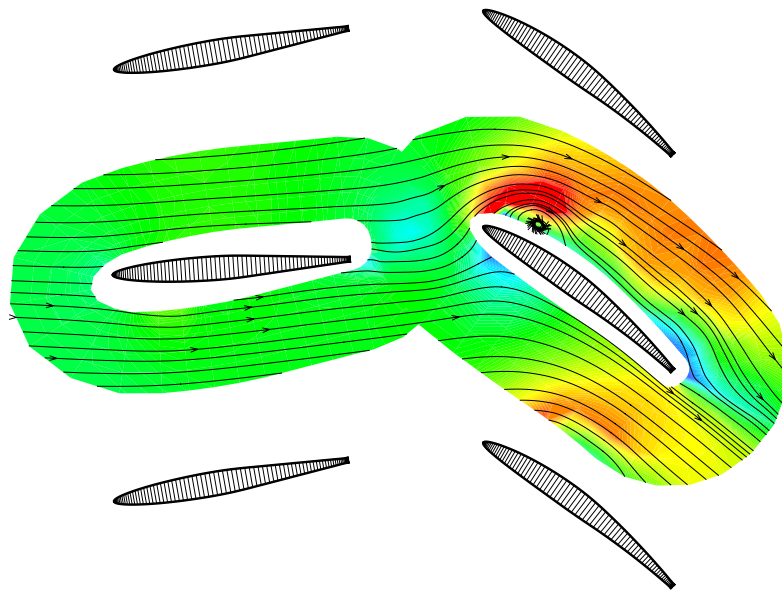


TECHNISCHE UNIVERSITÄT MÜNCHEN
INSTITUT FÜR ENERGIETECHNIK MW7

LEHRSTUHL UND LABORATORIUM
FÜR HYDRAULISCHE MASCHINEN UND ANLAGEN

Strömungswechselwirkung in einem Tandemgitter
mit schwingender Vorleitschaufel



Ferdinand Werdecker

München 2000

TECHNISCHE UNIVERSITÄT MÜNCHEN
INSTITUT FÜR ENERGIETECHNIK MW7

LEHRSTUHL UND LABORATORIUM
FÜR HYDRAULISCHE MASCHINEN UND ANLAGEN

**Strömungswechselwirkung in einem Tandemgitter
mit schwingender Vorleitschaufel**

Ferdinand Werdecker

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Maschinenwesen der Technischen
Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktor-Ingenieurs

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr.-Ing. H.-P. Kau
Prüfer der Dissertation:
1. Univ.-Prof. Dr.-Ing., Dr.-Ing. habil. R. Schilling
2. Univ.-Prof. Dr.-Ing. H. E. Siekmann
Technische Universität Berlin

Die Dissertation wurde am 20.06.2000 bei der Technischen Universität München
eingereicht und durch die Fakultät für Maschinenwesen am 24.09.2000 angenommen.

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für Hydraulische Maschinen und Anlagen der Technischen Universität München in der Zeit von 1997 bis 2000.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. R. Schilling, der es mir ermöglichte diese Arbeit anzufertigen und durch seine wissenschaftliche Anleitung und konstruktive Unterstützung wesentlich zum Gelingen beigetragen hat. Seine lehrreichen Anregungen und die fachlichen Diskussionen mit ihm waren mir eine wertvolle Hilfe während meiner gesamten Tätigkeit am Lehrstuhl.

Herrn Prof. Dr.-Ing. H. E. Siekmann danke ich für die freundliche Übernahme des Koreferats und seinem großen Interesse an der Arbeit.

Herrn Prof. Dr.-Ing. H.-P. Kau danke ich für die Übernahme des Prüfungsvorsitzes und die reibungslose Durchführung des Promotionsverfahrens.

Dem Laborleiter des Lehrstuhls Herrn Dr.-Ing. W. Knapp danke ich für seine große Hilfsbereitschaft und Unterstützung.

Weiterhin danke ich allen Kollegen und Mitarbeitern des Lehrstuhls für die gute Zusammenarbeit. Hervorheben möchte ich hierbei Herrn J. Keller und Herrn Th. Siewert. Durch die Hilfe von Herrn Th. Siewert konnte ich so manche Hürde überwinden.

München, Oktober 2000

Ferdinand Werdecker

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	IV
Tabellenverzeichnis	IX
Formelzeichen und Abkürzungen	X
Zusammenfassung	1
1 Einleitung	3
1.1 Einführung	3
1.2 Stand der Technik	4
1.3 Aufgabenstellung und Zielsetzung	6
2 Physikalische Grundlagen	8
2.1 Instationäre Ablösungen	8
2.1.1 Instationäre Ablösung an der fixierten Schaufel	9
2.1.2 Instationäre Ablösung an der schwingenden Schaufel	11
2.1.3 Frequenzanalyse	12
2.2 Umlenkung	14
2.3 Auftrieb und Widerstand	15
2.4 Drehmoment	18
2.5 Verluste und Strömungsleistung	19

3	Versuchstechnik	22
3.1	Luftversuchsstand	22
3.2	Versuchsanordnung	23
3.3	Versuchsbedingungen	26
4	Meßtechnik	28
4.1	Erfassung instationärer Vorgänge	28
4.2	Statistische Auswertung	29
4.2.1	Grundlagen	29
4.2.2	Fixierte Schaufel	30
4.2.3	Schwingende Schaufel	30
4.3	LDA-Messungen	31
4.3.1	Meßprinzip	31
4.3.2	LDA-System	32
4.3.3	Fehlerquellen	33
4.4	Druckmessungen	35
4.4.1	Wanddruckmessungen	35
4.4.2	Totaldruckmessungen	36
4.4.3	Kalibrierung und Fehlerquellen	39
5	Untersuchung zum Dynamic Stall	42
5.1	Dynamic Stall Vorgang	42
5.2	Vergleich	43
5.2.1	Fixierte Schaufel	44
5.2.2	Schwingende Schaufel	45
5.2.3	Zusammenfassung	48

<i>INHALTSVERZEICHNIS</i>	III
6 Untersuchung am Einzelgitter	49
6.1 Strömungsfeld und Umlenkung	49
6.1.1 Referenzuntersuchung	50
6.1.2 Einfluß der reduzierten Frequenz	53
6.1.3 Einfluß der Amplitude	58
6.1.4 Einfluß des Anstellwinkels	63
6.2 Impuls- und Energiebilanz	70
6.2.1 Auftrieb, Widerstand und Drehmoment	71
6.2.2 Verluste und Schwingleistung	77
7 Untersuchung am Tandemgitter	81
7.1 Strömungsfeld und Umlenkung	81
7.1.1 Referenzuntersuchung	81
7.1.2 Einfluß der reduzierten Frequenz	85
7.1.3 Einfluß der Amplitude	90
7.1.4 Einfluß des Anstellwinkels	95
7.2 Wanddruckverteilung	101
7.3 Impuls- und Energiebilanz	104
7.3.1 Auftrieb, Widerstand und Schaufelmoment	104
7.3.2 Verluste und Schwingleistung	108
8 Bewertung und Ausblick	113
Literaturverzeichnis	117

Abbildungsverzeichnis

2.1	Umströmung einer fixierten Schaufel im Gitterverband	10
2.2	Umströmung einer schwingenden Schaufel im Gitterverband	11
2.3	FFT-Analyse bei fixierter und mit $\Delta\alpha = 6.25^\circ$ schwingender Schaufel mit $\alpha_m = 0^\circ$, gemessen im Nachlauf der Schaufel	12
2.4	FFT-Analyse bei fixierter und mit $\Delta\alpha = 6.25^\circ$ schwingender Schaufel mit $\alpha_m = 25^\circ$, gemessen im Nachlauf der Schaufel	13
2.5	Kontrolllinie um eine Schaufel	14
2.6	Kontrollvolumen um eine Schaufel	16
3.1	Luftversuchsstand I des Laboratoriums für Hydraulische Maschinen und Anlagen	22
3.2	Versuchsanordnung mit Tandemgitteranordnung	23
3.3	Schwingungsantrieb im montierten Zustand	25
4.1	Prinzip der phasengekoppelten Auswertung	29
4.2	Prinzipielle Funktionsweise der Laser-Doppler-Anemometrie	32
4.3	Schnitt durch eine Wanddruckmeßbohrung mit eingebauter Wand- drucksonde	36
4.4	Totaldrucksonde einschließlich der Sondenhalterung im eingebauten Zustand	37
4.5	Abweichung $\Delta\beta$ zwischen Sondenwinkel β_{Sonde} und Strömungswinkel β_s	38
4.6	Statische Kalibrierkurve für den Totaldruckaufnehmer	39
5.1	Vorgang des Dynamic Stall	43

5.2	Dimensionslose Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfelder für die fixierte Schaufel ohne Gitter	44
5.3	Dimensionslose Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfelder für die fixierte Schaufel mit Gitter	44
5.4	Dimensionslose Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfelder für die schwingende Schaufel ohne Gitter bei verschiedenen Phasen	46
5.5	Dimensionslose Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfelder für die schwingende Schaufel mit Gitter bei verschiedenen Phasen	47
6.1	Dimensionsloses Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfeld bei der Referenzuntersuchung mit fixierter Schaufel	50
6.2	Dimensionslose Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfelder für die Referenzuntersuchung bei verschiedenen Phasenlagen	52
6.3	Dimensionslose Umlenkung $\Delta c_u/c_o$ über dem Anstellwinkel α für unterschiedliche reduzierte Frequenzen k	53
6.4	Dimensionslose Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfelder für $k = 1.25$ bei verschiedenen Phasenlagen	55
6.5	Dimensionslose Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfelder für $k = 3.75$ bei verschiedenen Phasenlagen	56
6.6	Dimensionslose minimale, mittlere und maximale Umlenkung $\Delta c_u/c_o$ über der reduzierten Frequenz k	58
6.7	Dimensionslose Umlenkung $\Delta c_u/c_o$ über dem Anstellwinkel α für unterschiedliche Amplituden $\Delta\alpha$	59
6.8	Dimensionslose Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfelder für $\Delta\alpha = 1.25^\circ$ bei verschiedenen Phasenlagen	60
6.9	Dimensionslose Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfelder für $\Delta\alpha = 6.25^\circ$ bei verschiedenen Phasenlagen	61
6.10	Dimensionslose minimale, mittlere und maximale Umlenkung $\Delta c_u/c_o$ über der Amplitude $\Delta\alpha$	63
6.11	Dimensionslose Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfelder für die Anstellwinkel $\alpha = 20^\circ$, $\alpha = 25^\circ$ und $\alpha = 30^\circ$ bei fixierter Schaufel	64
6.12	Dimensionslose Umlenkung $\Delta c_u/c_o$ über dem Anstellwinkel α für unterschiedliche mittlerer Anstellwinkel α_m	65
6.13	Dimensionslose Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfelder für $\alpha_m = 20^\circ$ bei verschiedenen Phasenlagen	66

6.14	Dimensionslose Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfelder für $\alpha_m = 30^\circ$ bei verschiedenen Phasenlagen	67
6.15	Dimensionslose minimale, mittlere und maximale Umlenkung $\Delta c_u/c_o$ bei schwingender sowie fixierter Schaufel über dem mittleren Anstellwinkel α_m	69
6.16	Geschwindigkeitsvektoren und Druckverteilung auf der äußeren Kontrollraumgrenze bei fixierter Schaufel	72
6.17	Auftriebsbeiträge durch die Impuls- und Druckkraftdichte bei fixierter Schaufel	73
6.18	Widerstandsbeiträge durch die Impuls- und Druckkraftdichte bei fixierter Schaufel	73
6.19	Schaufelmomentbeiträge durch die Impuls- und Druckmomentendichte bei fixierter Schaufel	74
6.20	Geschwindigkeitsvektoren und Druckverteilung auf der äußeren Kontrollraumgrenze bei schwingender Schaufel für $\alpha = 25^\circ \downarrow$	75
6.21	Auftriebsbeiwert c_a , Widerstandsbeiwert c_w und Momentenbeiwert c_m über dem Anstellwinkel α	76
6.22	Dimensionslose Totaldruckverteilung bei fixierter Schaufel	77
6.23	Leistungsbeiträge durch den Totaldrucktransport und die Schwingleistung über dem Anstellwinkel α	78
6.24	Dimensionslose Totaldruckverteilung bei schwingender Schaufel bei verschiedenen Anstellwinkeln	79
7.1	Dimensionsloses Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfeld bei der Referenzuntersuchung mit fixierter Vorleitschaufel	82
7.2	Dimensionslose Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfelder für die Referenzuntersuchung bei verschiedenen Phasenlagen	84
7.3	Dimensionslose Umlenkung $\Delta c_u/c_o$ über dem Anstellwinkel α_V für unterschiedliche reduzierte Frequenzen k	85
7.4	Dimensionslose Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfelder für $k = 1.25$ bei verschiedenen Phasenlagen	87
7.5	Dimensionslose Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfelder für $k = 3.75$ bei verschiedenen Phasenlagen	88
7.6	Dimensionslose minimale, mittlere und maximale Umlenkung $\Delta c_u/c_o$ über der reduzierten Frequenz k	90

7.7	Dimensionslose Umlenkung $\Delta c_u/c_o$ über dem Anstellwinkel α_V für unterschiedliche Amplituden $\Delta\alpha$	91
7.8	Dimensionslose Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfelder für $\Delta\alpha = 1.25^\circ$ bei verschiedenen Phasenlagen	92
7.9	Dimensionslose Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfelder für $\Delta\alpha = 6.25^\circ$ bei verschiedenen Phasenlagen	93
7.10	Dimensionslose minimale, mittlere und maximale Umlenkung $\Delta c_u/c_o$ über der Amplitude $\Delta\alpha$	94
7.11	Dimensionslose Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfelder für die Anstellwinkel $\alpha_T = 25^\circ$, $\alpha_T = 31^\circ$ und $\alpha_T = 37^\circ$ bei fixierter Schaufel	96
7.12	Dimensionslose Umlenkung $\Delta c_u/c_o$ über dem Vorleitschaufelwinkel α_V für unterschiedliche Anstellwinkel α_T	97
7.13	Dimensionslose Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfelder für $\alpha_T = 25^\circ$ bei verschiedenen Phasenlagen	98
7.14	Dimensionslose Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfelder für $\alpha_T = 31^\circ$ bei verschiedenen Phasenlagen	99
7.15	Dimensionslose minimale, mittlere und maximale Umlenkung $\Delta c_u/c_o$ bei schwingender sowie fixierter Schaufel über dem Anstellwinkel α_T .	100
7.16	Dimensionsloses Geschwindigkeitsfeld und Druckbeiwertverteilung für die fixierte Vorleitschaufel	101
7.17	Dimensionslose Geschwindigkeitsfelder und Druckbeiwertverteilungen für die schwingende Vorleitschaufel bei verschiedenen Phasenlagen	103
7.18	Geschwindigkeitsvektoren und dimensionslose Druckverteilung auf den äußeren Kontrollraumgrenzen für die fixierte Vorleitschaufel . . .	105
7.19	Geschwindigkeitsvektoren und dimensionslose Druckverteilung auf den äußeren Kontrollraumgrenzen für die schwingende Vorleitschaufel beim Anstellwinkel $\alpha_V = -10^\circ \downarrow$	105
7.20	Auftriebs-, Widerstands- und Momentenbeiwert der schwingenden Vorleitschaufel über dem Anstellwinkel α_T	106
7.21	Auftriebs-, Widerstands- und Momentenbeiwert der nachgeschalteten Schaufel über dem Anstellwinkel α_T	107
7.22	Dimensionslose Totaldruckverteilung auf den äußeren Kontrollraumgrenzen bei fixierter Vorleitschaufel	109

7.23	Leistungsbeiträge durch den konvektiven Term und den Schwingleistungsterm über dem Anstellwinkel α	110
7.24	Dimensionslose Totaldruckverteilungen für die schwingende Vorleitschaufel bei verschiedenen Phasenlagen	111

Tabellenverzeichnis

3.1	Profilparameter der Versuchsschaufeln, alle Maße in <i>mm</i>	24
3.2	Zapfenabstände und darstellbare Amplituden	26
3.3	Geschwindigkeiten und Reynolds-Zahlen der Untersuchungen	27
5.1	Parametereinstellung für die Vergleichsuntersuchung zum Dynamic Stall	43
6.1	Parameter der Referenzuntersuchung am Einzelgitter	50
6.2	Parameter zur Auswertung der Impuls- und Energiebilanz am Einzelgitter	71
6.3	Vergleich der Auftriebs-, Widerstands- und Momentenbeiwerte bei fixierter und schwingender Schaufel ($k = 1.65$, $\Delta\alpha = 3.75^\circ$, $\alpha_m = 25.0^\circ$)	77
6.4	Vergleich der dimensionslosen Schwingleistung, des dimensionslose Totaldrucktransportes und des Verlustbeiwertes bei fixierter und schwingender Schaufel ($k = 1.65$, $\Delta\alpha = 3.75^\circ$, $\alpha_m = 25.0^\circ$)	80
7.1	Parameter der Referenzuntersuchung am Tandemgitter	82
7.2	Parameter für die Auswertung der Impuls- und Energiebilanz am Tandemgitter	104
7.3	Vergleich der Auftriebs-, Widerstands- und Momentenbeiwerte für die fixierte und schwingende Vorleitschaufel im Tandemgitter ($k = 1.65$, $\Delta\alpha = 3.75^\circ$, $\alpha_{mV} = 25.0^\circ$, $\alpha_T = 37.0^\circ$)	108
7.4	Vergleich der dimensionslosen Schwingleistung, des dimensionslosen Totaldrucktransportes und des Verlustbeiwertes für die fixierte und schwingende Vorleitschaufel im Tandemgitter ($k = 1.65$, $\Delta\alpha = 3.75^\circ$, $\alpha_{mV} = 25.0^\circ$, $\alpha_T = 37.0^\circ$)	112

Formelzeichen und Abkürzungen

Abkürzungen

$2D$	zweidimensional
$3D$	dreidimensional
LDA	Laser-Doppler-Anemometrie

Lateinische Zeichen

\vec{D}	Drehimpulsvektor; Impulsmomentenvektor
\vec{F}	Kraftvektor
\vec{I}	Impulsvektor
\vec{M}	Drehmomentvektor
A	Fläche; äußere Kontrollraumfläche
D	Längenmaß; Abstand; Drehimpuls; Impulsmoment
E	kinetische Energie
F	Kraft
Hz	Hertz
I	Impuls
L	Kontrolllinie
M	Drehmoment; Meßwert
P	Leistung

Q	Volumenstrom
Re	Reynolds-Zahl
S	körpergebundene Kontrollraumfläche
St	Strouhal-Zahl
T	Periodendauer
Tu	Turbulenzgrad
V	Volumen
W	Arbeit
\vec{c}	Absolutgeschwindigkeitsvektor
\vec{f}	Kraftdichtevektor
\vec{m}	Momentendichtevektor
\vec{n}	Normalenvektor
\vec{r}	Ortsvektor
b	Schaufelbreite
c	Absolutgeschwindigkeit; Beiwert
d	Abstand; Längenmaß
div	Divergenzoperator
f	Frequenz; Kraftdichte; Wölbung
g	Fallbeschleunigung; Gewichtungsfaktor
k	reduzierte Frequenz
l	Sehnenlänge; Längenmaß
m	Momentendichte
mm	Millimeter
\dot{m}	Massenstrom
p	Druck
rot	Rotationsoperator
s	Sekunden
t	Zeit; Teilung
x	x - Koordinate; Abstand
y	y - Koordinate
z	z - Koordinate

Griechische Zeichen

Γ	Zirkulation
Δ	Differenzenwert
$\bar{\bar{\sigma}}$	Spannungstensor
$\vec{\sigma}$	Normalspannungsvektor
$\vec{\tau}$	Schubspannungsvektor
$\vec{\omega}$	Wirbelintensitätsvektor
α	Anstellwinkel
$\dot{\alpha}$	Winkelgeschwindigkeit
β	Strömungswinkel; Sondenwinkel
δ	Grenzschichtdicke
ζ	Beiwert
ν	kinematische Viskosität
ρ	Dichte
σ	Normalspannung
τ	Schubspannung
φ	Winkel
ω	Wirbelintensität

Tiefgestellte Zeichen

o	Referenzwert; Zuströmung
1	Eintritt; Verdrängung
2	Austritt
A	äußere Kontrollraumgrenze
H	Hinterkante
K	Körper; Kurbelwinkel
O	Punkt; Drehpunkt
HK	Hinterkante
T	Tandemgitter

<i>v</i>	Vorleitgitter
<i>VK</i>	Vorderkante
<i>s</i>	Strömung; Schaufel; körpergebundene Kontrollraumgrenze
<i>Sonde</i>	Totaldrucksonde
<i>a</i>	Auftrieb
<i>ablöse</i>	Ablösung
<i>f</i>	Zapfen
<i>i</i>	Impuls; innere
<i>instabil</i>	Instabilität
<i>m</i>	Drehmoment; mittlerer
<i>max</i>	Maximalwert
<i>mech</i>	mechanisch
<i>min</i>	Minimalwert
<i>p</i>	Druck
<i>u</i>	Umfangsrichtung, Komponente in x-Richtung
<i>v</i>	Verlust
<i>w</i>	Widerstand
<i>x</i>	x-Komponente
<i>y</i>	y-Komponente
<i>z</i>	z-Komponente

Hochgestellte Zeichen

<i>°</i>	Winkelgrad
<i>'</i>	stochastischer Anteil

Kopfnoten

<i>-</i>	periodengemittelte Werte; zeitlicher Mittelwert
<i>~</i>	periodischer Anteil

Zusammenfassung

Aufgrund einer fremderregten Drehschwingbewegung einzelner Schaufeln im Gitterverband, ist eine Verbesserung der Energieumsetzung und der Zuverlässigkeit teillastbetriebener hydraulischer Maschinen zu erwarten. Vor diesem Hintergrund werden in der vorliegenden Arbeit die Strömungswechselwirkung in einem stehenden Einzel- und Tandemgitter, mit jeweils einer schwingenden Schaufel bzw. Vorleitschaufel, experimentell untersucht.

Mit Hilfe phasengekoppelter LDA-Messungen wird der Einfluß der Parameter reduzierte Frequenz, Amplitude und mittlerer Anstellwinkel systematisch untersucht. Es zeigt sich, daß die auftretenden Phänomene in beiden Gittern ähnlich sind. Hingegen ist eine Analogie zum Phänomen des Dynamic Stall an einem einzelnen Tragflügelprofil nicht gegeben, da der Gittereffekt die Ausbildung des charakteristischen Dynamic Stall Wirbels verhindert.

In Abhängigkeit der genannten Parameter ist eine gezielte Beeinflussung der ablösegefährdeten Grenzschicht und somit eine signifikante Verbesserung der Umlenkung möglich. Anhand der Analyse der Stromlinien und der Wirbelintensität des Strömungsfeldes sowie einer Untersuchung des Wanddruckverlaufes wird eine Modellvorstellung zur Erklärung der Vorgänge entwickelt. Demnach werden die größten Effekte bei einer reduzierten Frequenz von 2,5, bei einer Amplitude von 4° und bei großen Anstellwinkeln mit ablösegefährdeter Strömung erreicht. Bei Amplituden größer als 4° wirken sich zusätzliche Effekte zunehmend nachteilig auf die Umlenkung aus.

Bei jeweils einer Parametereinstellung am Einzel- und Tandemgitter werden phasengekoppelte Totaldruckmessungen auf der äußeren Kontrollraumgrenze durchgeführt. In Verbindung mit der gemessenen Geschwindigkeit im Kontrollraum wird die Impuls- und Impulsmomentengleichung hinsichtlich der Größen Auftrieb, Widerstand, Schaufelmoment und Schwingenergie sowie die Energiegleichung hinsichtlich der Strömungsverluste ausgewertet. Die Ergebnisse korrespondieren mit der Untersuchung des Umlenkverhaltens. Bezüglich der Schwingenergie und der Verluste ist zwischen gesunder und ablösegefährdeter Strömung zu unterscheiden. Bei gesunder Strömung bewirkt die Schwingbewegung höhere Verluste, und im zeitlichen Mittel wird der Strömung nahezu keine Schwingenergie zugeführt. Im Fall der ablösegefährdeten Strömung verringern sich die Verluste durch die Schwingbewegung. Im Vergleich zu den Energieverlusten wird der Strömung nur ein geringes Maß an Schwingenergie zugeführt.

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Einführung

Seit ihrer anfänglichen industriellen Nutzung Mitte des 19. Jahrhunderts haben hydraulische Maschinen einen hohen Wirkungsgrad- und Zuverlässigkeitsstandard erreicht. Moderne Francis-Turbinen haben Spitzenwirkungsgrade von über 95% und Nutzungsdauern von weit mehr als 20 Jahren. Das Verbesserungspotential im Bestpunkt ist daher weitgehend ausgeschöpft.

Ein Schwerpunkt der heutigen Forschung und Entwicklung auf dem Gebiet der hydraulischen Maschinen liegt folglich bei der Verbesserung des Teillastverhaltens. Mit zunehmender Drosselung des Volumenstroms kommt es zur Fehlanströmung der Beschaukelung. Insbesondere bei einfach regulierten Maschinen sinkt mit dem Volumenstrom die Güte der Energieumsetzung, und die Verluste steigen. In diesem Zusammenhang wird das Betriebsverhalten der Maschinen zunehmend instationär, da periodisch abschwimmende Ablösungen verstärkt auftreten, s. Raabe [33]. Die damit verbundenen Druck- und Geschwindigkeitsschwankungen beeinträchtigen insgesamt die Zuverlässigkeit.

Eine vielversprechende Möglichkeit, die Energieumsetzung zu verbessern und das Betriebsverhalten zu stabilisieren, besteht darin, der Strömung lokal instationären Charakter aufzuprägen. Durch eine periodische Änderung der Zuströmung ablösegefährdeter Schaukeln kann die Ausbildung von Ablösungen bei einem im zeitlichen Mittel konstanten Volumenstrom effektiv unterdrückt werden. Hierbei muß die Zeitdauer bis zum Erreichen der ausgebildeten Strömung und die Periodendauer der instationären Zuströmung in einem bestimmten Verhältnis stehen. Mit der Vermeidung ausgedehnter Ablösungen bei stationärer Zuströmung steigt die Umlenkung der betreffenden Schaufelgitter, und die Energieumsetzung wird verbessert. Die Amplitude der Druck- und Geschwindigkeitsschwankungen nimmt ab, da sich nur lokale Wirbel periodisch von der Beschaukelung lösen und abschwimmen. Durch

Aufprägen einer lokal instationären Strömung wird das insgesamt instationäre Betriebsverhalten gedämpft.

Die technische Umsetzung der Aufgabe, der Strömung lokal instationären Charakter aufzuprägen, kann durch eine aktive Schwingbewegung einzelner Schaufeln im Gitterverband erfolgen. Bei ausreichend großen Schwingungsamplituden ergibt sich relativ zur Strömung eine periodische Änderung der Zuströmung, so daß die Ausbildung von Ablösungen aktiv beeinflußt werden kann.

1.2 Stand der Technik

Das Forschungsgebiet der Strömungen mit Ablösungen ist sehr umfangreich und gliedert sich nach speziellen Detailspekten dieser Strömungsform, wobei jeweils unterschiedliche Einteilungsgesichtspunkte im Vordergrund stehen. Einen Überblick verschaffen die Veröffentlichungen von Eck [12], Leder [24], Schlichting [37] und Telionis [40].

Verschiedene Möglichkeiten zur aktiven Beeinflussung der Grenzschicht und der Ablöseerscheinungen wurden bereits von Prandtl [42] untersucht. In seiner ersten Arbeit zur Grenzschicht ist zur Prüfung grundlegender Vorstellungen die künstliche Beeinflussung der Scherschicht zwischen Wand und Außenströmung beschrieben. Schlichting [37] und Lachmann [23] nennen unter anderem folgende Möglichkeiten zur Grenzschichtbeeinflussung:

- Mitbewegen der Wand,
- Absaugen der Grenzschicht und
- Einblasen in die Grenzschicht.

Bei mitbewegter Wand wird die Strömungablösung dadurch verhindert, daß die Ausbildung der Scherschicht überhaupt vermieden wird. Da sich die Scherschicht infolge der Geschwindigkeitsdifferenz zwischen der Wand und der Außenströmung ausbildet, kann man sie verhindern, indem man die Wand mit der Strömung mitbewegt.

Die Wirkungsweise der Grenzschichtabsaugung besteht darin, daß die stark verzögerten Fluidteilchen der Grenzschicht durch Absaugung entfernt werden. Dadurch wird der Druckanstieg in der Grenzschicht vermindert, und die Strömung bleibt anliegend.

Durch Einblasen von Fluid in die Grenzschicht erfolgt eine lokale Energiezufuhr, und die Geschwindigkeit in der Grenzschicht wird erhöht. Dies kann entweder durch Einblasen von Fluid aus dem Inneren des Körpers geschehen oder dadurch, daß die

Energie unmittelbar der Hauptströmung entnommen wird. Zu diesem Zweck verwendet man häufig Leitkörper in der Außenströmung oder Schlitze, die eine Verbindung zu Gebieten höheren Druckes schaffen.

In gewisser Hinsicht entspricht eine schwingende Schaufel im Gitterverband einer Konfiguration zum Einblasen von Fluid in die Grenzschicht. Durch die Schaufelbewegung ändert sich die Zuströmung periodisch. Während der Phase kleiner Inzidenzwinkel wird der Grenzschicht Energie der Außenströmung zugeführt, so daß eine Beschleunigung stattfindet. Ablöseerscheinungen, die sich während der vorausgegangenen Phase großer Inzidenzwinkel gebildet haben, werden dadurch unterdrückt.

Einen besonderen Antrieb hat die Forschung auf dem Gebiet der Grenzschichtbeeinflussung in neuerer Zeit vor allem in der Luftfahrttechnik erfahren, wo man an der Verhinderung der Ablösung besonders stark interessiert ist, um größtmöglichen Auftrieb bei geringem Widerstand oder andererseits minimalen Widerstand bei großem Auftrieb zu erzielen. In diesem Zusammenhang wurden von Neitzke [29], Schewe [36] und Tinapp [41] Untersuchungen zu sogenannten Hochauftriebskonfigurationen durchgeführt. Es handelt sich hierbei meist um die gestaffelte Anordnung von zwei Tragflächenprofilen, so daß es zur Beschleunigung der Grenzschicht kommt. Untersuchungen zur Reduktion des aerodynamischen Widerstandes stammen von Mertens [27]. In der Arbeit von Bruse [8] wird die Möglichkeit der Widerstandsreduktion durch die Oberflächenbeschaffenheit beschrieben.

Eine zwangsläufig instationäre Beeinflussung der Grenzschicht ergibt sich bei der Umströmung von Hubschrauberrotoren und Rotoren von Windkraftanlagen. Aufgrund des sich periodisch ändernden Anstellwinkels eines Hubschrauberrotors bzw. der Zuströmung des Windturbinenrotors in der bodennahen Grenzschicht ergeben sich ähnliche Bedingungen wie bei einer im Gitterverband schwingenden Schaufel. Der ablaufende Vorgang wird als Dynamic Stall bezeichnet. In der Phase zunehmender Inzidenzwinkel kommt es zu einer dynamischen Ablösung der Strömung vom Profil, so daß sich die Strömung mit abnehmendem Inzidenzwinkel phasenverschoben wiederanlegt. Am besten erforscht ist der Vorgang des Dynamic Stall an Hubschrauberrotoren. Harris und Pruyn [19] wiesen nach, daß sich der Auftrieb an Hubschrauberrotoren nicht durch die statische Aerodynamik erklären läßt. Untersuchungen von Ham und Garelick [18] ergeben, daß der zusätzliche Auftrieb nur durch instationäre Beschreibung der Strömungsvorgänge erklärt werden kann. Die Übertragbarkeit der dreidimensionalen Vorgänge am umströmten Rotorblatt auf eine Strömung mit näherungsweise zweidimensionalem Charakter stellt die Grundlage für eine Vielzahl weiterer Untersuchungen dar. Beispiele hierzu sind die experimentellen Arbeiten von Carr [10], McCroskey et. al. [25], Piziali [30] und Morikawa [28]. Auf dem Gebiet der numerischen Simulation seien die Arbeiten von Ericsson [14], Ekaterinaris [13] und Geißler [16] erwähnt.

