

**Universität Stuttgart**  
Institut für Strömungsmechanik und  
Hydraulische Strömungsmaschinen

A. Frey

**Untersuchung von periodischen und turbulenten  
Strömungsfluktuationen einer Francis-Turbine im  
Teillastbetrieb mit Laser-Doppler-Anemometrie**

Mitteilung Nr. 43

2020



# **Untersuchung von periodischen und turbulenten Strömungsfluktuationen einer Francis-Turbine im Teillastbetrieb mit Laser-Doppler-Anemometrie**

Von der Fakultät für Energie-, Verfahrens- und Biotechnik der Universität Stuttgart zur  
Erlangung der Würde eines Doktors der Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.) genehmigte  
Abhandlung

Vorgelegt von  
Axel Walter Frey  
aus Berlin

Hauptberichter: Prof. Dr.-Ing. S. Riedelbauch

Mitberichter: Prof. Dr.-Ing. habil. S. Becker

Tag der mündlichen Prüfung: 20.07.2020

Institut für Strömungsmechanik und Hydraulische Strömungsmaschinen  
der Universität Stuttgart

ISBN 978-3-948328-02-3

Universität Stuttgart  
Institut für Strömungsmechanik und  
Hydraulische Strömungsmaschinen  
Pfaffenwaldring 10  
70569 Stuttgart

Tel.: +49 (0) 711 685-63260

E-Mail: sekretariat@ihs.uni-stuttgart.de

[www.ihs.uni-stuttgart.de](http://www.ihs.uni-stuttgart.de)

**D 93 Stuttgart**



Diese Arbeit entstand während meiner Zeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Strömungsmechanik und Hydraulische Strömungsmaschinen (IHS) der Universität Stuttgart. Dort wurden mir, auch über die technischen Voraussetzungen hinaus, alle Randbedingungen bereitgestellt, die für die erfolgreiche Durchführung der Arbeit notwendig waren. Dafür, aber auch für das entgegengebrachte Vertrauen sowie den stets interessanten und angenehmen Austausch, möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr.-Ing. S. Riedelbauch herzlich bedanken. Ebenfalls bedanken möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. S. Becker für den Mitbericht und die interessanten Dialoge in diesem Kontext.

Bei der Firma Voith Hydro GmbH & Co. KG bedanke ich mich herzlich für die Bereitstellung diverser Komponenten der Modellturbine sowie für die freundliche und konstruktive Zusammenarbeit.

Weiterhin möchte ich den Mitarbeitern des IHS meinen Dank aussprechen. Sowohl fachlich als auch persönlich waren und sind die vielschichtigen Diskussionen eine Bereicherung für mich. Anerkennend hervorheben möchte ich die wertvollen Gespräche mit Herrn Dr.-Ing. O. Kirschner, der oftmals den entscheidenden Einfluss zur Lösung komplexer Herausforderungen hatte. Hierfür meinen aufrichtigen Dank. Nicht minder aufbauend war die Zusammenarbeit mit den Mitarbeitern der Werkstatt, den Herren A. Smolin und A. Panasidis, welche die Installation und den Betrieb der Modellturbine tatkräftig mit vorangetrieben haben. Herzlichen Dank für die Unterstützung und das freundliche Miteinander.

Zuletzt möchte ich meiner Familie danken, denn sie war für mich eine stete Quelle von Motivation und Durchhaltevermögen. Einen besonderen Dank richte ich an meine Frau Sarah. Mit deiner großen Geduld und Unterstützung, die du während dieser Zeit aufgebracht hast, konntest du einen unschätzbaren Teil zum Gelingen dieser Arbeit leisten.

Gerlingen, August 2020



# Zusammenfassung

Der Betrieb von Wasserkraftwerken unterliegt seit dem Beginn der Energiewende einem Wandel. Mit der wachsenden Bedeutung von erneuerbaren Energien mit fluktuierendem Angebot wie Windkraft oder Sonnenenergie wird neben der Grundlastdeckung auch die Kompensation von Energiespitzen gefordert. Demnach wird der Betriebsbereich außerhalb des Optimums zunehmend relevant. Im oberen Teillastbetrieb kann durch den Restdrall stromab des Laufrades im Saugrohr ein umlaufender, korkenzieherförmiger Wirbelzopf entstehen. Die Folgen können Wirkungsgradverlust, Leistungsschwankungen und mechanische Schäden sein. Die Untersuchung des Wirbelzopfes ist aufgrund der Komplexität der Strömung sowohl messtechnisch als auch numerisch herausfordernd. Insbesondere die Schwankungsgrößen sind jedoch entscheidend für die Qualität einer Simulation und für einen einwandfreien Betrieb.

Die Strömung im ellbogenförmigen Saugrohr einer Francis-Turbine unter dem Einfluss des Wirbelzopfes soll untersucht werden. Hierzu wird ein Teillastbetriebspunkt unter kavitationsfreien Bedingungen betrachtet. Vorgehend wurde eine CFD Simulation mit sehr großen Berechnungsgittern und einer aufwendigen Turbulenzmodellierung durchgeführt. Für die Validierung sind Messdaten mit einer hohen zeitlichen und räumlichen Auflösung erforderlich. Ein Fokus liegt auf den periodischen und turbulenten Schwankungen im Saugrohr.

Unter diesen Voraussetzungen wurden zahlreiche Geschwindigkeitsdaten mit 2D-Laser-Doppler-Anemometrie auf mehreren Ebenen entlang des Saugrohres erfasst. Durch ein nachfolgendes Analyseverfahren wurden die periodischen Einflüsse des Wirbelzopfes und des Laufrades von der turbulenten Schwankung getrennt betrachtet. Die detaillierte Datenanalyse aufgrund einer großen und hochauflösenden Datenbasis erlaubt eine präzise Validierung der CFD-Ergebnisse.

Im Geschwindigkeitsprofil des Saugrohrkonus ist der periodisch umlaufende Wirbelzopf dominierend. Durch die doppelte Phasenauflösung kann die Turbulenz in axialer und Umfangsrichtung unabhängig von den bekannten periodischen Schwankungen dargestellt werden. Der Laufradnachlauf ist in Abhängigkeit der Wirbelzopfrotation messbar. Der periodische Schwankungsanteil des Laufrades, der lokal bis zu 4.7 % betragen kann, ist auf einen wandnahen Bereich begrenzt, dessen Position vom Wirbelzopf abhängig ist.



## Abstract

The operation of hydropower plants has been changing since the beginning of the energy transition. With the increasing importance of renewable energy sources with fluctuating supply such as wind or solar power, the compensation of energy peaks is required in addition to the base load coverage. Accordingly, the operation in off-design conditions becomes increasingly relevant. In the upper part load operation, a rotating, corkscrew-shaped vortex rope can develop due to the residual swirl downstream the runner in the draft tube. Efficiency loss, power fluctuations and mechanical damage can be the result.

The investigation of the vortex rope is for both experiments and numerical flow simulation challenging due to the complexity of the flow. However, the fluctuation quantities are crucial for the simulation quality and for the proper operation of a hydropower plant.

The flow in the elbow draft tube of a Francis turbine under the influence of the vortex rope is investigated. For this purpose, a part load operating point is considered under cavitation-free conditions. Previously, a CFD simulation with very large numerical grids and complex turbulence modelling was performed. Validation requires measurement data with a high temporal and spatial resolution. One focus of the investigation are the periodic and turbulent fluctuations in the draft tube.

Under these conditions, extensive velocity data were acquired with 2D-Laser-Doppler-Anemometry at multiple planes along the draft tube. By a subsequent analysis method, the periodic influences of the vortex rope and the runner were separated from the turbulent fluctuation.

In the velocity profile of the draft tube cone, the periodically rotating vortex rope is dominant. Due to the double phase resolving, the turbulence in axial and circumferential direction can be calculated independently of the known periodic fluctuations. The runner rotational frequency is measurable depending on the position of the vortex rope. The periodic fluctuation is limited to an area close to the cone wall depending on the vortex rope position. The percentage share amounts up to 4.7 %.



# Nomenklatur

## Lateinische Buchstaben

$A$	$m^2$	Fläche
$D$	$mm$	Durchmesser
$D_{2a}$	$mm$	Austrittsdurchmesser am äußeren Rand der Laufradschaufel
$g$	$m/s^2$	Erdbeschleunigung
$f$	$Hz$	Frequenz
$f_D$	$Hz$	Dopplerfrequenz
$f_s$	$Hz$	Shiftfrequenz
$h$	$mm$	Höhe
$H$	$m$	Netto Fallhöhe
$k$	$m^2/s^2$	Turbulente kinetische Energie
$l$	$mm$	Länge
$L$	$mm$	Charakteristische Länge
$N$	–	Anzahl an Daten
$n$	$1/min$	Drehzahl
$n'_1$	$1/min$	Einheitsdrehzahl
$P$	$W$	Leistung
$p$	$bar$	Druck
$Q$	$m^3/s$	Durchfluss
$Q'_1$	$m^3/s$	Einheitsdurchfluss
$r$	$mm$	Radius
$R$	°	Rotationsmatrix
$T$	$s$	Periodendauer
$t$	$s$	Zeit, Zeitstempel

$Tu$	–	Turbulenzgrad
$u$	$m/s$	Umfangsgeschwindigkeit des Laufrades
$U$	$V$	Spannung
$v$	$m/s$	Geschwindigkeit der Strömung
$V$	$m/s$	Geschwindigkeitsvektor
$x$	–	Koordinatenrichtung
$y$	–	Koordinatenrichtung
$z$	–	Koordinatenrichtung

### Griechische Buchstaben

$\alpha$	°	Wirbelzopfposition
$\delta$	$mm$	Fringe Abstand
$\eta$	–	Wirkungsgrad
$\gamma$	°	Leitapparatöffnung
$\nu$	$m^2/s$	Kinematische Viskosität
$\rho$	$kg/m^3$	Dichte
$\lambda$	$nm$	Wellenlänge
$\sigma^2$	$m^2/s^2$	Varianz
$\sigma$	–	Kavitationsbeiwert (Thomazahl)
$\tau$	$kg/ms^2$	Reynolds'scher Spannungstensor
$\varphi$	–	Umfangsrichtung
$\theta$	°	Strahlschnittwinkel
$\chi$		Drehwinkel um x-Achse
$\xi$		Drehwinkel um y-Achse
$\zeta$		Drehwinkel um z-Achse



## Tiefgestellte Indizes

<i>ax</i>	Axialrichtung
<i>B</i>	Laserstrahl (engl.: Beam)
<i>bin</i>	Bin bezogen
<i>c</i>	Count
<i>F</i>	Fringe
<i>glob</i>	Global bezogen
<i>hor</i>	Horizontal
<i>LE</i>	Leitapparat
<i>LR</i>	Laufrad
<i>M</i>	Monitoringpunkt, Modell
<i>mess</i>	Messung
<i>opt</i>	Optimum
<i>phase</i>	Phasenaufgelöst
<i>r</i>	Radius, radial
<i>ref</i>	Referenz
<i>rel</i>	Relativ
<i>S</i>	Schaufeln, Laufschaufeln
<i>sim</i>	Simulation
<i>SS</i>	Saugseite
<i>TT</i>	Transit time (Verweildauer eines Partikels im Messvolumen)
<i>va</i>	Verdampfung (engl.: Vaporization)
<i>ver</i>	Vertikal
<i>WZ</i>	Wirbelzopf
<i>x</i>	<i>x</i> -Koordinatenrichtung
<i>y</i>	<i>y</i> -Koodinatenrichtung

$z$	z-Koordinatenrichtung
$\varphi$	Umfangsrichtung, tangential

### Abkürzungen

CAD	Computational Aided Design
CFD	Computational Fluid Dynamics
DS	Druckseite
EPFL	École Polytechnique Fédérale de Lausanne
FFT	Fast Fourier Transformation
IEC	International Electrotechnical Commission
IHS	Institut für Strömungsmechanik und Hydraulische Strömungsmaschinen, Universität Stuttgart
LE	Leitapparat
LES	Large Eddy Simulation
LR	Laufrad
LDA	Laser-Doppler-Anemometrie
PIV	Particle-Image-Velocimetry
PMMA	Polymethylmethacrylat (Acrylglas, Plexiglas)
RANS	Reynolds-Averaged Navier-Stokes
SAS	Scale Adaptive Simulation
SS	Saugseite
SST	Shear Stress Transport
TTL	Transistor-Transistor-Logik

### Sonstige Konventionen

•	Tatsächlicher momentaner Wert einer Strömungsgröße
•	Zeitlicher Mittelwert

$\bullet'$	Turbulenter Schwankungsanteil
$\tilde{\bullet}$	Phasengemittelter Anteil
$\breve{\bullet}$	Periodischer Anteil
$\bullet^*$	Angabe in lokalem Koordinatensystem
$x^+$	Position auf positiver x-Achse
$x^-$	Position auf negativer x-Achse
$y^+$	Position auf positiver y-Achse
$y^-$	Position auf negativer y-Achse
$\Delta$	Differenz

# Inhalt

Nomenklatur.....	I
1 Einleitung .....	1
1.1 Strömungsmechanische Grundlagen .....	2
1.1.1 Drallströmung und Entstehung des umlaufenden Wirbelzopfes.....	4
1.1.2 Turbulenz .....	6
1.2 Charakterisierung der Strömungsgrößen.....	8
1.2.1 Spannungstensor.....	8
1.2.2 Definition der periodischen Anteile .....	9
1.2.3 Turbulente kinetische Energie.....	11
1.3 Messtechnische Anforderungen .....	11
1.4 Stand der Technik.....	12
1.5 Zielsetzung.....	18
2 Aufbau und Durchführung der Modellmessungen.....	21
2.1 Modellturbine .....	21
2.1.1 Messpositionen und optischer Zugang.....	22
2.1.2 Rotatorisches Traversierungskonzept .....	30
2.1.3 Lineares Traversierungskonzept .....	32
2.2 Messtechnik und Messmethoden.....	32
2.2.1 Messung der Betriebsdaten .....	34
2.2.2 Laser-Doppler-Anemometrie .....	34
2.2.3 Triggersystem.....	41
2.3 Teillastbetriebspunkt .....	44
3 Methoden zur Analyse und Darstellung der Messdaten.....	49
3.1 Phasenauflösung .....	50
3.1.1 Verfahren zur Ermittlung der Winkelpositionen.....	51

3.1.2	Bestimmung der phasenaufgelösten Strömungsgrößen .....	52
3.1.3	Doppelte Phasenauflösung .....	53
3.2	Strukturierung des Analysealgorithmus .....	55
3.3	Darstellung der Messebenen.....	56
3.4	Vergleichsdaten der CFD .....	58
4	Analyse und Diskussion der Ergebnisse .....	59
4.1	Konus.....	59
4.1.1	Zeitlich gemittelte Ergebnisse .....	59
4.1.2	Ergebnisse mit einfacher Phasenauflösung .....	65
4.1.3	Ergebnisse mit doppelter Phasenauflösung.....	79
4.2	Krümmen.....	89
4.2.1	Zeitlich gemittelte Ergebnisse .....	89
4.2.2	Phasenaufgelöste Ergebnisse.....	90
4.3	Diffusor.....	96
4.3.1	Zeitlich gemittelte Ergebnisse .....	96
4.3.2	Phasenaufgelöste Ergebnisse.....	102
4.4	Schaufelfreier Raum .....	108
5	Zusammenfassung und Ausblick .....	112
6	Literaturverzeichnis.....	115



# 1 Einleitung

Im Rahmen des Energiewandels ist die Wasserkraft eine wichtige erneuerbare Energiequelle zur Deckung des zügig wachsenden weltweiten Energiebedarfes. So ist die weltweit durch Wasserkraft erzeugte Energie zwischen 1973 und 2014 von 1282.9 *TWh* auf 3889.1 *TWh* gestiegen [1]. Neben der Neuinstallation von Wasserkraftwerken sind auch Revisionen von bestehenden Anlagen aus dem frühen 20. Jahrhundert Gegenstand von ingenieurstechnischen Forschungs- und Entwicklungsarbeiten. Die Anforderungen an die Effizienz der Turbinen sind hoch. Der Gesamtwirkungsgrad wird neben dem hydraulischen Design des Laufrades unter anderem maßgeblich durch das Saugrohr und die hier durch Diffusorwirkung stattfindende Druckrückgewinnung beeinflusst.

Andere, mitunter stark fluktuierende Methoden zur Energiegewinnung machen es zudem erforderlich, kurzfristige Unter- und Überangebote im Stromnetz auszugleichen. Bestehende Wasserkraftanlagen werden daher vermehrt dafür verwendet, Verbundnetze zu regeln. Hierzu werden die Turbinen der Kraftwerke außerhalb des optimalen Betriebsbereiches gefahren. Im Teillastbereich verbleibt hinter dem Laufrad ein Restdrall in der Strömung. Dieser kann im Saugrohr einen periodisch rotierenden Wirbelzopf verursachen. Infolgedessen können starker Verschleiß, Vibrationen und Wirkungsgradabfall bis hin zur Beschädigung von Maschinen- und Kraftwerkskomponenten auftreten [2], [3]. Die präzise Kenntnis über die Strömungsphänomene im Saugrohr einer Turbine ist daher von großer Bedeutung für deren Entwicklung, Revision und Betrieb.

Durch die komplexen Vorgänge in der drallbehafteten Strömung ist die numerische Strömungssimulation der Teillastströmung mit hohem Aufwand verbunden. Dazu gehören Strömungsphänomene wie Sekundärströmungen, Ablösungen, hohe Druckgradienten und andere instationäre Vorgänge. Die Darstellung der Turbulenz ist durch Software- und teilweise auch Hardwarelimitationen bei der räumlichen und zeitlichen Auflösung eine Herausforderung. Um die technische Machbarkeit zum aktuellen Zeitpunkt zu untersuchen wurden aufwendige, hochparallele Simulationen an einer Francis-Turbine durchgeführt [4]. Der Vergleich verschiedener Turbulenzmodelle bestätigt, dass die vielschichtigen Phänomene in einer Drallströmung auch heute noch Fragen zum physikalischen Verhalten aufwerfen.

In der vorliegenden Arbeit soll die Saugrohrströmung der Francis-Turbine in einem Teillastbetriebspunkt experimentell untersucht werden. Die Ergebnisse sollen auch als Validierungsdaten für die durchgeführten numerischen Strömungssimulationen herangezogen

werden und weiterhin als Referenzdaten für zukünftige Untersuchungen dienen. Die Messdaten werden in einem umfangreichen Auswerteverfahren analysiert. Ein Fokus liegt dabei auf den periodischen Effekten in der Strömung. Insbesondere der umlaufende Wirbelzopf hat signifikante Auswirkungen auf das Geschwindigkeitsprofil und die turbulenten Größen im gesamten Saugrohr [5].

Zudem wird der Einfluss der Rotation des Laufrades mit 13 Laufschaufeln auf die Strömung untersucht. Die Ergebnisse sollen neben detaillierten Kenntnissen über die Strömungsverhältnisse in dem gewählten Betriebspunkt einen differenzierten Vergleich mit numerischen Daten, vor allem hinsichtlich der Turbulenz ermöglichen. Aufgrund der numerischen Anforderungen wird die Simulation bei möglichst niedriger Reynoldszahl durchgeführt. Die Laufraddrehzahl ist folglich mit  $n_{LR} = 200 \text{ 1/min}$  relativ gering.

Die Modellturbine wurde im Rahmen dieser Arbeit in der Versuchshalle des Instituts für Strömungsmechanik und Hydraulische Strömungsmaschinen (IHS) der Universität Stuttgart aufgebaut. Die messtechnische Ausstattung des Versuchstandes ermöglicht die Aufzeichnung der Betriebsdaten wie Fallhöhe, Drehzahl und Druck. Für die Messung des Strömungsfeldes wird ein 2D-Laser-Doppler-Anemometer verwendet. Optischer Zugang wird durch mehrere Einsätze aus Acrylglas gewährt. Ein aufwendiges Traversierungskonzept ermöglicht die präzise Justierung zur Messung einer Ebene unterhalb des Laufrades, in welcher der Wirbelzopf voll ausgebildet ist. Weitere Messungen mit LDA werden im schaufelfreien Raum, im Krümmer und im Diffusor der Modellturbine durchgeführt. Die Strömungsgrößen werden in Abhängigkeit von Wirbelzopf- und Laufradposition dargestellt und sollen so die differenzierte Untersuchung der unterschiedlichen Einflüsse erlauben.

### 1.1 Strömungsmechanische Grundlagen

Abbildung 1.1 zeigt die schematische Skizze einer Francis-Turbine. Das Wasser wird durch die Spirale dem Leitapparat zugeführt. Hier wird außerdem durch die spiralförmige Wasserführung eine Geschwindigkeitskomponente  $v_\varphi$  in Umfangsrichtung bezüglich der Wellenachse erzeugt. Der Leitapparat mit drehbaren Leitschaufeln dient primär zur Regelung des Durchflusses und damit zur Einstellung des Betriebspunktes bei gegebener anliegender Fallhöhe.

Zwischen dem Austritt des Leitapparates und dem Eintritt ins Laufrad befindet sich ein Übergangsbereich zwischen stehenden und rotierenden Bauteilen. Er wird als schaufelfreier Raum bezeichnet. Nachdem das Wasser das Laufrad durchströmt hat wird es durch das



Saugrohr in das Unterwasser abgeführt. Der durchströmte Querschnitt vergrößert sich von Laufradaustritt bis zum Saugrohraustritt. Diese Diffusorwirkung überführt die Geschwindigkeitsenergie am Laufradaustritt in Druckenergie und erhöht damit die Druckdifferenz am Laufrad und die Leistungsabgabe des Kraftwerks [6].

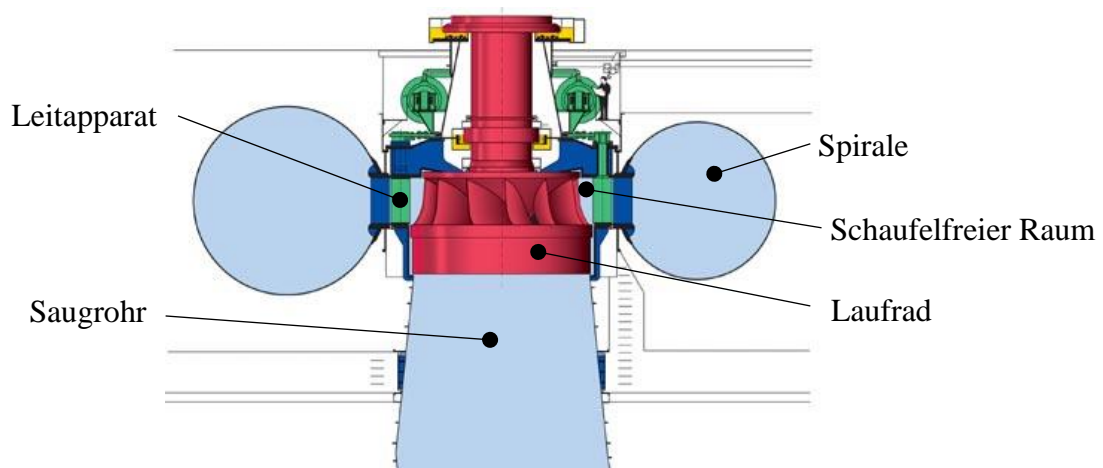


Abbildung 1.1: Schema einer Francis-Turbine. Rotierende Bauteile sind rot, bewegbare Bauteile grün und stehende Bauteile blau coloriert. [7]

Am Eintritt der Laufschaufeln ist in der Strömung der Drall  $r_1 v_{\varphi 1}$  enthalten. Während das Wasser durch das Laufrad strömt, erfährt es eine Dralländerung. Mit dem Gesetz der Drehimpulserhaltung lässt sich zeigen, dass folglich eine Kraft auf die Laufschaufeln wirkt, die ein Moment an der Laufradwelle erzeugt [8]. Dabei wird die Leistung  $P$  vom Fluid auf die Laufschaufeln übertragen. Am Austritt herrscht der Restdrall  $r_2 v_{\varphi 2}$  vor. Gemäß der Euler'schen Turbinengleichung gilt zwischen der übertragenen Leistung und der Dralländerung der folgende Zusammenhang:

$$P = Q\rho(u_1 v_{\varphi 1} - u_2 v_{\varphi 2}) \quad 1.1$$

Im Punkt des besten Wirkungsgrades (Optimum) ist der Drall hinter dem Laufrad näherungsweise  $r_2 v_{\varphi 2} \approx 0$ . In Abbildung 1.2 (linkes Schaufelprofil) sind hierzu die Geschwindigkeitsdreiecke am Nachlauf einer Laufschaufel unter der Annahme von schaufelkongruenter Strömung schematisch dargestellt. Die Absolutgeschwindigkeit hat keine Komponente in Umfangsrichtung. Im Teillastbetrieb wird der Leitapparat teilweise geschlossen, ein geringerer Durchfluss durchströmt die Turbine bei gleicher Drehzahl, Abbildung 1.2 (rechtes Schaufelprofil). Im Laufrad wird der Drall nun nicht mehr vollständig abgebaut. Die Absolutgeschwindigkeit neigt sich in Richtung der Umfangsgeschwindigkeit

und es verbleibt ein Restdrall am Saugrohereintritt, der in Laufraddrehrichtung rotiert,  $r_2 v_{\varphi 2} > 0$ .

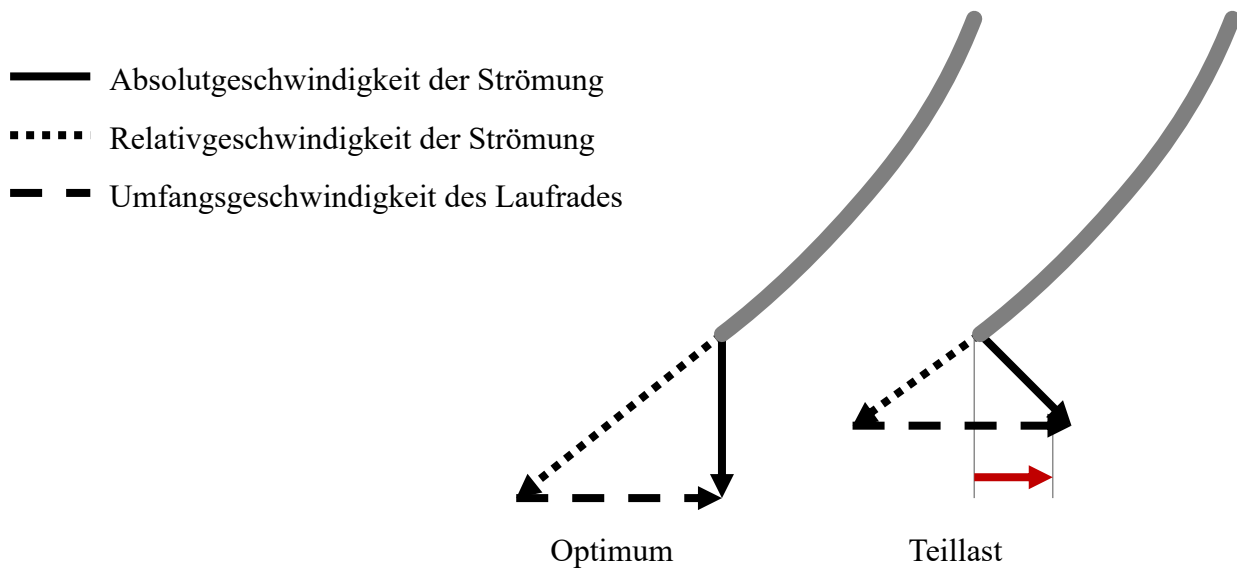


Abbildung 1.2: Schematische Darstellung der Geschwindigkeitsdreiecke am Austritt einer Laufschaufel im Optimum (links) und in Teillast (rechts). In Teillast ist der Restdrall im Nachlauf des Laufrades rot eingezeichnet.

### 1.1.1 Drallströmung und Entstehung des umlaufenden Wirbelzopfes

Entsteht durch die Umfangskomponente der Geschwindigkeit eine Rotation des Fluides um eine Achse, so wird von einer Drallströmung gesprochen. Die Achse bildet demnach den Kern eines Wirbels, der durch geometrische Einflüsse des Strömungsgebietes entsteht.

Allgemein unterscheidet man zwischen zwei theoretischen Wirbeltypen. Der Festkörperwirbel verhält sich physikalisch wie ein rotierender starrer Körper. Im Zentrum ist die Umfangsgeschwindigkeit dementsprechend gleich null und steigt mit zunehmendem Radius linear an. Es gilt:

$$v_{\varphi} \sim r \tag{1.2}$$

Bei einem Potentialwirbel nimmt der Drall mit zunehmendem Radius reziprok ab. Zum Wirbelkern hin geht der Geschwindigkeitswert dementsprechend gegen unendlich:

$$v_{\varphi} \sim \frac{1}{r} \tag{1.3}$$

Durch den Festkörperwirbel wird der innere Bereich eines realen Wirbels gut beschrieben. Der Drall nimmt mit zunehmendem Abstand vom Wirbelzentrum jedoch nicht unendlich zu.

Ab einem bestimmten Radius wird der Wirbel daher als Potentialwirbel beschrieben. Die kombinierte Form der beiden Wirbeltypen wird als Rankine-Wirbel bezeichnet. Ein Modell, welches den realen Wirbel relativ genau darstellt ist der Oseen'sche Wirbel, der einen kontinuierlichen Übergang zwischen Wirbelkern und Außenbereich aufweist [9], [10]. Die Geschwindigkeitsverläufe der Wirbelmodelle sind in Abbildung 1.3 dargestellt.

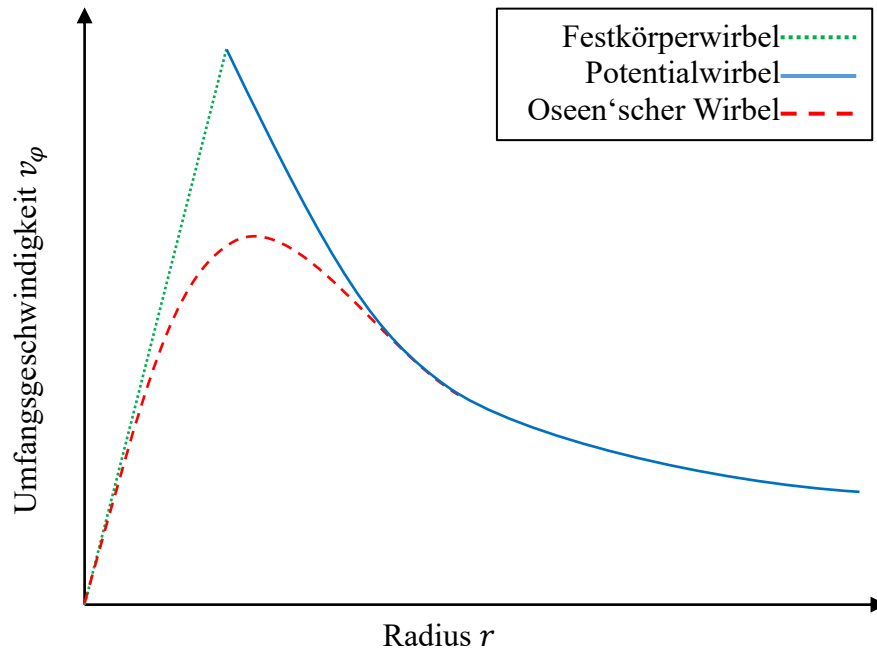


Abbildung 1.3: Modellierung des Oseen'schen Wirbels durch einen Festkörperwirbel im inneren und einen Potentialwirbel im äußeren Bereich.

Die Intensität des Dralls kann durch die Drallzahl  $S$  quantifiziert werden. Sie ist definiert als Quotient aus Drehimpulsstrom und Axialimpulsstrom [11], [12]:

$$S = \frac{\int_0^R v_{ax} v_\varphi r^2 dr}{\int_0^R v_{ax}^2 r^2 dr} \quad 1.4$$

Das Profil einer Drallströmung ändert sich signifikant mit steigender Drallzahl. Diese Änderung wird im Folgenden am Beispiel der Drallströmung im Konus einer Turbine im Teillastbetrieb beschrieben.

Bei einer Drallströmung mit relativ geringer Umfangskomponente wird das Profil der Umfangsgeschwindigkeit primär durch die runde Form des Querschnittes beeinflusst. Das Wirbelzentrum befindet sich daher geometrisch bedingt näherungsweise in der Konusmitte. Die Umfangsgeschwindigkeit hat näherungsweise das Profil eines Oseen'schen Wirbels. Steigt die Drallzahl an, so wird der Impulsstrom in axialer Richtung relativ zur

Gesamtgeschwindigkeit geringer. Die Strömungsgeschwindigkeit steigt im äußeren Bereich des Konus an und wird nahe der Achse abgebremst [3]. Insbesondere im Teillastbetrieb kann es durch den zusätzlich reduzierten Durchfluss zu einer Richtungsumkehr der Strömung im Kerngebiet kommen. Dieser Impulsstrom, der der Hauptströmungsrichtung entgegenwirkt, führt zu einer Stauzone im inneren Bereich des Querschnittes. Die Stauzone mit geringer Strömungsgeschwindigkeit bildet eine Scherschicht mit dem randnahen Bereich, in dem sowohl Axial- als auch Umfangsgeschwindigkeit verhältnismäßig hoch sind. Die Schubspannung in der Scherschicht erzeugt einen Wirbelkern, der außerhalb des Kernbereiches kreisförmig umläuft und den kornenzieherförmigen Wirbelzopf bildet.

In der Literatur wird diese veränderte Strömungsstruktur durch Drall auch als Wirbelaufplatzen (engl.: vortex breakdown) bezeichnet [13], [14]. Es werden unterschiedliche Formen des Wirbelaufplatzens beschrieben, deren Auftreten und Form abhängig von dem Verhältnis von Axial- zu Umfangsgeschwindigkeit ist [15]. Die Drehfrequenz des Wirbelzopfes beträgt üblicherweise das 0.2- bis 0.4-fache der Laufraddrehfrequenz. Bei hydraulischen Strömungsmaschinen kann der Nachlauf der Laufradnabe verstärkend auf die Entstehung des Wirbelzopfes wirken, da die Kernströmung zusätzlich abgebremst wird.

### 1.1.2 Turbulenz

Der Begriff Turbulenz bezeichnet im Allgemeinen chaotische Wirbelstrukturen in Fluiden und steht im Gegensatz zur gleichmäßigen, laminaren Strömung. In Abbildung 1.4 werden die Charakteristiken einer laminaren und einer turbulenten Strömung anhand eines Stromfadens verdeutlicht. Der Umschlag von laminar auf turbulent ist abhängig von den Trägheitskräften und den Zähigkeitskräften in einer Strömung. Als Quotient dieser Größen wird die Reynoldszahl zur Bewertung des Turbulenzverhaltens verwendet:

$$Re = \frac{vL}{\nu} \quad 1.5$$

Dabei ist  $L$  die charakteristische Länge,  $\nu$  die kinematische Viskosität des Wassers und  $v$  die mittlere Hauptströmungsgeschwindigkeit.

In einem zeitlich hochaufgelösten Geschwindigkeitsverlauf an einem fixen Ortspunkt äußern sich die turbulenten Wirbelstrukturen in Form von chaotischen Abweichungen vom zeitlichen Mittelwert. In Abbildung 1.4 werden diese Schwankungen als  $v'$  bezeichnet. Sie haben eine unstrukturierte Frequenz und Amplitude. Die mathematische Beschreibung der Turbulenz

sowie deren Entstehung sind auch zum aktuellen Stand der Wissenschaft nicht vollständig ergründet. Der Versuch der numerischen Abschätzung von turbulenten Strömungen ist Gegenstand der Turbulenzmodellierung und unterliegt noch immer offener Fragestellungen.

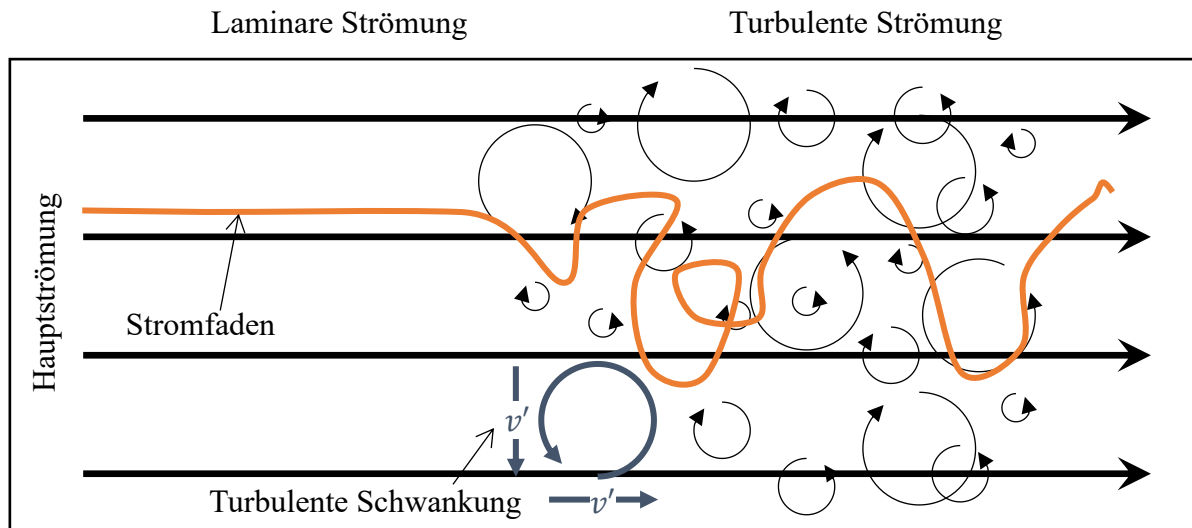


Abbildung 1.4: Stromfaden in einer laminaren und turbulenten Strömung. In der laminaren Strömung folgt der Stromfaden der Hauptströmung, es tritt keine Vermischung in Querrichtung auf. In der turbulenten Strömung wird der Stromfaden durch Wirbelstrukturen abgelenkt und hat einen chaotischen Verlauf. [16]

Nach der Theorie von Kolmogorov [17] geht die kinetische Energie der Strömung in einem Bereich großer Wirbelskalen in die sogenannte Energiekaskade über (Abbildung 1.5). Im Eintrittsbereich sind die Wirbel induziert durch die Geometrie des Strömungsfeldes. Beispiele hierfür sind die Karman'schen Wirbelstraße oder der rotierende Wirbelzopf. Die Wirbel sind dabei anisotrop und oftmals periodisch, der Energiegehalt ist relativ hoch. Diese Wirbelformen sind oftmals numerisch gut berechenbar. Da der geometrische Ursprung dieser Wirbel häufig bekannt ist, kann die Periodizität auch messtechnisch erfasst werden.

Daraufhin zerfallen die Wirbel im sogenannten Inertialbereich in kleinere Wirbel mit geringerem Energiegehalt. Im Kolmogorov Spektrum ist dieser Bereich gekennzeichnet mit einer Steigung von  $-5/3$ . Die Wirbelstruktur wird bei ausreichend großer Reynoldszahl und auf kleine Skalenbereiche bezogen statistisch isotrop. Im kleinsten Skalenbereich dissipiert die kinetische Energie der Wirbel zu Wärmeenergie. Durch die geringe räumliche und zeitliche Größenordnung der Fluktuationen in diesem Bereich ist deren numerische und messtechnische Erfassung anspruchsvoll.

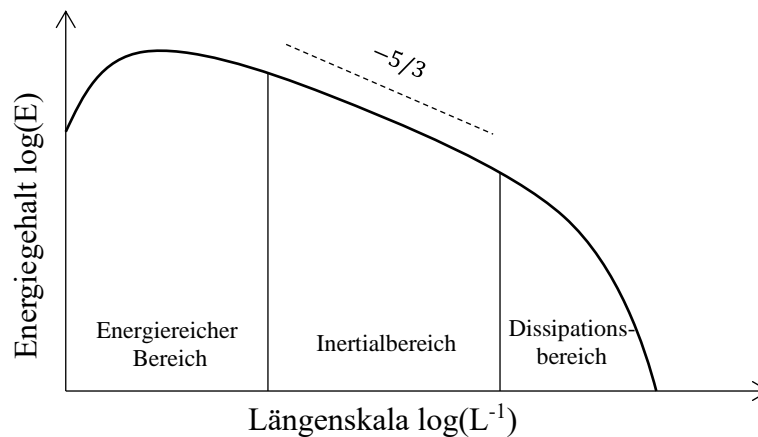


Abbildung 1.5: Kolmogorov Spektrum für turbulente Strömungen. Verhältnis des Energiegehaltes zum Kehrwert der Wirbelgröße [18].

Für die analytische Darstellung des Strömungsfeldes sollen die hier präsentierten Grundlagen der Turbulenz quantifiziert werden. Im folgenden Kapitel werden die notwendigen Definitionen eingeführt.

## 1.2 Charakterisierung der Strömungsgrößen

Die momentane Geschwindigkeit  $v$  in einer turbulenten Strömung zu einem Zeitpunkt an einem bestimmten örtlichen Punkt lässt sich gemäß [19], [20] und [21] in drei Komponenten zerlegen:

$$v = \bar{v} + v' + \check{v} \quad 1.6$$

In der Literatur wird diese Zerlegung auch als Triple Decomposition bezeichnet. Der zeitliche Mittelwert  $\bar{v}$  wird aus der Gesamtheit aller Geschwindigkeitsdaten an einem lokalen Punkt ermittelt und ist unabhängig von der Zeit. Dementsprechend muss der Mittelwert aus einer ausreichend hohen Anzahl an Daten gebildet werden. Weiterhin können in der Strömung periodische Schwankungen  $\check{v}$  auftreten. Diese können durch systematische Effekte in einem hydraulischen System wie rotierende Wellen verursacht werden. Charakteristisch für die periodischen Geschwindigkeitsschwankungen ist ihr regelmäßiger und gleichförmiger Charakter. Dem Mittelwert und den periodischen Schwankungen überlagert sind die chaotischen Schwankungen  $v'$  der turbulenten Strömung.

### 1.2.1 Spannungstensor

Der in Kapitel 1.1.2 beschriebene Dissipationsprozess der turbulenten Wirbelstrukturen macht sich in der Strömung als Widerstand bemerkbar, der auch als turbulente Spannung bezeichnet

wird. Diese lässt sich durch die turbulenten Schwankungen  $v'$  berechnen in Form von Normalspannungen in jeder Raumrichtung (z.B. in x-Richtung:  $\overline{\rho v'_x v'_x}$ ) und Scherspannungen zwischen zwei Raumrichtungen (z.B. zwischen x- und y-Richtung:  $\overline{\rho v'_x v'_y}$ ) mit der Einheit  $[kg/ms^2]$ . Diese Größen werden auch als Reynoldsspannungen bezeichnet und im Reynolds'schen Spannungstensor  $\tau$  zusammengefasst [22]:

$$\tau = \rho \begin{pmatrix} \overline{v'_x v'_x} & \overline{v'_x v'_y} & \overline{v'_x v'_z} \\ \overline{v'_y v'_x} & \overline{v'_y v'_y} & \overline{v'_y v'_z} \\ \overline{v'_z v'_x} & \overline{v'_z v'_y} & \overline{v'_z v'_z} \end{pmatrix} \quad 1.7$$

Dieser Term wird bei der CFD-Simulation in den Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen verwendet und durch Turbulenzmodelle beschrieben. Er ist damit ein wichtiges Kriterium bei der Validierung numerischer Daten. Die Normalspannungen auf der Hauptdiagonalen werden durch die Varianz  $\sigma_{ij}^2$  in die Raumrichtungen  $i$  und  $j$  mit  $i = j$  berechnet. Die Varianz stellt damit ein Maß für die Turbulenz der Strömung dar. Die Scherspannungen außerhalb der Hauptdiagonalen enthalten die Kovarianz  $\sigma_{ij}^2$  mit  $i \neq j$ . Mit dieser Größe wird die zeitabhängige Korrelation der Schwankungen beschrieben. Allgemein gilt für die Komponenten des Spannungstensors:

$$\tau_{ij} = \rho \sigma_{ij}^2 = \rho \overline{v'_i v'_j} = \frac{\rho}{N-1} \sum_{k=1}^N ((v_{i,k} - \bar{v}_{i,k})(v_{j,k} - \bar{v}_{j,k})) \quad 1.8$$

In der Literatur verweist der Begriff Reynoldsspannung häufig zur Vereinfachung auf die Varianz  $\overline{v'v'}$  mit der Einheit  $[m^2/s^2]$  [17]. Diese Konvention ist in hydraulischen Maschinen sinnvoll, da die Dichte des Wassers als konstant angenommen wird. Im Folgenden wird zur Beschreibung der turbulenten Schwankungen dieser Term verwendet.

## 1.2.2 Definition der periodischen Anteile

Die Varianz nach Formel 1.8 beinhaltet sowohl die turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen  $v'$ , als auch den periodischen Anteil  $\check{v}$  einer Menge von Geschwindigkeitsdaten  $N$  [12]. Sie wird im Folgenden als globale Varianz  $\bar{\sigma}_{ij}^2$  bezeichnet. Um den Anteil der turbulenten Energie zu erhalten, wird der periodische Anteil von der globalen Varianz abgezogen. Aus den Formeln 1.6 und 1.8 resultiert so die phasengemittelte Varianz  $\tilde{\sigma}_{ij}^2$ :

$$\tilde{\sigma}_{ij}^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{k=1}^N ((v_{i,k} - \bar{v}_{i,k} - \check{v}_{i,k})(v_{j,k} - \bar{v}_{j,k} - \check{v}_{j,k})) \quad 1.9$$

Diese Größe beinhaltet ausschließlich die turbulenten Schwankungen  $v'$  einer Menge  $N$ . Die periodischen Schwankungen  $\check{v}$  in einem Strömungsgebiet können durch mehrere Einflüsse entstehen und somit verschiedene Frequenzen beinhalten. Unbekannte periodische Schwankungen können nicht unterschieden werden und sind zwangsläufig der Größe  $v'$  zugeordnet. Die in dieser Arbeit bekannten periodischen Einflüsse sind der rotierende Wirbelzopf und das Laufrad. Folglich wird die periodische Schwankungsgröße aufgeteilt in  $\check{v} = (\check{v}_{WZ} + \check{v}_{LR})$ . Für die momentane Geschwindigkeit  $v$  gilt damit:

$$v = \bar{v} + v' + \check{v}_{WZ} + \check{v}_{LR} \quad 1.10$$

Für die phasengemittelte Varianz  $\tilde{\sigma}_{ij}^2$  wird diese Unterteilung ebenfalls vorgenommen. Basierend auf Formel 1.8 wird durch Eliminierung des periodischen Schwankungsanteils des Wirbelzopfes  $\check{v}_{WZ}$  die phasengemittelte Varianz  $\tilde{\sigma}_{ij,WZ}^2$  in Richtung  $ij$  bestimmt:

$$\tilde{\sigma}_{ij,WZ}^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{k=1}^N ((v_{i,k} - \bar{v}_{i,k} - \check{v}_{i,WZ,k})(v_{j,k} - \bar{v}_{j,k} - \check{v}_{j,WZ,k})) \quad 1.11$$

Der Anteil des Laufrades ist in dieser Schwankungsgröße enthalten. Sie ist unabhängig von dem periodischen Einfluss des Wirbelzopfes.

Analog wird die phasengemittelte Varianz  $\tilde{\sigma}_{ij,LR}^2$  in Richtung  $ij$  durch Eliminierung des laufradbezogenen Schwankungsanteils  $\check{v}_{LR}$  berechnet. In dieser Schwankungsgröße ist der periodische Anteil des Wirbelzopfes inbegriffen:

$$\tilde{\sigma}_{ij,LR}^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{k=1}^N ((v_{i,k} - \bar{v}_{i,k} - \check{v}_{i,LR,k})(v_{j,k} - \bar{v}_{j,k} - \check{v}_{j,LR,k})) \quad 1.12$$

Weiterhin werden aus der gesamten Geschwindigkeitsschwankung beide periodischen Anteile  $\check{v}_{WZ}$  und  $\check{v}_{LR}$  berücksichtigt. Damit wird die phasengemittelte Varianz  $\tilde{\sigma}_{ij,LRWZ}^2$  in Richtung  $ij$  berechnet:



$$\tilde{\sigma}_{ij,LRWZ}^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{k=1}^N \left( (v_{i,k} - \bar{v}_{i,k} - \check{v}_{i,LR,k} - \check{v}_{i,WZ,k}) (v_{j,k} - \bar{v}_{j,k} - \check{v}_{j,LR,k} - \check{v}_{j,WZ,k}) \right) \quad 1.13$$

Unter der Annahme, dass außer den Größen  $\check{v}_{WZ}$  und  $\check{v}_{LR}$  in der Strömung keine weiteren periodischen Schwankungen enthalten sind, beschreibt diese Varianz den rein turbulenten Anteil der Geschwindigkeitsschwankungen.

### 1.2.3 Turbulente kinetische Energie

Da die Turbulenz ein dreidimensionales Phänomen ist, sind die Fluktuationen in allen Raumrichtungen zu berücksichtigen. Aus diesem Grund wird, sofern möglich, die turbulente kinetische Energie berechnet. Sie ist ein Maß für die Turbulenz einer Strömung und enthält die Reynoldsspannungen auf der Hauptdiagonalen. Die turbulente kinetische Energie  $k$  ist definiert als:

$$k = \frac{1}{2} (\sigma_{ii}^2 + \sigma_{jj}^2 + \sigma_{kk}^2) \quad 1.14$$

Bei zweidimensionalen experimentellen Untersuchungen mit annähernd isotroper Turbulenz kann die turbulente kinetische Energie auch mit Komponenten in zwei Raumrichtungen berechnet werden. Die hier untersuchte Strömung weist eine relativ ungleichförmige Turbulenzverteilung auf, sodass auf die Berechnung dieser Größe aus zwei Komponenten verzichtet wird [23].

## 1.3 Messtechnische Anforderungen

Für die messtechnische Erfassung der relevanten turbulenten Größen gelten besondere Anforderungen. Da die Turbulenz ein dreidimensionales Phänomen ist, sollten Schwankungsgrößen in allen Raumrichtungen erfasst werden. Die Wirbel treten über die gesamte von Kolmogorov beschriebene Skala hinweg auf und müssen daher mit entsprechender räumlicher und zeitlicher Auflösung messbar sein. Aufgrund der Abhängigkeit der Wirbelstruktur von der Geometrie des Strömungsbereiches sind invasive Messmethoden ungeeignet.

Als berührungsfreie Messverfahren ermöglichen Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) und Particle-Image-Velocimetry (PIV) die Erfassung von Geschwindigkeiten, ohne die Strömung zu beeinflussen. PIV wird vorwiegend für die Messung von zweidimensionalen

Geschwindigkeitsprofilen als zeitlicher Mittelwert verwendet. Die Möglichkeit, eine vollständige Ebene in einem Messvorgang zu erfassen prädestinieren die Methode für derlei Anwendungen. Mit LDA erfolgt die Messung hingegen punktuell. Mit einer großen Datenmenge können die instationären Effekte in einer Strömung gut erfasst werden. Für die Vermessung einer Fläche ist ein dementsprechend hoher zeitlicher Aufwand erforderlich. Die Genauigkeit der Messungen ist als sehr hoch zu bewerten. Für diese Arbeit wird aufgrund der geforderten Auflösung von Wirbelstrukturen die LDA als Messmethode gewählt [24].

In der LDA ist die räumliche Auflösung durch den Strahldurchmesser und das damit erzeugte Messvolumen definiert. Mit einem Durchmesser von unter  $0.2\text{ mm}$  lassen sich auch kleine Wirbelstrukturen erfassen. Um eine gute zeitliche Auflösung zu erhalten, muss eine ausreichende Anzahl an Messdaten erzielt werden.

Dreidimensionale Messungen sind mit den entsprechenden technischen Mitteln möglich, jedoch mit einem erhöhten messtechnischen Aufwand verbunden. Da zum aktuellen Zeitpunkt der Untersuchung ein 2D-LDA System zur Verfügung steht und eine Vielzahl an Messungen durchgeführt werden sollen, werden in der vorliegenden Arbeit ausschließlich zweidimensionale Geschwindigkeitsmessungen umgesetzt. Dreidimensionale Daten können allerdings durch sequentielle Messung aus verschiedenen Richtungen ermittelt werden. Die Spezifikationen des optischen Systems sind in Kapitel 2.2 näher beschrieben.

### **1.4 Stand der Technik**

Drallströmungen treten in vielen technischen Anwendungen auf, dementsprechend existieren wissenschaftliche Untersuchungen des Wirbelaufplatzens in verschiedenen Fachrichtungen. Typische Felder sind beispielsweise die Wirbelbildung an Tragflügeln in der Luftfahrt [25], [26], der Betrieb von Flammrohren [27] sowie die Wirbelbildung in Drallbrennern [28]. Eine physikalisch grundlegende Betrachtung des Wirbelaufplatzens sowie einen umfangreichen Überblick über die bisherigen Bestrebungen zur Erforschung dieses Strömungsphänomens liefert die Arbeit von Lucca-Negro und O'Doherty [14].

Zahlreiche Forschungsarbeiten, die u.a. im Folgenden beschrieben werden, zielen im Speziellen auf die Untersuchung des Wirbelzopfes in Wasserturbinen ab und darauf basierend auf die Reduzierung der negativen Effekte. Der Wirbelzopf wird, so zeigt sich, von zahlreichen Parametern beeinflusst, darunter die spezifische Drehzahl, der Betriebspunkt, die Kavitationszahl  $\sigma$  und das geometrische Design der Turbine [29], [30]. Die numerische Berechnung der Saugrohrströmung im Kontext der Gesamtmaschine wird seit längerem

erforscht und durch die stetig wachsenden technischen Möglichkeiten weiter vorangetrieben [31], [32], [33]. Auch aktuelle Untersuchungen zeigen, dass die präzise Vorhersage der Saugrohrströmung eine Herausforderung darstellt [34]. Dabei ist auch die experimentelle Untersuchung der physikalischen strömungstechnischen Mechanismen mit Lasermethoden ein wichtiger Teil der Forschung [35]. Das Auftreten von Druckschwankungen und mechanischen Schwingungen ist nicht auf die Drallströmung im Saugrohr begrenzt. So ist die Rotor-Stator Interaktion eine bekannte Quelle von Schwingungen in Wasserkraftanlagen [36], [37]. Die Bewertung des Risikopotentials durch Resonanzeffekte in Turbinen und dessen Methodik wurde z.B. in einer Studie von Nicolet et al durchgeführt [38].

Eine frühe Untersuchung von Rheingans in [39] beschreibt die Entstehung von Leistungsschwankungen im Betrieb von Wasserkraftanlagen außerhalb des Optimums. Als Ursache wird die Schwankung der Fallhöhe und damit des Durchflusses durch Druckstöße im Saugrohr identifiziert. Zur Minderung der Leistungsschwankung werden sowohl das Einblasen von Luft als auch das Anbringen von Leitblechen diskutiert.

Die symptomatische Betrachtung der Druckschwankungen im Saugrohr wurde von Nishi et al anhand eines Modellversuches durchgeführt [40]. Dabei konnte zum einen die erfolgreiche Anwendung eines Drallgenerators zur Erzeugung eines rotierenden Wirbelzopfes gezeigt werden. Zum anderen wurde eine Unterscheidung von asynchronen Druckschwankungen an der Konuswand durch den Wirbelzopf und synchronen Druckschwankungen bei kavitierendem Wirbelzopf getroffen. Letztere treten nur im ellbogenförmigen und nicht in konischen Saugrohren auf [41]. Die synchronen Druckschwankungen führen zu einer schwankenden Druckrückgewinnung im Saugrohr. In weiterführenden Geschwindigkeitsmessungen konnte das „Aufrollen“ des Wirbelzopfes zwischen der innenliegenden Stauzone und der äußeren Hauptströmung anhand von Geschwindigkeitsmessungen mit einer 5-Loch Sonde beschrieben werden [42], [43]. In [44] wurde in Ergänzung dazu ein mathematisches Modell zur Beschreibung des Wirbelzopfes vorgestellt. Grundlegend ist hier die Annahme, dass die dreidimensionale Struktur als Kombination aus einem spiralförmigen Wirbel und eines Rankine Wirbels gebildet werden kann. Ein zusammenfassender Überblick über diese und andere Forschungsarbeiten in diesem Gebiet ist in [45] aufgearbeitet worden.

Druckschwankungen mit großer Amplitude sind laut der experimentellen Studie in [46] insbesondere in einem Betriebsbereich von  $0.7 \div 0.8 Q'_{1\ opt}$  zu erwarten, dem oberen Teillastbereich. Anhand eines kavitierenden Wirbelzopfes wird gezeigt, dass der Querschnitt

des Wirbelzopfes elliptisch ist und um die eigene Achse rotiert. Zudem pulsiert der dampfgefüllte Wirbelzopf mit reziproker Proportionalität zum Druck mit der 2- bis 4-fachen Laufraddrehfrequenz [30]. Die periodischen Effekte im Saugrohr haben Einflüsse auf das gesamte Betriebsverhalten der Turbine, was die Untersuchung an einer Prototypanlage in [47] zeigt. Hier wurden mechanische Schwingungen u.a. am Turbinendeckel und der Welle detektiert. Neben der dominierenden Frequenz des Wirbelzopfes erzeugt auch die Laufraddrehfrequenz sowie eine weitere, vielfache Frequenz des Laufrades unbekannter Herkunft Schwingungen.

