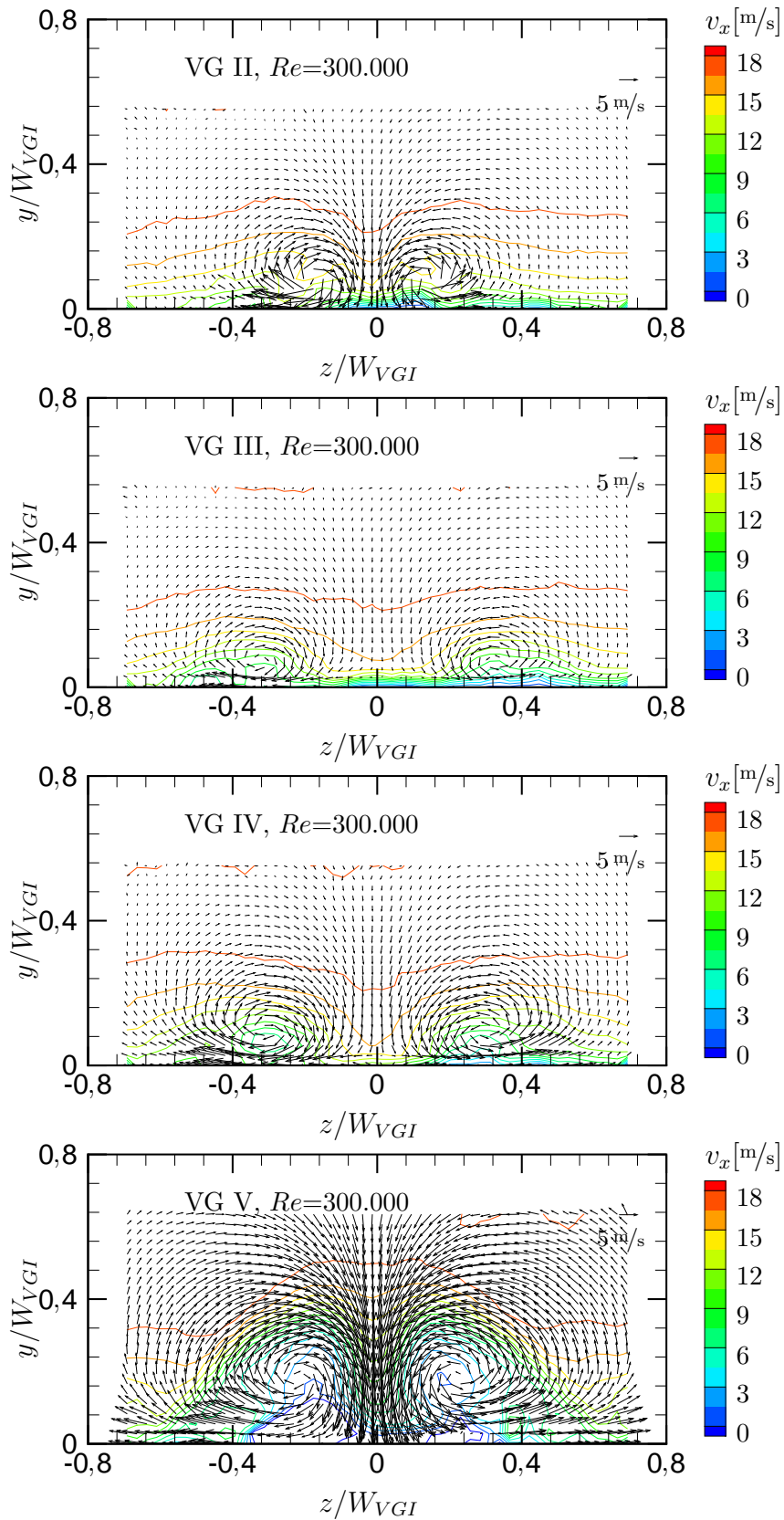


Abbildung A.2: 3c-PIV Geschwindigkeitsfeld für VG II bis V

Anhang B

Weitere Turbulenzauswertung

B.1 Turbulenzanalyse PIV

Die Histogramme der Schwankungskomponenten bei Variation der Gitter und Re sind in Abb. B.1 dargestellt. Die mittels PIV gewonnenen Vektorfelder aus 2.000 Doppel-Aufnahmen wurden an einem Punkt $\Delta x_{Tu}=0,643\text{ m}$ stromab der Turbulenzgitter und einem Wandabstand von $y=0,05\text{ m}$ ausgewertet. Die symmetrische Verteilung um $v'_i=0\text{ m/s}$ deutet auf eine gute Messung hin.

An diesem Punkt bewirkt eine Steigerung der Reynoldszahl eine Aufweitung der Histogramme, der Bereich der auftretenden Schwankungen vergrößert sich. Mit dem Einsatz von Turbulenzgittern kann dies ebenfalls erreicht werden, wobei das PS -Gitter die größten Schwankungswerte liefert.