Eine weitere Möglichkeit der aktiven Grenzschichtbeeinflussung besteht in der Zuführung akustischer Störungen in die Grenzschicht. Zu diesem Zweck werden akustisch erzeugte Störungen in der Nähe der Ablöselinie in die Grenzschicht einge-

bracht. Der Effekt gleicht einer periodisch wechselnden Einblasung und Absaugung von Grenzschichtmaterial. Einschlägige Untersuchungen hierzu stammen von Erk [15] und Zaman [46].

Im Vergleich zur Luftfahrttechnik sind die Maßnahmen zur Grenzschichtbeeinflussung bei Strömungsmaschinen weniger erforscht. Arbeiten, die im Grundsatz auf eine Applikation aktiver Maßnahmen zur Grenzschichtbeeinflussung ausgerichtet sind, stammen von Buffum et. al. [9], Jarius [21], Schulze [38] und Solovitz [39].

Hingegen hat die Beschreibung von instationären Ablösungen und den daraus angeregten Schaufeloszillationen einen hohen Standard erreicht. Beispielhaft seien die experimentellen Arbeiten von Ahlers [2], Körbächer [22] und Pönsen [32] erwähnt. Abgeleitet aus diesen Erkenntnissen wurde eine Reihe von passiven Maßnahmen entwickelt, um die negativen Auswirkungen instationärer Ablösungen im Teillastbetrieb gering zu halten.

1.3 Aufgabenstellung und Zielsetzung

Im Rahmen dieser Arbeit sollen ein Einzelgitter und ein Tandemgitter, bestehend aus einem Vorleitgitter und einem nachgeschalteten Gitter, mit einer schwingfähigen Schaufel ausgerüstet werden. Bei dem Tandemgitter ist die schwingfähige Schaufel Teil des Vorleitgitters. In Abhängigkeit von der Schwingfrequenz, der Amplitude und dem Anstellwinkel läßt sich dadurch eine lokal instationäre Strömung erzeugen.

Im Blickpunkt der Betrachtungen soll die Wechselwirkung der Schwingbewegung der Schaufel mit der Gitterströmung stehen. In Relation zur Strömung mit fixierter Schaufel sollen folgende Untersuchungen durchgeführt werden:

- Untersuchung der Analogie zu dem bei Tragflügeln mit periodischem Inzidenzwinkel beobachteten Vorgang des Dynamic Stall,
- Untersuchung des Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfeldes sowie der Umlenkung der Strömung,
- Untersuchung des Wanddruckverlaufes,
- Untersuchung der Kraft- und Drehmomentenwirkung auf die Schaufeln und
- energetische Analyse.

Zu diesem Zweck stehen ein Laser Doppler Anemometer für Geschwindigkeitsmessungen sowie instationäre Drucksonden für Wanddruckmessungen an der Schaufel und Totaldruckmessungen im Strömungsfeld zur Verfügung.

Neben dem grundlegenden Nachweis und der Beschreibung der Wechselwirkung zwischen der schwingenden Schaufel und der Gitterströmung ist die Zielsetzung der vorliegenden Arbeit die Analyse der Einflüsse technisch relevanter Parameter. Darüber hinaus soll das bestehende Verbesserungspotential teillastbetriebener hydraulischer Maschinen besser beurteilt werden können. Zusätzlich sollen die Ergebnisse als Grundlage zur Auslegung applikationsorientierter Versuchsstände sowie zur Unterstützung und Kalibrierung numerischer Berechnungsverfahren dienen.

Kapitel 2

Physikalische Grundlagen

Eine abgelöste Strömung um eine Schaufel ist prinzipiell instationär. Dies gilt unabhängig davon, ob die Schaufel schwingt oder fixiert ist. In diesem Kapitel sollen die physikalischen Grundlagen instationärer Ablösungen dargestellt und Kennzahlen zur quantitativen Beschreibung der Strömung abgeleitet werden.

2.1 Instationäre Ablösungen

Reale Fluide sind aufgrund molekularer Impulsaustauschvorgänge in der Lage, Tangentialspannungen zu übertragen. Die dadurch gekennzeichneten viskosen Eigenschaften sind maßgeblich für die Ausbildung der Grenzschichtströmung zwischen begrenzenden Wänden und der Außenströmung. Unter gewissen physikalischen Randbedingungen, z.B. einem in Strömungsrichtung zu stark ansteigenden Druck, kommt es zur Ablösung der Grenzschicht von der Wand. Gegenüber Gebieten mit anliegender Strömung herrschen stark veränderte Geschwindigkeits- und Druckverteilungen.

Nach einer Ablösung der Grenzschicht bildet sich im Strömungsfeld eine freie Scherschicht aus. Mit zunehmendem Wandabstand zeigen freie Scherschichten instabiles Verhalten und prägen der Strömung instationären Charakter auf. Die Entwicklung freier Scherschichten beeinflusst die Ausbildung des Ablösegebiets und die darin ablaufenden dissipativen Vorgänge maßgeblich. Freie Scherschichten sind durch die Bildung von Wirbeln gekennzeichnet. Quantitativ wird dieser Zusammenhang durch die Rotation des Geschwindigkeitsfeldes bzw. durch die Wirbelintensität $\vec{\omega}$ beschrieben:

$$\vec{\omega} = \text{rot } \vec{c}. \quad (2.1)$$

Im vorliegenden Fall einer zweidimensionalen Strömung in der y-z-Ebene ist nur die in x-Richtung verlaufende Komponente der Wirbelintensität von Null verschieden. Für die Wirbelintensität ω_x gilt:

$$\omega_x = \frac{\partial c_z}{\partial y} - \frac{\partial c_y}{\partial z}. \quad (2.2)$$

Bei der Umströmung von Körpern kommt es im allgemeinen zur Bildung mehrerer Scherschichten. Demzufolge bilden sich an verschiedenen Stellen der Strömung Wirbel unterschiedlicher Drehrichtung aus. Die Interaktion dieser Wirbel bewirkt im Zusammenhang mit dem konvektiven Wirbeltransport in bestimmten Re-Zahl-Bereichen die Bildung von KÁRMÁN'schen Wirbelstraßen im Nachlauf des Körpers. Das Abschwimmen von Wirbeln und die Schwankung der Intensität erfolgen periodisch.

Im Fall der schwingenden Schaufel kommt es zu einer Überlagerung dieser natürlichen periodischen Vorgänge mit der durch die Schwingung aufgeprägten.

2.1.1 Instationäre Ablösung an der fixierten Schaufel

Die instationären Vorgänge bei der Umströmung einer fixierten Schaufel sind mit dem zeitabhängigen Verhalten der fluidodynamischen Kräfte weitgehend korreliert. Es tritt jedoch keine strenge Periodizität der Strömungsvorgänge auf. Die instationären Vorgänge laufen in einem von den Randbedingungen beeinflussten Frequenzband ab und kommen ohne künstliche Erregung zustande. Sie werden daher als natürliche periodische Vorgänge bezeichnet. Ihre charakteristische Kenngröße ist die Strouhal-Zahl St .

$$St := \frac{fD}{c_o}. \quad (2.3)$$

Dabei bedeutet f die Frequenz des periodischen Vorgangs und D ein die geometrischen Verhältnisse beschreibendes Längenmaß. Als Bezugsgeschwindigkeit wird üblicherweise die Zuströmgeschwindigkeit c_o verwendet.

In Abb. 2.1 sind die bei der Umströmung einer fixierten Schaufel im Gitterverband auftretenden Scherschichten und Wirbel schematisch dargestellt. Durch starke Fehl-anströmung kommt es an der Vorderkante zur Ablösung der Grenzschicht. Die sich dabei bildende freie Scherschicht neigt zum Aufrollen in Richtung Schaufeloberseite. Es bildet sich, bezogen auf das Koordinatensystem, ein negativ drehender Vorderkantenwirbel. Die Scherschicht an der Hinterkante entsteht durch unterschiedliche Abströmgeschwindigkeiten zwischen Saug- und Druckseite. Ein analoger Mechanismus bewirkt die Bildung des Hinterkantenwirbels, jedoch mit positiver Drehrichtung. Im Nachlauf treten diese beiden Wirbel in Wechselwirkung, so daß alternierend negativ und positiv drehende Wirbel abschwimmen. Aufgrund der turbulenten Mischungsbewegung nimmt die Intensität der abschwimmenden Wirbel rasch ab.

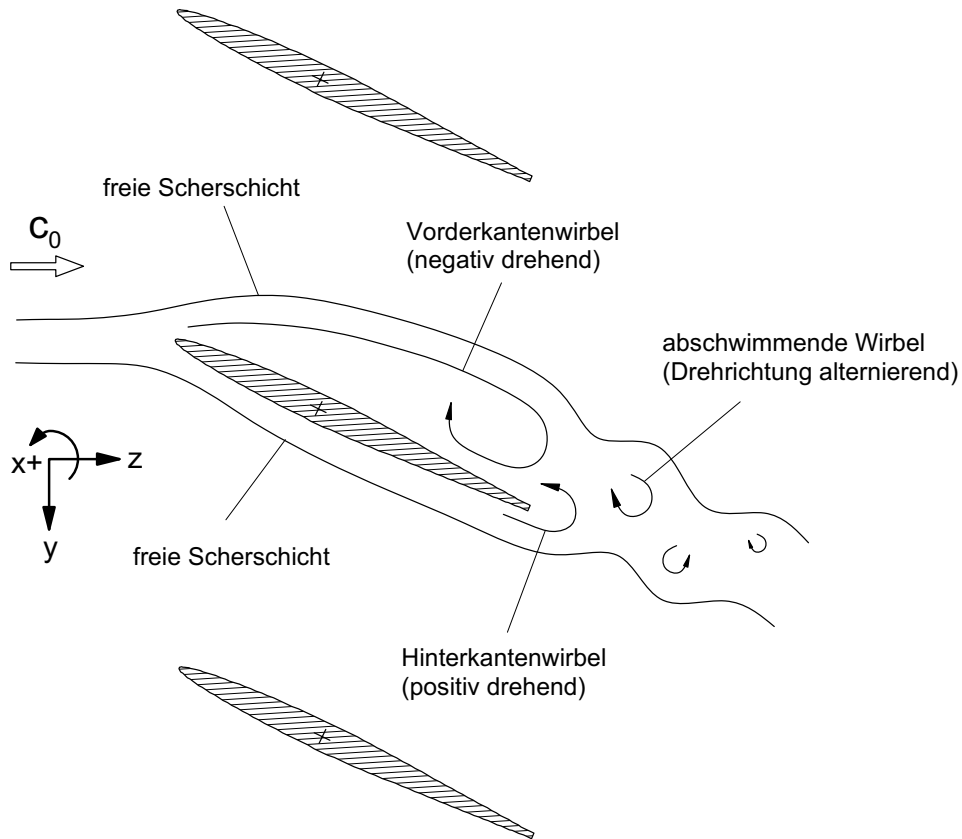


Abb. 2.1: Umströmung einer fixierten Schaufel im Gitterverband

Nach Leder [24] und Telionis [40] existieren zwei charakteristische Strouhal-Zahlen, $Str_{ablöse}$ und $Str_{instabil}$, die die periodischen Vorgänge beschreiben. Die Strouhal-Zahl $Str_{ablöse}$ charakterisiert die Frequenz der Wechselwirkung des Vorder- und Hinterkantenwirbels und somit die Frequenz der abschwimmenden Wirbel. Die Strouhal-Zahl $Str_{instabil}$ ist die dimensionslose Frequenz der instabilen Scherschichten. Es gilt:

$$Str_{ablöse} = \frac{f_{ablöse} d_S}{c_o} \approx 0.2 \quad (2.4)$$

und

$$Str_{instabil} = \frac{f_{instabil} \delta_1}{c_o} \approx 0.02. \quad (2.5)$$

Die beiden dimensionslosen Frequenzen unterscheiden sich um etwa eine Größenordnung. Zur Bestimmung der Frequenzen $f_{ablöse}$ und $f_{instabil}$ sind jedoch unterschiedliche physikalisch sinnvolle Längenmaße zu verwenden. Im Fall der Ablösefrequenz $f_{ablöse}$ ist dies der senkrecht zur Hauptströmung gemessene Abstand der beiden Scherschichten d_S . Zur Berechnung der Instabilitätsfrequenz der Scherschicht $f_{instabil}$ ist die Verdrängungsdicke δ_1 ein geeignetes Längenmaß.

2.1.2 Instationäre Ablösung an der schwingenden Schaufel

Sofern die Amplitude $\Delta\alpha$ einer schwingenden Schaufel im Gitterverband hinreichend groß ist, wird der Strömung eine Periodizität entsprechend der Schwingfrequenz aufgeprägt. In Abb. 2.2 sind die auftretenden Scherschichten und Wirbel skizziert.

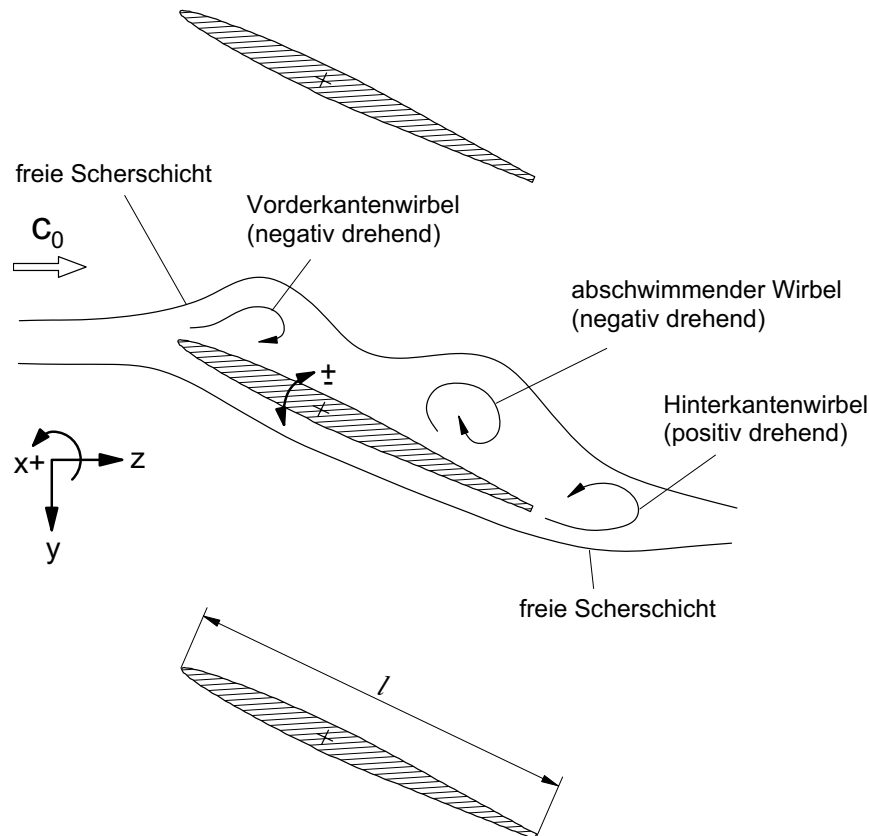


Abb. 2.2: Umströmung einer schwingenden Schaufel im Gitterverband

Analog zur fixierten Schaufel entstehen die gegensinnig drehenden Vorder- und Hinterkantenwirbel. Der als abschwimmender Vorderkantenwirbel bezeichnete Wirbel entsteht durch die Schwingbewegung der Schaufel. Durch die Kippbewegung der Vorderkante löst sich ein Teil des Vorderkantenwirbels und schwimmt entlang der Saugseite ab. Seine Drehrichtung ist negativ. Im weiteren Verlauf kommt es in Abhängigkeit von der Schwingfrequenz und der Amplitude zu unterschiedlichen Wechselwirkungen mit dem Hinterkantenwirbel.

Als charakteristische Kennzahl für die aufgeprägte Periodizität verwendet man die sogenannte reduzierte Frequenz k . Diese Kennzahl wird ähnlich gebildet wie die Strouhal-Zahl, jedoch ist die Bedeutung beider Zahlen unterschiedlich. Die reduzierte Frequenz charakterisiert den Zeitparameter der aufgeprägten Ablösung. Die Definitionsgleichung lautet:

$$k := \frac{\pi f l}{c_o}. \quad (2.6)$$

Hierbei repräsentiert der Quotient l/c_o die Zeit, die ein Fluidteilchen in der Außenströmung benötigt, um eine Strecke gleich der Sehnenlänge l zurückzulegen. Mit $1/f$ als Periodendauer der Schwingung bzw. der sich lösenden Wirbel, stellt k das Verhältnis beider Zeitmaße multipliziert mit der Kreiszahl π dar.

2.1.3 Frequenzanalyse

Die Periodizität des Druck- und Geschwindigkeitsfeldes kann mit Hilfe der FFT-Analyse (schnelle Fourieranalyse) untersucht werden. Zu diesem Zweck wird im Nachlauf der umströmten Schaufel eine instationäre Druckmessung durchgeführt und das Meßwertensemble einer FFT-Analyse zugeführt. Diese Untersuchung wird für die mittleren Anstellwinkel $\alpha_m = 0^\circ$ bzw. 25° sowohl bei fixierter als auch bei schwingender Schaufel durchgeführt. Die Abbildungen 2.3 und 2.4 zeigen das Ergebnis:

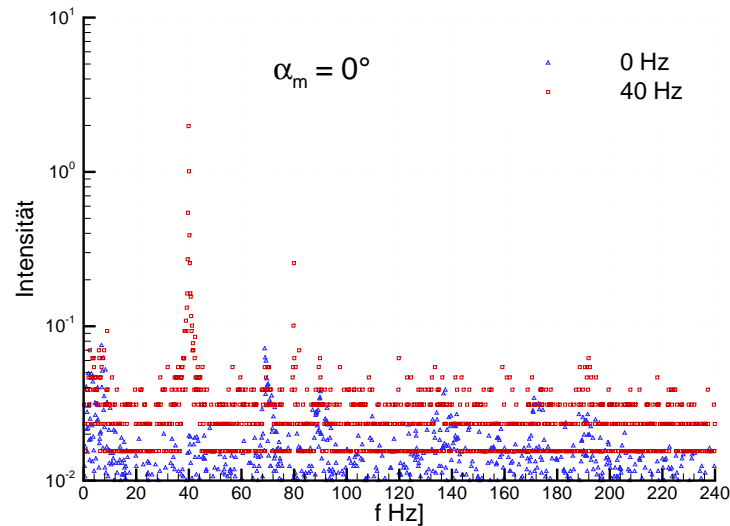


Abb. 2.3: FFT-Analyse bei fixierter und mit $\Delta\alpha = 6.25^\circ$ schwingender Schaufel mit $\alpha_m = 0^\circ$, gemessen im Nachlauf der Schaufel

Bei fixierter Schaufel (0 Hz) erkennt man mehrere Peaks bei verschiedenen Frequenzen. Sie ragen aus dem durch Turbulenzbewegungen hervorgerufenen Grundpegel hervor. Bei $\alpha_m = 0^\circ$ liegt eine gesunde Strömung ohne Vorderkantenablösung vor.

Daher wird als charakteristisches Längenmaß nach Gleichung 2.4 die Schaufeldicke plus an jeder Seite 0.5 mm Grenzschichtdicke angenommen. Auf diese Weise wird der senkrecht zur Hauptströmung zu messende Abstand der beiden Scherschichten angenähert. Mit der Strouhal-Zahl von 0.2 liefert Gleichung 2.4 eine Frequenz von 183 Hz . In Abb. 2.3 ist im Bereich dieser Frequenz eine leichte Intensitätserhöhung feststellbar. Wahrscheinlich handelt es sich hierbei um das Frequenzband der natürlich abschwimmenden Wirbel.

Ferner ist zu vermuten, daß die restlichen Peaks von Scherschichtinstabilitäten stammen. Betrachtet man beispielsweise die Periodizität, die aus der instabilen Hinterkantenscherschicht folgt, so ist in Gleichung 2.5 als charakteristisches Längenmaß die Hinterkantendicke d_{HK} plus der auf beiden Seiten gleichen Grenzschichtdicken von 0.5 mm einzusetzen. Es ergibt sich eine Frequenz von ca. 70 Hz . In Abb. 2.3 ist bei dieser Frequenz eine deutliche Intensitätserhöhung vorhanden.

Bei schwingender Schaufel erkennt man bei 40 Hz einen im Vergleich zum Grundrauschen um eine Größenordnung höheren Peak. Die Peaks bei 80 Hz , 120 Hz und 160 Hz stammen von den zugehörigen Oberschwingungen. Man erkennt deutlich den dominierenden Einfluß der aufgeprägten Schwingung.

Abb. 2.4 zeigt das Ergebnis der Frequenzanalyse bei dem Anstellwinkel $\alpha_m = 25^\circ$.

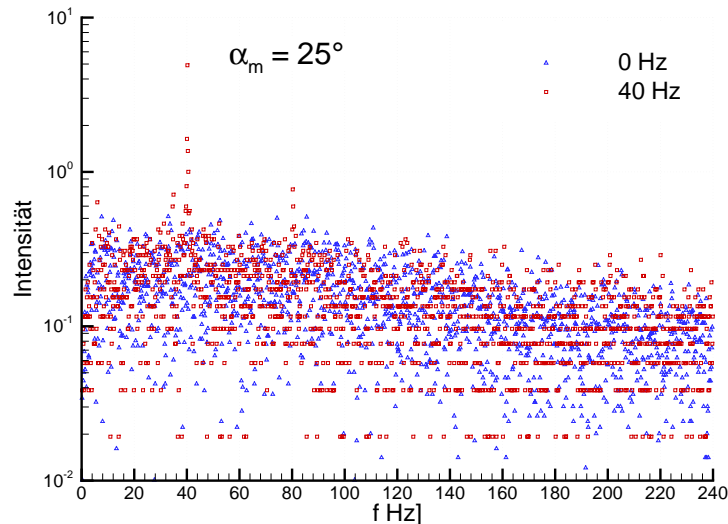


Abb. 2.4: FFT-Analyse bei fixierter und mit $\Delta\alpha = 6.25^\circ$ schwingender Schaufel mit $\alpha_m = 25^\circ$, gemessen im Nachlauf der Schaufel

Bei fixierter Schaufel ist kein ausgezeichneter Peak vorhanden. Die natürliche Periodizität verläuft in einem breiten Frequenzband. Wegen der starken Turbulenz im

Nachlauf der angestellten Schaufel ist das Niveau der aufgezeichneten Intensität um etwa eine Größenordnung höher als bei $\alpha_m = 0^\circ$. Bei schwingender Schaufel sind wiederum ein ausgezeichneter Peak bei 40 Hz sowie die Peaks der Oberschwingungen erkennbar.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß im Fall der um $\alpha_m = 25^\circ$ angestellten Schaufel sich die Strömung entsprechend der aufgeprägten Frequenz verhält. Die natürliche Periodizität ist nicht mehr von den Frequenzen der turbulenten Schwankungsbewegungen zu unterscheiden.

2.2 Umlenkung

Abb. 2.5 zeigt ein ebenes Schaufelgitter mit konstanter Teilung und unendlich vielen Schaufeln. Zur Vereinfachung sind die Schaufeln durch ihre Skelettlinien ersetzt.

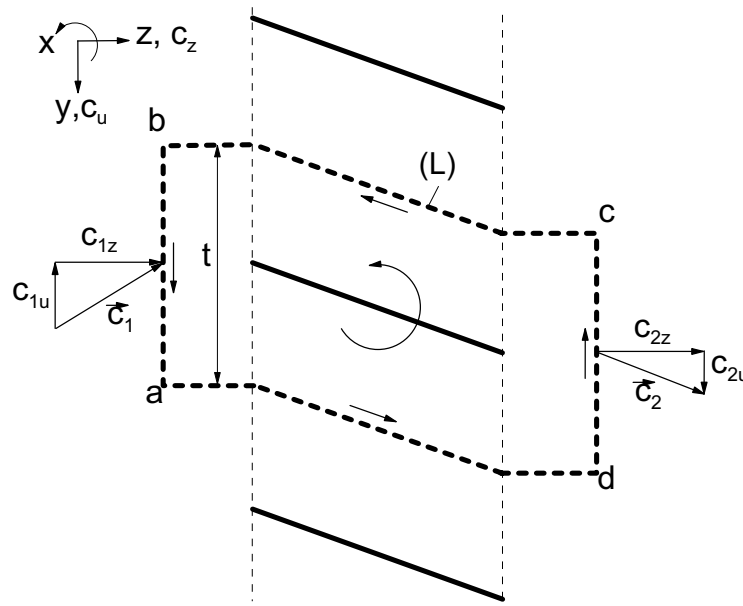


Abb. 2.5: Kontrolllinie um eine Schaufel

Zur Charakterisierung der Strömungsumlenkung in einem Schaufelgitter verwendet man im allgemeinen die Zirkulation Γ . Die Zirkulation ist eine rein kinematische Größe und ist definiert als das Linienintegral der Geschwindigkeit über eine geschlossene Kurve (L):

$$\Gamma = \oint_{(L)} \vec{c} \cdot d\vec{l} \quad (2.7)$$

Dabei ist die Kurve (L) so zu legen daß die Teilkurven a-d und b-c kongruent und im Abstand einer Teilung verlaufen. Bei der Auswertung des Linienintegrals, ist der Integrationsweg im mathematisch positiven Sinne, d.h. entgegen dem Uhrzeigersinn, zu durchlaufen. Entsprechend durchläuft man die obere Teilkurve b-c gegenüber der unteren Teilkurve d-a in entgegengesetzter Richtung. Wegen der Kongruenz beider Teilkurven und der somit gleichen Strömungszustände an gegenüberliegenden Punkten liefern beide Teilkurven zusammengenommen keinen Beitrag zur Zirkulation. Es verbleiben demnach nur die Beträge der parallel zur Gitterfront verlaufenden Teilkurven a-b und c-d. Mit $c_{1u} < 0$ und $c_{2u} > 0$ ergibt sich folgender Zusammenhang:

$$\Gamma = (c_{1u} - c_{2u})t < 0. \quad (2.8)$$

Somit ist die Umlenkung der Strömung $\Delta c_u = (c_{2u} - c_{1u})$ vom Querschnitt 1 nach 2 positiv und durch den Quotienten aus der negativen Zirkulation und der Teilung bestimmt. Für das Problem einer schwingenden Schaufel im Gitterverband sind auf den Teilkurven b-c und d-a die Strömungszustände an gegenüberliegenden Punkten im allgemeinen unterschiedlich. Zur Bestimmung der Umlenkung sind auch die Integrale für beide Teilkurven auszuwerten. Sinngemäß beschreibt jedoch weiterhin der Quotient aus negativer Zirkulation und Teilung die Umlenkung.

Um eine Kennzahl für die Umlenkung zu erhalten wird nachfolgend die dimensionslose Umlenkung $\Delta c_u/c_o$ definiert:

$$\frac{\Delta c_u}{c_o} = \frac{c_{2u} - c_{1u}}{c_o} = -\frac{\Gamma}{c_o t}. \quad (2.9)$$

Zur Normierung wird die ungestörte Zuströmgeschwindigkeit c_o verwendet. Mit ausreichendem Abstand von der Gitterfront am Eintritt entspricht c_o der Geschwindigkeit c_1 .

2.3 Auftrieb und Widerstand

Um die Kraftwirkung auf eine sich im Gitterverband befindliche Schaufel zu bestimmen, bieten sich verschiedene Möglichkeiten an. Beispielsweise kann die Schaufelkraft unmittelbar durch Dehnungsmeßstreifen gemessen werden, die an den Lagerungspunkten angebracht sind. Eine weitere Möglichkeit besteht in der integralen Auswertung der Impulsgleichung. Da die hierzu als bekannt vorauszusetzenden Größen im Rahmen der Untersuchungen gemessen werden, soll diese Bestimmungsmöglichkeit verwendet werden. Die berechnete Schaufelkraft setzt sich aus den in Koordinatenrichtung definierten Komponenten Auftriebskraft und Widerstandskraft zusammen.

Nach NEWTON besagt das erste Axiom der Mechanik, daß die zeitliche Änderung des Impulses einer im System enthaltenen Masse gleich der resultierenden Kraft ist, die auf das System wirkt (Truckenbrodt [43] und Gummert [17]). Formal gilt:

$$\frac{d\vec{I}}{dt} = \vec{F}. \quad (2.10)$$

Im vorliegenden Fall besteht die Masse aus dem im Kontrollvolumen (V) enthaltenen Fluid. Die Berandung des Kontrollvolumens besteht aus einer freien Kontrollraumgrenze (A) und einer körpergebundenen Kontrollraumgrenze (S). Abb. 2.6 verdeutlicht diesen Zusammenhang.

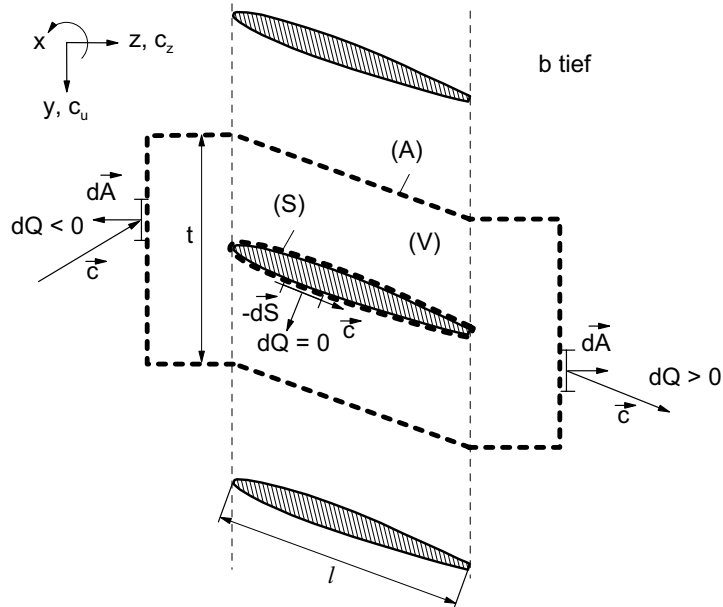


Abb. 2.6: Kontrollvolumen um eine Schaufel

Da es sich um ein ortsfestes Kontrollvolumen handelt, das vom Fluid durchströmt wird, ist die zeitliche Änderung des Impulses als totales Differential aufzufassen. Es gilt:

$$\frac{d\vec{I}}{dt} = \frac{\partial \vec{I}}{\partial t} + \int_{(A)} \rho \vec{c} dQ + \int_{(S)} \rho \vec{c} dQ \quad (2.11)$$

mit

$$\vec{I} = \int_{(V)} \rho \vec{c} dV. \quad (2.12)$$

Der körpergebundene Teil der konvektiven Ableitung verschwindet, da die Schaufeloberfläche undurchlässig für das Fluid ist. Die rechte Seite in Gleichung 2.10 ist die Summe der Kraftbeiträge, die auf das im Kontrollvolumen enthaltene Fluid wirken. Diese Kraftbeiträge stammen aus den auf die Fluidelemente wirkenden Massen- und Spannkraften. Die Massenkraften resultieren beim vorliegenden Problem nur aus der Gravitation und sind vergleichsweise klein. Für die weiteren Betrachtungen werden sie vernachlässigt.

Die Spannkraften resultieren aus den an den einzelnen Fluidelementen angreifenden Druck- und Schubspannungen. Formal wird dieser Spannungszustand durch den Spannungstensor $\bar{\sigma}$ beschrieben, so daß für die Spannkraft \vec{F}_σ gilt:

$$\vec{F}_\sigma = \int_{(V)} \text{div} \bar{\sigma} dV = \int_{(A)} \bar{\sigma} \cdot d\vec{A} + \int_{(S)} \bar{\sigma} \cdot d\vec{S}. \quad (2.13)$$

Demnach beschreibt die Divergenz des Spannungsvektors die auf ein Fluidelement wirkende Spannkraft. Der rechte Teil von Gleichung 2.13 kommt durch Anwendung des GAUSSschen Integralsatzes zustande. So läßt sich das Volumenintegral unter Voraussetzung der im Fluid herrschenden Stetigkeit der Spannungen in ein geschlossenes Oberflächenintegral umwandeln. Dieses Oberflächenintegral setzt sich gemäß Abbildung 2.6 aus den Kontrollraumgrenzen (A) und (S) zusammen.