Die Reduktion der Druckschwankungen und damit der Wirkungsgradverluste im Saugrohr wird in der Praxis durch die Eliminierung des Wirbelzopfes angestrebt. Dazu wird versucht, dem Totwassergebiet in der Konusmitte entgegen zu wirken und so die Scherwirkung zwischen Drallströmung und Totwasser abzuschwächen. In [48] konnte dies durch die Einrichtung eines axialen Wasserstrahls direkt in der Laufradnabe erreicht werden. Das Wasser wurde dabei der Spirale entnommen und über einen Bypass in die hohle Welle eingeleitet. Weitere Studien mit axialer Einspritzung haben das Konzept numerisch und experimentell weiter vorangetrieben [49], [50], [51]. Von Susan-Resiga et al wurde die axiale Wassereinspritzung anhand einer umfassenden numerischen Studie untersucht, wobei neben zwei Betriebspunkten auch verschiedene Turbulenzmodelle verglichen wurden [52], [53]. Die Ergebnisse zeigen eine signifikante Reduktion der hydraulischen Verluste. Eine weitere Methode zur Eliminierung des Wirbelzopfes ist die Reduktion des Restdralls stromab des Laufrades. In [54] wird dies durch ein zweites, stromab des Turbinenlaufrades positioniertes, Laufrad erreicht. Dieses sogenannte Tandemlaufrad ist im Optimum wirkungsfrei und baut in Teillast den Restdrall vor dem Saugrohereintritt ab. In [55] wird ein Überblick über den Stand der Forschung und empfohlene Maßnahmen bei Teillast präsentiert.

Durch die üblicherweise geringere Froudezahl in einer Prototypmaschine ist die Intensität der Druckschwankungen gegenüber dem Modelltest reduziert [30], [56]. In bestimmten Betriebsbereichen kann ein doppelter Wirbelzopf entstehen. Dieser ist durch zwei, um  $180^\circ$  versetzte, rotierende Wirbelzentren gekennzeichnet und tritt bei sehr hoher Wirbelstärke auf [3], [57], [58]. In [59] wurde das Phänomen sowohl numerisch als auch experimentell untersucht.

Ein in der Praxis zunehmend gefordertes Ziel von Forschungsarbeiten ist die Erweiterung des Betriebsbereiches. Im Teillastbereich gehört zu den limitierenden Faktoren das Auftreten von Druckschwankungen und den damit verbundenen negativen Folgen auf die Turbine. Eine

---

weitere technische Anforderung ist die exakte Bestimmung von Verlusten und des Wirkungsgrades der Turbinen durch möglichst unkomplizierte numerische Untersuchungen. Dabei liegt ein großes Augenmerk auf dem Saugrohr, da dieses für einen erheblichen Anteil der Strömungsverluste verantwortlich sein kann [60]. Die Bestrebungen, einerseits den zeitlichen Aufwand von CFD-Simulationen zu reduzieren und andererseits die Genauigkeit und Verlässlichkeit dieser zu erhöhen, führt zu verschiedenen Ansätzen zur Behandlung der Turbulenz. Die Forschungsarbeiten von Mauri in [61] sind auf die Anwendung von Simulationen mit RANS bei instationären Saugrohrströmungen und deren Validierung konzentriert. Die experimentellen Daten, beschrieben z.B. in [62], wurden hierzu mit 2D-LDA erfasst und beinhalten an den relevanten Strömungsbereichen den vollständigen Reynolds-Tensor. Die numerische Studie des Dralls zeigt den instationären Verlauf des Wirbelkerns vom Laufrad bis zum Saugrohraustritt. Dabei wird ersichtlich, dass sich der Radius, auf dem der Wirbelkern rotiert, im Krümmer bis sehr nahe an die Außenwand aufweitet. Anhand des Vergleichs mit Messdaten wird die Sensibilität der CFD-Simulationen gegenüber den Eintrittsrandbedingungen deutlich gemacht. Die Verwendung der RANS-Gleichungen kann nach [63] unter Umständen zu einer abweichenden Wirbelzopffrequenz gegenüber Messwerten führen.

Ein weiterer Aspekt in der Validierung der numerischen Berechnung des Wirbelzopfes ist das Auftreten von Kavitation. Hier hat die Wahl des Turbulenzmodelles einen entscheidenden Einfluss, wie in [64] dargelegt. Die Untersuchung zeigt detaillierte Vergleiche verschiedener Turbulenzmodelle bei unterschiedlichen Betriebspunkten und eine Validierung mit Messdaten. Dabei wird auch die Relevanz hochgenauer Modellmessungen deutlich. Das Kavitationsvolumen hat weiterhin einen Einfluss auf den Massenstrom im Saugrohr. Diesen zu berechnen ist eine weitere Herausforderung in CFD Simulationen. Auf der Basis von experimentellen Daten wurde in [65] ein mathematisches Modell zur Bestimmung des Volumenstromanstiegs infolge der Dampfbildung hergeleitet und validiert. Perspektivisch kann dieses Verfahren auf den gesamten Betriebsbereich ausgeweitet werden. Die Parallelisierbarkeit von CFD Simulationen wird durch den Einsatz aufwendiger Modelle und großer Berechnungsgitter ein Thema mit gesteigerter Bedeutung, wie z.B. die Untersuchungen in [66] und [67] zeigen.

In [68] wird ein Vergleich der phasenaufgelösten turbulenten kinetischen Energie von Simulationen mit RANS und LES mit experimentellen Daten durchgeführt. Im Falle der RANS-Simulation wird davon ausgegangen, dass der modellierte Anteil dem chaotischen

turbulenten Anteil entspricht. Die durch LDA ermittelten Messdaten enthalten periodische Schwankungen, die nicht der Turbulenz zuzuordnen sind. Gleiches gilt für die LES-Simulationen, bei denen keine klare Definition des turbulenten Anteils in der aufgelösten Fluktuation existiert. Der chaotische Anteil der turbulenten kinetischen Energie wird mithilfe von Phasenmittelung berechnet. Grundlegend hierzu ist eine Triple Decomposition, also die Unterscheidung in chaotische und periodische Schwankungen. Das Verfahren setzt voraus, dass der periodische Anteil phasenaufgelöst ist. In technischen Anwendungen ist dieser jedoch häufig nicht exakt bekannt. In [69] wird die Eliminierung der periodischen Schwankungen durch Unterteilung einer Periodendauer in mehrere Inkremente und Mittelung dieser beschrieben. In der vorliegenden Arbeit wird dieses Verfahren zur Bestimmung des turbulenten Anteils verwendet. Anhand von phasenaufgelösten PIV-Messungen wird in [70] das Geschwindigkeitsfeld im Wirbelzopf während einer Umdrehung analysiert. Weitere Ansätze zur Phasenauflösung und deren Anwendungsgebiete werden in [21] erläutert. Unter anderem wird dabei eine Methode zur Bestimmung der periodischen Anteile in einer Strömung mit mehrskaligen Fluktuationen beschrieben.

Die Auflösung mehrskaliger Fluktuationen ist bei der Simulation von Turbinen im Teillastbetrieb und deren Validierung von großer Bedeutung, wie beispielsweise die Untersuchung mit einem hybriden RANS-Modell zeigt [60]. Bei einem rotierenden Wirbelzopf mit konstanter Drehfrequenz ist die Identifikation des entsprechenden periodischen Anteiles durch messtechnische Maßnahmen möglich. Die Stabilität der Drehfrequenz ist jedoch stark von dem jeweiligen Betriebspunkt abhängig. Ein Vergleich verschiedener Betriebszustände ist in [71] durchgeführt worden. Hier wird eine mittlere Abweichung der Wirbelzopf Drehfrequenz von 2.2 % zum Mittelwert beschrieben. Durch eine deutlich größere Schwankung der Wirbelzopffrequenz wird die Phasenauflösung der Geschwindigkeiten und damit die Bestimmung der chaotischen Turbulenz stark erschwert.

In dem großangelegten Forschungsprojekt FLINDT („FLow INvestigations in Draft Tubes“) der EPFL wurde die Saugrohrströmung einer schnellläufigen Francis-Turbine intensiv experimentell untersucht [19], [72]. Das Ziel war dabei primär die Bereitstellung von Validierungsdaten in einem weiten Betriebsbereich zur Untersuchung des Wirkungsgradabfalls bei steigendem Durchfluss. Dieser tritt in der Nähe des Optimums auf und weist eine Hysterese auf, sodass bei sinkendem Durchfluss ein kleinerer Sprung auftritt. Es wurde gezeigt, dass der Verlauf des Wirkungsgrades in direktem Zusammenhang mit der Druckrückgewinnung im Saugrohr und damit den Effekten der Drallströmung steht [73]. Die

Messungen umfassten den Einsatz von 3D-PIV und 2D-LDA im Konus sowie Druckmessungen. Das Geschwindigkeitsprofil wurde auch auf den umlaufenden Wirbelzopf getriggert. Am Saugrohraustritt wurde ein nahezu vollständiges Profil mit zeitlich gemittelten Geschwindigkeitsdaten sowie der turbulenten kinetischen Energie vermessen [74].

In [75] werden weitergehende experimentelle Forschungen mit 3D-PIV, darunter die geometrische Charakterisierung des kavitierenden Wirbelzopfes, vorgestellt. Darauf folgend wurden weitere experimentelle Untersuchungen und zahlreiche CFD-Simulationen auf Basis des FLINDT-Modells durchgeführt [76]. Durch die geometrische Modifikation des Saugrohres wurde eine deutliche Verbesserung der Wirkungsgradcharakteristik erreicht [77]. Auch hier wurden Geschwindigkeitsdaten durch LDA und PIV ermittelt, um eine Datenbasis für numerische Untersuchungen bereitzustellen [78].

In einer Messreihe mit 3D-PIV wurde die dreidimensionale Kontur des Wirbelzopfes im Ellbogensaugrohr einer Francis-Turbine durch ein parametrisches Modell dargestellt [79], [80]. Dabei wurden die Positionen des Wirbelzentrums auf Ebenen entlang des Konus und im Krümmer identifiziert. Das Ergebnis zeigt, dass bei beginnender Kavitation sowohl die Form, als auch die Drehfrequenz des Wirbelzopfes von der Thoma-Kavitationszahl und damit dem Dampfgehalt im Wirbelzopf abhängig ist [81].

Die kreisförmige Bewegung, die das Wirbelzentrum mit annähernd konstantem Radius ausführt, kann als Rotation eines Festkörpers betrachtet werden. Die Bewegung des Wirbelkerns bildet vom Laufrad bis zum Eintritt in den Krümmer eine konische Form. Die Stauzone, die sich innerhalb des umlaufenden Wirbelzopfes befindet, ist nach [82] nicht achsensymmetrisch. Dies wird anhand einer aufwendigen Visualisierung des Wirbelzopfes mit Lasermessmethoden sowie einer CFD-Untersuchung gezeigt. Eine analytische Herangehensweise für die Beschreibung der Drallströmung stromab eines Francis-Laufrades wurde auch in [83] und [84] intensiv diskutiert. Die Phasenauflösung mit zeitauflösender PIV-Technik wird in [85] beschrieben.

Der Einsatz von 3D-LDA in einem Saugrohrkonus wird unter anderem in [86] anhand einer Axialturbine veranschaulicht. Die Besonderheit der Untersuchung liegt in einem zweiten, drehbaren Messfenster, durch das mit einer zweiten 2D-LDA Messung die radiale Komponente entlang einer Messlinie bestimmt wird. Die Anwendung des komplexen Messaufbaus in der Arbeit ist erfolgreich, zeigt aber auch, dass die Genauigkeit der verwendeten Methode mit einem hohen Aufwand verbunden ist. Dieser ist nur für eine begrenzte Anzahl an Messpunkten vertretbar. Die Datenbasis der Untersuchung ist

dementsprechend gering. Ein Beispiel von lokaler dreidimensionaler PIV-Messung mit Phasenauflösung wird in [87] vorgestellt, wobei auch turbulente Größen berücksichtigt werden.

In einer Reihe von Workshops wurden an der Technischen Universität Luleå Messdaten an einer Kaplan-Modellturbine bereitgestellt. Die Geschwindigkeitsdaten des als „Turbine-99“ bezeichneten Projektes wurden mit 2D-LDA erfasst und als Validierungsgrundlage für zahlreiche CFD-Simulationen verwendet [88]. Darauf basierend wurde im Jahr 2014 das Nachfolgeprojekt „Francis-99“ in Kooperation mit der Technisch-Naturwissenschaftlichen Universität Norwegens gestartet [89], [90]. Die Validierungsdaten, gemessen an einer Francis-Modellturbine, umfassen den gesamten Betriebsbereich. Dabei wurden Druckmessungen sowie Geschwindigkeitsmessungen mit LDA und PIV durchgeführt [91], [92], [93]. Als Quelle für intensive Druckschwankungen wurden die Rotor-Stator-Interaktion und der umlaufende Wirbelzopf identifiziert. Insbesondere die Saugrohrströmung im Teillastbereich führt demnach zu Unterschieden zwischen CFD und Messungen [94]. Im zweiten Francis-99 Workshop wurden instationäre Vorgänge in Turbinen thematisiert wie etwa der Durchgang, Notabschaltung und Lastabwurf [95]. Der dritte und letzte Workshop fand 2019 statt und beschäftigte sich u.a. mit der Fluid-Struktur-Kopplung.

Sinkt der spezifische Durchfluss im Betrieb einer Francis-Turbine in die tiefe Teillast, so treten Wirbelstrukturen in den Kanälen zwischen den Laufradschaufeln auf. Eine zusätzliche Gefahr stellen hier Kavitationsschäden am Laufrad dar. Die numerische Simulation sowie die messtechnische Erfassung dieses Betriebspunktes ist ebenfalls Gegenstand aktueller Untersuchungen. So wurden von Wack et al zweiphasige CFD-Simulationen der Kanalwirbel vorgestellt, die als Grundlage für weiterführende Untersuchungen, auch hinsichtlich Strukturmechanik dienen [96]. Von Yamamoto et al wurden in einer Reihe von Veröffentlichungen neben Simulationen auch aufwendige experimentelle Untersuchungen vorgestellt, die eine Visualisierung der Schaufelkanäle beinhalten [97].

### **1.5 Zielsetzung**

Es zeigt sich, dass die Saugrohrströmung auch zum heutigen Stand der Wissenschaft Fragestellungen aufwirft und weiterhin Gegenstand von komplexen Forschungsprojekten ist. Die Tendenz ging dabei von ganzheitlichen Ansätzen hin zur zielgerichteten Untersuchung von dedizierten Problemstellungen. Die rasche Entwicklung der Möglichkeiten in der CFD-Simulation lassen zudem die Anforderungen an experimentell erzeugte



Validierungsdaten steigen. In der hier vorgestellten Forschungsarbeit liegt der Fokus auf einer detaillierten experimentellen Untersuchung der Saugrohrströmung, um die turbulenten Schwankungen unter Berücksichtigung der periodischen Einflüsse an mehreren Positionen zu extrahieren. Mithilfe von 2D-LDA sollen zeitlich und räumlich hochauflösende Daten aufgezeichnet und dabei auch turbulente Strukturen erfasst werden.

Der Nachlauf des Laufrades enthält periodische Schwankungen, die aus der Drehzahl des Laufrades und der Anzahl an Laufschaufeln resultieren. Das Strömungsprofil im Konus weist in entsprechenden Betriebspunkten ein charakteristisches Profil auf. Der Nachlaufschatten der einzelnen Laufräder ist sowohl in den Geschwindigkeitsvektoren, als auch in den Schwankungsgrößen und dem Druckverlauf im Konus wiederzuerkennen. In der Literatur sind zahlreiche Visualisierungen des Laufradnachlaufes zu finden. Sehr anschaulich wird das Strömungsprofil durch die phasenaufgelöste Messung mit PIV [72]. In [93] ist das Strömungsprofil im Teillastbetrieb unmittelbar nach Saugrohreintritt ( $0.18 D$ ) dargestellt. Die Darstellung des phasenaufgelösten Profils unter Berücksichtigung der Laufraddrehfrequenz mit exponentieller Skala zeigt anschaulich, wie schwer identifizierbar diese periodische Schwankung durch einfache Phasenauflösung ist. Weiterhin wird hier deutlich, dass direkt nach dem Eintritt in das Saugrohr die Geschwindigkeitsschwankung mit Laufraddrehfrequenz nur im äußersten Bereich des Konus sichtbar ist.

Durch den umlaufenden Wirbelzopf wird das Nachlaufprofil des Laufrades stark beeinflusst. Der Wirbelkern rotiert im Konus auf einer Kreisbahn mit in Strömungsrichtung steigendem Durchmesser. Abbildung 1.6 stellt das dadurch entstehende kegelförmige Gebiet schematisch dar. Im Inneren dieses Kegels, im Schaubild blau schattiert, ist die Strömungsgeschwindigkeit relativ gering und es können Rückströmungen auftreten. Den radialen und tangentialen Komponenten der Strömungsgrößen ist eine Rotation mit der Drehfrequenz des Wirbelzopfes überlagert. Das Strömungsfeld außerhalb des Kegels wird stromab zunehmend in Richtung Konuswand gedrängt, bis die Kegelform schließlich parallel zur Konuswand verläuft.

Auf dieser Grundlage soll untersucht werden, wie sich der Einfluss der Laufradrotation im Zusammenhang mit der periodischen Bewegung des Wirbelzopfes verhält. Hierzu ist die Darstellung der Strömungsgrößen in Abhängigkeit von beiden Effekten notwendig. Die Turbulenz kann, wie in Kapitel 1.2.2 beschrieben, physikalisch nicht mit den periodischen Schwankungen gleichgesetzt werden. Die Unterscheidung dieser Größen soll für den Nachlauf des Laufrades untersucht werden.

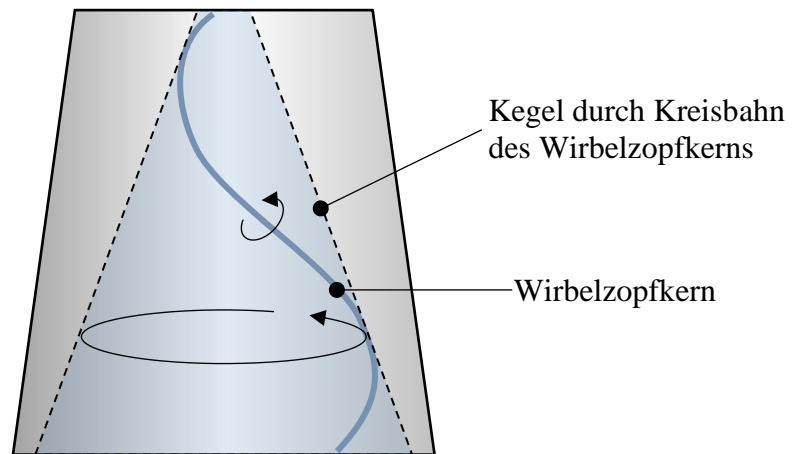


Abbildung 1.6: Schematischer Verlauf des rotierenden Wirbelzentrums im Konus und steigender Durchmesser bei zunehmendem Abstand vom Laufrad.

Bei der Erfassung der Geschwindigkeitsgrößen wird ein hoher Anspruch an Präzision gestellt, sowohl in der örtlichen Auflösung als auch hinsichtlich der Genauigkeit der verwendeten Messtechnik. Um eine möglichst umfangreiche Basis an Validierungsdaten bereitstellen zu können, werden eine große Anzahl an Messpunkten über das gesamte Saugrohr verteilt. An jedem Messpunkt wird eine große Anzahl an Daten mit LDA erfasst, sodass durch die statistische Auswertung der Datenbasis eine tiefgehende Analyse des Strömungsfeldes möglich ist.

Im Folgenden werden zunächst die Komponenten der Modellturbine und die Vorgehensweise bei den Messungen beschrieben, durch welche die erforderlichen Daten des Strömungsfeldes erfasst werden können. Anschließend werden die Methoden zur Auswertung der Messdaten erläutert und die Ergebnisse der Untersuchung präsentiert.

## 2 Aufbau und Durchführung der Modellmessungen

Für die Untersuchung wird die Modellturbine im Versuchslabor des IHS installiert und mit den erforderlichen messtechnischen Vorrichtungen ausgestattet [98] [99]. Als Randbedingungen für die Planung sind die Anschlüsse und Steuerungen des vorhandenen Versuchsstandes sowie das Platzangebot des Versuchslabors gegeben.

### 2.1 Modellturbine

Die Modellturbine wird wie in Abbildung 2.1 dargestellt in den geschlossenen Kreislauf des Versuchsstandes integriert. Eine Rohrleitung DN300 verbindet den Oberwassertank des geschlossenen Kreislaufes mit dem Zulauf der Modellturbine. Der Zulauf besteht aus einem Tank mit einem Durchmesser von 820 mm und einer Länge von 1600 mm (1). Im Anschluss an den Tank ist ein Beruhigungsgitter verbaut (2). Eine zweiteilige Rohrleitung DN500 mit 4 m Länge (3) führt zur Modellturbine. Stromab ist das Saugrohr an einen Unterwasserkessel mit einem Durchmesser von 1400 mm und einer Länge von 1880 mm angeschlossen (4). Eine weitere Rohrleitung DN300 führt zum Unterwassertank des geschlossenen Kreislaufes. Die vertikale Laufradwelle ist mit einem Generator verbunden (5). Dieser wird über eine im Versuchsstand integrierte Steuerung auf eine konstante Drehzahl geregelt. Zwischen dem Generator und dem Laufrad wird über eine Drehmomentmesswelle die mechanische Leistung der Turbine ermittelt. Die Modellturbine und die zugehörige Messtechnik werden in ein Trärgestell aus Doppel-T-Trägern (6) installiert.

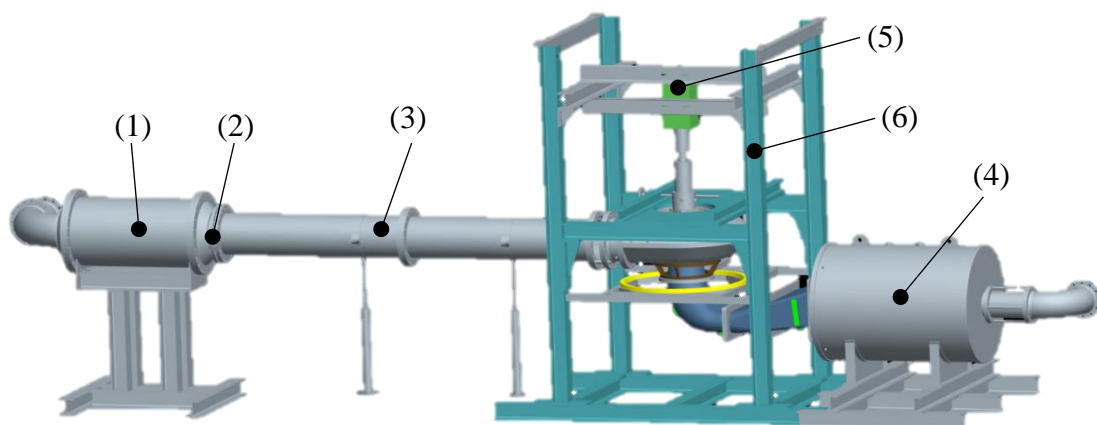


Abbildung 2.1: CAD Modell der Modellturbine mit Peripherie. (1) Tank, (2) Beruhigungsgitter, (3) Zulaufstrecke, (4) Unterwasserkessel, (5) Generator, (6) Trärgestell.

## 2 Aufbau und Durchführung der Modellmessungen

Abbildung 2.2 zeigt ein Foto der Modellturbine. Das Saugrohr besteht aus drei Komponenten. Der Konus (2) besteht aus PMMA, sodass eine Beobachtung der Strömung möglich ist. Ein Käfig dient zur Befestigung des Saugrohres an der Spirale (1). An der Unterseite des Käfigs befindet sich der Krümmer (3) aus Aluminiumguss. Ein Diffusor (4) aus geschweißtem Edelstahl führt zum Unterwassertank (5). Der Diffusor ist durch einen Pfeiler in zwei Kanäle mit gleichem Querschnitt geteilt. Eine Holzkonstruktion um die gesamte Turbine, im Foto nicht dargestellt, dient als optische Isolierung des Messbereiches zur Abgrenzung des Laserschutzbereiches.

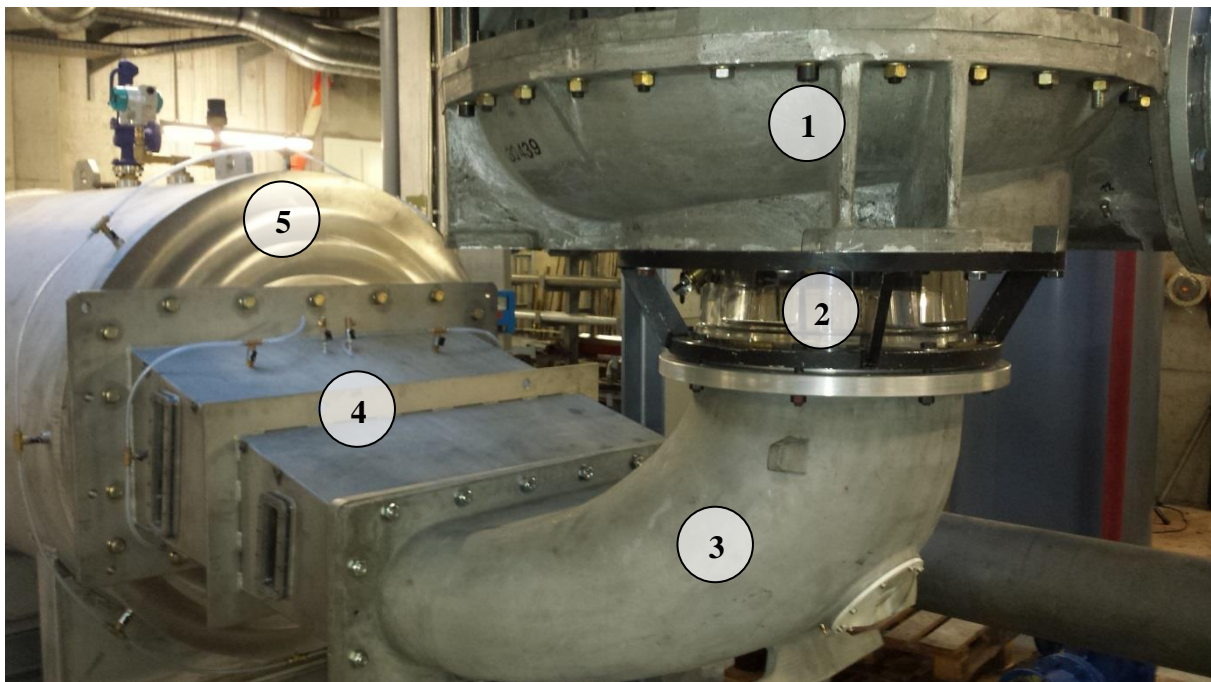


Abbildung 2.2: Modellturbine und Unterwassertank vor der Installation der optischen Isolierung des Messbereiches. (1) Spirale, (2) Käfig und Konus, (3) Krümmer, (4) Diffusor, (5) Unterwassertank.

### 2.1.1 Messpositionen und optischer Zugang

Die Verwendung von Lasermesstechnik setzt voraus, dass ein optischer Zugang zum Messpunkt möglich ist. In der experimentellen Strömungsmechanik wird hierzu vorwiegend durchsichtiger Kunststoff aus PMMA (Polymethylmethacrylat), auch Plexiglas oder Acrylglas genannt, verwendet. In seiner gegossenen Form (PMMA-GS) weist dieser Werkstoff gute Festigkeitswerte, gute Spanbarkeit sowie dauerhaft gute optische Eigenschaften auf und eignet sich damit für die vorgesehene Anwendung.

Entlang der Modellturbine werden Geschwindigkeitsmessungen an verschiedenen Positionen durchgeführt. Da mit der hier verwendeten Messmethode nur punktuelle Messungen möglich

sind, werden Ebenen und Linien durch eine Rasterung von Messpunkten dargestellt. Die Abstände der Punkte sind je nach Position unterschiedlich. An einem Messpunkt wird über ein variables Zeitfenster eine vorgegebene Anzahl an Messdaten erfasst. Diese beträgt, soweit nicht anders beschrieben, 30000 Messdaten.

An einigen Positionen werden zusätzlich sogenannte Monitoringpunkte gesetzt. Hier werden deutlich mehr Messdaten erfasst, um eine detailliertere Analyse zu ermöglichen. Da die Messdauer für die Monitoringpunkte sehr hoch ist, werden diese nur an wenigen, ausgewählten Stellen platziert.

Die Messpositionen sind in Abbildung 2.3 anhand einer schematischen Skizze der Modellturbine dargestellt. Geschwindigkeitsmessungen mit LDA sind orange markiert. Die gestrichelten Linien kennzeichnen Messebenen, bei denen durch Zugänglichkeit aus zwei Richtungen dreidimensionale Daten erfasst werden können. Außerdem wird das globale x-y-z-Koordinatensystem definiert. Lokale Koordinatensysteme der einzelnen Messebenen werden als  $x^*-y^*-z^*$ -Systeme bezeichnet und im Folgenden näher beschrieben. Die lokalen Koordinatensysteme sind in Abbildung 2.3 dargestellt.

Die LDA Messebenen im Saugrohr werden im Folgenden gemäß der in Abbildung 2.3 getroffenen Konventionen bezeichnet. Die Ebene „Konus“ liegt unterhalb des Laufrades, parallel zur x-y-Ebene. Darunter und leicht geneigt befindet sich die Ebene „Krümmer“. Die Ebenen im Diffusor werden in Hauptströmungsrichtung nummeriert als „Diffusor 1“, „Diffusor 2“ und „Diffusor 3“ bezeichnet. Die letzteren zwei erhalten den Zusatz „links“ oder „rechts“ für die Seite des Pfeilers in Hauptströmungsrichtung. Die Ebene Diffusor 1 befindet sich unmittelbar vor dem Pfeiler und ist parallel zur y-z-Ebene.

Druckmessungen sind durch grüne Linien markiert. Neben der Messung der Fallhöhe am Spiraleintritt (Druckseite DS) und am Saugrohraustritt (Saugseite SS) wird der Absolutdruck am Unterwasserkessel und durch vier Drucksonden im Konus erfasst. Mit einer Drucksonde im Konus wird außerdem ein Triggersignal zur Bestimmung der Wirbelzopfposition aufgezeichnet.

Im Turbinendeckel sind insgesamt vier Plexigläseinsätze mit einem Durchmesser von 40 mm installiert. Die Positionen der Bohrungen liegen auf einem Durchmesser von 365 mm mit einem Versatz von je 90°. Somit kann das Geschwindigkeitsprofil im schaufelfreien Raum, also zwischen Leitapparat und Laufrad erfasst werden.

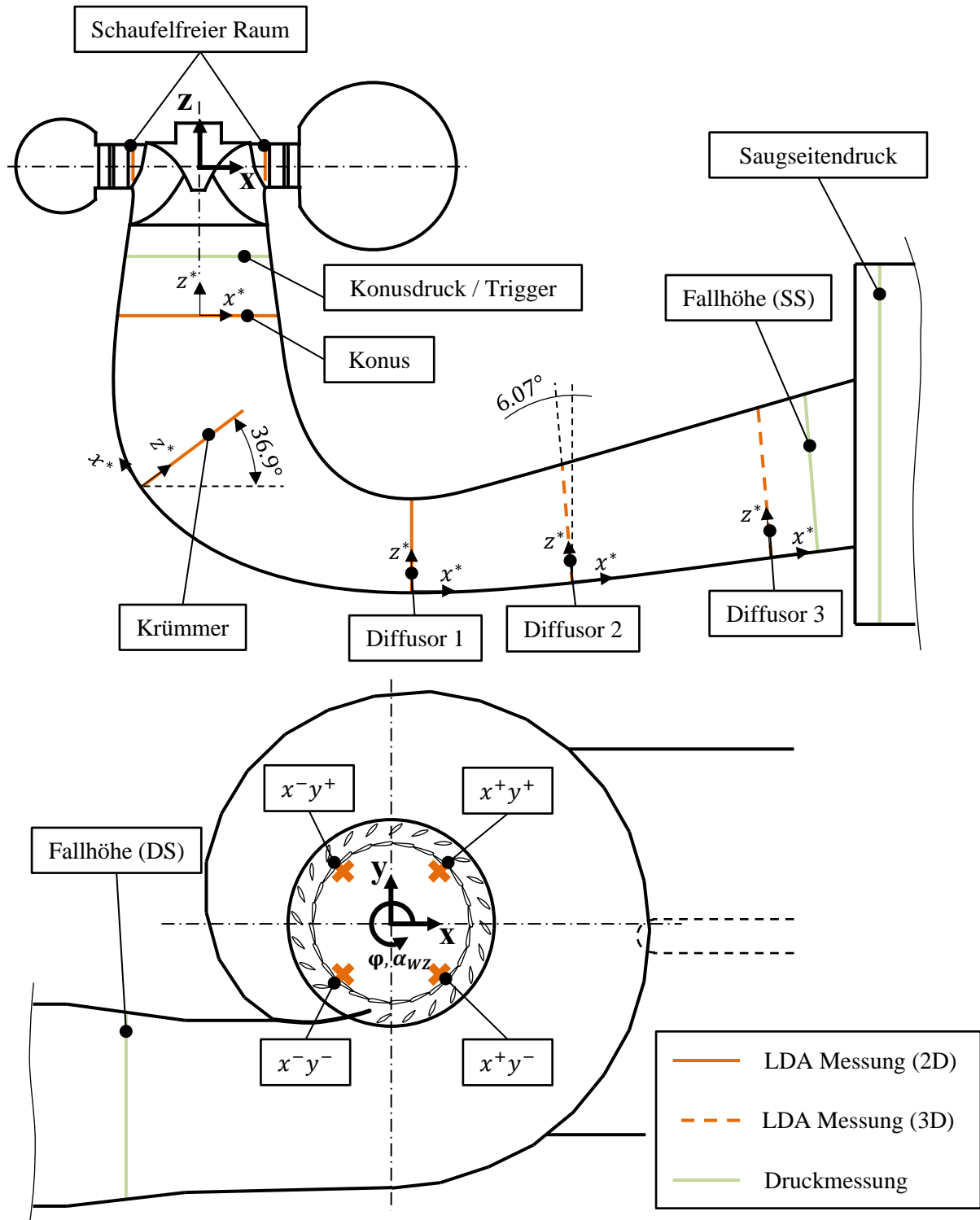


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der Modellturbine und des globalen Koordinatensystems. Die Bezeichnung der Messebenen und -linien entspricht der hier getroffenen Konvention. Oben: Ansicht von der Seite. Unten: Ansicht von oben.

Abbildung 2.4 zeigt einen Plexigläseinsatz im Turbinendeckel und die Lage im Strömungsfeld relativ zu den Leitschaufeln. Je Messfenster wird eine senkrechte Linie aus 15 Messpunkten mit einem Abstand von 5 mm gemessen. Die Position der Messlinien wird

entsprechend ihrer Lage zu den Koordinatenachsen definiert (Abbildung 2.3 unten). So wird die Linie bei positiver  $x$ -Koordinate und positiver  $y$ -Koordinate als  $x^+y^+$  bezeichnet. Die  $z^*$ -Koordinate wird auf die Kanalhöhe  $h$  referenziert. Damit ist  $z^* = 0$  die untere Seite und  $z^* = 1$  die obere Seite des Kanals.

Referenzgröße schaufelfreier Raum:  $l_{ref} = h = 0.1169 \text{ m}$  2.1



Abbildung 2.4: Plexiglaseinsatz im schaufelfreien Raum. Links: Ansicht aus dem Inneren der Modellturbinen. Rechts: Ansicht von oben vor der Montage.

Im Konus wird eine vollständige Ebene stromab des Laufrades gemessen. Dies stellt aufgrund der Geometrie eine gesonderte Problemstellung dar. Für einen optimalen symmetrischen Strahlverlauf des Laserlichts ist ein planparalleles Fenster bei der Geschwindigkeitsmessung erforderlich. Um die Strömung möglichst wenig zu stören sollte die Messfenstergröße auf die minimal benötigte Fläche reduziert werden. Hierzu wurde der Konus mit Bohrungen versehen, deren Durchmesser mit  $41 \text{ mm}$  leicht über dem Strahlabstand der Laserstrahlen liegt.

Abbildung 2.5 (b) zeigt die gefräste Öffnung zur Installation des Messfensters. Um die mechanische Belastung des Plexiglaskonus gering zu halten wurden nur zwei Bohrungen an Positionen vorgesehen, die unkritisch für mögliche Rissbildungen sind. Es kann wahlweise ein Messfenster eingesetzt werden, welches über planparallele, polierte Oberflächen verfügt.

Alternativ kann ein Einsatz verbaut werden, der die Innenkontur des Konus nachbildet, Abbildung 2.5 (a). Dieser verschließt die Öffnung, ohne eine Störung der Strömung zu verursachen. Abbildung 2.5 (c) zeigt den symmetrischen Strahlverlauf des Lasers durch das eingebaute planparallele Fenster während der Messung.



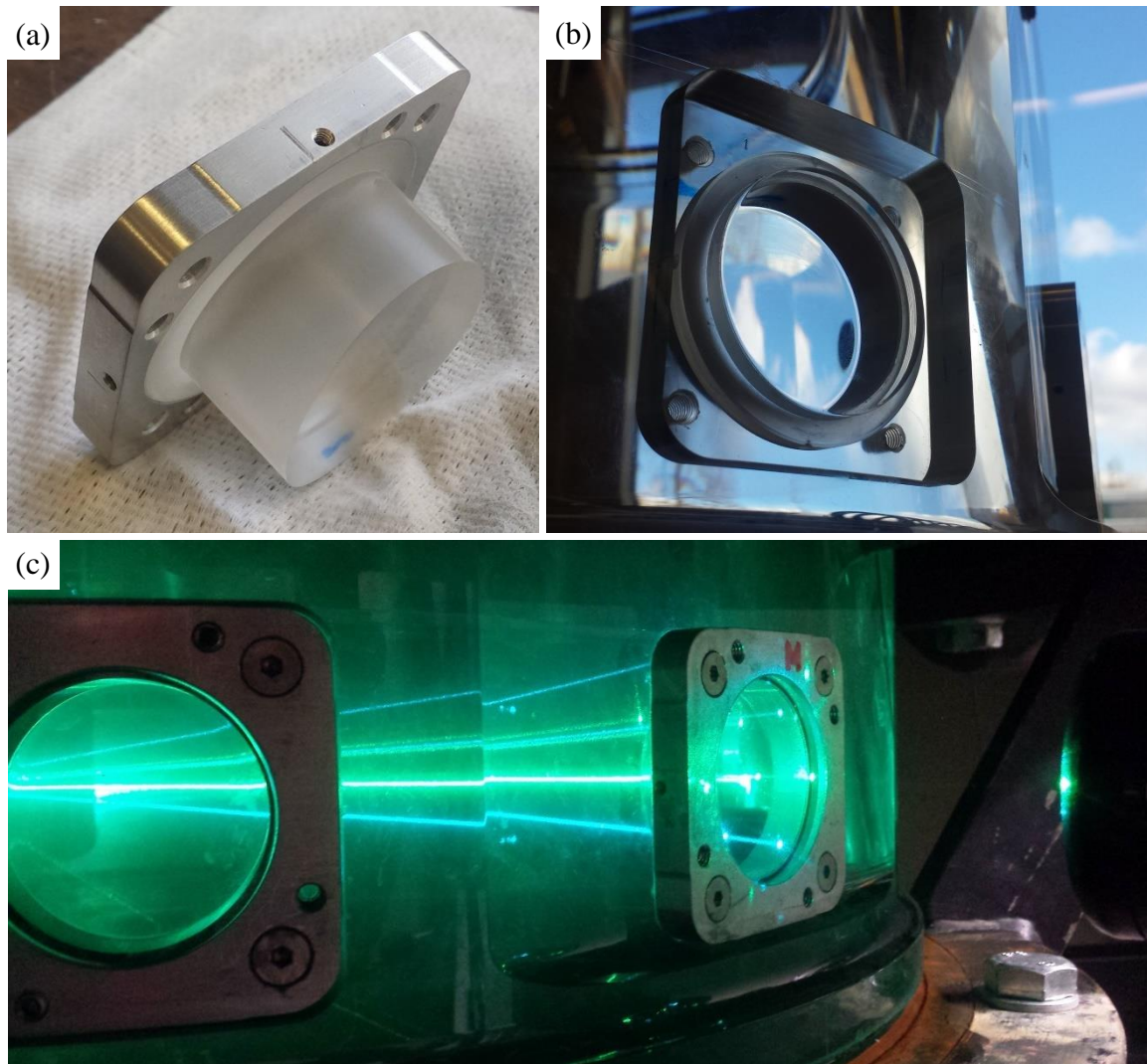


Abbildung 2.5: Plexiglaseinsatz für die Messungen im Konus. (a) Einsatz mit gewölbter Innenkontur und montiertem Flansch, (b) Bohrung im Konus für die Installation des Plexiglaseinsatzes, (c) eingesetztes Messfenster bei einer Lasermessung.

Die Messebene im Konus besteht aus insgesamt 16 gleichmäßig über den Umfang verteilte Linien (Abbildung 2.6). Zwischen den Linien ergibt sich ein Winkelinkrement von  $11.25^\circ$ . Auf den Linien werden Messpunkte mit einem Abstand von  $13.3\text{ mm}$  verteilt. Jede zweite Linie wird durch die doppelte Anzahl an Messpunkten verfeinert auf einen Abstand von  $6.65\text{ mm}$ .

Die Positionen in der Konusebene werden in dem in Abbildung 2.6 eingeführten relativen Koordinatensystem angegeben. Der Ursprung liegt bei  $[x, y, z] = [0, 0, -397.53]\text{ mm}$ , beziehungsweise  $235\text{ mm}$  unterhalb des Laufrades. Wie auch im globalen Koordinatensystem ist die x-Achse in Hauptströmungsrichtung orientiert (Abbildung 2.3). In Umfangsrichtung wird die Größe  $\varphi$  zur Identifikation der einzelnen Messlinien verwendet. Die Linie  $\varphi = 0^\circ$



liegt beispielsweise auf der  $x$ -Achse, die Linie  $\varphi = 90^\circ$  auf der  $y$ -Achse. Die radiale Position wird normiert dargestellt. Als Referenzradius wird der Innenradius des Konus in der Lasermessebene verwendet:

$$\text{Referenzdurchmesser Konus: } r_{ref} = 0.216 \text{ m} \quad 2.2$$

Durch im Wasser enthaltenen Partikel wird das im Messvolumen gestreute Licht abgelenkt oder blockiert. Dies führt bei zunehmender Eindringtiefe des Lasers in das Messgebiet zu einer Beeinträchtigung der Signalqualität und der Datenrate. Bei einer Messung durch den vollständigen Durchmesser steigt die benötigte Messdauer erheblich. Zudem nimmt die Qualität der erfassten Messdaten durch vermehrten Einfluss des Störlichtes ab. Aus diesen Gründen werden die Linien im Konus aus zwei gegenüberliegenden Messungen kombiniert, wobei der innere Bereich teilweise überlappt. Insgesamt enthält die Ebene im Konus 1026 Messpunkte.

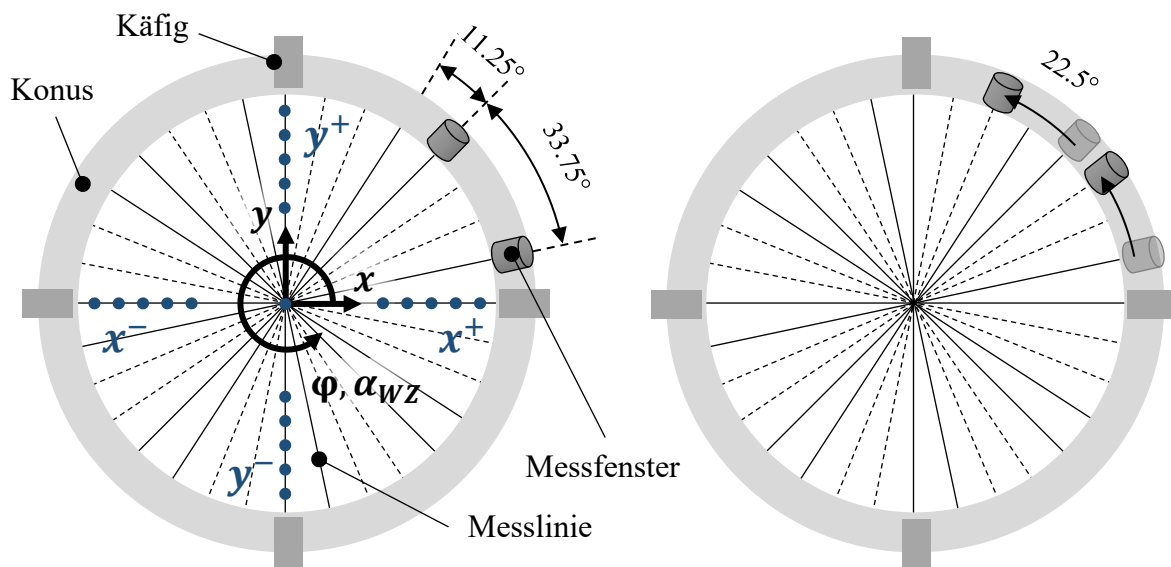


Abbildung 2.6: Messkonzept im Konus aus 32 gemessenen Radien mit einem Winkel von  $11.25^\circ$ . Links: Konfiguration zur Messung der durchgezogenen Linien. Rechts: Verschiebung der relativen Messfensterposition um  $22.5^\circ$  zur Messung der gestrichelten Linien. Links sind die Monitoringpunkte blau gekennzeichnet.

Auf den Hauptachsen werden an einigen Positionen Monitoringpunkte platziert mit einer Anzahl von ca.  $10^6$  erfassten Messdaten je Punkt. Auf der  $x$ - und  $y$ -Achse liegen in positiver und in negativer Richtung je fünf Monitoringpunkte in einem Abstand von  $20 \text{ mm}$ ,  $30 \text{ mm}$ ,  $60 \text{ mm}$ ,  $90 \text{ mm}$  und  $120 \text{ mm}$  von der Konuswand sowie ein Punkt

## 2 Aufbau und Durchführung der Modellmessungen

---

in der Konusmitte. Die relativen Radien sind dementsprechend  $r_M/r_{ref} = [0.91, 0.86, 0.72, 0.58, 0.44, 0]$ .

In Umfangsrichtung wird die Position der Punkte durch die Lage bezüglich der Koordinatenachsen definiert, z.B.  $x^+$  für die Monitoringpunkte auf der positiven x-Achse. In Abbildung 2.6 sind die Positionen und Bezeichnungen der Monitoringpunkte dunkelblau markiert.

Mit einer Konusstellung können durch Versetzen des Messfensters in den vorhandenen Bohrungen zwei Radien mit einem Abstand von  $\Delta\varphi = 33.75^\circ$  gemessen werden (Abbildung 2.6 links). Durch ein Verdrehen des Konus innerhalb des Lochkreises des Verbindungsflansches kann die Messfensterposition um je  $45^\circ$  in 8 Positionen variiert werden. Auf diese Weise können alle durchgezogen dargestellten Linien gemessen werden. Zur Vermessung der gestrichen dargestellten Linien wird der Konus innerhalb des Käfigs um  $22.5^\circ$  verdreht (Abbildung 2.6 rechts). Durch das erneute Verdrehen innerhalb des Lochkreises werden wiederum die verbleibenden Positionen erreicht.

Im Krümmer ist ein kreisrundes Plexiglasfenster installiert, das durch die Anpassung an die Innenkontur die Vermessung einer schmalen Ebene mit einer Breite von 60 mm erlaubt. Die Messebene ist gegenüber der Horizontalen um  $36.9^\circ$  geneigt (Abbildung 2.3). Sie wird durch ein Raster von Punkten aufgebaut mit einem Abstand von  $15 \times 15 \text{ mm}$ . Die Position des Messfensters ist in Abbildung 2.7 links anhand einer CAD-Zeichnung veranschaulicht.

Das lokale Koordinatensystem liegt auf der Innenseite des Messfensters, wobei die  $x^*$ -Achse entgegen der Hauptströmungsrichtung zeigt (Abbildung 2.3). Auf der  $z^*$ -Achse ist die  $y^*$ -Geschwindigkeitskomponente dementsprechend korrelierend zur Umfangskomponente in der Konusebene. Der Querschnitt des Saugrohres ist hier nicht mehr kreisförmig. Zur Referenzierung wird daher die maximale Öffnung in  $z^*$ -Richtung verwendet:

$$\text{Referenzgröße Krümmer: } l_{ref} = 0.42 \text{ m} \qquad 2.3$$

Im Diffusor werden insgesamt fünf Messebenen durch breite Plexiglasfenster in der unteren Wandung erfasst. Vier der Ebenen befinden sich links und rechts des Pfeilers (Abbildung 2.7 rechts). Sie sind orthogonal zum Diffusorboden und damit um  $6.07^\circ$  zum globalen Koordinatensystem geneigt. Durch zusätzliche Messfenster an der Seite kann hier ergänzend die vertikale Komponente erfasst werden, sodass Geschwindigkeitsdaten in allen Raumrichtungen vorliegen.

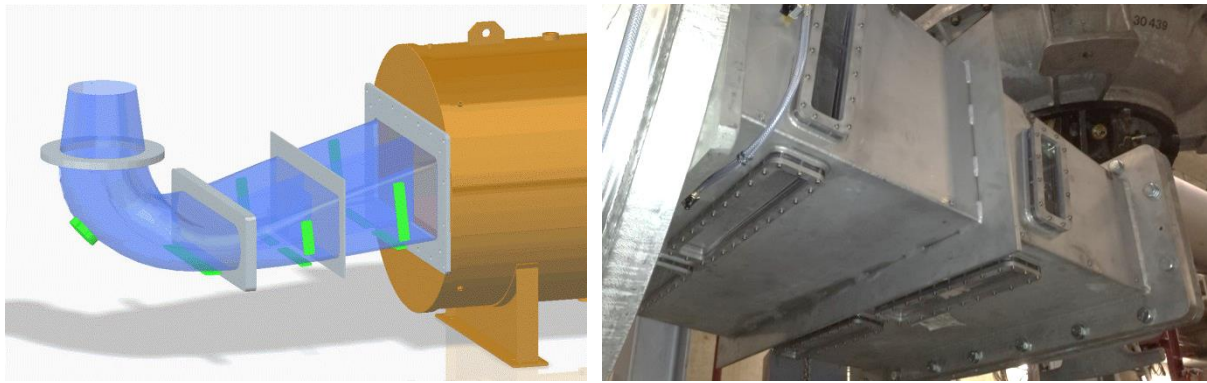


Abbildung 2.7: Plexiglasfenster für die Messungen im Krümmer und im Diffusor als CAD-Zeichnung (links) und als Foto (rechts). Die Ebenen links und rechts des Pfeilers sind sowohl von der Seite als auch von unten zugänglich.

Die lokalen Koordinatensysteme liegen in allen Diffusorebenen auf der unteren Saugrohrwand auf. Dementsprechend ist die  $z^*$ -Achse ebenfalls geneigt. Der Nullpunkt befindet sich bei der Ebene Diffusor 1 in der Mitte des Saugrohrbodens, bei den Ebenen Diffusor 2 und Diffusor 3 jeweils im unteren, äußeren Eck des Querschnittes bezogen auf die Hauptströmungsrichtung. Als Referenzwerte werden jeweils die maximale Kanalbreiten verwendet:

$$\text{Referenzgröße Diffusor 1: } l_{ref} = 1.1403 \text{ m} \quad 2.4$$

$$\text{Referenzgröße Diffusor 2 und 3: } l_{ref} = 0.4775 \text{ m} \quad 2.5$$

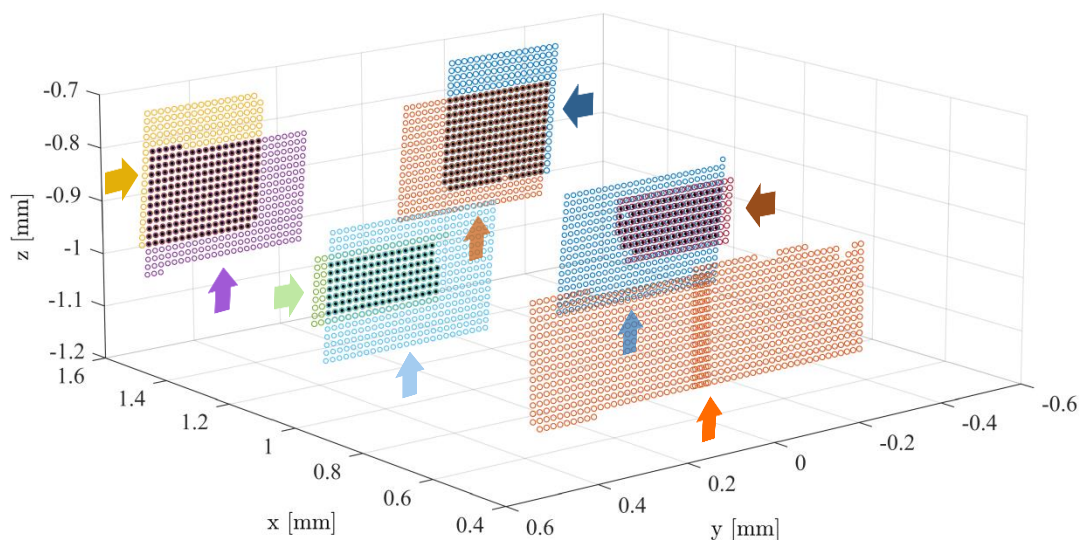


Abbildung 2.8: Übersicht über die Messpunkte im Diffusor mit der jeweiligen Messrichtung. Die überlappenden Bereiche der horizontalen und vertikalen Messungen für dreidimensionale Auswertung sind schwarz markiert.

Abbildung 2.8 zeigt alle Messpunkte im Diffusor. Die Richtung, aus der eine Ebene gemessen wird, ist mit einem Pfeil markiert und farblich den jeweiligen Messpunkten zugeordnet. Im Schaubild sind die überlappenden Bereiche durch schwarze Punkte hervorgehoben. Die Auswertung erfolgt in Hauptströmungsrichtung auf den von unten gemessenen Ebenen, da hier der größte Datensatz zur Verfügung steht. Die kombinierten Flächen werden zur Analyse der dreidimensionalen Größen verwendet.

### 2.1.2 Rotatorisches Traversierungskonzept

Um die Messebene innerhalb des Saugrohrkonus vollständig auszumessen ist es notwendig, die Lasersonde kreisförmig um die Konusachse zu bewegen. Als berührungsloses Messverfahren ist es bei Messungen mit LDA nicht trivial, das Messvolumen im Messbereich zu positionieren. Das Traversierungssystem muss eine ausreichende Steifigkeit aufweisen, um das Verbiegen durch die statische Gewichtslast sowie Schwingungen durch dynamische Belastung zu vermeiden. Weiterhin ist eine hohe Genauigkeit bei der Positionierung der Sonde relativ zum Konus gefordert. Dies betrifft neben der vertikalen Lage auch die Positionierung in Umfangsrichtung und in radialer Richtung sowie die Neigung der Lasersonde.

Hierzu wird ein Führungsring (mittlerer Durchmesser  $1501\text{ mm}$ ) mit Laufwagen eingesetzt (Abbildung 2.9 a). Der Führungsring ist auf einem Gestell aus Vierkantrohren mit einem  $80 \times 80 \times 3\text{ mm}$  Profil montiert. Am Führungsring ist eine Skala angebracht, die zur manuellen Positionierung des Laufwagens in Umfangsrichtung dient (Abbildung 2.9 b). Es wird eine Skalengenauigkeit durch visuelles Ablesen von  $0.5\text{ mm}$  angenommen. Bei einem Außendurchmesser von  $1578\text{ mm}$  ergibt sich damit eine Winkelgenauigkeit von  $0.036^\circ$ .

Auf dem Laufwagen wird eine Lineartraversierung mit Stellantrieb installiert, welche die Lasersonde automatisiert radial bewegt. Die Verbindung wird durch Gewindehalterungen realisiert. Auf diese Weise werden die Höhe sowie die Neigung der Sonde eingestellt.

Die Neigung der Lineartraversierung wird mithilfe einer Präzisionswasserwaage eingestellt. Die Genauigkeit des Messinstrumentes beträgt  $0.02\text{ mm/m}$ . Zur Justierung der Position wird am Messfenster eine Blende angebracht (Abbildung 2.10). Bei aktivem Laser kann so die vertikale Lage der Sonde und die Position des Laufwagens in Umfangsrichtung eingestellt werden.

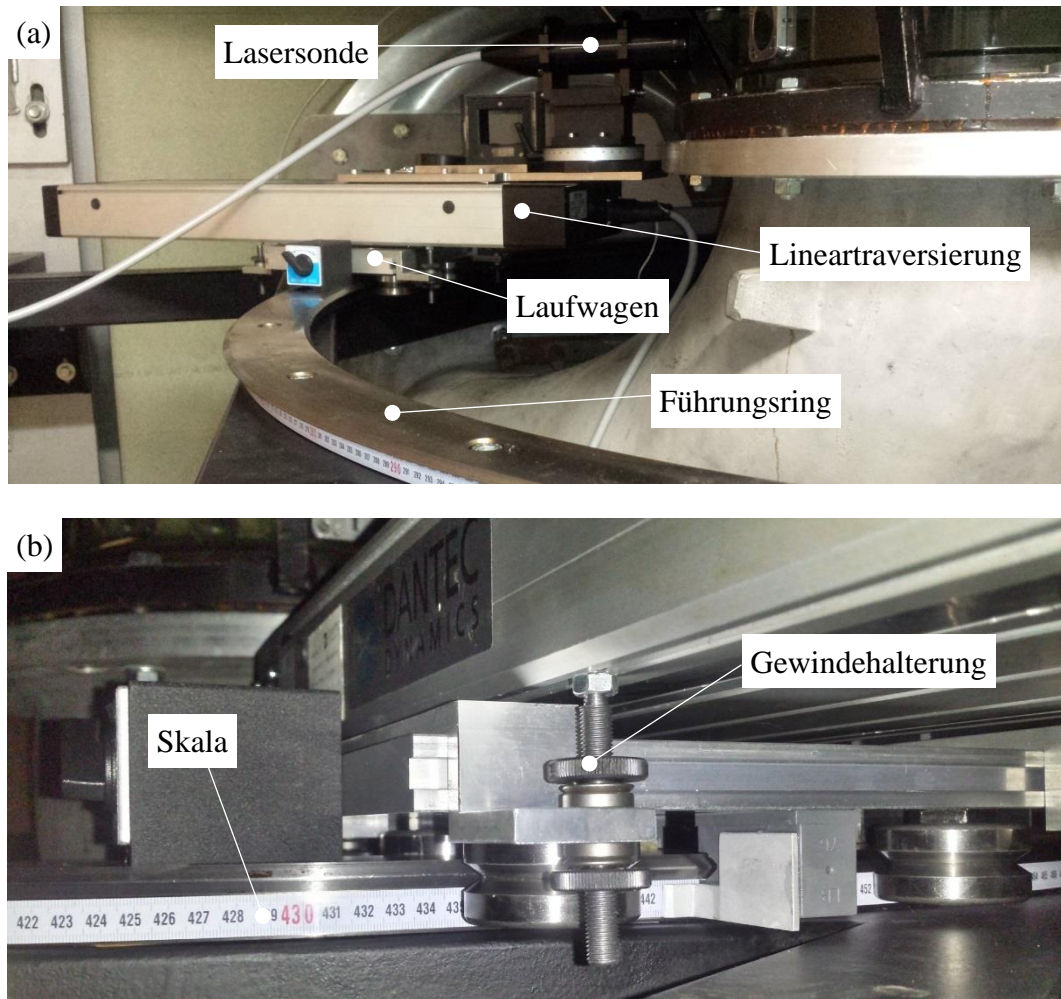


Abbildung 2.9: (a) Traversierungskonzept am Konus mit Führungsring, Laufwagen und Lineartraversierung. Lasersonde in montiertem Zustand. (b) Skala in Umfangsrichtung zur präzisen, reproduzierbaren Positionierung des Laufwagens und höhenverstellbare Halterung mit Gewinde.