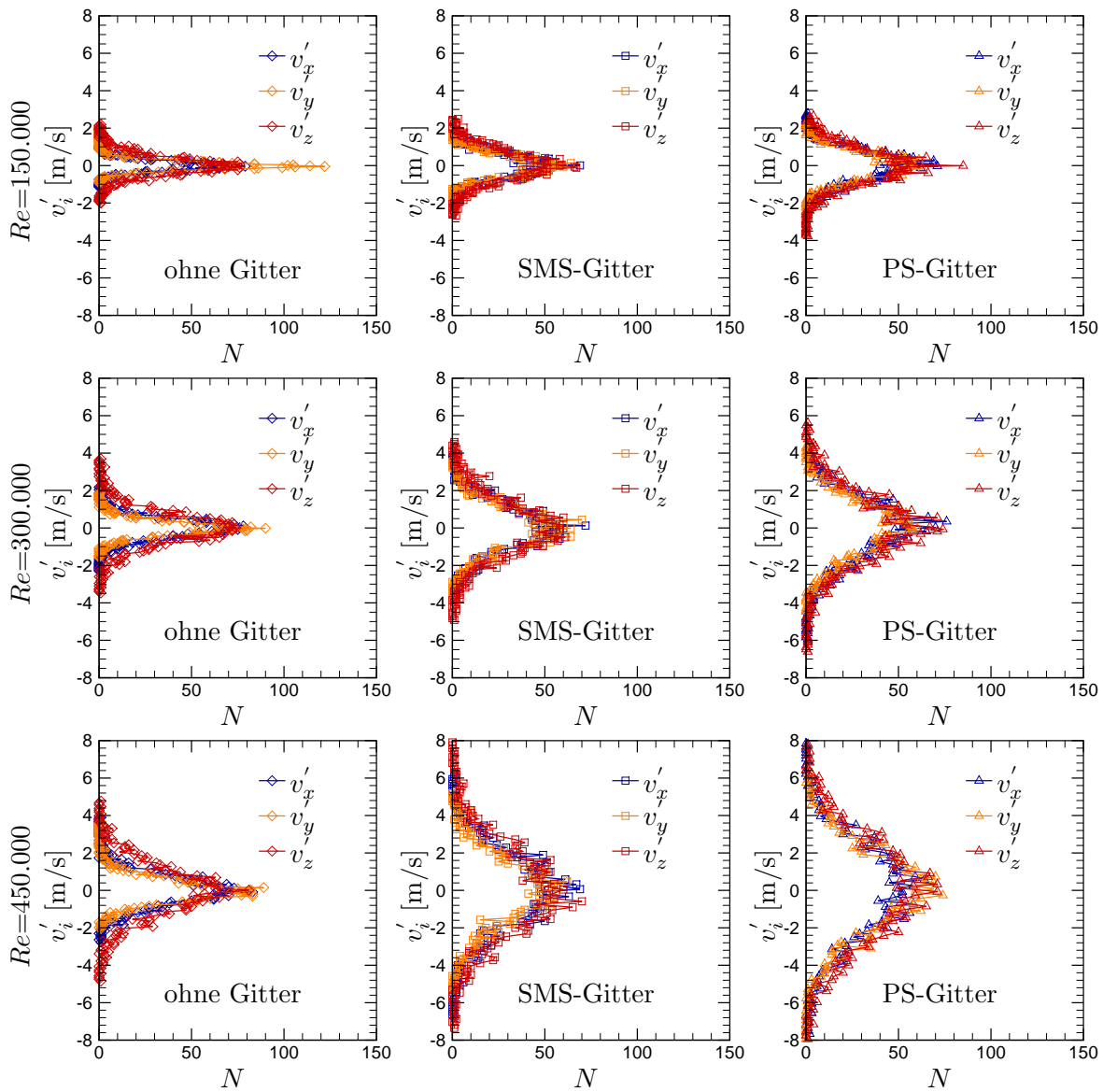


Abbildung B.1: Histogramme der Schwankungswerte, $y=50$ mm

B.2 Turbulenzgrad

Im Folgenden sind die Turbulenzgrade der zusätzlich zu $Re=300.000$ (siehe 4.4.2, Abb. 4.32) untersuchten Messungen dargestellt.

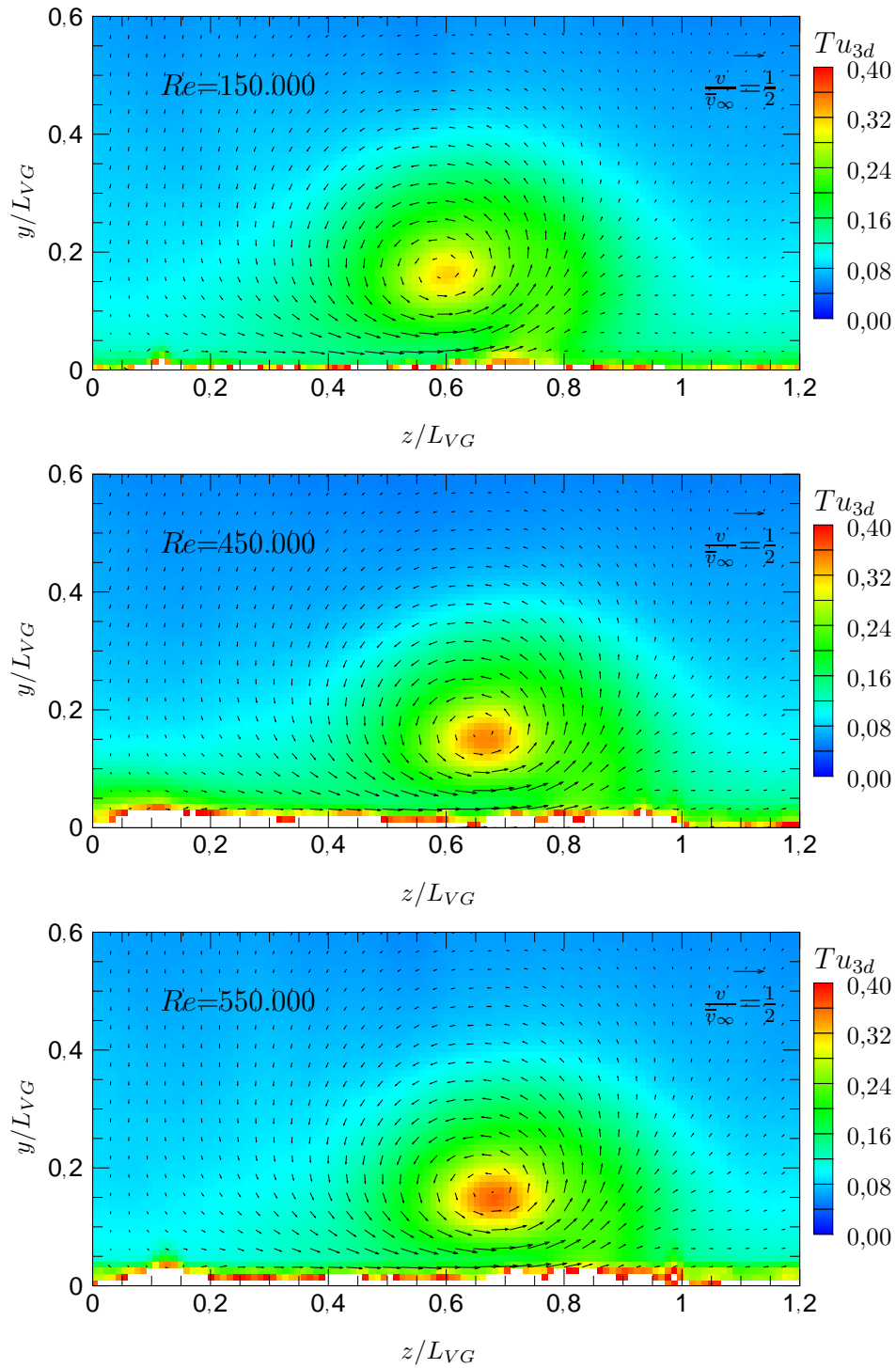


Abbildung B.2: Tu im Wirbelkern, Pos. 2, $Re=150.000$ bis 550.000

B.3 Kinetische Turbulenzenergie

Neben den in 4.4.2 Abb. 4.33 dargestellten Ergebnissen, ist hier die kinetischen Turbulenzenergie für die zusätzlich untersuchten Reynoldszahlen abgebildet.