Der Integrand $\bar{\sigma} \cdot d\vec{S}$ in Gleichung 2.13 beschreibt die vom Schaufeloberflächenelement $d\vec{S}$ auf das Fluid übertragene Kraft. Die Anwendung des Prinzips *actio = reactio* ergibt, daß $-\bar{\sigma} \cdot d\vec{S}$ der vom Fluid auf die Schaufel wirkenden Kraft entspricht. Für die Schaufelkraft gilt:

$$\vec{F}_K = - \int_{(S)} \bar{\sigma} \cdot d\vec{S}. \quad (2.14)$$

Der Integrand $\bar{\sigma} \cdot d\vec{A}$ in Gleichung 2.13 beschreibt die an der freien Kontrollraumgrenze wirksamen Druck- und Schubkräfte. Da sich die gewählte freie Kontrollraumgrenze nicht im Einflußbereich signifikanter Scher- und Grenzschichten befindet, wird die Schubspannung und somit auch die Schubkraft entlang der freien Kontrollraumgrenze vernachlässigt. Für die weiteren Betrachtungen liefert nur noch die Druckspannung einen Beitrag zur Oberflächenkraft an der freien Kontrollraumgrenze. Es gilt:

$$\vec{F}_A = \int_{(A)} \bar{\sigma} \cdot d\vec{A} \approx - \int_{(A)} p d\vec{A}. \quad (2.15)$$

Nun sind die Kraftbeiträge auf der rechten Seite von Gleichung 2.10 bestimmt. Durch einsetzen ergibt sich:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{(V)} \rho \vec{c} dV + \int_{(A)} \rho \vec{c} dQ = - \int_{(A)} p d\vec{A} - \vec{F}_K. \quad (2.16)$$

Unter Berücksichtigung, daß für das Volumenstromdifferential $dQ = \vec{c} \cdot d\vec{A}$ gilt, ergibt sich, nach der Schaufelkraft umgestellt:

$$\vec{F}_K = - \frac{\partial}{\partial t} \int_{(V)} \rho \vec{c} dV - \int_{(A)} [\rho \vec{c} (\vec{c} \cdot d\vec{A}) + p d\vec{A}]. \quad (2.17)$$

In dieser Vektorgleichung entspricht die y-Komponente von \vec{F}_K der Auftriebskraft F_a und die z-Komponente der Widerstandskraft F_w (s. Abb. 2.6). Zur Bildung der dimensionslosen Kennzahlen Auftriebsbeiwert c_a und Widerstandsbeiwert c_w werden folgende Definitionen verwendet:

$$c_a = \frac{2F_a}{\rho c_o^2 l b} \quad (2.18)$$

$$c_w = \frac{2F_w}{\rho c_o^2 l b} \quad (2.19)$$

2.4 Drehmoment

In Analogie zum Impulssatz läßt sich der Impulsmomentensatz anhand der vorliegenden Meßwerte auswerten. Der Impulsmomentensatz wird oftmals auch als zweites Axiom der Mechanik bezeichnet. Als Ergebnis erhält man das vom Fluid auf die Schaufel ausgeübte Drehmoment.

Die zur Ableitung des Impulssatzes beschriebenen Zusammenhänge und Vereinfachungen gelten auch für den Impulsmomentensatz. Nach NEWTON lautet der Impulsmomentensatz:

$$\frac{d\vec{D}_O}{dt} = \vec{M}_O. \quad (2.20)$$

Demnach ist die zeitliche Änderung des Impulsmomentes \vec{D}_O einer Masse, bezogen auf einen Punkt O , gleich dem resultierenden Moment aller auf den gleichen Punkt O bezogenen und auf das System von außen wirkenden Kräfte (Truckenbrodt [43] und Gummert [17]). Als Bezugspunkt wird die Zapfenachse der jeweils betrachteten Schaufel gewählt. Zur Berechnung der Impulsmomente und der Momentenbeiträge

ist mit den auftretenden Impuls- und Kräftedifferentialen ein linksseitiges Kreuzprodukt mit dem vom Bezugspunkt ausgehenden Ortsvektor zu bilden. Zusammengefaßt lautet die für das vorliegende Problem abgeleitete Impulsmomentengleichung:

$$\vec{M}_K = -\frac{\partial}{\partial t} \int_{(V)} \varrho(\vec{r}_O \times \vec{c}) dV - \int_{(A)} [\varrho(\vec{r}_O \times \vec{c})\vec{c} \cdot d\vec{A} + p(\vec{r}_O \times d\vec{A})]. \quad (2.21)$$

Ebenso wie die Impulsgleichung ist auch die Impulsmomentengleichung eine Vektorgleichung. Für die vorliegenden Meßergebnisse liefert Gleichung 2.21 das Schaufelmoment M_K parallel zur x-Koordinate.

Zur Bildung des dimensionslosen Drehmomentbeiwertes wird folgende Definition verwendet:

$$c_m = \frac{2M_K}{\varrho c_o^2 l^2 b}. \quad (2.22)$$

2.5 Verluste und Strömungsleistung

Im folgenden wird der von Baehr [4] und Truckenbrodt [43] allgemein formulierte Energiesatz der Fluidmechanik auf das Problem der Umströmung einer schwingenden Schaufel angewandt. Auf diese Weise lassen sich die Verluste und die durch die Schwingbewegung ausgetauschte Strömungsleistung bestimmen.

Der Energiesatz besagt, daß die zeitliche Änderung der kinetischen Energie E der in einem System enthaltenen Masse gleich der zeitlichen Änderung der im und am System verrichteten Arbeit W ist. Die zeitliche Änderung der verrichteten Arbeit wird als Leistung P bezeichnet. Formal gilt:

$$\frac{dE}{dt} = P. \quad (2.23)$$

Wegen der EULERSchen Betrachtungsweise im ortsfesten Kontrollvolumen besteht die zeitliche Änderung der kinetischen Energie aus einer lokalen und einer konvektiven Änderung:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{\partial E}{\partial t} + \int_{(A)} \frac{\varrho}{2} c^2 dQ + \int_{(S)} \frac{\varrho}{2} c^2 dQ. \quad (2.24)$$

Für die kinetische Energie E gilt:

$$E = \int_{(V)} \frac{\rho}{2} c^2 dV. \quad (2.25)$$

Da die Schaufeloberfläche undurchlässig für das Fluid ist, verschwindet der körpergebundene Teil der konvektiven Änderung.

Das am System verrichtete mechanische Arbeitsdifferential dW ist als skalares Produkt aus Kraft und Wegänderung definiert. Entsprechend kann man die Leistung als skalares Produkt aus Kraft und Geschwindigkeit auffassen. Eine eingehende Betrachtung der im und am System wirkenden Kräfte ist in Abschnitt 2.3 zu finden. Analog dazu tritt eine Leistung P_A der an der freien Kontrollraumgrenze wirksamen Kraft \vec{F}_A auf. Diese Leistung ist bestimmt durch:

$$P_A = - \int_{(A)} p dQ. \quad (2.26)$$

Die Kraft \vec{F}_S am körpergebundenen Teil der Kontrollraumgrenze verrichtet nur dann Arbeit, wenn die Schaufel schwingt. Diese Arbeit wird als Strömungsarbeit W_S , ihre zeitliche Änderung als Strömungsleistung P_S bezeichnet. Im Zusammenhang mit dem Wechselwirkungsgesetz *actio = reactio* entspricht die Strömungsleistung P_S der negativen Wellenleistung P_{mech} zum Antrieb der Schaufel, d.h.:

$$P_S = -P_{mech} = M_K \dot{\alpha}. \quad (2.27)$$

$\dot{\alpha}$ ist die zeitliche Änderung des Schaufelwinkels.

Während die im Systemvolumen auftretende resultierende Kraft F_i verschwindet, ist die resultierende Arbeit W_i der inneren Kräfte von Null verschieden. Wegen der weitgehenden Dichtebeständigkeit des Fluids ist die im Systemvolumen gespeicherte elastische Arbeit gering und wird vernachlässigt. Daher geht der gesamte Betrag der resultierenden Arbeit der inneren Kräfte durch Reibung als mechanische Arbeit verloren und wird in Dissipationsarbeit W_v umgewandelt. Für die zeitliche Änderung der inneren Arbeit und Dissipationsarbeit gilt daher:

$$P_i = -P_v. \quad (2.28)$$

Nun sind die Leistungsbeiträge auf der rechten Seite von Gleichung 2.23 ermittelt. Durch einsetzen ergibt sich:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{(V)} \frac{\rho}{2} c^2 dV + \int_{(A)} \frac{\rho}{2} c^2 dQ = -P_v - \int_{(A)} p dQ + P_S. \quad (2.29)$$

Unter Berücksichtigung, daß für das Volumenstromdifferential $dQ = \vec{c} \cdot d\vec{A}$ gilt, ergibt sich nach Umstellung:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{(V)} \frac{\rho}{2} c^2 dV + P_v = - \int_{(A)} \left(\frac{\rho}{2} c^2 + p \right) (\vec{c} \cdot d\vec{A}) + P_s. \quad (2.30)$$

Gleichung 2.30 besagt, daß die zeitliche Änderung der kinetischen Energie und der Dissipationsenergie im Systemvolumen gleich der über die Kontrollraumgrenzen transportierten Strömungsleistungen ist. Der Konvektionsterm beschreibt den Transport von Strömungsleistung (Totaldrucktransport) über die äußere Kontrollraumgrenze und ist positiv, wenn dem System Strömungsleistung zugeführt wird. Im Fall einer periodischen Strömung verschwindet die zeitliche Änderung der kinetischen Energie bei Mittelung über eine Periode.

Zur Bildung des dimensionslosen Verlustbeiwertes ζ_v wird folgende Definition verwendet:

$$\zeta_v = \frac{2P_v}{\rho c_o^3 t b}. \quad (2.31)$$

Kapitel 3

Versuchstechnik

3.1 Luftversuchsstand

Die Untersuchungen wurden am Luftversuchsstand I des Laboratoriums für Hydraulische Maschinen und Anlagen der Technischen Universität München durchgeführt. Abb. 3.1 zeigt alle wesentlichen Komponenten des Versuchstandes.

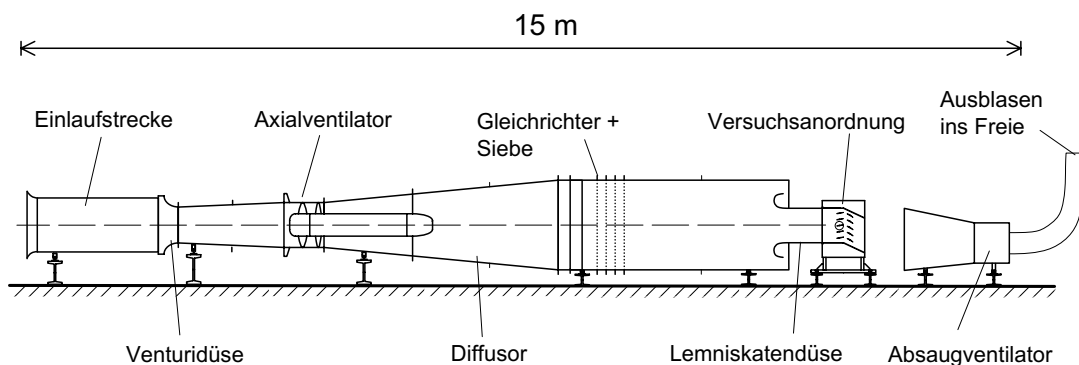


Abb. 3.1: Luftversuchsstand I des Laboratoriums für Hydraulische Maschinen und Anlagen

Durch eine zylindrische Einlaufstrecke und eine Venturidüse wird die Luft von einem einstufigen Axialventilator mit nachgeschaltetem Leitrad angesaugt. Der Antrieb des Ventilators erfolgt durch einen Drehstrom-Schleifringläufermotor mit 11 kW Nennleistung. Die Drehzahl ist im Bereich zwischen 600 und 2900 1/min durch einen Frequenzumrichter nahezu stufenlos einstellbar. Hinter dem in Strömungsrichtung an den Ventilator anschließenden Diffusor sind zur Glättung der Strömung ein Gleichrichter und vier Siebe angeordnet. Den Übergang zur Versuchsanordnung

bildet eine Lemniskaten-Düse mit einem Querschnittsverhältnis von 1:5. Am Düsenaustritt befindet sich ein Turbulenzgitter. Eine geeignete Formgebung der Düse vor der Versuchsanordnung bringt im Verein mit Gleichrichter, Sieben und Turbulenzgitter eine angenähert konstante Verteilung von Geschwindigkeit und Druck.

Nach Durchströmen der Versuchsanordnung tritt die Luft im Freistrahel in den Auffangtrichter des Absaugventilators und wird über das Absaugrohr ins Freie transportiert. Auf diese Weise wird verhindert, daß die während der LDA-Messung mit Seeding-Partikeln beladene Luft in das Laborgebäude strömt.

3.2 Versuchsanordnung

Die Versuchsanordnung besteht aus einem rechteckigen Kanal mit abwinkelbaren Seitenwänden und einer Frontscheibe aus Acrylglas. In Abb. 3.2 ist die Versuchsanordnung skizziert.

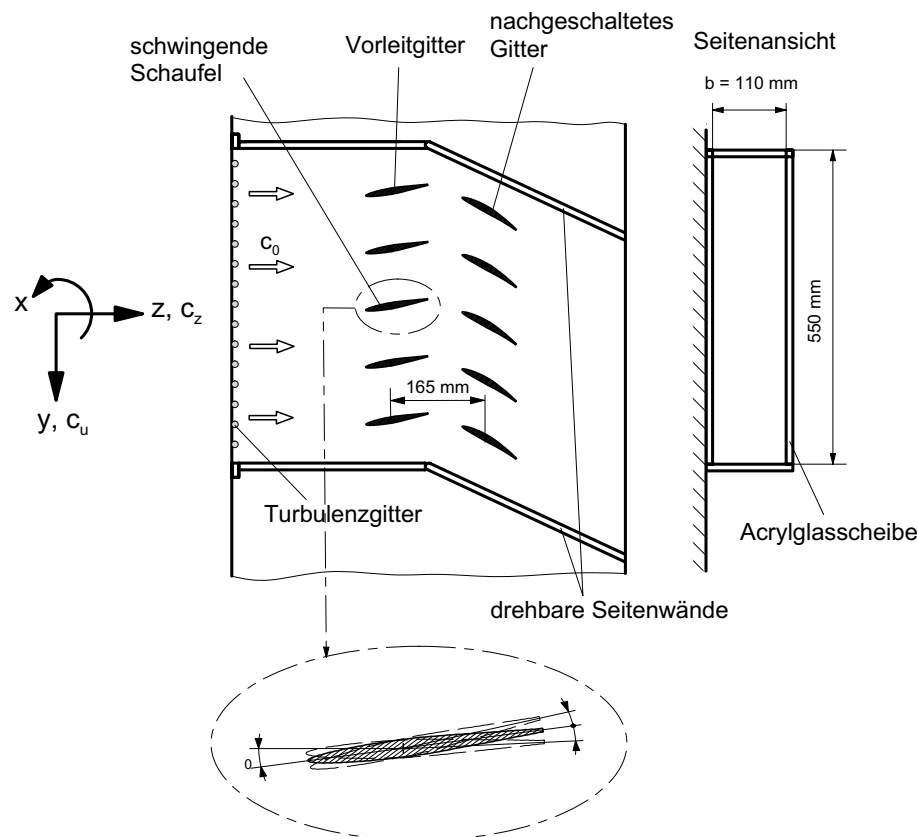


Abb. 3.2: Versuchsanordnung mit Tandemgitteranordnung

Sämtliche Schaufeln können einzeln montiert werden und sind durch eine Klemmleiste auf der Rückseite der Versuchsanordnung fixiert. Auf diese Weise können sowohl Versuche an einer einzelnen Schaufel als auch am Einzel- und Tandemgitter durchgeführt werden. Die gewünschten Schaufelwinkel sind mit Hilfe eingravierter Winkelskalen einstellbar. Im Fall der Gitteruntersuchung ist die Teilung für beide Gitter durch die Bohrungsabstände vorgegeben und beträgt 100 mm . Pro Gitter werden fünf Schaufeln eingesetzt. Aufgrund einer langlochgeführten Klemmleiste ist das Tandemgitter in y -Richtung verschieblich. Der Abstand der Zapfenachsen in z -Richtung beträgt 165 mm .

Für sämtliche Untersuchungen wurden NACA Profile verwendet. In Tab. 3.1 sind die Profilparameter eingetragen. Das Schaufelprofil des Tandemgitters unterscheidet sich vom Einzelgitter nur durch die Wölbung der Profile im nachgeschalteten Gitter.

	Einzelprofil und Einzelgitter	Tandemgitter
Sehnenlänge l	110	110
Zapfenachse x_f	45.65	45.65
Profildicke d	11	11
Hinterkantendicke d_H	2	2
Wölbung f	0	4.17

Tabelle 3.1: Profilparameter der Versuchsschaufeln, alle Maße in mm

Die mit einem Schwingungsantrieb versehene Schaufel befindet sich in der Mitte der ersten Gitterreihe. Im Rahmen einer Voruntersuchung von Hövel [20] wurden verschiedene Antriebskonzepte hinsichtlich folgender Kriterien untersucht:

- Darstellung von Frequenzen bis 120 Hz ,
- sinusförmige Schwingung,
- Erfassung der Schwingungsphasenlage und
- Einstellung unterschiedlicher Amplituden.

Nach systematischer Beurteilung der Konzepte zeigt sich ein Kurbeltrieb als praktikabelste Lösung. Abb. 3.3 zeigt den prinzipiellen Aufbau.

1	Schaufel	6	Kurbelwelle
2	Schaufelwelle	7	Pleuel
3	Zahnriemenscheibe	8	Kurbelhebel
4	Wellenfortsatz für Winkelencoder	9	Kurbelgehäuse
5	Öffnung für Antrieb	10	Lagerungsflansch

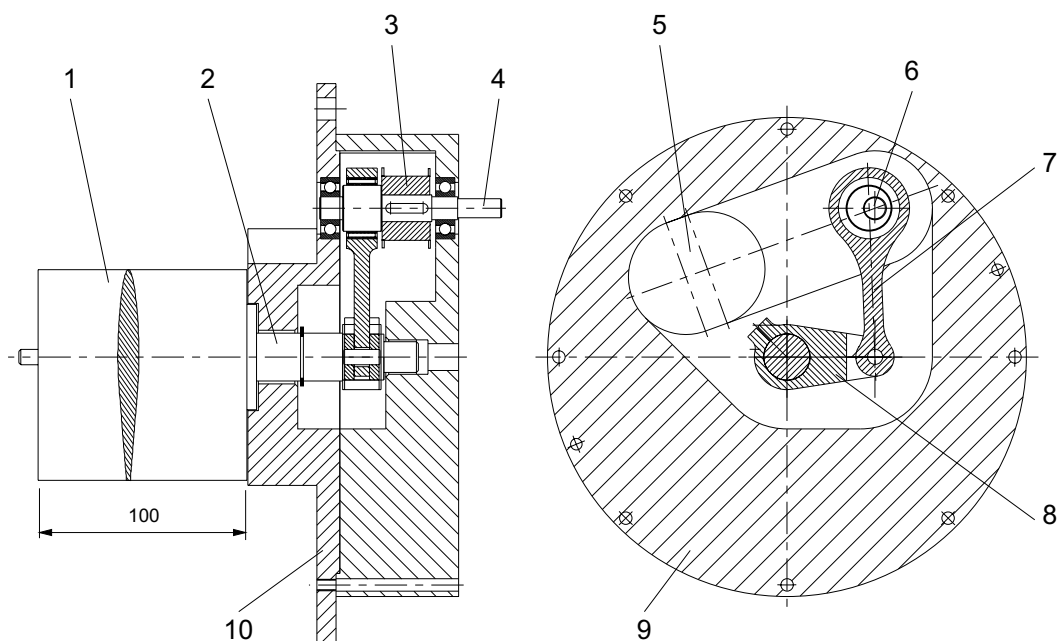


Abb. 3.3: Schwingungsantrieb im montierten Zustand

Der Anstellwinkel α der schwingenden Schaufel läßt sich näherungsweise durch folgende Gleichung bestimmen:

$$\alpha(t) = \alpha_m + \Delta\alpha \sin \varphi_K(t). \quad (3.1)$$

Hierin ist α_m der mittlere Anstellwinkel, $\Delta\alpha$ die Amplitude und φ_K der Kurbelwinkel des Schwingantriebs. Für den Kurbelwinkel gilt:

$$\varphi_K(t) = 2\pi ft. \quad (3.2)$$

Der gesamte Schwingungsantrieb bildet im montierten Zustand eine kompakte Einheit und ist an der Rückseite der Versuchsanordnung drehbar befestigt. Durch eine auswechselbare Kurbelwelle ist die Amplitude einstellbar. Für die Versuche werden drei Kurbelwellen mit unterschiedlichen Zapfenabständen verwendet. In Tab. 3.2 sind die Zapfenabstände und die dadurch darstellbaren Amplituden eingetragen.

Zur Dämpfung von Drehschwingungen wird die Kurbelwelle nicht direkt, sondern über einen Zahnriementrieb von einem frequenzgeregelten Elektromotor angetrieben. Als Konstruktionswerkstoff wird vorwiegend Aluminium verwendet. Um die

LDA-Messungen nicht durch Wandreflektionen zu beeinträchtigen, sind sämtliche Innen- und Seitenwände sowie alle Schaufeln schwarz eloxiert.

Zapfenabstand in <i>mm</i>	Amplitude $\Delta\alpha$ in Grad
1	1.25
3	3.75
5	6.25

Tabelle 3.2: Zapfenabstände und darstellbare Amplituden

3.3 Versuchsbedingungen

Die Wahl der Strömungsgeschwindigkeit am Eintritt der Versuchsanordnung unterliegt konträren Forderungen. Zum einen soll die Geschwindigkeit groß sein, so daß große Reynolds-Zahlen darstellbar sind. Anzustreben sind Reynolds-Zahlen von mehr als 10^6 , um eine bei hydraulischen Maschinen vorherrschende vollturbulente Strömung zu erreichen.

Zum anderen soll die Geschwindigkeit klein sein, um große reduzierte Frequenzen darzustellen (vgl. Gleichung 2.6). Da die Frequenz des Kurbeltriebs im Dauerbetrieb aus mechanischen Gründen auf 120 Hz beschränkt ist, muß zur Realisierung großer reduzierter Frequenzen die Geschwindigkeit entsprechend klein sein.

Für die Druckmessungen kommt noch eine weitere Forderung zur Wahl der Geschwindigkeit hinzu. Um den Meßbereich der instationären Druckaufnehmer besser ausnutzen zu können, sind hohe Differenzdrücke gegenüber der Umgebung erforderlich. Dieser Zusammenhang fordert große Geschwindigkeiten in der Versuchsanordnung.

Den beschriebenen Forderungen wird dadurch Rechnung getragen, daß für die Geschwindigkeitsmessungen und für die Druckmessungen unterschiedliche Geschwindigkeiten eingestellt werden. Zusammen mit den Reynolds-Zahlen sind die Geschwindigkeiten in Tabelle 3.3 eingetragen. Die angegebenen Reynolds-Zahlen werden mit der Sehnenlänge der Schaufeln als charakteristisches Längenmaß gebildet. Zur Sicherstellung einer vollturbulenten Außenströmung durchströmt die Luft am Eintritt der Versuchsanordnung ein Turbulenzgitter mit einer Maschenweite von 9 mm und einem Drahtdurchmesser von 0.75 mm . Der Turbulenzgrad im Einströmbereich ist praktisch konstant und beträgt 3% .

	c_o in m/s	$Re = \frac{c_o l}{\nu}$
Geschwindigkeitsmessungen	11.0	$0.8 \cdot 10^5$
Druckmessungen	16.8	$1.2 \cdot 10^5$

Tabelle 3.3: Geschwindigkeiten und Reynolds-Zahlen der Untersuchungen

Zur Vereinfachung der numerischen Simulation der Strömung wird an der Schaufelvorderkante ein Turbulenzdraht mit 0.12 mm Durchmesser angeklebt. Dadurch ergibt sich ein definierter Transitionspunkt der Grenzschichtströmung.

Der Versuchsbetrieb erfolgt unter Konstanthaltung des dynamischen Druckes $\frac{\rho}{2}c_o^2$ am Eintritt der Versuchsanordnung. Zu diesem Zweck wird eine Prandtl-Sonde verwendet. Mit Hilfe eines angeschlossenen U-Rohrmanometers der Firma Betz läßt sich der dynamische Druck unmittelbar bestimmen. Die Regelung des Ventilatorantriebes erfolgt manuell anhand der Anzeige des U-Rohrmanometers. Die Erfassung und Protokollierung der Umgebungsbedingungen Temperatur, Druck und Luftfeuchtigkeit sowie der Temperatur am Eintritt der Versuchsanordnung erfolgt ebenso manuell.

Im Rahmen einer Voruntersuchung (Werdecker [44]) wurde die Strömung in einem prinzipiell ähnlichen Tandemgitter im gleichen Versuchsstand hinsichtlich ihres zweidimensionalen Charakters untersucht. Zu diesem Zweck wurden Geschwindigkeits- und Totaldruckmessungen in der x-y-Ebene (senkrecht zur Hauptströmungsrichtung, vgl. Abb. 3.2) am Ein- und Austritt durchgeführt. Demnach entsteht der größte Wandeinfluß und die dadurch bedingte Sekundärströmung am Austritt. Der Wandabstand, ab dem mit nennenswerten Wandinflüssen zu rechnen ist, beträgt 15 mm . Bezogen auf die Breite der Versuchsanordnung von 110 mm bedeutet dies, daß auf 73 % der Schaufelbreite eine angenähert zweidimensionale Strömung herrscht.

Parallel zur experimentellen Analyse wurde eine dreidimensionale Simulation der Gitterströmung mit Tascflow, einem kommerziellen Navier-Stokes-Rechenverfahren der Firma AEA, durchgeführt. Die Simulation bestätigte das experimentelle Ergebnis, wonach Sekundärströmungen hauptsächlich in Wandnähe stattfinden. In der für die vorliegende Untersuchung relevanten Kernströmung, betrug die Geschwindigkeitskomponente normal zur y-z-Ebene maximal 1 % der Hauptströmungsgeschwindigkeit.

Kapitel 4

Meßtechnik

Zur experimentellen Untersuchung instationärer Vorgänge sind die Meßwerte zeitabhängig und mit technisch ausreichender Auflösung zu bestimmen. Im vorliegenden Fall besteht das generelle Problem, daß zur Messung der instationären Geschwindigkeits- und Druckfelder nur punktuell messende Verfahren zur Verfügung stehen. Dieses Problem ist jedoch dadurch lösbar, daß die instationären Vorgänge im wesentlichen periodischer Natur sind. Meßwerte an verschiedenen Punkten und zu verschiedenen Zeiten sind dann miteinander vergleichbar, wenn ihre Phasenlagen gleich sind. Es lassen sich nachträglich zeitabhängige Geschwindigkeits- und Druckfelder bestimmen. Zu diesem Zweck ist es sinnvoll, anstatt der Zeit den Kurbelwinkel zu messen, da dadurch die Phasenlage unmittelbar bestimmt ist. Es sollen nun die Vorgehensweise zur Erfassung instationärer Vorgänge, die Grundlagen der statistischen Auswertung sowie die problemangepaßte Geschwindigkeits- und Druckmeßtechnik beschrieben werden.

4.1 Erfassung instationärer Vorgänge

Für die untersuchten Amplituden (vgl. Tabelle 3.2) ist die Intensität der aufgeprägten periodischen Vorgänge um etwa eine Größenordnung größer als bei den natürlichen periodischen Vorgängen. Die Strömungsvorgänge bei fixierter Schaufel werden daher als quasi stationär betrachtet. Eine phasengekoppelte Betrachtung und Auswertung der Meßsignale erfolgt nur bei schwingender Schaufel mit dem Kurbelwinkel als unabhängiger Variable. Dadurch ist sowohl der Winkel als auch die Bewegungsrichtung der Schaufel erfaßt. Abb. 4.1 verdeutlicht das Prinzip der phasengekoppelten Auswertung.

Mit Hilfe eines Winkelencoders wird der Kurbelwinkel mit einer Genauigkeit von 0.5° zeitgleich mit dem Meßsignal gemessen und abgespeichert. Mit Kenntnis der Frequenz lassen sich die Meßsignale nachträglich in eine zeitliche Abfolge bringen.

Dabei sind Meßsignale, die bei angenähert gleichen Kurbelwinkeln auftreten, miteinander vergleichbar.

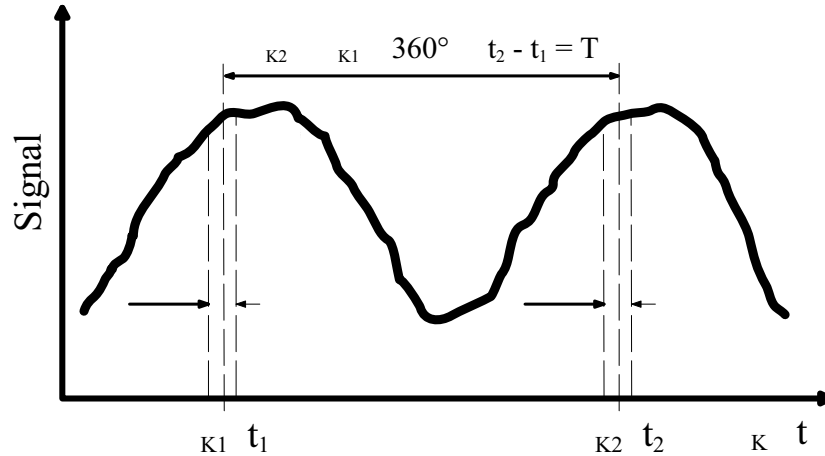


Abb. 4.1: Prinzip der phasengekoppelten Auswertung

Das für einen Meßpunkt ermittelte Meßwert-Ensemble wird einer Winkelsortierung zugeführt. Hierzu wird eine Kurbelwellenumdrehung in eine bestimmte Anzahl von Winkelfenstern aufgeteilt. Die Meßwerte werden entsprechend ihres Kurbelwinkels den Winkelfenstern zugeordnet und statistisch ausgewertet.

4.2 Statistische Auswertung

4.2.1 Grundlagen

Nach Telionis [40] lassen sich die Geschwindigkeit und der Druck in einen zeitlichen Mittelwert, einen periodischen und einen stochastischen Anteil zerlegen. Betrachtet man für die genannten Größen exemplarisch den Meßwert M , so läßt sich mit Berücksichtigung der Orts- und Zeitabhängigkeit schreiben:

$$M(\vec{r}, t) = \bar{M}(\vec{r}) + \tilde{M}(\vec{r}, t) + M'(\vec{r}, t). \quad (4.1)$$

Der gewichtete zeitliche Mittelwert \bar{M} wird nach allgemeiner Definition (Bronstein et. al. [7]) bestimmt durch:

$$\bar{M}(\vec{r}) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{\sum_{i=0}^N g M(\vec{r}, t)}{\sum_{i=0}^N g}. \quad (4.2)$$

Hierin ist g der Gewichtungsfaktor für jeden einzelnen Meßwert. Im Fall der arithmetischen Mittelung ist g gleich 1.