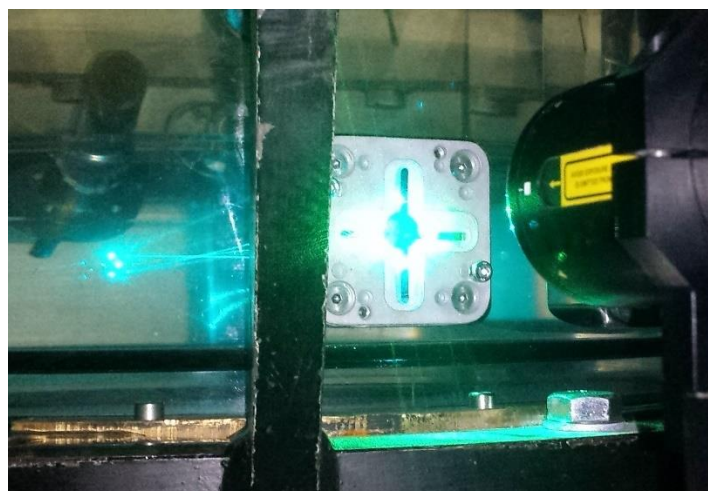


Abbildung 2.10: Blende zur Justierung der Rotation und Neigung der Lasersonde.



### 2.1.3 Lineares Traversierungskonzept

Neben der rotatorischen Traversierung am Konus wird für die verbleibenden Messungen im Krümmer, Diffusor und schaufelfreien Raum ein zweidimensionales lineares Konzept umgesetzt. Hierzu werden zwei motorische Lineartraversierungen orthogonal verbunden und auf einem Gestell angebracht (Abbildung 2.11). Je nach Messposition wird die Lasersonde in horizontaler oder vertikaler Richtung auf der Traversierung montiert. Für die Messebenen im Diffusor wird die Traversierung entsprechend der Lage der Messfenster um  $6.07^\circ$  geneigt. Das lokale Koordinatensystem liegt dementsprechend parallel zur unteren Diffusorwand.

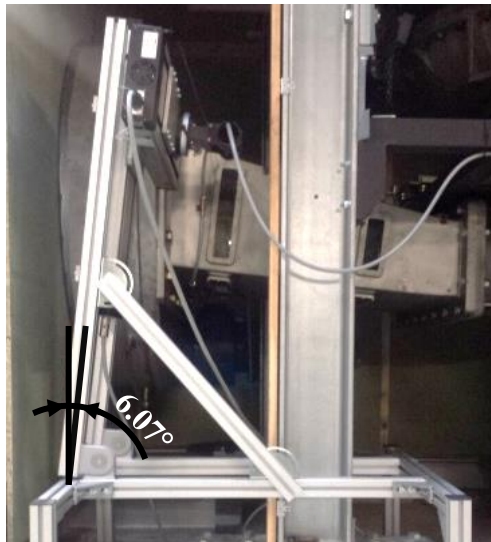


Abbildung 2.11: Zweiachsige Lineartraversierung bei einer horizontalen Messung im hinteren Teil des Diffusors. Die Messebene ist orthogonal zur unteren Diffusorwand um  $6.07^\circ$  geneigt.

## 2.2 Messtechnik und Messmethoden

Der Messprozess kann wie in Abbildung 2.12 dargestellt in zwei Stränge der Datenübertragung unterteilt werden. Die durch LDA gemessenen Geschwindigkeitsdaten sowie Triggersignale werden von dem Softwaretool BSA Flow aufgezeichnet. Unabhängig von der Geschwindigkeitsmessung werden die Betriebsparameter Druck, Durchfluss, Fallhöhe, Leitapparatwinkel und Drehmoment erfasst und mithilfe von LabView verarbeitet. Im Anschluss an eine Messung werden die Daten in Matlab zusammengefasst. Hier findet die weiterführende Datenanalyse statt. Alle messtechnischen Geräte, die zur Erfassung der Betriebsparameter sowie zur Generierung des Triggersignals verwendet werden sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst. Die Genauigkeiten der jeweiligen Hardware sind, sofern möglich, gemäß den Gebrauchsanweisungen des Herstellers angegeben.

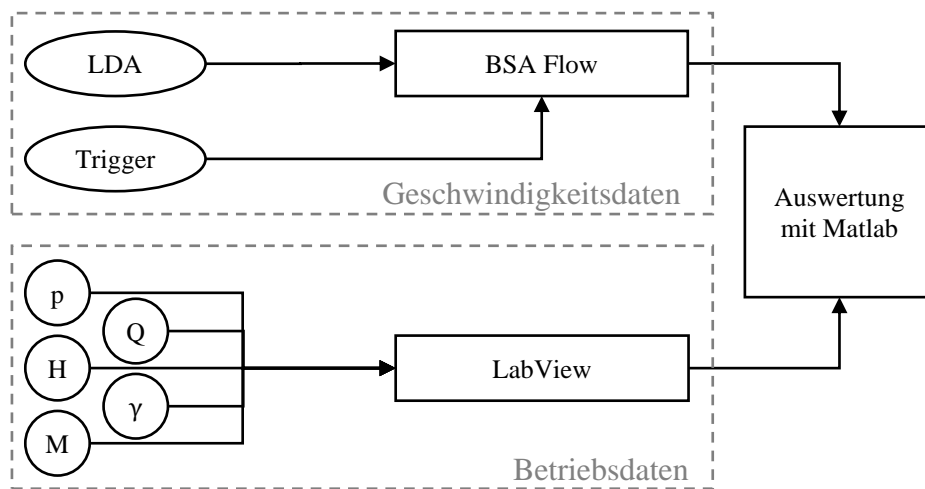


Abbildung 2.12: Signalverarbeitung der Messdaten. Geschwindigkeitsdaten und Betriebsdaten werden getrennt erfasst und mit Matlab verarbeitet.

Tabelle 2.1: Übersicht der verwendeten Messtechnik zur Erfassung der Betriebsdaten.

	Messinstrument	Genauigkeit lt. Hersteller
National-Instruments-Datenerfassung	NI cDAQ-9172 mit drei NI-9239 Karten	-
Durchfluss	Messaufnehmer: Siemens SITRANS F M MAG MAG6000	0.2 % ± 1 mm/s
	Messumformer: SITRANS F M MAG5100W	0.2 % ± 2.5 mm/s
Fallhöhe	Rosemount 3051 CD, -623..623 mbar	± 0.075 %*
Druckaufnehmer Trigger	Wika Type P-30, 0..6 bar	≤ ± 0.1 %
Absolutdruckaufnehmer	Wika Type P-30, 0..6 bar	≤ ± 0.1 %
Bandpass	Krohn-Hite 3343 Dual Channel Variable Filter	-
Verstärker	Kistler Type 5211	-
Amplifier	Knick VariTrans Type B13000F1	-
Schmitt-Trigger	STM LOGIK-IC M74HC132B1R DIP14	Gatterlaufzeit (max.): 18 ns bei 6 V
Winkelsensor	ASM POSIROT PRAS27 und PRMAG21	± 0.15°

\*) In % der eingestellten Messspanne

### 2.2.1 Messung der Betriebsdaten

Für die Messung des Durchflusses wird der bereits in den Versuchsstand integrierte magnetisch-induktive Durchflussmesser aus der SITRANS-Reihe von Siemens verwendet. Die Fallhöhe wird mit einem Differenzdruckmesser von Rosemount aufgezeichnet. Die Positionen zur Differenzdruckmessung sind in Abbildung 2.3 eingezeichnet. Der Leitapparatwinkel wird mit einem Winkelsensor der Firma ASM gemessen. Das Messgerät wird bei vollständig geschlossenem Leitapparat auf dem Zapfen einer Leitschaufel angebracht und somit auf die Nullposition kalibriert. Die Laufraddrehzahl wird durch einen Magnetsensor erfasst, der in jeder Laufradumdrehung einen Spannungsimpuls erzeugt.

Die Betriebsdaten werden mit einer Abtastrate von  $2\text{ kHz}$  aufgezeichnet und über 30 Sekunden gemittelt. Ein Screenshot des in LabView generierte Messprogramms ist in Abbildung 2.13 dargestellt.

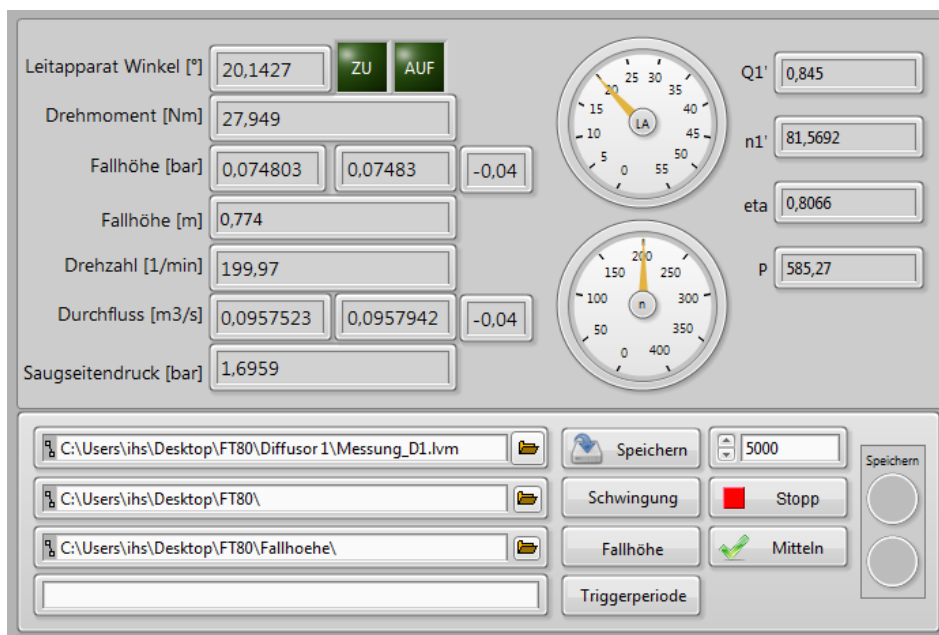


Abbildung 2.13: LabView Programm zur Überwachung und Erfassung der Betriebsdaten.

### 2.2.2 Laser-Doppler-Anemometrie

Das Laser-Doppler-Anemometer ist ein optisches Messinstrument, das zur Erfassung von Strömungsgeschwindigkeiten den Doppler-Effekt von reflektiertem Laserlicht nutzt. Der Einsatz dieser Methode ist mit Voraussetzungen an den Versuchsaufbau verknüpft. Grundsätzlich können optische Messverfahren ausschließlich an durchsichtigen Fluiden Verwendung finden, in denen sich das zum Messen verwendete Laserlicht ausreichend ausbreiten kann.



Um die Geschwindigkeit des Fluides zu erfassen, müssen Tracer-Partikel in der Strömung enthalten sein. Derartige Partikel sind in vielen technischen Strömungen bereits enthalten, für Labormessungen werden gezielt Partikel zugegeben. Der mittlere Partikeldurchmesser, die Dichte sowie der Reflexionsgrad der Partikeloberfläche sind entscheidende Auswahlkriterien [2]. Geeignete Materialien für Tracer-Partikel sind Polyamidkugeln, Hohlglaskugeln oder Luftbläschen, es können auch additive Fluide wie Milch verwendet werden [100]. In [101] wird eine Auswahl von verschiedenen Tracer-Partikeln für die hier vorgesehene Anwendung untersucht und bewertet. Verwendet werden Hohlglaskugeln mit einem Durchmesser von  $10\ \mu\text{m}$ .

Bei dem für die Messungen verwendeten Laser handelt es sich um einen Argon-Ionen-Laser vom Typ Stabilite 2017-LDA6 der Firma Spectra Physics mit einer maximalen Leistung von  $6\ \text{W}$  [102]. Dieser Dauerstrichlaser hat eine hohe Lichtleistung bei den Wellenlängen  $488\ \text{nm}$  und  $514.5\ \text{nm}$ , welche für die Geschwindigkeitsmessungen eingesetzt werden. Die weitergehende Verarbeitung des Laserstrahls wird anhand des in Abbildung 2.14 dargestellten Schemas erläutert. Als optisches Messgerät kommt ein FiberFlow System vom Hersteller Dantec zum Einsatz.

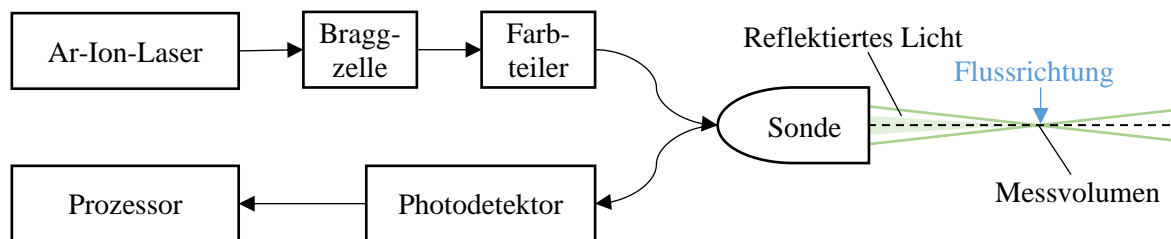


Abbildung 2.14: Aufbau des Laser-Doppler-Anemometers.

Der Laserstrahl wird in ein optisches System eingespeist. Hier teilt eine Braggzelle den Strahl in zwei Komponenten, wobei ein Strahl eine Frequenzverschiebung erfährt, auch als Shiftfrequenz  $f_S$  bezeichnet. Ein Farbteiler teilt die beiden Komponenten erneut in je einen Strahl mit den Wellenlängen  $488\ \text{nm}$  (blau) und  $514.5\ \text{nm}$  (grün). Die vier daraus resultierenden Laserstrahlen werden durch ein Glasfaserkabel in die mobile Sonde geleitet und über eine Linse fokussiert. Ein Strahlpaar aus einer Farbkomponente bildet im Fokuspunkt ein Messvolumen, dessen Abmaße von den Strahldurchmessern abhängig sind. Ist dieses Volumen so klein, dass sich darin keine signifikanten Strömungsphänomene abspielen, so kann die gemessene Geschwindigkeit als die lokale Geschwindigkeit der Strömung betrachtet werden [103]. Im Messvolumen wird das Licht an bewegten Partikeln

gestreut. Ein Teil des Streulichts gelangt in die Sonde und wird wiederum an einen Photodetektor weitergeleitet. Dieser wandelt das empfangene Licht in Spannungssignale um, die im Prozessor ausgewertet werden.

Die Frequenz des Lichts erfährt bei der Reflexion an einem bewegten Partikel eine Verschiebung um die Dopplereffrequenz  $f_D$  und enthält somit die Geschwindigkeitsinformation. Die dopplerverschobene Frequenz eines einzelnen Laserstrahles liegt im selben, hohen Frequenzbereich wie das sonstige einfallende Licht. Eine Trennung dieser beiden Signale ist messtechnisch schwierig und fehleranfällig [103]. Daher wird durch die Überschneidung zweier Strahlkomponenten im Messvolumen ein Interferenzmuster erzeugt, das eine deutlich geringere Frequenz aufweist (Abbildung 2.15). Die Ebenen hoher Intensität werden als Fringes bezeichnet. Die Anzahl  $N_F$  und der Abstand  $\delta$  der Fringes sind von der Wellenlänge des Laserstrahls  $\lambda$  und des Strahlschnittwinkels  $\theta$  abhängig. Der Fringeabstand kann berechnet werden durch [103]:

$$\delta = \frac{\lambda}{2 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad 2.6$$

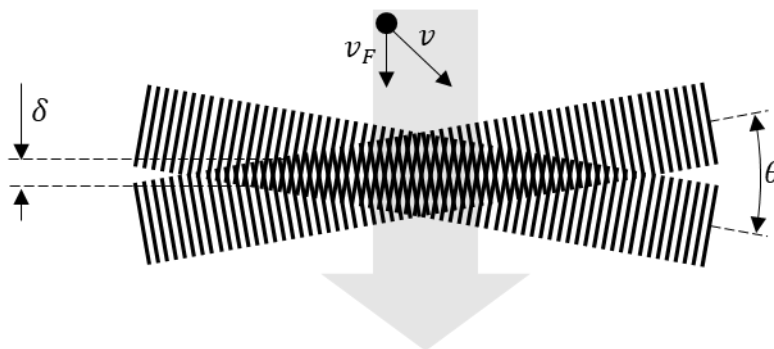


Abbildung 2.15: Interferenzmuster durch Überlagerung zweier Strahlkomponenten.

Strömt ein Partikel mit der Geschwindigkeit  $v$  durch das Interferenzmuster, so erzeugt es dabei eine Reflexion, die abhängig von der Geschwindigkeitskomponente senkrecht zu den Fringes  $v_F$  eine Hell-Dunkel Variation enthält. Die Geschwindigkeit  $v_F$  wird durch den einfachen physikalischen Zusammenhang zwischen dem zurückgelegten Weg zwischen zwei Fringes  $\delta$  und der dafür benötigten Zeit  $t$  bestimmt:

$$v_F = \frac{\delta}{t} \quad 2.7$$

Der Photodetektor empfängt die Dopplerfrequenz  $f_D$ . Da die Zeit  $t$  einer Periodendauer dieser Frequenz entspricht gilt:

$$t = \frac{1}{f_D} \quad 2.8$$

Aus den Gleichungen 2.6 bis 2.8 geht der Zusammenhang zwischen der Geschwindigkeit  $v_F$  und der Dopplerfrequenz hervor:

$$v_F = \frac{f_D \lambda}{2 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad 2.9$$

In dieser Gleichung sind ausschließlich Größen in Abhängigkeit der Laserstrahlen beinhaltet. Die Messung ist also unabhängig der Richtung von  $v$ . Die Richtung des Geschwindigkeitsvektors  $v_F$  wird durch die Lage der Fringes definiert. Daraus resultiert weiterhin, dass bei positiver oder negativer Strömungsrichtung jeweils dieselbe Frequenz erfasst wird.

Durch die oben beschriebene Shiftfrequenz von  $f_S$  bewegen sich die Fringes mit einer konstanten Geschwindigkeit von  $v_S = f_S \delta$ . Die gemessene Dopplerfrequenz ist damit:

$$f_D = \frac{2v_F}{\lambda} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) + f_S \quad 2.10$$

Bei einem ruhenden Partikel wird somit exakt die Shiftfrequenz detektiert:  $f_D = f_S$ . Ein Partikel mit positiver Geschwindigkeit erzeugt eine höhere Frequenz  $f_D > f_S$ , eine negative Geschwindigkeit resultiert in einer geringeren Frequenz  $f_D < f_S$ . Sinkt die gemessene Geschwindigkeit unter den Grenzwert, so geht die Richtungsinformation verloren. Die Shiftfrequenz muss daher auf die Messbedingungen angepasst werden. Für die hier durchgeführten Messungen gilt  $f_S = 40 \text{ MHz}$ . Zusammenfassend stehen in Tabelle 2.2 die technischen Daten für das verwendete LDA-System.

Bei der Messung mit zufälliger Erfassung von Partikeln ist die Anzahl der Messungen pro Zeit abhängig von der Partikelgeschwindigkeit. Dies führt zu einem dazu, dass die LDA-Messung in Gebieten mit geringer Strömungsgeschwindigkeit mit einer erhöhten Messdauer zum Erfassen der instationären Geschwindigkeitsinformationen verbunden ist. Zum anderen werden während einer Messung statistisch mehr Partikel mit hoher Geschwindigkeit gemessen und der arithmetische Mittelwert der Geschwindigkeit wird zu

## 2 Aufbau und Durchführung der Modellmessungen

hoch berechnet. Dieses Phänomen wird aufgrund der dadurch entstehenden Neigung der Geschwindigkeitsverteilung als Bias-Effekt bezeichnet. Zum Ausgleich des Bias-Effektes können Verfahren zur Gewichtung der Geschwindigkeit verwendet werden [104], [105].

Tabelle 2.2: Technische Daten des verwendeten LDA Systems [100].

Wellenlänge	$\lambda$	[nm]	488	514.5
Strahlabstand	$D_B$	[mm]	38	38
Strahldurchmesser	$d_B$	[mm]	1.35	1.35
Brennweite	$f$	[mm]	400	400
Fringezahl	$N_F$		35	35
Fringe Abstand	$\delta$	[ $\mu$ m]	5.422	5.143
Messvolumen Durchmesser	$dx$	[mm]	0.1942	0.1842
Messvolumen Länge	$dz$	[mm]	4.091	3.880
Strahlschnittwinkel	$\theta$	[ $^\circ$ ]	5.443	5.443

Da das hier verwendete LDA System zwei orthogonal zueinander ausgerichtete Strahlpaare verwendet, wird zu der in Abbildung 2.15 eingetragenen Geschwindigkeit auch die Komponente in Zeichenebene erfasst. Die Messung erfolgt koinzident, ein Geschwindigkeitsvektor wird also nur dann erfasst, wenn beide Komponenten gleichzeitig ermittelt werden können. Ein solches Messereignis wird als Count bezeichnet. Für jeden Count wird ein Geschwindigkeitsvektor  $[v_1 \ v_2]$  sowie der zugehörige Zeitstempel  $t_c$  gespeichert. Die Berechnung des Messwertes an einem Punkt erfolgt durch eine statistische Auswertung aller dort gesammelten Counts. Daraus folgt, dass die Genauigkeit einer Messung unmittelbar mit der Anzahl an Counts  $N_c$  an dem jeweiligen Messpunkt zusammenhängt.

Durch die in dieser Arbeit vorgesehene Analysemethode ist eine hohe Anzahl an Counts notwendig. Die Abhängigkeit der ermittelten Strömungsgeschwindigkeit von der verwendeten Countzahl  $N_c$  wurde anhand einer Untersuchung nachgewiesen (Abbildung 2.16). Hier ist die mittlere Geschwindigkeit als Funktion der verwendeten Counts  $\bar{v}_{N_c} = f(N_c)$  als Differenz zum Mittelwert mit der maximalen Anzahl an Counts  $N_{c,max} = 10^6$  dargestellt. Es wird deutlich, dass die Abweichung ab einer Countzahl von ca.  $N_c = 300\ 000$  dauerhaft unter ein Niveau 1 % von sinkt. Dieser Wert ist im Vergleich zu anderen Messungen relativ hoch [2] und resultiert aus der Inhomogenität der vorliegenden Strömung.

Die statistische Verteilung der Counts an einem definierten Punkt in einer Strömung kann als Histogramm dargestellt werden. In einer stationären Strömung hat das Histogramm üblicherweise die Form einer Gaußglocke. Durch Turbulenz steigt die Streuung der Partikel.

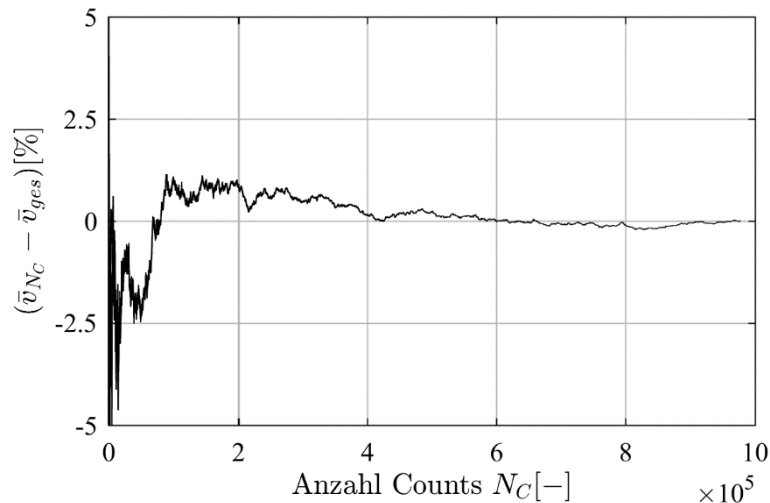


Abbildung 2.16: Abweichung des berechneten Mittelwertes vom gesamten Mittelwert in Abhängigkeit der verwendeten Anzahl an Counts.

Im Falle einer Strömung mit periodischen Schwankungen weicht das Histogramm von der Gauß Form ab. Der zeitliche Mittelwert der Strömung ist dann nicht mehr zwingend mit der Geschwindigkeit der höchsten Countzahl übereinstimmend. Der Geschwindigkeitsverlauf während eines periodischen Ereignisses steht in direktem Zusammenhang mit dem Histogramm.

Der Verlauf in Abbildung 2.17 zeigt die Verteilung axialer Geschwindigkeitsdaten über eine Dauer von 9 Sekunden. Beispielhaft wurde ein Messpunkt im Zentrum des Konus ausgewählt. Ein Punkt stellt einen Count dar, auf der Abszisse ist die Messzeit beim Eintreffen eines Counts  $t_c$  dargestellt. Die axiale Geschwindigkeit ist während einer Periodendauer an dieser Position kaum von der Periodizität beeinflusst. Das Histogramm nimmt daher eine Gauß-ähnliche Form an, mit einer leichten Schrägheit in Richtung negativer Werte.

Die Umfangsgeschwindigkeit in Abbildung 2.18 lässt deutlich die periodische Schwankung aufgrund der Wirbelzopfrotation erkennen. Eine hohe Datenrate und damit eine große Anzahl an Counts tritt bei den höchsten Geschwindigkeitswerten auf. Die Form des Histogramms ist charakteristisch für den sinusförmigen Geschwindigkeitsverlauf. Die geringere Anzahl an Counts im Bereich von  $0 \text{ m/s}$  ist auf die geringere Ankunfts Wahrscheinlichkeit von Partikeln zurückzuführen und ist somit eine Art Bias-Effekt. Die Form des Histogramms lässt daher keine Rückschlüsse auf die zeitlich gemittelten oder phasenaufgelösten Geschwindigkeiten

## 2 Aufbau und Durchführung der Modellmessungen

zu. Sie zeigt vielmehr die Ankunfts Wahrscheinlichkeit von Partikeln zu bestimmten Zeitpunkten während einer Periodendauer auf. Sie steht außerdem im Zusammenhang mit der Größe und Qualität der verwendeten Partikel sowie der Konfiguration des LDA-Systems.

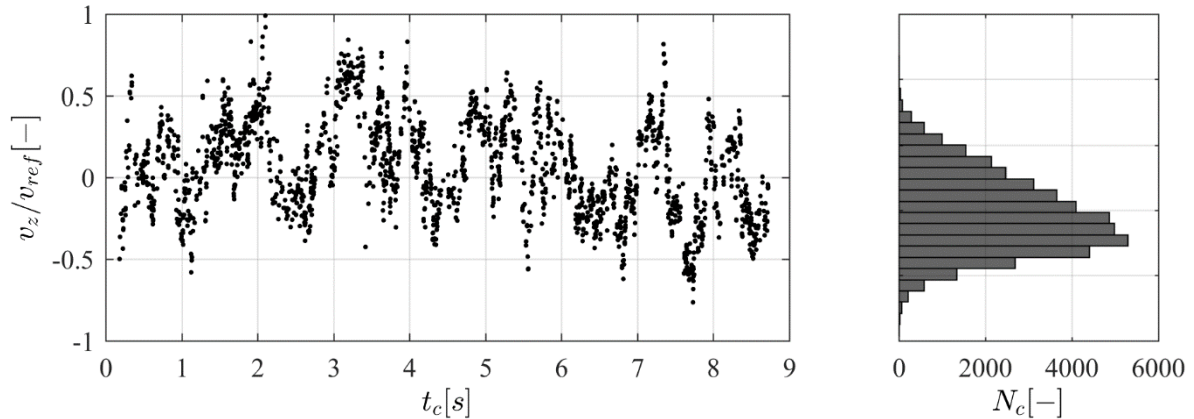


Abbildung 2.17: Zeitverlauf der axialen Geschwindigkeit  $v_z$  während einer Messung in der Mitte des Konus und daraus resultierendes Histogramm.

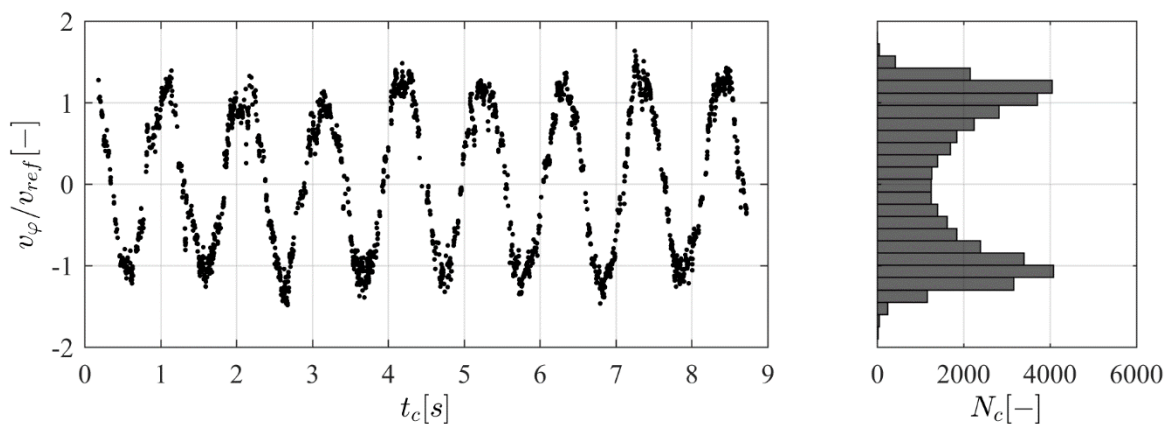


Abbildung 2.18: Zeitverlauf der Umfangsgeschwindigkeit  $v_\phi$  während einer Messung in der Mitte des Konus und daraus resultierendes Histogramm.

Für die Berechnung des zeitlichen Mittelwertes kann dieses Phänomen problematisch sein, da der typischerweise verwendete gewichtete Algorithmus lediglich den Bias-Effekt ausgleicht, jedoch nicht das Auftreten von periodisch wiederkehrenden Ereignissen wie der Nulldurchgang in diesem Beispiel. Die lokale Geschwindigkeit in einem kleinen Zeitintervall einer Periode ist von diesem Effekt unbeeinflusst, da sie unabhängig von der Countverteilung über eine Periodendauer ist. Die ungleiche Verteilung äußert sich in einer hohen Anzahl von Count in Intervallen mit hoher Datenrate, also einem hohen Wert im Histogramm. Aufgrund der hier präsentierten Untersuchungen wird im Folgenden der zeitliche Mittelwert durch die Mittelung der Geschwindigkeiten aller Zeitintervalle einer Periode berechnet.

Bedingt durch das optische Messprinzip werden bei der LDA nicht die Strömungsgeschwindigkeit selbst, sondern die Geschwindigkeit von mitbewegten Tracer-Partikeln erfasst. Dadurch kann, insbesondere bei großen Geschwindigkeitsgradienten in der Strömung, eine leichte Abweichung zwischen dem gemessenen und dem tatsächlichen Wert entstehen. Eine zusätzliche Abweichung entsteht, wenn sich die Dichte der Partikel signifikant von der Dichte des Fluids unterscheidet.

Aufgrund der hohen Anforderungen an die Genauigkeit der Messungen kann der Strahlengang der Laserstrahlen einflussnehmend auf die Messergebnisse sein. Durch die unterschiedlichen Wellenlängen der Strahlkomponenten grün und blau haben diese einen geringfügig unterschiedlichen Brechungsindex beim Übergang von Luft in Plexiglas bzw. von Plexiglas in Wasser. Dieser Effekt ist in Abbildung 2.19 durch den Vergleich der durchgezogenen Linien mit den gestrichen gezeichneten Linien verdeutlicht. Die Folge ist eine unterschiedliche tatsächliche Brennweite der Komponenten. Die Differenz beträgt in Wasser  $\Delta f = 0.2 \text{ mm}$ . Die Länge des Messvolumens, über das die Partikelgeschwindigkeiten gemittelt werden, ist deutlich größer. Die Verschiebung wird daher in den weiteren Berechnungen nicht berücksichtigt.

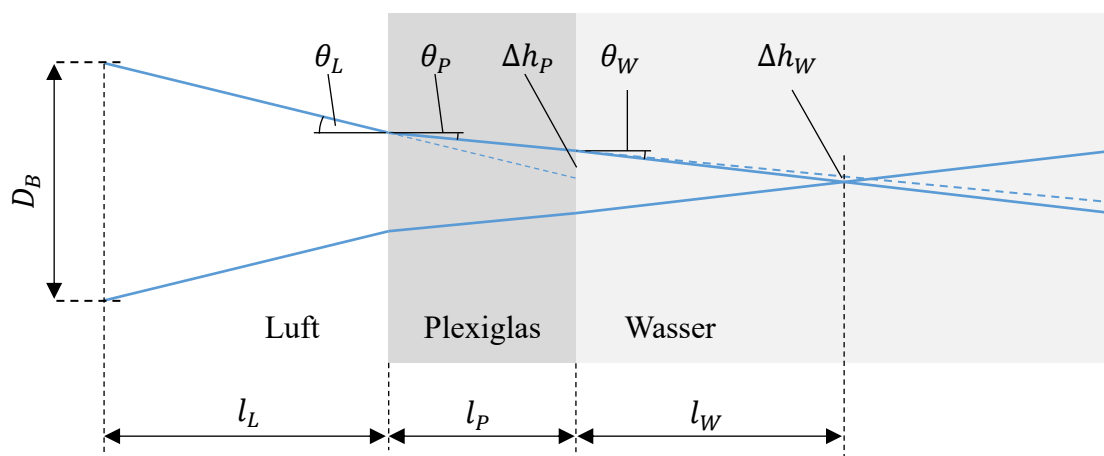


Abbildung 2.19: Strahlverlauf und Brechung eines Laserpaares durch ein Plexiglasfenster und Wasser.

### 2.2.3 Triggersystem

Das Grundprinzip bei der Synchronisierung der Lasermessungen mit der Rotation von Laufrad und Wirbelzopf ist die Verwendung von Triggersignalen. Hierzu werden Rechtecksignale verwendet, nach der „Transistor-Transistor-Logik“ Schalttechnik auch als TTL-Signal bezeichnet. Durch die steilen Flanken des Spannungsverlaufes können Zustände hoher Spannung („High“) mit einer hohen zeitlichen Auflösung von Zuständen geringer

## 2 Aufbau und Durchführung der Modellmessungen

Spannung („Low“) getrennt werden. Ein High-Signal hat dabei eine Spannung von  $U > 2.0 V$ , ein Low-Signal  $U < 0.8 V$ . Für das hier verwendete Messsystem von Dantec ist zur Triggerung zwingend ein TTL-Input erforderlich. Die Triggerung des Laufrades erfolgt durch den für die Drehzahlmessung verwendete, am Wellengehäuse angebrachten Magnetsensor. Der vom Magnetsensor erzeugte Spannungsimpuls kann direkt als TTL-Signal verwendet werden.

Für den Wirbelzopf wird zur Triggerung ein Drucksensor im oberen Teil des Konus verwendet (Abbildung 2.3). Der umlaufende Wirbelzopf erzeugt eine messbare Druckschwankung, der aber weitere Schwankungen überlagert sind (Abbildung 2.21 a). Der Verlauf der Druckschwankung des Wirbelzopfes wird durch Signalfilterung verarbeitet und damit ein sinusartiger Verlauf erzeugt. Durch die Zuordnung eines hohen Druckniveaus zum Zustand High und eines niederen Druckniveaus zum Zustand Low wird aus dem kontinuierlichen Signal ein TTL-Signal erzeugt. In der Signalverarbeitung wird hierzu ein Schmitt-Trigger eingesetzt. Diese elektronische Schaltung verfügt über unterschiedliche obere und untere Schaltgrenzen, sodass zwischen den Schaltvorgängen eine Hysterese entsteht. Somit wird vermieden, dass hochfrequente Schwankungen im Druckverlauf unerwünschte Schalten verursachen.

Mit einer Schaltzeit von  $18 ns$  ist der Zeitversatz bei der Verwendung des Schmitt-Triggers vernachlässigbar. Die Spannungswerte der Schaltgrenzen werden durch die verbauten Widerstände festgelegt und sind daher vorgegeben. Das Drucksignal wird dementsprechend auf die Anforderungen des Schmitt-Triggers bearbeitet. Abbildung 2.20 veranschaulicht die Signalverarbeitung schematisch.

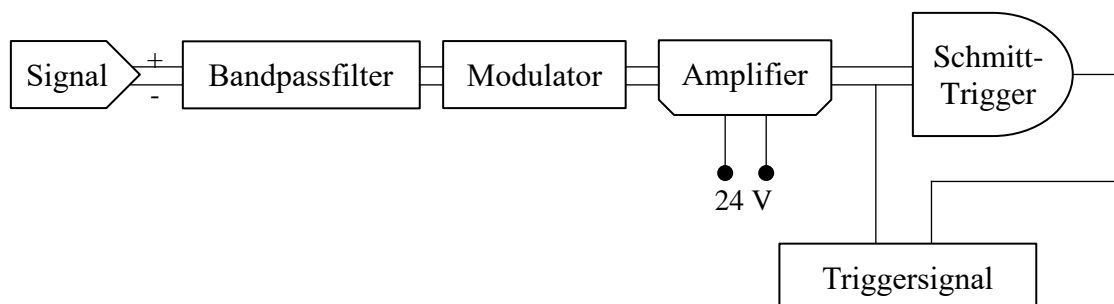


Abbildung 2.20: Schema der Signalverarbeitung zur Erzeugung eines TTL-Signals mithilfe des Schmitt-Triggers.

Das vom Druckaufnehmer erfasste Signal wird zunächst mit einem Bandpassfilter bearbeitet. Dabei wird ein Frequenzband von  $0.5 Hz < f < 2 Hz$  isoliert, innerhalb dessen sich die Drehfrequenz des Wirbelzopfes befindet. Es entsteht ein annähernd sinusförmiger



Signalverlauf, der die Bewegung des Wirbelzopfes gut darstellt. Ein Modulator ermöglicht anschließend die Verstärkung des Signals und die vertikale Verschiebung um einen Offset. Abbildung 2.21 (b) zeigt den so entstandenen Spannungsverlauf sowie die Schaltgrenzen des Schmitt-Triggers. Zur Definition der Wirbelzopfposition wird die fallende Signalflanke verwendet. Die untere Schaltschwelle wurde deshalb in einen Bereich mit hohem Gradienten gelegt. Das resultierende TTL-Signal ist in Abbildung 2.21 (c) dargestellt. Die Triggersignale werden während dem Messvorgang vom LDA-System erfasst und als Zeitstempel synchron zu der Geschwindigkeitsmessung aufgezeichnet.

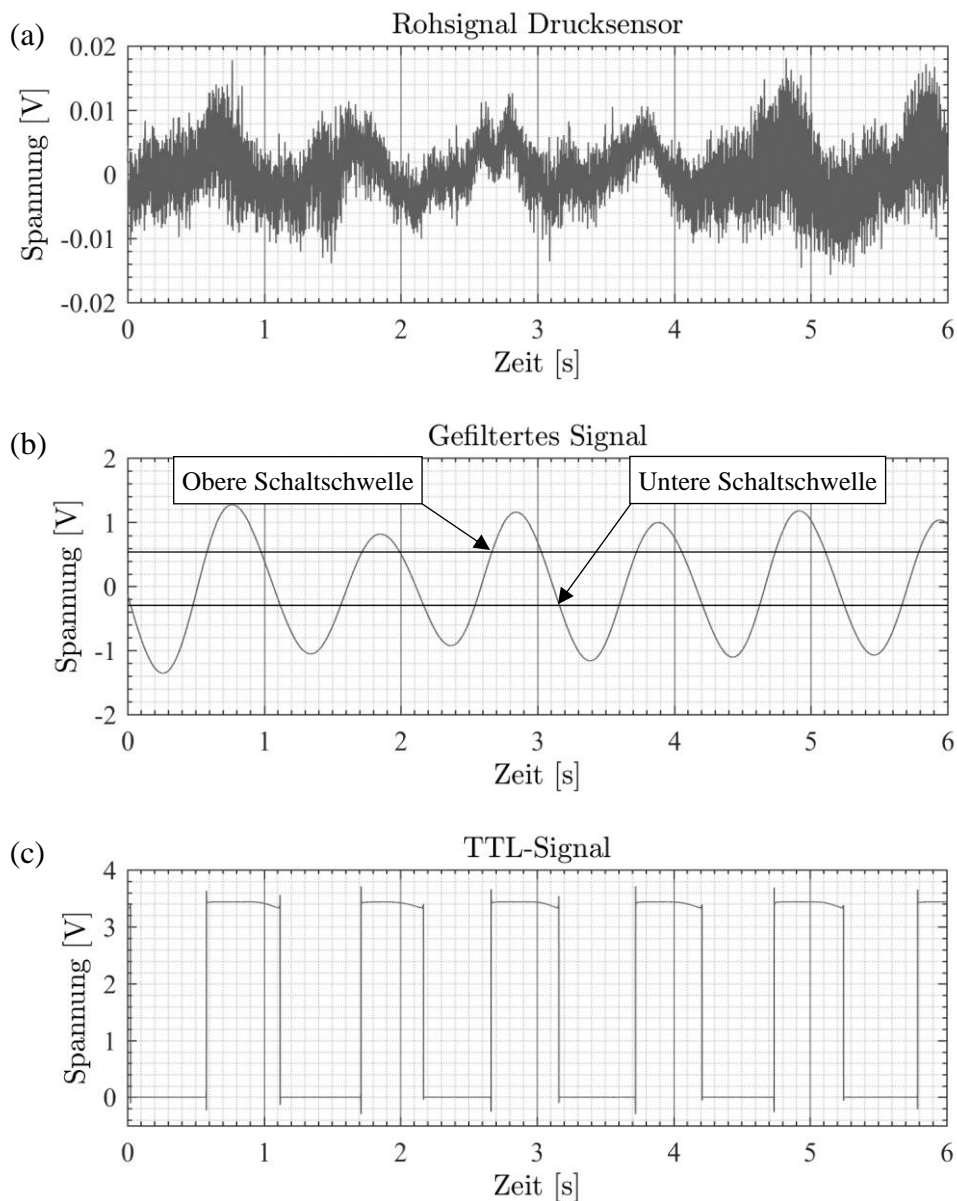


Abbildung 2.21: Signalverläufe des Triggersignals zur Identifikation der Wirbelzopfposition. (a) ungefiltertes Drucksignal, (b) durch Bandpass gefiltertes und verstärktes Signal, (c) durch Schmitt-Trigger modifiziertes TTL-Signal.

Durch die Verarbeitung des Drucksignals gemäß Abbildung 2.20 entsteht ein Zeitversatz des Triggersignals zum Eingangssignal. Dieser wird anhand der Differenz zwischen den Maxima eines Zeitschriebes von 30 Sekunden ermittelt. Aus dem Ausgangssignal wird ein gleitender Mittelwert mit der Breite von 1000 Zeitschritten gebildet, um eindeutige Maxima detektieren zu können. Die Maxima haben eine mittlere Differenz von  $\Delta t = 0.1525$  s. Da der Schmitt-Trigger eine weitaus geringere Verzögerungszeit aufweist kann davon ausgegangen werden, dass der Zeitversatz fast ausschließlich auf den verwendeten Bandpassfilter zurückzuführen ist. Der hier ermittelte Zeitwert wird in der Berechnung der tatsächlichen Wirbelzopfposition berücksichtigt.

### 2.3 Teillastbetriebspunkt

Der hier verwendete Betriebspunkt wurde in erster Linie hinsichtlich der Stabilität des umlaufenden Wirbelzopfes gewählt. Durch die starke Ausprägung des Wirbelzopfes ist außerdem die Amplitude der periodischen Schwankungen hoch, sodass die messtechnische Erfassung des Phänomens erleichtert wird.

Zur Definition des Betriebspunktes werden die Einheitskennzahlen  $n'_1$  und  $Q'_1$  verwendet. Diese nicht-dimensionslosen Kennzahlen beziehen sich auf eine Maschine mit einem Meter Durchmesser und einem Meter Fallhöhe und erleichtern damit die Übertragbarkeit des Betriebsverhaltens zwischen Maschinen unterschiedlicher Größe. Sie sind im Teillastbetriebspunkt definiert als

$$n'_1 = \frac{n_M D_{2a}}{\sqrt{H}} = 81.8 \frac{1}{\text{min}} \quad 2.11$$

$$Q'_1 = \frac{Q}{D_{2a}^2 \sqrt{H}} = 0.81 \frac{\text{m}^3}{\text{s}} \quad 2.12$$

Abbildung 2.22 zeigt das Einheitskennfeld der Modellturbine im relevanten Betriebsbereich. Dabei wurde die Leitapparatstellung zwischen  $\gamma = 17^\circ$  und  $\gamma = 36^\circ$  variiert. Der ausgewählte Betriebspunkt hat einen Einheitsdurchfluss  $Q'_1/Q'_{1opt} = 0.72$  und eine Einheitsdrehzahl  $n'_1/n'_{1opt} = 1.08$ . Die Laufraddrehzahl beträgt im Modelltest  $n = 200$  1/min. Der Öffnungswinkel des Leitapparates ist  $\gamma = 20^\circ$ .

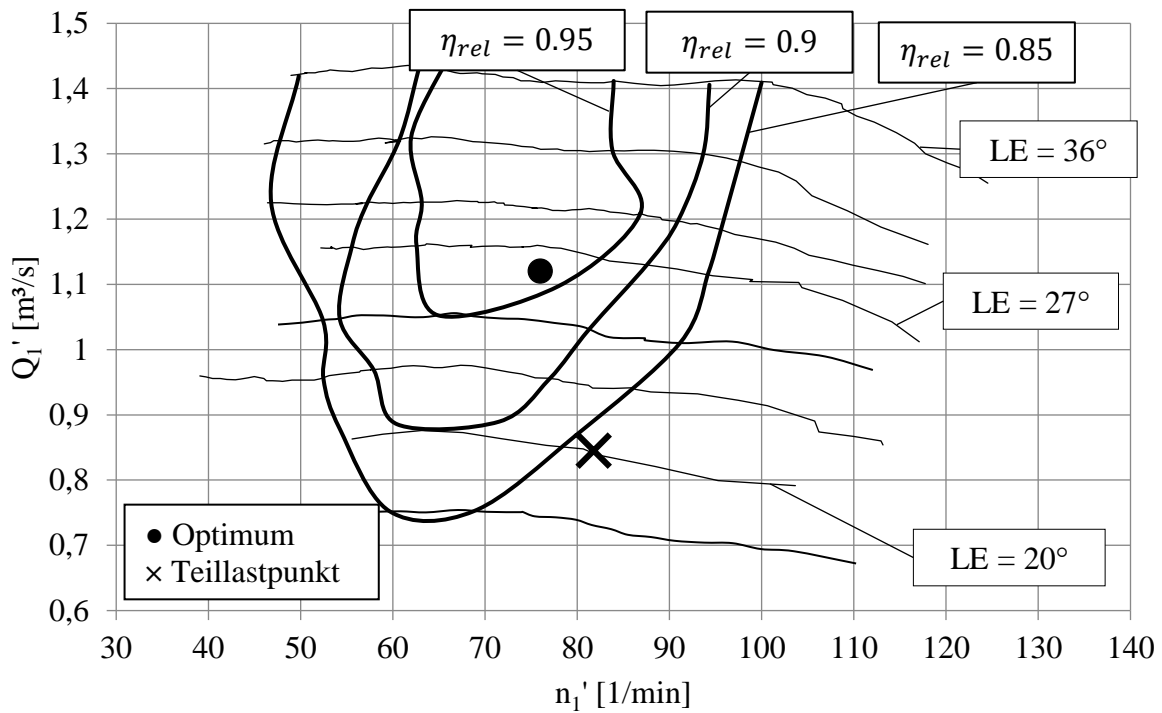


Abbildung 2.22: Einheitskennfeld der Modellturbine mit eingezeichnetem Wirkungsgradoptimum und dem Teillastbetriebspunkt.

Für die Messung mit LDA sollte die Maschine im Messbereich möglichst kavitationsfrei sein, um eine Störung der optischen Messung zu vermeiden. Während den Messungen wird hierzu ein konstanter, ausreichend hoher saugseitiger Druck eingestellt. Das Druckniveau wird durch die dimensionslose Thomazahl  $\sigma$  charakterisiert. Sie ist definiert als

$$\sigma = \frac{p_{SS} - p_{va}}{\rho g H} + \frac{\Delta z}{H} + \frac{\bar{v}_{SS}^2}{2gH} \quad 2.13$$

Dabei ist  $p_{SS}$  der Druck an der Messebene am Saugrohraustritt und  $p_{va} = 0.02 \text{ bar}$  der Verdampfungsdruck. Die Höhe  $\Delta z$  ist definiert als Differenz zwischen Saugrohrenritritt (Messebene für Druck in Abbildung 2.3) und Mitte Saugrohraustritt (Messebene für saugseitige Fallhöhe in Abbildung 2.3). Die Geschwindigkeit  $\bar{v}_{SS}$  ist definiert als mittlere Strömungsgeschwindigkeit am Saugrohraustritt:  $\bar{v}_{SS} = Q/A_{SS}$ .

Die Messungen werden bei einem Saugseitendruck von  $p_{SS} \approx 0.5 \text{ bar}$  durchgeführt. Die daraus resultierende Thomazahl von  $\sigma = 6.13$  ist deutlich von dem kavitationsgefährdeten Bereich entfernt. Die Betriebsdaten zum Modellversuch in Teillast sind in Tabelle 2.3 als Ensemblemittelwerte zusammengefasst.

## 2 Aufbau und Durchführung der Modellmessungen

Tabelle 2.3: Zusammenfassung der Betriebsdaten in dem gewählten Teillastpunkt.

Drehzahl $n \left[ \frac{U}{min} \right]$	Durchfluss $Q \left[ \frac{m^3}{s} \right]$	Fallhöhe $H [m]$	LE-Winkel $\gamma [^\circ]$	Thomazahl $\sigma [-]$	Einheitsgrößen $\frac{n'_1}{n'_{1opt}} [-]$ $\frac{Q'_1}{Q'_{1opt}} [-]$	
200.1	0.0955	0.77	20.1	6.13	1.076	0.719

Die Betriebsdaten wurden während der gesamten Messdauer überwacht und aufgezeichnet. Während der Messungen wurde das Wasser in einem Temperaturbereich zwischen  $19^\circ C$  und  $21^\circ C$  temperiert. In diesem Bereich sind die Stoffdaten des Wassers näherungsweise konstant. Änderungen der Parameter durch Verunreinigungen werden dabei vernachlässigt. Die Stoffdaten und die Erdbeschleunigung werden als konstant angenommen (Tabelle 2.4).

Tabelle 2.4: Stoffdaten des Wassers bei ca.  $20^\circ C$ .

Dichte des Wassers $\rho \left[ \frac{kg}{m^3} \right]$	Dynamische Viskosität des Wassers $\eta \left[ \frac{kg}{ms} \right]$	Erdbeschleunigung $g \left[ \frac{m}{s^2} \right]$
998.2	0.001	9.81

Die Stabilität des Betriebspunktes soll anhand der Messdaten überprüft werden. Hierzu sind in Abbildung 2.23 die Abweichungen des mittleren Durchflusses und der mittleren Fallhöhe von dem Ensemblemittelwert dargestellt. Die mittlere Abweichung des Durchflusses beträgt dabei  $\Delta \bar{Q} / \bar{Q} = 0.13 \%$ , die mittlere Abweichung der Fallhöhe ist  $\Delta \bar{H} / \bar{H} = 0.27 \%$ . Die Stabilität des Betriebspunktes kann als gut bewertet werden und ist für die Durchführung der experimentellen Untersuchungen ausreichend.

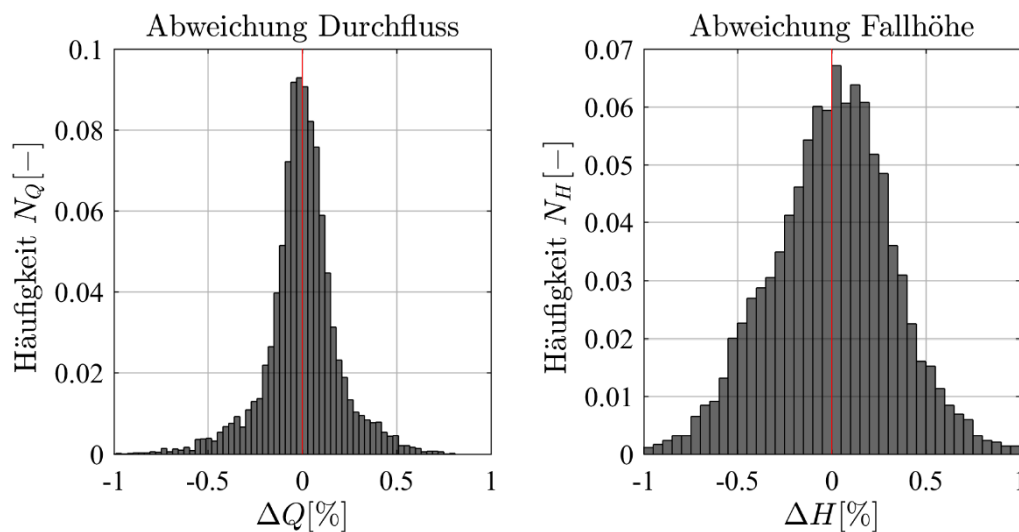


Abbildung 2.23: Statistische Abweichung des Durchflusses (links) und der Fallhöhe (rechts) im Teillastbetrieb des Versuchsstandes.

Zum Zwecke der Visualisierung des Teillastwirbels wird die Thomazahl unter die Kavitationsgrenze gesenkt, sodass im Wirbelzentrum Dampfinschlüsse sichtbar werden. Abbildung 2.24 zeigt Aufnahmen des Wirbelzopfes in diesem Zustand mit einer High-Speed Kamera. Die Bilder veranschaulichen die korkenzieherähnliche Form. Durch die Beobachtung konnte die geometrische Stabilität des Wirbelzopfes nachgewiesen werden.

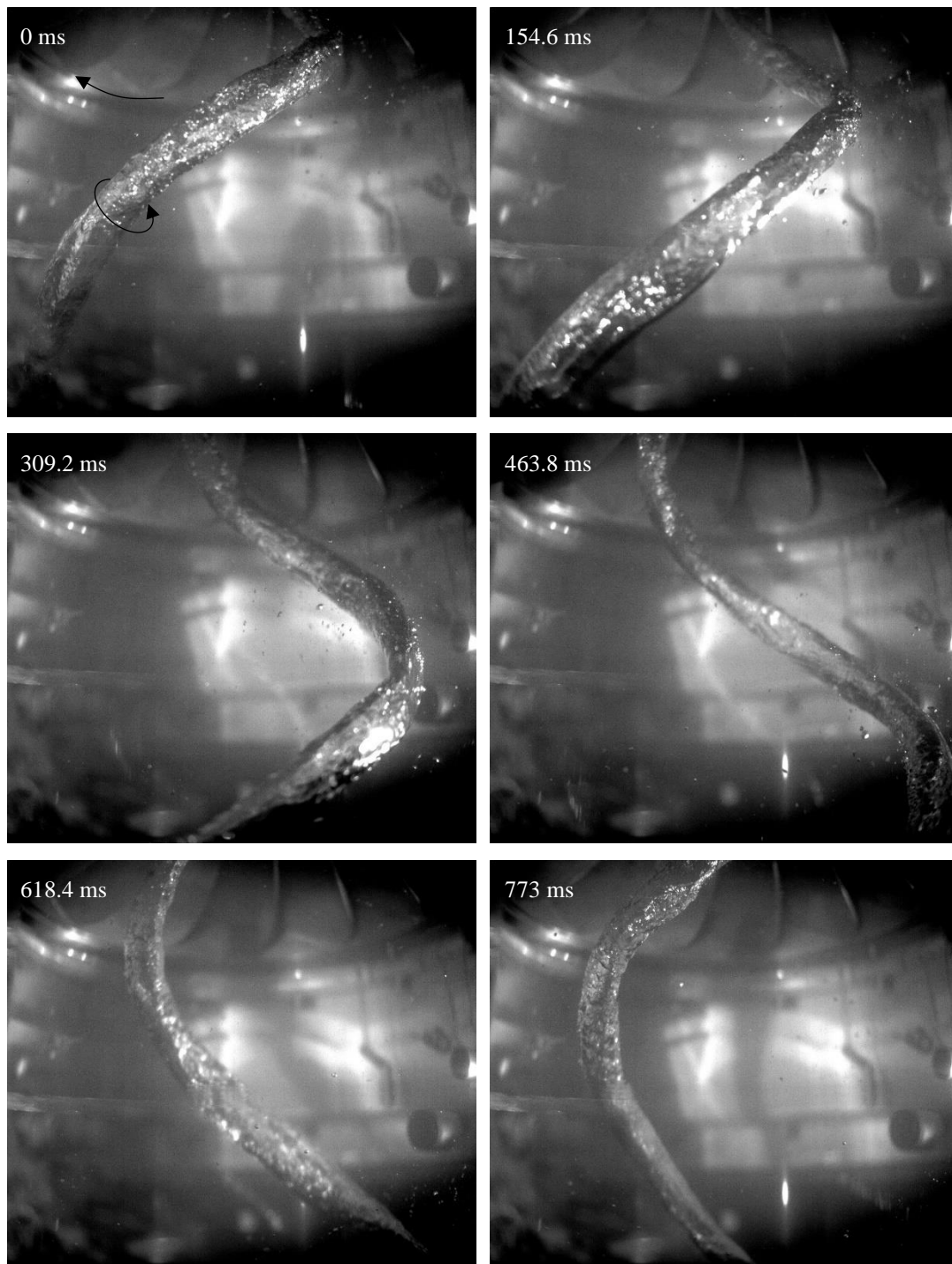


Abbildung 2.24: Aufnahme des rotierenden, zur Visualisierung dampfgefüllten Wirbelzopfes mit einer High-Speed Kamera über die Periodendauer einer Rotation.