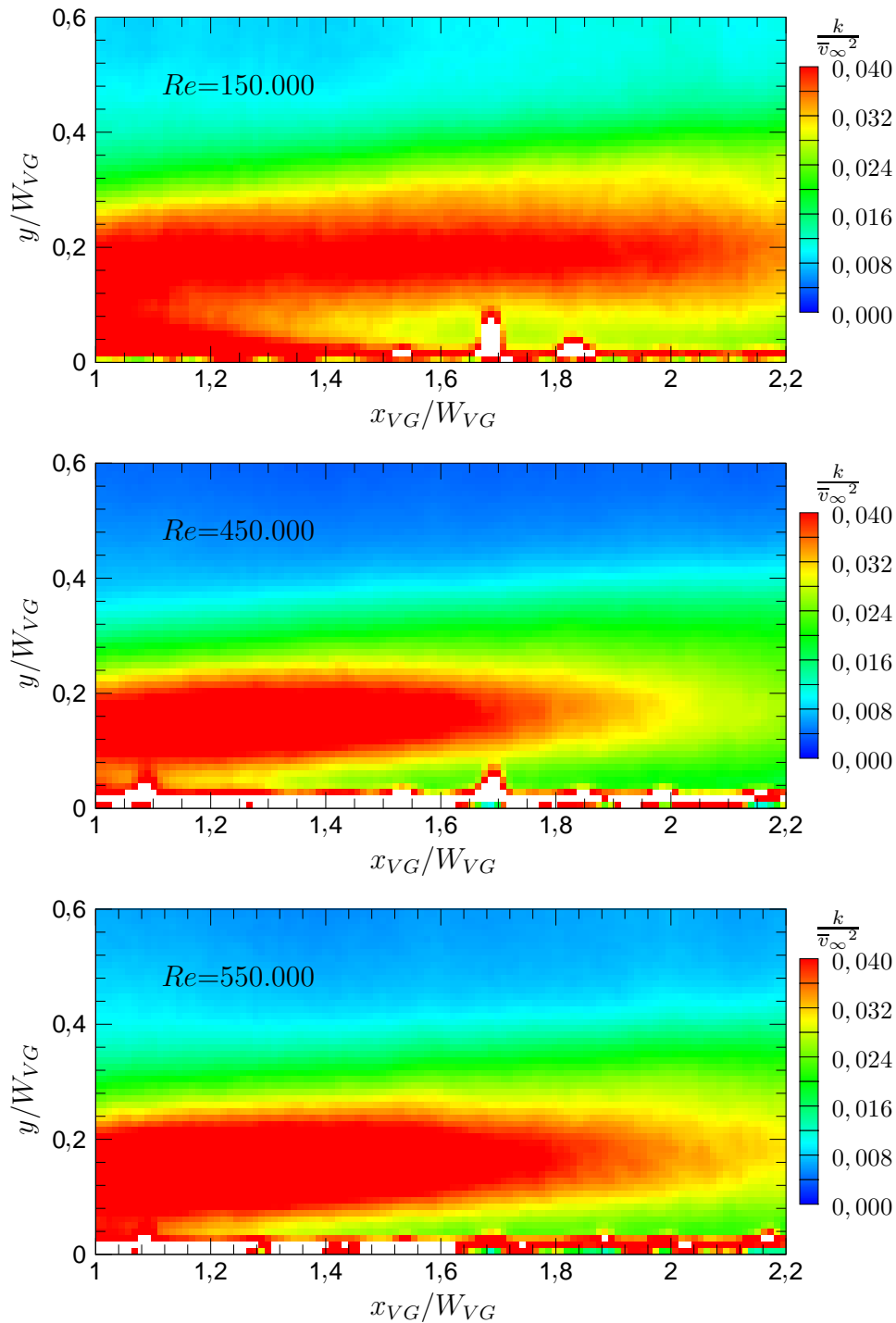


Abbildung B.3: Kinetische Turbulenzenergie k im Wirbelkern, $z = -42$ mm, Variation von Re

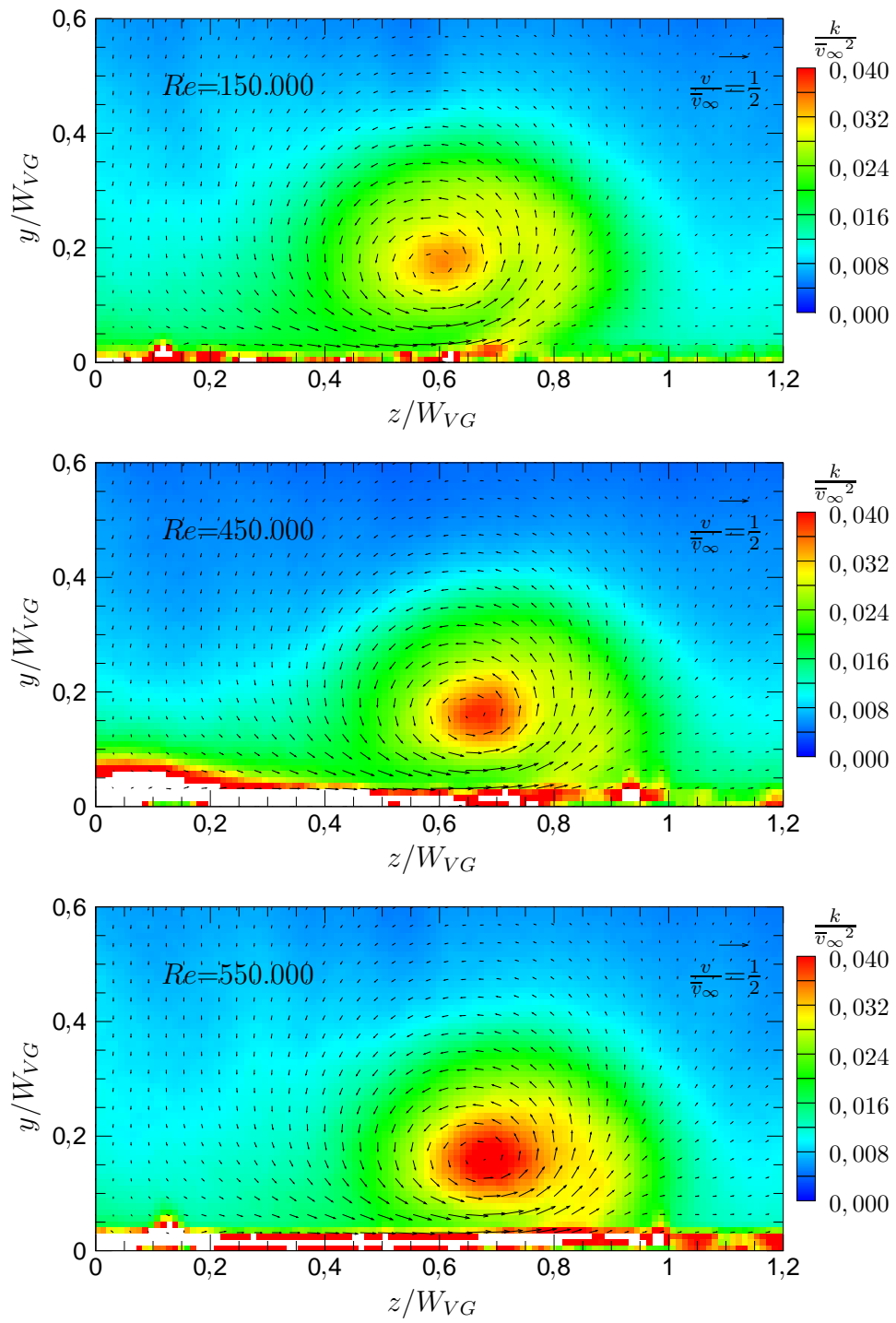


Abbildung B.4: Kinetische Turbulenzenergie k im Wirbelkern, Pos. 2, Variation von Re

B.4 Reynoldsschubspannungen

Der Vollständigkeit wegen sind im Folgenden sämtliche Komponenten der in 4.4.2 beschriebenen Reynoldsschen Schubspannungen für $Re=300.000$ dargestellt.