Zur Bestimmung des periodischen Anteils $\tilde{M}(\vec{r}, t)$ und des stochastischen Anteils $M'(\vec{r}, t)$ ist der gewichtete Mittelwert bei konstanter Phase $\{M(\vec{r}, t)\}$ erforderlich. Dieser ergibt sich aus einer Mittelung der Meßwerte $M(\vec{r}, t + iT)$ über N Perioden:

$$\{M(\vec{r}, t)\} = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{\sum_{i=0}^N g M(\vec{r}, t + iT)}{\sum_{i=0}^N g}. \quad (4.3)$$

Der periodische Anteil ist nun bestimmt durch

$$\tilde{M}(\vec{r}, t) = \{M(\vec{r}, t)\} - \bar{M}(\vec{r}) \quad (4.4)$$

und der stochastische Anteil durch

$$M'(\vec{r}, t) = M(\vec{r}, t) - \{M(\vec{r}, t)\}. \quad (4.5)$$

4.2.2 Fixierte Schaufel

Bei fixierter Schaufel ist der periodische Anteil von untergeordneter Bedeutung und nur mit großem experimentellen Aufwand zu bestimmen. Daher werden nur zeitliche Mittelwerte betrachtet. Da die Messungen innerhalb eines endlichen Zeitintervalls durchgeführt werden, ist statt Gleichung 4.2 folgende Näherung zu verwenden:

$$\bar{M}(\vec{r}) = \frac{\sum_{i=0}^N g M(\vec{r}, t)}{\sum_{i=0}^N g} \quad \text{mit } N \geq 1000. \quad (4.6)$$

4.2.3 Schwingende Schaufel

Für den Fall der schwingenden Schaufel kann der periodische Anteil mit Hilfe des in Kurbelwinkelfenstern sortierten Meßwert-Ensembles bestimmt werden. Hierzu ist statt Gleichung 4.3 eine Näherung zu verwenden. Da der Kurbelwinkel φ_K bei konstanter Winkelgeschwindigkeit ω nur von der Zeit t abhängt, lassen sich die Zusammenhänge winkelabhängig formulieren. Anstelle der streng periodisch einzusetzenden Meßwerte $M(\vec{r}, t)$ sind die innerhalb eines Winkelfensters enthaltenen Meßwerte $M(\vec{r}, |\varphi_K \pm \Delta\varphi_K|)$ zu verwenden. Im Zusammenhang mit der endlichen Anzahl

an Meßwerten entspricht der gewichtete Mittelwert innerhalb eines Winkelfensters näherungsweise dem gewichteten Mittelwert bei konstanter Phase und es läßt sich schreiben:

$$\{M(\vec{r}, t)\} = \frac{\sum_{i=0}^N g M(\vec{r}, t + iT)}{\sum_{i=0}^N g}. \quad (4.7)$$

Die Bestimmung des periodischen und stochastischen Anteils erfolgt durch die Gleichungen 4.4 und 4.5.

4.3 LDA-Messungen

Zum Verständnis der Ablösevorgänge ist die Kenntnis des Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfeldes um die betrachtete Schaufel hilfreich. Zu diesem Zweck werden LDA-Messungen durchgeführt. Die Grundlagen des Meßverfahrens sind ausführlich von Adrian und Fingerson [1] sowie von Durst et. al. [11] beschrieben. Im Folgenden soll daher nur kurz auf das Meßprinzip eingegangen werden.

4.3.1 Meßprinzip

Die prinzipielle Funktionsweise der Laser-Doppler-Anemometrie ist in Abb. 4.2 dargestellt. Das von einem Laser ausgesandte kohärente Licht wird im Strahlteiler in zwei senkrecht zueinander polarisierte Strahlen aufgeteilt. Eine Linse fokussiert sie an dem Meßort. Im Schnittvolumen beider Strahlen entstehen aufgrund der Kohärenz des Laserlichtes in abwechselnder Folge Hell-Dunkel-Streifen. Bewegen sich nun ausreichend kleine, im Fluid enthaltene Partikel durch dieses Interferenzstreifen-system, so senden sie in alle Raumrichtungen Streulicht aus. Die Frequenz des Streulichtes ist proportional zur Partikelgeschwindigkeit und zum Interferenzstreifenabstand. Ein Teil des Streulichtes wird von einer Empfangsoptik aufgefangen und einer Avalanche-Diode zugeführt. Dadurch wird das eingehende optische Signal in ein elektrisches umgewandelt. Eine Auswerteelektronik analysiert das elektrische Signal hinsichtlich der Frequenz und bestimmt die in der Meße-bene liegende Komponente der Strömungsgeschwindigkeit.

Die vorstehende Erklärung des LDA-Meßprinzipes basiert auf dem Interferenzstreifenmodell. Es eignet sich jedoch auch der namensgebende Dopplereffekt als Erklärungsmodell. Ausführliche Beschreibungen haben Yeh und Cummins [45] veröffentlicht.

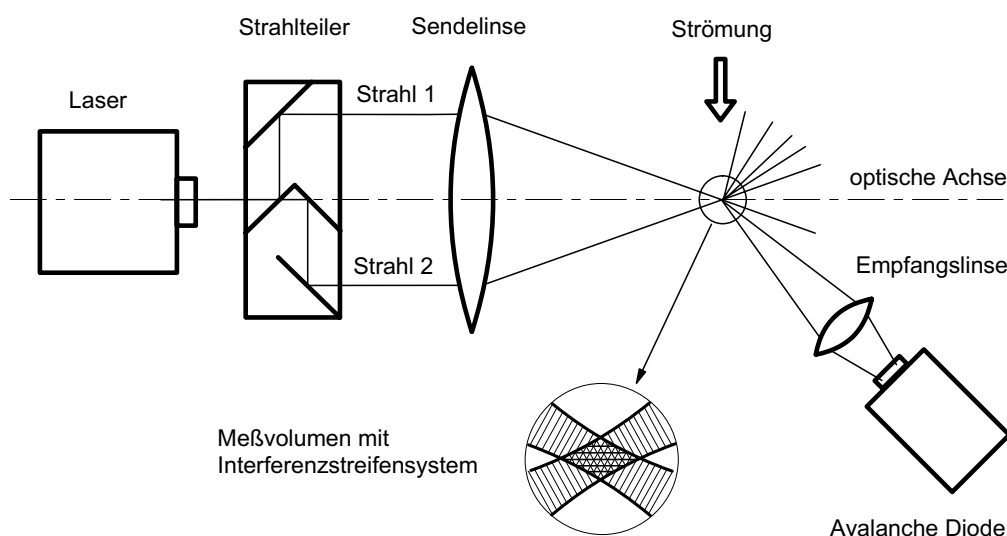


Abb. 4.2: Prinzipielle Funktionsweise der Laser-Doppler-Anemometrie

4.3.2 LDA-System

Für die Versuche wird das Dioden-LDA-System LDV 580 der Firma Polytec verwendet. Es handelt sich hierbei um ein Zwei-Komponenten-System, das im Rückstreuverfahren arbeitet. Demzufolge sind die Sende- und Empfangsoptik in einem Gehäuse integriert. Im Zusammenhang mit den applizierten Diodenlasern ist das LDA-System kompakt und beeinflusst die Gestaltung der Versuchsanordnung kaum. Die Signalwandlung und Frequenzauswertung erfolgt durch zwei RSA-Signalprozessoren der Firma Aerometrics. Im Meßrechner werden die Signale mit Hilfe der Software Dataview weiterverarbeitet und gespeichert.

Um die für die LDA-Messung erforderlichen Partikel in die Strömung einzubringen, wird ein Partikelgenerator AGF 5.0 D der Firma Pallas verwendet. Es handelt sich hierbei um einen Zerstäubungsgenerator mit Luft als Trägergas. Untersuchungen von Bartholomä [5] ergeben, daß sich Diethylhexylsebacat (DEHS) als flüssiges Partikelmaterial gut eignet. Hinsichtlich der konträren Forderungen nach Lichtstreuungseigenschaften, Folgeverhalten, Verdampfungsgeschwindigkeit und Ungiftigkeit stellt DEHS einen guten Kompromiß dar.

Die Traversierung der Sende- und Empfangsoptik an die Meßpunkte erfolgt durch einen 3D-Traversiertisch. Linearschlitten der Firma Isel ermöglichen das Verfahren in die drei Raumrichtungen. Die Positioniergenauigkeit der Linearschlitten beträgt 0.05 mm . Die Steuerung des 3D-Traversiertisches erfolgt ebenso durch die Software Dataview.

4.3.3 Fehlerquellen

Für Messungen mit LDA-Systemen ist prinzipiell keine Kalibrierung erforderlich, da die Geschwindigkeitssignale unabhängig von Parametern des Strömungsfeldes sind. Dennoch existieren eine Reihe von Fehlerquellen, die die Genauigkeit von LDA-Systemen beeinträchtigen. Die wichtigsten Fehler sind:

- Positionierungs- und Justierungsfehler,
- Betriebspunktschwankungen,
- Statistischer Fehler durch Geschwindigkeitsvarianz,
- Wichtungsfehler bei der statistischen Auswertung und
- Turbulenzfolgeverhalten der Partikel.

Um eine Abschätzung des Gesamtfehlers treffen zu können, wird im folgenden auf die einzelnen Fehlerquellen eingegangen.

Positionierungs- und Justierungsfehler

Für LDA-Messungen sind im Bereich großer Geschwindigkeitsgradienten hohe Anforderungen an die Positionierungs- und Justierungsgenauigkeit zu stellen. Die Positionierungsgenauigkeit des rechnergesteuerten Traversiertisches beträgt 0.05 mm . Aufgrund der unterschiedlich wirkenden Gewichtskraft der Sende- und Empfangsoptik kommt es beim Verfahren des Traversiertisches zu elastischen Verformungen. Dadurch entsteht eine Positionierungsunsicherheit von 0.1 mm . Die Unsicherheit bei der Referenzpunktjustage beträgt 0.2 mm . Bezüglich der Schaufelsehnenlänge beträgt der relative Ortsfehler 0.32% .

Die größten Geschwindigkeitsgradienten treten in der druckseitigen Scherschicht unmittelbar nach der Hinterkante und am saugseitigen Bereich der Profilnase an der Scherschicht der Vorderkantenablösung auf. Der auf die Zuströmgeschwindigkeit bezogene Meßfehler beträgt dort aufgrund des Ortsfehlers 12% . Der Meßfehler durch Divergenz der Interferenzstreifen in Richtung der optischen Achse wird durch ein gut justiertes LDA-System vermieden.

Betriebspunktschwankungen

Die Regelung des Betriebspunktes erfolgt nach dem Kriterium konstanter kinetischer Energie am Eintritt der Versuchsanordnung. Da im Versuchsbetrieb Luft aus der Laborhalle angesaugt wird und diese nach Durchströmen der Versuchsanordnung ins Freie tritt, ergibt sich je nach Witterung eine Temperaturänderung während der Messung. Aufgrund von Witterungseinflüssen kann sich auch der Umgebungsdruck und die Luftfeuchtigkeit ändern. Daraus resultiert eine Änderung der Luftdichte und

mit konstanter kinetischer Energie, eine Änderung der Zuströmgeschwindigkeit. Für die während einer Feldmessung maximale Temperaturänderung von 5°C und Umgebungsdruckänderung von 10 mmHgS (1350 Pa) ergibt sich eine relative Änderung der Zuströmgeschwindigkeit von 1.5 %.

Statistischer Fehler durch Geschwindigkeitsvarianz

Der statistische Fehler durch Geschwindigkeitsvarianz entsteht durch die beschränkte Anzahl an LDA-Signalen pro Meßpunkt. Im Fall der schwingenden Schaufel verteilt sich dieses Meßwert-Ensemble auf die Kurbelwinkelfenster einer Periode. Bei den Untersuchungen mit schwingender Schaufel werden pro Meßpunkt etwa 10000 LDA-Signale aufgezeichnet. Für die Phasenmittelung beträgt das Kurbelwinkelfenster 6° . Damit stehen durchschnittlich 167 LDA-Signale zur statistischen Berechnung der phasengemittelten Geschwindigkeit zur Verfügung. Im Randbereich der Nachlaufströmung und in den Bereichen abschwimmender Wirbel treten Geschwindigkeitsschwankungen in der Größenordnung der Zuströmgeschwindigkeit auf. Der Fehler durch statistische Mittelung mit beschränkter Anzahl an Meßsignalen ist dort am größten. Nach Leder [24] sind im Nachlauf quer angeströmter Platten bei vergleichbaren Geschwindigkeitsschwankungen mindestens 100 LDA-Signale erforderlich, um statistisch abgesicherte Mittelwerte berechnen zu können. Bartholomä [5] beziffert den statistischen Fehler auf 0.5 %. Im Zusammenhang mit der vergleichsweise starken Geschwindigkeitsschwankung und dem Fehler durch Mittelung über Kurbelwinkelfenster wird der Fehler durch Geschwindigkeitsvarianz auf 1 % geschätzt.

Wichtungsfehler bei der statistischen Auswertung

Bei Geschwindigkeitsschwankungen im Strömungsfeld sind die in einem Ensemble gemessenen schnellen Partikel stärker repräsentiert als langsame. Der Wichtungsfehler, der daraus resultiert, wird auch als „velocity-bias“ bezeichnet. In einer Veröffentlichung von McLaughlin und Tiederman [26] wird nachgewiesen, daß dieser Fehler korrigiert werden kann. Hierzu ist ein Geschwindigkeitssignal mit der Verweildauer des zugehörigen Partikels im Meßvolumen zu wichten. Entsprechend wird zur Auswertung der LDA-Messungen in den Gleichungen 4.6 und 4.7 für den Wichtungsfaktor g die Verweildauer eingesetzt.

Turbulenzfolgeverhalten der Partikel

Mit der LDA-Messung wird die Geschwindigkeit einzelner, im Fluid enthaltener Partikel bestimmt. Daher muß sichergestellt sein, daß die Partikel die Geschwindigkeitsschwankungen des Fluids mit ausführen. Dieses Turbulenzfolgeverhalten ist von Altgeld [3] und Bartholomä [5] untersucht worden. Demnach folgen DEHS-Partikel mit einem Durchmesser von ca. $1\text{ }\mu\text{m}$ bei einer Turbulenzfrequenz von 1000 Hz der Strömung praktisch vollkommen. Diese Frequenz ist eine Größenordnung größer als die untersuchten Schwingfrequenzen. Für die mittlere Geschwindigkeit und den periodischen Geschwindigkeitsanteil resultiert daher kein Fehler durch das Turbulenzfolgeverhalten der Partikel. Ein nennenswerter Fehler entsteht nur für hochfrequente stochastische Geschwindigkeitsanteile.

Gesamtfehler

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß die LDA-Messungen vor allem in den Bereichen abschwimmender Wirbel und an den Scherschichten, ausgehend von der Vorder- und Hinterkante, mit Fehlern behaftet sind. Demnach kann der auf die Zuströmgeschwindigkeit bezogene Meßfehler lokal 14.5 % betragen. Für den Bereich der Außenströmung ist mit einem relativen Fehler von 2 % zu rechnen.

4.4 Druckmessungen

Zur Analyse der Strömung hinsichtlich der Größen Wanddruck, Schaufelkraft, Schaufelmoment sowie der Verluste werden Wanddruck- und Totaldruckmessungen durchgeführt. Für beide Meßaufgaben werden Miniaturdruckaufnehmer der Baureihe EPE der Firma Entran verwendet. Der Meßbereich beider Druckaufnehmer beträgt 0.13 bar. Die Druckaufnehmer benutzen eine voll aktive WHEATSTONEsche Meßbrücke, die mit einer externen Spannung von 5 V gespeist wird. Ein Meßverstärker verstärkt das Ausgangssignal des Aufnehmers und ein Analog-Digital-Wandler bildet die Schnittstelle zum Meßrechner.

Die Applikation der Meßbrücke erfolgt durch Eindiffundieren von Dehnungsmeßstreifen auf eine Siliziummembran. Wird Druck auf die Membran ausgeübt, verursacht die verteilte Belastung eine Verformung, die ihrerseits eine Dehnung am Dehnmeßstreifen zur Folge hat. Die Dehnung ist proportional zur ausgeübten Verformung. Die Dehnmeßstreifen sind so ausgelegt, daß die Ausgangssignale proportional sowohl bei Zug- als auch bei Druckspannungen auftreten. Somit lassen sich sowohl positive als auch negative Differenzdrücke messen.

Bei beiden Druckaufnehmern ermöglicht ein rückseitig angebrachtes Referenzdruckrohr eine Verbindung zur inneren Seite der Membran. Da das Referenzdruckrohr gegenüber der Umgebung offen ist, entspricht der Umgebungsdruck dem Referenzdruck.

4.4.1 Wanddruckmessungen

An einer mit großer Amplitude schwingenden Schaufel sind instationäre Wanddruckmessungen nur mit hohem Aufwand möglich. Daher werden nur an einer nachgeschalteten Schaufel im Tandemgitter Wanddruckmessungen durchgeführt. Aus Kostengründen steht für die Messungen nur eine Sonde zur Verfügung. Entsprechend werden die Messungen in zeitlicher Folge an 46 über das Profil verteilte Wanddruckbohrungen durchgeführt. Zu diesem Zweck wird die zylindrische Wanddrucksonde in die schaufelstirnseitigen Sondenbohrungen eingeschoben. Nach der Aufzeichnung von ca. 20000 Wanddrucksignalen wird die Sonde manuell aus der Sondenbohrung

herausgezogen und in die nächste Bohrung eingeführt. Abb. 4.3 zeigt den Schnitt durch die in der Sondenbohrung befindlichen Wanddrucksonde.

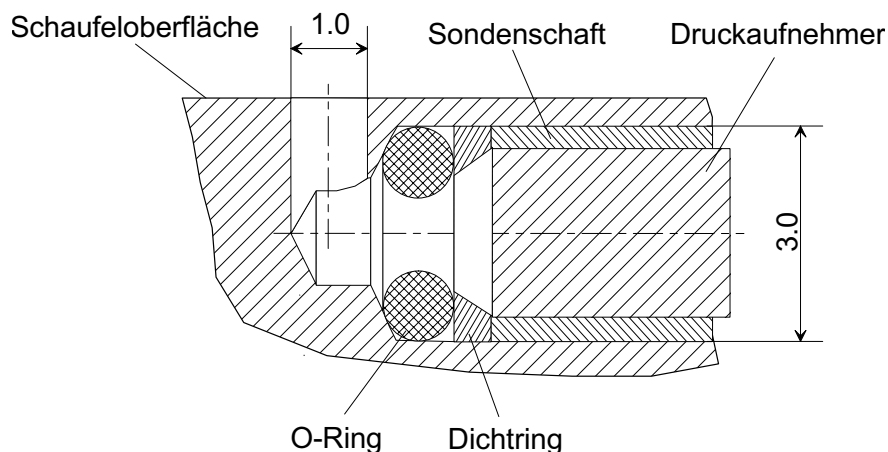


Abb. 4.3: Schnitt durch eine Wanddruckmeßbohrung mit eingebauter Wanddrucksonde

Die Wanddrucksonde besteht aus einem zylindrischen Edelstahlrohr mit einem Dichtring aus Messing. Der Druckaufnehmer ist mit Epoxydkleber in das Edelstahlrohr eingeklebt. Im eingebauten Zustand (vgl. Schnittdarstellung) wird die Wanddrucksonde stirnseitig durch einen O-Ring abgedichtet. Um das Meßvolumen klein zu halten und um einen Dichtsitz für den O-Ring zu erhalten, ist die Sondenbohrung gestuft. Die Wanddruckbohrung hat einen Durchmesser von 1.0 mm und eine mittlere Tiefe von 1.3 mm.

Aus Platzmangel für die Sondenbohrungen werden zwei Schaufeln für die Wanddruckmessungen gefertigt. Dabei münden die Wanddruckbohrungen an der Nase und an der Hinterkante in jeweils gleiche Sondenbohrungen. Während den Messungen wird durch Zukleben mit dünnem Isolierband erreicht, daß von diesen Bohrungen jeweils nur eine mit der Sondenbohrung in Verbindung steht. Um Störungen der Wanddruckmessung durch stromauf befindliche Wanddruckbohrungen gering zu halten, werden diese gestaffelt angeordnet.

Die Auswertung der Wanddrucksignale erfolgt bei fixierter Schaufel durch arithmetische Mittelung; bei schwingender Schaufel durch Phasenmittelung über dem Kurbelwinkel und arithmetische Mittelung innerhalb der Kurbelwinkelfenster.

4.4.2 Totaldruckmessungen

In Abb. 4.4 ist die Totaldrucksonde einschließlich der Sondenhalterung im eingebauten Zustand dargestellt. Der Sondenkörper besteht aus einem Edelstahlrohr. Der Druckaufnehmer wird mit Epoxy-Kleber eingeklebt. Den Kopf der Sonde bildet ein

nach den von Benedict [6] angegebenen Richtlinien gestaltetes Einlaufrohrstück aus Messing. An der Sondenhalterung befindet sich eine Drehvorrichtung zur Einstellung des Sondenwinkels. Ein über eine Metallfaltenbalgkupplung angeflanschter Winkelencoder erfasst den Sondenwinkel mit einer Auflösung von 0.1° .

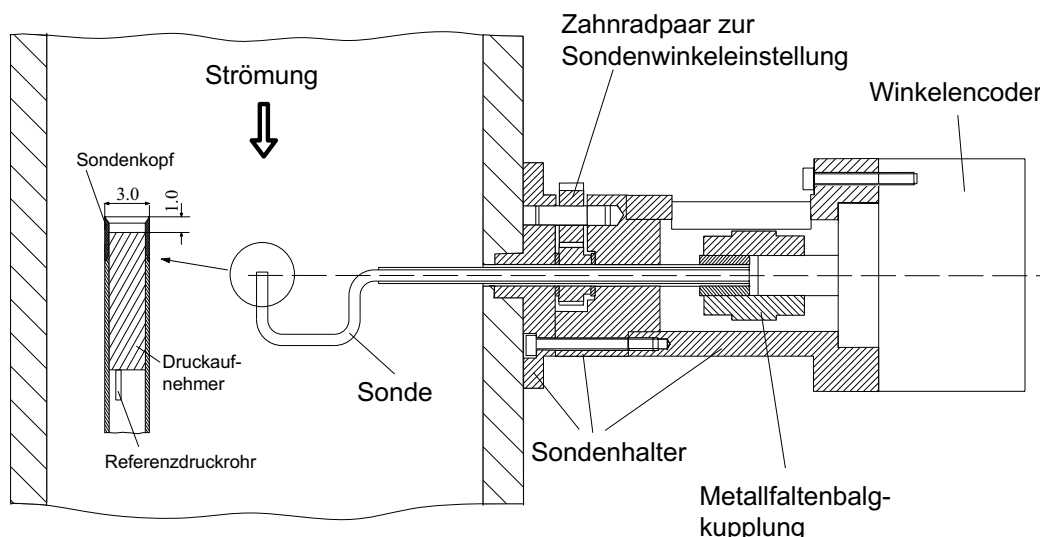


Abb. 4.4: Totaldrucksonde einschließlich der Sondenhalterung im eingebauten Zustand

Die Totaldruckmessungen werden an 44 Meßpunkten entlang einer geschlossenen äußeren Kontrollraumbegrenzung um eine Schaufel durchgeführt. Die Traversierung erfolgt manuell durch Umsetzen der Sonde an einen neuen Meßpunkt. Hierzu werden Druckmeßplatten mit einem Bohrbild entsprechend den Meßpunkten angefertigt. Da pro Messung nur eine Bohrung benutzt wird, werden die restlichen durch Kunststoffpfropfen verschlossen.

Speziell für die Totaldruckmessungen mit schwingender Schaufel ergibt sich das Problem, daß sich die Richtung der Strömungsgeschwindigkeit β_s in Abhängigkeit des Kurbelwinkels periodisch ändert. Dies gilt im besonderen für die Geschwindigkeit im Nachlauf der untersuchten Schaufel. Je nach Totaldrucksondengeometrie ist der gemessene Druck jedoch von der Anströmrichtung abhängig. Untersuchungen hierzu sind in den Veröffentlichungen von Benedict [6], Pönsgen [31] und Zebner [47] enthalten. Vorversuche ergeben, daß für die verwendete Sonden­geometrie die Abweichung $\Delta\beta$ zwischen dem Sondenwinkel β_{Sonde} und dem Strömungswinkel β_s nicht größer als 15° sein darf. Abb. 4.5 verdeutlicht diesen Zusammenhang. Bei größeren Abweichungen führt die Fehlanströmung zu einem stark abfallenden Drucksignal.

Um diesem Problem Rechnung zu tragen, wird zunächst der Strömungswinkel β_s in Abhängigkeit vom Kurbelwinkel φ_K durch LDA-Messungen am betreffenden Meßpunkt bestimmt. Aus diesen Messungen wird der Minimal- und Maximalwert des

Strömungswinkels, $\beta_{s.min}$ und $\beta_{s.max}$, ermittelt. Anschließend werden Druckmessungen mit der Totaldrucksonde durchgeführt. Dabei wird der Sondenwinkel im Intervall zwischen $\beta_{s.min}$ und $\beta_{s.max}$ variiert.

Ergebnis dieser Messung ist ein Drucksignal in Abhängigkeit vom Sondenwinkel und vom Kurbelwinkel. Schließlich läßt sich der Totaldruck mit Hilfe einer rechnergestützten Auswertung ermitteln. Hierbei durchlaufen die Drucksignale einen zweifachen Sortieralgorithmus. Aufgezeichnete Drucksignale werden nur dann zur arithmetischen Mittelwertbildung nach Gleichung 4.7 verwendet, falls die Bedingungen

$$\varphi_{K.LDA-Messung} - \Delta\varphi_K < \varphi_{K.Sondenmessung} < \varphi_{K.LDA-Messung} + \Delta\varphi_K \quad (4.8)$$

und

$$\beta_{s.LDA-Messung}(\varphi_K) - \Delta\beta_s < \beta_{Sonde} < \beta_{s.LDA-Messung}(\varphi_K) + \Delta\beta_s \quad (4.9)$$

erfüllt sind. Demnach muß ein Drucksignal innerhalb des betrachteten Kurbelwinkelfensters $2 \cdot \Delta\varphi_K$ liegen und der Sondenwinkel β_{Sonde} darf sich nicht mehr als um $\Delta\beta_s$ vom zugehörigen Strömungswinkel $\beta_{s.LDA-Messung}(\varphi_K)$ unterscheiden.

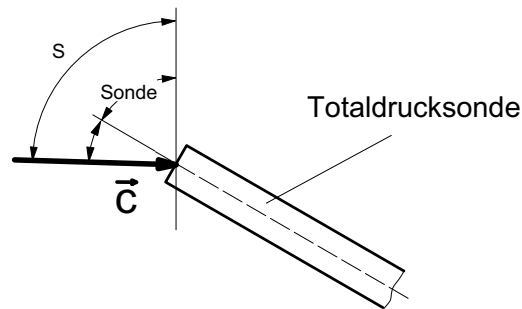


Abb. 4.5: Abweichung $\Delta\beta$ zwischen Sondenwinkel β_{Sonde} und Strömungswinkel β_s

Im Fall der fixierten Schaufel gestaltet sich die Totaldruckmessung vergleichsweise einfach. Nachdem durch LDA-Messungen der Strömungswinkel am betrachteten Meßpunkt bestimmt ist, ist die Totaldrucksonde so zu positionieren, daß der Sondenwinkel dem Strömungswinkel entspricht. Die aufgezeichneten Drucksignale sind dann nach Gleichung 4.6 arithmetisch zu mitteln und ergeben den Totaldruck bei fixierter Schaufel.

4.4.3 Kalibrierung und Fehlerquellen

Wegen des geringen Volumens zwischen Meßort und der druckempfindlichen Membran des Aufnehmers ist bei beiden Messungen der Fehler durch die in diesem Volumen schwingende Luftsäule gering. Die Resonanzfrequenz beider Druckaufnehmer beträgt 80 kHz und liegt weit über den Frequenzen der schwingenden Schaufel. Aus diesem Grund wird auf eine aufwendige instationäre Kalibrierung verzichtet und es wird für beide Druckmeßverfahren eine statische Kalibrierung mit Hilfe eines U-Rohrmanometers der Firma Betz durchgeführt.

Abb. 4.6 zeigt eine statische Kalibrierkurve für den Totaldruckaufnehmer. Demnach gibt der Aufnehmer die gewünschte lineare Beziehung zwischen Ausgangssignal und Kalibrierungsdruck gut wieder. Die gleichen Ergebnisse werden für den Wanddruckaufnehmer beobachtet.

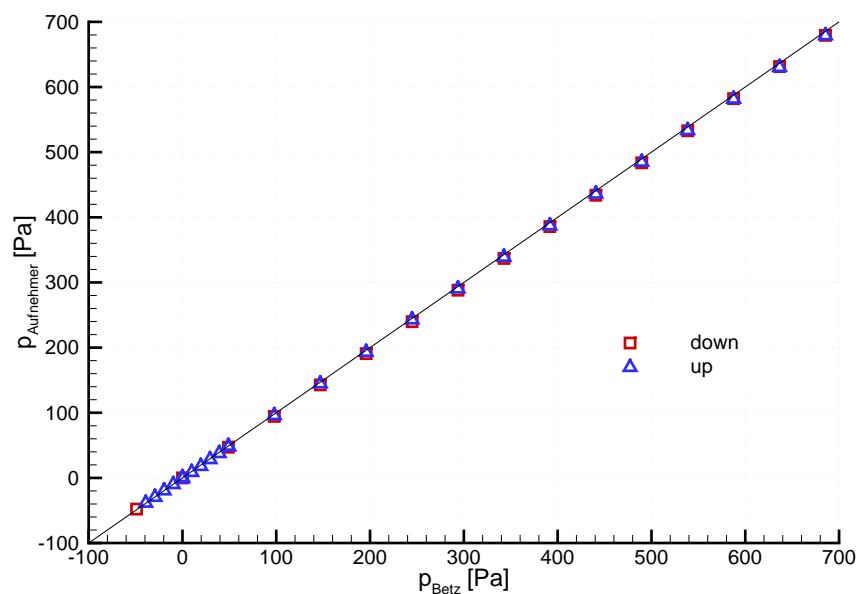


Abb. 4.6: Statische Kalibrierkurve für den Totaldruckaufnehmer

Die Genauigkeit der Druckmessungen wird durch eine Reihe von Fehlerquellen beeinträchtigt. Sieht man von Kalibrierungsfehlern ab, so sind als wichtige Fehlerquellen zu nennen:

- Temperaturänderung,
- Mechanische Verformungen und

- Statistischer Fehler durch Druckvarianz.

Temperaturänderung

Beide Druckaufnehmer sind mit einer Temperaturkompensationsschaltung ausgerüstet. Dadurch wird die Änderung der temperaturabhängigen Nullpunkt- und Empfindlichkeitsverschiebung für die auftretenden Temperaturänderungen kompensiert. Die Verschiebung des Nullpunkts in Abhängigkeit der Temperatur wird dadurch jedoch nicht herabgesetzt. Da die Messungen an den einzelnen Meßpunkten in zeitlicher Abfolge erfolgen, muß im besonderen Maße auf konstante Temperaturen innerhalb der Versuchsstrecke geachtet werden. Die Kalibrierung der Aufnehmer erfolgt in situ, d. h. die Kalibriermessungen werden bei laufendem Versuchsstand mit eingebauten Sonden durchgeführt. Dadurch ist gewährleistet, daß die Kalibrierung und die ersten Messungen bei gleicher Temperatur erfolgen.

Mechanische Verformungen

Die Fehlerquelle durch mechanische Verformungen der Druckaufnehmermembran ist besonders bei den Wanddruckmessungen gegeben. Da die Sonde ca. 55 mm tief in die Schaufelbohrungen eingeschoben wird, können durch Fertigungsungenauigkeiten Verformungen der Sonde und damit auch der Membran auftreten. Manuelles Andrücken der Sondenstirnseite an den O-Ring führt ebenso zu nicht reproduzierbaren Verformungen. Durch Nacharbeiten der Sondenbohrungen hinsichtlich zwangloser Einschiebbarkeit der Sonde und Aufbringen sehr geringer Mengen Hydrauliköl auf die Sondenstirnseite zur Abdichtung ohne manuelles Andrücken wird der Meßfehler reduziert.