## 2 Aufbau und Durchführung der Modellmessungen

Durch die in Kapitel 2.2.3 beschriebene Triggerung wird die Periodendauer des umlaufenden Wirbelzopfes bestimmt. Innerhalb einer Messprobe von 5 Minuten Dauer soll die Periodizität überprüft werden. Der Wirbelzopf rotiert mit einer mittleren Periodendauer von  $\overline{T_{WZ}} = 1.0253 \text{ s}$  oder, bezogen auf die Laufraddrehfrequenz,  $f_{WZ}/f_{LR} = 0.293$ .

Die Periodendauer unterliegt einer Streuung, die einerseits durch die geringfügige Ungleichförmigkeit der Wirbelzopfbewegung, andererseits durch eine mögliche Ungenauigkeit bei der Generierung des Triggersignals verursacht werden kann. In Abbildung 2.25 ist die Abweichung der Periodendauer vom zeitlichen Mittelwert als Histogramm dargestellt. Die mittlere Abweichung beträgt  $\Delta T_{WZ} = 4.4 \%$ .

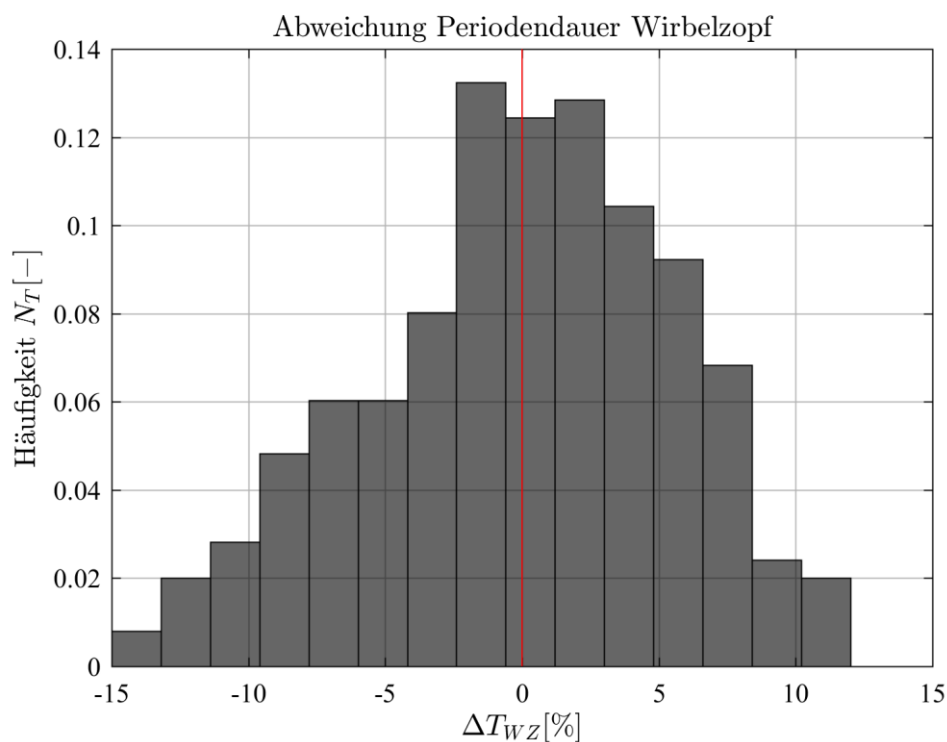


Abbildung 2.25: Statistische Abweichung der Periodendauer des umlaufenden Wirbelzopfes über einen Zeitraum von 5 Minuten.

### 3 Methoden zur Analyse und Darstellung der Messdaten

In den hier durchgeführten strömungsmechanischen Untersuchungen sind die entscheidenden Eigenschaften für die Turbulenz einer Strömung die zeitabhängigen Geschwindigkeitsschwankungen sowie deren statistische Auswertung. Im Folgenden werden die Methoden beschrieben, mithilfe derer die in Kapitel 1.2 definierten Strömungsgrößen aus den gemessenen Daten bestimmt werden.

Die Berechnung der zeitlich gemittelten Geschwindigkeit erfolgt aufgrund des in Kapitel 2.2.2 beschriebenen Bias-Effektes nicht mit der Formel des arithmetischen Mittels. Stattdessen wird ein in der Literatur übliches Gewichtungsverfahren angewendet. Die Verweildauer eines Partikels im Messvolumen (engl.: transit time) wird hiernach als Gewichtungsfaktor verwendet [105], [106]. Partikel mit geringer Geschwindigkeit verweilen um einen Faktor länger im Messvolumen, der in einer ähnlichen Größenordnung liegt wie die geringere Auftretswahrscheinlichkeit. Sie werden daher stärker gewichtet als Partikel mit hoher Geschwindigkeit. Am Beispiel der Geschwindigkeit  $v_x$  lautet die zugehörige Formel zur Berechnung des gewichteten Mittelwertes aus  $N_c$  Messdaten mit der transit time  $t_{TT}$ :

$$\bar{v}_x = \frac{1}{N_c} \sum_{c=1}^{N_c} \frac{v_{x,c} \cdot t_{TT,c}}{\sum t_{TT}} \quad 3.1$$

Im Falle einer Gauß-ähnlichen Verteilung der Counts kann damit eine leichte Schrägheit des Histogramms ausgeglichen werden. Im Falle der Axialgeschwindigkeit in Abbildung 2.17 kann die mittlere Geschwindigkeit mit diesem Verfahren bestimmt werden.

Das Histogramm der Umfangsgeschwindigkeit weicht jedoch stark von der Gauß-Form ab (Abbildung 2.18). Eine Untersuchung hat gezeigt, dass in den vorliegenden Messungen daraus ein erhöhter Messfehler hervorgeht. Es wird daher für die Berechnung der mittleren Umfangsgeschwindigkeit ein erweitertes Verfahren angewendet. Dabei wird der gewichtete Mittelwert zunächst für jede Wirbelzopfposition berechnet. Da die Counts für eine bestimmte Wirbelzopfposition unabhängig von der in Abbildung 2.18 sichtbaren Schwankung sind, haben die jeweiligen Histogramme annähernd eine Gauß-Form. Aus den einzelnen Mittelwerten aller Wirbelzopfpositionen wird weiterhin der arithmetische Mittelwert berechnet.

Die Berechnung der globalen Varianz  $\bar{\sigma}_{xx}^2$  kann gemäß der Formel 1.8 erfolgen, hier beispielhaft in x-Richtung. Dabei wird die gewichtete mittlere Geschwindigkeit  $\bar{v}_x$  und die Geschwindigkeit der jeweiligen Counts  $v_{x,c}$  verwendet.

$$\bar{\sigma}_{xx}^2 = \frac{1}{N_c - 1} \sum_{c=1}^{N_c} (v_{x,c} - \bar{v}_x)^2 \quad 3.2$$

Die Messdaten werden auf eine Referenzgeschwindigkeit und eine Referenzfluktuation normiert und dimensionslos dargestellt. Hierzu wird für alle Messpositionen die mittlere Geschwindigkeit im Querschnitt der Konusmessebene verwendet:

$$\text{Referenzgeschwindigkeit } v_{ref} = \frac{Q}{A_{Konus}} = 0.6536 \frac{m}{s} \quad 3.3$$

$$\text{Referenzfluktuation } v_{ref}^2 = 0.4271 \frac{m^2}{s^2} \quad 3.4$$

In den weiteren Ausführungen werden die periodischen Effekte quantifiziert. Im Anschluss wird die Synchronisierung mit den Geschwindigkeitsdaten und die Umsetzung der Methoden in Auswertelgorithmen beschrieben.

### 3.1 Phasenauflösung

Die in Formel 1.6 definierte Aufteilung der Geschwindigkeit soll in den mit LDA gemessenen Daten umgesetzt werden. Für die Charakterisierung des Strömungsfeldes wird der periodische Anteil der Geschwindigkeit durch entsprechende Auswertungsverfahren identifiziert. Dieses Verfahren wird im Folgenden erläutert.

Die hier behandelten periodischen Schwankungen sind auf die rotatorischen Bewegungen des Laufrades und des Wirbelzopfes zurückzuführen. Zur Bestimmung der entsprechenden Geschwindigkeitsschwankung werden die Messdaten daher auf Basis der in Kapitel 2.2.3 beschriebenen Methoden nach der Winkelposition des Laufrades und des Wirbelzopfes aufgelöst. Der Winkel  $\alpha_{LR}$  beschreibt die Umfangsposition des Laufrades in mathematisch positiver Drehrichtung zum globalen Koordinatensystem. Für den Wirbelzopf wird das in Abbildung 2.6 dargestellte relative Koordinatensystem in der LDA Messebene zugrunde gelegt. Der Winkel  $\alpha_{WZ}$  definiert die Position des Wirbelkerns in dieser Ebene. Bei  $\alpha_{WZ} = 0^\circ$  liegt der Wirbelkern auf der Linie  $\varphi = 0^\circ$  (auf der positiven x-Achse).



### 3.1.1 Verfahren zur Ermittlung der Winkelpositionen

Zur Bereitstellung der Geschwindigkeitsdaten in Abhängigkeit der Laufrad- und Wirbelzopfposition ist es erforderlich, diese in einer diskretisierten Form darzustellen. Eine Umdrehung wird in äquidistante Inkremente zerlegt. Ein Winkelabschnitt wird auch als Bin bezeichnet. Innerhalb eines Bins werden die Counts als Geschwindigkeitsvektor  $[v_1 \ v_2]$  einsortiert und somit der Wirbelzopf- oder Laufradposition zugeordnet. Der gemessene Wert innerhalb eines Bins resultiert aus mehreren Umdrehungen des Wirbelzopfes und des Laufrades. Die Anzahl an Umdrehungen ist von der Messdauer an einem Messpunkt abhängig.

Die Zuordnung der gemessenen Counts zu einem Bin geschieht mithilfe von Zeitstempel  $t$ , die während der Messung durch Triggersignale erzeugt werden. Die Zeitstempel, die bei jeder Umdrehung des Wirbelzopfes erzeugt werden, sind als  $t_m$  bezeichnet. Eine Umdrehung des Laufrades wird mit dem Zeitstempel  $t_n$  gekennzeichnet. Die Indizes  $m$  und  $n$  kennzeichnen den  $m$ -ten bzw. den  $n$ -ten Zeitstempel innerhalb einer Messung. Die jeweilige Periodendauer von Wirbelzopf  $T_m$  und Laufrad  $T_n$  kann damit für jede Umdrehung während der Messdauer bestimmt werden durch:

$$T_m = t_{m+1} - t_m \quad 3.5$$

$$T_n = t_{n+1} - t_n \quad 3.6$$

Jeder Count erhält einen Zeitstempel  $t_c$ , sodass die Geschwindigkeit in Abhängigkeit der Messzeit angegeben werden kann:  $[v_1 \ v_2] = f(t_c)$ . Die Zeitstempel der Counts werden auf den jeweils vorherigen Zeitstempel von Wirbelzopf und Laufrad bezogen:

$$t_{c,m} = t_c - t_m \quad 3.7$$

$$t_{c,n} = t_c - t_n \quad 3.8$$

Durch die Zuordnung der Zeiten  $t_c$  zu der jeweiligen Periodendauer  $T$  wird der Winkel  $\alpha$  für einen spezifischen Count  $[v_1 \ v_2]$  bestimmt:

$$\alpha_{WZ} = \frac{t_{c,m}}{T_m} 360^\circ \quad 3.9$$

$$\alpha_{LR} = \frac{t_{c,n}}{T_n} 360^\circ \quad 3.10$$

Die Counts liegen damit in Abhängigkeit der Winkel des Laufrades und des Wirbelzopfes vor:  $[v_1 \ v_2] = f(\alpha_{WZ}, \alpha_{LR})$ . Im Anschluss kann jeder Count einem Bin zugeordnet werden.

Die Laufrad- und die Wirbelzopfumdrehung von  $360^\circ$  wird in 180 Bins unterteilt. An einem Messpunkt mit  $N_c$  Counts liegen damit pro Bin im Mittel  $N_c/180$  Counts vor. Die Anzahl pro Bin variiert leicht, da die zeitliche Partikelverteilung zufällig ist. Außerdem ist die Partikelrate abhängig von der momentanen Strömungsgeschwindigkeit, die während einer Periodendauer schwankt. Bei der Messung wurde vorgegeben, dass mindestens 100 Counts je Bin vorhanden sein müssen.

### 3.1.2 Bestimmung der phasenaufgelösten Strömungsgrößen

Im vorangehenden Kapitel wurde die Zuordnung der Geschwindigkeitsdaten zu den Winkelpositionen von Wirbelzopf und Laufrad beschrieben. Innerhalb eines Bins liegen damit Messdaten zur statistischen Bestimmung der Strömungseigenschaften für eine bestimmte Wirbelzopf- oder Laufradposition an jedem Punkt in einer Messebene vor. Die folgenden Erläuterungen beziehen sich auf die Wirbelzopfdrehung. Für die Laufradrotation gelten die Beschreibungen und Formeln äquivalent.

#### Phasenaufgelöste Varianz

Es kann angenommen werden, dass der periodische Einfluss des Wirbelzopfes innerhalb eines Winkelinkrements  $\Delta\alpha_{WZ}$  weitestgehend vernachlässigt werden kann. Daraus folgt, dass die Varianz innerhalb eines Bins nur die Turbulenz und andere periodische Einflüsse enthält. Diese Varianz zu einer bestimmten Wirbelzopfposition  $\alpha_{WZ}$  wird als phasenaufgelöste Varianz  $\sigma^2(\alpha_{WZ})$  bezeichnet und berechnet durch [23]:

$$\sigma_{xx}^2(\alpha_{WZ}) = \frac{1}{N_c - 1} \sum_{c=1}^{N_c} \left( v_{x,c}(\alpha_{WZ}) - \bar{v}_{x,c}(\alpha_{WZ}) \right)^2 \quad 3.11$$

#### Phasengemittelte Varianz

Durch Berechnung des Mittelwertes der phasenaufgelösten Varianz über eine vollständige Wirbelzopfumdrehung, also alle 180 Bins, wird die sogenannte phasengemittelte Varianz  $\tilde{\sigma}^2$  gebildet.

$$\tilde{\sigma}_{xx}^2 = \frac{1}{180} \sum_{\alpha_{WZ}=2}^{360} \sigma_{xx}(\alpha_{WZ}) \quad 3.12$$

Die phasengemittelte Varianz ist unabhängig von der Wirbelzopfposition:  $\tilde{\sigma}_{xx}^2 \neq f(\alpha_{WZ})$ . Die periodische Geschwindigkeitsschwankung des Wirbelzopfes wurde im Gegensatz zur

globalen Varianz  $\bar{\sigma}_{xx}^2$  in Formel 3.2 eliminiert. Dies geht auch aus der mathematischen Herleitung in Formel 1.11 hervor. In die phasengemittelte Varianz fließen neben der Turbulenz auch andere periodische Einflüsse wie die Laufraddrehung ein.

### Periodische Geschwindigkeitsschwankung

Die periodische Geschwindigkeitsschwankung durch die Wirbelzopfumdrehung  $\check{\sigma}_{WZ}^2$  kann ebenfalls auf Basis der Bins berechnet werden. Hierzu wird für jede Wirbelzopfposition der Mittelwert für jeden Bin berechnet. Dadurch ergibt sich der Geschwindigkeitsverlauf  $\bar{v}_x(\alpha_{WZ})$  über eine Wirbelzopfumdrehung mit insgesamt 180 Werten. Durch die Berechnung der Varianz aus diesem Geschwindigkeitsverlauf wird die periodische Geschwindigkeitsschwankung  $\check{\sigma}_{WZ}^2$  berechnet:

$$\check{\sigma}_{WZ}^2 = \frac{1}{180} \sum_{\alpha_{WZ}=2}^{360} (\bar{v}_x(\alpha_{WZ}) - \bar{v}_x)^2 \quad 3.13$$

### 3.1.3 Doppelte Phasenauflösung

Um die bekannten nichtturbulenten Geschwindigkeitsschwankungen vollständig aus den berechneten Größen zu eliminieren, müssen deren Einflüsse kombiniert betrachtet werden. Hierzu werden die Geschwindigkeitsdaten sowohl in Abhängigkeit von der Wirbelzopfposition als auch von der Laufradposition dargestellt:  $[v_1 \ v_2] = f(\alpha_{WZ}, \alpha_{LR})$ . Die Varianz dieser Geschwindigkeit ist in Formel 1.13 definiert.

Die Periodendauer einer Laufradumdrehung wird in 180 Inkremente mit einer konstanten Größe von  $\Delta\alpha_{LR} = 2^\circ$  unterteilt. Für das Laufrad ist diese relativ kleine Bin-Größe notwendig, da der Nachlauf der 13 Laufschaufeln nur durch eine hohe Auflösung erfasst werden kann.

Für den Wirbelzopf wird in der doppelten Phasenauflösung eine andere Unterteilung als in der einfachen Phasenauflösung gewählt. Die Größe der Bins  $\Delta\alpha_{WZ}$  wird vergrößert, da anderenfalls die Anzahl an Counts je Wirbelzopf- und Laufradposition sehr klein wäre. Es wird ein Inkrement von  $\Delta\alpha_{WZ} = 20^\circ$  gewählt. Damit wird eine Wirbelzopfumdrehung in 18 Bins unterteilt. Die Anzahl an Counts für einen doppelt phasenaufgelösten Geschwindigkeitswert ist damit gegenüber den an einem Messpunkt verfügbaren Counts um den Faktor  $180 * 18 = 3240$  reduziert. Für die Monitoringpunkte, deren Countzahl

mindestens  $N_{c,M} = 1\,000\,000$  beträgt, ergibt sich damit eine mittlere verfügbare Countzahl pro Bin von  $N_{c,M}/3240 \approx 309$ .

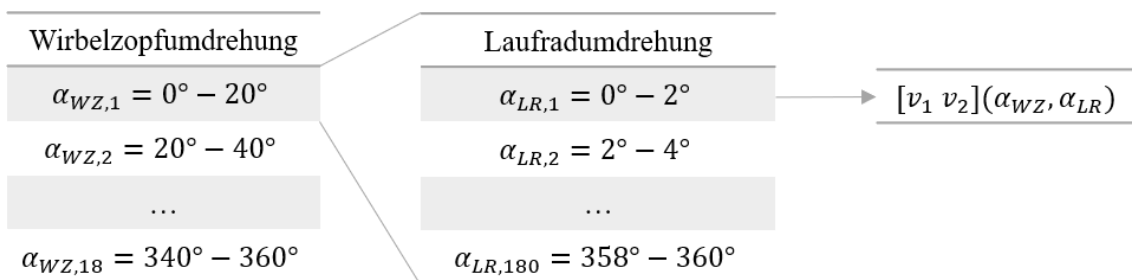
Daran wird deutlich, dass für eine ausreichende statistische Stichprobe in der doppelten Phasenauflösung eine sehr große Anzahl an Counts verfügbar sein muss. In den vorliegenden Messungen ist dies aufgrund des hohen zeitlichen Aufwandes nur für die Monitoringpunkte gegeben. Eine feinere Diskretisierung der Wirbelzopfposition mit mehr als 18 Bins würde zwar eine höhere Genauigkeit in der Positionsbestimmung erzielen, die geringere Anzahl an Counts pro Bin würde allerdings mit einem größeren Fehler in den Geschwindigkeitswerten einher gehen. Durch die relativ gleichmäßige Bewegung des Wirbelzopfes wird der Verlauf der Geschwindigkeitsdaten auch mit einem Anstieg der Bin-Größe von  $\Delta\alpha_{WZ} = 2^\circ$  (einfache Phasenauflösung) auf  $\Delta\alpha_{WZ} = 20^\circ$  (doppelte Phasenauflösung) ausreichend gut abgebildet.

Zur Berechnung eines Geschwindigkeitswertes mit doppelter Phasenauflösung werden zunächst die Counts zu einer bestimmten Wirbelzopfposition identifiziert. Das Verfahren entspricht der einfachen Phasenauflösung (Formel 3.5). In Tabelle 3.1 ist dieser Schritt durch die Unterteilung in 18 Bins  $\alpha_{WZ}$  mit einer Größe von  $20^\circ$  symbolisiert. Aus den Geschwindigkeitsdaten eines Bins  $\alpha_{WZ}$  wird im nächsten Schritt eine weitere Phasenauflösung nach der Laufradposition durchgeführt. Dabei werden 180 Bins  $\alpha_{LR}$  mit einer Größe von  $2^\circ$  erzeugt. Diese 180 Bins liegen damit für jedes  $\alpha_{WZ}$  vor. Die Zuordnung wird durch die Abhängigkeit der Zeitstempel von der Wirbelzopfposition berechnet:

$$\alpha_{LR} = \frac{t_{c,n}(\alpha_{WZ})}{T_n} 360^\circ \quad 3.14$$

Durch dieses Verfahren wird die Geschwindigkeit zu einer bestimmten Wirbelzopfposition und Laufradposition bestimmt.

Tabelle 3.1: Strukturierung der doppelten Phasenauflösung.



### 3.2 Strukturierung des Analysealgorithmus

Die von der BSA-Flow Software ausgegebenen Daten werden im ASCII-Format in Matlab importiert und dort mit den Matlab-eigenen Tools weiter verarbeitet [107]. Der Datensatz besteht aus den Geschwindigkeitswerten der Counts, den zugehörigen Zeitstempel sowie den Zeitstempel der Trigger.

Im ersten Schritt werden die Daten strukturiert, um die weitere automatisierte Auswertung zu ermöglichen. Die gesamte Datenmenge verlangsamt aufgrund des hohen Speicherbedarfes den Code enorm. Das Matlab eigene Dateiformat ermöglicht die Verwendung von Structure Fields. Diese ein- oder mehrdimensionale Variablen enthalten mehrere, untergeordnete Variablen, auf die unabhängig voneinander zugegriffen werden kann. Zur Verarbeitung dieser gekapselten Struktur werden die untergeordneten Teile sequentiell in den Speicher geladen, bearbeitet und anschließend wieder aus dem Speicher entfernt. Somit ist die im Speicher befindliche Datenmenge auf einen Bruchteil reduziert.

Der Aufbau der Datenstruktur ist in Abbildung 3.1 am Beispiel der Konusmessung dargestellt. Die Variable 'LDADData' ist unterteilt in mehrere nummerierte Felder, die jeweils die Daten einer Messlinie enthalten. In der ersten Spalte dieser Matrizen werden die Koordinaten eines Messpunktes gespeichert. Die zweite Spalte beinhaltet die Datenmatrizen  $D$ . Diese enthalten in den ersten beiden Spalten den Count  $[v_{ax} \ v_{\varphi}]$  für einen Zeitpunkt  $t_c$ . In der dritten und vierten Spalte sind die Winkelinformationen von Wirbelzopf und Laufrad gespeichert, deren Zuordnung wie in den Formeln 3.9 und 3.10 beschrieben erfolgt. Auf Basis dieser Struktur können die nachfolgenden Berechnungen mit effizienten Algorithmen schnell durchgeführt werden.

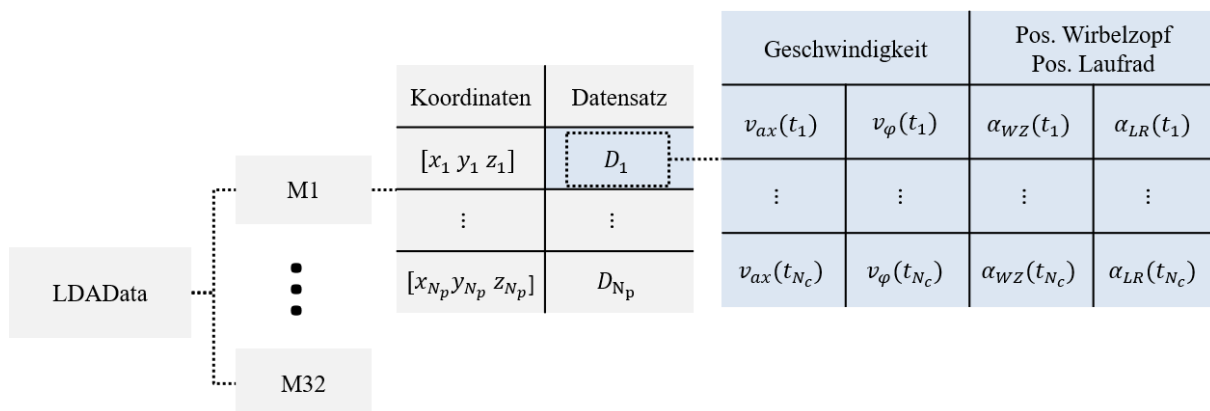


Abbildung 3.1: Strukturierung der gemessenen Daten am Beispiel der 32 Messlinien im Konus.

### 3.3 Darstellung der Messebenen

Im Konus verlaufen die Messpunkte bedingt durch den hier verwendeten Messaufbau auf radialen Linien (Abbildung 3.2 links). Die Verteilung der Punkte ist somit nicht äquidistant. Während im äußeren Bereich in Umfangsrichtung relativ hohe Abstände auftreten, liegen die Punkte in der Konusmitte auf derselben Position. Für die Auswertung und die Visualisierung der Ergebnisse sollen die Messgrößen auf einem gleichförmigen Gitter dargestellt werden. Hierzu werden die Daten auf das in Abbildung 3.2 rechts dargestellte Muster linear interpoliert.

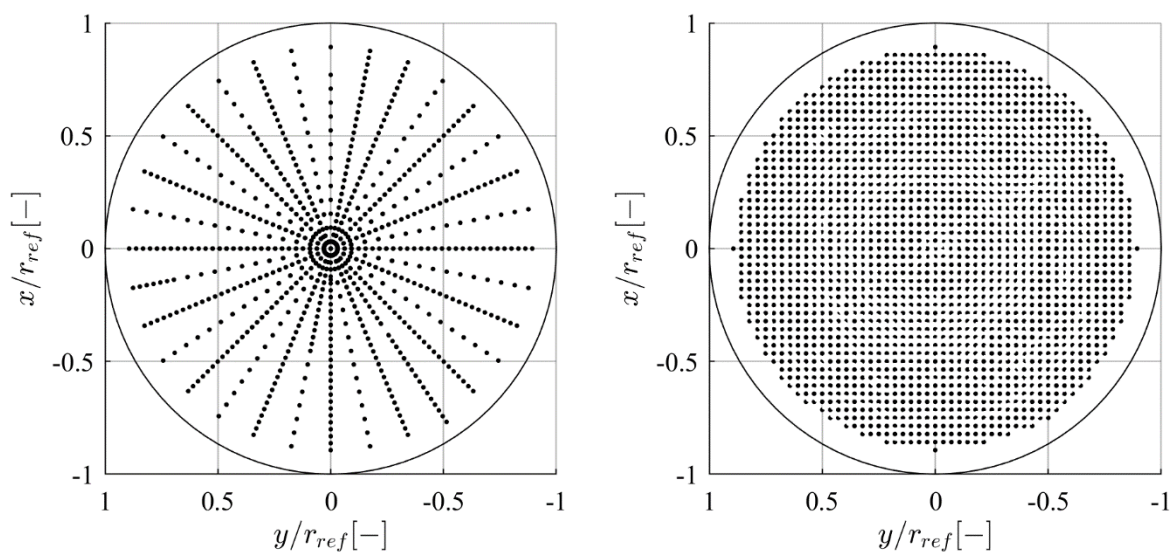


Abbildung 3.2: Interpolation der tatsächlich gemessenen Punkte im Saugrohrkonus (links) zu einer Ebene mit gleichförmig verteilten Punkten (rechts).

Da die Messpunkte im Krümmer und Diffusor bereits mit gleichbleibenden Abständen verteilt sind ist hier keine Interpolation aus geometrischen Gründen notwendig. Für die entsprechenden Ebenen im Diffusor werden dreidimensionale Daten des Strömungsfeldes bestimmt (Abbildung 2.8). Diese werden aus den zweidimensionalen Messungen in horizontaler und vertikaler Richtung kombiniert. Die dabei überlappende Hauptströmungskomponente und die zugehörige Schwankungskomponente stimmen im Mittel überein. Für die Ermittlung der Strömungsgrößen werden alle gesammelten Daten der zeitversetzten Messungen verwendet und der Mittelwert berechnet:

$$u^* = \frac{u_{hor}^* + u_{ver}^*}{2} \quad 3.15$$

$$\sigma_{uu}^{2*} = \frac{\sigma_{uu_{hor}}^{2*} + \sigma_{uu_{ver}}^{2*}}{2} \quad 3.16$$

Dieses Verfahren hat zur Folge, dass die Korrelationen der Schwankungsgrößen, also die Kovarianz des Strömungsfeldes, zwischen den getrennt gemessenen Raumrichtungen nicht koinzident sind. Diese Größen fehlen in der Berechnung des Reynolds'schen Spannungstensors. Die Berechnung der Varianz ist hiervon nicht beeinflusst.

Um die Positionen und die Größen auf den jeweiligen Messebenen von den relativen Koordinatensystem  $[x^*, y^*, z^*]$  in das globale Koordinatensystem  $[x, y, z]$  umzurechnen werden Koordinatentransformationen durchgeführt [105]. Hierzu wird zunächst eine lineare Verschiebung zum Ursprung des jeweiligen Koordinatensystems vorgenommen:

$$X^* = \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} x^* \\ y^* \\ z^* \end{bmatrix} \quad 3.17$$

Weiterhin ist für manche Ebenen eine Rotation erforderlich, da das lokale Koordinatensystem leicht geneigt ist. Hierfür wird die Rotationsmatrix  $R$  eingeführt, welches für die dreidimensionale Drehung um die Winkel  $\zeta$ ,  $\xi$  und  $\chi$  gilt:

$$R = \begin{bmatrix} \cos \zeta_1 & \cos \xi_1 & \cos \chi_1 \\ \cos \zeta_2 & \cos \xi_2 & \cos \chi_2 \\ \cos \zeta_3 & \cos \xi_3 & \cos \chi_3 \end{bmatrix} \quad 3.18$$

Ein Geschwindigkeitsvektor  $V = \begin{pmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \end{pmatrix}$  kann damit transformiert werden durch:

$$V^* = VR \quad 3.19$$

Die Transformation von Geschwindigkeitsfluktuationen ist bei isotroper Turbulenz nicht notwendig. Da diese jedoch hier nicht ausgeschlossen werden kann und die ebenfalls zu transformierenden periodischen Schwankungen deutlich anisotrop sind, werden die Schwankungsgrößen transformiert. Es handelt sich hierbei um ein dreidimensionales Phänomen, sodass dabei auch die Kovarianzen berücksichtigt werden müssen. Diese sind durch den Reynolds'schen Spannungstensor  $\tau$  gegeben. Die Transformation lautet damit:

$$\tau^* = R' \tau R \quad 3.20$$

Dabei ist  $R'$  die transponierte Rotationsmatrix.

### **3.4 Vergleichsdaten der CFD**

Die im Rahmen dieses Forschungsprojektes durchgeführten numerischen Strömungssimulationen haben den Anspruch, die zum aktuellen Zeitpunkt unter den gegebenen Bedingungen höchstmögliche Genauigkeit in der Vorhersage der Saugrohrströmung zu erreichen. Hierzu wurde die komplette Turbine, vom Eintritt in die Spirale bis hin zum Unterwassertank in das Berechnungsgebiet integriert. Die Untersuchung umfasst einen Vergleich verschiedener Berechnungsgitter mit einer maximalen Größe von 300 Millionen Gitterknoten. Außerdem wurden verschiedene Turbulenzmodelle verglichen, mitunter wurde ein hybrides SAS-SST Modell verwendet. Entsprechend des numerischen Aufwandes war für die CFD Simulationen ein hoher Parallelisierungsgrad erforderlich. Das Projekt wird in [4], [32], [108] und [109] detailliert beschrieben.

In dem Vergleich der Messdaten mit der CFD sind die turbulenten Größen von Interesse, da insbesondere die Turbulenzmodellierung ein Kernaspekt der numerischen Untersuchung ist. Die Turbulenz in den Simulationsergebnissen besteht aus einem modellierten und einem numerisch aufgelösten Anteil. Die hier vorgestellten Daten stellen den kombinierten Wert dar. Weiterhin werden nur die Simulationsergebnisse mit dem größten Berechnungsgitter und dem SAS-SST Turbulenzmodell präsentiert.



## 4 Analyse und Diskussion der Ergebnisse

Die Auswertung und Darstellung der Strömungsgrößen erfolgt wie im vorangehenden Kapitel beschrieben. Zunächst werden die Ergebnisse im Teillastbetriebspunkt analysiert, gegliedert in die Messungen im Konus, Krümmer, Diffusor und schaufelfreien Raum. Weiterhin werden einige Messdaten der CFD-Simulation gegenübergestellt.

Alle im Folgenden gezeigten geometrischen Positionen beziehen sich auf die Definitionen und Konventionen, die in Kapitel 2.1.1 festgelegt wurden. Die Angaben sind demensprechend in den jeweiligen relativen Koordinatensystemen und normiert dargestellt.

### 4.1 Konus

Die Messebene im Konus ist dem Laufrad stromab am nächsten gelegen. Es kann daher davon ausgegangen werden, dass die periodischen Effekte von Wirbelzopf und Laufrad hier am intensivsten sichtbar sind. In der Analyse soll neben der Visualisierung des Strömungsfeldes daher die detaillierte Untersuchung der periodischen Schwankungsgrößen im Fokus stehen.

#### 4.1.1 Zeitlich gemittelte Ergebnisse

Abbildung 4.1 zeigt die Axialkomponente der mittleren Strömungsgeschwindigkeit als Isokonturlinien und die Umfangskomponente als Vektorplot. Die Hauptströmungsrichtung verläuft in negativer  $z$ -Richtung. Die Axialgeschwindigkeit hat im zeitlichen Mittel ein relativ gleichmäßiges Profil. Es hat eine leichte Asymmetrie mit größeren Werten in positiver  $y$ -Richtung. Durch die Zuführung der Strömung über die Spirale und die ungleichförmige Strömungsführung im ellbogenförmigen Saugrohr ist es insbesondere im Teillastbereich üblich, dass eine Asymmetrie in der Strömung vorliegt [73].

Die Umfangsgeschwindigkeit hat außerhalb eines Radius von  $r_{rel} = 0.25$  einen homogenen Verlauf, mit einem konstant positiven Drall im zeitlichen Mittel. Innerhalb dieses Bereiches zeichnet sich ein Ring ab, in dem der Drall im Mittel null ist. Im Kern der zirkulierenden Strömung hat der Drall ein negatives Vorzeichen. Wie später gezeigt wird lässt sich dieses Strömungsbild durch den rotierenden Wirbelkern begründen. In einem zentrumsnahen Bereich in negativer  $x$ -Richtung ist eine Richtungsumkehr des Dralls zu erkennen. In Abbildung 4.1 ist dieser Bereich gestrichen markiert.

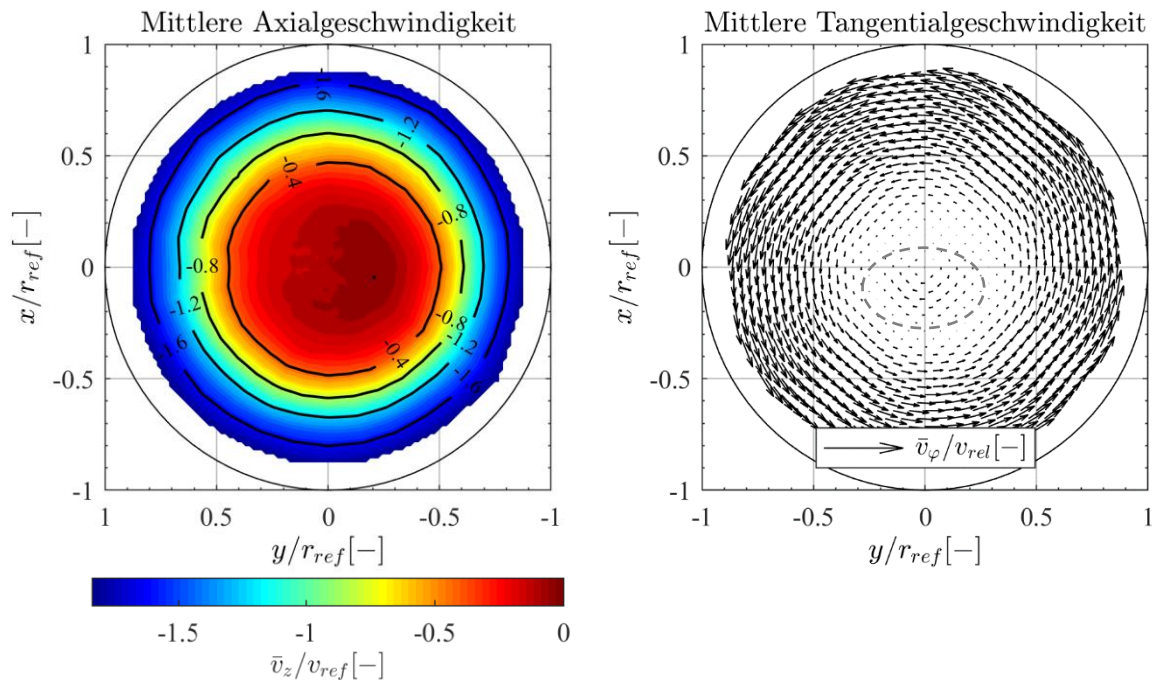


Abbildung 4.1: Zeitlich gemittelte Strömungsgeschwindigkeiten in axialer Richtung  $\bar{v}_z/v_{ref}$  als Konturplot und in Umfangsrichtung  $\bar{v}_\varphi/v_{ref}$  als Vektorplot im Saugrohrkonus. Der gestrichelt markierte Bereich zeigt eine Asymmetrie in der Umfangsgeschwindigkeit auf.

Für eine weitere Analyse der zeitlich gemittelten Geschwindigkeiten werden die Verläufe auf den Linien  $\varphi = 0^\circ$  und  $\varphi = 90^\circ$  betrachtet. In Abbildung 4.2 ist die axiale Komponente  $\bar{v}_z/v_{ref}$  über dem normierten Radius aufgetragen. Grau hinterlegt sind die Geschwindigkeitswerte aller 16 Messlinien.

Es fällt auf, dass die Strömung für  $r_{rel} < 0.25$  sehr geringe axiale Geschwindigkeitswerte aufweist. In einigen Messpunkten ist eine leichte Rückströmung zu erkennen, insgesamt liegen die Werte dort nahe der Nulllinie. Die Hauptströmung verlagert sich in den äußeren Bereich nahe der Konuswand, der folglich von einem starken Geschwindigkeitsanstieg geprägt ist. Am äußeren Rand des Messbereiches treten die höchsten Geschwindigkeiten auf, die über den Umfang kaum variieren.

In Abbildung 4.2 sind als grüne Linien die zeitlich gemittelten Simulationsergebnisse dargestellt. Auch hier sind nur wenig Abweichungen zwischen den Linien  $\varphi = 0^\circ$  und  $\varphi = 90^\circ$  vorhanden. Im Gegensatz zu den Messdaten steigt die Strömungsgeschwindigkeit ab  $r_{rel} = 0.25$  zur Mitte hin wieder leicht an. Es kommt dementsprechend nicht zu Rückströmzonen in diesem Bereich. Ab einem Radius von  $r_{rel} = 0.5$  liegen die simulierten Geschwindigkeiten betragsmäßig unterhalb der gemessenen Werten. Nahe der Wand ist in der

Simulation die Grenzschicht erkennbar. Diese ist in den Messdaten nicht enthalten, da der wandnahe Bereich messtechnisch nicht aufgelöst wird.

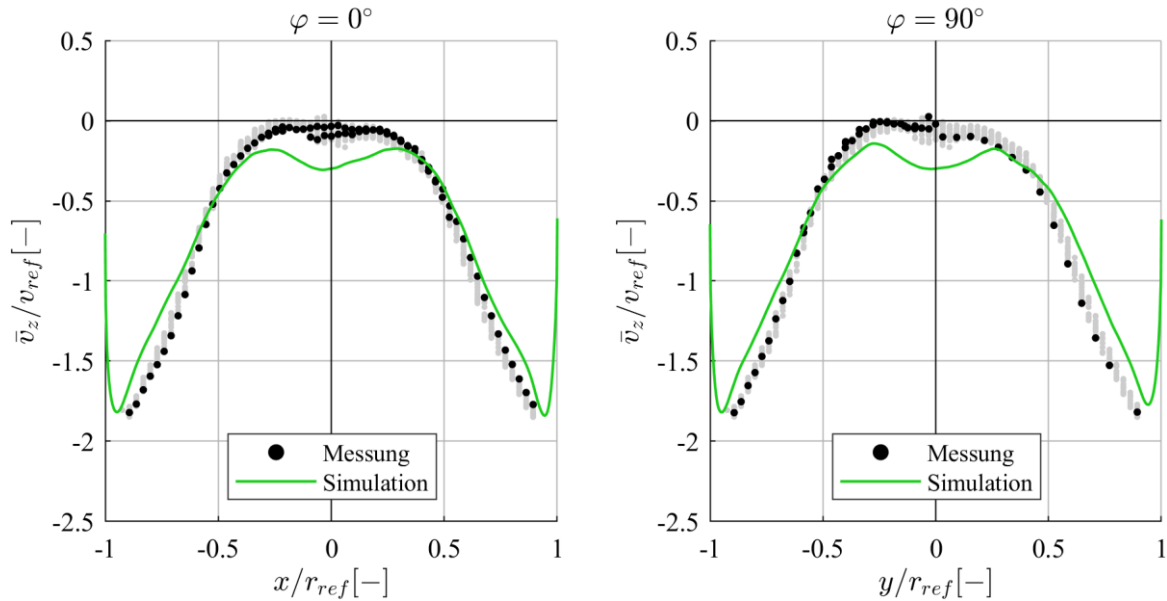


Abbildung 4.2: Zeitlich gemittelten Axialgeschwindigkeit von Messung und Simulation auf den Linien  $\varphi = 0^\circ$  und  $\varphi = 90^\circ$  im Konus. Grau hinterlegt sind die Geschwindigkeitsprofile aller Messlinien über den Umfang.

Der nur schwach durchströmte innere Bereich im Konuszentrum wird durch eine hohe Drallzahl verursacht. Diese führt auch zu den in Abbildung 4.3 dargestellten Verläufen der Umfangsgeschwindigkeit. Die umlaufende Bewegung des Wirbelkerns ist ein instationärer Effekt, der im zeitlichen Mittel in einem N-förmigen „Überschwingen“ des Geschwindigkeitsprofils in einem Bereich  $-0.3 < r_{rel} < 0.3$  resultiert.

Während die Charakteristik dieses Verlaufes über den Umfang relativ konstant bleibt, ändert sich das Niveau des Überschwingens. Besonders auffällig ist diese Asymmetrie am Punkt  $r_{rel} = 0$ . Während hier auf der Linie  $\varphi = 90^\circ$  kein Drall vorherrscht ist auf der Linie  $\varphi = 0^\circ$  eine Umfangsgeschwindigkeit größer null vorhanden. In der vektoriellen Darstellung in Abbildung 4.1 äußert sich dies in Form der rückwärtig gerichteten Drallzone nahe der Konusmitte. Über den Umfang ist eine Variation der Umfangsgeschwindigkeit vorhanden, erkennbar an den grau dargestellten Geschwindigkeitsprofilen aller Messlinien. In den äußersten Messpunkten bei  $r_{rel} = 0.9$  ist die Drallkomponente zu jeder Winkelposition nahezu konstant.

In der Simulation fehlt der Effekt des Überschwingens vollständig, der Verlauf der Umfangsgeschwindigkeit ist monoton steigend. Folglich ist in diesem Bereich die Abweichung zu den Messdaten am größten. Im äußeren Bereich mit hoher

Umfangsgeschwindigkeit stimmen die Werte relativ gut überein. Wie auch bei der Axialgeschwindigkeit ist in der Simulation die Grenzschicht in Wandnähe sichtbar.

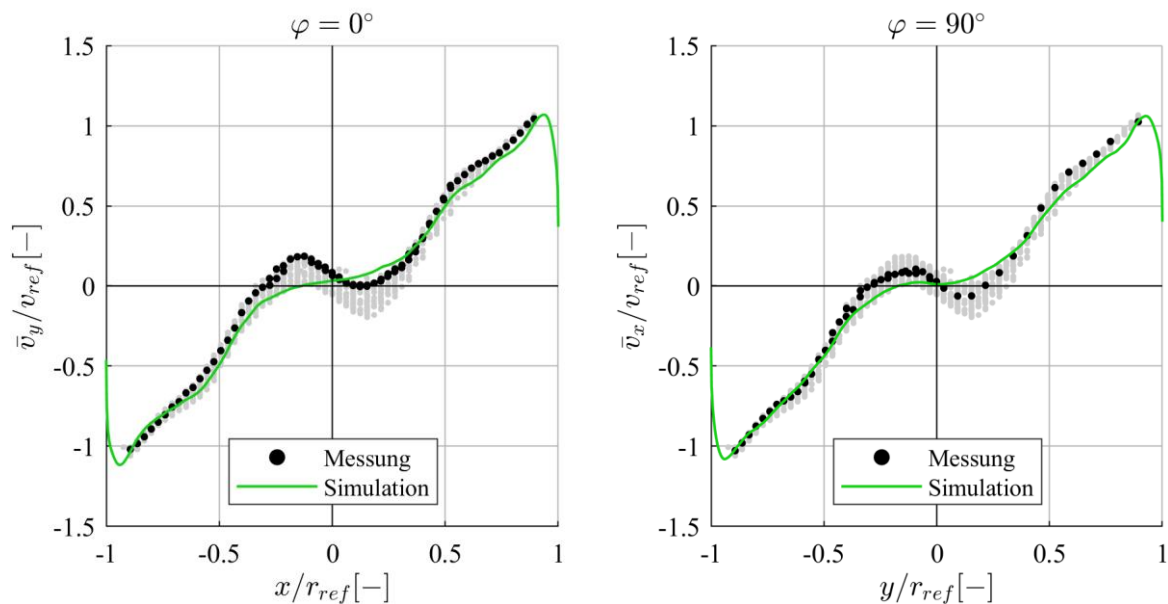


Abbildung 4.3: Zeitlich gemittelte Umfangsgeschwindigkeit von Messung und Simulation auf den Linien  $\varphi = 0^\circ$  und  $\varphi = 90^\circ$  im Konus. Grau hinterlegt sind die Geschwindigkeitsprofile aller Messlinien über den Umfang.

Die beschriebene Abweichung des Geschwindigkeitsprofils im Außenbereich zum inneren Bereich schlägt sich auch in den zeitlich gemittelten Fluktuationen nieder. Diese sind in Abbildung 4.4 in Form der Varianz in axialer Richtung  $\bar{\sigma}_{zz}^2/v_{ref}^2$  (links) sowie der Varianz in Umfangsrichtung  $\bar{\sigma}_{\varphi\varphi}^2/v_{ref}^2$  (rechts) dargestellt.

Es fällt auf, dass die Werte in axialer Richtung zur Konusmitte hin abnehmen. Hier bildet sich eine kreisrunde Zone mit geringer axialer Fluktuation. Sie deckt sich weitestgehend mit dem Bereich geringer Axialgeschwindigkeit in Abbildung 4.1. Die hohen Fluktuationen im Außenbereich sind teilweise mit der erhöhten Strömungsgeschwindigkeit zu begründen.

In Umfangsrichtung ist eine gegensätzliche Tendenz erkennbar: Während die Varianz im Bereich  $r_{rel} > 0.4$  in einem Größenbereich ähnlich der axialen Varianz liegt ( $\bar{\sigma}_{\varphi\varphi}^2/v_{ref}^2 < 0.2$ ), steigt der Wert zur Mitte hin auf ein deutlich höheres Niveau an. Im Zentrum der Ebene überschreitet der Wert das 4-fache der Varianz im äußeren Bereich.

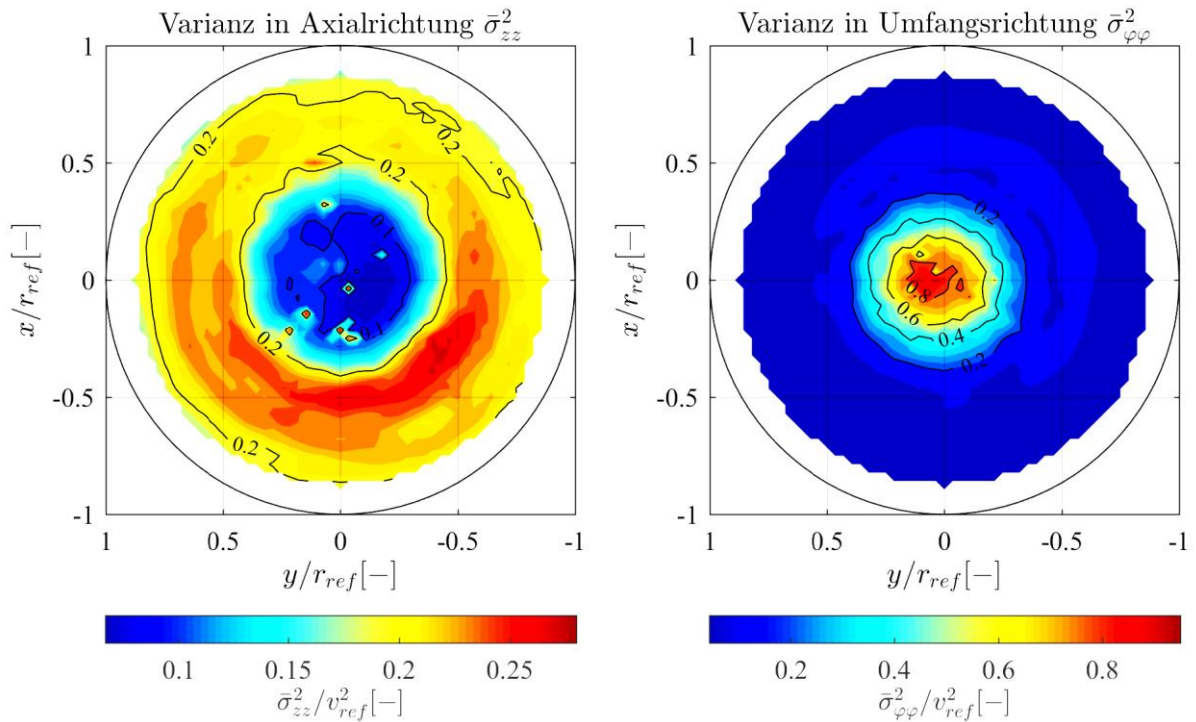


Abbildung 4.4: Zeitlich gemittelte Varianz in axialer Richtung  $\bar{\sigma}_{zz}^2/v_{ref}^2$  und in Umfangsrichtung  $\bar{\sigma}_{\varphi\varphi}^2/v_{ref}^2$  im Konus als Konturplots.

Zur weiteren Analyse werden die Fluktuationen entlang einzelner Messlinien dargestellt. In Abbildung 4.5 ist die zeitlich gemittelte axiale Varianz auf den Linien  $\varphi = 0^\circ$  und  $\varphi = 90^\circ$  aufgetragen. Die höchsten Werte in der Fluktuation treten bei  $r_{rel} \approx 0.5$  auf. Auffällig ist der erneute Abfall der Schwankung mit steigendem Radius ab  $r_{rel} > 0.55$ , obwohl die Strömungsgeschwindigkeit hier stark ansteigt. Dies deutet darauf hin, dass die Turbulenz der Strömung zwischen der Umlaufbahn des Wirbelzopfes und der Konuswand im zeitlichen Mittel abnimmt.

Die Schwankungsgröße zeigt auf der Linie  $\varphi = 0^\circ$  eine Asymmetrie mit größeren Werten auf der negativen x-Achse. Die Linie  $\varphi = 90^\circ$  verläuft hingegen relativ symmetrisch. Die Varianz aller Messlinien, in den Diagrammen grau hinterlegt, zeigt die Streuung der Fluktuationen über den Umfang. Große Differenzen treten bei  $r_{rel} \approx 0.5$  auf. Im inneren Bereich sind neben einer Variation über den Umfang Ausreißer nach oben erkennbar. Diese resultieren aus der Reflektion der Laserstrahlen an Komponenten der Modellturbine und gehen deshalb als Messfehler in die Ergebnisse ein.

Der Verlauf der simulierten axialen Varianz zeigt eine andere Charakteristik. Das Zwischenmaximum mit hohen Werten liegt auf höheren Radien als in der Messung. Im

Zentrum des Konus sinkt die Varianz auf niedrigere Werte ab. Davon abgesehen bewegen sich die Zahlenwerte der Varianz in ähnlichen Größenordnungen. In der Grenzschicht steigt die Varianz der CFD erwartungsgemäß stark an.

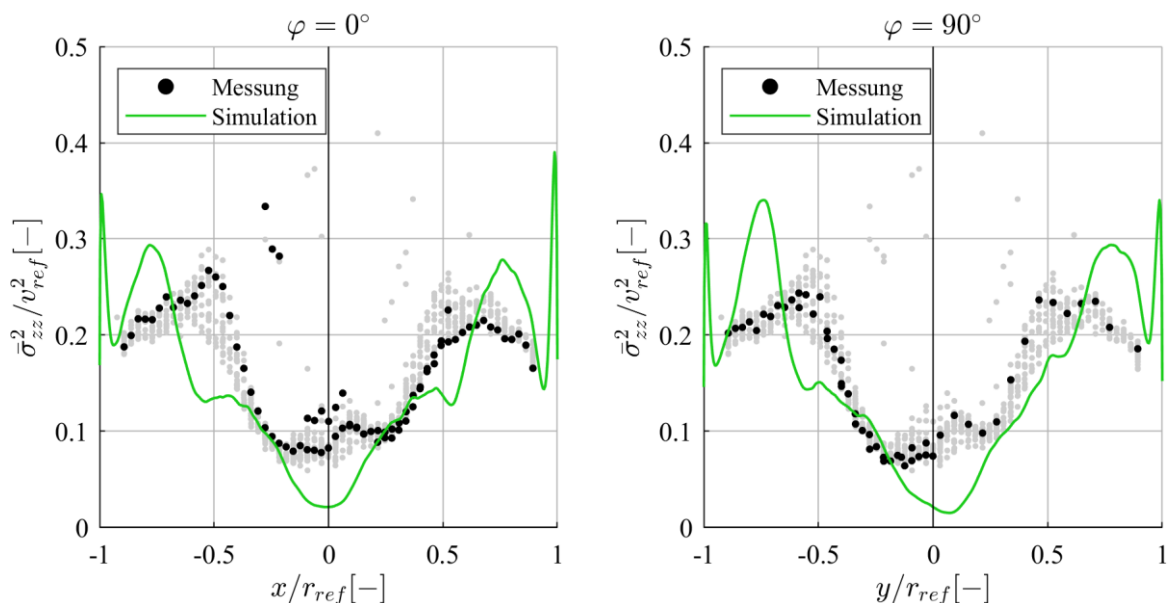


Abbildung 4.5: Zeitlich gemittelte Varianz in axialer Richtung von Messung und Simulation auf den Linien  $\varphi = 0^\circ$  und  $\varphi = 90^\circ$  im Konus. Grau hinterlegt sind die Profile aller Messlinien über den Umfang.

Die Varianz der Umfangsgeschwindigkeit in Abbildung 4.6 verdeutlicht den Anstieg zum Konuszentrum hin. Zwischen dem Bereich mit hohem Gradienten und dem äußeren Plateau mit geringen Werten liegt eine Grenze bei  $r_{rel} \approx 0.4$ . Dies ist die ungefähre Lage des Wirbelkerns. Über den Umfang weichen die Daten insbesondere im Konuszentrum voneinander ab. Die Differenz liegt hier bei  $\bar{\sigma}_{\varphi\varphi}^2 / v_{ref}^2 = 0.2$ . Eine weitere Asymmetrie ist bei  $r_{rel} = 0.65$  zu erkennen. Hier bildet sich auf der positiven  $x$ -Achse und auf der negativen  $y$ -Achse ein Zwischenmaximum.

Sowohl das radiale Ausmaß, als auch der Maximalwert des Anstieges wird von der Simulation entsprechend den Messdaten berechnet. Im Randbereich weisen die Simulationsdaten und die Messung nur einen sehr geringen Gradienten in der Umfangskomponente auf und stimmen größtenteils gut überein.