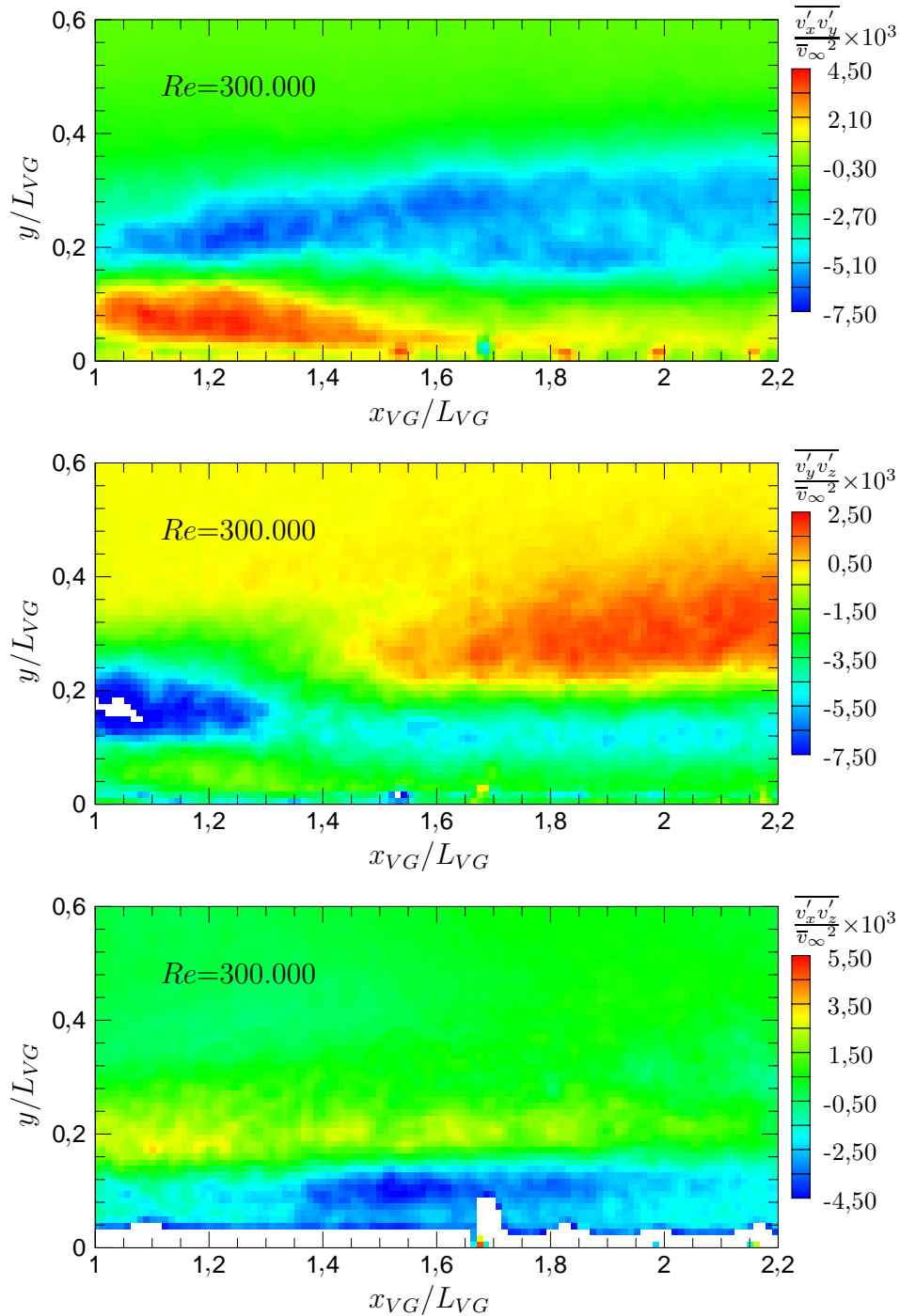


Abbildung B.5: Reynoldsschubspannungen $(\overline{v'_x v'_y}, \overline{v'_y v'_z}, \overline{v'_x v'_z})$ im Wirbelkern, $z=-42$ mm, $Re=300.000$

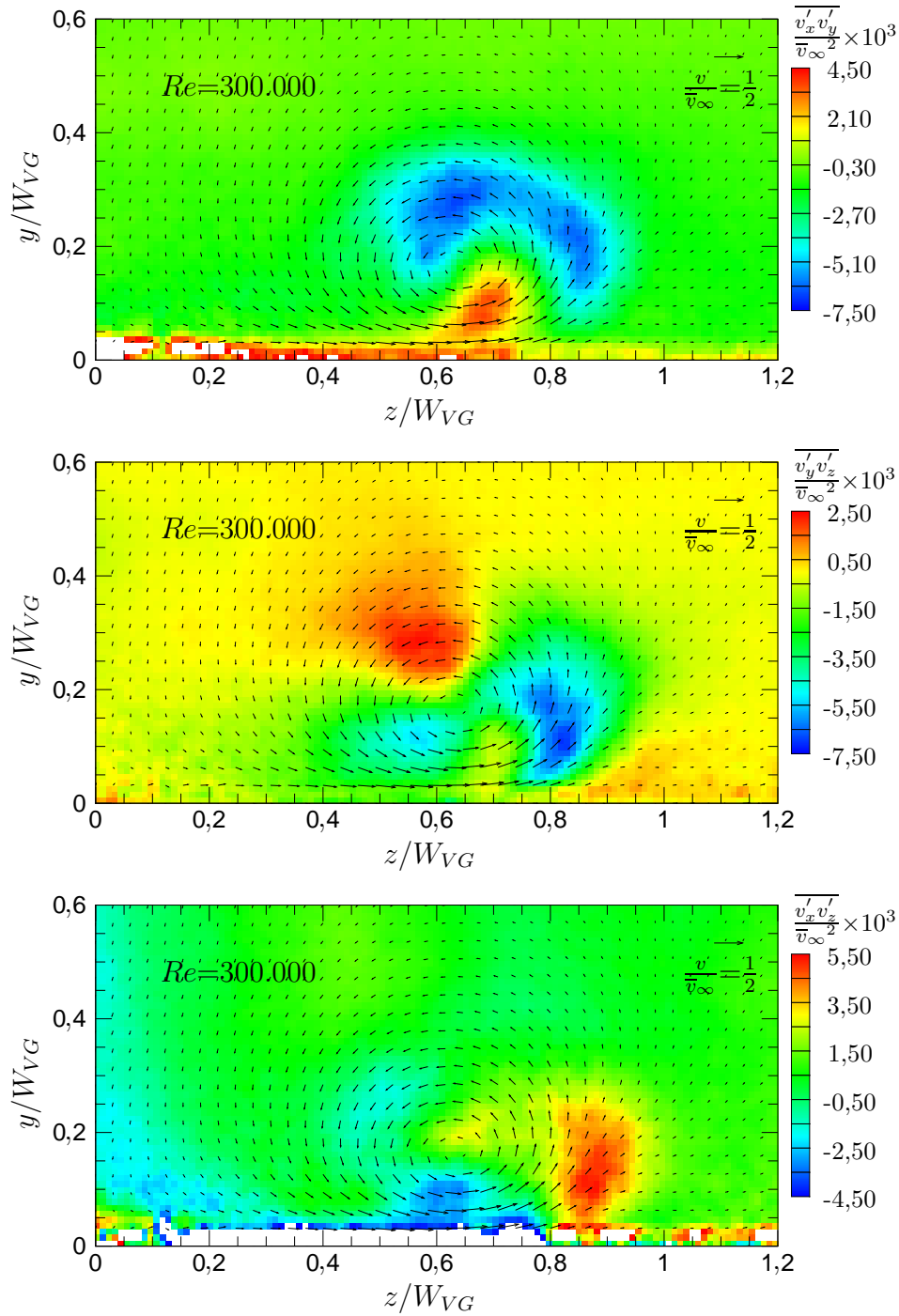


Abbildung B.6: Reynoldsschubspannungen $(\overline{v'_x v'_y}, \overline{v'_y v'_z}, \overline{v'_x v'_z})$ im Wirbelkern, Pos. 2, $Re=300.000$

B.5 Reynoldssche Hauptspannungen

Entsprechend dem vorangegangenen Abschnitt sind hier alle Komponenten der Reynoldsschen Hauptspannungen abgebildet.