Statistischer Fehler durch Druckvarianz

Der statistische Fehler durch Druckvarianz entsteht aufgrund der beschränkten Anzahl an Drucksignalen innerhalb eines Winkelfensters. Es bestehen die gleichen Ursachen und Zusammenhänge wie beim statistischen Fehler durch Geschwindigkeitsvarianz bei der LDA-Messung. Das Fehlerpotential ist jedoch bei den Totaldruckmessungen verfahrensbedingt größer. Aufgrund des doppelten Sortieralgorithmus ist in Abhängigkeit der Größe der Winkelfenster nur ein geringer Teil der aufgezeichneten Drucksignale für die Auswertung geeignet. Mit abnehmender Größe der Winkelfenster sinkt die Zahl der Drucksignale, die ausgewertet werden. Aus diesem Grund muß sichergestellt sein, daß die Anzahl der aufgezeichneten Signale ausreichend groß ist.

Bei der Auswertung wird ein Kurbelwinkelfenster $2 \cdot \Delta\varphi_K$ von 6° und ein Strömungswinkelfenster $2 \cdot \Delta\beta_S$ von 24° verwendet. Mit ca. 40000 Drucksignalen pro Meßpunkt wird erreicht, daß mindestens 200 Drucksignale zur statistischen Berechnung des phasengemittelten Totaldruckes zur Verfügung stehen. Nach Leder [24] sind unter Annahme der beschriebenen Analogie zur Geschwindigkeitsvarianz keine statistischen Fehler zu erwarten. Hinzu kommt, daß die Totaldruckmessungen vornehmlich in der varianzarmen Außenströmung durchgeführt werden. Der statistische Fehler

durch Druckvarianz kann somit vernachlässigt werden. Für die Wanddruckmessungen ist der statistische Fehler durch Druckvarianz von untergeordneter Bedeutung, da nur eine einfache Phasenmittelung angewendet wird und pro Meßpunkt ca. 20000 Drucksignale aufgezeichnet werden.

Weitere Fehlerquellen und Gesamtfehler

Weitere Fehlerquellen sind durch die Geometrie des Sondenkopfes bzw. der Wanddruckbohrung, Versperrungseffekte durch den Totaldrucksondenschaft sowie Mittelungsfehler bei der Auswertung gegeben. Wegen der Vielzahl an Fehlerquellen ist die Abschätzung des Gesamtfehlers schwierig. Speziell bei der Auswertung der Impuls- und Impulsmomentengleichung sowie der Energiegleichung spiegeln sich die Meßunsicherheiten der LDA- und Totaldruckmessung wieder, da die Meßwerte beider Verfahren erforderlich sind. Daher werden die Größen Auftrieb, Widerstand, Schaufelmoment, Schwingleistung und Strömungsverlust mit einer großen Unsicherheit bestimmt. Aufgrund der vorgenommenen Plausibilitätsprüfungen sind sie jedoch zur Beurteilung relativer Unterschiede geeignet.

Kapitel 5

Untersuchung zum Dynamic Stall

Die Umströmung eines Tragflügelprofils mit periodisch veränderlichem Inzidenz ist bereits vielfach untersucht worden. Speziell bei der Umströmung von Hubschrauberrotoren und Rotoren von Windkraftanlagen treten diese Bedingungen auf. Das sich dabei abspielende Strömungsphänomen wird als „Dynamic Stall“ bezeichnet. Damit besteht eine prinzipielle Ähnlichkeit zum Problem einer schwingenden Schaufel im Gitterverband.

Die Fragestellung, inwiefern Dynamic Stall in diesem Zusammenhang auftritt, ist Gegenstand dieses Kapitels. Zu diesem Zweck wird die Umströmung einer einzelnen Schaufel unter Dynamic Stall Bedingungen untersucht. Hierbei besteht die Versuchsanordnung aus einer einzelnen Schaufel ohne Gitter. Unter Beibehaltung der Dynamic Stall Bedingungen wird die Umströmung der Schaufel mit Gitter untersucht und die Ergebnisse werden miteinander verglichen.

5.1 Dynamic Stall Vorgang

Nach Carr [10], Geißler [16] und Raffel et. al. [35] wird unter dem Dynamic Stall Vorgang die phasenverzögerte Strömungsablösung bei zunehmenden Anstellwinkel und im Fall abnehmender Anstellwinkeln, das Wiederanlegen der Strömung an einem sich mit rasch ändernden Anstellwinkel umströmten Profil verstanden. In Abb. 5.1 ist der Vorgang des Dynamic Stall skizziert.

Der Vorgang beginnt mit der Ablösung der Strömung von der Profilloberfläche und der Ausbildung einer Wirbelstruktur von der Profilvorderkante aus (1). Dieser Wirbel wächst und setzt sich ab einer gewissen Größe des Anstellwinkels stromabwärts in Bewegung. Kurz vor Abheben dieses Dynamic Stall Wirbels ist eine Rückströmung innerhalb der Profilgrenzschicht festzustellen (2). Im weiteren Verlauf hebt dann der Wirbel von der Profilloberseite ab und bewegt sich weiter in den Nachlauf hinein. Dies führt zu Auftriebs-, Widerstands- und Momentenbeiwerten, die sich stark von

denen stationärer Anstellwinkel unterscheiden. Der gegensinnig drehende Hinterkantenwirbel tritt in Wechselwirkung mit dem Dynamik Stall Wirbel und bewirkt ein vollständiges Ablösen der Strömung (3). Während der Phase zunehmenden Anstellwinkels bleibt die Strömung über den kritischen Anstellwinkel bei fixierter Schaufel hinweg abgelöst (4).

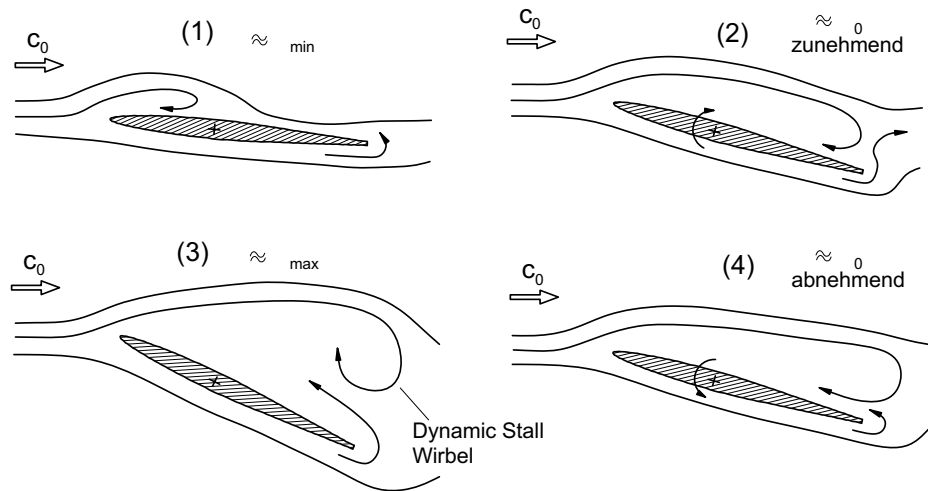


Abb. 5.1: Vorgang des Dynamic Stall

Die Ausbildung des Dynamic Stall Vorgangs hängt von der Geometrie, der Art der Schaufelbewegung und der reduzierten Frequenz ab. Nach Raffel [34] sind typische Dynamic Stall Bedingungen bei sinusförmiger Schaufelbewegung, mittleren Anstellwinkeln $\alpha_m \approx 15^\circ$, Amplituden $\Delta\alpha \approx \pm 10^\circ$ und reduzierten Frequenzen $k \approx 0.15$ gegeben.

5.2 Vergleich

Für die Vergleichsuntersuchung werden die in Tabelle 6.1 eingetragenen Parameter verwendet.

reduzierte Frequenz k [–]	0.15
Amplitude $\Delta\alpha$ [°]	6.25
mittlerer Anstellwinkel α_m [°]	15.0

Tabelle 5.1: Parametereinstellung für die Vergleichsuntersuchung zum Dynamic Stall

Bei diesen Parametern kommt es nach Raffel [34] am Tragflügelprofil zu typischen Dynamic Stall Vorgängen.

5.2.1 Fixierte Schaufel

Die Ergebnisse für die Umströmung der fixierten Schaufel ohne und mit Gitter zeigen die Abbildungen 5.2 und 5.3. Dargestellt ist jeweils das dimensionslose Geschwindigkeitsfeld c/c_o und das dimensionslose Wirbelintensitätsfeld $\omega_x/(c_o/l)$. In die Geschwindigkeitsfelder sind zusätzlich die Stromlinienverläufe eingezeichnet.

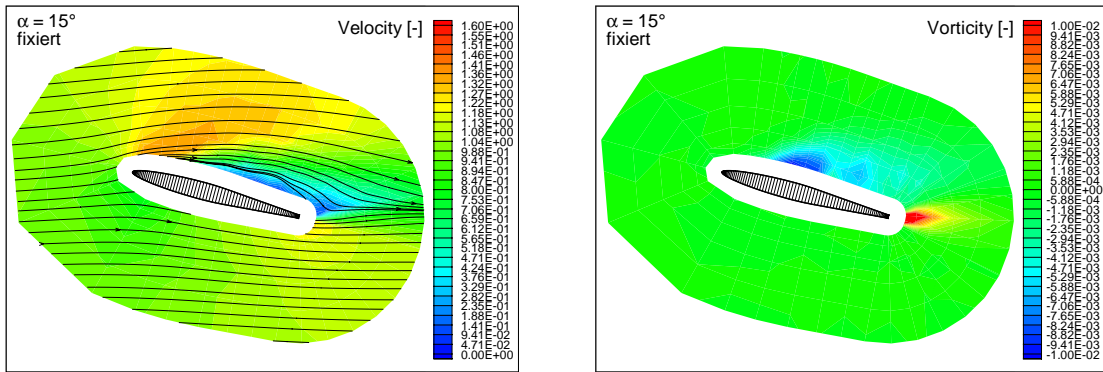


Abb. 5.2: Dimensionslose Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfelder für die fixierte Schaufel ohne Gitter

Bei der Schaufelumströmung ohne Gitter (Abb. 5.2) ist anhand des Stromlinienverlaufs eine saugseitige Strömungsablösung feststellbar. Entsprechend zeigt das Wirbelintensitätsfeld einen negativ drehenden Ablösewirbel auf der Saugseite. Der starke Geschwindigkeitsgradient im Nachlauf quer zur Hauptströmungsrichtung bewirkt einen ausgeprägten positiv drehenden Hinterkantenwirbel.

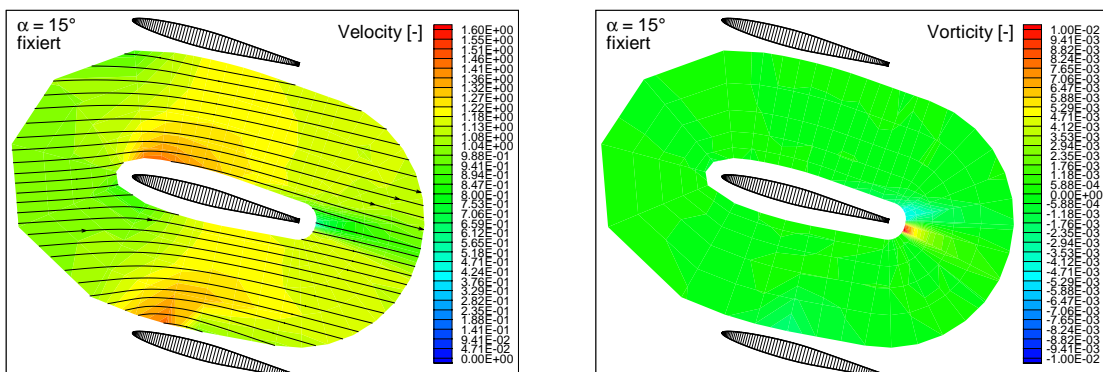


Abb. 5.3: Dimensionslose Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfelder für die fixierte Schaufel mit Gitter

Bei Gitterströmung (Abb. 5.3) liegt bei gleicher Parametereinstellung eine weitgehend anliegende Strömung vor. Der Wandeinfluß der umgebenden Schaufeln bewirkt eine Umlenkung und Beschleunigung der Strömung. Im Vergleich zur Schaufelumströmung ohne Gitter ist der Hinterkantenwirbel nur schwach ausgeprägt. Im Bereich des saugseitigen Nachlaufs befindet sich ein schwacher, negativ drehender Wirbel, der auf ein lokales Rückströmgebiet an der Hinterkante schließen läßt.

5.2.2 Schwingende Schaufel

In den Abbildungen 5.4 und 5.5 sind die dimensionslosen Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfelder für die Umströmung der schwingenden Schaufel ohne und mit Gitter bei verschiedenen Phasenlagen dargestellt. Unter der Kennzeichnung der Anstellwinkel mit den Symbolen \downarrow und \uparrow ist die Bewegungsrichtung der Schaufel im Sinne fallender und steigender Anstellwinkel zu verstehen.

Schaufelumströmung ohne Gitter

Bei der Schaufelumströmung ohne Gitter (Abb. 5.4) ist ein typischer Dynamic Stall Vorgang feststellbar. Nach Geißler [16] treten erste Anzeichen eines Abweichens von der ungestörten Strömung an einem schwingenden Profil auf, wenn Rückströmgebiete an der Hinterkante erkennbar werden. Anhand des Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfeldes ist dies bei $\alpha = \alpha_{min}$ zu beobachten. Mit steigendem Anstellwinkel wächst dieses Rückströmgebiet an.

Bei $\alpha = 15^\circ \uparrow$ ist die Strömung nicht mehr an der Vorderkante anliegend und von einem stark anwachsenden Vorderkantenwirbel geprägt. Mit weiter zunehmendem Anstellwinkel dehnt sich dieser Wirbel in Richtung Hinterkante aus und induziert das typische Dynamic Stall Phänomen des starken Anstiegs des Schaufeldrehmoments.

Bei $\alpha = 18.12^\circ \uparrow$ kommt es zum Abheben des Dynamic Stall Wirbels von der Schaufeloberseite und damit verbunden zu einem drastischen Abfall des Schaufelmoments und des Auftriebs. Bei weiter zunehmendem Anstellwinkel bewegt sich der Dynamic Stall Wirbel in den Nachlauf der Schaufel und tritt in Wechselwirkung mit dem Hinterkantenwirbel. Dabei löst sich die Strömung vollständig ab.

Dieser Zustand bleibt auch während der Phase abnehmender Anstellwinkel bestehen. Die Wirbelstruktur und der Stromlinienverlauf bei $\alpha = 15^\circ \downarrow$ veranschaulichen diesen Zusammenhang.

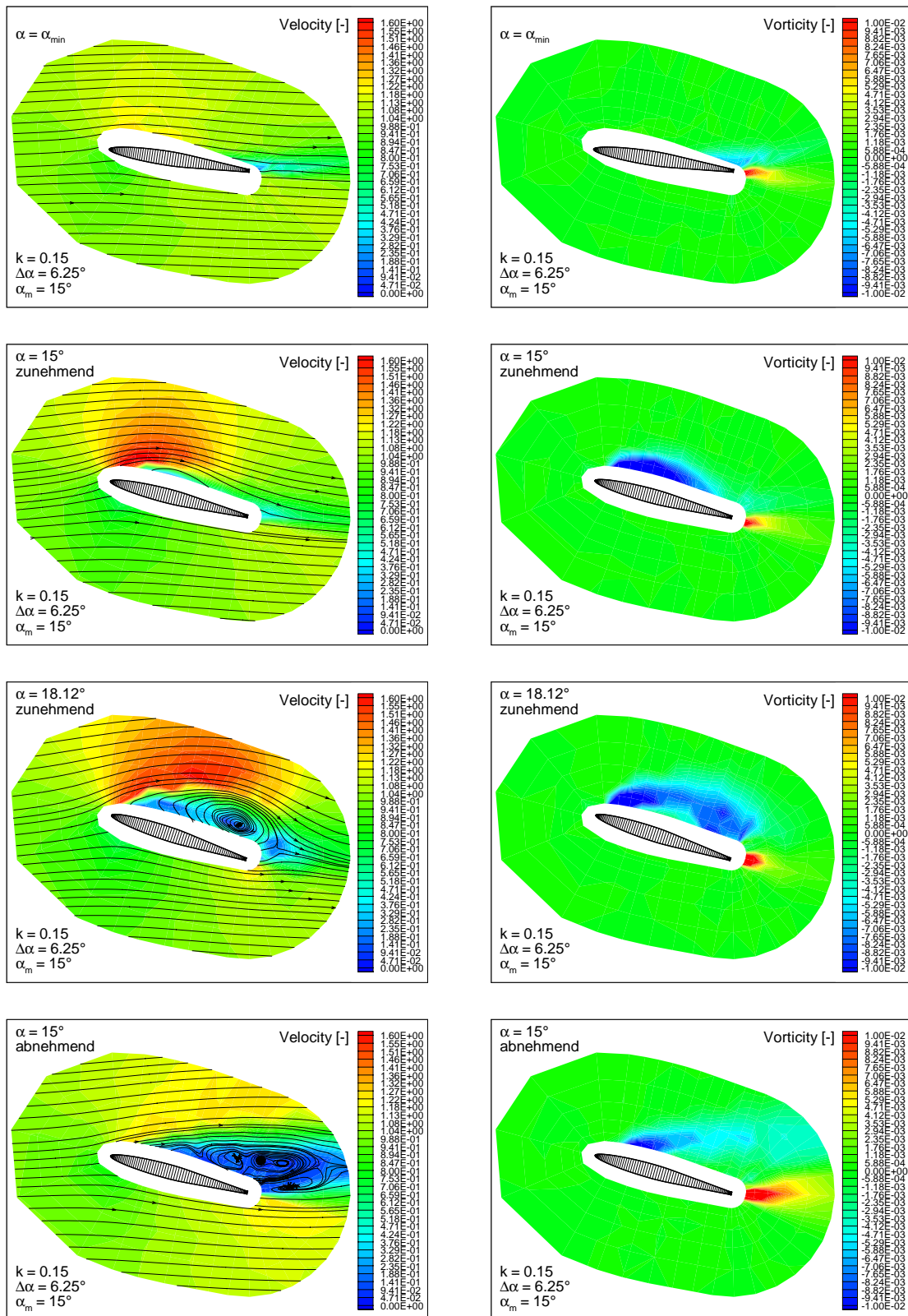


Abb. 5.4: Dimensionslose Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfelder für die schwingende Schaufel ohne Gitter bei verschiedenen Phasen

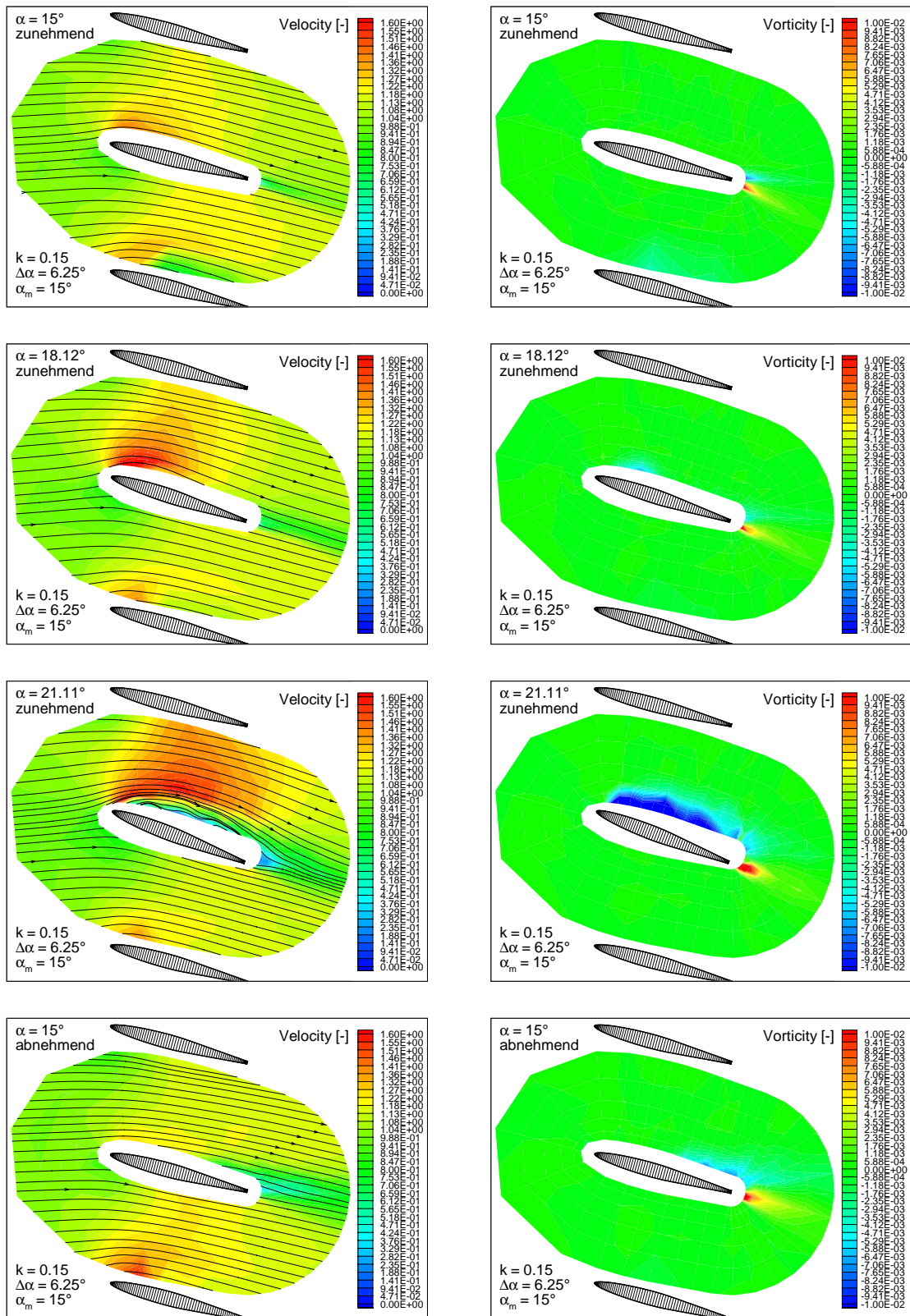


Abb. 5.5: Dimensionslose Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfelder für die schwingende Schaufel mit Gitter bei verschiedenen Phasen

Schaufelumströmung mit Gitter

Bei der Schaufelumströmung mit Gitter (Abb. 5.5) kommt es nicht zur Ausbildung des typischen Dynamic Stall Vorganges. Im Bereich $\alpha < 15^\circ$ liegt eine im wesentlichen anliegende Strömung vor.

Bei $\alpha = 18.12^\circ \uparrow$ kommt es zur Bildung eines Vorderkantenwirbels. Dieser Wirbel dehnt sich in Richtung Hinterkante aus und wird zunehmend instabil.

Bei $\alpha = 21.11^\circ \uparrow$ zerfällt dieser nun über die Saugseite verteilte Wirbel in mehrere Teilwirbel und es kommt nicht zur Ablösung eines typischen Dynamic Stall Wirbels. Der Stromlinienverlauf zeigt keine ausgeprägte Ablösung. Der Wandeinfluß der umgebenden Schaufeln bewirkt eine Umlenkung und Beschleunigung der Strömung. Die Bildung und Ablösung großflächiger Wirbel und die damit verbundene vollkommene Strömungsablösung wird verhindert.

Bei $\alpha = 15^\circ$ sind die Ablöseerscheinungen weitgehend abgeklungen. Das Wirbelsystem im Nachlauf der Schaufel deutet auf eine leichte Rückströmung an der Hinterkante hin.

5.2.3 Zusammenfassung

Für die Parametereinstellungen nach Tabelle 6.1 ist an der einzelnen schwingenden Schaufel ohne Gitter ein typischer Dynamic Stall Vorgang zu beobachten. Im Fall der Gitterströmung verhindert der Einfluß der umgebenden Schaufeln die Ablösung des charakteristischen Dynamic Stall Wirbels. Es kommt lediglich zu einem Zerfall des über die Saugseite ausgedehnten Vorderkantenwirbels. Folglich bleiben langandauernde vollkommene Ablösungen aus und es ist kein typischer Dynamic Stall Vorgang zu beobachten.

Um bei der Gitterströmung signifikante Ablösungen zu erzeugen, sind größere Anstellwinkel erforderlich. Zu erwarten ist, daß die Stabilität des Ablösewirbels durch höhere Frequenzen verbessert werden kann.

Kapitel 6

Untersuchung am Einzelgitter

Im folgenden wird die Strömung um eine schwingende Schaufel im Einzelgitter untersucht. Hierzu wird, ausgehend von einer Referenzuntersuchung, eine systematische Variation der Parameter reduzierte Frequenz, Amplitude und mittlerer Anstellwinkel durchgeführt und die Auswirkungen auf die Umlenkung untersucht. Für eine Parametereinstellung werden sowohl die Größen Auftrieb, Widerstand und Schauelformoment als auch die Verluste und Schwingleistung analysiert.

6.1 Strömungsfeld und Umlenkung

Nach den Erkenntnissen aus der Untersuchung zum Dynamic Stall (Kapitel 5) ist ein signifikanter Effekt durch eine schwingende Schaufel im Gitterverband bei höheren Frequenzen zu erwarten. Auch der mittlere Anstellwinkel von 15° ist zu moderat. Um Ablösungen am Einzelgitter zu erzeugen, sind Anstellwinkel größer 20° erforderlich.

Anhand von Fadensondenversuchen wurde der Einfluß der Parameter Anstellwinkel, Amplitude, Frequenz und Zuströmgeschwindigkeit auf die Strömung im Einzelgitter qualitativ untersucht. Es zeigt sich, daß bei jeweils gleichem Verhältnis aus Frequenz und Zuströmgeschwindigkeit gleiche Ablöseerscheinungen auftreten. LDA-Messungen bestätigten diese Beobachtung. Demnach sind die Effekte wie beim Dynamic Stall von einer Kennzahl abhängig, die den Quotienten aus Frequenz und Geschwindigkeit enthält. Die reduzierte Frequenz wird daher weiterhin als charakteristische Kennzahl verwendet. Damit reduziert sich die Anzahl der zu untersuchenden Parametereinflüsse auf drei.

Um die Wirkung dieser drei Parameter auf die Umlenkung zu untersuchen, wird zunächst eine Referenzuntersuchung durchgeführt. Bei den anschließenden Untersuchungen der Parametereinflüsse wird jeweils nur ein Parameter variiert. Die restlichen beiden Parameter sind konstant und entsprechen den Referenzparametern.

6.1.1 Referenzuntersuchung

Tabelle 6.1 enthält die Parameter der Referenzuntersuchung am Einzelgitter. Es wird jeweils eine Referenzuntersuchung mit fixierter und schwingender Schaufel durchgeführt. Dabei sind der Anstellwinkel der fixierten Schaufel und der mittlere Anstellwinkel der schwingenden Schaufel identisch.

fixierte Schaufel	
Anstellwinkel α [°]	25.0
schwingende Schaufel	
Reduzierte Frequenz k [-]	2.5
Amplitude $\Delta\alpha$ [°]	3.75
Mittlerer Anstellwinkel α_m [°]	25.0

Tabelle 6.1: Parameter der Referenzuntersuchung am Einzelgitter

Anhand der Abbildungen 6.1 und 6.2 wird der Einfluß der Schwingung auf die Strömung deutlich. Dargestellt sind jeweils die Felder der dimensionslosen Geschwindigkeit c/c_o und der dimensionslosen Wirbelintensität $\omega_x/(l/c_o)$ um die betrachtete Schaufel. Im Geschwindigkeitsfeld ist zusätzlich der Stromlinienverlauf eingezeichnet.

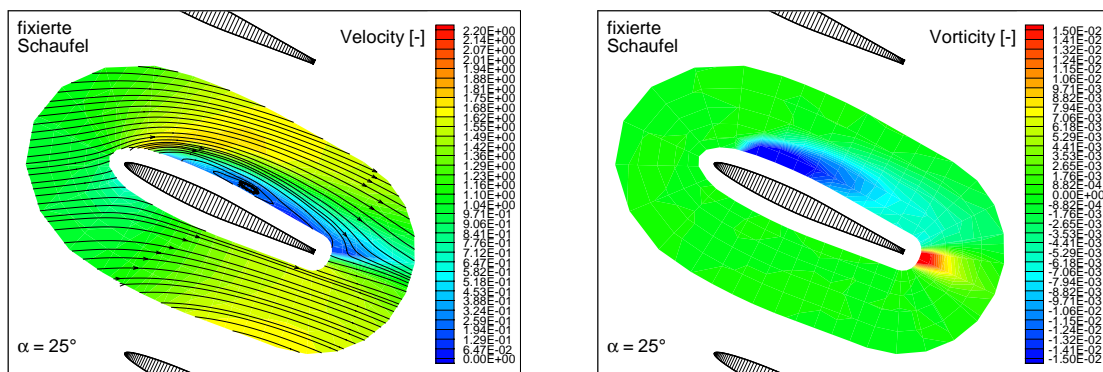


Abb. 6.1: Dimensionsloses Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfeld bei der Referenzuntersuchung mit fixierter Schaufel

Der Verlauf der Stromlinien und die Wirbelintensitätsverteilung zeigen bei der fixierten Schaufel eine zu erwartende weitgehende Ablösung der Strömung auf der

Saugseite. Die Strömung ist gekennzeichnet durch einen negativ drehenden Vorderkantenwirbel, der großflächig in den Ablösewirbel übergeht und einen positiv drehenden Hinterkantenwirbel.

In Abb. 6.2 sind die Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfelder für die Anstellwinkel $\alpha = 25^\circ \downarrow$, $\alpha = \alpha_{min} = 21.25^\circ$, $\alpha = 25^\circ \uparrow$ und $\alpha = \alpha_{max} = 28.75^\circ$ dargestellt. Unter der Kennzeichnung der Anstellwinkel mit den Symbolen \downarrow und \uparrow ist die Bewegungsrichtung der Schaufel im Sinne abnehmenden und zunehmenden Anstellwinkels zu verstehen.

Im Vergleich zur fixierten Schaufel erkennt man drei Wirbel. Es sind dies der Vorder- und Hinterkantenwirbel sowie ein sich negativ drehender Wirbel an der saugseitigen Hinterkante. Dieser Wirbel ist der abgeschwommene Rest des Vorderkantenwirbels einer vorausgegangenen Periode.

Im Gegensatz zur fixierten Schaufel mit konstanter Vorderkantenwirbelintensität steigt bei der schwingenden Schaufel während der Phase zunehmenden Anstellwinkels die Intensität des Vorderkantenwirbels stark an. Nach Überschreiten des maximalen Anstellwinkels löst sich dieser Wirbel von der Vorderkante und schwimmt mit ca. 40 % der Geschwindigkeit in der Außenströmung entlang des saugseitigen Profilrückens ab. Bis zum Erreichen der Hinterkante verringert sich die Wirbelintensität um ca. 65 %. Dieser Vorgang wiederholt sich periodisch. Aufgrund der Wirkung des abschwimmenden Wirbels kommt es zu keiner ausgeprägten Ablösung. Im zeitlichen Mittel ist die Umlenkung bei schwingender Schaufel um 37 % höher.

In der Phase abnehmenden Anstellwinkels sinkt die Umlenkung ab. Bei $\alpha = 25^\circ \downarrow$ sind drei Wirbel zu erkennen: Der Vorder- und Hinterkantenwirbel sowie der abgeschwommene Teil des Vorderkantenwirbels einer vorausgegangenen Periode. Die Interaktion des abschwimmenden Wirbels und des Hinterkantenwirbels beeinflusst den Stromlinienverlauf.

Bei $\alpha = \alpha_{min}$ befindet sich der Wirbel der vorangegangenen Periode bereits etwa eine halbe Sehnenlänge stromab der Hinterkante und ist auf der Abbildung kaum noch zu erkennen. Entsprechend gering ist sein Einfluß auf die Umlenkung. Das in dieser Phase vorherrschende breite Minimum der Umlenkung resultiert aus der konstanten Intensität des Hinterkantenwirbels. Während der Phase zunehmenden Anstellwinkels steigt die Umlenkung moderat an.