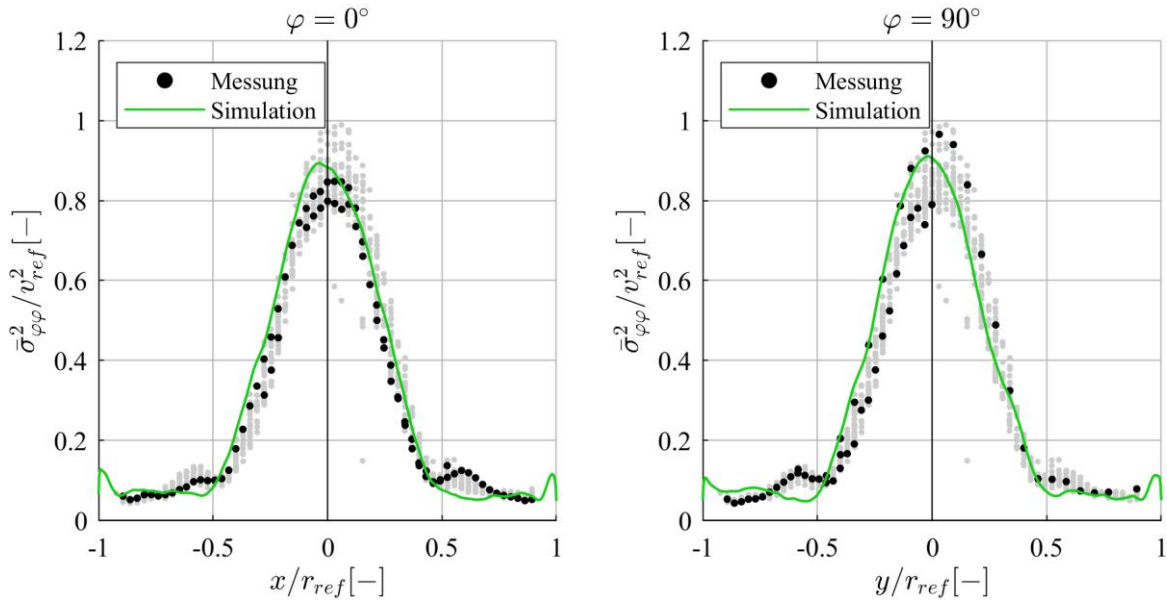


Abbildung 4.6: Zeitlich gemittelte Varianz  $\bar{\sigma}_{\varphi\varphi}^2/v_{ref}^2$  in Umfangsrichtung von Messung und Simulation auf den Linien  $\varphi = 0^\circ$  und  $\varphi = 90^\circ$  im Konus. Grau hinterlegt sind die Profile aller Messlinien über den Umfang.

Die zeitlich gemittelte Betrachtung des Strömungsfeldes im Konus lässt eine Unterscheidung in zwei Zonen zu. Der Bereich außerhalb des umlaufenden Wirbelzopfes ist geprägt von hohen Geschwindigkeiten, die Fluktuationen nehmen zum Rand hin ab. Die Strömung verläuft relativ gleichmäßig. Daraus lässt sich schlussfolgern, dass hier der instationäre Einfluss des Wirbelzopfes verhältnismäßig gering ist. Bei Radien kleiner der Wirbelumlaufbahn wirkt sich das Totwassergebiet in allen Parametern aus. Im Verhältnis zu der geringen Strömungsgeschwindigkeit ist die Varianz insbesondere in Umfangsrichtung sehr hoch. Zur weiterführenden Untersuchung des Strömungsfeldes ist die Betrachtung der phasenaufgelösten Daten erforderlich.

#### 4.1.2 Ergebnisse mit einfacher Phasenauflösung

Gemäß den in Kapitel 3.1 vorgestellten Analysemethoden wird zunächst die Abhängigkeit der Messdaten von der Wirbelzopfposition  $\alpha_{WZ}$  berücksichtigt. In Abbildung 4.7 ist hierzu die Axialgeschwindigkeit  $v_z/v_{ref}$  zu den vier Wirbelzopfpositionen  $\alpha_{WZ} = 0^\circ$ ,  $\alpha_{WZ} = 90^\circ$ ,  $\alpha_{WZ} = 180^\circ$  und  $\alpha_{WZ} = 270^\circ$  exemplarisch dargestellt. Im Gegensatz zum zeitlichen Mittel in Abbildung 4.1 fallen zwei Rückströmzonen auf. Diese sind über die gesamte Periodendauer der Wirbelzopfdrehung vorhanden. Während die quantitative Intensität der Rückströmungen relativ konstant bleibt ändert sich die räumliche Ausdehnung mit der Zeit.



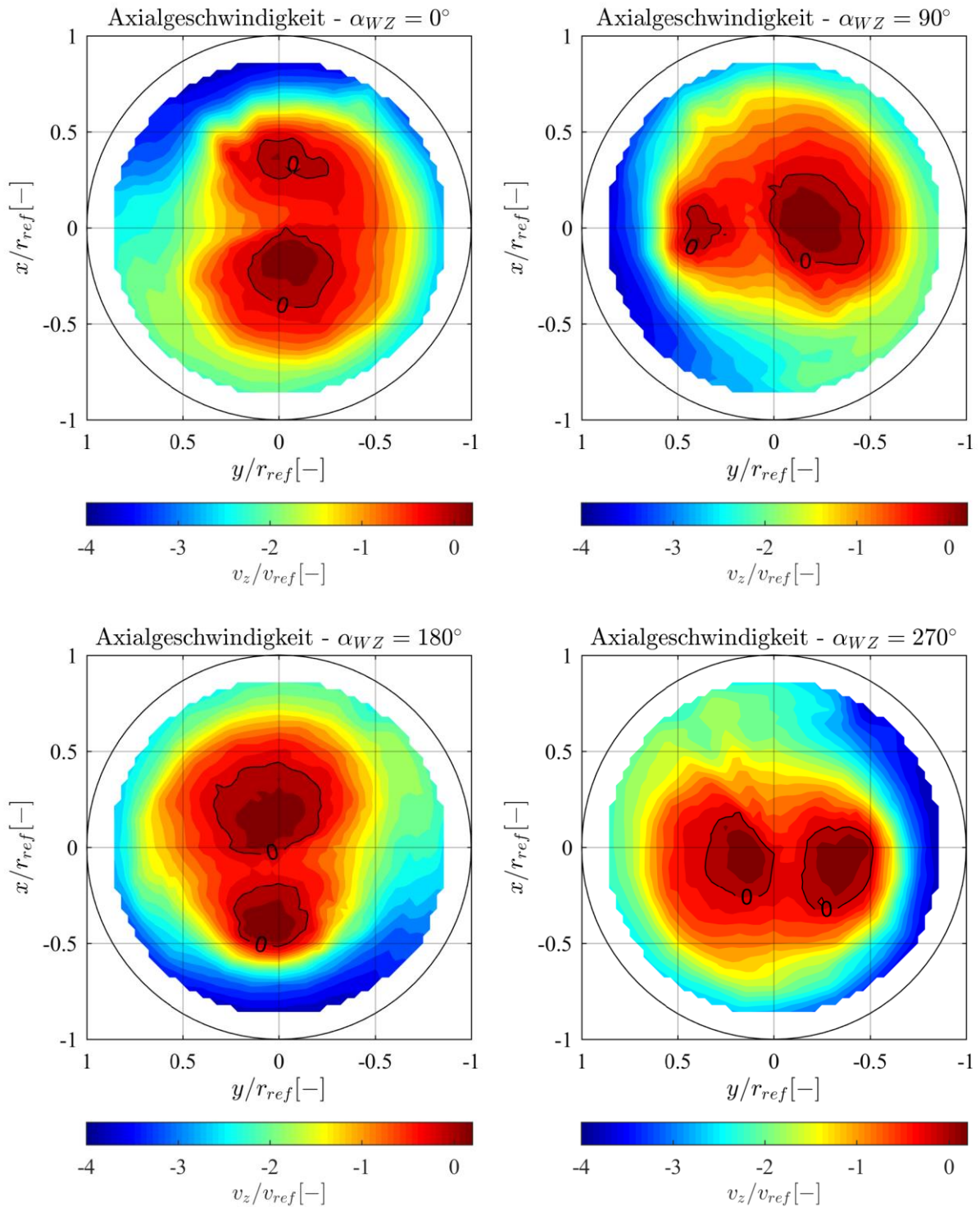


Abbildung 4.7: Axialgeschwindigkeit  $v_z/v_{ref}$  im Konus in Abhängigkeit der Wirbelzopfposition  $\alpha_{WZ}$  als Konturplot. Die Rückströmzonen sind dunkelrot und durch eine Isolinie  $v_z/v_{ref} = 0$  gekennzeichnet.

Bei  $\alpha_{WZ} = 0^\circ$  befindet sich das Wirbelzentrum auf der positiven x-Achse bei  $r_{rel} \approx 0.4$  in der Konusebene. Zwischen der Rückströmzone nahe dem Wirbel und der Konuswand bildet sich ein hoher Gradient, der im Zusammenhang mit einer überdurchschnittlich hohen



Strömungsgeschwindigkeit am äußeren Rand der Messebene steht. Die Werte überschreiten hier das 2-fache der lokalen mittleren Geschwindigkeit. Die Rückströmzone auf der gegenüberliegenden Seite der Konusebene hat ein größeres Ausmaß. Zwischen den Rückströmzonen liegt ein Band, in der die Geschwindigkeit in Richtung der Hauptströmung zeigt.

Für die Wirbelzopfpositionen  $\alpha_{WZ} = 0^\circ$  und  $\alpha_{WZ} = 90^\circ$  ist in Abbildung 4.8 beispielhaft das axiale Geschwindigkeitsprofil auf der Linie  $\varphi = 0^\circ$  aufgezeichnet. Bei der Position  $x/r_{ref} \approx 0.3$  zeichnet sich bei der Simulation und bei der Messung für  $\alpha_{WZ} = 0^\circ$  die in Abbildung 4.7 sichtbare Rückströmzone ab. Die auf der gegenüberliegenden Seite liegende Rückströmzone fehlt in den CFD Daten vollständig. Dieser Unterschied ist vermutlich der Grund für die verschiedenen Verläufe des zeitlichen Mittelwertes von Simulation und Messung nahe der Konusmitte. Zwischen Wirbelzentrum und Konuswand steigt die Geschwindigkeit mit einem hohen Gradienten an. In diesem Bereich stimmen Simulation und Messung gut überein.

Befindet sich das Wirbelzentrum auf der y-Achse ( $\alpha_{WZ} = 90^\circ$ ), so zeigt sich eine Asymmetrie in den Verläufen der Axialgeschwindigkeit auf der x-Achse. Die höhere Geschwindigkeit tritt bei  $x/r_{ref} < 0$  auf. Dort ist in den Verläufen ein Plateau erkennbar ( $x/r_{ref} \approx -0.75$ ), das in den Messdaten bei höheren Geschwindigkeiten auftritt als bei der Simulation. Tendenziell wird die Geschwindigkeit von der CFD im Bereich der Konusmitte höher und im äußeren Bereich geringer berechnet als der Geschwindigkeitsverlauf der Messdaten.

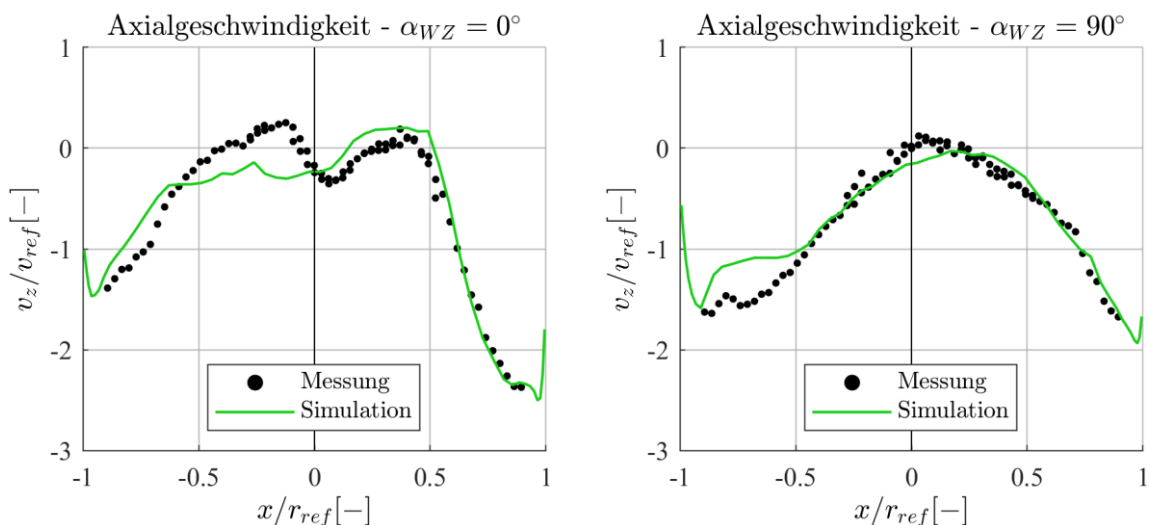


Abbildung 4.8: Phasenaufgelöste Axialgeschwindigkeit  $v_z/v_{ref}$  auf der Linie  $\varphi = 0^\circ$  im Konus.

## 4 Analyse und Diskussion der Ergebnisse

Das tangentielle Geschwindigkeitsprofil im Konus ist ebenfalls von dem periodischen Umlauf des Wirbelzopfes geprägt. In Abbildung 4.9 ist dieses als Vektorplot dargestellt. Die größten Werte treten nahe dem Wirbelzopf an der Konuswand und in der Konusmitte auf. Der Wirbelkern mit Drehrichtung ist in den Schaubildern schematisch markiert.

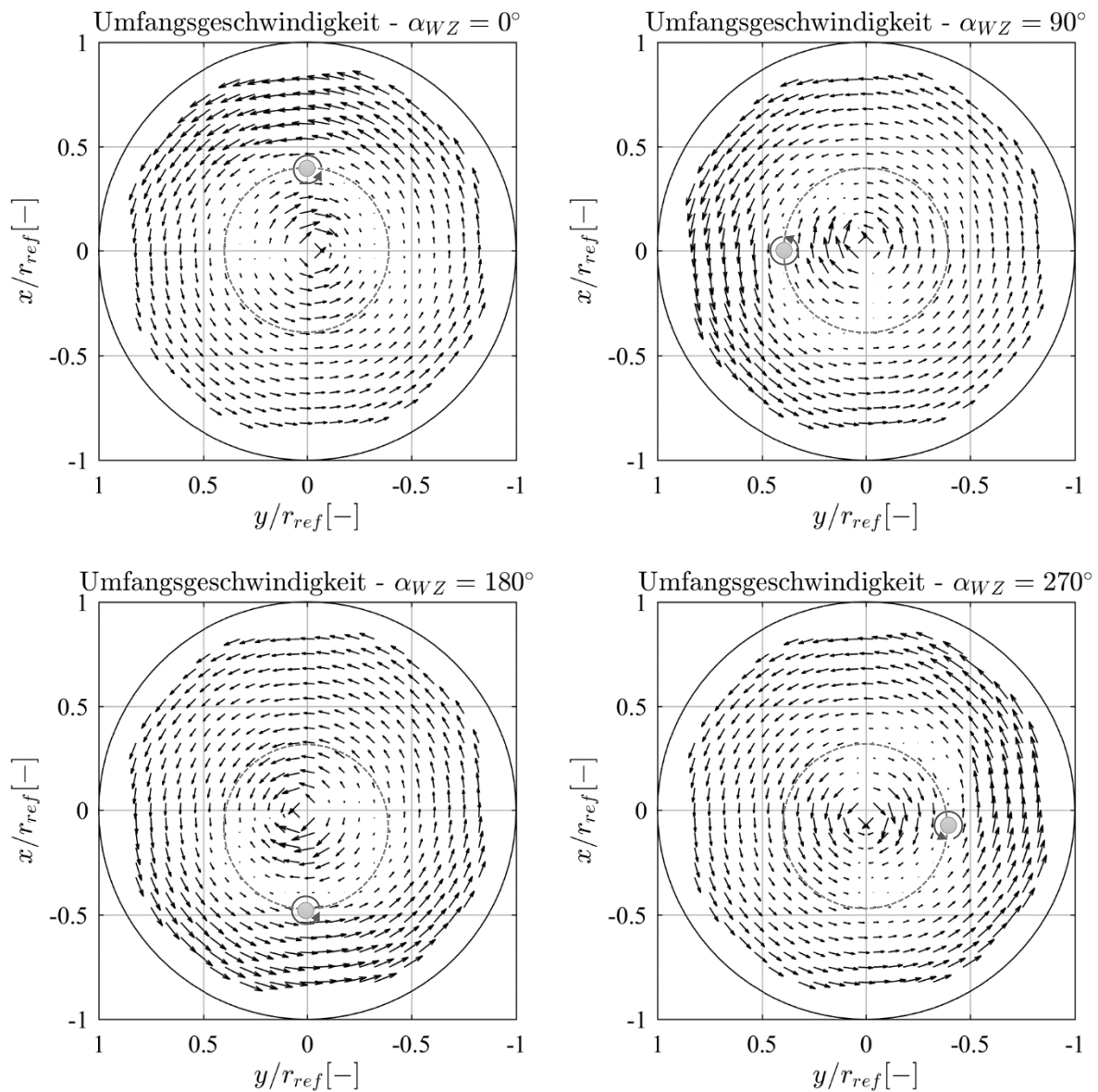


Abbildung 4.9: Umfangsgeschwindigkeit  $v_\phi/v_{ref}$  im Konus in Abhängigkeit der Wirbelzopfposition  $\alpha_{WZ}$  als Vektorplot. Das Zentrum des Wirbelzopfes mit Drehrichtung ist mit einem Pfeil und die Umlaufbahn des Wirbels mit einem gestrichelten Kreis markiert.

In Umfangsrichtung, also entlang des gestrichelten gezeichneten Kreises, ist der Wirbel von einem Bereich umgeben, in dem die tangentielle Geschwindigkeit sehr gering ist. Der Drall um das Wirbelzopfzentrum ist in diesen Bereichen radial ausgerichtet. Da messtechnisch nur

axiale und Umfangsgeschwindigkeiten erfasst werden können ist die resultierende Geschwindigkeit in Abbildung 4.9 an dieser Stelle annähernd null.

Die Kreisbahn auf welcher der Wirbelzopf rotiert ist gestrichen dargestellt. Beim Vergleich der Vektorfelder innerhalb des Kreises zwischen den vier Wirbelzopfpositionen wird deutlich, dass die Geschwindigkeitsvektoren in der Konusebene betragsmäßig ähnlich sind, jedoch mit der Wirbelzopfbewegung die Richtung ändern. Da sich diese Rotation in der Umfangsgeschwindigkeit als gleichförmige Schwankung niederschlägt wird die global berechnete Varianz in Abbildung 4.6 durch diesen Effekt dominiert.

Außerhalb der Umlaufbahn zeigen die Vektoren konstant in Richtung der Wirbelzopfbewegung. Dementsprechend ist die Geschwindigkeitsfluktuation nur schwach von der periodischen Wirbelzopfbewegung beeinflusst. Hier dominiert in der Varianz die turbulente Schwankung der Strömung.

In Abbildung 4.10 sind die Profile der Umfangsgeschwindigkeit auf der Linie  $\varphi = 0^\circ$  beispielhaft zu den Wirbelzopfpositionen  $\alpha_{WZ} = 0^\circ$  und  $\alpha_{WZ} = 90^\circ$  abgebildet. Bei  $\alpha_{WZ} = 0^\circ$  ist das Profil im Schnitt durch den Wirbelzopf zu erkennen. Der Nulldurchgang der Umfangsgeschwindigkeit bei  $x/r_{ref} \approx 0.4$  entspricht dem Wirbelzentrum. Innerhalb von  $\Delta x/r_{ref} = \pm 0.25$  um den Wirbelkern ist der innere Bereich des Wirbels ähnlich eines Festkörperwirbels erkennbar. Gemäß Formel 1.2 hat die Umfangsgeschwindigkeit hier einen steilen, nahezu linearen Gradienten.

Bei größeren Abständen geht der Verlauf in den Potentialwirbel über und der Einfluss des Wirbels sinkt (Formel 1.3). Die durch die Wirbelzopfrotation induzierte Umfangsgeschwindigkeit dominiert zunehmend. Bei  $\alpha_{WZ} = 90^\circ$  zeigt sich ein annähernd symmetrisches Profil. Die Umfangsgeschwindigkeit ist hier fast ausschließlich durch den Restdrall nach Laufradaustritt geprägt.

Die Simulationsergebnisse zeigen eine gute Übereinstimmung über den gesamten Durchmesser und bei allen Wirbelzopfpositionen, insbesondere hinsichtlich der in Abbildung 4.3 sichtbaren Differenzen der zeitlichen Mittelwerte. Das in diesem Zusammenhang beschriebene Überschwingen ist zwar während der Wirbelrotation teilweise erkennbar, tritt aber nicht in derselben Intensität auf.

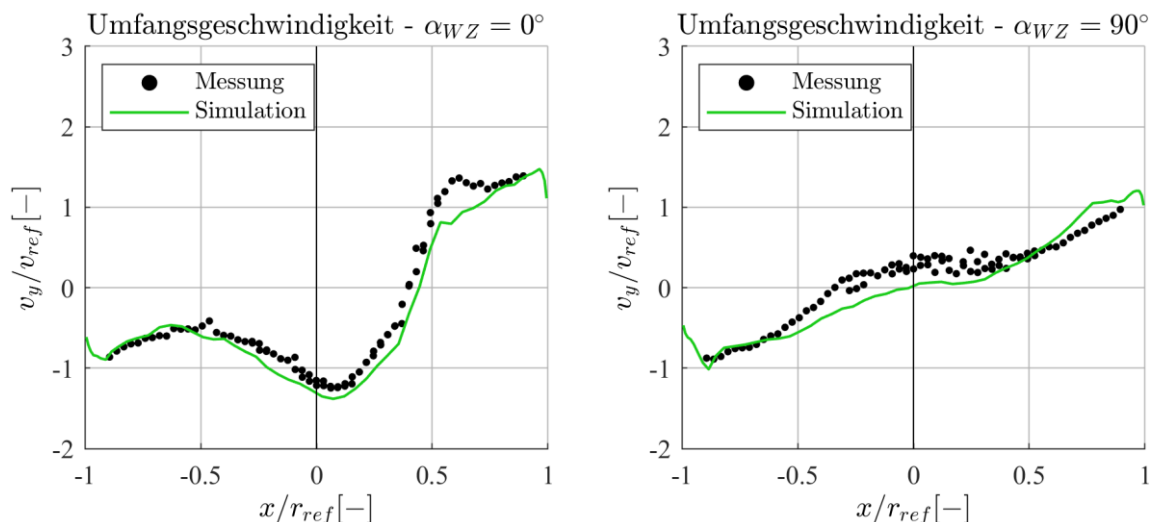


Abbildung 4.10: Phasenaufgelöste Umfangsgeschwindigkeit  $v_y/v_{ref}$  auf der Linie  $\varphi = 0^\circ$  im Konus.

Neben den Geschwindigkeiten werden auch die Fluktuationen phasenaufgelöst dargestellt. Die in Abbildung 4.11 als Konturplot aufgezeichnete Varianz  $\sigma_{zz}^2/v_{ref}^2$  entspricht der Definition aus Formel 3.11. Über einen Großteil der Messebene bewegt sich die Varianz in einem Wertebereich von  $0 < \sigma_{zz}^2/v_{ref}^2 < 0.2$ .

Ein deutlicher Anstieg auf bis zu  $\sigma_{zz}^2/v_{ref}^2 = 0.7$  ist in einem breiten Gebiet um den Wirbelzopf zu erkennen. Dieser Bereich hoher Fluktuationen führt zu dem Zwischenmaximum der Varianz im zeitlichen Mittel in Abbildung 4.5. Bei  $\alpha_{WZ} = 0^\circ$  ist der Anstieg der Varianz geringer als etwa bei  $\alpha_{WZ} = 180^\circ$ . Auch die räumliche Ausdehnung ist über den Umfang nicht konstant.

Ein weiterer, geringerer Anstieg der Varianz ist mit einem nahezu konstanten Phasenversatz von ca.  $120^\circ$  zu finden, z.B. bei  $\alpha_{WZ} = 0^\circ$  und  $[x y]/r_{ref} = [-0.25 \ 0.25]$ . Die Ausprägung dieses Bereiches ist über die gesamte Wirbelzopfdrehung ähnlich. Ursächlich hierfür kann das in Abbildung 4.7 dargestellte Geschwindigkeitsprofil und die darin erkennbare Rückströmzone gegenüber des Wirbelzopfes sein.

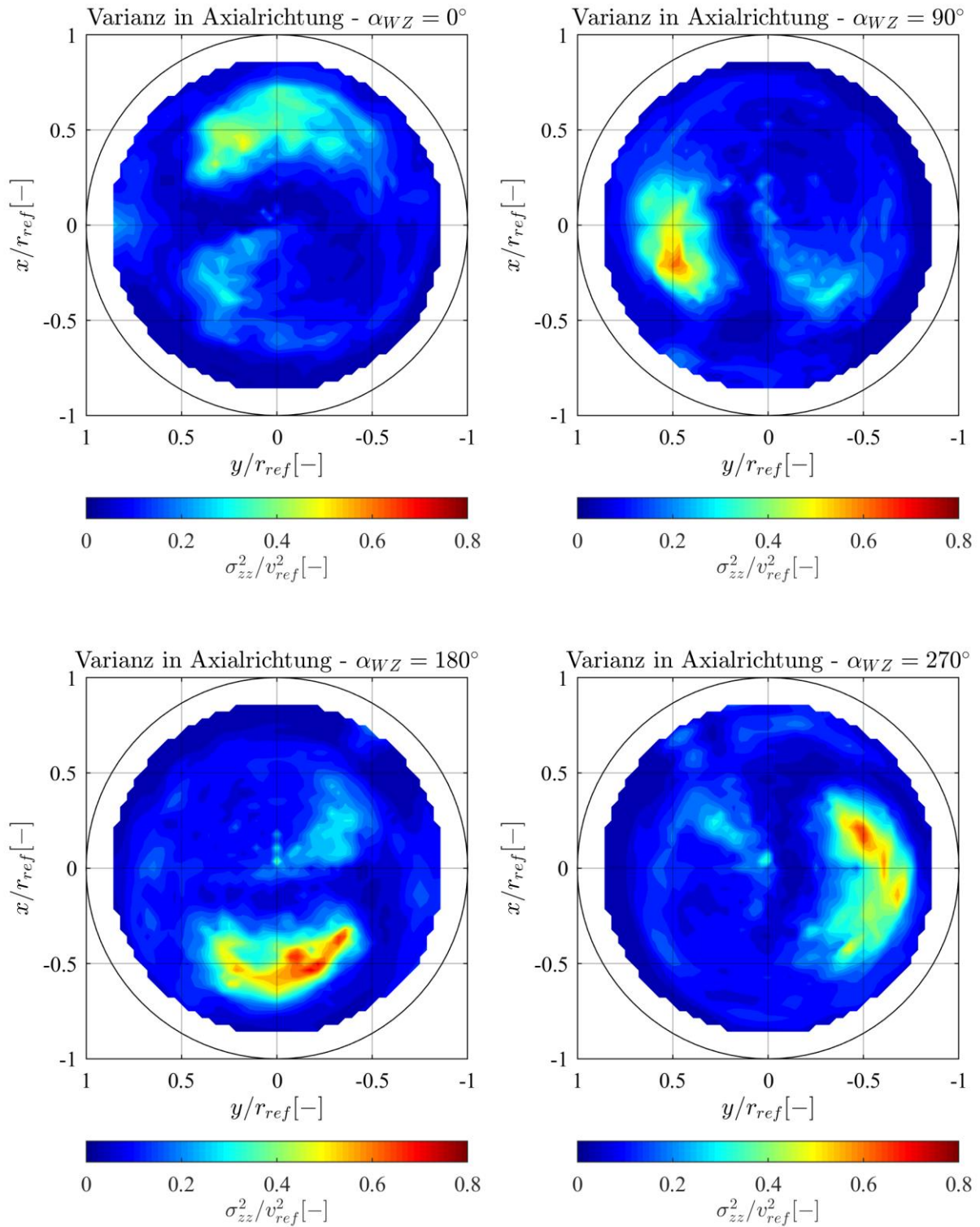


Abbildung 4.11: Phasenaufgelöste Varianz in axialer Richtung  $\sigma_{zz}^2/v_{ref}^2$  in der Konusebene als Konturplot.

Die phasenaufgelöste Varianz in Umfangsrichtung  $\sigma_{\varphi\varphi}^2/v_{ref}^2$ , in Abbildung 4.12 als Konturplot aufgezeichnet, zeigt einen ähnlichen Anstieg im Einflussbereich des Wirbelzopfes. Die Skala ist entsprechend zu Abbildung 4.11.

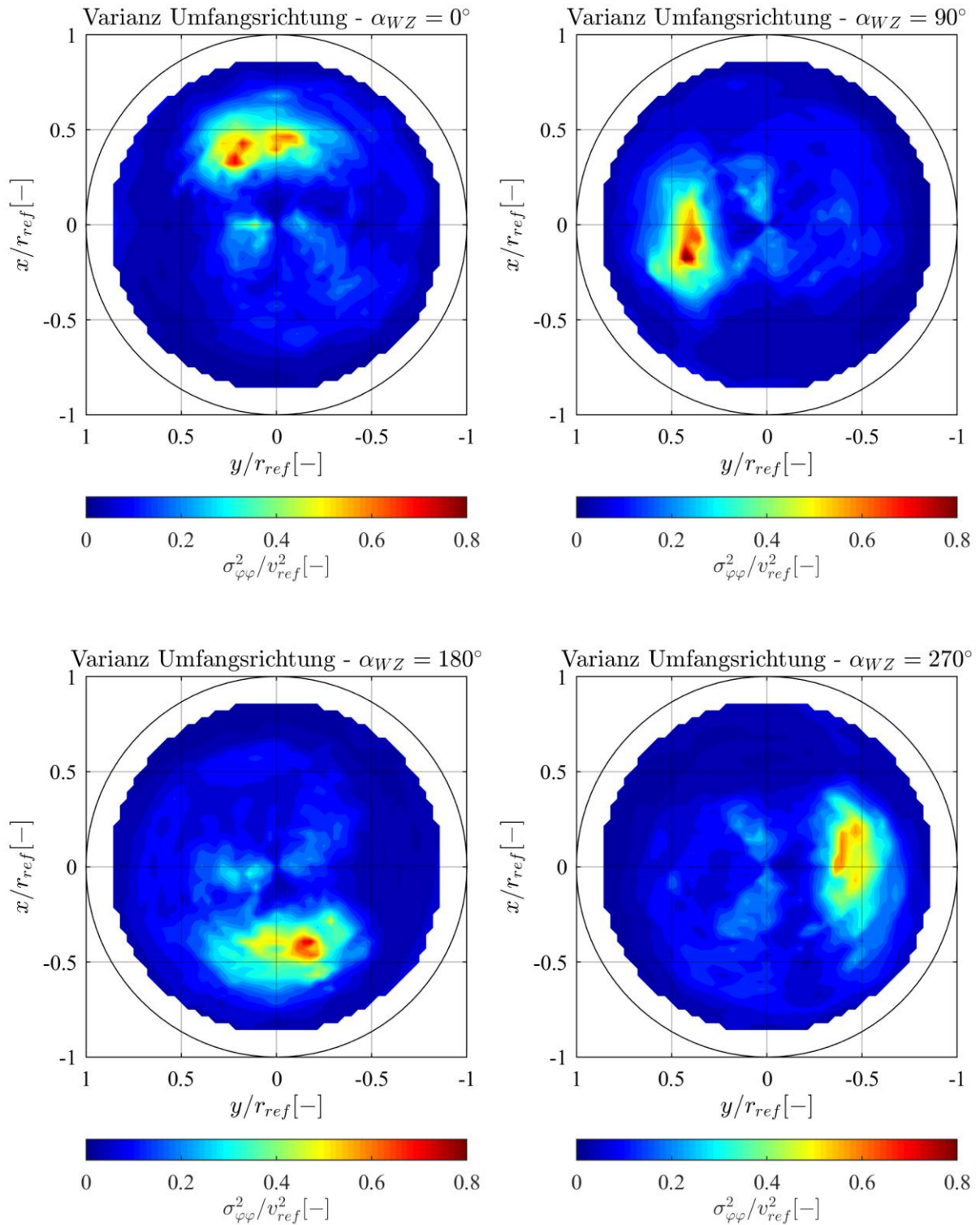


Abbildung 4.12: Phasenaufgelöste Varianz in Umfangsrichtung  $\sigma_{\varphi\varphi}^2/v_{ref}^2$  in der Konusebene als Konturplot.

Die Ausprägung der Varianz in Umfangs- und Axialrichtung ist über alle Umfangspositionen vergleichbar. Im Gegensatz zu Abbildung 4.4 und Abbildung 4.6 ist der signifikante Anstieg



im Zentrum und damit der Einfluss der periodischen Rotation des Wirbelzopfes nahezu vollständig eliminiert.

Aus den phasenaufgelösten Daten kann die phasengemittelte Varianz  $\tilde{\sigma}^2/v_{ref}^2$  berechnet werden. Gemäß Formel 3.12 ist in dieser Größe die Geschwindigkeitsschwankung durch die Periodizität des Wirbelzopfes eliminiert. Daraus resultieren die Konturplots in Abbildung 4.13.

Die phasengemittelte Varianz in Umfangsrichtung  $\tilde{\sigma}_{\varphi\varphi}^2/v_{ref}^2$  (Abbildung 4.13 rechts) zeigt einen Anstieg im Einflussbereich des Wirbelzopfkerne auf maximal  $\tilde{\sigma}_{\varphi\varphi}^2/v_{ref}^2 = 0.1$ . Dieser Wert ist um den Faktor 8 kleiner, als der maximale Anstieg der globalen Varianz. Der direkte Vergleich zu Abbildung 4.4 zeigt deutlich den verhältnismäßig hohen Anteil der periodischen Schwankung im Inneren der Wirbelzopflaufbahn. In der Konusmitte sinkt die phasengemittelte Varianz in Umfangsrichtung auf Werte um  $\tilde{\sigma}_{\varphi\varphi}^2/v_{ref}^2 = 0.05$  ab.

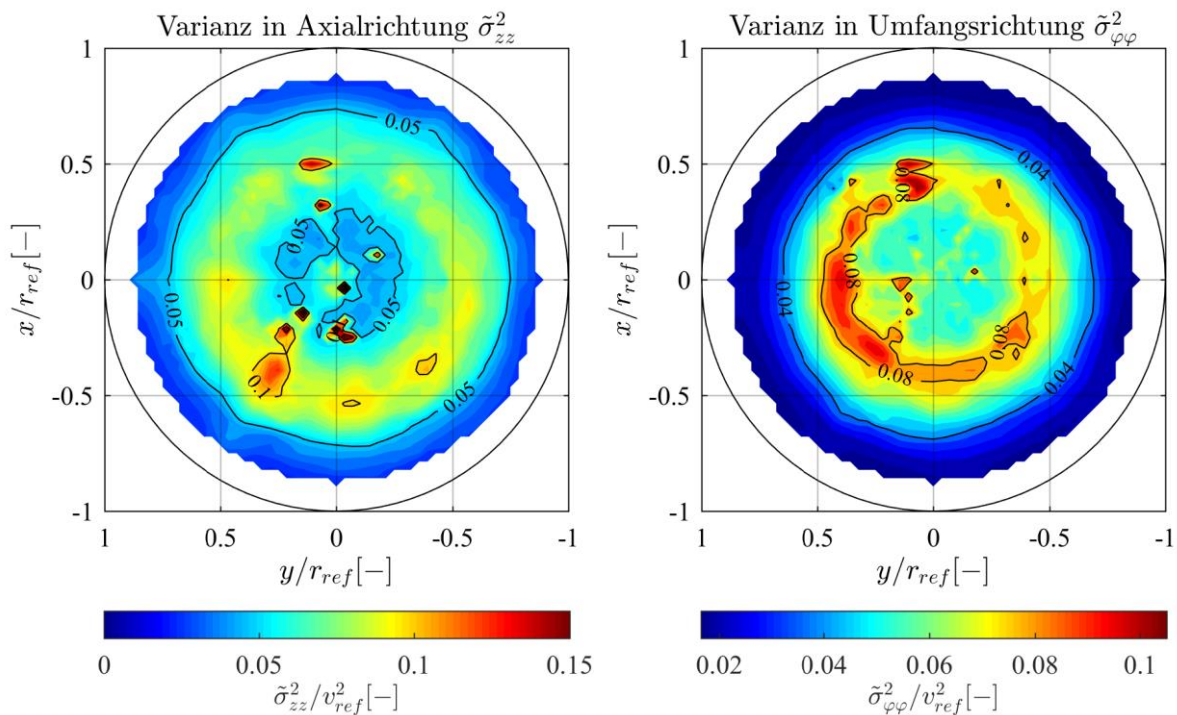


Abbildung 4.13: Phasengemittelte Varianz in axialer Richtung  $\tilde{\sigma}_{zz}^2/v_{ref}^2$  und in Umfangsrichtung  $\tilde{\sigma}_{\varphi\varphi}^2/v_{ref}^2$  im Konus als Konturplot.

In axialer Richtung bewegt sich die phasengemittelte Varianz  $\tilde{\sigma}_{zz}^2/v_{ref}^2$  in einer ähnlichen Größenordnung. Auch hier sind die Werte durch den Wirbelzopfkerne erhöht, allerdings bei einem etwas größeren Radius von  $r_{rel} \approx 0.5$ . An einigen Stellen reißt die Varianz nach oben

aus. Diese sind von Reflexionen des Laserstrahls an Komponenten des Versuchsaufbaus verursacht und damit nicht auf die Varianz der Strömung zurückzuführen.

Zum Vergleich der experimentellen Daten mit den Simulationsdaten wird die phasenaufgelöste Varianz auf der Linie  $\varphi = 90^\circ$ , entsprechend der  $y$ -Achse, aufgetragen. In Abbildung 4.14 und Abbildung 4.15 sind die axiale Varianz (oben) und die tangential Varianz (unten) zur jeweils gleichen Wirbelzopfposition dargestellt.

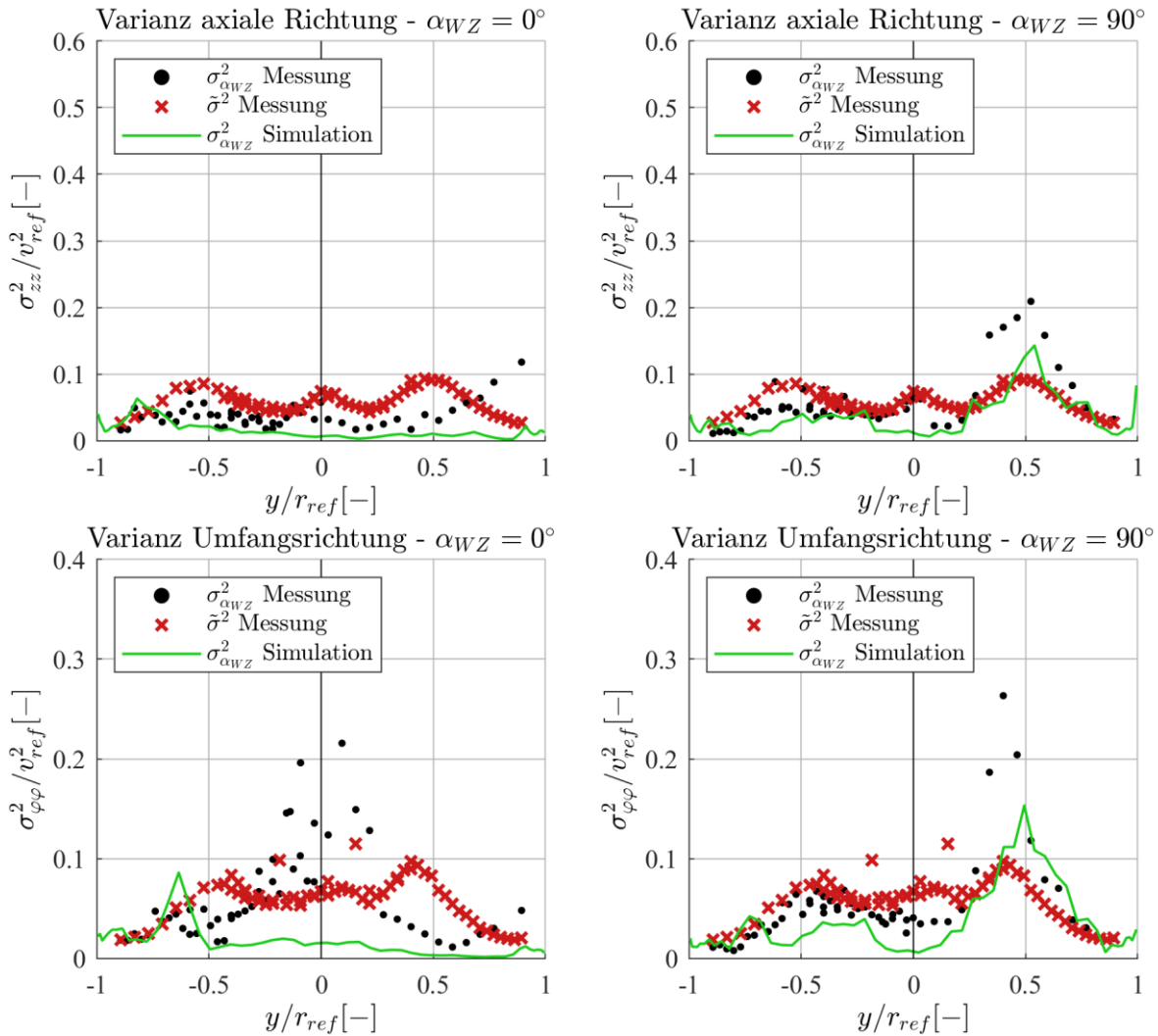


Abbildung 4.14: Varianz auf der Linie  $\varphi = 90^\circ$  in axialer und tangentialer Richtung für die Wirbelzopfpositionen  $\alpha_{WZ} = 0^\circ$  und  $\alpha_{WZ} = 90^\circ$ . Dargestellt sind die phasenaufgelösten Ergebnisse der Messung und der Simulation ( $\sigma_{\alpha_{WZ}}^2$ ) sowie die phasengemittelte Varianz der Messung ( $\tilde{\sigma}^2$ ).

Gut erkennbar ist der Einfluss des Wirbelkerns bei  $\alpha_{WZ} = 90^\circ$  und  $\alpha_{WZ} = 270^\circ$ . Sowohl die Varianz in Umfangs- als auch in Axialrichtung zeigen hier einen lokalen Anstieg. Die gemessene Varianz zum jeweiligen Zeitpunkt (schwarze Punkte) stimmt für die axiale Richtung in allen Wirbelzopfpositionen relativ gut mit den zugehörigen Simulationsdaten



(grüne Linie) überein. Insbesondere der Anstieg nahe dem Wirbelzopf liegt sowohl in der räumlichen Ausdehnung als auch in der quantitativen Intensität in einer ähnlichen Größenordnung, wobei die Messung tendenziell höhere Werte als die Simulation aufweist.

Weiterhin ist die phasengemittelte Varianz aufgetragen (rote Kreuze). Sie zeigt die mittleren turbulenten Fluktuationen unabhängig der periodischen Wirbelzopfrotation. Unterschiede im Vergleich zum globalen Mittel in Abbildung 4.5 zeigen sich besonders im äußeren Bereich. Die Varianz liegt hier durchschnittlich unterhalb von  $\tilde{\sigma}_{zz}^2/v_{ref}^2 = 0.1$ .

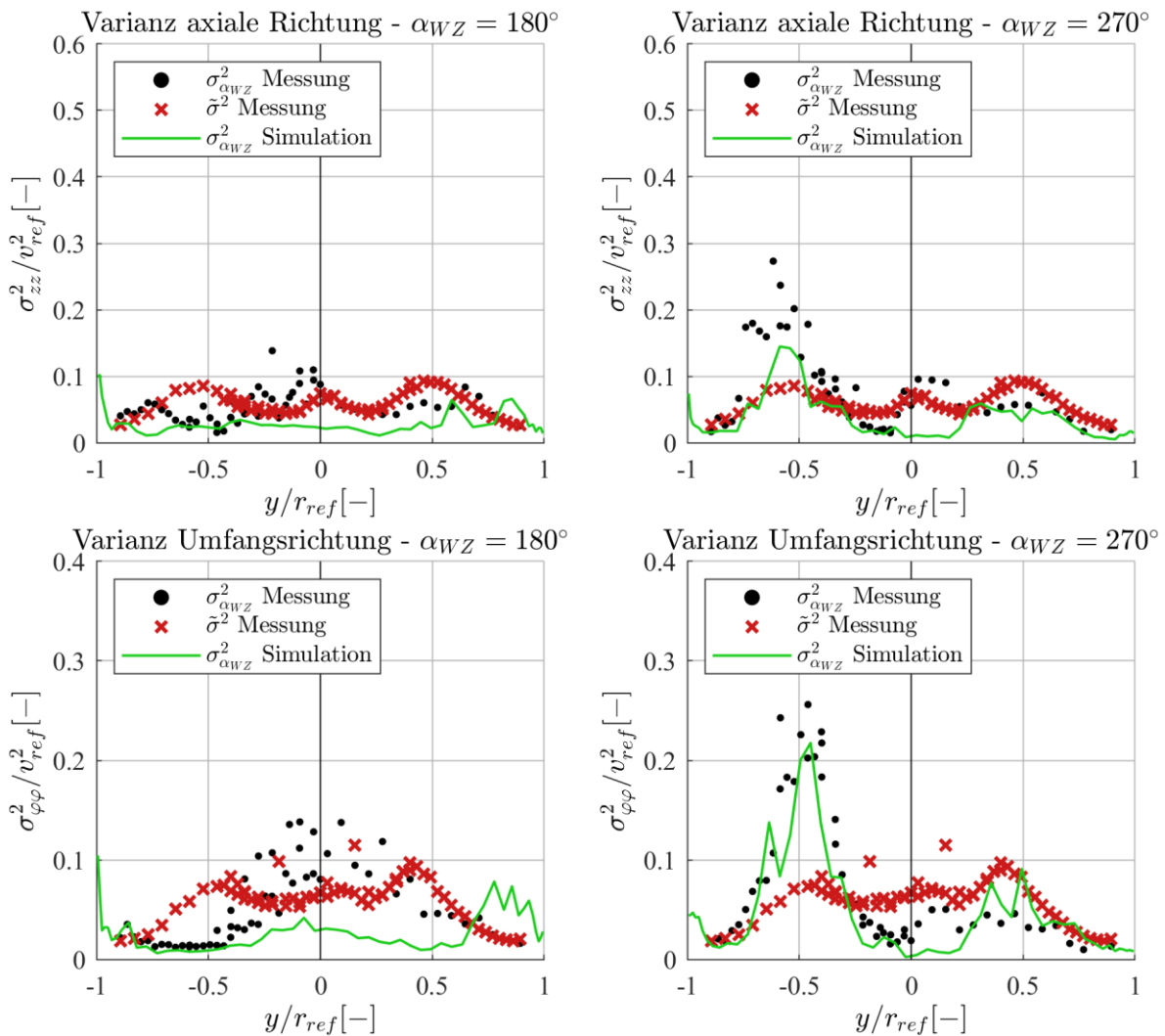


Abbildung 4.15: Varianz auf der Linie  $\varphi = 90^\circ$  in axialer und tangentialer Richtung für die Wirbelzopfpositionen  $\alpha_{WZ} = 180^\circ$  und  $\alpha_{WZ} = 270^\circ$ . Dargestellt sind die phasenaufgelösten Ergebnisse der Messung und der Simulation ( $\sigma_{\alpha_{WZ}}^2$ ) sowie die phasengemittelte Varianz der Messung ( $\tilde{\sigma}^2$ ).

In Umfangsrichtung sind Abweichungen zwischen Simulation und Messung vorhanden, wenn der Wirbelzopf senkrecht zu der Messlinie steht, z.B. bei  $\alpha_{WZ} = 0^\circ$ . Die auffällig hohen Werte der Messdaten in der Konusmitte sind in den Simulationsdaten nicht sichtbar. Durch

die Phasenmittelung zeigt sich erwartungsgemäß, dass der in Abbildung 4.6 abgebildete Anstieg eliminiert wurde und damit vollständig dem periodischen Anteil zuzuordnen ist.

Die Verteilung der Fluktuationen soll im Konus anhand der über die Ebene gemittelten Werte untersucht werden. Dazu wird die in diesem Kapitel vorgestellte Varianz in axialer und in tangentialer Richtung zeitlich und räumlich gemittelt. Die periodischen Geschwindigkeitsschwankungen  $\check{\sigma}^2$  und die durch Phasenmittelung berechnete Turbulenz  $\tilde{\sigma}^2$  werden dann anteilig an der globalen Varianz  $\bar{\sigma}^2$  dargestellt. Abbildung 4.16 zeigt diese Aufteilung in Form von Balkendiagrammen.

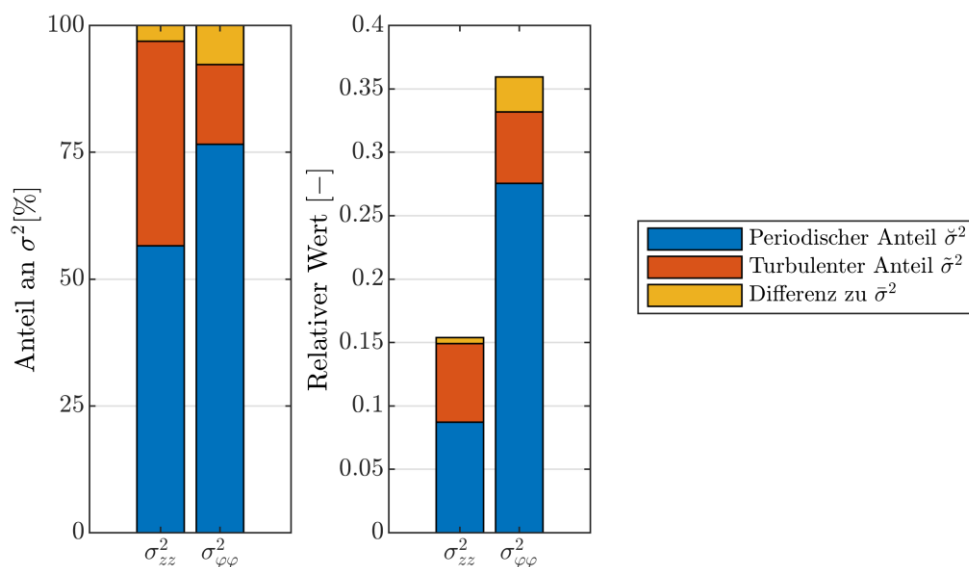


Abbildung 4.16: Grafische Darstellung der Anteile von periodischem Anteil des Wirbelzopfes und der Turbulenz der Varianz in Umfangsrichtung  $\sigma_{\varphi\varphi}^2$  und in Axialrichtung  $\sigma_{zz}^2$ .

In der Darstellung als normierte Absolutwerte im rechten Diagramm lässt sich der dominierende Anteil der periodischen Schwankung in Umfangsrichtung erkennen (blaue Balken). Die deutliche Differenz zu der um mehr als Faktor 2 geringeren globalen Varianz in axialer Richtung ist fast ausschließlich auf den periodischen Anteil zurückzuführen. Die turbulenten Schwankungen (rote Balken) sind dahingegen in axialer und tangentialer Richtung nahezu gleich. Die radiale Komponente kann aufgrund des Messprinzips nicht berücksichtigt werden.

Gelb dargestellt ist die Differenz, die sich zwischen den gemäß Kapitel 3.1 berechneten Anteilen und dem globalen Wert bildet:  $\Delta\sigma^2 = \bar{\sigma}^2 - \check{\sigma}^2 - \tilde{\sigma}^2$ . Diese Abweichung der aufsummierten Anteile vom globalen Wert stellt die Ungenauigkeit in dem verwendeten

Verfahren zur Ermittlung der periodischen und turbulenten Anteile dar. Beeinflusst wird diese durch den hohen periodischen Anteil. Weiterhin sind möglicherweise in der globalen Fluktuation Geschwindigkeitsschwankungen enthalten, die im Analyseverfahren nicht in den einzelnen Anteilen abgebildet sind.

Im linken Diagramm ist die prozentuale Verteilung, bezogen auf die jeweilige globale Varianz dargestellt. Der Vergleich der Varianz veranschaulicht den deutlich geringeren Einfluss der Periodizität in axialer Richtung. Die Werte sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

Tabelle 4.1: Prozentuale Anteile der turbulenten und periodischen Fluktuationen an der globalen Varianz in axialer und Umfangsrichtung.

	Axiale Richtung	Umfangsrichtung
Globale Varianz $\bar{\sigma}^2$ [–]	0.15	0.34
Turbulenter Anteil [–]	0.062 (40.4 %)	0.056 (15.7 %)
Periodischer Anteil [–]	0.087 (56.6 %)	0.275 (76.6 %)

## Diskussion

Mit der Phasenauflösung werden Strömungsphänomene sichtbar, die eine weiterführende Analyse der zeitlich gemittelten Daten möglich machen. So kann durch die Darstellung der phasengemittelten Varianz als Konturplot die Turbulenz als unabhängige Größe von der periodischen Wirbelzopfrotation in Abbildung 4.13 veranschaulicht werden. Dabei ist klar der Zusammenhang mit dem Wirbelzopf erkennbar, der durch einen Anstieg der mittleren Varianz charakterisierbar ist. Diese Darstellung kann damit als Validierungsbasis für Turbulenzmodelle herangezogen werden.

Es wird außerdem deutlich, dass eine Asymmetrie in der durch den Wirbelzopf hervorgerufenen Turbulenz in Umfangsrichtung vorherrscht. Große Werte treten dabei in positiver y-Richtung auf. Daraus kann abgeleitet werden, dass der Wirbelzopf trotz der relativ gleichförmigen Bewegung eine über den Umfang schwankende Intensität aufweist. Es kann davon ausgegangen werden, dass diese Asymmetrie spezifisch für eine bestimmte Turbinengeometrie und den gewählten Betriebspunkt ist.

Ein unerwarteter Effekt tritt bei der phasenaufgelösten Darstellung der Strömungsgrößen in axialer Richtung in Abbildung 4.7 und Abbildung 4.11 auf. Die Rückströmzone und der Anstieg der Turbulenz in der Nähe des Wirbelzopfzentrums ist durch die Wirbelstruktur zu begründen und wird auch in vergleichbaren Darstellungen der Literatur so beschrieben. Auf

der gegenüberliegenden Seite der Messebene ist ebenfalls eine Rückströmzone und ein weiterer schwacher Anstieg der Turbulenz zu erkennen. Der Vergleich mit phasenaufgelösten Ergebnissen anderer Francis-Turbinen zeigt, dass dort das hier vorhandene Strömungsprofil teilweise mit ähnlicher Tendenz und teilweise ohne die hier beschriebenen Effekte zu finden ist. Das phasenaufgelöste Geschwindigkeitsfeld in [110] zeigt ebenfalls einen Bereich auf der gegenüberliegenden Seite des Wirbelzopfes, in dem die Transportkomponente abgebremst wird. Die Position und die Größe dieses Bereiches sind mit den in dieser Arbeit gezeigten Ergebnissen vergleichbar. Auch in den in dieser Arbeit vorgestellten CFD Daten ist auf der gegenüberliegenden Konusseite eine leichte Verschiebung in positiver z-Richtung vorhanden. In [19] ist dieser Effekt wiederum weder in der CFD, noch in den dort durchgeführten PIV-Messungen sichtbar.

Das Strömungsprofil im Konus ist stark von den geometrischen Beschaffenheiten der Turbine, dem eingestellten Betriebspunkt und dem Abstand zum Saugrohereintritt abhängig. Hierbei können sich zwei Effekte im phasenaufgelösten Geschwindigkeitsprofil überlagern. Zum einen wirkt die Rotation des Wirbelzopfes innerhalb der Umlaufbahn entgegen der Hauptströmungsrichtung und verursacht die Rückströmzone in unmittelbarer Nähe zum Wirbelzentrum. Zum anderen resultiert die starke Beschleunigung zwischen Wirbelzentrum und Konuswand in einer Verschiebung des von Rückstau geprägten Geschwindigkeitsprofils auf die gegenüberliegende Seite des Konus. Dadurch wird die Strömung hier ebenfalls verzögert.

Aus den phasenaufgelösten Ergebnissen geht hervor, dass der periodische Anteil der Wirbelzopfrotation in den Messdaten der dominierende Faktor des Geschwindigkeitsfeldes ist. Die Isolation dieses Einflusses von den verbleibenden Geschwindigkeitsfluktuationen ist notwendig, um die Vorgänge in der Teillastströmung zu untersuchen. Gegenüber der Turbulenz sind die periodischen Schwankungen zahlenmäßig weit höher.

Der periodische Anteil des Laufrades ist dahingegen auch durch eine Frequenzanalyse nur marginal in den phasenaufgelösten Daten sichtbar. Die überlagerte Wirbelzopfrotation führt offenbar dazu, dass die alleinige Phasenauflösung nach der Laufradposition keine weiteren Informationen über das Strömungsgebiet liefert. Auch kann auf diese Weise nicht der rein periodische Anteil des Laufrades isoliert werden. Hierzu wird die doppelte Phasenauflösung, sowohl nach der Wirbelzopfposition als auch nach der Laufradposition durchgeführt.

### 4.1.3 Ergebnisse mit doppelter Phasenauflösung

Bei der doppelten Phasenauflösung wird das Strömungsfeld sowohl in Abhängigkeit von Wirbelzopfposition als auch von Laufradposition dargestellt. Die für eine Wirbelzopf-Laufrad-Konstellation verfügbare Anzahl an Messdaten sinkt durch die in Tabelle 3.1 dargestellte zweifache Unterteilung der Daten in Bins maßgeblich, sodass nur für die Monitoringpunkte die Datenmenge ausreichend hoch ist. Für die verbleibenden Messpunkte wurde die Methode ebenfalls angewandt, bietet aber keinen zusätzlichen Informationsgehalt. Die doppelte Phasenauflösung wird daher im Folgenden nur für die in Kapitel 2.1.1 beschriebenen Monitoringpunkte präsentiert.