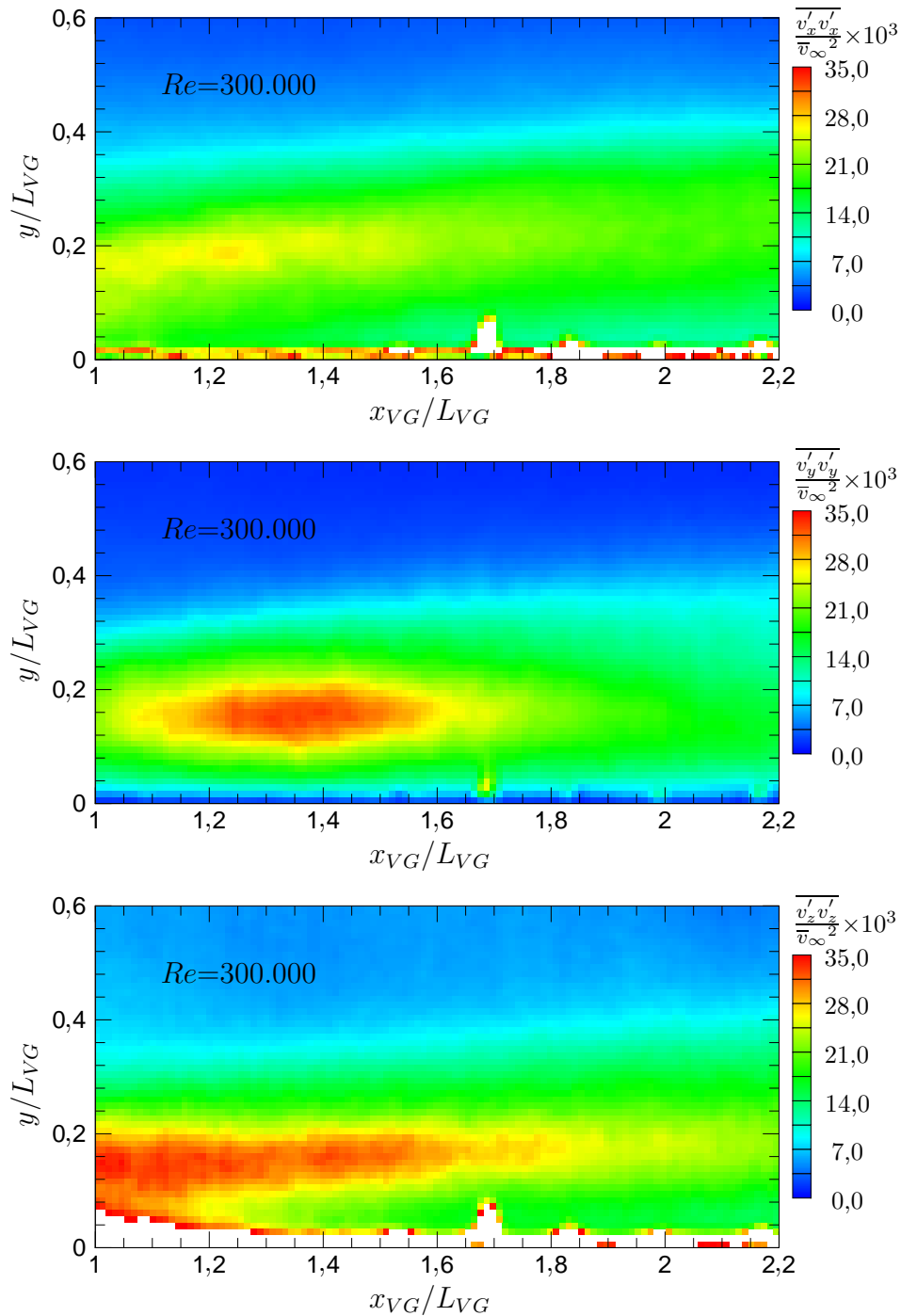


Abbildung B.7: Reynoldsspannungen $(\overline{v'_x v'_x}, \overline{v'_y v'_y}, \overline{v'_z v'_z})$ im Wirbelkern, $Re=300.000$

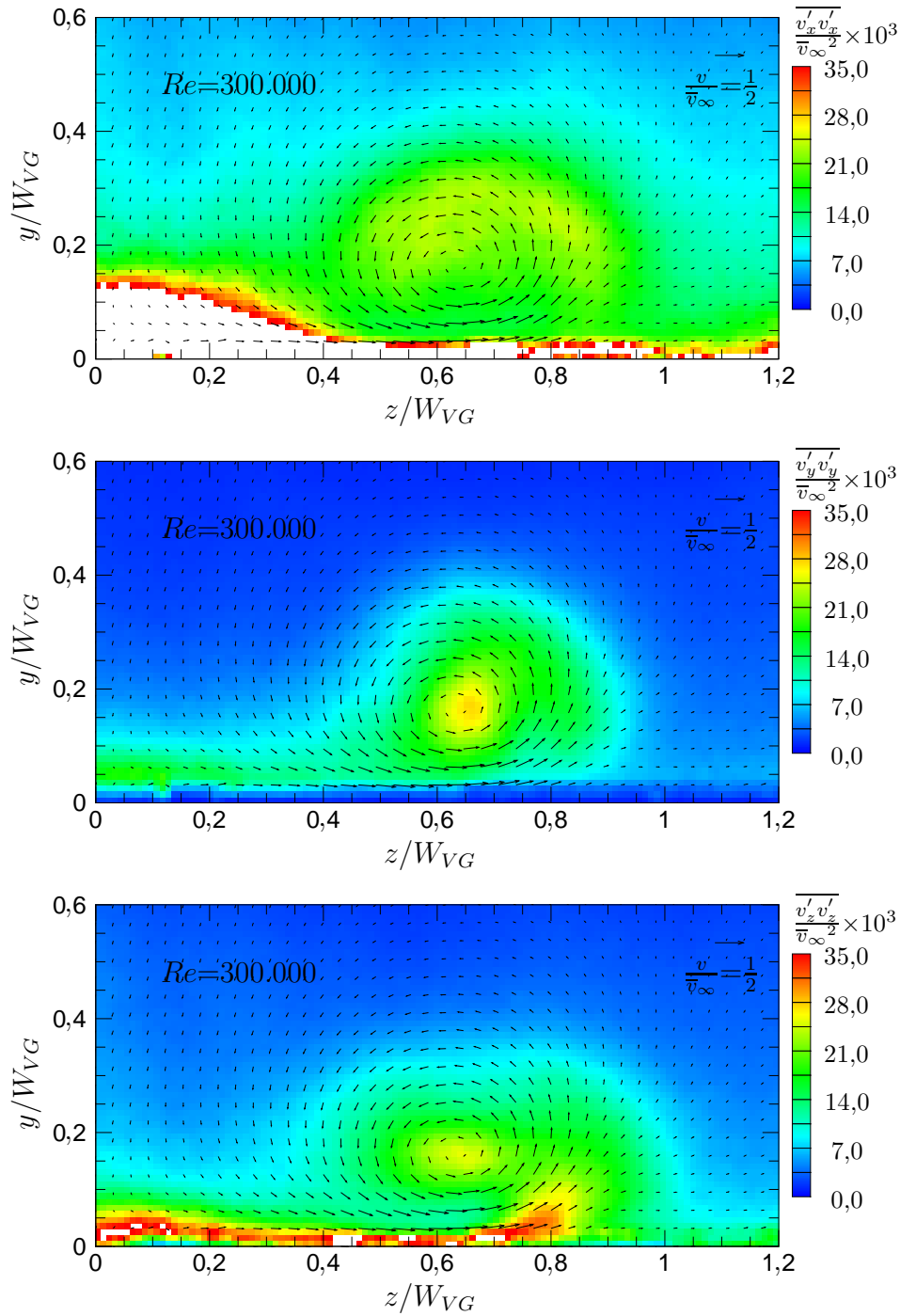


Abbildung B.8: Reynoldsspannungen ($\overline{v'_x v'_x}$, $\overline{v'_y v'_y}$, $\overline{v'_z v'_z}$) im Wirbelkern, $Re=300.000$

Anhang C

Wärmeübergangsmessungen, Versuchsparameter

C.1 Daten zum Wärmeübergang

Die Tabellen C.1 und C.2 zeigen die genauen Daten zu sämtlichen in dieser Arbeit aufgeführten Messungen zum Wärmeübergang. Neben den jeweiligen Reynoldszahlen sind auch die für die Normierung gewählten Referenzzahlen Nu_0 aufgeführt.