Bei $\alpha = 25^\circ \uparrow$ ist der Vorderkantenwirbel etwa bis zur Mitte der Schaufel abgeschwommen. Am Stromlinienbild wird die positive Wirkung dieses Wirbels auf die Umlenkung deutlich. An der Schaufelhinterkante kommt die Strömung zum Anliegen und der negative Einfluß des Hinterkantenwirbels wird weitgehend kompensiert. Mit weiter zunehmendem Anstellwinkel steigt die Umlenkung an.

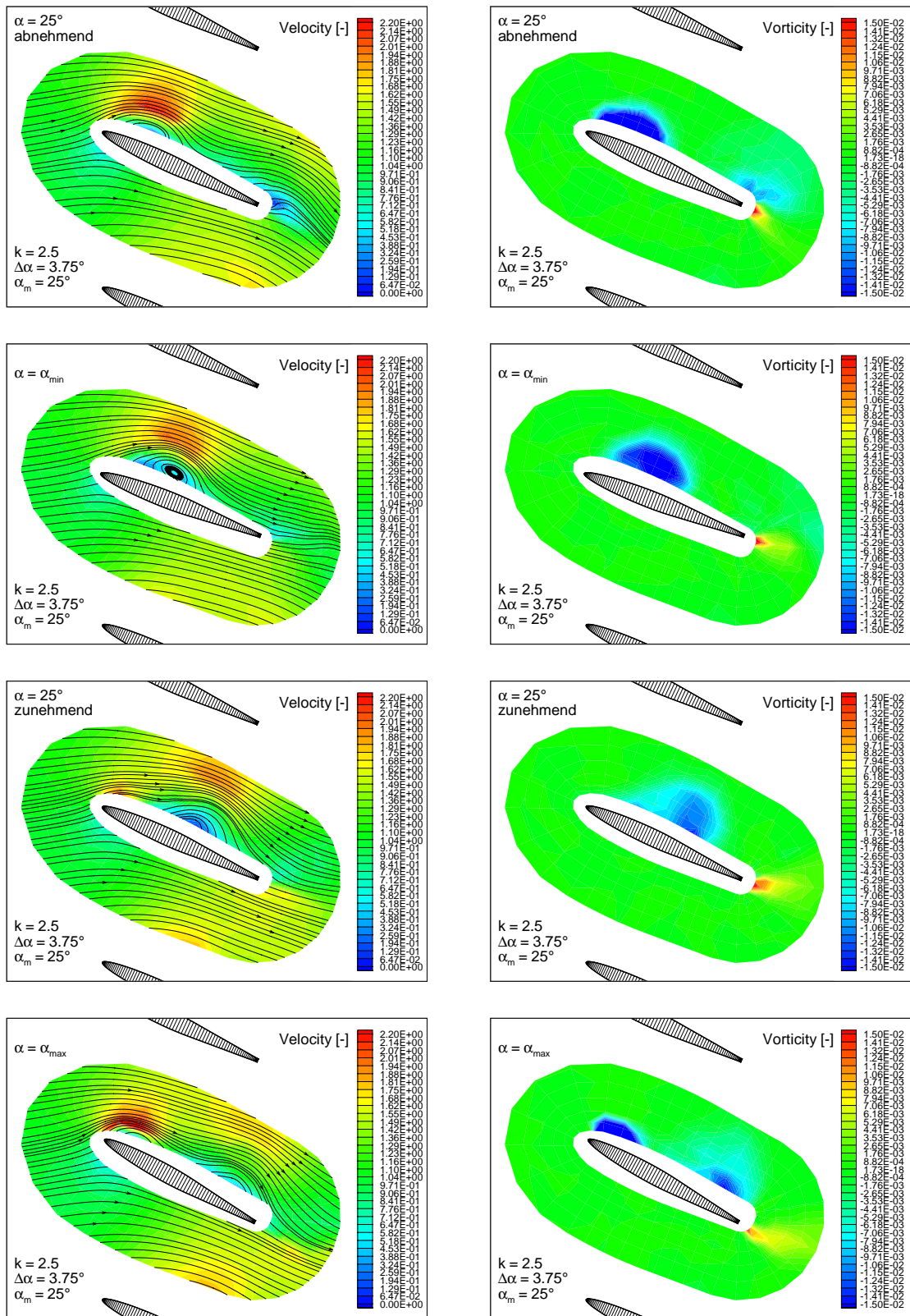


Abb. 6.2: Dimensionslose Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfelder für die Referenzuntersuchung bei verschiedenen Phasenlagen

Bei $\alpha = \alpha_{max}$ hat sich bereits ein neuer Vorderkantenwirbel gebildet. Die Intensität des Hinterkantenwirbels hat im Vergleich zu $\alpha = 25^\circ$ \uparrow etwas abgenommen. Der positive Einfluß des abschwimmenden Vorderkantenwirbels dominiert weiterhin die Strömung. In der folgenden Phase abnehmenden Anstellwinkels steigt die Umlenkung auf ihren Maximalwert bei $\alpha \approx 27.8^\circ$ und fällt dann wieder ab.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß die Schwingbewegung der Schaufel starken Einfluß auf die Strömung ausübt. Die Ausdehnung des Ablösegebiets verringert sich, so daß eine deutlich höhere Umlenkung erzielt wird.

6.1.2 Einfluß der reduzierten Frequenz

Ausgehend von der Referenzuntersuchung (vgl. Tabelle 6.1) werden zwei weitere reduzierte Frequenzen, $k = 1.25$ und $k = 3.75$, untersucht. Abb. 6.3 zeigt den Verlauf der dimensionslosen Umlenkung $\Delta c_u/c_o$ über dem Anstellwinkel α .

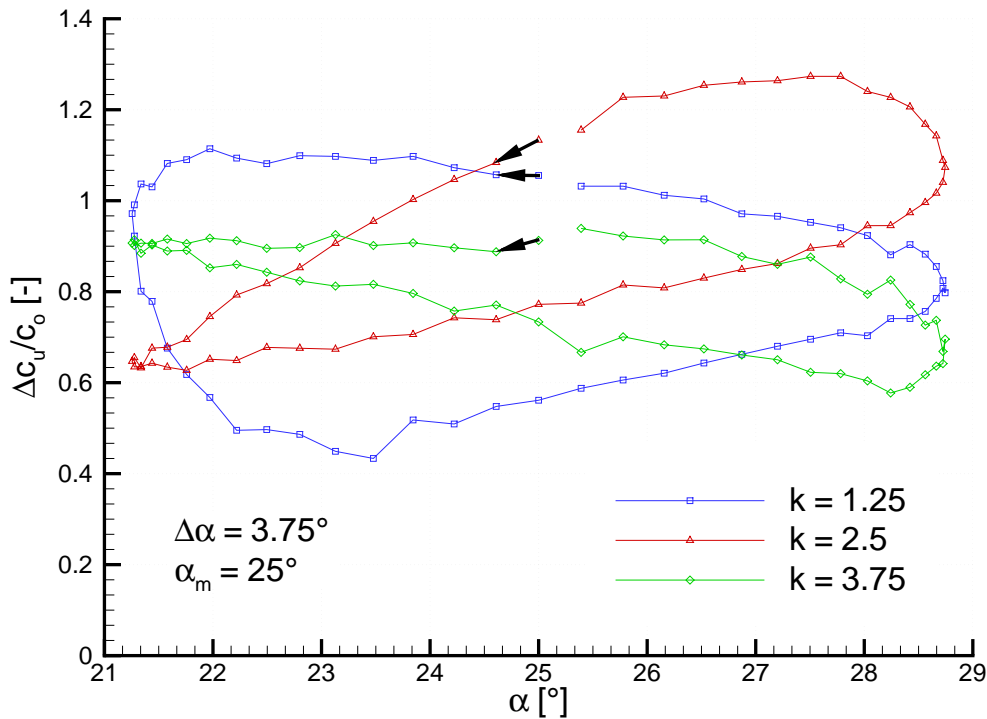


Abb. 6.3: Dimensionslose Umlenkung $\Delta c_u/c_o$ über dem Anstellwinkel α für unterschiedliche reduzierte Frequenzen k

Der Umlaufsinn der Umlenkungsverläufe ist durch Pfeile gekennzeichnet. Bei allen drei Verläufen besteht eine Hysterese zwischen der Phase zunehmenden und abnehmenden Anstellwinkels. Mit zunehmender Frequenz sinkt die Ausprägung der Hysterese. Der Mittelwert der Umlenkung ist bei $k = 2.5$ am höchsten und bei $k = 1.25$ und $k = 3.75$ etwa gleich. Der erwartete Zusammenhang, daß bei abnehmendem Anstellwinkel die Umlenkung sinkt und umgekehrt, ist nur bei $k = 2.5$ der Fall. Während bei $k = 2.5$ und $k = 3.75$ die Umlenkung bei $\alpha = \alpha_{min}$ nahezu konstant ist, fällt sie bei $k = 1.25$ steil ab.

Zur Erklärung der Verläufe sind in den Abbildungen 6.4 und 6.5 die dimensionslosen Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfelder für $k = 1.25$ und $k = 3.75$ bei den Anstellwinkeln $\alpha = 25^\circ \downarrow$, $\alpha = \alpha_{min} = 21.25^\circ$, $\alpha = 25^\circ \uparrow$ und $\alpha = \alpha_{max} = 28.75^\circ$ dargestellt. Die anschließende Interpretation bezieht sich auf die Referenzuntersuchung (vgl. Abb. 6.2).

Reduzierte Frequenz $k = 1.25$

Bei der reduzierten Frequenz $k = 1.25$ löst sich bei $\alpha = 25^\circ \downarrow$ gerade ein Teil des Vorderkantenwirbels ab. Stromab dieses Wirbels zeigt der Verlauf der Stromlinien eine an der Hinterkante anliegende Strömung. Während dieser Phase ist die Intensität des Hinterkantenwirbels gering. Im Zusammenhang mit der positiven Wirkung des abschwimmenden Vorderkantenwirbels steigt die Umlenkung trotz abnehmendem Anstellwinkel an.

Bei $\alpha = \alpha_{min}$ ist der Wirbel bis zur Hinterkante abgeschwommen und es kommt zur Interaktion mit dem entgegengesetzt drehenden Hinterkantenwirbel. Dadurch entsteht am Berührungsgebiet beider Wirbel ein quer zur Hauptströmungsrichtung gerichteter Stromlinienverlauf. Im Zusammenhang mit der beginnenden Phase zunehmenden Anstellwinkels verursacht dieser Stromlinienverlauf eine Verstärkung und Einschnürung des Hinterkantenwirbels. Dabei erstreckt sich der Hinterkantenwirbel zunehmend in den Bereich des saugseitigen Nachlaufs. Infolgedessen fällt die Umlenkung steil ab. Das Intensitätsmaximum des Hinterkantenwirbels und das Minimum der Umlenkung sind bei $\alpha \approx 23.5^\circ$ zu beobachten.

Bei $\alpha = 25^\circ \uparrow$ nimmt die Intensität des Hinterkantenwirbels bereits wieder ab. Seine linksdrehende Wirkung prägt jedoch weiterhin den Stromlinienverlauf im Nachlauf, so daß sich die Umlenkung auf vergleichsweise niedrigem Niveau befindet. Im weiteren Verlauf nimmt die Intensität des Hinterkantenwirbels weiter ab und die Umlenkung steigt an.

Bei $\alpha = \alpha_{max}$ ist der Einfluß des Hinterkantenwirbels gering. Unterdessen hat die Intensität des Vorderkantenwirbels stark zugenommen und die Strömung bleibt im Bereich der Hinterkante anliegend. Dadurch läßt sich erklären, daß trotz abnehmendem Anstellwinkel die Umlenkung zunimmt.

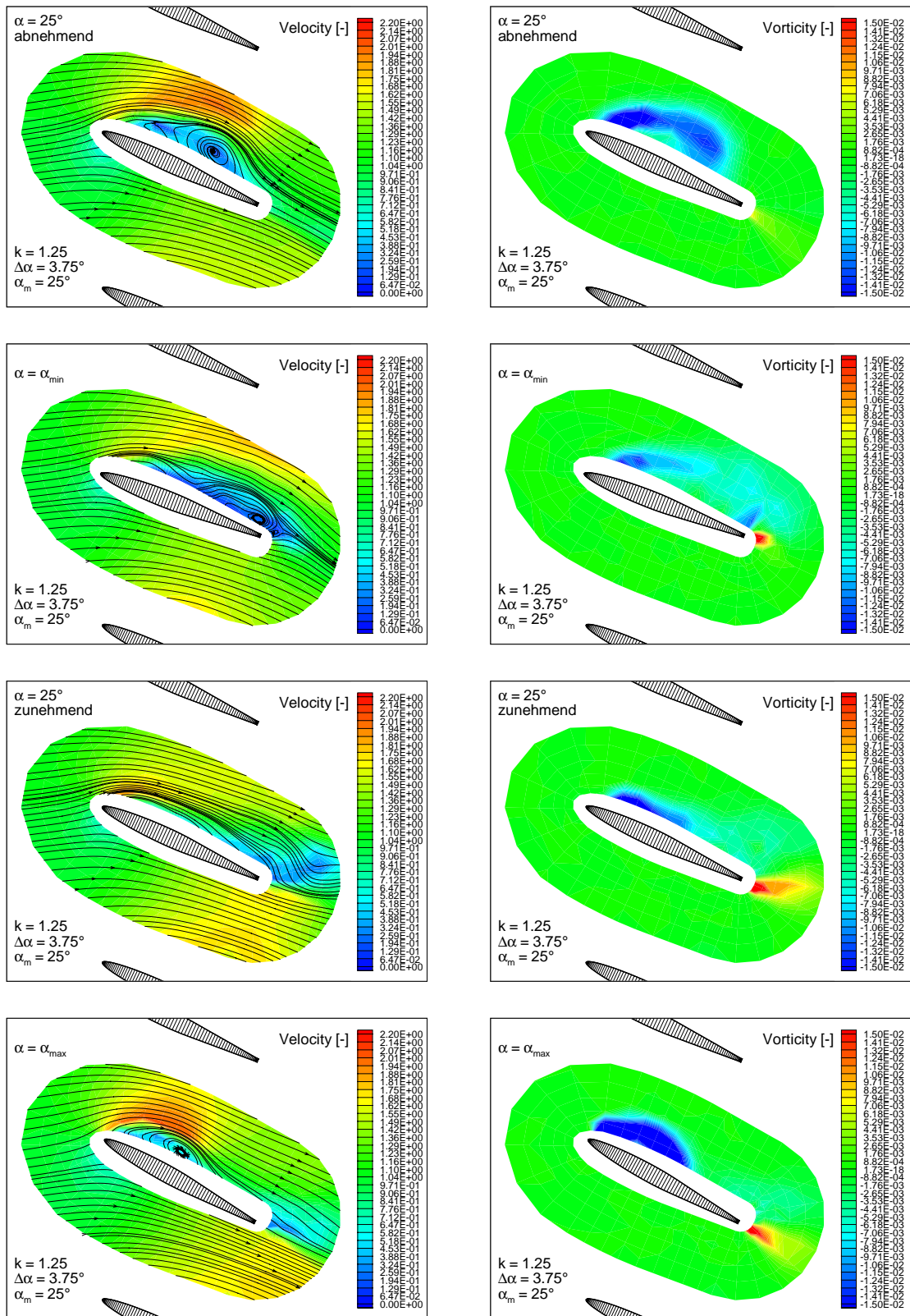


Abb. 6.4: Dimensionslose Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfelder für $k = 1.25$ bei verschiedenen Phasenlagen

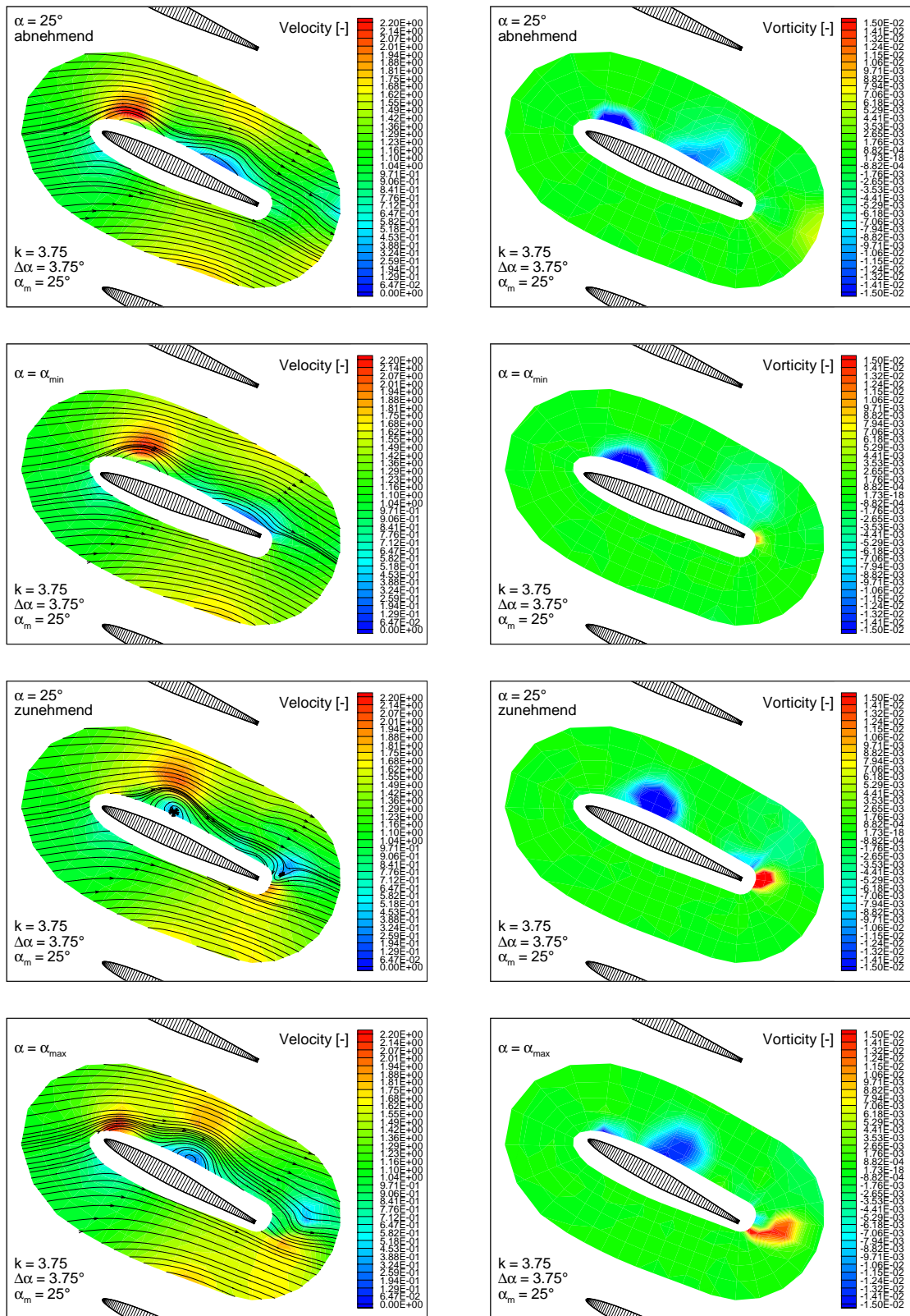


Abb. 6.5: Dimensionslose Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfelder für $k = 3.75$ bei verschiedenen Phasenlagen

Reduzierte Frequenz $k = 3.75$

Bei der reduzierten Frequenz $k = 3.75$ ist während der Phase abnehmenden Anstellwinkels die Umlenkung vorwiegend konstant. Bei $\alpha = 25^\circ \downarrow$ sind es wiederum drei Wirbel, die die Strömung charakterisieren. Zu erkennen sind der Vorder- und Hinterkantenwirbel sowie der abschwimmende Teil des Vorderkantenwirbels einer vorausgegangenen Periode. Bemerkenswert ist, daß sich der Hinterkantenwirbel in dieser Phasenlage nahezu vollständig von der Schaufel gelöst hat und abschwimmt. Der kurze Abstand zwischen den beiden rechtsdrehenden Vorderkantenwirbeln resultiert aus der kleinen Periodendauer im Vergleich zur Wirbelabschwimmdauer entlang einer Sehnenlänge. Anhand der Stromlinien erkennt man, daß sich der kurze Abstand der beiden Vorderkantenwirbel negativ auf die Umlenkung auswirkt. Die Umlenkung ist vergleichsweise gering.

Bei $\alpha = \alpha_{min}$ ist wiederum ein Hinterkantenwirbel zu erkennen. Der abschwimmende Vorderkantenwirbel befindet sich nahe der Hinterkante. Ähnlich wie bei $k = 1.25$ verläuft das Berührungsgebiet zwischen den beiden Wirbeln quer zur Hauptströmungsrichtung. Die durch diese Interaktion induzierte Strömung verstärkt das Einschnüren und die Intensität des Hinterkantenwirbels. Im weiteren Verlauf zunehmenden Anstellwinkels fällt die Umlenkung ab.

Bei $\alpha = 25^\circ \uparrow$ ist der beschriebene Einschnürvorgang weiter fortgeschritten. Am Stromlinienverlauf ist der Einfluß beider Wirbel deutlich feststellbar. Erkennbar ist auch die starke Wirkung des Vorderkantenwirbels. Mit weiter zunehmendem Anstellwinkel wird das Umlenkungsminimum erreicht und es kommt wiederum zu einem Anstieg der Umlenkung.

Bei $\alpha = \alpha_{max}$ steht der Hinterkantenwirbel im Zusammenhang mit der sich umkehrenden Schaufelbewegung unmittelbar vor der Ablösung von der Hinterkante. Der Vorderkantenwirbel hat sich bereits von der Vorderkante gelöst und ist bis zur Mitte der Schaufel abgeschwommen. Dadurch kompensiert er die negative Wirkung des in den saugseitigen Nachlauf ragenden Hinterkantenwirbels. Daher steigt trotz abnehmendem Anstellwinkel die Umlenkung im weiteren Verlauf an. An der Vorderkante ist bereits ein neuer Vorderkantenwirbel entstanden.

Zusammenfassung

Die reduzierte Frequenz hat einen starken Einfluß auf das Niveau und den Verlauf der Umlenkung. Abgeleitet vom Verlauf der Umlenkung über dem Anstellwinkel (vgl. Abb. 6.3) sind in Abb. 6.6 die minimale, mittlere und maximale Umlenkung über der reduzierten Frequenz aufgetragen. Die reduzierte Frequenz $k = 0$ steht für die fixierte Schaufel. In diesem Fall werden die minimale, mittlere und maximale Umlenkung durch Messungen mit fixierter Schaufel bei den Anstellwinkeln $\alpha = \alpha_{min} = 21.25^\circ$, $\alpha = 25.0^\circ$ und $\alpha = \alpha_{max} = 28.75^\circ$ bestimmt.

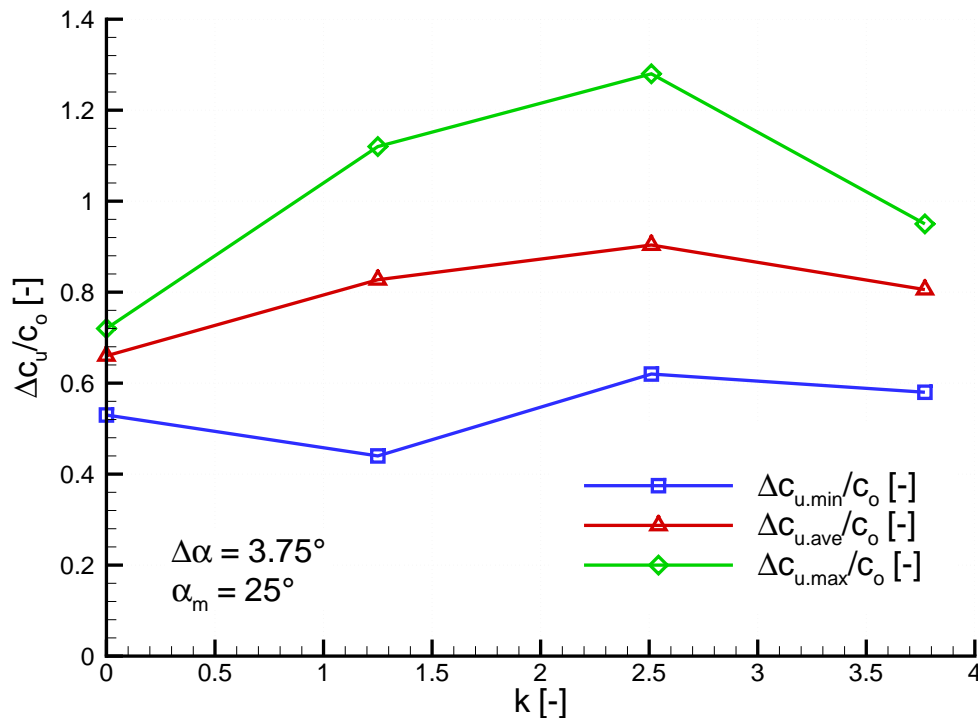


Abb. 6.6: Dimensionslose minimale, mittlere und maximale Umlenkung $\Delta c_u/c_o$ über der reduzierten Frequenz k

Die mittlere Umlenkung steigt mit der reduzierten Frequenz an und erreicht bei $k = 2.5$ ein Maximum. Gegenüber $k = 0$ beträgt die Erhöhung der Umlenkung 37 %. Für $k > 2.5$ fällt die Umlenkung ab. Ein analoger Verlauf, mit jedoch ausgeprägterer Steigung, ist für die maximale Umlenkung zu beobachten. Die minimale Umlenkung ist bei $k = 1.25$ kleiner als bei der fixierten Schaufel. Dies ist auf den ausgeprägten Hystereseeffekt bei $k = 1.25$ zurückzuführen. Der weitere Verlauf der minimalen Umlenkung erfolgt analog zur mittleren Umlenkung.

6.1.3 Einfluß der Amplitude

Ausgehend von der Referenzuntersuchung (vgl. Tabelle 6.1) werden zwei weitere Amplituden, $\Delta\alpha = 1.25^\circ$ und $\Delta\alpha = 6.25^\circ$, untersucht. Abb. 6.7 zeigt die Verläufe der dimensionslosen Umlenkung $\Delta c_u/c_o$ über dem Anstellwinkel. Der Umlaufsinn ist bei allen Kurven gleich. Es besteht jeweils eine Hysterese zwischen der Phase zunehmenden und abnehmenden Anstellwinkels. Im Vergleich ist die Hysterese bei $\Delta\alpha = 1.25^\circ$ gering. Bei allen drei Verläufen sinkt die Umlenkung mit abnehmendem

Anstellwinkel und umgekehrt. Der Mittelwert der Umlenkung ist bei $\Delta\alpha = 3.75^\circ$ und $\Delta\alpha = 6.25^\circ$ etwa gleich hoch. Bei $\Delta\alpha = 1.25^\circ$ ist die Umlenkung im Mittel geringer.

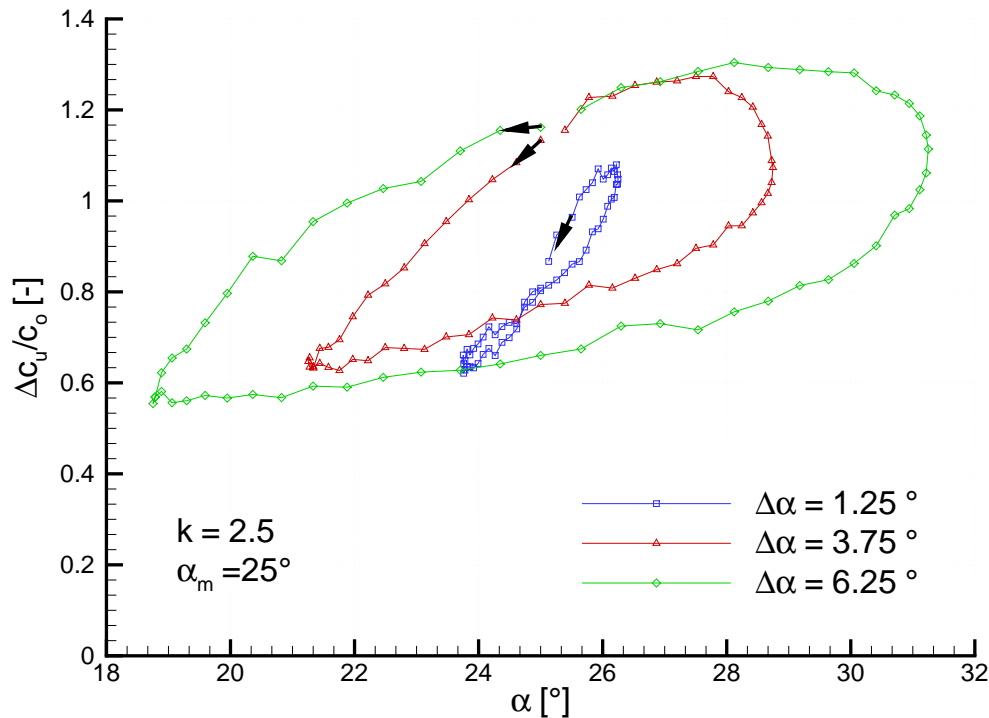


Abb. 6.7: Dimensionslose Umlenkung $\Delta c_u/c_o$ über dem Anstellwinkel α für unterschiedliche Amplituden $\Delta\alpha$

Der Umlaufsinn ist bei allen Kurven gleich. Es besteht jeweils eine Hysterese zwischen der Phase zunehmenden und abnehmenden Anstellwinkels. Im Vergleich ist die Hysterese bei $\Delta\alpha = 1.25^\circ$ gering. Bei allen drei Verläufen sinkt die Umlenkung mit abnehmendem Anstellwinkel und umgekehrt. Der Mittelwert der Umlenkung ist bei $\Delta\alpha = 3.75^\circ$ und $\Delta\alpha = 6.25^\circ$ etwa gleich hoch. Bei $\Delta\alpha = 1.25^\circ$ ist die Umlenkung im Mittel geringer.

Zur Erklärung der Verläufe in Abb. 6.7 sind in den Abbildungen 6.8 und 6.9 die dimensionslosen Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfelder für $\Delta\alpha = 1.25^\circ$ und $\Delta\alpha = 6.25^\circ$ bei den Anstellwinkeln $\alpha = 25^\circ \downarrow$, $\alpha = \alpha_{min} = 21.25^\circ$, $\alpha = 25^\circ \uparrow$ und $\alpha = \alpha_{max} = 28.75^\circ$ dargestellt. Die Amplitude $\Delta\alpha = 3.75^\circ$ entspricht der Referenzuntersuchung (vgl. Abb. 6.2).