Der so entstehende Geschwindigkeitsverlauf über eine Laufradumdrehung  $v(\alpha_{LR})$  an einem lokalen Punkt zeigt den Einfluss der Laufschaufeln zu einer bestimmten Wirbelzopfposition  $\alpha_{WZ}$ . Die Charakteristik des Verlaufes ist stark von der jeweiligen Wirbelzopfposition abhängig. Bestimmte Wirbelzopfpositionen haben zur Folge, dass in dem Geschwindigkeitsverlauf  $v(\alpha_{LR})$  mehr oder weniger intensiv der periodische Laufschaufelnachlauf sichtbar ist.

Dieser Effekt kann veranschaulicht werden, indem die Varianz aus dem Geschwindigkeitsverlauf  $v(\alpha_{LR})$  gebildet wird. Anschließend wird die Differenz zu der phasengemittelten Varianz berechnet. Die so ermittelte Varianz  $\check{\sigma}_{LR}^2$  quantifiziert die Geschwindigkeitsschwankung, die durch die periodische Laufradrotation zu einer bestimmten Wirbelzopfposition  $\alpha_{WZ}$  an einem lokalen Punkt entsteht. Die Zuordnung der Varianz  $\check{\sigma}_{LR}^2$  zu einer Wirbelzopfposition wird in Tabelle 3.1 verdeutlicht. Für einen Bin  $\Delta\alpha_{WZ}$  werden 180 Laufradpositionen  $\alpha_{LR}$  betrachtet und die Varianz gebildet.

Für die Monitoringpunkte im Konus mit dem jeweils größten Radius  $r_{rel} = 0.91$  ist der Verlauf dieser Varianz in Abbildung 4.17 aufgezeichnet. Die Positionen der Messpunkte sind durch die Lage auf der jeweiligen Achse ( $x^+$ ,  $x^-$ ,  $y^+$  oder  $y^-$ ) gekennzeichnet (Abbildung 2.6). In jedem Diagramm ist zudem der Messpunkt in einer schematischen Darstellung der Konusebene als blaue Markierung abgebildet. Auf der Abszisse ist die Wirbelzopfposition  $\alpha_{WZ}$  aufgetragen. Zu jeder der 18 Wirbelzopfpositionen wird die Varianz über eine Laufradumdrehung  $\check{\sigma}_{LR}^2$  gebildet. Die Varianz in Umfangsrichtung ist blau und in axialer Richtung rot aufgetragen.

Deutlich erkennbar ist ein Anstieg der Varianz in jeder der vier Messpositionen. Der Bereich entlang der Abszisse, in dem der Anstieg sichtbar ist, beträgt etwa  $\Delta\alpha_{WZ} = 70^\circ$ . Die Position

#### 4 Analyse und Diskussion der Ergebnisse

des Wirbelzopfes bei der maximalen Varianz ist in der schematischen Darstellung der Konusebene durch ein entsprechendes Symbol gekennzeichnet. Beispielsweise ist im oberen linken Diagramm (Linie  $x^+$ ) das Maximum von  $\check{\sigma}_{LR}^2$  in axialer Richtung um  $\alpha_{WZ} = 210^\circ$  erreicht, in Umfangsrichtung um  $\alpha_{WZ} = 190^\circ$ .

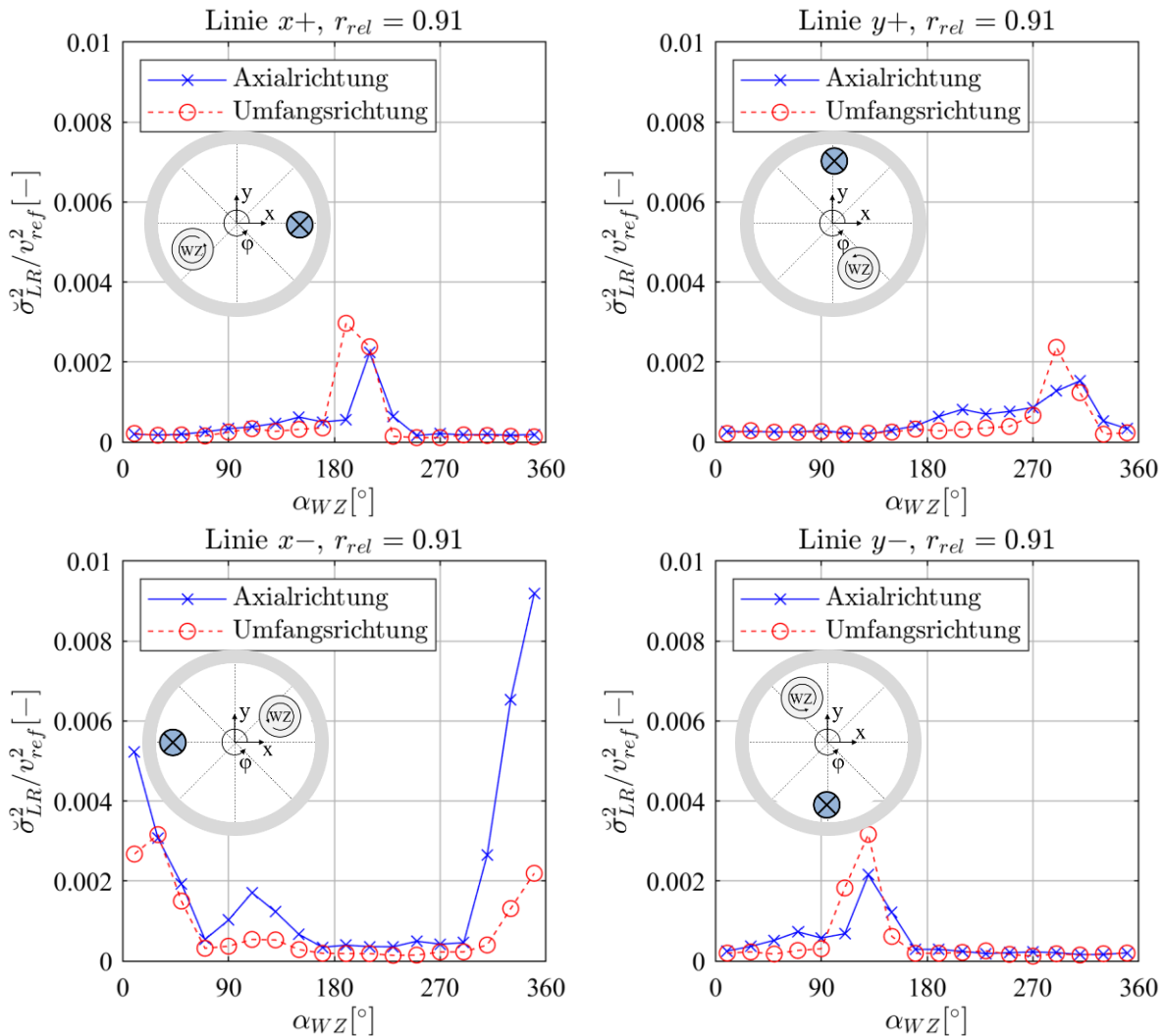


Abbildung 4.17: Periodische Geschwindigkeitsschwankung  $\check{\sigma}_{LR}^2$  während einer Laufradumdrehung in Abhängigkeit von der jeweiligen Wirbelzopfposition  $\alpha_{WZ}$  als Varianz in Umfangs- und Axialrichtung. Schematisch dargestellt ist die Position des Messpunktes in der Ebene (blaue Markierung) und die jeweilige Position des Wirbelzopfes bei maximaler Schwankung.

Da die Wirbelzopfrotation die periodische Schwankung des Laufrades überlagert und damit überdeckt kann angenommen werden, dass im Bereich der niedrigen Varianz der Einfluss des Wirbelzopfes am größten ist. Der Anstieg der Varianz kann als Abschwächung des Wirbelzopfeinflusses während der Umdrehung gedeutet werden. Der im vorigen Kapitel beschriebene Anstieg der Geschwindigkeitsfluktuationen um den Wirbelzopf kern (beispielsweise in Abbildung 4.14) ist auf ein eher kleines Gebiet um den Wirbelzopf

erstreckt. Dahingegen erscheint der Einfluss auf die periodische Schwankung des Laufrades in Abbildung 4.17 verhältnismäßig groß.

Die relative Lage des Wirbelzopfes zum Verlauf  $\check{\sigma}_{LR}^2(\alpha_{WZ})$  ist für jeden der Monitoringpunkte nahezu gleich. Es lässt sich feststellen, dass der Einfluss des Wirbelzopfes auf den Laufradnachlauf bei einem Winkelversatz von etwa  $+160^\circ(\pm 10^\circ)$  in Drehrichtung am geringsten ist. Eine systematische Ungenauigkeit ist durch die Auflösung der Wirbelzopfposition von  $\Delta\alpha_{WZ} = 20^\circ$  begründet.

Eine Ausnahme in Abbildung 4.17 stellt die Linie  $x^-$  dar. Hier ist bei der periodischen Schwankung in axialer Richtung ein stark erhöhtes Maximum vorhanden. Dieses ist bei  $\alpha_{WZ} = 350^\circ$  lokalisiert. Die nachfolgende Analyse der Geschwindigkeitsverläufe zu den verschiedenen Wirbelzopfpositionen zeigt, dass diese Varianz nicht durch den Laufschaufelschatten, sondern durch eine Schwankung mit Laufraddrehfrequenz verursacht wird. Die Varianz des Laufschaufelschattens ist davon jedoch unbeeinflusst. Für die weitere Untersuchung der Linie  $x^-$  wird daher die Wirbelzopfposition  $\alpha_{WZ} = 30^\circ$  betrachtet.

Für die Diagramme in Abbildung 4.17 wurde bewusst der äußere Messpunkt mit größtem Radius gewählt. Hier ist der Nachlauf des Laufrades am meisten ausgeprägt. Mit verkleinerten Radien nimmt dieser stark ab. Deutlich wird dies anhand der Geschwindigkeitsverläufe in den Monitoringpunkten über eine Laufradumdrehung. Sie sind in Abbildung 4.18 für die Axialgeschwindigkeit und in Abbildung 4.19 für die Umfangsgeschwindigkeit aufgetragen.

In jedem Diagramm sind jeweils drei Monitoringpunkte dargestellt. Die schwarzen Verläufe sind die äußersten Messpunkte, die auch für die Berechnung der Varianz in Abbildung 4.17 herangezogen wurden. Die Zeitachsen in Abbildung 4.18 und Abbildung 4.19 sind auf die Periodendauer der Laufradrotation  $T_{LR}$  normiert und entsprechend der Anzahl an Laufschaufeln in  $N_S = 13$  Segmente, entsprechend einer Laufradumdrehung, unterteilt.

Die Periodizität, die durch den rotierenden Nachlaufschatten der 13 Laufschaufeln verursacht wird, ist auf jeder der vier äußeren Messpunkte klar erkennbar (schwarze Linien). In Umfangsrichtung ist die Amplitude der Schwingung etwas höher. Die turbulenten Fluktuationen sind im Verhältnis zu den periodischen Schwankungen sehr gering. Dementsprechend ist die Geschwindigkeitsfluktuation zu der dargestellten Wirbelzopfposition nahe der Konuswand vom Laufradnachlauf und nicht durch Turbulenz dominiert.

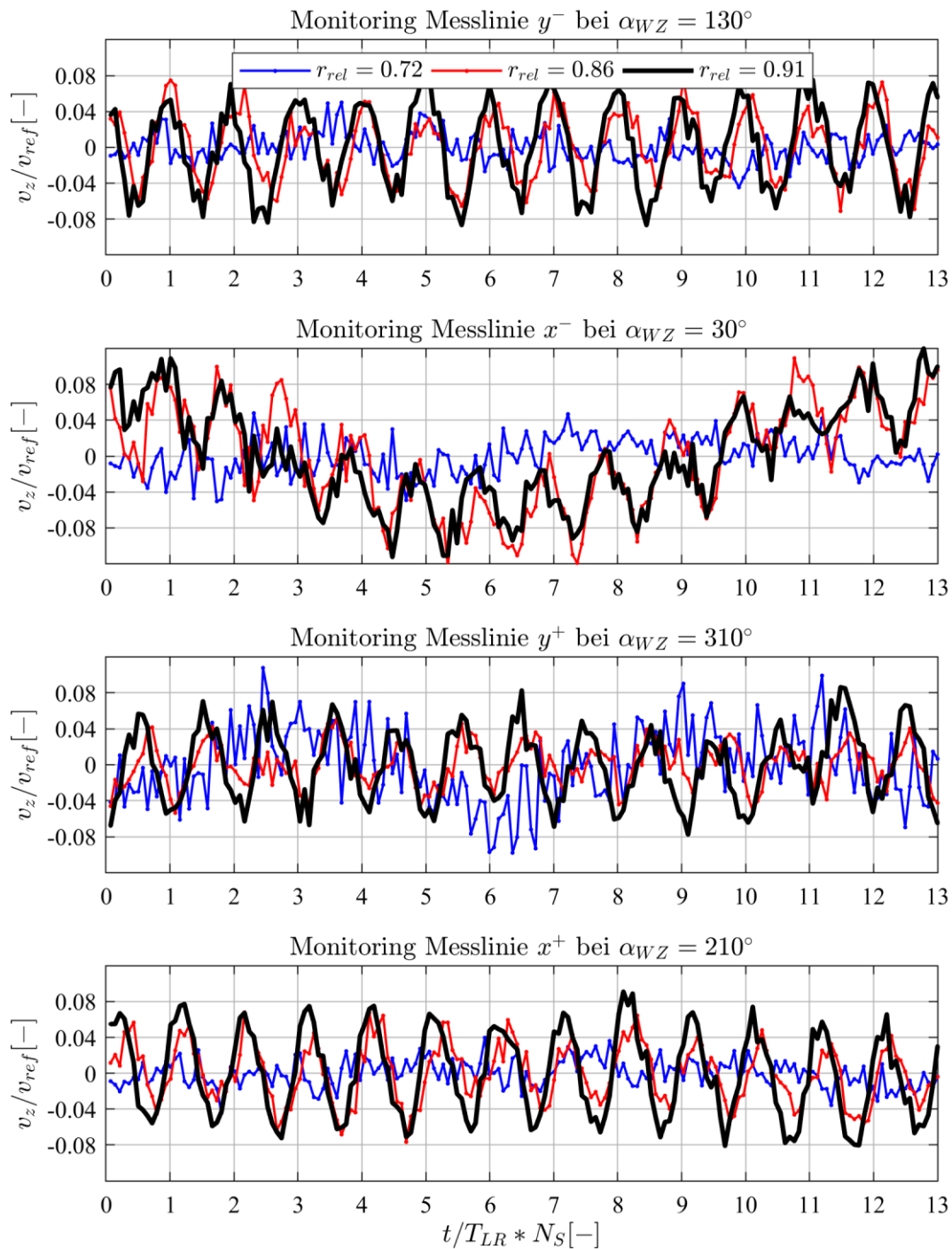


Abbildung 4.18: Doppelt phasenaufgelöste Geschwindigkeitsverläufe in axialer Richtung über eine Laufradumdrehung auf den vier Monitoring Messlinien. In jedem Diagramm sind drei Punkte auf der jeweiligen Linie aufgetragen. Die Verläufe sind zu einer bestimmten Wirbelzopfposition  $\alpha_{WZ}$  dargestellt, welche der maximalen Varianz in Abbildung 4.17 entspricht.



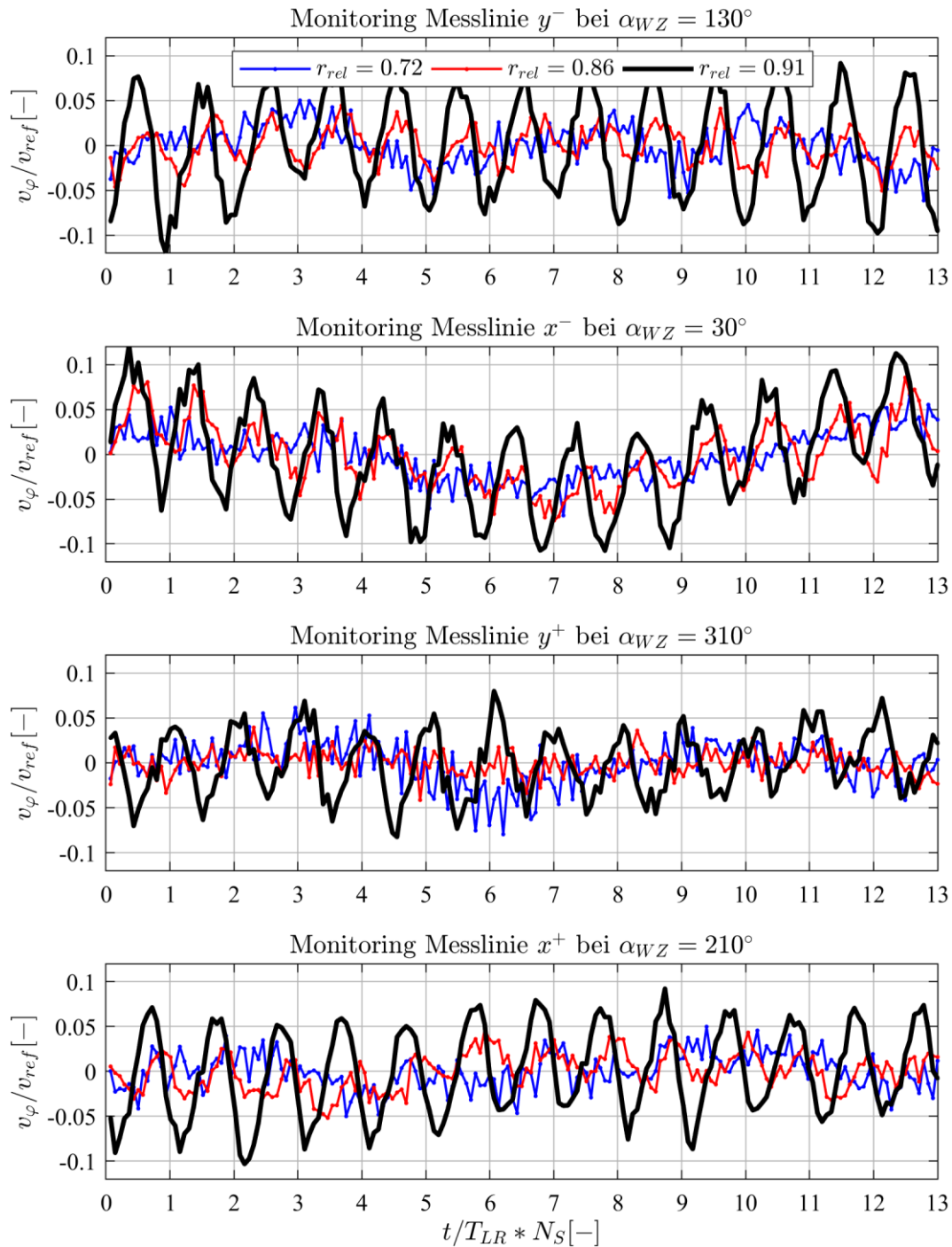


Abbildung 4.19: Doppelt phasenaufgelöste Geschwindigkeitsverläufe in Umfangsrichtung über eine Laufradumdrehung auf den vier Monitoring Messlinien. In jedem Diagramm sind drei Punkte auf der jeweiligen Linie aufgetragen. Die Verläufe sind zu einer bestimmten Wirbelzopfposition  $\alpha_{WZ}$  dargestellt, welche der maximalen Varianz in Abbildung 4.17 entspricht.

Auf der Linie  $x^-$  zeigt sich sowohl in axialer, als auch in Umfangsrichtung eine überlagerte Schwingung, deren Periodendauer sich über die gesamte Länge des Diagrammes erstreckt. Die Frequenz dieser überlagerten Schwingung entspricht also der Laufradfrequenz. Die Überlagerung ist in allen aufgezeichneten Punkten der Linie  $x^-$  zu beobachten.

Die meisten Messpunkte bei  $r_{rel} = 0.86$  (rote Linien) zeigen ebenfalls den Nachlauf der Laufradschaufeln, wenn auch bei geringerer maximaler Amplitude. Allerdings ist hier insbesondere in der Umfangsgeschwindigkeit ein höherer Anteil an turbulenter Fluktuation erkennbar. Bei  $r_{rel} = 0.72$  (blaue Linien) ist durch Betrachtung der Geschwindigkeitsverläufe keine Periodizität durch die Laufschaufeln mehr erkennbar.

Zur Untersuchung des zum Konusmittelpunktes abnehmenden Laufschaufelschattens wird eine Frequenzanalyse durchgeführt (Abbildung 4.20). Für die Berechnung werden die Geschwindigkeitsverläufe in Umfangsrichtung zu den oben identifizierten Wirbelzopfpositionen herangezogen. Die Frequenzanalyse wird in jedem der Monitoringpunkte durchgeführt und als Wasserfalldiagramm dargestellt. Die Frequenz ist dabei auf die Laufraddrehfrequenz  $f_{LR}$  bezogen.

Der Nachlauf der Laufradschaufeln ist an den Peaks bei  $f/f_{LR} = 13$  feststellbar. Erwartungsgemäß ist der Peak bei dem äußersten Messpunkt ( $r_{rel} = 0.91$ ) am höchsten. Der darauffolgende Punkt ( $r_{rel} = 0.86$ ) lässt eine geringere Amplitude erkennen. Alle weiteren Punkte in Richtung Konusmitte ( $r_{rel} = [0.72, 0.58, 0.44]$ ) enthalten sehr geringen Einfluss vom Laufschaufelprofil. Die in Abbildung 4.18 und Abbildung 4.19 identifizierte überlagerte Schwingung mit Laufraddrehfrequenz auf der Linie  $x^-$  ist auch anhand der Frequenzanalyse erkennbar. Bei  $f/f_{LR} = 1$  sind auf der Linie  $x^-$  im Gegensatz zu den anderen Linien deutliche Peaks vorhanden.

Auf Basis der doppelten Phasenauflösung kann ein integraler Vergleich der Varianzen, die auf die Laufradrotation, die Wirbelzopfrotation und die Turbulenz der Strömung zurückzuführen sind durchgeführt werden. Hierzu werden die Daten der jeweils äußersten Monitoringpunkte, also bei größtem Einfluss des Laufschaufelnachlaufes, verwendet. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.21 dargestellt. Die Balkendiagramme zeigen in axialer und in Umfangsrichtung die Anteile der einzelnen periodischen und turbulenten Schwankungen an der globalen Varianz  $\bar{\sigma}^2$ . Im linken Diagramm der jeweiligen Richtung sind die prozentualen Anteile dargestellt und jeweils rechts die Anteile an den normierten Absolutwerten von  $\bar{\sigma}^2$ .

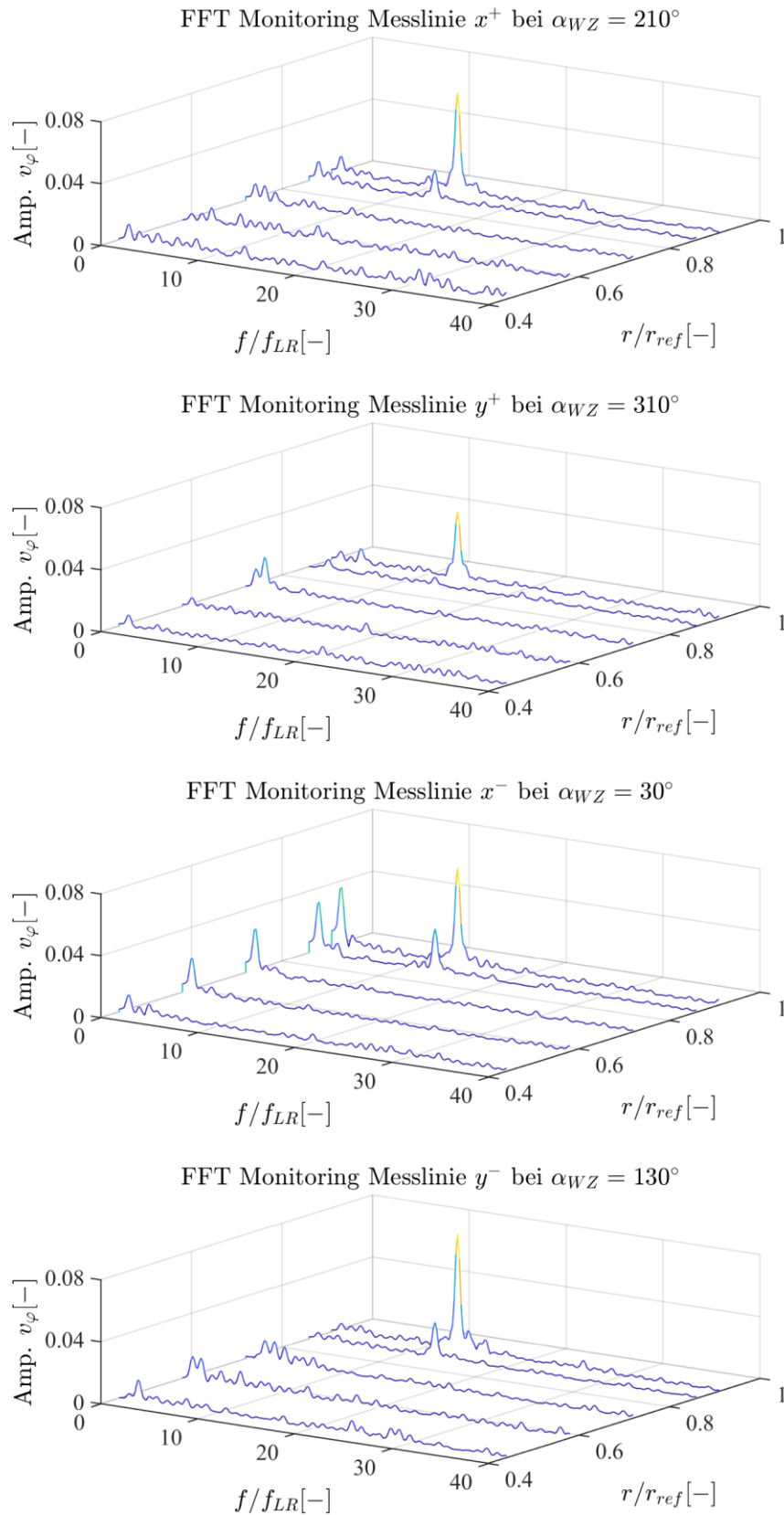


Abbildung 4.20: Frequenzanalyse des periodischen Geschwindigkeitsverlaufes in Umfangsrichtung auf den Monitoringlinien. Die Wirbelzopffositionen sind gemäß Abbildung 4.17 ausgewählt.

## 4 Analyse und Diskussion der Ergebnisse

Die Summe der aus der doppelten Phasenauflösung berechneten Anteile des Wirbelzopfes  $\tilde{\sigma}_{WZ}^2$ , des Laufrades  $\tilde{\sigma}_{LR}^2$  und der Turbulenz  $\tilde{\sigma}^2$  entspricht, wie auch in Abbildung 4.16, nicht exakt der globalen Varianz  $\bar{\sigma}^2$ . Im Balkendiagramm ist diese Differenz violett dargestellt. Grund für die Differenz ist die unterschiedliche Berechnungsweise der Gesamtwerte. Bei der globalen Varianz fließt jede Schwankung, die über den gesamten Messzeitraum auftritt, in das Ergebnis ein. Im Gegensatz dazu wird durch das komplexe Verfahren der doppelten Phasenauflösung der Datensatz zerlegt und gezielt Schwankungen eliminiert, um sie anschließend wieder zu addieren. Dieser Prozess und Ungenauigkeiten durch die Diskretisierung können dazu führen, dass nicht alle in der Strömung auftretenden Schwankungen enthalten sind. Die Differenz enthält dementsprechend zum einen Schwankungen, die durch die doppelte Phasenauflösung nicht erfasst werden und weiterhin einen Fehleranteil durch das durchgeführte Analyseverfahren.

Der prozentuale Vergleich lässt erkennen, dass die Turbulenz in axialer Richtung, dargestellt als phasengemittelte Varianz  $\tilde{\sigma}_{ZZ}^2$ , einen deutlich geringeren Anteil annimmt, als in Umfangsrichtung  $\tilde{\sigma}_{\varphi\varphi}^2$ . Diese Tendenz ist gegenüber dem Vergleich über die ganze Ebene (Abbildung 4.16) unterschiedlich, da hier die intensive periodische Geschwindigkeitsschwankung im Kernbereich der Strömung nicht berücksichtigt ist.

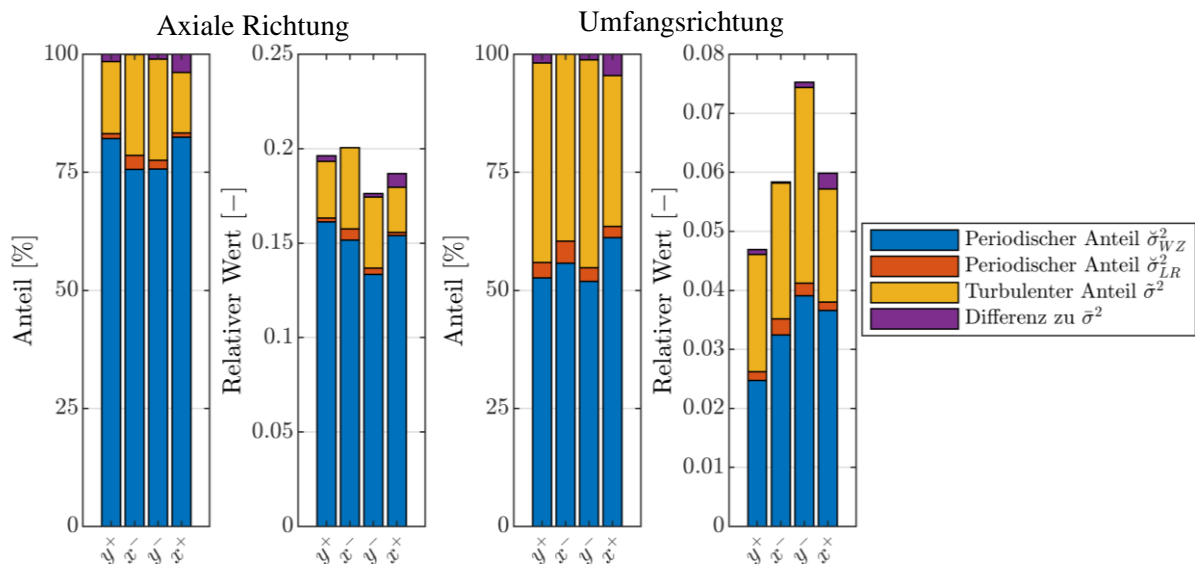


Abbildung 4.21: Relativer und absoluter Vergleich der Anteile der Fluktuationen in den äußeren Monitoringpunkten im zeitlichen Mittel. Die beiden linken Diagramme stellen die Fluktuationen in axialer Richtung dar, die beiden rechten Diagramme in Umfangsrichtung.

Die periodische Schwankung der Laufraddrehfrequenz  $\check{\sigma}_{LR}^2$  nimmt einen sichtbaren Anteil an der gesamten Fluktuation ein. Durch die bereits beschriebene Schwankung mit Laufraddrehfrequenz auf der Linie  $x^-$  ist die Varianz hier leicht erhöht. In allen Diagrammen hat die periodische Schwankung des Wirbelzopfes  $\check{\sigma}_{WZ}^2$  den größten Anteil. In Umfangsrichtung ist der prozentuale periodische Anteil des Laufschaufelschattens mehr als doppelt so hoch.

Über den Umfang weist die globale periodische Schwankung in tangentialer Richtung Unterschiede auf. Von der Linie  $y^-$  zur Linie  $y^+$  beträgt die Differenz etwa 37 %. Die prozentuale Verteilung ist hingegen über den Umfang relativ konstant. Als Ursache hierfür sind unterschiedliche Strömungsgeschwindigkeiten unwahrscheinlich, da in dem Fall auch in der axialen Varianz diese Unterschiede auftreten müssten. Der Effekt steht sehr wahrscheinlich im Zusammenhang mit einem leicht asymmetrischen Verlauf des Wirbelzopfes, wie auch in den phasenaufgelösten Profilen der Schwankungsgrößen in Abbildung 4.11 und Abbildung 4.12 erkennbar.

Die Daten der integralen Analyse sind in Tabelle 4.2 zusammengefasst. Der periodische Anteil des Laufrades, der durch doppelte Phasenauflösung isoliert werden konnte, liegt zwischen 0.9 % und 4.7 %. Dieser Wert bezieht sich auf eine volle Wirbelzopfumdrehung, bildet also auch die Bereiche ab, in denen der Laufradeinfluss gering ist. Der Einfluss der Turbulenz ist mit 12.8 % bis 44.1 % deutlich größer. Dominierend ist in jedem Fall der periodische Anteil des Wirbelzopfes.

Tabelle 4.2: Anteile der Varianz durch Laufradrotation, Wirbelzopfrotation und Turbulenz an der global ermittelten Varianz.

	Axiale Richtung				Ufangsrichtung			
	$y^+$	$x^-$	$y^-$	$x^+$	$y^+$	$x^-$	$y^-$	$x^+$
Globale Varianz $\bar{\sigma}^2 [-]$	0.196	0.201	0.176	0.187	0.047	0.058	0.075	0.060
Period. Anteil WZ [%]	82.1	75.6	75.7	82.5	52.6	55.7	51.9	61.2
Period. Anteil LR [%]	1.1	3.0	1.9	0.9	3.2	4.7	2.9	2.4
Turbulenter Anteil [%]	15.2	21.4	21.4	12.8	42.2	39.8	44.1	32.0

## Diskussion

Mithilfe des Analyseverfahrens zur doppelten Phasenauflösung kann gezeigt werden, dass periodische Geschwindigkeitsschwankungen aufgrund der Laufradrotation trotz der

dominierenden Wirbelzopfrotation messbar sind. Der Einfluss des Laufrades ist lokal auf den äußersten Bereich der Konusebene nahe der Konuswand begrenzt und nimmt in Richtung Konuszentrum rasch ab. Bereits in der Nähe des Wirbelkernes ist die gemessene Schwankung mit Laufraddrehfrequenz sehr gering. Dies entspricht der in Abbildung 1.6 dargestellten Annahme, dass der Kegel, den die Umlaufbahn des Wirbelzentrums entlang des Konus bildet, die Strömung in zwei Zonen unterteilt. Der Laufradnachlauf wird durch diese Strömungsstruktur in die äußere Zone verlagert.

Mithilfe der weiterführenden Analyse kann ein Bereich relativ zum Wirbelzopfzentrum identifiziert werden, auf den der Laufschaufeleinfluss wie in Abbildung 4.17 dargestellt begrenzt ist. Das Ausmaß dieses Bereiches in Umfangsrichtung sowie die Position relativ zum Wirbelzopf ist für alle Messpunkte sehr ähnlich. Zwischen dem Winkelversatz von etwa  $160^\circ$  von Wirbelzentrum zum größten Einfluss des Laufrades und den weiteren innerhalb der Messebene beschriebenen Strömungsphänomene besteht kein sichtbarer Zusammenhang. Die Ursache für die Begrenzung der Schwankungen auf diesen Bereich wird daher in der korkenzieherförmigen Struktur des Wirbelzopfes im vor- und nachgelagerten Strömungsverlauf vermutet, der über weite Teile des Umfangs stark auf die Geschwindigkeitsschwankungen des Laufradnachlaufes einwirkt.

In der wandnahen Zone liegt der Einfluss des Laufrades auf die Geschwindigkeitsschwankungen in Umfangsrichtung in einem Bereich bis zu 4.7 %. Dies ist eine Größenordnung, die möglicherweise für technische Anwendungen relevant ist, da der Anteil als Fehler in die turbulenten Schwankungen einfließt, wenn diese durch einfache Phasenauflösung bestimmt werden. Bei hoher geforderter Genauigkeit und in den entsprechenden Zonen kann demnach die Berücksichtigung des Laufschaufeleinflusses erforderlich sein. Dies gilt insbesondere für komplexe CFD Untersuchungen mit hochgenauer Turbulenzmodellierung. Für den inneren Bereich der Konusebene ab  $r_{rel} \leq 0.86$  ist der Anteil des Laufrades sehr gering, sodass die Ergebnisse der einfachen Phasenauflösung für eine Strömungsanalyse und als Validierungsdaten hinreichend sind.

Stromauf der Messebene im Konus ist ein größerer Einfluss des Laufrades zu erwarten. Zum einen ist die Zone außerhalb der Wirbelkernumlaufbahn tendenziell geringer, wie in Abbildung 1.6 dargestellt. Zum anderen ist die Amplitude des durch Laufschaufelschatten entstehenden Geschwindigkeitsprofils unmittelbar nach Laufradaustritt maximal und sinkt dann mit zunehmendem Abstand.

Die Verteilung der Schwankungsanteile in Abbildung 4.21 zeigt, dass die Turbulenz in x- und in  $\varphi$ -Richtung in den vier dargestellten Messpunkten eine unterschiedliche Amplitude aufweist und daher nicht isotrop ist. Die Berechnung der turbulenten kinetischen Energie kann daher, wie bereits in Kapitel 1.2.3 beschrieben, nicht auf Basis der zwei gemessenen Geschwindigkeitskomponenten erfolgen.

## 4.2 Krümmer

Anhand der Ebene im Krümmer stromab der Konusebene soll untersucht werden, wie sich die im vorigen Kapitel beschriebenen Strömungsphänomene bis dahin ausgeprägt haben. Außerdem kann, da die Ebene mit einer Neigung von  $36.9^\circ$  nahezu senkrecht zur Hauptströmungsrichtung im Krümmer platziert ist (Abbildung 2.3), der Einfluss der beginnenden Umlenkung betrachtet werden.

### 4.2.1 Zeitlich gemittelte Ergebnisse

Die Geschwindigkeit senkrecht zur Krümmerebene ist in Abbildung 4.22 als Konturplot dargestellt. Nahe dem Messfenster, an der Außenseite der Krümmung (Position  $z^* = 0$ ), treten innerhalb der Messebene die höchsten Geschwindigkeiten auf. Die gegenüberliegende Seite wurde durch die Lasermessung nicht vollständig erfasst, sodass in einem Bereich ab  $z^* < 0.8$  keine Daten vorliegen. Die Aufweitung des Saugrohrquerschnittes führt zu einer Reduktion der mittleren Geschwindigkeit. Folglich sind im Vergleich zu der mittleren Geschwindigkeit der Konusebene in Abbildung 4.1 die maximalen Werte hier geringer. Auffällig ist eine Verschiebung des Durchflusses in negativer  $y^*$ -Richtung, also quer zur Hauptströmungsrichtung. Deutlich wird dies anhand der nun auftretenden Rückströmzone, in Abbildung 4.22 erkennbar anhand der Isolinie  $\bar{v}_{x^*}/v_{rel} = 0$ . Eine solche Asymmetrie ist im Konus kaum vorhanden.

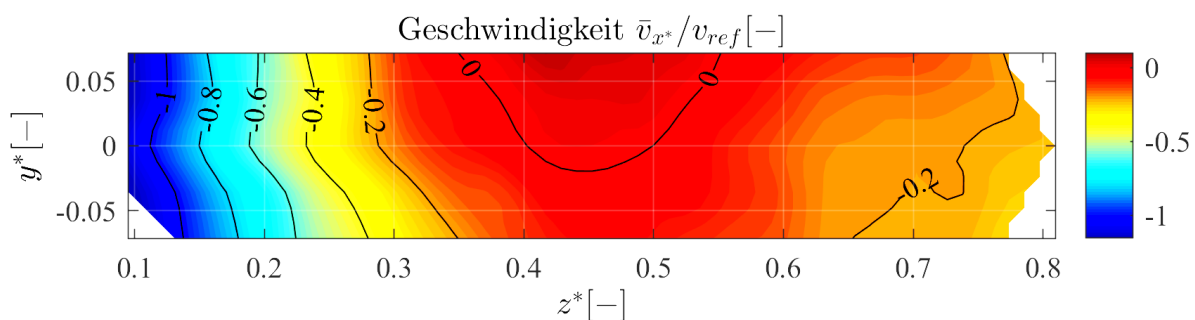


Abbildung 4.22: Zeitlich gemittelte Geschwindigkeit in Hauptströmungsrichtung  $\bar{v}_{x^*}/v_{rel}$  im Krümmer.

Die mittlere Geschwindigkeit quer zur Hauptströmungsrichtung  $\bar{v}_{y^*}/v_{rel}$  ist in Abbildung 4.23 als Vektorplot gezeigt. Sie kann auf der  $z^*$ -Achse, also bei  $y^* = 0$ , als Pendant zur Umfangsgeschwindigkeit im Konus gesehen werden. Abseits dieser Linie fehlt die Komponente in  $z^*$ -Richtung, sodass die Drehung der Strömung um ein Zentrum im Gegensatz zur Konusebene in Abbildung 4.1 nicht erkennbar ist.

Die Isolinie  $\bar{v}_{y^*}/v_{rel} = 0$  verläuft nahe  $z^* = 0.5$ , was der Mitte der Ebene in  $z^*$ -Richtung entspricht. Daraus wird deutlich, dass im zeitlichen Mittel die Rotation der Strömung trotz der beginnenden Umlenkung im Saugrohr nicht signifikant aus dem Zentrum des Querschnittes verschoben wurde. Entlang der  $z^*$ -Achse ergibt sich jedoch eine Asymmetrie, die zu größeren Geschwindigkeitswerten bei kleinem  $z^*$  führt.

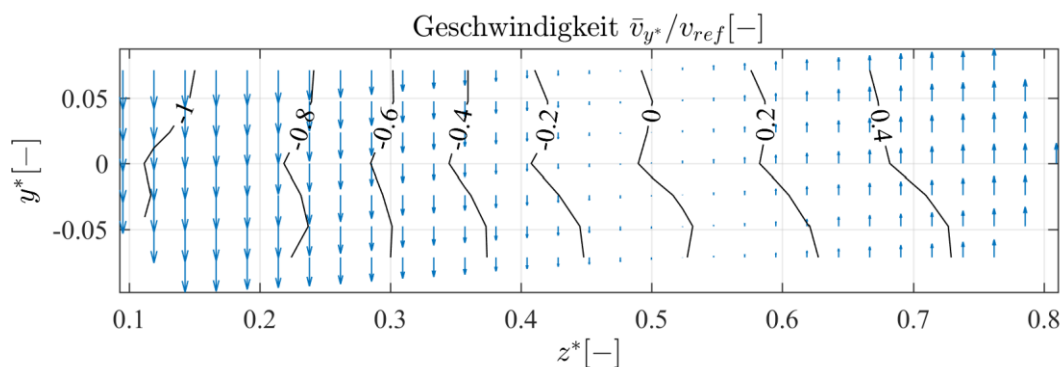


Abbildung 4.23: Zeitlich gemittelte Geschwindigkeit quer zur Hauptströmungsrichtung  $\bar{v}_{y^*}/v_{rel}$  im Krümmer als Vektor- und Konturplot.

### 4.2.2 Phasenaufgelöste Ergebnisse

Die phasenaufgelöste Darstellung der Geschwindigkeit in Hauptströmungsrichtung  $v_{x^*}/v_{rel}$  (Abbildung 4.24) zeigt ein Profil, das zwar eine große Abhängigkeit von der Wirbelzopfposition  $\alpha_{WZ}$  aufweist, darüber hinaus aber signifikant von der Charakteristik im Konus abweicht. Aus dem Verlauf des Konturplots über die Wirbelzopfdrehung wird die Ursache für die Asymmetrie des zeitlichen Mittelwertes ersichtlich: Im Bereich positiver  $y^*$ -Richtung entsteht bei  $\alpha_{WZ} = 180^\circ$  eine Rückströmzone mit relativ hohen Geschwindigkeiten entgegen der Hauptströmungsrichtung. Dabei treten Werte bis zu einem Drittel der maximalen Geschwindigkeiten in der Messebene auf. Im weiteren Verlauf, bei  $\alpha_{WZ} = 270^\circ$ , bewegt sich der Wirbel und damit auch die Rückströmzone in die Messebene. In der weiteren Wirbelzopfdrehung,  $\alpha_{WZ} = 0^\circ$  und  $\alpha_{WZ} = 90^\circ$ , ist in der Messebene keine Rückströmzone mehr vorhanden.



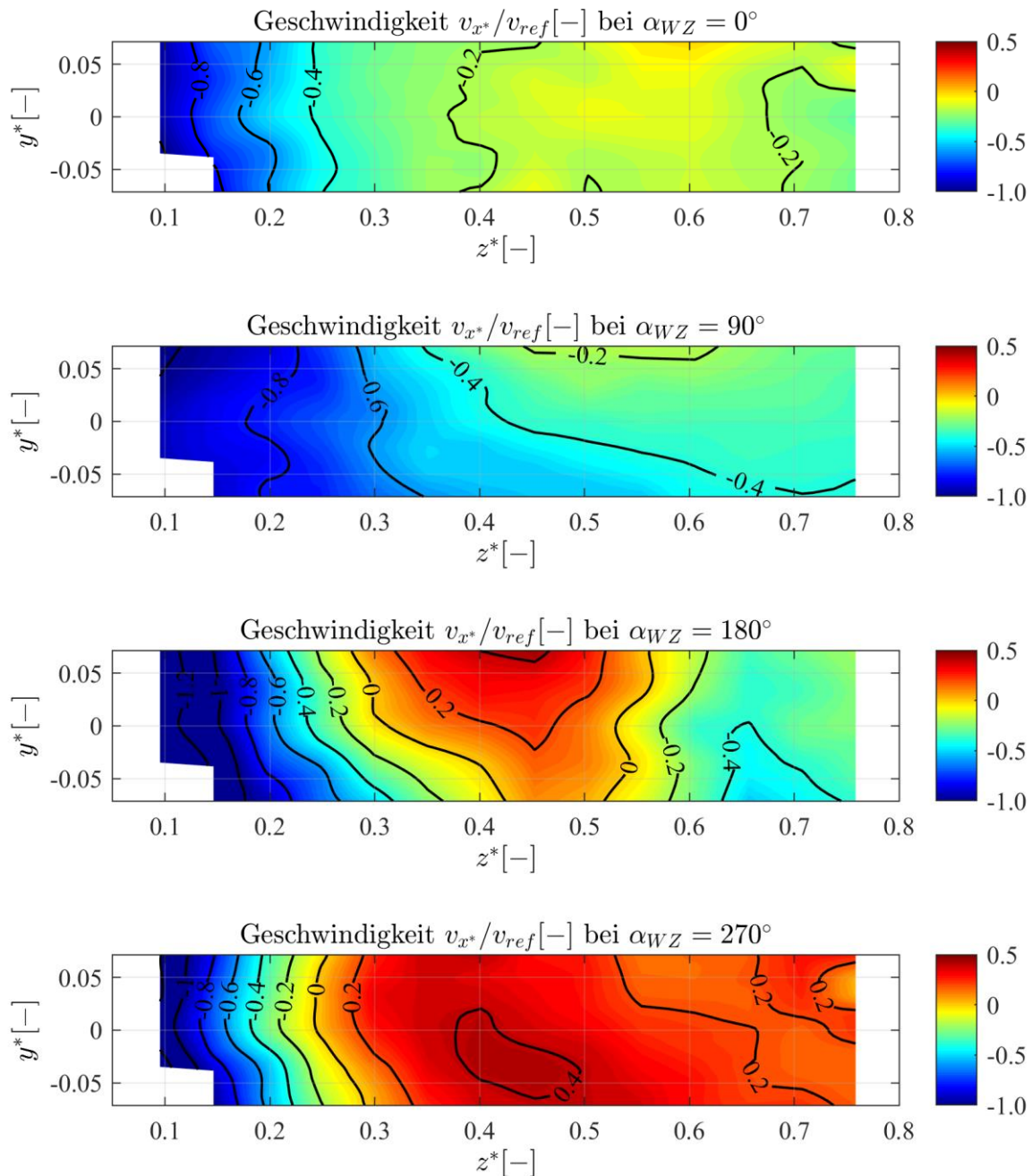


Abbildung 4.24: Phasenaufgelöste Geschwindigkeit in Hauptströmungsrichtung  $v_{x^*}/v_{rel}$  im Krümmer.

Anhand der phasenabhängigen Geschwindigkeitsprofile lässt sich zeigen, dass der Wirbelzopf in der Krümmerebene teilweise die stabile Korkenzieherform verloren hat. Während das Geschwindigkeitsprofil im Konus deutlich die Rotation des Wirbelzopfes erkennen lässt überwiegen im Krümmer ungleichförmige Veränderungen des Geschwindigkeitsprofils. Besonders auf der Seite mit starker Rückströmung ( $y^* > 0$ ) entsteht eine Pulsation durch einen Wechsel der Strömungsrichtung mit hohem zeitlichem Gradienten.

Weiterhin wird die phasenaufgelöste Geschwindigkeit in  $y^*$ -Richtung betrachtet. Die Abhängigkeit von der Wirbelzopfposition zeigt sich in den Konturplots in Abbildung 4.25.

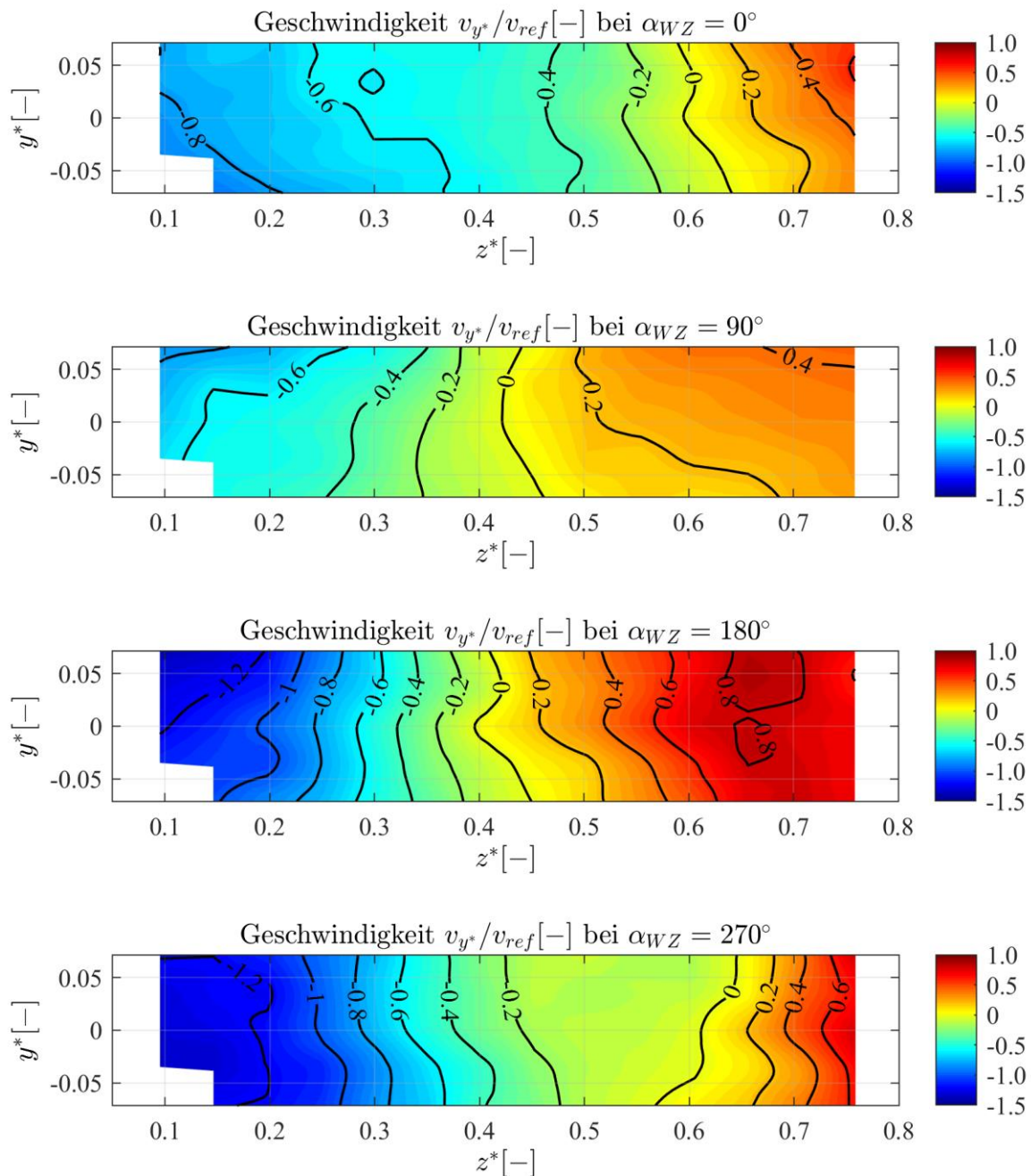


Abbildung 4.25: Phasenaufgelöste Geschwindigkeit quer zur Hautströmungsrichtung  $v_{y^*}/v_{rel}$  im Krümmer.

Da die Geschwindigkeitskomponente  $v_{z^*}$  nicht gemessen wird, ist der Wirbelkern in  $y^*$ -Richtung nur schwer identifizierbar. Er befindet sich auf der Linie  $v_{y^*}/v_{rel} = 0$ . Der Wirbelkern bewegt sich auf der Linie  $y^* = 0$  in einem Bereich  $0.4 < z^* < 0.65$ . Die Kreisbahn des Wirbelzopfes ist also kaum aus dem Zentrum des Querschnittes heraus

verschoben. Entlang der  $y^*$ -Achse ist, wie auch in der Axialgeschwindigkeit, eine Asymmetrie erkennbar. Die höheren Geschwindigkeiten in Querrichtung treten hier in positiver  $y^*$ -Richtung auf.

Da der Winkel  $\alpha_{WZ}$  auf die Lage des Wirbelzopfes in der Konusebene bezogen ist, stimmt der Winkel  $\alpha_{WZ} = 0^\circ$  hier nicht mit dem Schnittpunkt des Wirbelkernes mit der  $y^*$ -Achse überein. Die Winkelverschiebung wird durch die Betrachtung der Geschwindigkeitsprofile auf der  $z^*$ -Achse sichtbar. Die phasenaufgelösten Geschwindigkeiten in Abbildung 4.26 sind daher mit einem entsprechenden Phasenversatz versehen. Die Geschwindigkeitsprofile zu den jeweiligen Wirbelzopfpositionen sind mit gelben Kreisen gekennzeichnet. Zudem ist zum Vergleich die zeitlich gemittelte Geschwindigkeit mit schwarzen Punkten aufgetragen.

Bei  $\alpha_{WZ} = 160^\circ$  liegt das Zentrum des Dralls auf der  $z^*$ -Achse bei  $z^* = 0.4$ . Die Axialgeschwindigkeit zeigt zu dieser Wirbelposition eine leichte Rückströmzone nahe dem Wirbel mit großem Gradienten zur Saugrohrwand hin. Diese Beobachtung deckt sich mit dem Geschwindigkeitsprofil im Konus in Abbildung 4.8.

Entsprechend zu den Geschwindigkeitsprofilen ist in Abbildung 4.27 die Varianz zu den Wirbelzopfpositionen  $\alpha_{WZ} = 70^\circ$  und  $\alpha_{WZ} = 160^\circ$  gezeigt. Die blauen Kreuze stellen die globale Varianz dar. Beim Vergleich mit der Messung im Konus zeigt sich, dass der markante Anstieg in der Umfangskomponente ( $y^*$ -Richtung) hier deutlich geringer ausfällt. In axialer Richtung steigt die Varianz dahingegen bei  $z^* = 0.35$  auf einen relativ hohen Wert an. Dieser Verlauf ist allerdings innerhalb des gemessenen Bereiches nur auf der Außenseite der Krümmung sichtbar.

Die phasengemittelte Varianz, dargestellt durch schwarze Punkte, liegt bis auf einige Anstiege nur knapp unterhalb der globalen Varianz. Die Geschwindigkeitsprofile schwanken somit über eine Periodendauer der Wirbelzopfrotation weniger als noch in der Konusebene. Die turbulenten Schwankungen nehmen insgesamt einen größeren Anteil an der gesamten gemessenen Fluktuation ein. Die phasenaufgelöste Varianz, repräsentiert durch rote Kreise, ist folglich einer geringeren Schwankung zwischen den verschiedenen Wirbelzopfpositionen unterlegen. Nahe dem Wirbelkern ist der Anstieg des turbulenten Anteils geringer als noch im Konus. Dies ist auch auf die insgesamt geringere Strömungsgeschwindigkeit in dem Bereich zurückzuführen.