Tabelle C.1: Daten zu stationären Wärmeübergangsmessungen

Re	VG	Nu_0	Messung	Abbildung	Bemerkung
79.990	I	230,34	stat.	4.14	-
81.623	II	232,34	stat.	4.14	-
81.016	III	231,35	stat.	4.14	-
80.804	IV	232,34	stat.	4.14	-
80.226	V	233,38	stat.	4.14, 4.26, 4.27	-
304.793	I	666,86	stat.	4.13, 4.15, 4.17	-
303.666	II	675,38	stat.	4.13, 4.15, 4.17	-
303.289	III	703,67	stat.	4.13, 4.15	-
302.138	IV	661,41	stat.	4.13, 4.15	-
304.010	V	683,06	stat.	4.13, 4.15, 4.27	-
424.577	V	820,61	stat.	4.27	-
560.788	V	1067,12	stat.	4.27	-

Tabelle C.2: Daten zu transienten Wärmeübergangsmessungen

Re	VG	Nu_0	Messung	Abbildung	Bemerkung
278.730	I	405,50	trans.	4.18, 4.19, 4.34	-
281.121	I a)	399,10	trans.	4.18, 4.19	-
287.135	I b)	419,60	trans.	4.18, 4.19	-
446.281	I	701,85	trans.	4.23	ohne Gitter
451.692	I	859,26	trans.	4.23	SMS-Gitter
441.453	I	835,12	trans.	4.23	PS-Gitter
297.234	I	512,30	trans.	4.24	ohne Gitter
296.964	I	603,80	trans.	4.24	SMS-Gitter
298.567	I	596,20	trans.	4.24	PS-Gitter
293.350	3×I	415,66	trans.	4.39, 4.40	parallel $S=1, 5W_{VG}$
285.707	3×I	423,50	trans.	4.39, 4.40	parallel $S=2, 0W_{VG}$
285.662	3×I	417,02	trans.	4.39, 4.40	parallel $S=2, 5W_{VG}$
285.148	2×I	401,31	trans.	4.41	parallel $S=1, 5W_{VG}$
282.801	2×I	419,48	trans.	4.41	parallel $S=2, 0W_{VG}$
280.913	2×I	410,51	trans.	4.41	parallel $S=2, 5W_{VG}$
280.000	I	449,31	trans.	4.43, 4.44	Einzel-VG, Referenz für Reihenordnungen
281.966	2×I	449,31	trans.	4.43, 4.44, 4.45	in Reihe $S=2L_{VG}$
279.654	3×I	449,31	trans.	4.43, 4.44	in Reihe $S=2L_{VG}$
280.892	2×I	449,31	trans.	4.45	in Reihe $S=3L_{VG}$
280.356	2×I	449,31	trans.	4.45	in Reihe $S=4L_{VG}$

Tabelle C.3: Daten zu Wärmestrommessungen mittels ALTP-Sensor

Re	VG	z/W_{VG}	x/L_{VG}	Abbildung/Tabelle	Bemerkung
460.642	I	0,0	-0,57	Abb. 4.52	Sensor im VG integriert
309.182	I	0,0	0,31	Abb. 4.54	TLC-und ALTP-
458.417	I	0,0	0,31	Abb. 4.54	TLC-und ALTP-
545.116	I	0,0	0,31	Abb. 4.54	TLC-und ALTP-
305.634	I	0,5	0,31	Abb. 4.54	TLC-und ALTP-
454.492	I	0,5	0,31	Abb. 4.54	TLC-und ALTP-
545.293	I	0,5	0,31	Abb. 4.54	TLC-und ALTP-
311.020	I	0,0	0,31	Abb. 4.55, Tab. 4.7	-
458.369	I	0,0	0,31	Abb. 4.55, Tab. 4.7	-
548.017	I	0,0	0,31	Abb. 4.55, Tab. 4.7	-
309.217	I	0,5	0,31	Abb. 4.55, Tab. 4.7	-
466.456	I	0,5	0,31	Abb. 4.55, Tab. 4.7	-
542.984	I	0,5	0,31	Abb. 4.55, Tab. 4.7	-

Anhang D

Weitere Ergebnisse

Zusätzlich zu den vorangegangenen Ausführungen sind in folgenden Arbeiten weitere Ergebnisse und Illustrationen zu finden. Untersuchungen zum Wärmeübergang hinter VGs sind in der Studienarbeit von Mayer [60] beschrieben. Enthalten sind Wärmeübergangsmessungen zu Parallelanordnungen von drei VGs sowie zu Einzel-VGs mit dem Fokus auf den Einfluss von Turbulenzgittern und abgerundeter Körperkanten.

Weitere PIV-Messungen mit dem Schwerpunkt auf der Auswertung von Geschwindigkeit und Turbulenzgrad in parallel zur Hauptströmung liegenden Messebenen sind in der Diplomarbeit von Grzeschik [61] nachzulesen.

Der Wärmeübergang auf VGs, sowie die Modellierung der Wärmeleitungsverluste mittels Ansys[®] ist in der Studienarbeit von Rollmann [62] aufgeführt. In dieser Arbeit kann auch die analytische Herleitung zur Bestimmung des Rippenwirkungsgrades, der auf die Geometrie von VG I angewandt wurde, gefunden werden.

Außer den im vorangegangenen Text bereits referenzierten sind im Rahmen dieser Arbeit folgende weitere Veröffentlichungen entstanden. Untersuchungen zum Wärmeübergang und dem Sekundärströmungsfeld hinter Einzel-VGs bei Geometrievariationen sind in Henze u.a. [63] zu finden. Der Einfluss von einfachen Parallel- und Reihenanordnungen von bis zu drei VGs sowie abgerundeten Körperkanten auf die Wärmeübergangsverteilung ist in Henze u.a. [64] beschrieben. Informationen zum Wärmeübergang und Druckverlust beim Einsatz von zwei verschiedenen VG-Feldanordnungen (fluchtend und versetzt) können in Henze u.a. [65] gefunden werden.