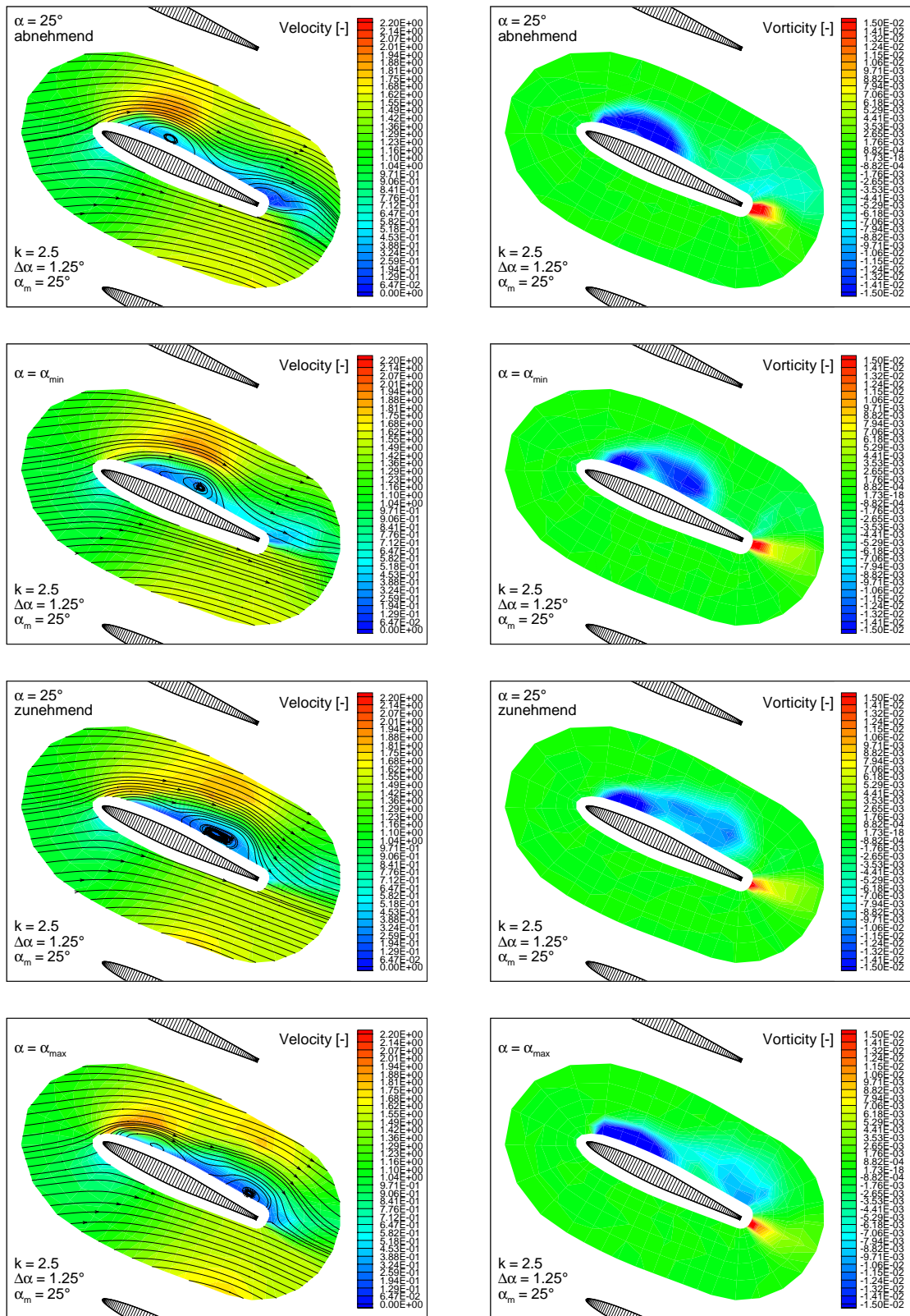


Abb. 6.8: Dimensionslose Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfelder für $\Delta\alpha = 1.25^\circ$ bei verschiedenen Phasenlagen

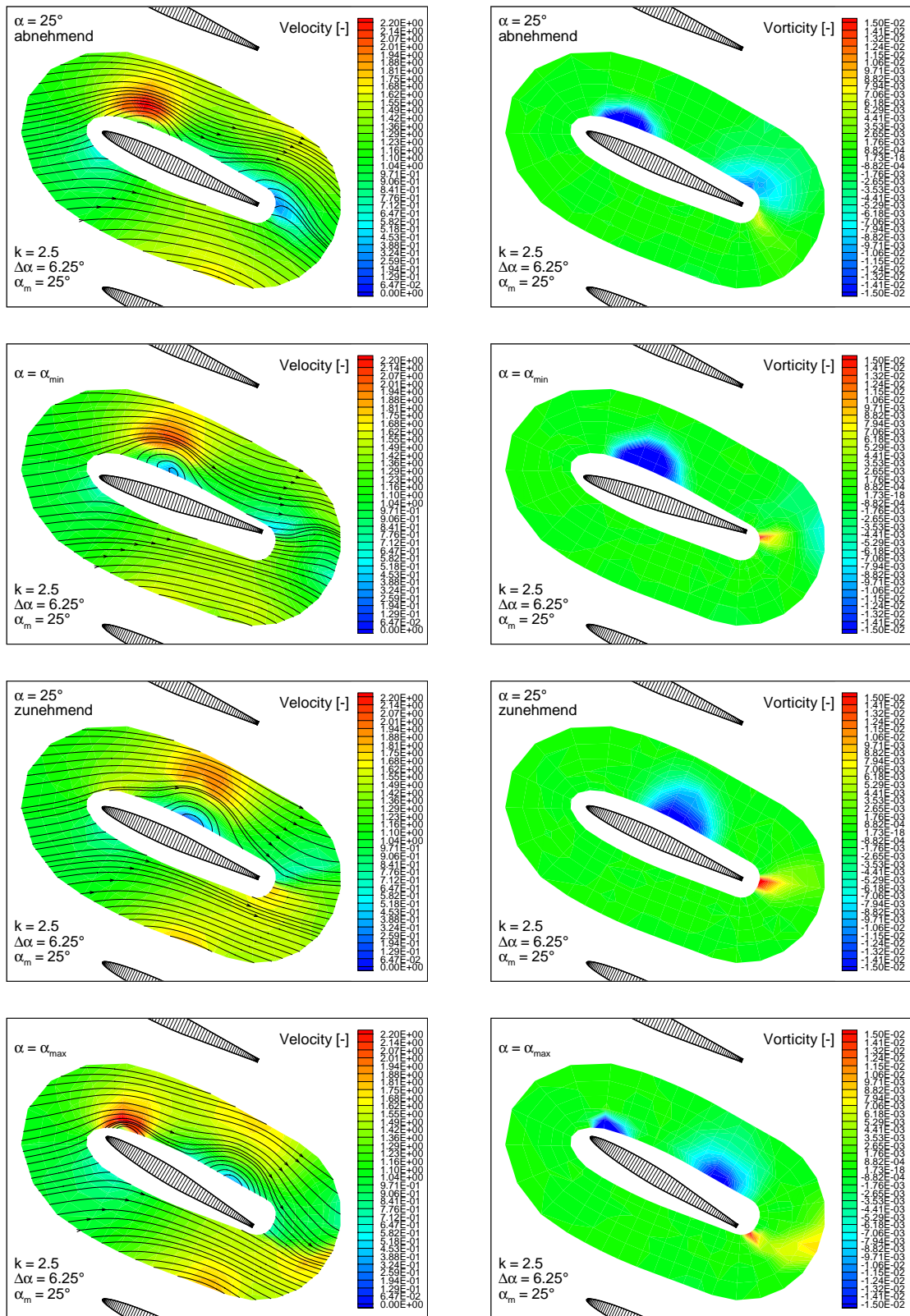


Abb. 6.9: Dimensionslose Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfelder für $\Delta\alpha = 6.25^\circ$ bei verschiedenen Phasenlagen

Amplitude $\Delta\alpha = 1.25^\circ$

Bei $\Delta\alpha = 1.25^\circ$ ist die Umlenkungshysterese gering. Nur im Bereich $\alpha > 25^\circ$ unterscheidet sich die Umlenkung bei zunehmenden und abnehmenden Anstellwinkeln. Bei allen Phasenlagen ist ein ausgeprägter Vorder- und Hinterkantenwirbel vorhanden. Im Vergleich ändert sich die Intensität dieser Wirbel nur schwach. Während einer Periode löst sich nur ein vergleichsweise kleiner Teil des Vorderkantenwirbels und schwimmt ab.

Wegen der geringen Amplitude sind Geschwindigkeitsmessungen schon ab einem Schaufelabstand von 7 mm möglich. Man erkennt an den Stromlinien deutlich die abschwimmende Ablöseblase auf der Saugseite. Im Vergleich zur Amplitude $\Delta\alpha = 3.75^\circ$ ist die Intensität des abschwimmenden Wirbels gering. Aufgrund der schwächeren Kippbewegung der Schaufelnase löst sich nur ein kleiner Teil des Vorderkantenwirbels. Im Verlauf des Abschwimmens dieses rechtsdrehenden Wirbels kommt es zu einer Verbesserung der Umlenkung und zur Abschwächung der negativen Wirkung des Hinterkantenwirbels. Entsprechend der geringen Intensität des abschwimmenden Wirbels ist der Einfluß auf die Umlenkung gering.

Amplitude $\Delta\alpha = 6.25^\circ$

Bei der Amplitude $\Delta\alpha = 6.25^\circ$ tritt die größte Hysterese auf. Die Umlenkung verläuft ähnlich wie bei $\Delta\alpha = 3.75^\circ$. Ein breites Umlenkungsminimum entsteht bei $\alpha = \alpha_{min}$ und das Umlenkungsmaximum entsteht kurz nach $\alpha = \alpha_{max}$ während der Phase abnehmenden Anstellwinkels.

Anhand der Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfelder wird deutlich, daß sich aufgrund der starken Kippbewegung der Schaufelnase ein großer Teil des Vorderkantenwirbels ablöst. Der im weiteren Verlauf abschwimmende Wirbel beeinflusst die Umlenkung stark.

Die Intensität des Hinterkantenwirbels ändert sich während einer Periode stark. Bei $\alpha = 25^\circ \downarrow$ sie durch den abschwimmenden Wirbel geschwächt. Entsprechend groß ist die Umlenkung in dieser Phasenlage. Ab $\alpha = \alpha_{min}$ kommt es im Verlauf zunehmenden Anstellwinkels zu einer starken Zunahme des Hinterkantenwirbels. Im Zusammenhang mit der großen Schwingbewegung der Hinterkante ragt der Hinterkantenwirbel in den saugseitigen Nachlauf der Schaufel. Dieser Effekt mindert die Umlenkung.

Zusammenfassung

Der Einfluß der Amplitude äußert sich in der Intensität der auftretenden Wirbel. Mit steigender Amplitude wächst der Anteil des Vorderkantenwirbels, der sich aufgrund der Kippbewegung der Schaufelnase ablöst und der Hinterkantenwirbel ragt zunehmend in den saugseitigen Bereich des Nachlaufs. In Abb. 6.10 sind die minimale, mittlere und maximale Umlenkung über der Amplitude aufgetragen.

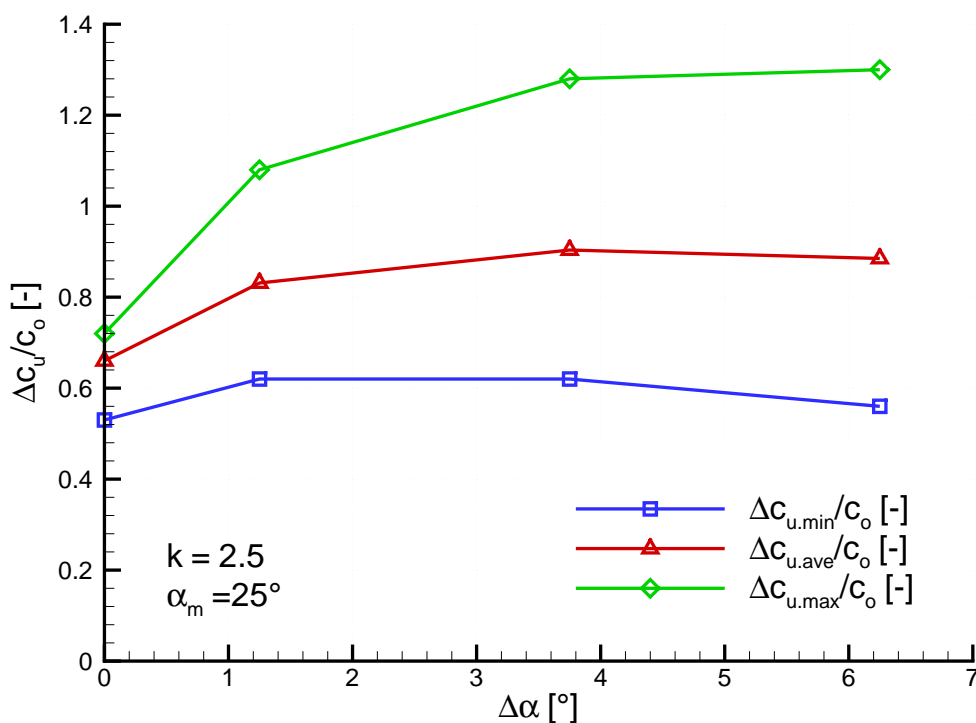


Abb. 6.10: Dimensionslose minimale, mittlere und maximale Umlenkung $\Delta c_u/c_o$ über der Amplitude $\Delta\alpha$

Die Amplitude $\Delta\alpha = 0^\circ$ steht für die fixierte Schaufel. Die mittlere Umlenkung steigt bis $\Delta\alpha = 3.75^\circ$ an und fällt dann leicht ab. Dieser Verlauf läßt sich anhand der steigenden Intensität des abschwimmenden Vorderkantenwirbels erklären. Die damit verbundene Steigerung der Umlenkung wird jedoch zunehmend durch den negativen Einfluß des Hinterkantenwirbels kompensiert. Die Verläufe der minimalen und maximalen Umlenkung belegen diesen Zusammenhang ebenso.

6.1.4 Einfluß des Anstellwinkels

Zur Untersuchung des Einfluß des Anstellwinkels wird der Anstellwinkel sowohl bei fixierter als auch bei schwingender Schaufel variiert. Den Fall der fixierten Schaufel dokumentiert Abb 6.11. Es sind jeweils die dimensionslosen Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfelder für die Anstellwinkel $\alpha = 20^\circ$, $\alpha = 25^\circ$ und $\alpha = 30^\circ$ dargestellt.

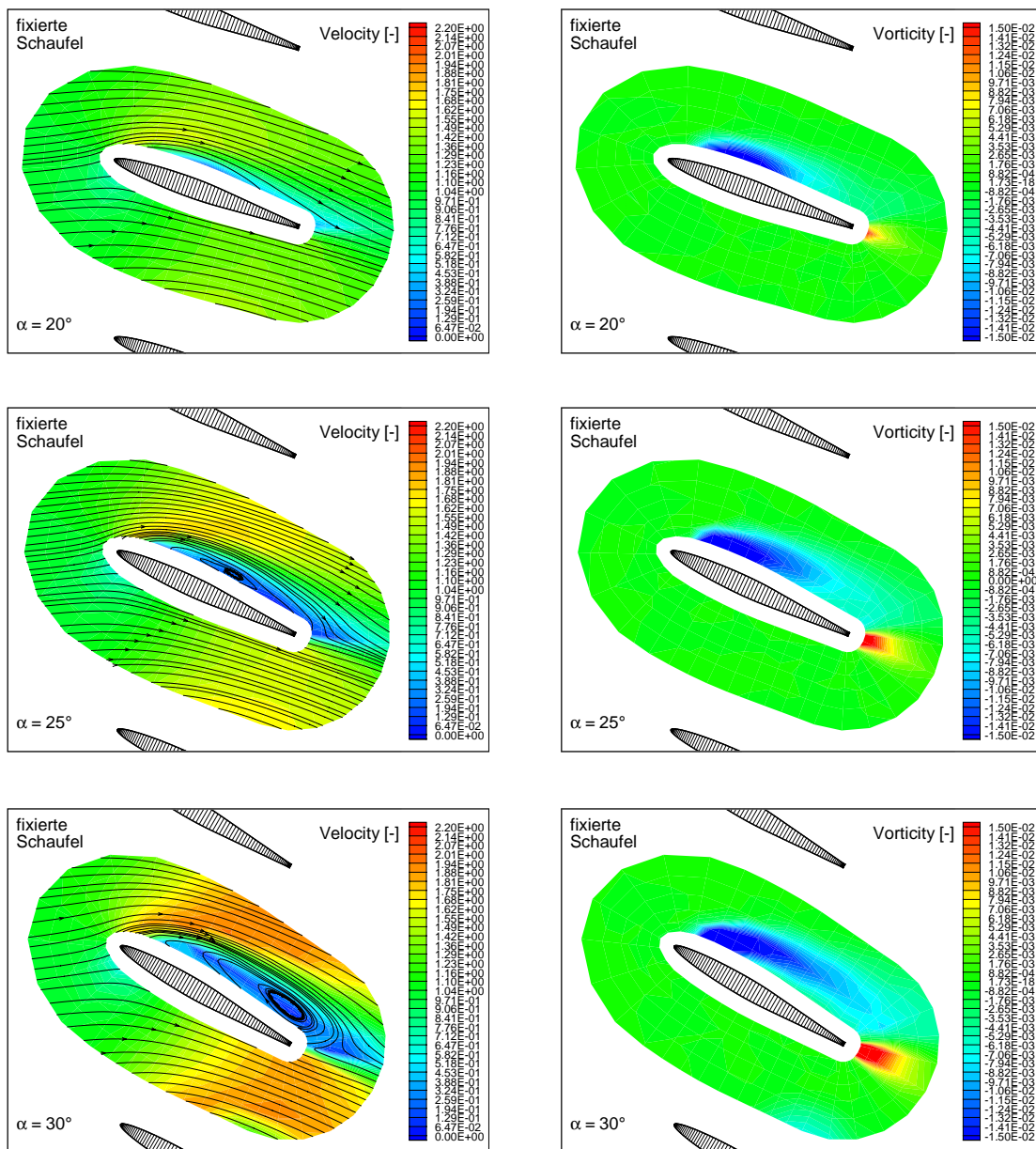


Abb. 6.11: Dimensionslose Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfelder für die Anstellwinkel $\alpha = 20^\circ$, $\alpha = 25^\circ$ und $\alpha = 30^\circ$ bei fixierter Schaufel

Der erwartete Zusammenhang, daß sich das Ablösegebiet mit zunehmendem Anstellwinkel vergrößert, wird bestätigt. Die Intensität des Vorder- und Hinterkantenvirbels nimmt mit dem Anstellwinkel zu. Bei $\alpha = 30^\circ$ erstreckt sich der Vorderkantenvirbel bis zur Hinterkante und die Strömung ist vollständig abgelöst.

Für den Fall der schwingenden Schaufel werden, ausgehend von der Referenzuntersuchung, zwei weitere mittlere Anstellwinkel, $\alpha = 20^\circ$ und $\alpha = 30^\circ$, untersucht. Abb. 6.12 zeigt die Verläufe der dimensionslosen Umlenkungen $\Delta c_u/c_o$ über dem Anstellwinkel.

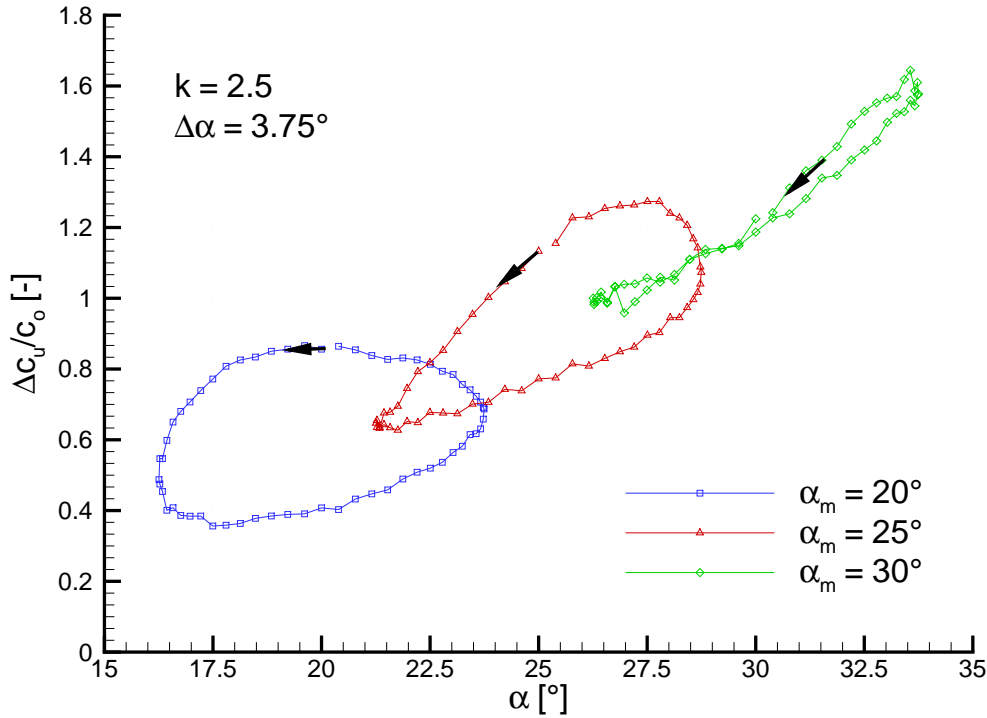


Abb. 6.12: Dimensionslose Umlenkung $\Delta c_u/c_o$ über dem Anstellwinkel α für unterschiedliche mittlerer Anstellwinkel α_m

Bei $\alpha_m = 20^\circ$ ist eine ausgeprägte Umlenkungshysterese vorhanden. Die Umlenkungshysterese sinkt mit zunehmendem mittleren Anstellwinkel, so daß bei $\alpha_m = 30^\circ$ kaum noch Hystereseeffekte auftreten.

Zur Erklärung der Verläufe in Abb. 6.12 sind in den Abbildungen 6.13 und 6.14 die dimensionslosen Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfelder für $\alpha_m = 20^\circ$ und $\alpha_m = 30^\circ$ bei den Anstellwinkeln $\alpha = 25^\circ \downarrow$, $\alpha = \alpha_{min} = 21.25^\circ$, $\alpha = 25^\circ \uparrow$ und $\alpha = \alpha_{max} = 28.75^\circ$ dargestellt. Der mittlere Anstellwinkel $\alpha_m = 25^\circ$ entspricht der Referenzuntersuchung (vgl. Abb. 6.2).

Mittlerer Anstellwinkel $\alpha_m = 20^\circ$

Bei $\alpha_m = 20^\circ$ ist wiederum ein periodisches Abschwimmen des Vorderkantenwirbels feststellbar. Im Vergleich zur Referenzuntersuchung ist die Intensität des Vorderkantenwirbels gering. Im Zusammenhang mit dem geringen Anstellwinkel löst sich durch die Kippbewegung der Vorderkante ein großer Teil des Vorderkantenwirbels und schwimmt entlang der Saugseite ab. Da der Mittelwert der Umlenkung klein ist, verursacht der abschwimmende Vorderkantenwirbel eine starke Umlenkungshysterese.

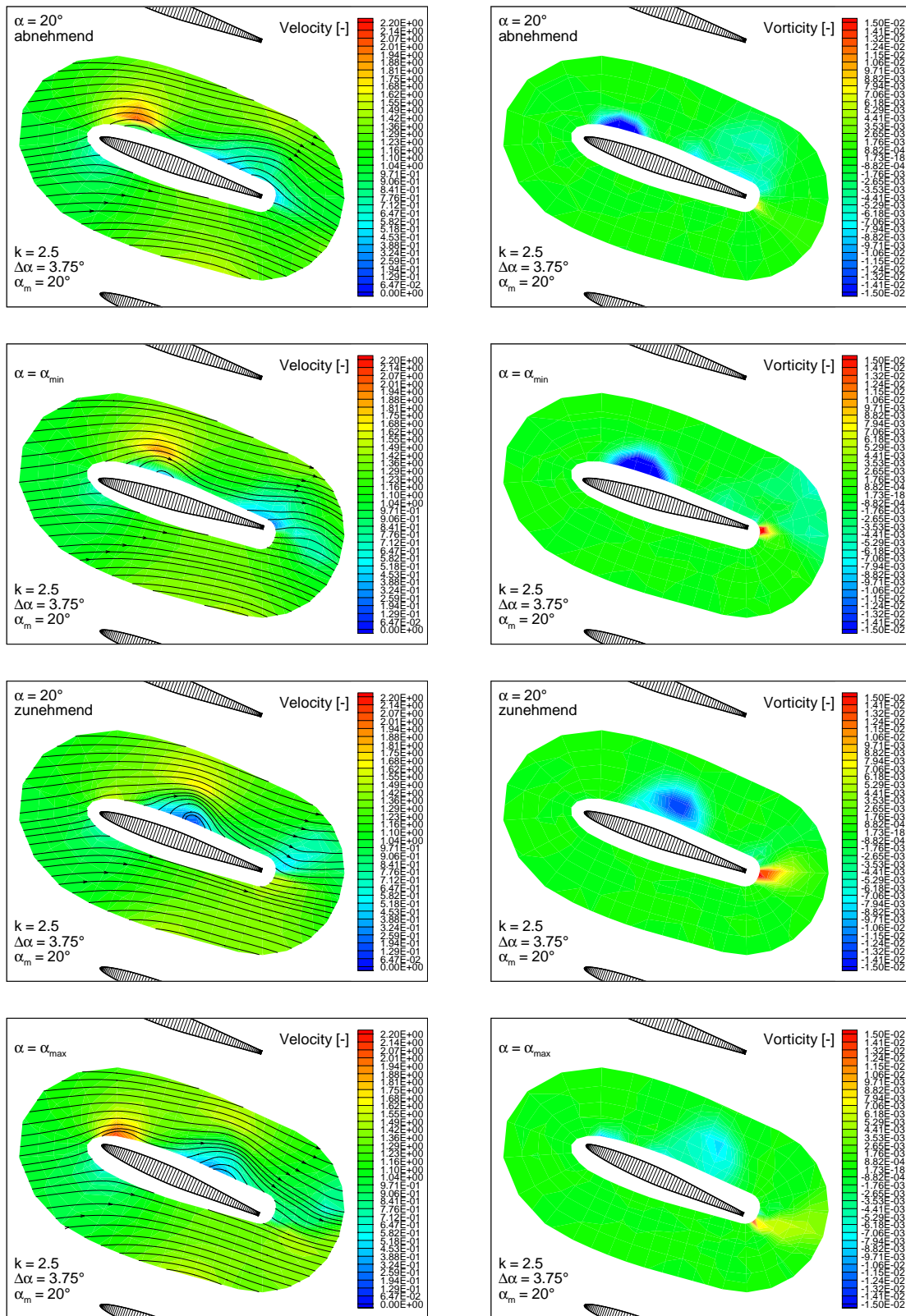


Abb. 6.13: Dimensionslose Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfelder für $\alpha_m = 20^\circ$ bei verschiedenen Phasenlagen

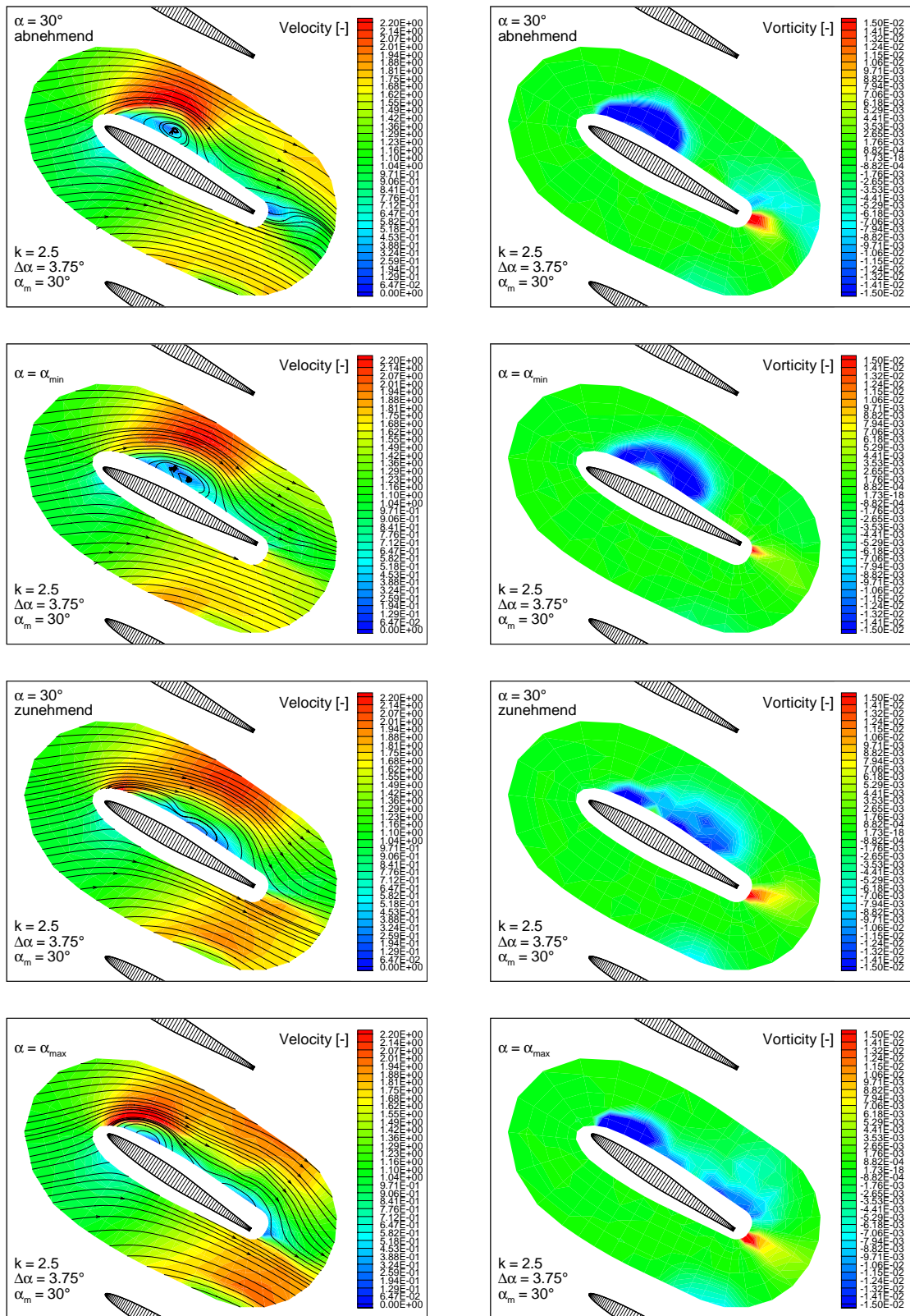


Abb. 6.14: Dimensionslose Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfelder für $\alpha_m = 30^\circ$ bei verschiedenen Phasenlagen

Bei $\alpha = 20^\circ \downarrow$ befindet sich der abschwimmende Vorderkantenwirbel gerade an der Hinterkante und der Hinterkantenwirbel ist nur schwach ausgeprägt. Entsprechend stark ist die Wirkung des abschwimmenden Vorderkantenwirbels. In dieser Phasenlage ist die Umlenkung maximal.

Im weiteren Verlauf schwimmt der Vorderkantenwirbel weiter ab und die Intensität des Hinterkantenwirbels nimmt zu. Bei der Phasenlage $\alpha = \alpha_{min}$ ist dieser Zustand dokumentiert. Entsprechend verringert sich die Umlenkung stark.

Bei $\alpha = 20^\circ \uparrow$ ist die Intensität des Hinterkantenwirbels maximal. In dieser Phasenlage hat sich bereits wieder ein Vorderkantenwirbel gelöst. Sein positiver Einfluß auf die Umlenkung wächst mit Annäherung an die Hinterkante. Entsprechend steigt im weiteren Verlauf zunehmenden Anstellwinkels die Umlenkung an.

Bei $\alpha = \alpha_{max}$ befindet sich der abschwimmende Vorderkantenwirbel kurz vor der Hinterkante. Die Intensität des Hinterkantenwirbels hat sich verringert. Dementsprechend steigt die Umlenkung an.

Mittlerer Anstellwinkel $\alpha_m = 30^\circ$

Bei $\alpha_m = 30^\circ$ ist die Umlenkungshysterese gering. Es herrscht ein breites Minimum bzw. Maximum bei den Anstellwinkeln $\alpha_m = \alpha_{min}$ bzw. $\alpha_m = \alpha_{max}$. Prinzipiell sind die gleichen Ablösungen und Wirbelinteraktionen zu beobachten. Im Vergleich zur Referenzuntersuchung ist die Intensität des Vorderkantenwirbels stärker. Die Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsverläufe bei $\alpha = 30^\circ \downarrow$ verdeutlichen diesen Zusammenhang.

Bei $\alpha = \alpha_{min}$ hat sich etwa die Hälfte des Vorderkantenwirbels gelöst. Trotz der geringen Intensität des Hinterkantenwirbels ist die Umlenkung minimal.

Im weiteren Verlauf löst sich der abschwimmende Wirbel nicht vollständig von der Vorderkante. Bei $\alpha = 30^\circ \uparrow$ ist dies sowohl am Geschwindigkeits- als am Wirbelintensitätsfeld erkennbar. Im Gegensatz zu $\alpha_m = 20^\circ$ kommt es bei $\alpha_m = 30^\circ$ zu einer Ausdehnung des Vorderkantenwirbels über die Saugseite der Schaufel.