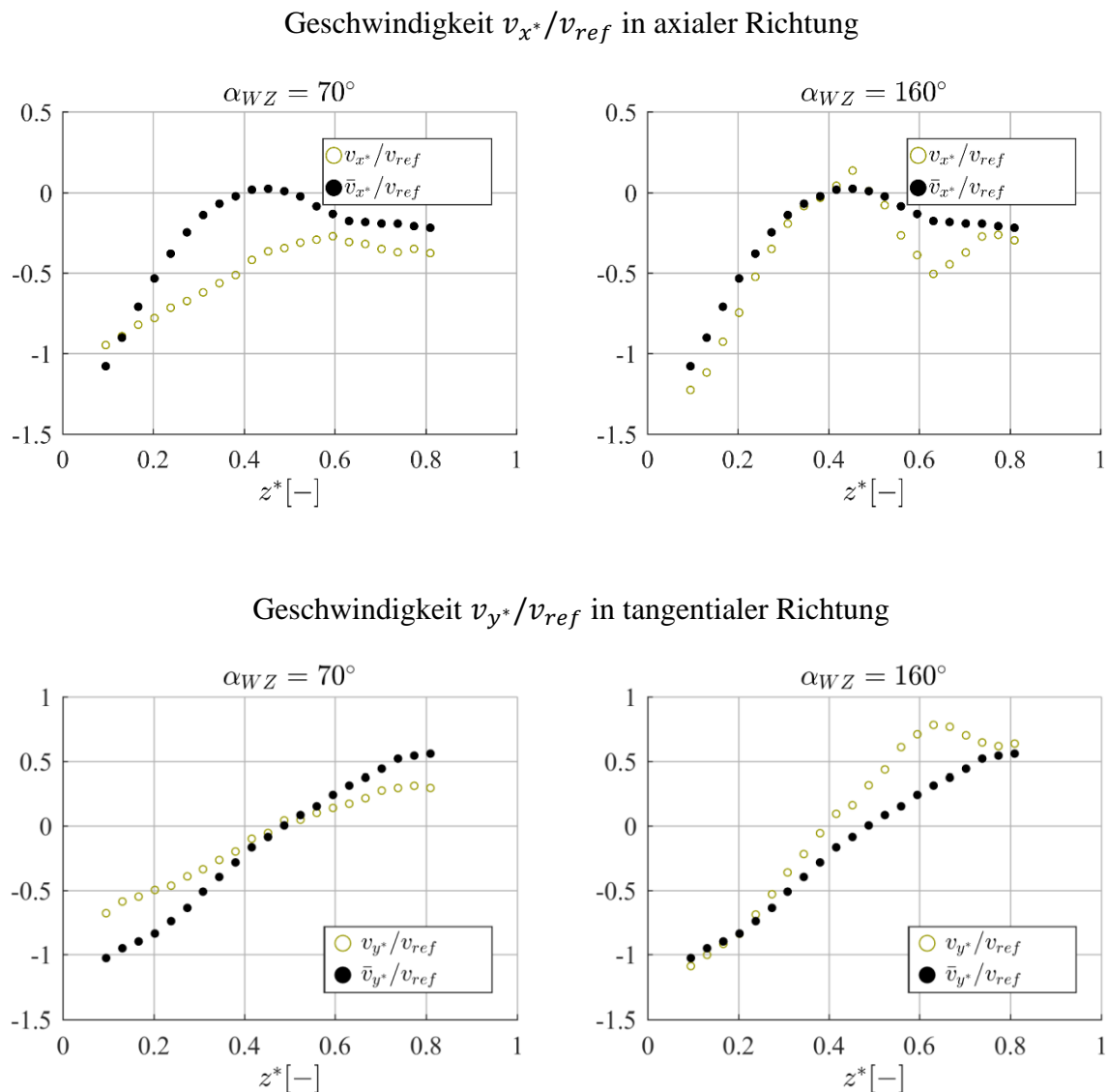


Abbildung 4.26: Phasenaufgelöste Geschwindigkeiten auf der  $z^*$ -Achse in  $x^*$ -Richtung (oben) und in  $y^*$ -Richtung (unten). Aufgrund des Phasenversatzes zur Konusebene sind die Winkel  $\alpha_{WZ} = 70^\circ$  und  $\alpha_{WZ} = 160^\circ$  dargestellt.

Die doppelte Phasenauflösung wurde auch für die Ebene im Krümmer durchgeführt und analog zur Konusebene analysiert. Die Abhängigkeit vom Laufschaufelnachlauf konnte dabei in keinem Messpunkt festgestellt werden. Durch die zunehmende Aufweitung des Saugrohres und die damit verbundene Verzögerung der Strömung wird das Laufschaufelprofil vernachlässigbar. Der Effekt der Verschiebung des Profils in den äußeren Rand des Strömungsquerschnittes sorgt für eine weitere Abschwächung der periodischen Geschwindigkeitsschwankung mit der Laufradfrequenz.

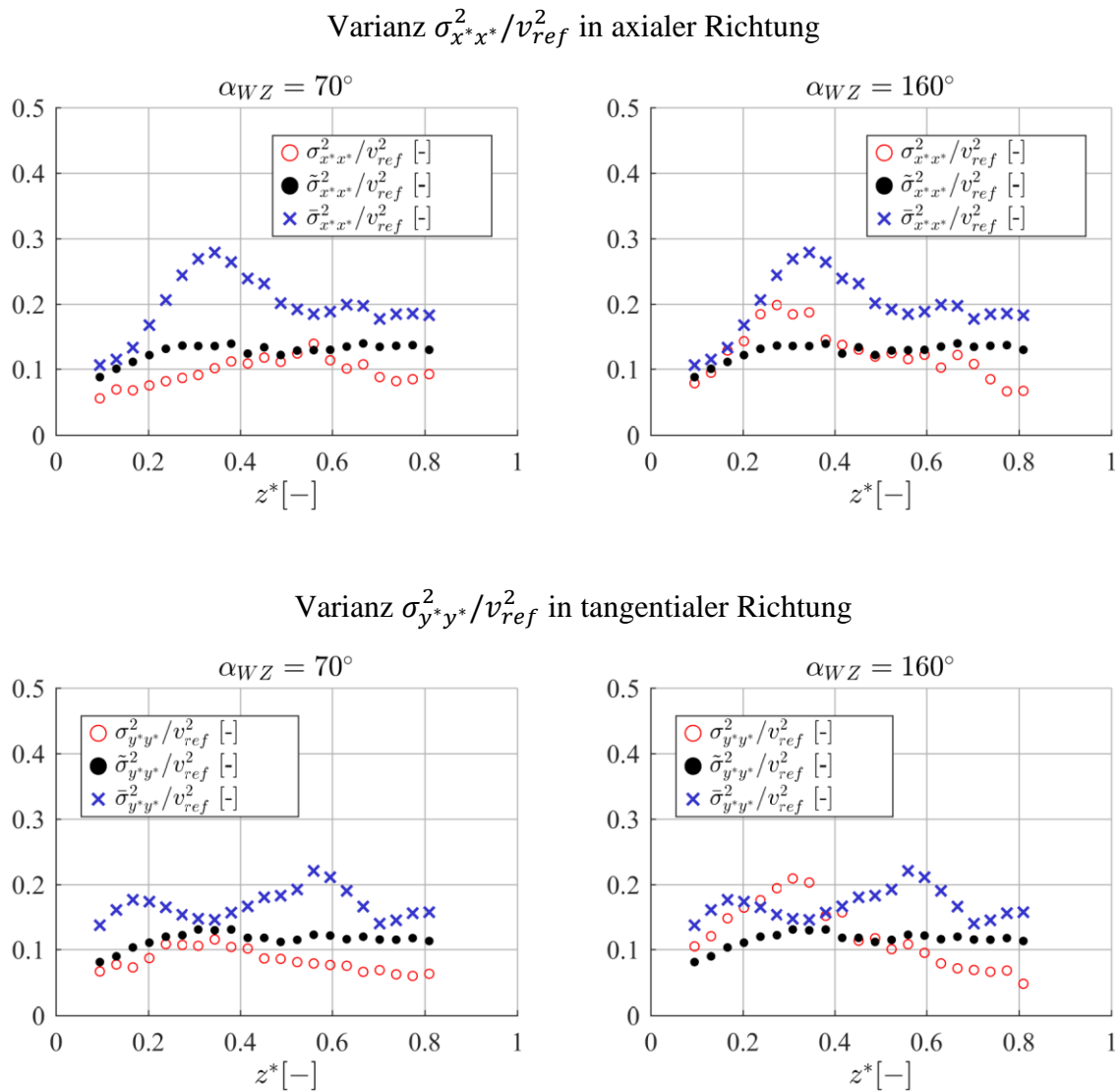


Abbildung 4.27: Varianz in Abhängigkeit der Wirbelzopfposition  $\sigma^2/v_{ref}^2$ , phasengemittelt  $\tilde{\sigma}^2/v_{ref}^2$  und global  $\bar{\sigma}^2/v_{ref}^2$  auf der Koordinatenachse  $z^*$  in  $x^*$ -Richtung (oben) und in  $y^*$ -Richtung (unten). Aufgrund des Phasenversatzes zur Konusebene sind die Winkel  $\alpha_{WZ} = 70^\circ$  und  $\alpha_{WZ} = 160^\circ$  dargestellt.

Insbesondere in den phasenaufgelösten Konturplots wird die Asymmetrie quer zur Hauptströmungsrichtung deutlich. Aus den Ergebnissen kann abgeleitet werden, dass die Umlaufbahn des Wirbelzopfes zwar in  $x^*$ -Richtung relativ zentral in der Ebene verbleibt, in  $y^*$ -Richtung jedoch dezentral verläuft. Zudem weicht das phasenaufgelöste Geschwindigkeitsprofil in Transportrichtung von dem Profil im Konus (Abbildung 4.7) ab. Es ist nur eine Rückströmzone vorhanden, die einen deutlich größeren Bereich einnimmt. Während im Konus eine relativ gleichförmige Drehung des Profils um den Mittelpunkt der kreisförmigen Ebene zu beobachten ist, unterliegt das Profil im Krümmer während der Wirbelzopfumdrehung zusätzlich einer strukturellen Veränderung.

Die Ergebnisse im Krümmer zeigen zwar noch die Einflüsse des Wirbelzopfes, lassen aber auf das Aufplatzen des Wirbelzopfes innerhalb oder bereits stromauf der Ebene schließen. Der Wirbelzopf ist instabil und rotiert nicht mehr um das Zentrum des Saugrohrquerschnittes. Innerhalb der Messebene ist weiterhin ein starker Drall vorhanden, dessen Maximum nur wenig unterhalb der Maximalwerte im Konus liegt. Die Intensität des Dralls ist auf der Innenseite des Krümmers (in  $x^*$ -Richtung) deutlich höher.

### 4.3 Diffusor

Die Diffusorebenen 1, 2 und 3 decken den Bereich des Saugrohres nach der Umlenkung im Krümmer und vor dem Eintritt in den Unterwasserkessel ab. Durch die fortgeschrittene Aufweitung des Querschnittes und den Einfluss des Pfeilers in den Diffusorebenen 2 und 3 kann davon ausgegangen werden, dass die periodischen Phänomene weniger ausgeprägt in den Geschwindigkeitsprofilen sichtbar sind. Die Analyse der Strömung zielt daher neben der Identifizierung der verbleibenden periodischen Anteile auf die Rückströmungen und die turbulente kinetische Energie ab. Für alle Ebenen im Diffusor wurde auch der Einfluss der Laufraddrehfrequenz auf das Strömungsfeld mithilfe einer doppelten Phasenauflösung untersucht. Dabei wurden keine relevanten Ergebnisse gefunden, diese Analyse wird daher hier nicht präsentiert.

#### 4.3.1 Zeitlich gemittelte Ergebnisse

Die Diffusorebenen sind in Abbildung 4.28 gemäß der Verteilung im Saugrohr in der Sicht von oben angeordnet. Als Konturplot ist hier die zeitlich gemittelte Transportgeschwindigkeit dargestellt, also die  $x^*$ -Richtung im jeweiligen lokalen Koordinatensystem. Die Diagramme zeigen die Geschwindigkeiten mit Blick in Hauptströmungsrichtung.

In der Ebene Diffusor 1 (unteres Diagramm) lässt sich gut die Tendenz des Geschwindigkeitsprofils hinter dem Krümmer erkennen. Ein Großteil der Strömung ist auf die rechte Hälfte des Querschnittes verlagert. Der Durchfluss auf der linken Seite ( $y^* > 0$ ) beträgt 27.5 % des Durchflusses auf der rechten Seite.

Tendenziell ist die Geschwindigkeit auf der Unterseite größer als an der Oberseite. Dies ist eine Folge der Umlenkung im Krümmer, die sich schon innerhalb der Krümmerebene abzeichnet. Nahe  $y^* = 0$ , unmittelbar vor dem Pfeiler, zeichnet sich entlang der  $z^*$ -Achse eine S-förmige Konturlinie ab. Ursächlich für die Struktur der Konturlinien ist der Nachlauf



des Wirbelzopfes. Dieser wird in der Phasenauflösung näher betrachtet. In der Diffusorebene 1 tritt keine Rückströmung und damit noch keine Ablösung von der oberen Wandung auf.

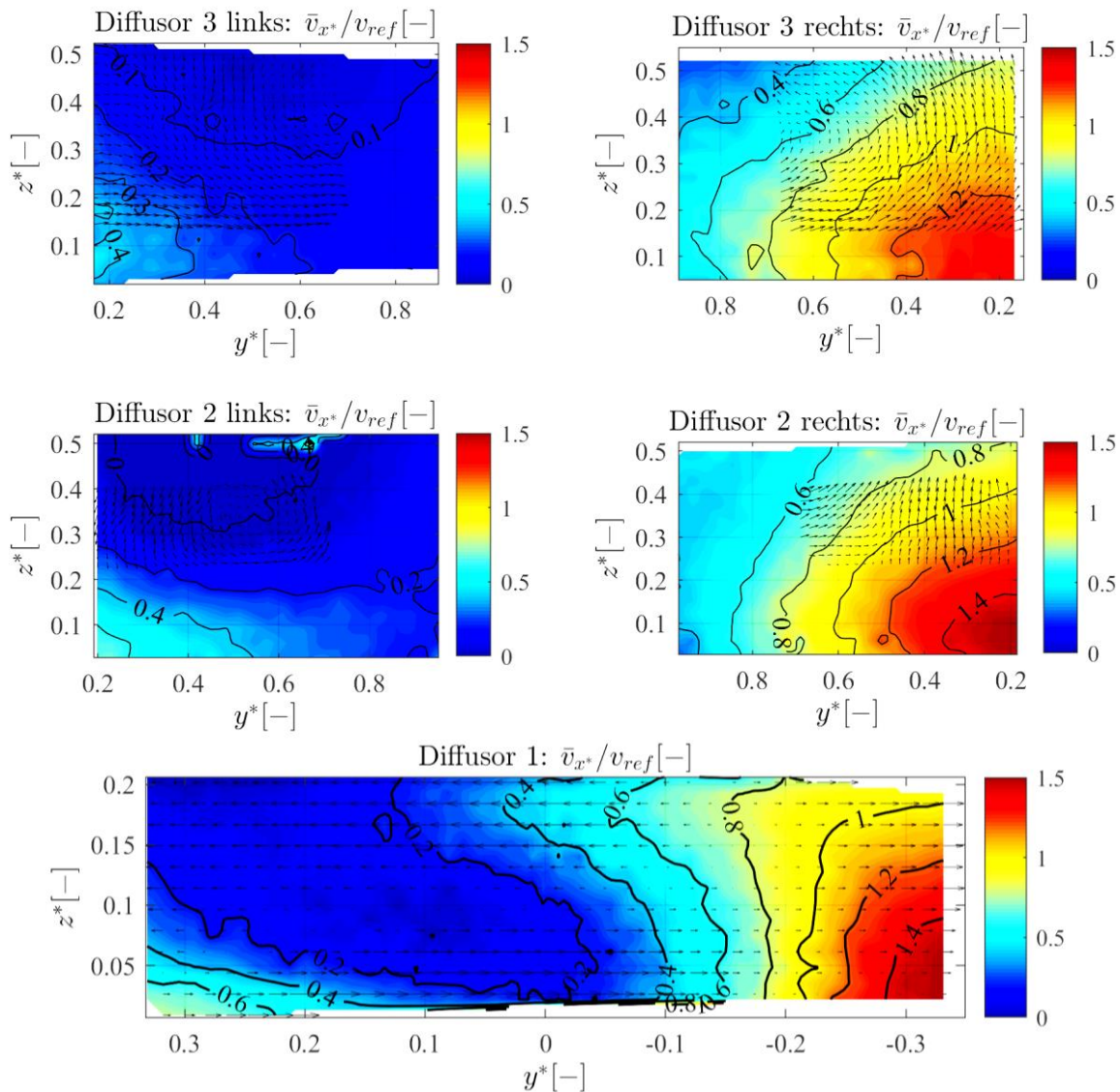


Abbildung 4.28: Zeitlich gemittelte Geschwindigkeit in  $x^*$ -Richtung in den fünf Messebenen im Diffusor als Konturplot. Die Darstellung der Zahlenwerte ist jeweils positiv in Hauptströmungsrichtung. Vektoriell dargestellt sind die Geschwindigkeiten parallel zur Messebene, für die Ebene Diffusor 1 nur als  $y^*$ -Geschwindigkeit. Die Skalen der Vektorplots sind nicht einheitlich.

Stromab der Diffusorebene 1 wird die Strömung durch den Pfeiler in zwei Kanäle aufgeteilt. Diese sind in Abbildung 4.28 als getrennte Diagramme, Diffusorebene 2 links und Diffusorebene 2 rechts, dargestellt. Die rechte Seite kann als Fortsetzung des Strömungsbildes in der Ebene 1 gesehen werden. Die höchste Strömungsgeschwindigkeit tritt auch hier in der unteren rechten Ecke auf, ist aber infolge der Querschnittsaufweitung reduziert. Der Gradient

der Transportgeschwindigkeit verläuft nahezu linear in diagonaler Richtung in die obere linke Ecke des Kanals.

Auf der linken Seite hat sich das Strömungsbild stark verändert: Hier tritt nun eine ausgeprägte Rückströmzone auf der Oberseite auf, erkennbar an der Isokonturlinie  $\bar{v}_{x^*}/v_{ref} = 0$ . Sie ist eine Folge aus der weiteren Strömungsumlenkung beim Eintritt in den Diffusor und der zunehmenden Verzögerung der Strömung. Die maximalen Geschwindigkeitswerte auf der linken Seite der Diffusorebene 2 sind folglich deutlich geringer als im rechten Kanal. Die in diesem Bereich erkennbaren Fragmente mit positiver Geschwindigkeit und großen Gradienten sind auf fehlerhafte Messungen aufgrund der hohen Eindringung in den Strömungsbereich zurückzuführen.

Unmittelbar vor Eintritt in den Unterwasserkessel, in der Diffusorebene 3 links, ist innerhalb der Messebene keine Rückströmung mehr vorhanden. Im stärker durchströmten rechten Kanal hat sich das Geschwindigkeitsprofil bis auf die weitere Verzögerung nicht signifikant verändert.

Für die Ebenen mit dreidimensionalen Daten sind in Abbildung 4.28 die Vektorplots beider Geschwindigkeitskomponenten parallel zur Messebene dargestellt. Der Bereich ist aufgrund der begrenzten Überlappung kleiner als die Messebenen der Transportgeschwindigkeit. Da für die Diffusorebene 1 nur zweidimensionale Daten vorliegen ist hier nur die Querströmung in  $y^*$ -Richtung enthalten.

In Diffusorebene 1 erstreckt sich von der linken unteren Ecke in die rechte obere Ecke ein schmaler Bereich mit sehr geringen Geschwindigkeitswerten, erkennbar an den entsprechend kurz skalierten Vektoren. Unterhalb dieser Grenze strömt das Wasser nach rechts, darüber nach links. Dieses Vektorfeld ist eine Folge des noch immer vorhandenen Restdralls, dessen Zentrum auf dem Bereich geringer Werte liegt. Aufgrund der bereits im Krümmer identifizierten Verschiebung des Wirbelkernes aus der Mitte kann davon ausgegangen werden, dass dieser auf der linken Hälfte der Messebene liegt.

Infolgedessen ist in der Ebene Diffusor 2 auf der linken Seite eine Wirbelstruktur erkennbar, deren Zentrum etwa in der Mitte des Querschnittes dieser Ebene liegt. Weiter stromab, in der Diffusorebene 3 links, ist das Wirbelzentrum nicht mehr deutlich erkennbar. Aufgrund des bekannten Vektorfeldes kann vermutet werden, dass es sich rechts der dreidimensionalen Messebene befindet. Im rechten Kanal ist der Restdrall nicht eindeutig identifizierbar. Das Profil in Diffusorebene 3 rechts lässt jedoch eine Rotation der Strömung vermuten.



Für eine weiterführende Analyse der Strömung im Diffusor sollen die zeitlich gemittelten Schwankungsgrößen betrachtet werden. Diese sind in Abbildung 4.29 abgebildet. Für die Ebene Diffusor 1 ist die Varianz in Hauptströmungsrichtung dargestellt, die Ebenen Diffusor 2 und 3 zeigen die dreidimensionale turbulente kinetische Energie.

Auf der rechten Hälfte der Diffusorebene 1 ist die Geschwindigkeitsschwankung in  $x^*$ -Richtung tendenziell höher, mit einem großen Bereich hoher Werte. In Richtung der linken Diffusorwand nehmen die Schwankungswerte kontinuierlich ab. Da in diesem Profil neben den turbulenten Größen auch die periodische Schwankung enthalten ist muss für weitergehende Aussagen das phasenaufgelöste Geschwindigkeitsfeld betrachtet werden.

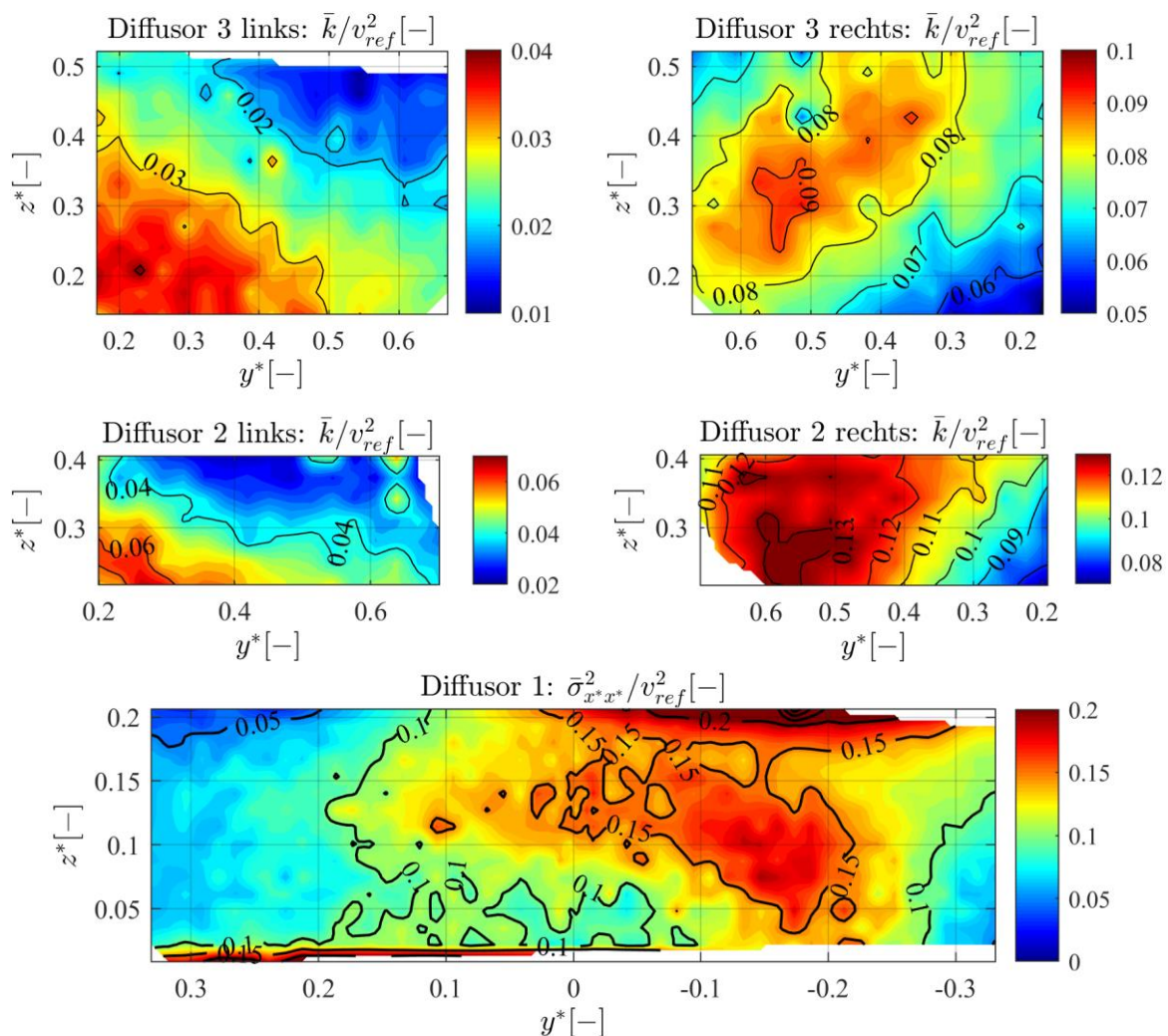


Abbildung 4.29: Zeitlich gemittelte Geschwindigkeitsfluktuationen in den Messebenen im Diffusor als Konturplots. Für die Diffusorebenen 2 und 3 ist die dreidimensionale turbulente kinetische Energie dargestellt. Der Plot in Diffusorebene 1 zeigt die Varianz in Hauptströmungsrichtung.

In den Ebenen Diffusor 2 und 3 zeigen sich Unterschiede in der Entwicklung der turbulenten kinetischen Energie entlang der beiden Kanäle. In der Fortsetzung des Profils in der Diffusorebene 2 ist im rechten Kanal um  $y^* = 0.55$  ein Bereich erhöhter Turbulenz erkennbar. Der Wert sinkt dabei von über  $\bar{k}/v_{ref}^2 = 0.15$  auf  $\bar{k}/v_{ref}^2 = 0.09$  kurz vor dem Unterwasserkessel ab. Im linken Kanal ist die Turbulenz generell geringer.

Sowohl in der vorderen als auch in der hinteren Ebene links des Pfeilers ist ein diagonaler Gradient erkennbar. Die hohen Fluktuationen treten dabei in der unteren linken Ecke der Messebenen auf. Im Vergleich mit den Geschwindigkeitsdaten in Abbildung 4.28 fällt auf, dass die Quergeschwindigkeiten, also der in der Strömung verbliebene Drall, kaum einen Einfluss auf die zeitlich gemittelten Schwankungsgrößen hat. Besonders im linken Kanal ist die turbulente kinetische Energie anscheinend direkt mit der Strömungsgeschwindigkeit in Hauptströmungsrichtung verknüpft.

Die Varianz und die turbulente kinetische Energie in den Diffusorebenen 1, 2 und 3 liegt insgesamt auf einem deutlich geringeren Niveau als die Varianz in der Konusebene oder im Krümmer. Die Schwankungen nehmen somit im zeitlichen Mittel entlang des Saugrohres ab. Dies ist zum einen eine Folge der Verzögerung der Strömung durch die Querschnittsaufweitung, zum anderen wird die periodische Schwankung durch den Wirbelzopf mit zunehmendem Abstand vom Laufrad kontinuierlich abgeschwächt. Letzteres wird durch die Phasenauflösung näher beleuchtet.

Die experimentell ermittelten Geschwindigkeitsfluktuationen sollen der Simulation gegenübergestellt werden. Hierzu ist in Abbildung 4.30 die Varianz in Hauptströmungsrichtung der Messung  $\bar{\sigma}_{x^*x^*,mess}^2$  als Differenz zur Simulation  $\bar{\sigma}_{x^*x^*,sim}^2$  dargestellt. Auf der linken Hälfte ist der Unterschied größtenteils sehr gering. Auf der rechten Seite, bei  $y^* = -0.1$ , liegt die Messung gebietsweise über der Simulation. Der Anstieg der Messdaten in diesem Bereich in Abbildung 4.29 fehlt in der Simulation nahezu vollständig. Weiter in Richtung der rechten Außenwand steigen die Simulationsdaten in einem kleinen Bereich stark an, sodass der Differenzwert negativ wird. Bis auf die beiden beschriebenen Gebiete mit Abweichungen von ca. 20 % von  $v_{ref}^2$  stimmt die Varianz von Simulation und Messung relativ gut überein.

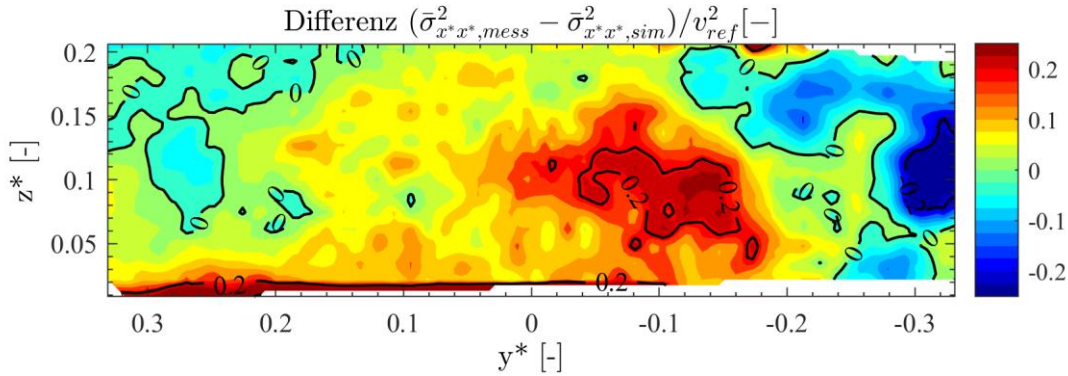


Abbildung 4.30: Vergleich der zeitlich gemittelten Varianz von Messung und Simulation in  $x^*$ -Richtung in der Diffusorebene 1 als Differenzwert  $(\bar{\sigma}_{x^*x^*,mess}^2 - \bar{\sigma}_{x^*x^*,sim}^2)/v_{ref}^2$ .

In den Diffusorebenen 2 und 3 wird der Vergleich der turbulenten kinetischen Energie zwischen Messung und Simulation anhand von vertikalen Linienplots durchgeführt. Abbildung 4.31 zeigt jeweils 5 Profile entlang der  $z^*$ -Achse in den Ebenen Diffusor 2 links und rechts.

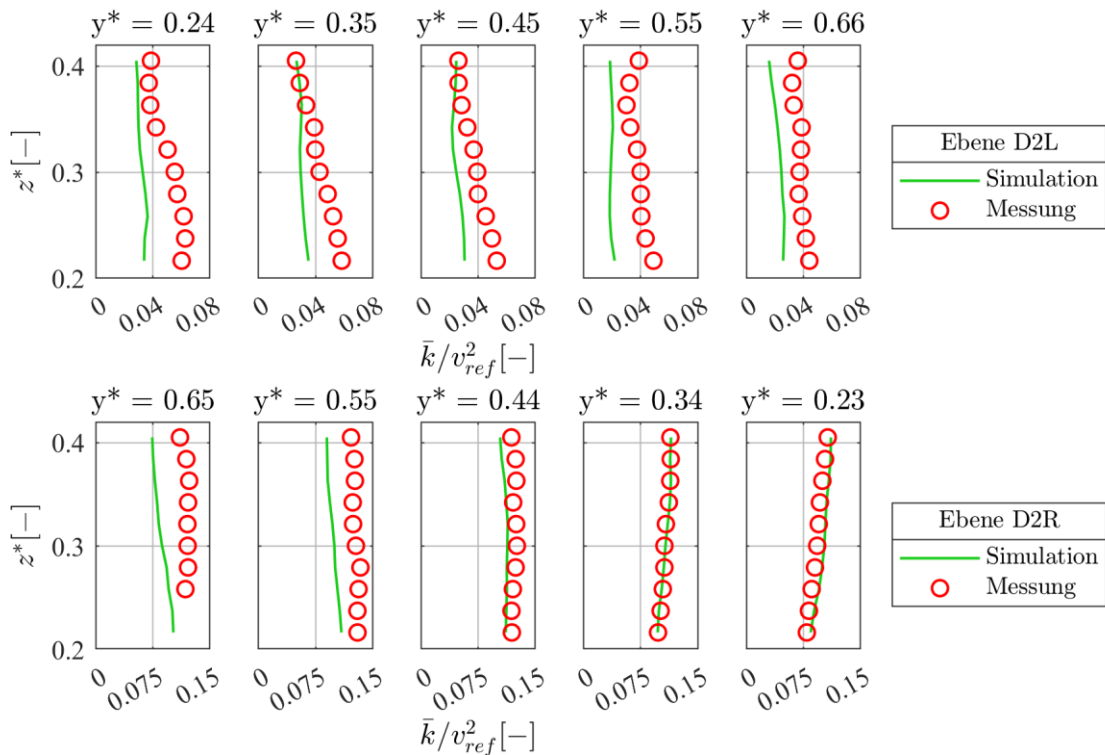


Abbildung 4.31: Vergleich der zeitlich gemittelten turbulenten kinetischen Energie  $\bar{k}$  in der Ebene Diffusor 2 zwischen Messung und Simulation auf je fünf Linien entlang der  $z^*$ -Achse.

Im stärker durchströmten rechten Kanal ist die dreidimensionale Turbulenz generell höher als im linken. Die größten quantitativen Unterschiede zwischen Simulation und Messung liegen

im rechten Kanal nahe dem Pfeiler ( $y^* = 0.65$ ). Hier treten hohe Werte in der Messung auf, während in der Simulation kein Anstieg erkennbar ist. Bei  $y^* < 0.34$ , also in Richtung äußerer Diffusorwand, liegen die Werte nahezu vollständig aufeinander. Links des Pfeilers ist die Abweichung über den gesamten Querschnitt ähnlich. Die gemessenen Werte sind durchgängig größer als die Simulationsdaten, mitunter bis zu einem Faktor von 2.

Für die weiter stromab im Diffusor gelegene Ebene 3 sind ebenfalls je 5 Linien links und rechts des Pfeilers in Abbildung 4.32 dargestellt. Auch hier zeigt sich auf der rechten Seite eine bessere Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung. Über den kompletten Querschnitt liegen die Geschwindigkeitsfluktuationen hier sehr nah zusammen. Auch der charakteristische Anstieg der Werte bei  $z^* = 0.3$  wird in Simulation und Messung gleich dargestellt. Die Verteilung links des Pfeilers entspricht qualitativ den Erkenntnissen aus Abbildung 4.31. Die Abnahme der Schwankungen aufgrund der Diffusorwirkung ist bei Simulation und Messung vergleichbar.

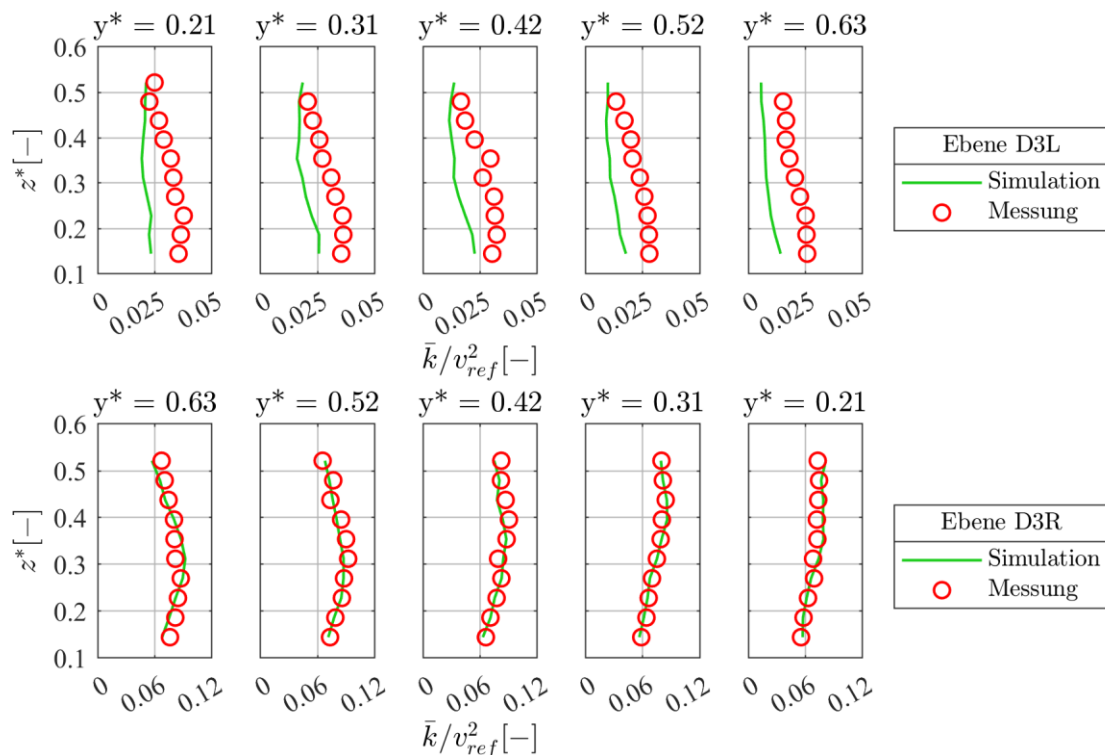


Abbildung 4.32: Vergleich der zeitlich gemittelten turbulenten kinetischen Energie  $\bar{k}$  in der Ebene Diffusor 3 zwischen Messung und Simulation auf fünf Linien entlang der  $z^*$ -Achse.

### 4.3.2 Phasenaufgelöste Ergebnisse

Die Phasenauflösung und die entsprechende Datenanalyse wurden für alle verfügbaren Geschwindigkeitskomponenten in den 3 Ebenen im Diffusor durchgeführt. Die präsentierten

Ergebnisse umfassen nur die aussagekräftigsten Datensätze dieser Auswertung. Für die Diffusorebene 1 soll die Abhängigkeit des Strömungsprofils in Hauptströmungsrichtung sowie in Querrichtung von der Wirbelzopfposition  $\alpha_{WZ}$  gezeigt werden. In Abbildung 4.33 sind diese Größen als Konturplot bzw. als Vektorplot dargestellt.

Die  $x^*$ -Komponente der Geschwindigkeit variiert über die Wirbelzopfumdrehung strukturell nur marginal. Die Abweichung vom zeitlich gemittelten Profil äußert sich in zwei Bereichen. Bei  $[y^*, z^*] = [0.1, 0.1]$  tritt von Wirbelzopfposition  $\alpha_{WZ} = 90^\circ$  bis  $\alpha_{WZ} = 180^\circ$  eine Rückströmzone auf. Sie ist aufgrund der Lage nicht einer Ablösung von der oberen Saugrohrwand zuzuordnen, sondern wird durch die extreme Verlagerung der Strömung auf die rechte Hälfte verursacht. Aufgrund der Erkenntnisse aus dem zeitlichen Mittelwert kann angenommen werden, dass das Wirbelzentrum im Bereich der Rückströmzone liegt.

Des Weiteren ist eine Schwankung der mittleren Geschwindigkeiten von der rechten zur linken Hälfte erkennbar. Gut feststellbar ist dies anhand der Bereiche hoher Geschwindigkeiten in den unteren Ecken des Messbereiches. Hier liegt die Strömungsgeschwindigkeit auf der schwächer durchströmten Seite um  $\alpha_{WZ} = 0^\circ$  und  $\alpha_{WZ} = 90^\circ$  bei  $v_{x^*}/v_{rel} = 0.9$  und sinkt innerhalb der restlichen Periodendauer auf niedrigere Werte ab. Auf der gegenüberliegenden Seite tritt die maximale Geschwindigkeit hingegen zwischen  $\alpha_{WZ} = 90^\circ$  und  $\alpha_{WZ} = 270^\circ$  auf. Die charakteristische S-förmige Konturlinie unterliegt keiner signifikanten Veränderung.

Bei der Geschwindigkeit in  $y^*$ -Richtung zeigen sich strukturelle Unterschiede zwischen der rechten der linken Hälfte der Messebene. Die linke Seite ist vergleichbar zu dem zeitlich gemittelten Profil und bleibt nahezu konstant. Auf der rechten Seite wechselt die Geschwindigkeit während der Wirbelzopfumdrehung die Richtung. Dies betrifft einen Bereich zwischen  $-0.3 < y^* < -0.1$  über den gesamten erfassten  $z^*$ -Bereich.

Bei  $\alpha_{WZ} = 0^\circ$  strömt das Wasser hier in Richtung Außenwand. Der Umschlag erfolgt bei ca.  $\alpha_{WZ} = 80^\circ$ , sodass in den beiden folgenden Diagrammen eine umgekehrte Querströmungsrichtung zu erkennen ist. Die zweite Richtungsänderung erfolgt bei  $\alpha_{WZ} = 240^\circ$ . Diese periodische Schwankung der Strömungsrichtung setzt sich im rechten Kanal des Diffusors fort. Die daraus resultierende Pendelbewegung der Vektoren ist ursächlich für den starken Anstieg der turbulenten kinetischen Energie im zeitlichen Mittel (Abbildung 4.29, Ebene D2R).



#### 4 Analyse und Diskussion der Ergebnisse

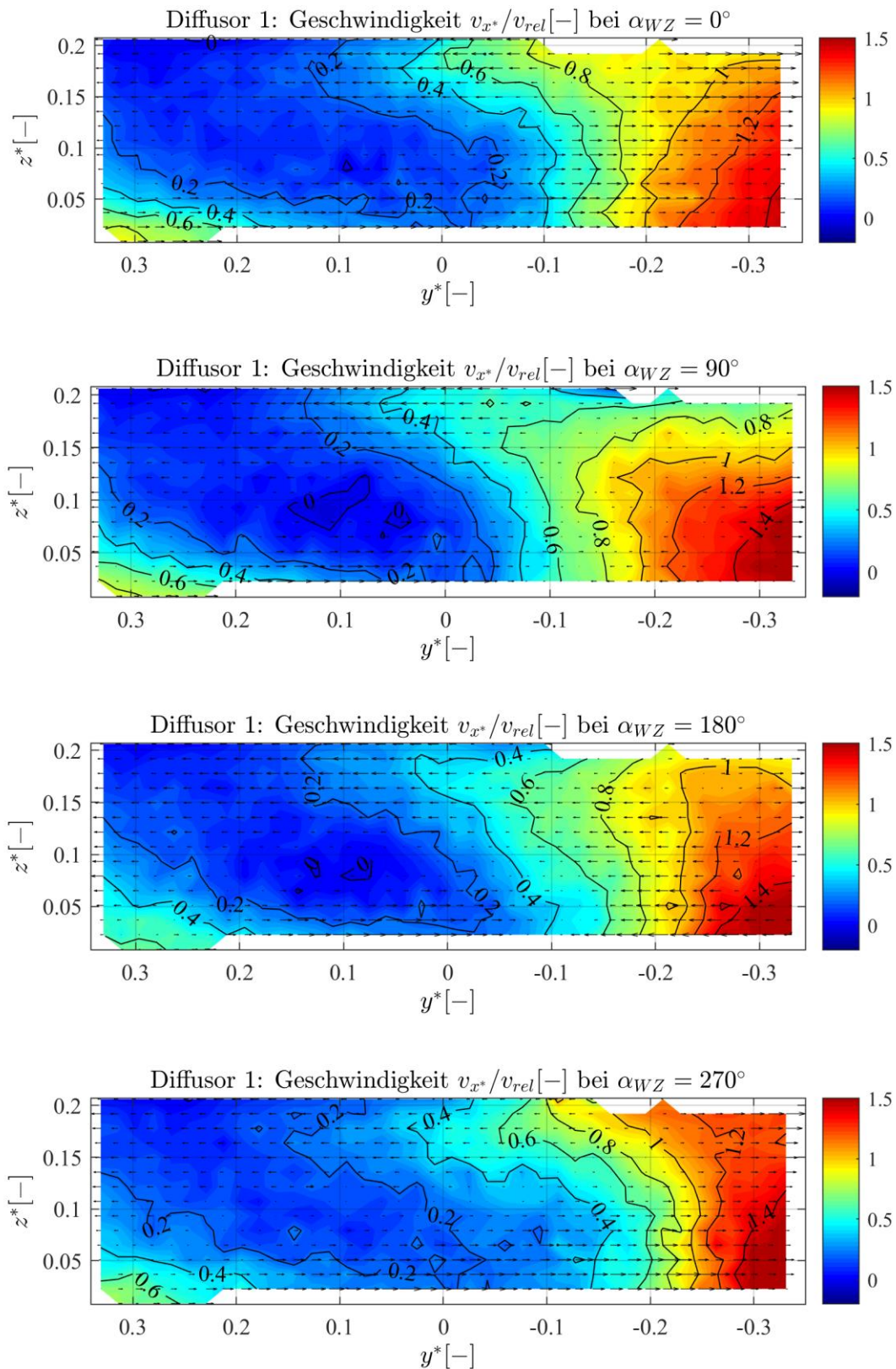


Abbildung 4.33: Phasen aufgelöste Geschwindigkeit in Hauptströmungsrichtung  $v_x^*/v_{rel}$  als Konturplot und in Querrichtung  $v_y^*/v_{rel}$  als Vektorplot in der Diffusorebene 1. Die Skalierung der vektoriellen Darstellung ist zwischen den Diagrammen unterschiedlich.

Die Betrachtung der phasenaufgelösten Schwankungsgrößen erfolgt in den Diffusorebenen 2 und 3. Analog zum zeitlichen Mittel in Abbildung 4.31 und Abbildung 4.32 soll die turbulente kinetische Energie von Simulation und Messung phasenabhängig gegenübergestellt werden. Für die Diffusorebene 2 sind die phasengemittelten Werte  $\tilde{k}$  in Abbildung 4.34 dargestellt. Die Werte sind nur geringfügig kleiner als bei zeitlicher Mittelung  $\bar{k}$ , da die periodische Schwankung mit der Wirbelzopffrequenz relativ klein ist.

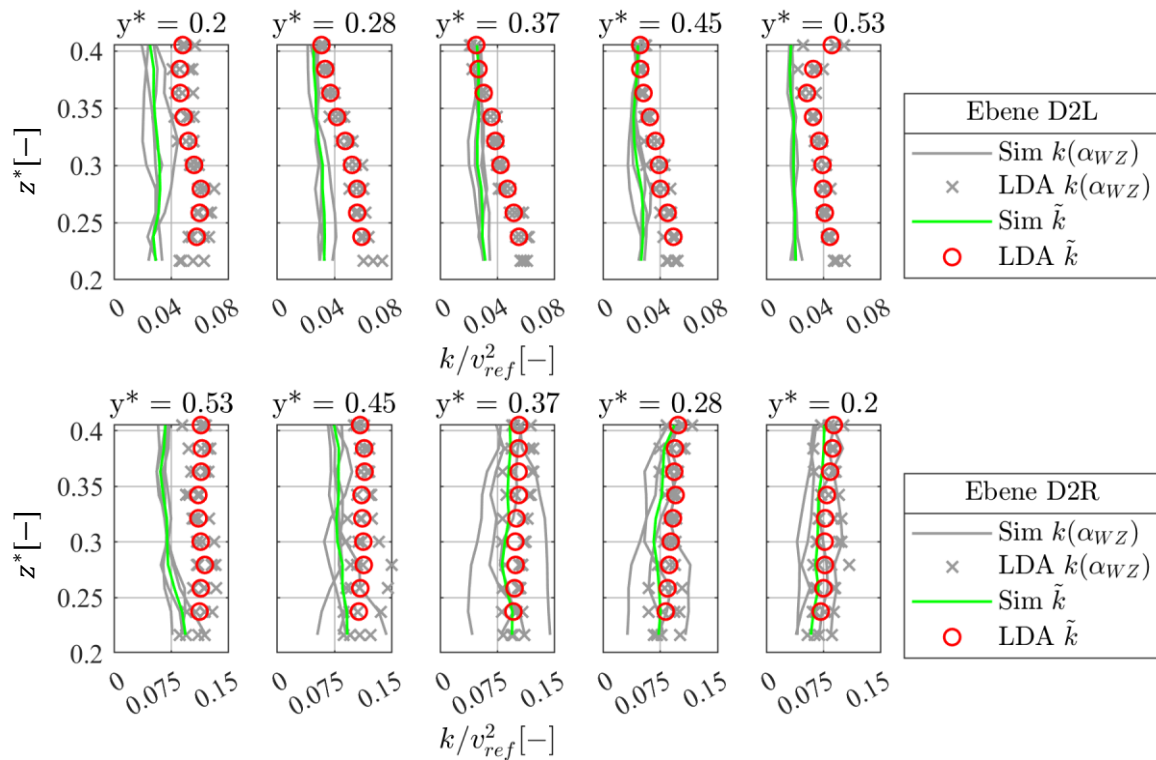


Abbildung 4.34: Vergleich der phasengemittelten turbulenten kinetischen Energie  $\tilde{k}$  in der Ebene Diffusor 2 zwischen Messung und Simulation auf fünf Linien entlang der  $z^*$ -Achse. Grau hinterlegt sind die phasenabhängigen Werte  $k(\alpha_{WZ})$  über eine Laufradumdrehung.

Grau hinterlegt sind die phasenabhängigen Profile der turbulenten kinetischen Energie  $k(\alpha_{WZ})$ . Beispielhaft wurden die Wirbelzopfpositionen  $\alpha_{WZ} = 0^\circ$ ,  $\alpha_{WZ} = 90^\circ$ ,  $\alpha_{WZ} = 180^\circ$  und  $\alpha_{WZ} = 270^\circ$  ausgewählt. Der Verlauf des Profils über die Wirbelzopffrotation zeigt eine Variation, insbesondere im rechten Kanal. In der Mitte des linken Kanals ist kaum eine Variation über die Wirbelzopffrotation sichtbar. Auch eine detailliertere Analyse des phasenabhängigen Profils zeigt keine weiteren Besonderheiten.

Insbesondere im Vergleich zu den phasenabhängigen Größen im Konus oder im Krümmer lässt sich feststellen, dass die periodischen Effekte entlang des Saugrohres bis zur Diffusorebene 2 drastisch abgenommen haben. Die Abhängigkeit von der Wirbelzopfposition

äußert sich weniger charakteristisch, sondern resultiert vielmehr in einer Pulsation über den gesamten Querschnitt.

Die Differenz zwischen der globalen Fluktuation  $\bar{k}$  in Abbildung 4.31 und Abbildung 4.32 und der phasengemittelten Fluktuation  $\tilde{k}$  fällt bei der Simulation ähnlich gering aus. Der Vergleich der phasenabhängigen Variation der turbulenten kinetischen Energie über eine Wirbelzopfumdrehung zeigt qualitativ eine ähnliche Tendenz bei Simulation und Messung.

Abbildung 4.35 zeigt die phasenabhängigen Fluktuationen für die Ebene Diffusor 3. Der Vergleich der phasengemittelten turbulenten kinetischen Energie  $\tilde{k}$  zu den global ermittelten Werten in Abbildung 4.32 ist analog zur Diffusorebene 2. Die Profile sind bei einem ähnlichen Energieniveau nach der Phasenmittelung. Die grau dargestellten Profile zu vier spezifischen Wirbelzopfpositionen  $k(\alpha_{WZ})$  zeigen eine noch geringere Variation als in der stromaufwärts liegenden Diffusorebene 2.

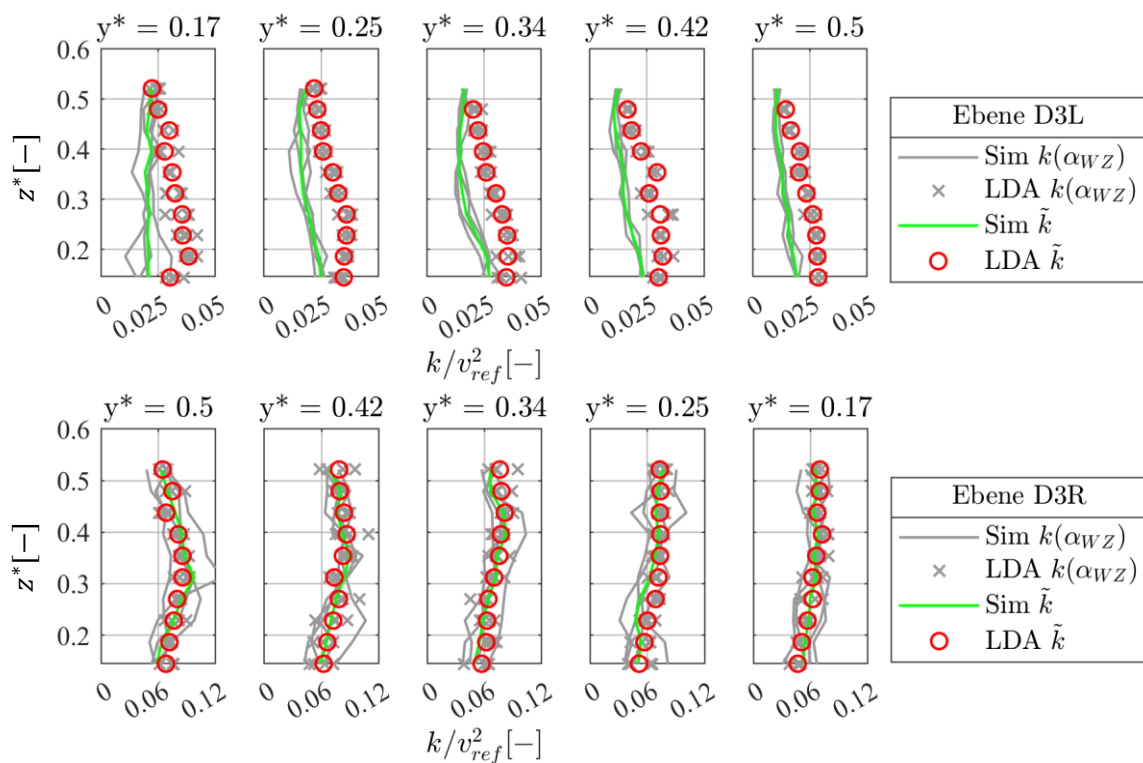


Abbildung 4.35: Vergleich der phasengemittelten turbulenten kinetischen Energie  $\tilde{k}$  in der Ebene Diffusor 3 zwischen Messung und Simulation auf fünf Linien entlang der  $z^*$ -Achse. Grau hinterlegt sind die phasenabhängigen Werte  $k(\alpha_{WZ})$  über eine Laufradumdrehung.

Zum ganzheitlichen Vergleich der Fluktuationen in den Ebenen Diffusor 2 und 3 wird die turbulente kinetische Energie als periodischer Anteil aufgrund der Wirbelzopffrequenz  $\tilde{k}$  und als turbulenter Anteil  $k$  über die jeweilige Messebene gemittelt und anteilig dargestellt. Die



Ergebnisse sind in Abbildung 4.36 in Form von Balkendiagrammen aufgezeigt. Der auf den Referenzwert bezogene, relative Wert (rechtes Diagramm) verdeutlicht die Unterschiede der globalen turbulenten kinetischen Energie  $\bar{k}$  zwischen den Messebenen. Dieser Wert bildet die Summe der dargestellten Anteile. Die turbulenten Fluktuationen (rot) nehmen in allen Ebenen den größten Anteil an. Die periodischen Geschwindigkeitsschwankungen (blau) sind im linken Kanal vergleichsweise klein. Auf der rechten Seite nehmen sie einen erkennbaren, wenn auch geringen Teil an.

Auch im prozentualen Vergleich der turbulenten kinetischen Energie, bezogen auf den globalen Wert  $\bar{k}$  der jeweiligen Messebene (linkes Diagramm) ist die Verlagerung des periodischen Anteils in den rechten Kanal feststellbar. Der relative Anteil der periodischen Geschwindigkeitsschwankungen an der globalen turbulenten kinetischen Energie bleibt in beiden Kanälen bis zur hinteren Messebene, kurz vor dem Saugrohraustritt, etwa gleich: Im linken Kanal  $\sim 1.4\%$  und im rechten Kanal  $\sim 5.5\%$ .

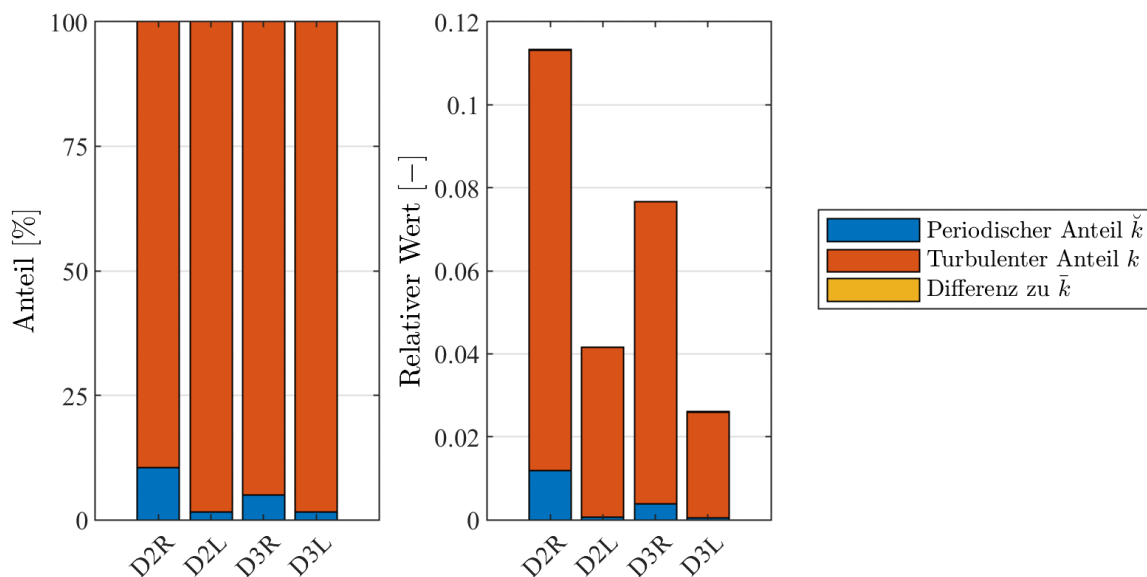


Abbildung 4.36: Grafischer Vergleich der Anteile der turbulenten kinetischen Energie in den vier hinteren Ebenen im Diffusor, gemittelt über die jeweiligen Messebenen.

Wie auch in der Betrachtung der Anteile im Konus (Abbildung 4.21) unterscheidet sich die Summe der getrennt berechneten periodischen und turbulenten Anteile geringfügig von dem globalen Wert  $\bar{k}$ , der aus dem gesamten Datensatz berechnet wird. Auch hier liegt der Grund hierfür in der unterschiedlichen Berechnungsweise der globalen und der anteiligen Fluktuation. Diese Differenz ist im Balkendiagramm gelb dargestellt, jedoch in allen Ebenen vernachlässigbar gering. Dieses Ergebnis stützt die Vermutung, dass die im Konus

identifizierten Differenzen in Abbildung 4.21 auch durch den dort hohen periodischen Anteil des Wirbelzopfes verursacht werden. Dieser ist im Diffusor deutlich geringer.

Die durch Phasenauflösung ermittelte Aufschlüsselung des Strömungsfeldes und der Fluktuationen zeigt, dass die periodische Wirbelzopfrotation bis zum Saugrohraustritt einen deutlich geringeren Einfluss auf die Strömung hat. Der prozentuale Anteil der Turbulenz an den Geschwindigkeitsschwankungen steigt vom Konus bis hin zur Diffusorebene 3 stetig an. Bereits im Krümmer macht sich eine Verlagerung des Wirbelzentrums im zeitlichen Mittel auf die in Strömungsrichtung rechte Seite bemerkbar. Dies führt im rechten Kanal des Diffusors nicht nur zu einer höheren periodischen Schwankung, sondern auch zu einer höheren Turbulenz als im linken Kanal.