Literaturverzeichnis

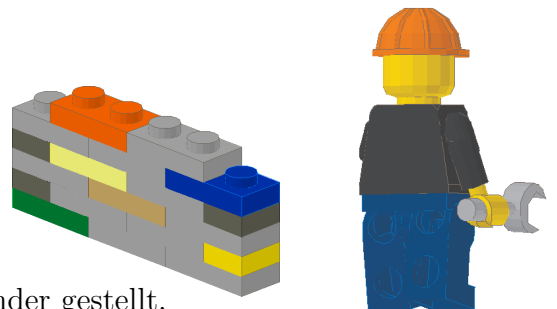
- [1] Han, J. C., Dutta, S., und Ekkad, S. V., 2001. *Gas Turbine Heat Transfer and Cooling Technology*. Taylor & Francis Publishers, New York.
- [2] Webb, R. L., 1994. *Principles of Enhanced Heat Transfer*. J. Wiley & Sons, New York.
- [3] Bergles, A. E., 2001. ExHFT for fourth-generation heat transfer technology. 5th World Conference on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics, Thessaloniki, 2001.
- [4] Han, J. C., Park, J. S., und Lei, C. K., 1985. "Heat transfer enhancement in channels with turbulence promoters". *Journal Engng. Gas Turbines Power*, **107** , S. 629–635.
- [5] Han, J. C., Ou, S., Park, J. S., und Lei, C. K., 1989. "Augmented heat transfer in rectangular channels of narrow aspect ratios with rib turbulators". *Int. Journal Heat Mass Transfer*, **32** , S. 1619–1630.
- [6] Han, J. C., Zhang, Y. M., und Lee, C. P., 1992. "Influence of surface heat flux ratio on heat transfer augmentation in square channels with parallel, crossed and V-shaped angled ribs". *Journal of Turbomachinery*, **114** , S. 872–880.
- [7] Han, J. C., und Park, J. S., 1988. "Developing heat transfer in rectangular channels with rib turbulators". *Int. Journal Heat Mass Transfer*, **31** , S. 183–195.
- [8] Lau, S. C., Kukreja, R. T., und Mc Millin, R. D., 1991. "Effects of V-shaped ribs on turbulent heat transfer and friction of fully developed flow in a square channel". *Int. Journal Heat Mass Transfer*, **34** , S. 1605–1616.
- [9] Jacobi, A. M., und Shah, R. K., 1995. "Heat transfer surface enhancement through the use of longitudinal vortices: A review of recent progress". *Experimental Thermal and Fluid Science*, **11** , S. 295–309.
- [10] Fiebig, M., 1998. "Vortices, generators and heat transfer". *Trans IChemE*, **76** Part A , S. 108–123.
- [11] Pauley, W. R., und Eaton, J. K., 1988. "Experimental study of the development of longitudinal vortex pairs in a turbulent boundary layer". *AIAA Journal*, **26** (7) July , S. 816–823.

- [12] Wendt, B. J., Greber, I., und Hingst, W. R., 1993. "Structure and development of streamwise vortex arrays embedded in a turbulent boundary layer". *AIAA Journal*, **31** (2) February , S. 319–325.
- [13] Gentry, M. C., und Jacobi, A. M., 1997. "Heat transfer enhancement by delta-wing vortex generators on a flat-plate: Vortex interactions with the boundary layer". *Experimental Thermal and Fluid Science*, **14** , S. 231–242.
- [14] Gentry, M. C., und Jacobi, A. M., 2002. "Heat transfer enhancement by delta-wing-generated tip vortices in flat-plate and developing channel flows". *Journal of Heat Transfer*, **124** , S. 1158–1168.
- [15] Schubauer, G. B., und Spangenberg, W. G., 1960. "Forced mixing in boundary layers". *Journal of Fluid Mechanics*, **8** , S. 10–32.
- [16] Lin, J. C., 2002. "Review of research on low-profile vortex generators to control boundary-layer separation". *Progress in Aerospace Sciences*, **38** , S. 389–420.
- [17] Ashill, P. R., Fulker, J. L., und Hackett, K. C., 2001. Research at DERA on sub boundary layer vortex generators (SBVGS). 39th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, 8-11 January 2001.
- [18] Fiebig, M., Mitra, N. K., und (eds.), 1998. "Vortices and heat transfer - results of a DFG-supported research group". *Notes on Numerical Fluid Mechanics, F. Vieweg&Sohn, Braunschweig*, **63** , S. 1064–1067.
- [19] Tiggelbeck, S., Mitra, N. K., und Fiebig, M., 1994. "Comparison of wing-type vortex generators for heat transfer enhancement in channel flows". *Journal of Heat Transfer*, **116** November , S. 880–885.
- [20] Han, J. C., Huang, J. J., und Lee, C. P., 1993. "Augmented heat transfer in square channels with wedge-shaped and delta-shaped turbulence promoters". *Journal of Enhanced Heat Transfer*, **1** , S. 37–52.
- [21] Liou, T. M., Chen, C. C., und Tsai, T. W., 2000. "Heat transfer and fluid flow in a square duct with 12 different shaped vortex generators". *Journal of Heat Transfer*, **122** , S. 327–335.
- [22] Liou, T. M., Tsai, T. W., und Chen, C. C., 1998. "Liquid crystal visualizations and measurements of heat transfer in a square duct with different pitches of vortex generator arrays". *Journal of Flow Visualization & Image Processing*, **5** , S. 295–308.
- [23] Chyu, M. K., Ding, H., Downs, J. P., Sutendael, A. V., und Soechting, F. O., 1998. "Determination of local heat transfer coefficient based on bulk mean temperature using a transient liquid crystals technique". *Experimental Thermal and Fluid Science*, **18** , S. 142–149.
- [24] Chyu, M. K., und Ding, H., 1997. "Heat transfer in a cooling channel with vortex generators". *Heat Transfer Gallery, Journal Heat Transfer, Trans. ASME*, **119** , S. 206.

-
- [25] Roach, P. E., 1987. "The generation of nearly isotropic turbulence by means of grids". *Heat and Fluid Flow*, **8** (2) June , S. 82–91.
- [26] Ireland, P. T., und Jones, T. V., 2000. "Liquid crystal measurements of heat transfer and surface shear stress". *Meas. Sci. Technol.*, **11** , S. 969–986.
- [27] Anderson, A. M., und Baughn, J. W., 2005. "Liquid-crystal thermography: Illumination spectral effects. part 1-experiments". *ASME Journal of Heat Transfer*, **127** June , S. 581–587.
- [28] Wiberg, R., und Lior, N., 2004. "Errors in thermochromic liquid crystal thermometry". *Review of Scientific Instruments*, **75** (9) , S. 2985–2994.
- [29] Merker, G. P., 1987. *Konvektive Wärmeübertragung*. Springer Verlag.
- [30] Goldstein, R. J., Sparrow, E. M., und Jones, D. C., 1973. "Natural convection mass transfer adjacent to horizontal plates". *Int. Journal Heat Mass Transfer*, **16** , S. 1025–1035.
- [31] Kays, W., Crawford, M., und Weigand, B., 2005. *Convective heat and mass transfer*-4th edition. McGraw-Hill, 1221 Avenue of the Americas, New York.
- [32] Carslaw, H. S., und Jaeger, J. C., 1959. *Conduction of Heat in Solids* 2nd edition. Oxford University Press, London.
- [33] Vogel, G., und Weigand, B., 2001. A new evaluation method for transient liquid crystal experiments. 35th ASME National Heat Transfer Conference, June 10-12, Anaheim, California.
- [34] Knauss, H., Gaisbauer, U., Wagner, S., Buntin, D., Maslov, A., Smorodsky, B., und Betz, J., 2002. Calibration experiments of a new active fast response heat flux sensor to measure total temperature fluctuations. Intern. Conf. on the Methods of Aerophys. Research: Proc. Pt I-III, Novosibirsk.
- [35] A. A. Lab Systems LTD, 1993. *AN-2000 Computerized Anemometer User's Manual*.
- [36] Bruun, H. H., 1995. *Hot-Wire Anemometry*. Oxford University Press.
- [37] Lekakis, I., 1996. "Calibration and signal interpretation for single and multiple hot-wire/hot-film probes". *Measurement Science and Technology*, **7** , S. 1313–1333.
- [38] Adrian, R. J., 1991. "Particle-imaging techniques for experimental fluid mechanics". *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **23** , S. 261–304.
- [39] Prasad, A. K., 2000. "Stereoscopic particle image velocimetry". *Exp. in Fluids*, **29** , S. 103–116.
- [40] Keane, R. D., und Adrian, R. J., 1990. "Optimization of particle image velocimeters. part I: Double pulsed systems". *Meas. Sci. Technol.*, **1** , S. 1202–1215.