Der Vergleich der Fluktuationen mit den Ergebnissen der CFD in Abbildung 4.30 zeigt in eben diesem Bereich relativ hohe Abweichungen. Im Diffusor wirkt sich die periodische Geschwindigkeitsschwankung des Wirbelzopfes primär als Pulsation aus. Die Wirbelstruktur ist dementsprechend nicht mehr in ihrer vollen Ausprägung sichtbar, resultiert aber in einem charakteristischen phasenabhängigen Strömungsprofil.

### 4.4 Schaufelfreier Raum

Im schaufelfreien Raum können die Geschwindigkeitskomponenten in radialer und in tangentialer Richtung betrachtet werden, dargestellt als Profile von der Kanalunterseite ( $z^* = 0$ ) bis zum Turbinendeckel ( $z^* = 1$ ) in Abbildung 4.37. Die Umfangsgeschwindigkeit  $v_\varphi$  stellt die Drallkomponente dar. Die Bezeichnung der Messlinien erfolgt gemäß der Lage bezogen auf das lokale Koordinatensystem, also z.B.  $x^+y^+$  für positive  $x$ - und  $y$ -Richtung (Abbildung 2.3).

Die Geschwindigkeitsverläufe der vier über den Umfang verteilten Messlinien haben einen deutlichen Abstand voneinander. In  $z$ -Richtung ist der Drall relativ gleichmäßig verteilt, mit einem leichten Anstieg zur Unterseite hin. Die radiale Geschwindigkeit entspricht hier der Hauptströmungsrichtung und ist dementsprechend hoch. Die Messlinie  $x^-y^+$  weicht mit geringeren Werten von den verbleibenden Profilen ab, die in einem ähnlichen Bereich liegen.

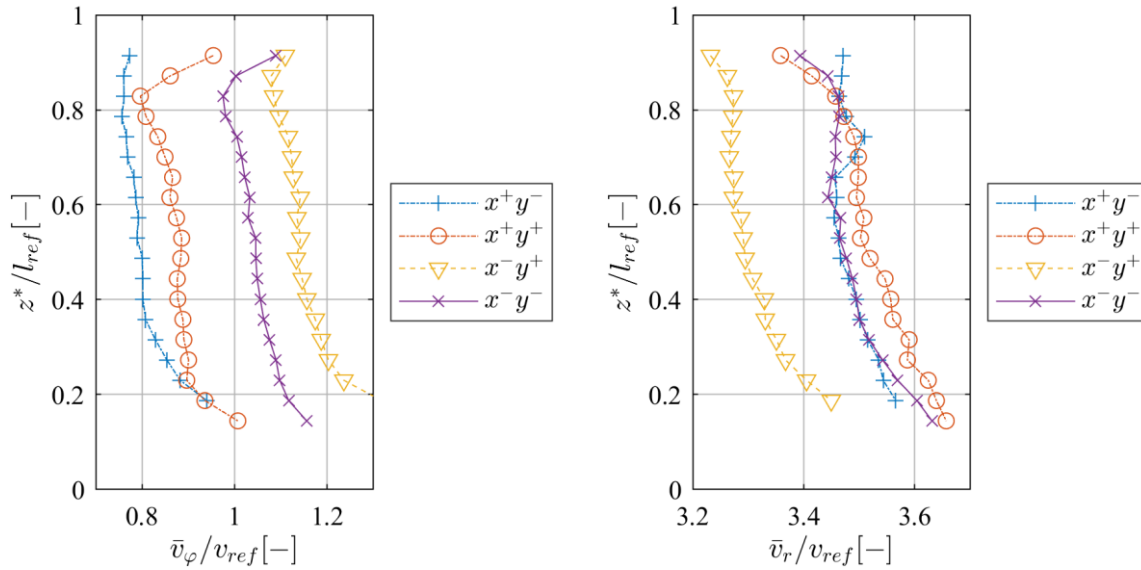


Abbildung 4.37: Zeitlich gemittelte Strömungsgeschwindigkeiten im schaufelfreien Raum über die Kanalhöhe. Links: Umfangsgeschwindigkeit  $\bar{v}_\varphi/v_{ref}$ . Rechts: Radialgeschwindigkeit  $\bar{v}_r/v_{ref}$ .

Entlang der Spirallengeometrie strömt das Wasser zunächst durch Messlinie  $x^+y^-$ , dann  $x^+y^+$ ,  $x^-y^+$  und zuletzt  $x^-y^-$ . Demnach wird in dieser Reihenfolge die Drallkomponente entlang der Spirale größer, wobei auch hier die Messlinie  $x^-y^+$  abweicht. Die Drallkomponente ist hier größer als direkt vor dem Sporn. In der Radialkomponente lässt sich keine Regelmäßigkeit erkennen.

Die Geschwindigkeitsschwankungen auf den Messlinien sind in Abbildung 4.38 dargestellt. Die Profile sind vergleichbar, wobei die Varianz in beiden Richtungen auf der Linie  $x^+y^-$  bei  $z^*/l_{ref} = 0,75$  gebietsweise geringer ist. Obwohl die Strömungsgeschwindigkeit in radialer Richtung höher ist, liegt das Niveau der Fluktuationen in Umfangsrichtung darüber. Zum Kanalboden hin steigt die Varianz in allen Profilen zunehmend an. Diese Tendenz lässt sich mit der höheren Strömungsgeschwindigkeit in dem Bereich begründen.

Durch doppelte Phasenauflösung wird die Abhängigkeit des Geschwindigkeitsverlaufes von der Wirbelzopf- und Laufradrotation sichtbar. Die Ergebnisse werden in Abbildung 4.39 beispielhaft anhand der Linie  $x^+y^+$  bei  $z^*/l_{ref} = 0,73$  analysiert und sind auf die weiteren Daten übertragbar. Die hier gezeigten phasenaufgelösten Geschwindigkeitsverläufe  $\check{v}_{r,WZ}(t)$  und  $\check{v}_{r,LR}(t)$  sind für die Periodendauer einer Wirbelzopfumdrehung  $T_{WZ}$  bzw. einer Laufradumdrehung  $T_{LR}$  dargestellt, jeweils bereinigt von den verbleibenden periodischen Einflüssen.

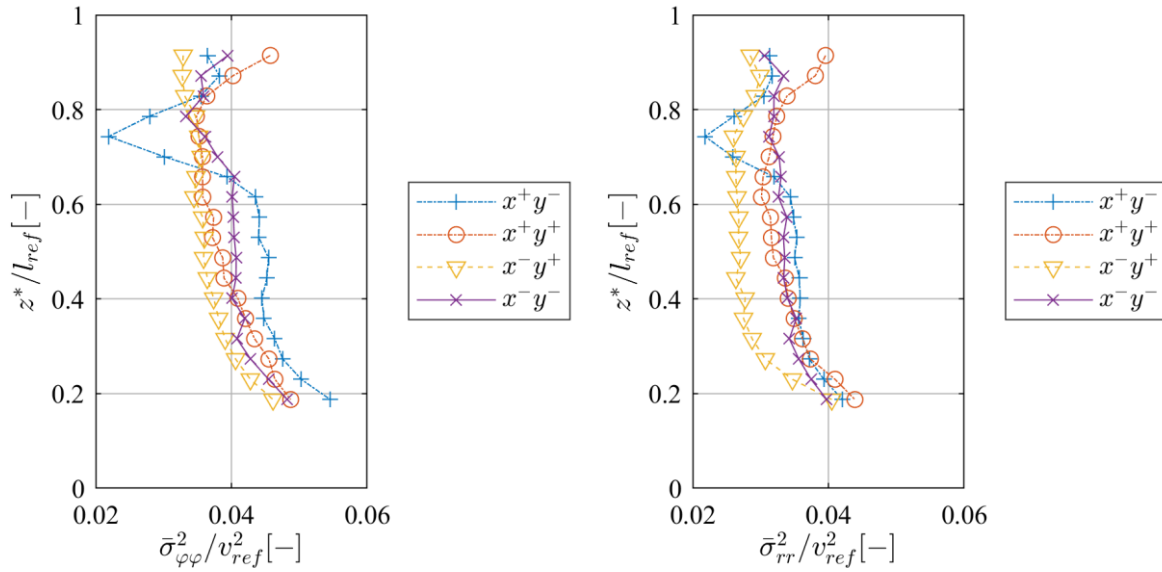


Abbildung 4.38: Zeitlich gemittelte Varianz im schaufelfreien Raum über die Kanalhöhe. Links: Varianz in Umfangsrichtung  $\bar{\sigma}_{\varphi\varphi}/v_{ref}^2$ . Rechts: Varianz in radialer Richtung  $\bar{\sigma}_{rr}/v_{ref}^2$ .

Der Verlauf der wirbelzopfabhängigen Geschwindigkeiten ist durch eine Trendlinie verdeutlicht und lässt eine Schwankung in radialer Richtung erkennen. Diese ist in allen Messlinien im schaufelfreien Raum erkennbar und variiert kaum über die Kanalhöhe. Aus dem Verlauf lässt sich die Schlussfolgerung ziehen, dass der Wirbelzopf eine Pulsation in Hauptströmungsrichtung induziert, die durch die Laufschaufelkanäle hindurch im schaufelfreien Raum sichtbar ist. In Umfangsrichtung ist diese Schwankung nicht in dieser Deutlichkeit vorhanden.

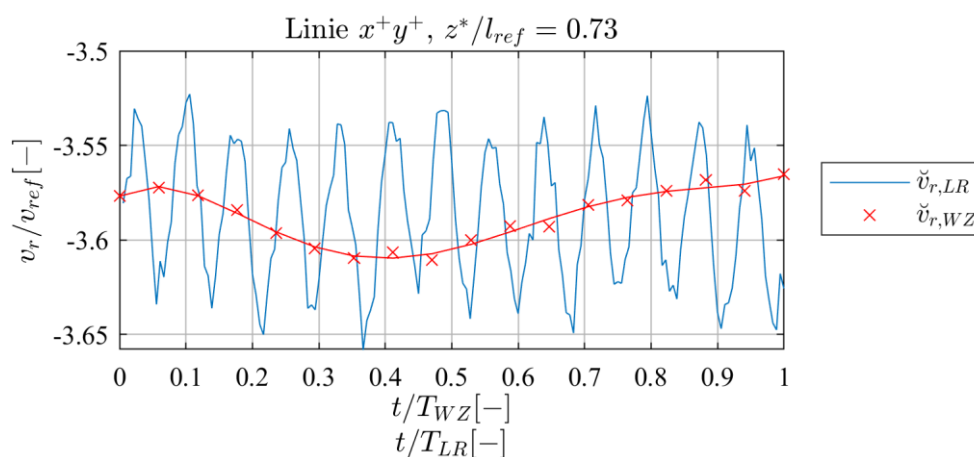


Abbildung 4.39: Vergleich der phasenaufgelösten radialen Geschwindigkeitsverläufe über eine Wirbelzopfdrehung  $\check{v}_{r,WZ}$  (rote Markierungen) und über eine Laufgradumdrehung  $\check{v}_{r,LR}$  (blaue Linie).

Der laufradabhängige Verlauf in Abbildung 4.39 bildet die 13 Laufschaufeln ab. Die resultierende Geschwindigkeitsschwankung hat eine größere Amplitude als die wirbelzopfabhängige Schwankung. Sie ist außerdem in ähnlicher Intensität in der Umfangsrichtung zu erkennen.

Über die Kanalhöhe variiert der Einfluss der Laufschaufeln, verdeutlicht anhand der Frequenzanalyse in Abbildung 4.40. Die höchsten Schwankungen treten nahe dem Kanalboden auf. Grund für diesen Verlauf ist die Neigung der Eintrittskanten der Laufradschaufeln. In Richtung Turbinendeckel steigt also der Abstand zwischen Messlinie und Laufradschaufeln an.

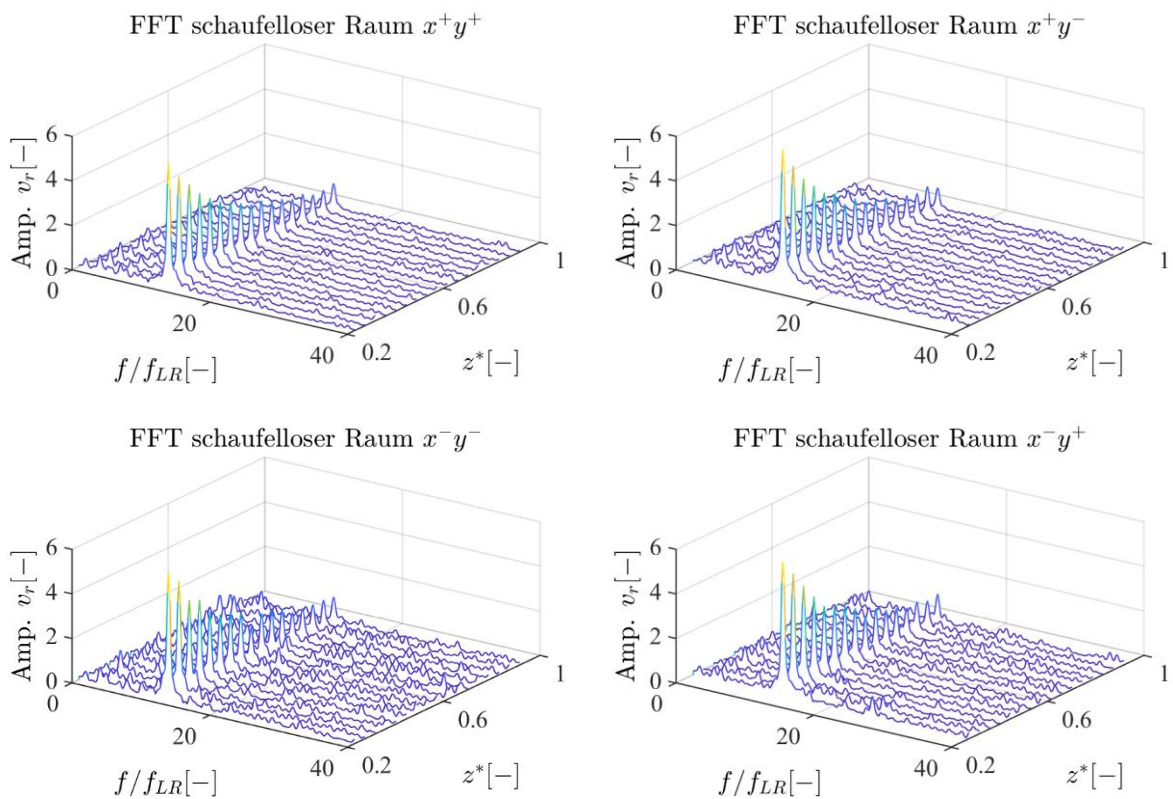


Abbildung 4.40: Frequenzanalyse der periodischen Geschwindigkeitsschwankung des Laufrades in radialer Richtung  $\tilde{\sigma}_{r,LR}$  auf den vier Messlinien im schaufelfreien Raum.

Die phasengemittelte radiale Varianz der periodischen Schwankungen ist mit  $\tilde{\sigma}_{r,WZ}/v_{ref}^2 = 2.1 * 10^{-4}$  bzw.  $\tilde{\sigma}_{r,LR}/v_{ref}^2 = 8.3 * 10^{-4}$  gegenüber dem globalen Wert aus Abbildung 4.38 sehr klein. Obwohl die doppelte Phasenauflösung im schaufelfreien Raum die isolierte Betrachtung der phasenabhängigen Geschwindigkeitsschwankungen aus Wirbelzopf- und Laufradrotation möglich macht, ist die Turbulenz durch die hohen Strömungsgeschwindigkeiten die maßgebende Quelle der globalen Fluktuation.

## 5 Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde eine schnellläufige Francis-Modellturbinen zur hochgenauen Messung von Geschwindigkeitsdaten aufgebaut und mit der entsprechenden Messtechnik ausgestattet. Diese umfasst insbesondere ein 2D-LDA-System mit einem zweiachsigen Traversierungskonzept zur Messung von mehreren Ebenen im Saugrohr. In dem ausgewählten Teillastbetriebspunkt tritt ein stabiler rotierender Wirbelzopf mit relativ konstanter Drehzahl auf. Die Position des Wirbelzopfes wird mithilfe eines Triggersystems ermittelt. Durch Phasenauflösung können die Geschwindigkeitskomponenten sowie die Fluktuationen in Abhängigkeit von der Wirbelzopfposition dargestellt werden. Das phasenabhängige Geschwindigkeitsfeld weicht signifikant von dem zeitlich gemittelten Profil ab. Für eine Untersuchung der Turbulenz ist daher die Berücksichtigung der Wirbelzopffrequenz essentiell. Weiterhin wird die Position des Laufrades ermittelt. Durch doppelte Phasenauflösung kann so die turbulente Schwankung unabhängig berechnet und den periodischen Schwankungen durch das Laufrad und den Wirbelzopf gegenübergestellt werden. In einer Messebene im Konus wird gezeigt, dass der so identifizierte Laufradnachlauf stark von der Wirbelzopfrotation beeinflusst wird.

Im Krümmer sind keine periodischen Anteile mehr durch das Laufrad vorhanden. Das Strömungsprofil weist eine zunehmende Asymmetrie auf. Die Auswertung der Messebenen im Diffusor zeigt, dass die periodische Wirbelzopfrotation auch unmittelbar vor dem Saugrohraustritt noch Einfluss auf das Strömungsfeld hat. Während das Geschwindigkeitsfeld durch den in der Strömung verbleibenden Drall geprägt ist, sind in den Geschwindigkeitsschwankungen besonders im rechten Kanal des Diffusors periodische Anteile zu finden. Diese sind jedoch im Vergleich zu den Messebenen stromauf des Diffusors deutlich geringer.

Der Vergleich der experimentellen Daten mit hochparallelisierten CFD-Simulationen zeigt gute Übereinstimmungen, sowohl in den zeitlich gemittelten, als auch in den phasenaufgelösten Geschwindigkeitsdaten. Besonders die turbulente kinetische Energie unter dem Einfluss des rotierenden Wirbelzopfes ist eine sensible Strömungsgröße, da sie stark von vielen Randbedingungen abhängig und nur durch komplexe Methoden erfassbar ist. Dies gilt sowohl bei der Verwendung von Turbulenzmodellen auf numerischer Seite, als auch bei der messtechnischen Erfassung. Auch der hohe Detailgrad, der damit einher geht, führt zu einem guten Ergebnis bei dem Vergleich mit den Simulationsdaten.

Die Datenbasis, die im Rahmen dieser Arbeit erstellt wurde, kann zur hochgenauen Validierung von Strömungssimulationen dienen. In den entsprechenden Ebenen im Diffusor kann ein direkter Vergleich der turbulenten kinetischen Energie durchgeführt werden. Die Auswertung der doppelten Phasenauflösung zeigt, dass eine Berücksichtigung der Fluktuationen, die durch den Laufradnachlauf entstehen, nur in manchen Bereichen der Saugrohrströmung sinnvoll sind. Im äußeren Bereich des Konus nimmt diese Größe einen relevanten Anteil an den gesamten Geschwindigkeitsschwankungen ein.

Mit dem hier präsentierten Analyseverfahren konnte die große Anzahl an Messdaten erfolgreich automatisiert ausgewertet werden. Dahingegen ist der messtechnische Aufwand verhältnismäßig groß. Die benötigte Anzahl an Messdaten für eine ausreichende Genauigkeit führt zu einer hohen Messdauer. Es wird deutlich, dass die Verwendung von LDA durch das punktuelle Messprinzip für eine größere Datenbasis mit einem unverhältnismäßig hohen Zeitaufwand verbunden wäre. Für eine Reduktion der Messdauer kann eine Unterscheidung von Punkten mit geringer Datenzahl für zeitliche Mittelwerte und wenigen Punkten mit hoher Datenzahl für Phasenmittelung verwendet werden. Große Datensätze können auch durch zeitauflösende 2D3C-PIV Verfahren gegeben, bei denen zum einen alle drei Geschwindigkeitskomponenten in der kompletten Ebene erfasst werden und zum anderen eine hohe zeitliche Auflösung zur Bestimmung der Fluktuationen gegeben ist. In der Konusebene ist für die Bestimmung und Analyse der turbulenten kinetischen Energie die Messung der radialen Geschwindigkeitskomponente notwendig. Hinsichtlich einer erweiterten Validierungsbasis für Turbulenzmodelle, in welchen diese Größe verwendet wird, wäre eine zusätzliche radiale Messung wertvoll. Damit könnte eine Phasenauflösung der turbulenten kinetischen Energie durchgeführt werden, wie in der vorliegenden Arbeit im Diffusor gezeigt wurde.

Weitere Erkenntnisse über die doppelt phasenaufgelöste Strömung im Konus sind durch die Ergänzung von weiteren Messebenen zu erwarten. Damit könnte die Veränderung des Laufradnachlaufes beginnend am Saugrohreintritt in Strömungsrichtung untersucht werden. Basierend auf den hier präsentierten Ergebnissen kann vermutet werden, dass der Bereich mit erhöhtem Einfluss des Laufrades auf die periodischen Schwankungen durch den korkenzieherförmigen Verlauf des Wirbelzopfes beeinflusst wird.

Die hier vorgenommene Unterteilung in zwei periodische Schwankungsanteile schließt nicht aus, dass weitere periodische Schwankungen in der Maschine auftreten. Diese könnten auch Ursache für die Differenzen in der Ergebnisdarstellung zwischen der anteilig berechneten und

der globalen Fluktuation sein. Deren Ursache und Ermittlung wurde in der vorliegenden Arbeit nicht untersucht. Die Trennung zwischen periodischer und turbulenter Fluktuation basiert auf der Voraussetzung, dass die Frequenz der periodischen Effekte bekannt und messbar ist. Für weitere Untersuchungen ist daher die vorhergehende Identifizierung aller in der Strömung enthaltenen periodischen Schwankungen interessant.

Die Ergebnisse sind stark an den gewählten Betriebspunkt und die gegebene Geometrie gebunden. Für weiterführende Erkenntnisse ist eine Variation der Betriebsparameter sinnvoll. Hierdurch können weitere Erkenntnisse über die Rückströmzone in der gegenüberliegenden Seite des Wirbelzopfes gewonnen werden. Durch die Variation des Betriebspunktes könnte zudem die Veränderung der Schwankungsanteile von Wirbelzopf, Laufrad und Turbulenz untersucht und in Abhängigkeit mit den Betriebsparametern gebracht werden. Diese Zusammenhänge können auch Rückschlüsse auf den Wirkungsgrad der Turbine liefern.

Über die Länge des Saugrohres hinweg ist durch die hier verwendeten Messebenen deutlich geworden, dass die Veränderung der Strömungsstruktur von Konuseintritt bis Diffusoraustritt mit einer deutlichen Verlagerung der Schwankungsanteile einher geht. Im prozentualen Vergleich sinkt dabei der periodische Einfluss des Wirbelzopfes, während die Turbulenz anteilig deutlich steigt. Insbesondere im Krümmer finden hierbei komplexe Vorgänge statt, welche für die in technischen Anwendungen bedeutsame Diffusorströmung ausschlaggebend sind. Weitere Messebenen im Krümmer, die jeweils den kompletten Strömungsquerschnitt umfassen, könnten dabei wertvoll zum Verständnis dieser Vorgänge und für einen detaillierteren Vergleich mit CFD Daten sein. Die zusätzliche Messung quer zur Hauptströmungsrichtung würden zudem eine präzise Untersuchung des Dralls im Krümmer und die Ermittlung der turbulenten kinetischen Energie ermöglichen.

Für einen umfassenden Vergleich mit CFD Daten wären numerische Strömungssimulationen mit mehreren Turbulenzmodellen hilfreich. Mittels dieser Daten könnte untersucht werden, in welcher Abhängigkeit die Intensität und die lokale Verteilung der periodischen Schwankungen mit Laufraddrehfrequenz zu unterschiedlichen Turbulenzmodellen stehen. Auch die lokalen Unterschiede der Turbulenz im Diffusor könnten dabei betrachtet und mit dem Turbinenwirkungsgrad gegenübergestellt werden.



## 6 Literaturverzeichnis

- [1] International Energy Agency (IEA), „Key World Energy Statistics 2017,“ 2017.
- [2] O. Kirschner, Experimentelle Untersuchung des Wirbelzopfes im geraden Saugrohr einer Modell-Pumpturbine, Dissertation, Stuttgart: Institut für Strömungsmechanik und Hydraulische Strömungsmaschinen, Universität Stuttgart, 2011.
- [3] P. Dörfler, M. Sick und A. Coutu, Flow-Induced Pulsation and Vibration in Hydroelectric Machinery, London: Springer-Verlag, 2013.
- [4] T. Krappel, Turbulenzauflösende Strömungssimulation einer Francisturbine in Teillast, Dissertation, Institut für Strömungsmechanik und Hydraulische Strömungsmaschinen, Universität Stuttgart, 2018.
- [5] A. Frey, O. Kirschner, S. Riedelbauch, R. Jester-Zürker und A. Jung, „Experimental and numerical analysis of turbulent velocity fluctuations in a Francis draft tube in part load operation,“ in *Proceedings of the 29<sup>th</sup> IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems*, Kyoto, Japan, 2018.
- [6] C. Pfeleiderer und H. Petermann, Strömungsmaschinen, ISBN 3-540-22173-5: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2005.
- [7] Voith Siemens Hydro Power Generation, „Wikimedia,“ 16 Dezember 2005. [Online]. Available:  
[https://commons.wikimedia.org/wiki/File:M\\_vs\\_francis\\_schnitt\\_1\\_zoom.jpg](https://commons.wikimedia.org/wiki/File:M_vs_francis_schnitt_1_zoom.jpg), Lizenz:  
<https://creativecommons.org/licenses/by-sa/3.0/deed.de>. [Zugriff am 20 Mai 2018].
- [8] S. Riedelbauch, *Maunuskript zur Vorlesung "Hydraulische Strömungsmaschinen in der Wasserkraft"*, Institut für Strömungsmechanik und Hydraulische Strömungsmaschinen, Universität Stuttgart, 2012.
- [9] W. Kaufmann, Technische Hydro- und Aeromechanik, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2013.

- [10] E. Truckenbrodt, Fluidmechanik: Band 2: Elementare Strömungsvorgänge dichteveränderlicher Fluide sowie Potential- und Grenzschichtströmungen, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2013.
- [11] M. Weng, Experimentelle und Numerische Untersuchung von Gleichstromzyklonen, Aachen: Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, 2002.
- [12] A. Wiedemann, Mehrkomponenten-Laser-Doppler-Anemometer-Messungen in einer drallbehafteten Rohr- und Brennkammerströmung, Dissertation, Göttingen: Georg-August-Universität zu Göttingen, 2001.
- [13] M. Escudier, „Vortex breakdown: Observations and Explanations,“ *Progress in Aerospace Sciences*, Bd. 25, Nr. 2, pp. 189-229, 1988.
- [14] O. Lucca-Negro und T. O'Doherty, „Vortex Breakdown: A Review,“ *Progress in Energy and Combustion Science*, Bd. 27, pp. 431-481, 2001.
- [15] N. C. Lambourne, „The Breakdown of Certain Types of Vortex,“ Aeronautical Research Council - Current paper 915, London, 1967.
- [16] H. Nepf, 1.061 Transport Processes in the Environment, Massachusetts Institute of Technology: MIT OpenCourseWare, <https://ocw.mit.edu>, Lizenz: Creative Commons BY-NC-SA., Herbst 2008.
- [17] S. B. Pope, Turbulent Flows, Cambridge: Cambridge University Press, 2000.
- [18] U. Frisch, Turbulence: The Legacy of A.N. Kolmogorov, Cambridge University Press, 1995.
- [19] G. D. Ciocan, M. S. Iliescu, T. C. Vu, B. Nennemann und F. Avellan, „Experimental Study and Numerical Simulation of the FLINDT Draft Tube Rotating Vortex,“ *Journal of Fluids Engineering*, Nr. 129, pp. 146-158, 10 July 2006.
- [20] A. K. M. F. Hussain und W. Reynolds, „The Mechanics of an Organized Wave in Turbulent Shear Flow,“ *Journal of Fluid Mechanics*, Bd. vol. 41, pp. 241-258, 1970.
- [21] P. Baj, P. J. K. Bruce und O. R. H. Buxton, „Triple Decomposition of a Fluctuating Velocity Field in a Multiscale Flow,“ in *Proceedings of the 15<sup>th</sup> European Turbulence Conference*, Delft, Netherlands, 2015.

- 
- [22] J. M. Wallace und P. S. Bernard, *Turbulent Flow: Analysis, Measurement, and Prediction*, Wiley & Sons, 2002.
- [23] A. Frey, O. Kirschner und S. Riedelbauch, „Turbulente Geschwindigkeitsschwankungen in einer Francis-Modellturbine im Teillastbetrieb,“ in *Fachtagung "Experimentelle Strömungsmechanik"*, Karlsruhe, 2017.
- [24] R. J. Adrian und C. S. Yao, „Power Spectra of Fluid Velocities Measured by Laser Doppler Velocimetry,“ *Experiments in Fluids* 5, pp. 17-28, 1987.
- [25] R. E. Spall, T. B. Gatski und C. E. Grosch, „A Criterion for Vortex Breakdown,“ *Physics of Fluids*, Bd. 30, Nr. 11, pp. 3434-3440, 1986.
- [26] J. M. Delery, „Aspects of vortex breakdown,“ *Progress in Aerospace Sciences*, Bd. 30, Nr. 1, pp. 1-59, 1994.
- [27] R. Palm, „Experimentelle Untersuchung der Strömung und Vermischung in einem Drallbrennermodell, Dissertation,“ Darmstadt, 2006.
- [28] M. Kröner, J. Fritz und T. Sattelmayer, „Flashback Limits for Combustion Induced Vortex Breakdown in a Swirl Burner,“ *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Bd. 125, Nr. 3, 2003.
- [29] D. Jost und A. Lipej, „Numerical Prediction of the Vortex Rope in the Draft Tube,“ in *Proceedings of the 3<sup>rd</sup> IAHR International Meeting of the Workgroup on Cavitation and Dynamic Problems in Hydraulic Machinery and Systems*, Brno, Czech Republic, 2009.
- [30] C. Nicolet, A. Zobeiri, P. Maruzewski und F. Avellan, „Experimental Investigations on Upper Part Load Vortex Rope Pressure Fluctuations in Francis Turbine Draft Tube,“ *International Journal of Fluid Machinery and Systems*, Nr. 4, pp. 179-190, March 2011.
- [31] A. Ruprecht, T. Helmrich, T. Aschenbrenner und T. Scherer, „Simulation of Vortex Rope in a Turbine Draft Tube,“ in *Proceedings of the 21<sup>st</sup> IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems*, Lausanne, Switzerland, 2002.
- [32] T. Krappel, S. Riedelbauch, R. Jester-Zürker, A. Jung, B. Flurl, F. Unger und P. Galpin, „Turbulence Resolving Flow Simulations of a Francis Turbine in Part Load using Highly Parallel CFD Simulations,“ in *Proceedings of the 28<sup>th</sup> IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems*, Grenoble, France, 2016.

- [33] A. Siake, C. Koueni-Toko, B. Djeumako, D. Tcheukam-Toko, B. Soh-Fotsing und A. Kuitche, „Hydrodynamic Characterization of Draft Tube Flow of a Hydraulic Turbine,“ *International Journal of Hydraulic Engineering*, Bd. 3, Nr. 4, pp. 103-110, 2014.
- [34] H. Foroutan, *Simulation, Analysis, and Mitigation of Vortex Rope Formation in the Draft Tube of Hydraulic Turbines, Dissertation*, The Pennsylvania State University, 2015.
- [35] R. Goyal, M. J. Cervantes und B. K. Gandhi, „Vortex Rope Formation in a High Head Model Francis Turbine,“ *Journal of Fluids Engineering*, Bd. 139, Nr. 4, p. 041102, 2 February 2017.
- [36] S. Berten, P. Dupont, M. Farhat und F. Avellan, „Rotor-Stator Interaktion Induced Pressure Fluctuations: CFD and Hydroacoustic Simulations in the Stationary Components of a Multistage Centrifugal Pump,“ in *Proceedings of FEDSM2007*, San Diego, USA, 2007.
- [37] D. Y. Li, R. Z. Gong, H. J. Wang, X. Z. Wei, Z. S. Liu und D. Q. Qin, „Analysis of Rotor-Stator Interaction in Turbine Mode of a Pump-Turbine Model,“ *Journal of Applied Fluid Mechanics*, Bd. 9, Nr. 5, pp. 2559-2568, 2016.
- [38] C. Nicolet, J. Herou, B. Greiveldinger, P. Allenbach, J. Simond und F. Avellan, „Methodology for Risk Assessment of Part Load Resonance in Francis Turbine Power Plant,“ in *Proceedings of the IAHR Int. Meeting of WG on Cavitation and Dynamic Problems in Hydraulic Machinery and Systems*, Barcelona, 2006.
- [39] W. J. Rheingans, „Power Swings in Hydroelectric Power Plants,“ *Transactions of the A.S.M.E.*, pp. 171-184, April 1940.
- [40] M. Nishi, T. Kubota, S. Matsunaga und Y. Senoo, „Study on Swirl Flow and Surge in an Elbow Type Draft Tube,“ in *Proceedings of the 10<sup>th</sup> IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems*, Tokyo, Japan, 1980.
- [41] M. Nishi, T. Kubota, S. Matsunaga und Y. Senoo, „Study on Swirl Flow and Surge in an Elbow Type Draft Tube,“ in *Proceedings of the 12<sup>th</sup> IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems*, Stirling, Scotland, 1984.

- 
- [42] M. Nishi und S. Matsunaga, „Measurement of Three-Dimensional Periodic Flow in a Conical Draft Tube at Surging Condition,“ *Flows in Non Rotating Turbomachinery Components, ASME FED*, Bd. 69, pp. 81-88, 1988.
- [43] M. Nishi, X. Wang und T. Takahashi, „The Behavior of Hydraulic Machinery under Steady Oscillatory Conditions,“ in *Proceedings of the 7<sup>th</sup> IAHR Workgroup*, Ljubljana, Slovenia, 1995.
- [44] X. Wang und M. Nishi, „Analysis of Swirling Flow with Spiral Vortex Core in a Pipe,“ *JSME International Journal Series B: Fluids and Thermal Engineering*, Bd. 41, Nr. 2, pp. 254-261, 1998.
- [45] M. Nishi und S. Liu, „An Outlook on the Draft-Tube-Surge Study,“ *International Journal of Fluid Machinery and Systems*, Bd. 6, Nr. 1, pp. 33-48, 2013.
- [46] J. Koutnik, K. Krüger, F. Pochyly, P. Rudolf und V. Haban, „On Cavitating Vortex Rope Form Stability during Francis Turbine Part Load Operation,“ in *Proceedings of the IAHR Int. Meeting of WG on Cavitation and Dynamic Problems in Hydraulic Machinery and Systems*, Barcelona, 2006.
- [47] F. Wang, X. Li, J. Ma, M. Yang und Y. Zhu, „Experimental Investigation of Characteristic Frequency in Unsteady Hydraulic Behavior of a Large Hydraulic Turbine,“ *Journal of Hydrodynamics*, Bd. 21, Nr. 1, pp. 12-19, 2009.
- [48] R. Susan-Resiga, T. C. Vu, S. Muntean, G. D. Ciocan und B. Nennemann, „Jet Control of the Draft Tube Vortex Rope in Francis Turbines at Partial Discharge,“ in *Proceedings of the 23<sup>rd</sup> IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems*, Yokohama, Japan, 2006.
- [49] M. Nishi, K. Yoshida, M. Yano, M. Okamoto, K. Miyagawa und S. Liu, „A Preliminary Study on the Swirling Flow in a Conical Diffuser with Jet Issued at the Center of the Inlet,“ in *Proceedings of the 2<sup>nd</sup> IAHR International Meeting of the Workgroup on Cavitation and Dynamic Problems in Hydraulic Machinery and Systems*, Timisoara, Romania, 2007.

- [50] H. Foroutan und S. Yavuzkurt, „Flow in the Simplified Draft Tube of a Francis Turbine Operating at Partial Load - Part I: Simulation of the Vortex Rope,“ *Journal of Applied Mechanics*, Bd. 81, p. 061010, June 2014.
- [51] H. Foroutan und S. Yavuzkurt, „Flow in the Simplified Draft Tube of a Francis Turbine Operating at Partial Load - Part II: Control of the Vortex Rope,“ *Journal of Applied Mechanics*, Bd. 81, p. 061011, 2014.
- [52] R. Susan-Resiga, S. Muntean, V. Hasmatuchi, I. Anton und F. Avellan, „Analysis and Prevention of Vortex Breakdown in the Simplified Discharge Cone of a Francis Turbine,“ *Journal of Fluids Engineering*, Bd. 132, Nr. 5, p. 051102, 2010.
- [53] A. I. Bosioc, R. Susan-Resiga, S. Muntean und C. Tanasa, „Unsteady Pressure Analysis of a Swirling Flow With Vortex Rope and Axial Water Injection in a Discharge Cone,“ *Journal of Fluids Engineering*, Bd. 134, pp. 081104-1-11, 2012.
- [54] R. F. Susan-Resiga, A. Stuparu und S. Muntean, „Francis Turbine with Tandem Runners: A Proof of Concept,“ in *Proceedings of the 29<sup>th</sup> IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems*, Kyoto, Japan, 2018.
- [55] T. Neidhardt, M. Magnoli und J. Gummer, „High Part-Load Fluctuations in Francis Turbines and the Applicability of Model Test Data,“ in *Proceedings of the Hydro 2017 Conference*, Seville, Spain, 2017.
- [56] P. K. Dörfler, „System oscillations excited by the Francis turbine's part load vortex core: mathematical modeling and experimental verification, Dissertation,“ Vienna, 1982.
- [57] T. L. Wahl, *Draft Tube Surging Hydraulic Model Study*, Colorado State University, 1990.
- [58] T. L. Wahl, „Draft Tube Surging Times Two: The Twin Vortex Phenomenon,“ *HydroReview*, pp. 60-69, February 1994.
- [59] Z. Wang, B. Zhu, X. Wang und D. Qin, „Pressure Fluctuations in the S-Shaped Region of a Reversible Pump-Turbine,“ *Energies*, Bd. 10, Nr. 1, 2017.

- 
- [60] A. D. A. Neto, R. Jester-Zürker, A. Jung und M. Maiwald, „Evaluation of a Francis Turbine Draft Tube Flow at Part Load using Hybrid RANS-LES Turbulence Modelling,“ in *Proceedings of the 26<sup>th</sup> IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems*, Beijing, China, 2012.
- [61] S. Mauri, *Numerical Simulation and Flow Analysis of an Elbow Diffuser, Dissertation*, EPFL, Lausanne, 2002.
- [62] G. D. Ciocan, F. Avellan und J.-L. Kueny, „Optical Measurement Techniques for Experimental Analysis of Hydraulic Turbines Rotor - Stator Interaction,“ in *Proceedings of ASME FEDSM'2000*, Boston, Massachusetts, 2000.
- [63] Z. Wang und L. Zhou, „Simulations and Measurements of Pressure Oscillations Caused by Vortex Ropes,“ *Journal of Fluids Engineering*, Bd. 128, pp. 649-655, 2006.
- [64] D. Jost und A. Lipej, „Numerical Prediction of Non-Cavitating and Cavitating Vortex Rope in a Francis Turbine Draft Tube,“ *Journal of Mechanical Engineering*, Bd. 57, Nr. 6, pp. 445-456, 2011.
- [65] C. Landry, A. Favrel, A. Müller, K. Yamamoto, S. Alligné und F. Avellan, „Experimental Investigation of the Mass Flow Gain Factor in a Draft Tube with Cavitation Vortex Rope,“ in *Proceedings of Hyperbole Conference*, Porto, Portugal, 2017.
- [66] M. Topor und D. A. Bistran, „Localization of the Most Amplified Perturbation in a Vortex Rope Located in Francis Turbine at Partial Discharge,“ in *AIP Conference Proceedings*, 1493, 10.1063/1.4765617, 2012.
- [67] A. Ruprecht, M. Maihöfer, M. Heiterle und T. Helmrich, „Massively Parallel Computation of the Flow in Hydro Turbines,“ in *Proceedings of the 21<sup>st</sup> IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems*, Lausanne, Switzerland, 2002.
- [68] H. Hartmann, C. Montavon und H. E. A. Van den Akker, „Assessment of Large Eddy and RANS Stirred Tank Simulations by Means of LDA,“ *Chemical Engineering Science*, Bd. 59, p. 2419–2432, 2004.

- [69] B. Cantwell und D. Coles, „An Experimental Study of Entrainment and Transport in the Turbulent Near Wake of a Circular Cylinder,“ *Journal of Fluid Mechanics*, Bd. 136, pp. 321-374, 1983.
- [70] A. Favrel, A. Müller, K. Yamamoto und F. Avellan, „Space and Time Reconstruction of the Precessing Vortex Core in Francis Turbine Draft Tube by 2D-PIV,“ in *Proceedings of the 28<sup>th</sup> IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems*, Grenoble, France, 2016.
- [71] O. Kirschner, „PIV Geschwindigkeitsmessung im geraden Saugrohr einer Modell-Pumpturbine,“ in *Proceedings der 14. GALA-Fachtagung "Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik"*, Braunschweig, 2006.
- [72] F. Avellan, „Flow Investigation In A Francis Draft Tube: The Flindt Project,“ in *Proceedings of the 20<sup>th</sup> IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems*, Charlotte, USA, 2000.
- [73] S. Tridon, G. D. Ciocan, S. Barre und L. Tomas, „3D Time-resolved PIV Measurements in a Francis Draft Tube Cone,“ in *Proceedings of the 24<sup>th</sup> IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems*, Foz do Iguassu, Brazil, 2008.
- [74] G. D. Ciocan und F. Avellan, „3D PIV and LDV Measurements at the Outlet of a Francis Turbine Draft Tube,“ in *Proceedings of the ASME-European Fluids Engineering Summer Conference*, Montreal, Canada, 2002.
- [75] G. D. Ciocan und F. Avellan, „Flow Investigations in a Francis Draft Tube: Advanced Experimental Methods,“ 2004.
- [76] M. Sebastiano, J.-L. Kueny und F. Avellan, „Numerical Prediction of the Flow in a Turbine Draft Tube: Influence of the Boundary Conditions,“ in *Proceedings of the ASME 2000 Fluids Engineering Division*, Boston, USA, 2000.
- [77] S. Tridon, S. Barre, G. D. Ciocan, P. Leroy und C. Ségoufin, „Experimental investigation of draft tube flow instability,“ in *Proceedings of the 25<sup>th</sup> IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems*, Timisoara, Romania, 2010.



- 
- [78] S. Tridon, S. Barre, G. D. Ciocan und L. Tomas, „Experimental Description of Swirling Flow Downstream a Francis Turbine Runner and Initialization of Numerical Simulations,“ in *Proceedings of the 3<sup>rd</sup> IAHR International Meeting of the Workgroup on Cavitation and Dynamic Problems in Hydraulic Machinery and Systems*, Brno, Czech Republic, 2009.
- [79] G. D. Ciocan und M. S. Iliescu, „3D PIV Measurements in Two Phase Flow and Rope Parametrical Modeling,“ in *Proceedings of the 24<sup>th</sup> IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems*, Foz do Iguassu, 2008.
- [80] M. S. Iliescu, G. D. Ciocan und F. Avellan, „2 Phase PIV Measurements at the Runner Outlet in a Francis Turbine,“ in *Proceedings of the 4<sup>TH</sup> ASME/JSME Joint Fluids Engineering Conference*, Honolulu, Hawaii, USA, 2003.
- [81] M. S. Iliescu, G. D. Ciocan und F. Avellan, „Analysis of the Cavitating Draft Tube Vortex in a Francis Turbine Using Particle Image Velocimetry Measurements in Two-Phase Flow,“ *Journal of Fluids Engineering*, p. 021105, 25 January 2008.
- [82] S. Houde, R. Fraser, G. D. Ciocan und C. Deschênes, „Experimental and Numerical Analysis of the Cavitating Part Load Vortex Dynamics of Low-Head Hydraulic Turbines,“ in *Proceedings of ASME/JSME/KSME Joint Fluids Engineering Conference*, Hamamatsu, Japan, 2012.
- [83] M. Fanelli, „The Vortex Rope in the Draft Tube of Francis Turbines Operating at Partial Load: A Proposal for a Mathematical Model,“ *Journal of Hydraulic Research*, pp. 769-807, 19 January 1989.
- [84] R. Resiga, G. D. Ciocan und F. Avellan, „Swirling Flow Downstream a Francis Turbine Runner,“ in *The 6<sup>th</sup> International Conference on Hydraulic Machinery and Hydrodynamics*, Timisoara, Romania, 2004.
- [85] J. Sung und J. Y. Yoo, „Three-Dimensional Phase Averaging of Time-Resolved PIV Measurement Data,“ *Measurement Science and Technology*, Bd. 12, Nr. 6, p. 655, 2001.

- [86] P. Gouin, C. Deschênes, M. Iliescu und G. D. Ciocan, „Experimental Investigation of Draft Tube Flow of an Axial Turbine by Laser Doppler Velocimetry,“ in *Proceedings of the 3<sup>rd</sup> IAHR International Meeting of the Workgroup on Cavitation and Dynamic Problems in Hydraulic Machinery and Systems*, Brno, Czech Republic, 2009.
- [87] J.-M. Gagnon, G. D. Ciocan, C. Deschênes und M. S. Iliescu, „Experimental Investigation of Runner Outlet Flow in Axial Turbine with LDV and Stereoscopic PIV,“ in *Proceedings of the 24<sup>th</sup> IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems*, Foz do Iguasso, 2008.
- [88] M. J. Cervantes, T. F. Engström und L. H. Gustavsson, *Turbine-99 III: Proceedings of the third IAHR/ERCOFTAC Workshop on Draft Tube Flows*, Luleå, 2005.
- [89] M. J. Cervantes, „Technische Universität Luleå,“ 25 November 2014. [Online]. Available: <https://www.ltu.se/research/subjects/Stromningslara/Konferenser/Francis-99>. [Zugriff am 5 Januar 2018].
- [90] Norwegian Hydropower Centre, „Francis-99,“ 18 September 2017. [Online]. Available: <https://www.ntnu.edu/nvks/francis-99>. [Zugriff am 5 Januar 2018].
- [91] C. Trivedi, M. J. Cervantes und O. G. Dahlhaug, „Experimental and Numerical Studies of a High-Head Francis Turbine: A Review of the Francis-99 Test Case,“ *Energies*, Bd. 9, Nr. 2, p. 74, 18 January 2016.
- [92] C. Bergan, K. Amiri, M. J. Cervantes und O. G. Dahlhaug, „Preliminary Measurements of the Radial Velocity in the Francis-99 Draft Tube Cone,“ *Journal of Physics: Conference Series*, Bd. 579, Nr. 1, p. 012014, 2015.
- [93] L. R. J. Sundstrom, K. Amiri, C. Bergan, M. J. Cervantes und O. G. Dahlhaug, „LDA Measurements in the Francis-99 Draft Tube Cone,“ in *Proceedings of the 27<sup>th</sup> IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems*, Montreal, Canada, 2014.
- [94] C. Trivedi, M. J. Cervantes, B. K. Gandhi und O. G. Dahlhaug, „Experimental and Numerical Studies for a High Head Francis Turbine at Several Operating Points,“ *Journal of Fluids Engineering*, p. 111102, 7 August 2013.

- 
- [95] C. Trivedi, M. J. Cervantes, B. K. Gandhi und O. G. Dahlhaug, „Transient Pressure Measurements on a High Head Model Francis Turbine During Emergency Shutdown, Total Load Rejection, and Runaway,“ *Journal of Fluids Engineering*, Bd. 136, Nr. 12, p. 121107, 10 September 2014.
- [96] J. Wack und S. Riedelbauch, „Numerical Simulations of the Cavitation Phenomena in a Francis Turbine at Deep Part Load Conditions,“ in *Proceedings of the 9<sup>th</sup> International Symposium on Cavitation (CAV2015)*, Lausanne, Switzerland, 2015.
- [97] K. Yamamoto, A. Müller, A. Favrel und F. Avellan, „Experimental evidence of inter-blade cavitation vortex developement in Francis turbines at deep part load condition,“ *Experiments in Fluids*, Bd. 58, Nr. 10, Oktober 2017.
- [98] C. Tropea, A. L. Yarin und J. F. Foss, *Springer Handbook of Exmpermental Fluid Mechanics*, Heidelberg: Springer-Verlag, 2007.
- [99] O. Kirschner, *Strömungsmesstechnik - Manuskript zur Vorlesung*, Institut für Strömungsmechanik und Hydraulische Strömungsmaschinen, Universität Stuttgart, 2013.
- [100] Dantec Dynamics, *Fibre Flow Technical Data*, 2001.
- [101] T. Dorias, *Untersuchung des Einflusses von Tracer-Partikeln auf Messungen mit Laser-Doppler-Anemometrie, Bachelorarbeit*, Institut für Strömungsmechanik und Hydraulische Strömungsmaschinen, Universität Stuttgart, 2016.
- [102] Spectra-Physics, *Stabilite 2017 User's Manual*, 1335 Terra Bella Road, Mountain View, CA 94043, Juni 2001.
- [103] B. Ruck, *Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik*, AT-Fachverlag, ISBN 3-921-681-014, 1990.
- [104] Z. Zhengji, „Kombinierter Bias-Effekt in LDA-Messungen von Strömungen mit örtlichen Geschwindigkeitsgradienten,“ in *Proceedings der 18. GALA-Fachtagung "Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik"*, Cottbus, 2010.
- [105] Z. Zhengji, *LDA Application Methods*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2010.
- [106] Dantec Dynamics, *BSA Flow-Software User Manual*, Dantec Dynamics, 2004.

- [107] M. Werner, *Digitale Signalverarbeitung mit MATLAB*, Vieweg+Teubner Verlag, 2012.
- [108] T. Krappel und S. Riedelbauch, „Scale Resolving Flow Simulations of a Francis Turbine Using Highly Parallel CFD Simulations,“ *High Performance Computing in Science and Engineering '16: Transactions of the High Performance Computing Center*, pp. 499-510, 2016.
- [109] T. Krappel, A. Ruprecht, S. Riedelbauch, R. Jester-Zürker und A. Jung, „Investigation of Francis Turbine Part Load Instabilities using Flow Simulations with a Hybrid RANS-LES Turbulence Model,“ in *Proceedings of the 27<sup>th</sup> IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems*, Montreal, Canada, 2014.
- [110] S. Pasche und F. Avellan, „Part Load Vortex Rope as a Global Unstable Mode,“ *Journal of Fluids Engineering*, Nr. 139, pp. 051102-1-11, Mai 2017.

## Liste der bisher erschienenen IHS-Mitteilungen

Nr.	Jahr	Verfasser	Titel
1	1986		Beiträge zur 14. Sitzung des VDEW-Arbeitsausschusses „Meßmethoden in Wasserkraftanlagen“. ISBN 3-9802130-0-5
2	1989	Schneider, K. Eichinger, P.	Das Verhalten von Sicherheits-Drosselklappen. Modifikation des Standardcharakteristikenverfahrens zur Berechnung zeitlich zurückliegender Druckverläufe. ISBN 3-9802130-1-3
3	1989	Ruprecht, A.	Finite Elemente zur Berechnung dreidimensionaler, turbulenter Strömungen in komplexen Geometrien. ISBN 3-9802130-2-1
4	1990	Maurer, W.	Drehzahlregelung von Wasserturbinen mit Zustandsreglern. ISBN 3-9802130-3-x
5	1990	Acosta Del Carpio, H.	Das dynamische Verhalten von Kreiselpumpen niedriger spezifischer Drehzahl bei raschen Drehzahländerungen. ISBN 3-9802130-4-8
6	1990	Gronenberg, R.	Untersuchung des dynamischen Verhaltens von Rückflußverhinderern unterschiedlicher Bauart. ISBN 3-9802130-5-6
7	1992	Eichinger, P.	Untersuchung des Reibungsverhaltens bei instationären Strömungsvorgängen in Rohrleitungen. ISBN 3-9802130-6-4
8	1993	Chihab, W.S.	Experimentelle und theoretische Untersuchung des Saugrohrs einer Kaplan turbine. ISBN 3-9802130-7-2
9	1994		Aktuelle Forschungsarbeiten des Instituts. ISBN 3-9802130-8-0
10	1994	Feyrer, R.	Kontinuierliche On-line Berechnung der zulässigen Leistungsänderung in einem Pumpspeicherwerk. ISBN 3-9802130-9-9
11	1996	Zhang, Y.	Finite Elemente zur Berechnung instationärer Strömungen mit bewegten Wänden. ISBN 3-9804376-0-4
12	1997	Ginter, F.	Berechnung der instationären, turbulenten Strömung in hydraulischen Strömungsmaschinen. ISBN 3-9804376-1-2
13	1997		Beiträge zum Seminar „Kleinwasserkraft“, Stuttgart, 10.10.1997. ISBN 3-9804376-2-0
14	1998	Welzel, B.	Numerische Optimierung einer Axialturbine. ISBN 3-9804376-3-9
15	1999	Harbort, T.	Entwicklung eines echtzeitfähigen Simulationsprogramms zur Untersuchung instationärer Vorgänge in Wasserkraftwerken. ISBN 3-9804376-4-7

<b>Nr.</b>	<b>Jahr</b>	<b>Verfasser</b>	<b>Titel</b>
16	1999		Beiträge zum 2. Seminar „Kleinwasserkraft“, Stuttgart, 01.10.1999. ISBN 3-9804376-5-5
17	2000	Gentner, Ch.	Experimentelle und numerische Untersuchung der instationären Strömung in einer Axialturbine. ISBN 3-9804376-6-3
18	2000	Steibler, Ph.	Finite Elemente Methode zur numerischen Strömungsberechnung mit beliebigen Elementen. ISBN 3-9804376-7-1
19	2000	Lin, J.-C.	Überwachung von Wasserschlossern in Wasserkraftwerken mit Fuzzy-Control. ISBN 3-9804376-8-x
20	2000	Ott, Ch.	Entwurf und Simulation einer Staustufenregelung. ISBN 3-9804376-9-8
21	2001	Bauer, Ch.	Instationäre Berechnung einer hydraulischen Axialturbine unter Berücksichtigung der Interaktion zwischen Leit- und Laufrad. ISBN 3-9807322-0-7
22	2001	Liu, W.	Modeling of Swirling Turbulent Flows. ISBN 3-9807322-1-5
23	2001		Beiträge zum 3. Seminar “Kleinwasserkraft”, Stuttgart, 05.10.2001. ISBN 3-9807322-2-3
24	2001	Janetzky, B.	Ein Verfahren zur Berechnung instationärer Strömungen mit freier Oberfläche. ISBN 3-9807322-3-1
25	2002	Anz, R.	Systemidentifikation und Reglerselbsteinstellung in Wasserkraftanlagen. ISBN 3-9807322-4-x
26	2002	Maihöfer, M.	Effiziente Verfahren zur Berechnung dreidimensionaler Strömungen mit nichtpassenden Gittern. ISBN 3-9807322-5-8
27	2003		Beiträge zum 4. Seminar „Kleinwasserkraft“, Stuttgart, 19.09.2003 ISBN 3-9807322-6-6
28	2003	Batrekhy, S.	Numerische und experimentelle Strömungsuntersuchungen am Rechen von Wasserkraftanlagen. ISBN 3-9807322-7-4
29	2005		Beiträge zum 5. Seminar „Kleinwasserkraft“, Stuttgart, 14.10.2005. ISBN 3-9807322-8-2
30	2007	Helmrich, T.	Simulation instationärer Wirbelstrukturen in hydraulischen Maschinen. ISBN 978-3-9807322-9-1

<b>Nr.</b>	<b>Jahr</b>	<b>Verfasser</b>	<b>Titel</b>
31	2010	Lippold, F.	Zur Simulation von Fluid-Struktur-Wechselwirkungen mit flexiblen Kopplungsverfahren. ISBN 978-3-9812054-0-4
32	2011	Kirschner, O.	Experimentelle Untersuchung des Wirbelzopfes im geraden Saugrohr einer Modell-Pumpturbine. ISBN 978-3-9812054-1-1
33	2016	Ruopp, A.	Optimierung von symmetrischen Gezeitenströmungen und deren Analyse in großräumigen Gezeitenströmungsgebieten. ISBN 978-3-9812054-2-8
34	2016	Wang, H.	Very large eddy simulation for prediction of flow instabilities in turbomachinery. ISBN 978-3-9812054-3-5
35	2017	Neipp, A.	Ein- und zweistufige axiale Entspannungsturbine zur Energiegewinnung. ISBN 978-3-9812054-4-2
36	2018	Stens, C.	Investigation of a fast transition from pump mode to generating mode in a reversible pump turbine. ISBN 978-3-9812054-5-9
37	2018	Krappel, T.	Turbulenzauflösende Strömungssimulation einer Francisturbine in Teillast. ISBN 978-3-9812054-6-6
38	2019	Schmidt, H.	Entwicklung eines Analyseverfahrens zur Kavitationsdetektion und Lokalisierung in hydraulischen Strömungsmaschinen. ISBN 978-3-9812054-7-3
39	2019	Schlipf, M.	Automatisierte Mehrzieloptimierung hydraulischer axialer Strömungsmaschinen. ISBN 978-3-9812054-8-0
40	2019	Brost, V.	Wiederaufbau des Stromnetzes mit einem Inselverbund aus Wasserkraftanlagen. ISBN 978-3-9812054-9-7
41	2019	Mössinger, P.	Numerische Untersuchung der Strömung bei transienten und instabilen Betriebszuständen von Francis-Turbinen. ISBN 978-3-9812054-00-9
42	2020	Tismer, A.	Entwicklung einer Softwareumgebung zur automatischen Auslegung von hydraulischen Maschinen mit dem Inselmodell. ISBN 978-3-948328-01-6







ISBN 978-3-948328-02-3