- [41] Keane, R. D., und Adrian, R. J., 1992. “Theory of cross-correlation analysis of PIV images”. *Applied Scientific Research*, **49** , S. 191–215.
- [42] LaVision, 2002. *PIV Hardware Manual for DaVis 6.2*. LaVision GmbH, Anna-Vandenhoeck-Ring 19, 37081 Göttingen, Germany.
- [43] Rotta, J. C., 1972. *Turbulente Strömungen*. B. G. Teubner, Stuttgart.
- [44] Hinze, J. O., 1975. *Turbulence* 2nd edition. McGraw-Hill.
- [45] Uzol, O., und Camci, C., 2001. The effect of sample size, turbulence intensity and the velocity field on the experimental accuracy of ensemble averaged PIV measurements. 4th International Symposium on Particle Image Velocimetry, Göttingen, September 17-19.
- [46] Hatton, A. P., und Quarmby, A., 1963. “The effect of axially varying and un-symmetrical boundary conditions on heat transfer with turbulent flow between parallel plates”. *Int. Journal Heat Mass Transfer*, **6** , S. 903–914.
- [47] Dittus, F. W., und Boelter, L. M. K., 1985. “Heat transfer in automobile radiators of the tubular type”. *Int. Comm. Heat Mass Transfer*, **12** , S. 3–22.
- [48] Wroblewski, D. E., und Eibeck, P. A., 1991. “Measurements of turbulent heat transport in a boundary layer with an embedded streamwise vortex”. *Int. Journal Heat Mass Transfer*, **34** (7) , S. 1617–1631.
- [49] FLUENT, INC., 2003. *Fluent 6.1 – User’s guide*.
- [50] Kallinderis, Y., Khawaja, A., und McMorris, H., 1996. “Hybrid prismatic/tetrahedral grid generation for viscous flows around complex geometries”. *AIAA Journal*, **34** (2) , S. 291–298.
- [51] Dietz, C. F., Henze, M., Neumann, S. O., von Wolfersdorf, J., und Weigand, B., 2005. Numerical and experimental investigation of heat transfer enhancement from vortex generators using anisotropic turbulent heat flux models. ISABE 2005-1197.
- [52] Dietz, C. F., Henze, M., Neumann, S. O., von Wolfersdorf, J., und Weigand, B., 2006. The effects of vortex structures on heat transfer and flow field behind multielement arrays of vortex generators. HTE-12, Proceedings of the 13th International Heat Transfer Conference 2006.
- [53] Dietz, C. F., Neumann, S. O., und Weigand, B., 2006. “A comparative study of the performance of explicit algebraic models for the turbulent heat flux”. *Accepted for publication by Numerical Heat Transfer, Part A: Applications* .
- [54] NATIONAL INSTRUMENTS CORPORATION, 2004. *LabVIEWTM-Analysis Concepts*.

-
- [55] Nix, A. C., Diller, T. E., und Ng, W. F., 2004. Experimental measurements and modelling of the effects of large-scale freestream turbulence on heat transfer. ASME GT-2004-53260.
- [56] Lumley, J. L., 1967. "Similarity and the turbulent energy spectrum". The Physics of Fluids, **10** (4) , S. 855–858.
- [57] Shah, P. K., 1978. "Compact heat exchanger surface selection methods". *Proceedings 6th Int. Heat Transfer Conference*, **4** , S. 193–199. Toronto, Canada, August 7-11.
- [58] Institut für Thermodynamik der Luft- und Raumfahrt. DFG Paketvorhaben: Experimentelle und Numerische Untersuchungen zum Wärmeübergang bei komplexen Innenströmungen mit wirbelerzeugenden Strukturen. URL <http://www.uni-stuttgart.de/itlr/forschung/wks/>.
- [59] Bronstein, I. N., Semendjajew, K. A., Musiol, G., und Mühlig, H., 1995. *Taschenbuch der Mathematik 2.*, überarbeitete und erweiterte Auflage. Verlag Harri Deutsch, Frankfurt am Main.
- [60] Mayer, F., 2006. Experimentelle Untersuchung zum Wärmeübergang bei komplexen Innenströmungen. Studienarbeit Nr. 88, Institut für Thermodynamik der Luft- und Raumfahrt, Universität Stuttgart.
- [61] Grzeschik, M., 2006. Experimentelle Untersuchung von turbulenten Strömungen beim Einsatz von Wirbelgeneratoren. Diplomarbeit Nr. 53, Institut für Thermodynamik der Luft- und Raumfahrt, Universität Stuttgart.
- [62] Rollmann, P., 2006. Experimentelle Untersuchung zum Wärmeübergang auf Wirbelgeneratoren. Studienarbeit Nr. 112, Institut für Thermodynamik der Luft- und Raumfahrt, Universität Stuttgart.
- [63] Henze, M., Dietz, C. F., Neumann, S. O., von Wolfersdorf, J., und Weigand, B., 2005. Heat transfer enhancement from single vortex generators. GT2005-68087 ASME Turbo Expo 2005, June 6-9, 2005, Reno-Tahoe, Nevada, USA.
- [64] Henze, M., Dietz, C. F., von Wolfersdorf, J., und Weigand, B., 2007. Heat transfer around longitudinal and parallel arranged wedge-shaped vortex generators. GT2007-27907 ASME Turbo Expo 2007, May 14-17, 2007, Montréal, Canada.
- [65] Henze, M., Dietz, C. F., Weigand, B., von Wolfersdorf, J., und Neumann, S. O., 2007. Heat transfer in complex internal flows - wedge shaped vortex generators. 6th International conference on: Enhanced, Compact and Ultra-Compact Heat Exchangers: Science, Engineering and Technology September 16-21, 2007, Potsdam, Germany.



...sind aufeinander gestellt.



Lebenslauf



Marc Henze

* 19. Dezember 1975 in Friedrichshafen

Nationalität: deutsch

Familienstand: ledig

Berufserfahrung

seit Juni 2007

Entwicklungsingenieur bei der ALSTOM (Schweiz) AG
in Baden, Schweiz

Okt. 2002 - Mai 2007

Wissenschaftlicher Mitarbeiter am
Institut für Thermodynamik der Luft- und Raumfahrt
der Universität Stuttgart

Okt. 1996 - Juli 2002

Studium

Luft- und Raumfahrttechnik
an der Universität Stuttgart
Vertiefungsrichtungen: Thermodynamik,
Statik und Dynamik
Abschluss als Diplom-Ingenieur

Juli 1995 - Juli 1996

Zivildienst

Rettungsdienst beim Deutschen Roten Kreuz in
Markdorf, Ausbildung als Rettungssanitäter

Sept. 1986 - Juni 1995

Schulabschluss

Gymnasium, Bildungszentrum Markdorf

Okt. 1998 - Feb. 1999

Praktika

Aérospatiale in Toulouse, Frankreich

Aug. 1996 - Sept. 1996

Daimler-Benz Aerospace - Dornier in Friedrichshafen