Bei $\alpha = \alpha_{max}$ sind die noch zusammenhängenden Teile des Vorderkantenwirbels über die gesamte Saugseite verteilt. Der positive Einfluß des sich bis zur Hinterkante ausdehnenden Vorderkantenwirbels kompensiert den negativen Einfluß des Hinterkantenwirbels auf die Umlenkung. In dieser Phasenlage herrscht ein breites Umlenkungsmaximum.

Zusammenfassung

Naturgemäß steigt mit zunehmendem Anstellwinkel die Umlenkung in einem Gitter an. Dieser Zusammenhang gilt bei fixierter und schwingender Schaufel im Gitterverband gleichermaßen. Abgeleitet vom Verlauf der Umlenkung über dem Anstellwinkel (vgl. Abb. 6.12) sind in Abb. 6.15 die minimale, mittlere und maximale Umlenkung

über dem mittleren Anstellwinkel aufgetragen. Zusätzlich enthält Abb. 6.15 den Umlenkungsverlauf bei fixierter Schaufel.

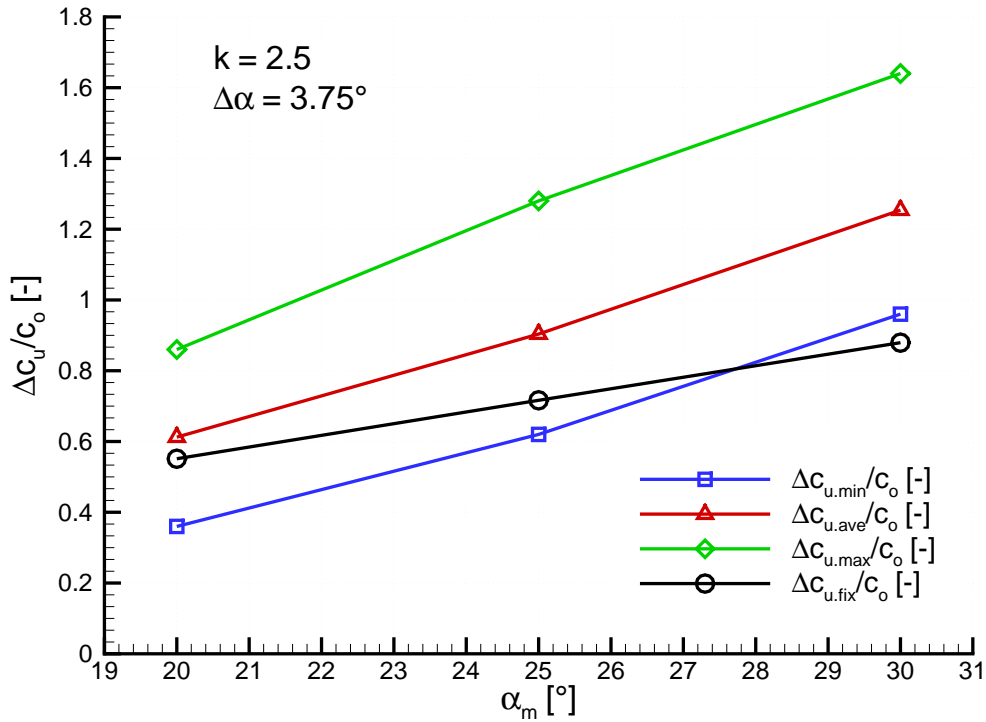


Abb. 6.15: Dimensionslose minimale, mittlere und maximale Umlenkung $\Delta c_u/c_o$ bei schwingender sowie fixierter Schaufel über dem mittleren Anstellwinkel α_m

Gegenüber der Umlenkung bei fixierter Schaufel sind die größten Effekte durch eine schwingende Schaufel bei $\alpha_m = 30^\circ$ zu erzielen. In diesem Fall erhöht sich die Umlenkung um ca. 47 %. Offensichtlich ist eine vollständige Ablösung des abschwimmenden Vorderkantenwirbels von der Vorderkante nicht erforderlich, um einen positiven Einfluß auf die Umlenkung zu erreichen.

Bei $\alpha_m = 20^\circ$ ist die mit schwingender Schaufel erzielte Umlenkung nur um ca. 14 % höher als bei fixierter Schaufel. Bis zu einem mittleren Anstellwinkel von ca. 28° liegt aufgrund der starken Umlenkungshysterese die minimale Umlenkung bei schwingender Schaufel unterhalb der Umlenkung bei fixierter Schaufel.

6.2 Impuls- und Energiebilanz

Um die Impuls- und Energiebilanz um eine umströmte Schaufel zu berechnen, werden Druckmessungen entlang einer geeigneten Kontrollraumgrenze durchgeführt. In Abb. 2.6 ist der verwendete Kontrollraum und seine Grenzen prinzipiell dargestellt.

Anhand der in Abschnitt 4.4.2 beschriebenen Totaldruckmeßtechnik wird der Totaldruck an 44 auf der äußeren Kontrollraumgrenze verteilten Meßpunkten gemessen. Sowohl für die Durchführung der Totaldruckmessung als auch für die Auswertung der Impuls- und Energiegleichungen sind Geschwindigkeitsmessungen erforderlich. Zu diesem Zweck werden LDA-Messungen im Kontrollraum und auf der äußeren Begrenzung durchgeführt. Das verwendete Meßgitter besteht aus 264 Meßpunkten. Die Meßpunkte für die Totaldruckmessung und die LDA-Messung auf der äußeren Kontrollraumgrenze sind identisch.

Anhand der Strömungsgeschwindigkeit und des Totaldruckes läßt sich der statische Druck p bestimmen. Es gilt:

$$p = p_{tot} - \frac{\rho}{2}c^2 \quad (6.1)$$

Somit liegen alle Größen vor, um die Gleichungen 2.17, 2.21 und 2.30 bzw. die zugehörigen dimensionslosen Beiwerte zu bestimmen.

Im Vergleich zu den LDA-Messungen sind die Totaldruckmessungen sehr aufwendig, da die Positionierung der Totaldrucksonde manuell erfolgt. Aus diesem Grund beschränken sich die Untersuchungen zur Impuls- und Energiebilanz auf jeweils eine Parametereinstellung bei fixierter und schwingender Schaufel.

Um den Meßbereich des Totaldruckaufnehmers besser auszunutzen, ist eine Anpassung der Strömungsgeschwindigkeit erforderlich. Gegenüber der eingestellten Zuströmgeschwindigkeit bei der Untersuchung des Strömungsfeldes und der Umlenkung (vgl. Abschnitt 6.1) wird die Zuströmgeschwindigkeit um ca. 50 % auf 16.8 m/s erhöht.

Um die dauernde mechanische Belastung des Kurbeltriebs zu begrenzen, werden die Untersuchungen bei schwingender Schaufel mit einer Frequenz von 80 Hz durchgeführt. Die sich im Zusammenhang mit der erhöhten Zuströmgeschwindigkeit ergebende reduzierte Frequenz beträgt 1.65.

In Tabelle 6.2 sind die Parameter zur Auswertung der in den nächsten Abschnitten folgenden Impuls- und Energiebilanz eingetragen. Mit Ausnahme der reduzierten Frequenz werden die gleichen Versuchsparameter wie bei der Referenzuntersuchung in Abschnitt 6.1.1 verwendet.

fixierte Schaufel	
Anstellwinkel α [°]	25.0
schwingende Schaufel	
Reduzierte Frequenz k [–]	1.65
Amplitude $\Delta\alpha$ [°]	3.75
Mittlerer Anstellwinkel α_m [°]	25.0

Tabelle 6.2: Parameter zur Auswertung der Impuls- und Energiebilanz am Einzelgitter

6.2.1 Auftrieb, Widerstand und Drehmoment

Nach den Gleichungen 2.17 und 2.21 sind zur Berechnung der Schaufelkraft und des Schaufelmoments drei additiv verknüpfte Terme zu bestimmen. Es sind dies der instationäre Term, der konvektive Term und der Druckterm. Der konvektive Term beschreibt den Impulstransport über die äußere Kontrollraumgrenze und wird im folgenden als Impulsterm bezeichnet.

Um zu veranschaulichen, welchen Beitrag die einzelnen Terme zum Auftrieb, Widerstand und Schaufelmoment leisten, wird der Einfachheit halber zunächst die fixierte Schaufel betrachtet.

fixierte Schaufel

Abb. 6.16 zeigt die Geschwindigkeitsvektoren und die Druckverteilung auf der äußeren Kontrollraumgrenze bei fixierter Schaufel. Anhand der Geschwindigkeitsvektoren ist die Nachlaufdelle der Schaufel zu erkennen. Die Darstellung des Druckes erfolgt dimensionslos. Normierungsgröße ist der dynamische Druck $\frac{\rho}{2}c_o^2$. Das Druckniveau ist so gewählt, daß der Druck am Kontrollraumeintritt verschwindet. An den teilungsperiodischen Rändern des Kontrollraums herrschen an gegenüberliegenden Punkten annähernd gleiche Geschwindigkeiten und Drücke. Es liegt eine teilungsperiodische Gitterströmung vor. Der Nachlauf der Schaufel hat nur geringen Einfluß auf die Druckverteilung am Kontrollraumaustritt.

Bei fixierter Schaufel kann der instationäre Term vernachlässigt werden, da im Vergleich zur schwingenden Schaufel nur untergeordnete Geschwindigkeitsschwankungen vorliegen. Um die Schaufelkräfte und -momente zu bestimmen, sind daher nur die Impuls- und Druckterme zu berücksichtigen.

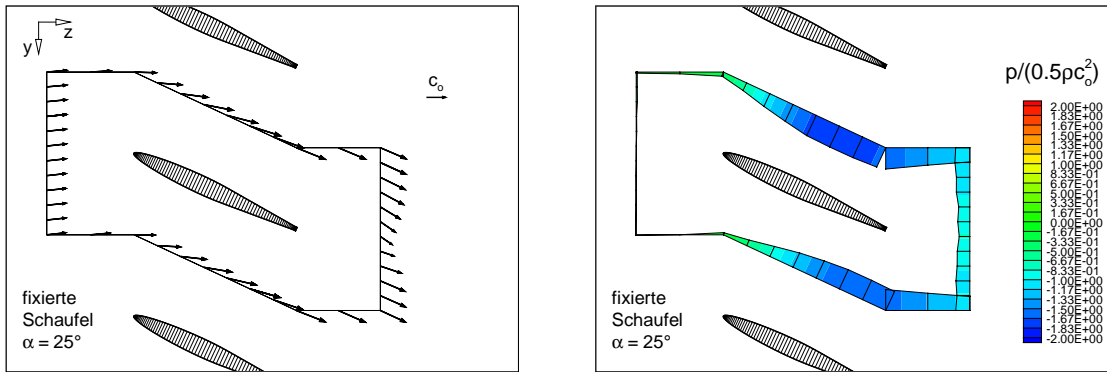


Abb. 6.16: Geschwindigkeitsvektoren und Druckverteilung auf der äußeren Kontrollraumgrenze bei fixierter Schaufel

Anhand der Geschwindigkeitsvektoren und Druckverteilung nach Abb. 6.16 ist es schwierig, die Kraft und Momentenbeiträge der einzelnen Terme plausibel zu erklären. Aus diesem Grund werden im folgenden die Integranden des Impuls- und Druckterms betrachtet. Beim Impulsterm entspricht der Integrand der Impulskraftdichte \vec{f}_i bzw. der Impulsmomentendichte \vec{m}_i und beim Druckterm der Druckkraftdichte \vec{f}_p bzw. der Druckmomentendichte \vec{m}_p . Mit \vec{n}_e als Einheitsvektor normal zur äußeren Kontrollraumfläche gilt:

$$\vec{f}_i = \rho \vec{c} (\vec{c} \cdot \vec{n}_e) = \begin{pmatrix} 0 \\ f_{iy} \\ f_{iz} \end{pmatrix} = \rho (c_y n_y + c_z n_z) \begin{pmatrix} 0 \\ c_y \\ c_z \end{pmatrix} \quad (6.2)$$

$$\vec{f}_p = p \vec{n}_e = \begin{pmatrix} 0 \\ f_{iy} \\ f_{iz} \end{pmatrix} = p \begin{pmatrix} 0 \\ n_y \\ n_z \end{pmatrix} \quad (6.3)$$

$$\vec{m}_i = \rho (\vec{r}_O \times \vec{c}) \vec{c} \cdot \vec{n}_e = \begin{pmatrix} m_{ix} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \rho (c_y n_y + c_z n_z) \begin{pmatrix} 0 \\ r_y \\ r_z \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 0 \\ c_y \\ c_z \end{pmatrix} \quad (6.4)$$

$$\vec{m}_p = p (\vec{r}_O \times \vec{c}) = \begin{pmatrix} m_{px} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = p \begin{pmatrix} 0 \\ r_y \\ r_z \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 0 \\ c_y \\ c_z \end{pmatrix} \quad (6.5)$$

Die Beiträge zur Auftriebskraft durch die Impuls- und die Druckkraftdichte, f_{iy} und f_{py} , sind in Abb. 6.17 dargestellt. Der Kraftbeitrag ist durch den Pfeil an der Schaufel symbolisiert. Der Betrag der Impuls- und Druckkraftdichte ist mit dem dynamischen Druck $\frac{\rho}{2}c_o^2$ normiert und durch die Farbskala sowie der Länge der Flächennormalen quantitativ gekennzeichnet.

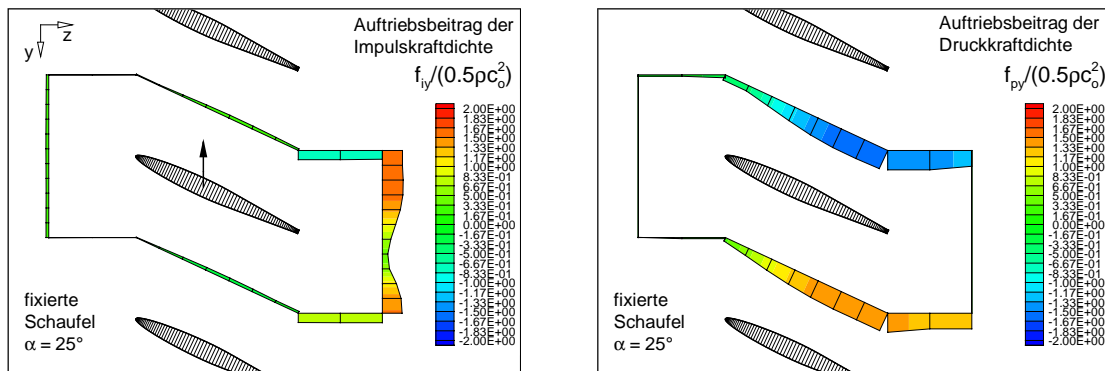


Abb. 6.17: Auftriebsbeiträge durch die Impuls- und Druckkraftdichte bei fixierter Schaufel

Es ist zu erkennen, daß nur die Impulskraftdichte einen Beitrag zum Auftrieb leistet. Wegen der teilungsperiodischen Strömung hebt sich die Druckkraftdichte in etwa auf. Die Impulskraftdichte ist am Austrittsrand positiv, da die Strömung positiv Umgelenkt wird. Die geringe Geschwindigkeitskomponente in negativer y -Richtung am Eintrittsrand bewirkt eine positive Impulskraftdichte. Das Integral der Impulskraftdichte ist positiv. Wegen des Prinzips *actio = reactio* ist der Beitrag zum Auftrieb negativ.

Die Beiträge zum Widerstand durch die Impuls- und Druckkraftdichte, f_{iz} und f_{pz} , sind in Abb. 6.18 dargestellt.

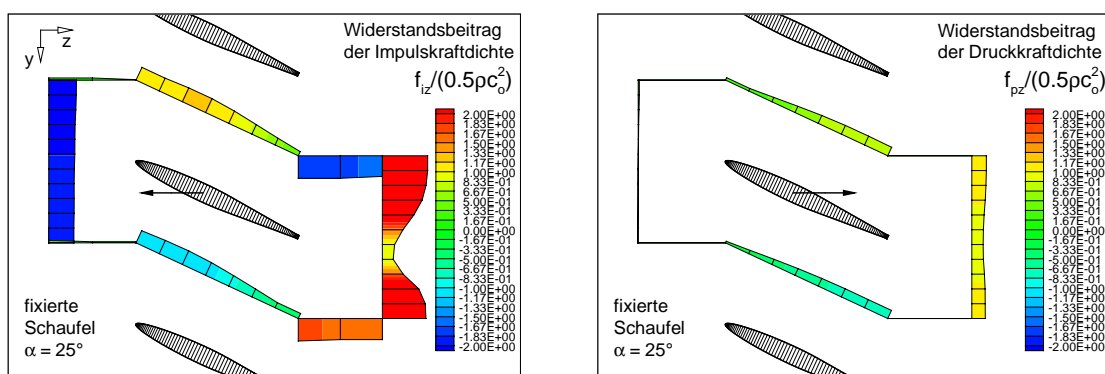


Abb. 6.18: Widerstandsbeiträge durch die Impuls- und Druckkraftdichte bei fixierter Schaufel

Wegen der im Verhältnis großen Geschwindigkeit in z -Richtung ist die Impulskraftdichte stark ausgeprägt. An den teilungsperiodischen Rändern des Kontrollraums hebt sich die Impulskraftdichte auf. Am Austrittsrand ist der Impulsverlust im Nachlauf und die Impulserhöhung außerhalb des Nachlaufs zu erkennen. Die konstante Geschwindigkeit am Eintrittsrand bewirkt eine konstante negative Impulskraftdichte in diesem Bereich. Das Integral der Impulskraftdichte ergibt eine positive Impulskraft. Der Beitrag zum Widerstand ist dieser Impulskraft entgegengerichtet und entsprechend negativ.

Das Integral der für den Widerstand relevanten Druckkraftdichte in z -Richtung ist positiv. Entsprechend ist die resultierende Druckkraft auf die äußere Kontrollraumgrenze auch positiv. Dieser Druckkraft wirkt eine betragsgleiche, von der Schaufel ausgehende Kraftkomponente entgegen. Aufgrund des Prinzips *actio = reactio* entspricht die auf die Schaufel wirkende Kraft in Betrag und Richtung der resultierenden Druckkraft. Der Beitrag der Druckkraftdichte zum Widerstand ist demnach positiv.

Die Beiträge zum Schaufelmoment durch die Impuls- und Druckmomentendichte, m_{ix} und m_{px} , sind in Abb. 6.19 dargestellt. Der jeweilige Momentenbeitrag ist durch die Drehpfeile symbolisiert. Der Bezugspunkt O ist die Zapfenachse bei $x_f/l = 0.46$.

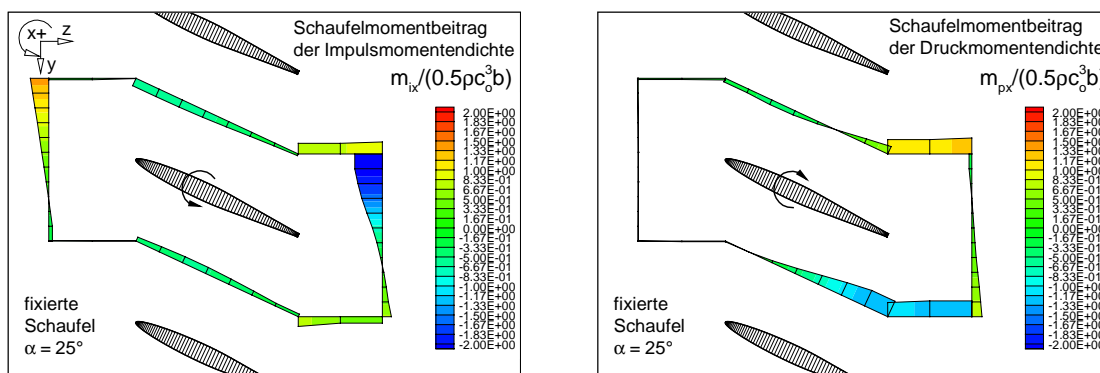


Abb. 6.19: Schaufelmomentbeiträge durch die Impuls- und Druckmomentendichte bei fixierter Schaufel

Zur Interpretation der Impuls- und Druckmomentendichte ist die Betrachtung der Kraftdichten in den Abbildungen 6.17 und 6.18 im Zusammenhang mit den wirksamen Hebelarmen hilfreich. Die Impulsmomentendichte hat am Ein- und Austrittsrand jeweils einen Nulldurchgang. An diesen Stellen verschwindet der Hebelarm der resultierenden Impulskraftdichte für den Auftrieb und den Widerstand. Das Integral der Impulsmomentendichte ist negativ, so daß der Beitrag zum Schaufelmoment positiv ist.

Das Integral der Druckmomentendichte ist negativ. Analog zu den Zusammenhängen bei der Druckkraftdichte ergibt sich dadurch ein ebenso negativer Beitrag zum Schaufelmoment.

schwingende Schaufel

Bei schwingender Schaufel sind die Kraft und Momentenbeiträge aus den Impuls- und Drucktermen ähnlich. Allerdings liegt keine teilungsperiodische Strömung vor, so daß sich zusätzliche Kraftbeiträge an den oberen und unteren Kontrollraumgrenzen ergeben.

Wegen der instationären Strömung ändern sich der Auftrieb, der Widerstand und das Schaufelmoment mit dem Anstellwinkel. Es ergeben sich ähnlich wie bei der Umlenkung Hystereseschleifen. Zusätzlich sind die instationären Terme zur Bestimmung der Schaufelkräfte und -momente zu berücksichtigen.

In Abb. 6.20 sind die Geschwindigkeitsvektoren und die Druckverteilung auf der äußeren Kontrollraumgrenze bei schwingender Schaufel dargestellt. Die Phasenlage beträgt $\alpha = 25^\circ \downarrow$. Die Darstellung und Normierung der Geschwindigkeit und des Druckes erfolgt analog zur fixierten Schaufel nach Abb. 6.16.

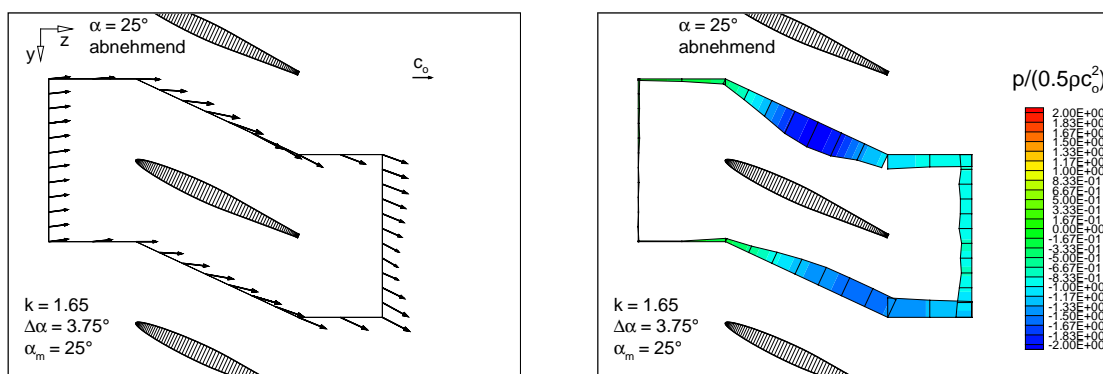


Abb. 6.20: Geschwindigkeitsvektoren und Druckverteilung auf der äußeren Kontrollraumgrenze bei schwingender Schaufel für $\alpha = 25^\circ \downarrow$

Man erkennt sowohl an der Geschwindigkeit als auch am Druck, daß keine teilungsperiodische Strömung vorliegt. Da die benachbarten Schaufeln keine Schwingbewegung ausführen, kommt es zur periodischen Verengung und Erweiterung der Kanalquerschnitte zwischen den Schaufeln.

Die Auswertung der Impuls- und Impulsmomentengleichung (Gleichung 2.17 und 2.21) ergibt die in Abb. 6.21 gezeigten Verläufe des Auftriebs-, Widerstands- und Momentenbeiwerts über dem Anstellwinkel. Der Auftrieb ist stets negativ, d. h. bei jeder Phasenlage wirkt auf die Schaufel eine Kraftkomponente entgegen der y-Koordinate. Zwischen den Phasen abnehmenden und zunehmenden Anstellwinkels besteht eine starke Hysterese.

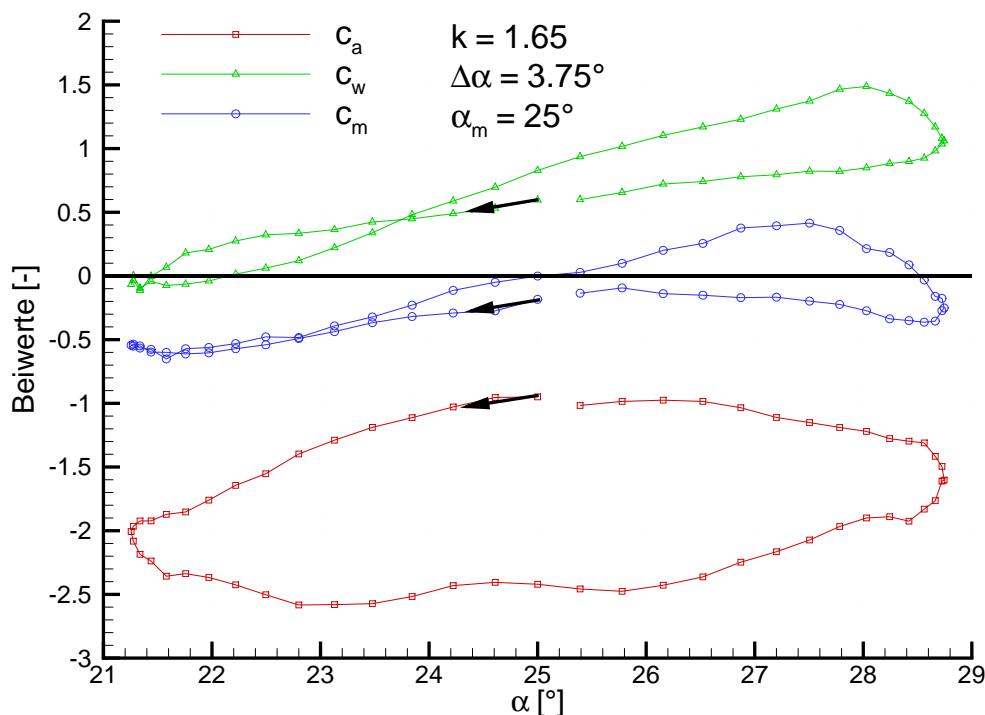


Abb. 6.21: Auftriebsbeiwert c_a , Widerstandsbeiwert c_w und Momentenbeiwert c_m über dem Anstellwinkel α

Hingegen ist die Hysterese beim Verlauf des Widerstandes weniger stark ausgeprägt. Da die Änderung des Widerstandes während der Phase abnehmenden Anstellwinkels kleiner ist als während der Phase zunehmenden Anstellwinkels, kommt es zu einem Schnittpunkt im Verlauf. Bei $\alpha = \alpha_{min} = 21.25^\circ$ heben sich die Beiträge aus Impuls- und Druckkraft in etwa auf, so daß der Widerstand verschwindet.

Beim Verlauf des Momenbeiwertes existiert eine Hysterese nur für $\alpha > 23.5^\circ$. Während der Phase zunehmenden Anstellwinkels kommt es zwischen $\alpha = 25^\circ \uparrow$ und $\alpha = 28.5^\circ \uparrow$ zu einer Umkehr der Drehrichtung des Schaufelmoments.

Zusammenfassung

In Tabelle 6.3 sind die Auftriebs-, Widerstands- und Momentenbeiwerte bei fixierter Schaufel und die über eine Periode gemittelten Werte bei schwingender Schaufel gegenübergestellt. Dem Betrag nach ergibt sich bei schwingender Schaufel ein um 20 % größerer Auftrieb. Der Widerstand ist gleich groß. Da der Drehpunkt der Schaufel nahe der Profilmittte liegt ($x_f/l = 0.46$), heben sich die Kraftdifferentialie, die einen Beitrag zum Schaufelmoment leisten, weitgehend auf. Dadurch sind die Schaufelmomente durchweg niedrig.

	fixierte Schaufel	schwingende Schaufel
Auftriebsbeiwert c_a [-]	-1.5	-1.8
Widerstandsbeiwert c_w [-]	0.6	0.6
Momentenbeiwert c_m [-]	-0.1	-0.3

Tabelle 6.3: Vergleich der Auftriebs-, Widerstands- und Momentenbeiwerte bei fixierter und schwingender Schaufel ($k = 1.65$, $\Delta\alpha = 3.75^\circ$, $\alpha_m = 25.0^\circ$)

6.2.2 Verluste und Schwingleistung

Nach Gleichung 2.30 sind zur Bestimmung des Verlustes drei Terme zu bestimmen. Es sind dies der instationäre Term, der konvektive Term (im folgenden als Totaldrucktransport bezeichnet) und der Schwingleistungsterm.

fixierte Schaufel

Für die Umströmung der fixierten Schaufel liefert nur der Totaldrucktransport einen Beitrag zur Verlustleistung. Wegen der näherungsweise stationären Strömung verschwindet der instationäre Term und da die Schaufel fixiert ist, wird keine Schwingleistung ausgetauscht. In Abb. 6.22 ist der dimensionslose Totaldruck auf der äußeren Kontrollraumgrenze dargestellt. Zur Normierung wird wiederum der dynamische Druck $\frac{\rho}{2}c_o^2$ verwendet.

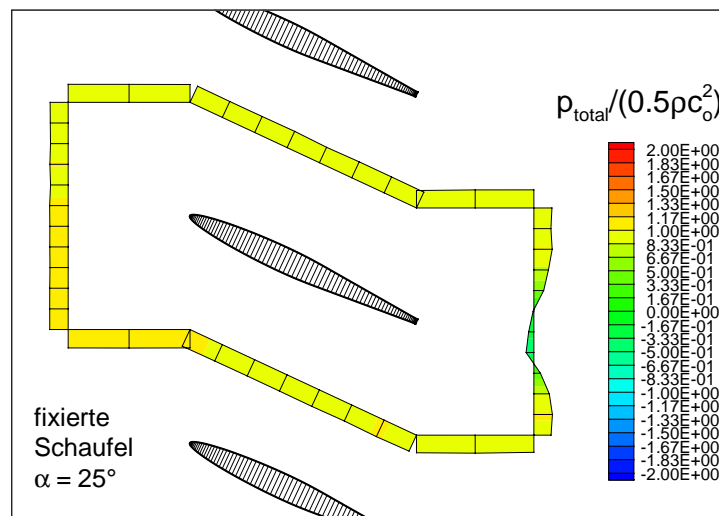


Abb. 6.22: Dimensionslose Totaldruckverteilung bei fixierter Schaufel

Während am Eintritt eine Gleichverteilung des Totaldruckes herrscht, erkennt man am Austritt einen Totaldruckverlust infolge des Nachlaufs. Erwartungsgemäß ergibt die Integration entlang der äußeren Kontrollraumgrenze, daß dem Kontrollraum Totaldruck zugeführt wird. Diese Totaldruckzufuhr entspricht der Verlustleistung.

schwingende Schaufel

Die Geschwindigkeitsmessungen im Kontrollraum bei schwingender Schaufel lassen sich hinsichtlich der zeitlichen Änderung der kinetischen Energie im Kontrollvolumen auswerten. Dabei zeigt sich, daß die kinetische Energie aufgrund der Schwingbewegung starke Fluktuationen aufweist. Für die zeitliche Änderung der kinetischen Energie ergibt sich dadurch ein sehr unsteter Verlauf über dem Anstellwinkel. Zur Bildung des zeitlichen Mittelwertes der Verlustleistung spielt die zeitliche Änderung der kinetischen Energie jedoch keine Rolle, da ihr Betrag bei Mittelung über eine Periode verschwindet.

In Abb. 6.23 sind die Leistungsbeiträge durch den Totaldrucktransport und die Schwingleistung aufgetragen.

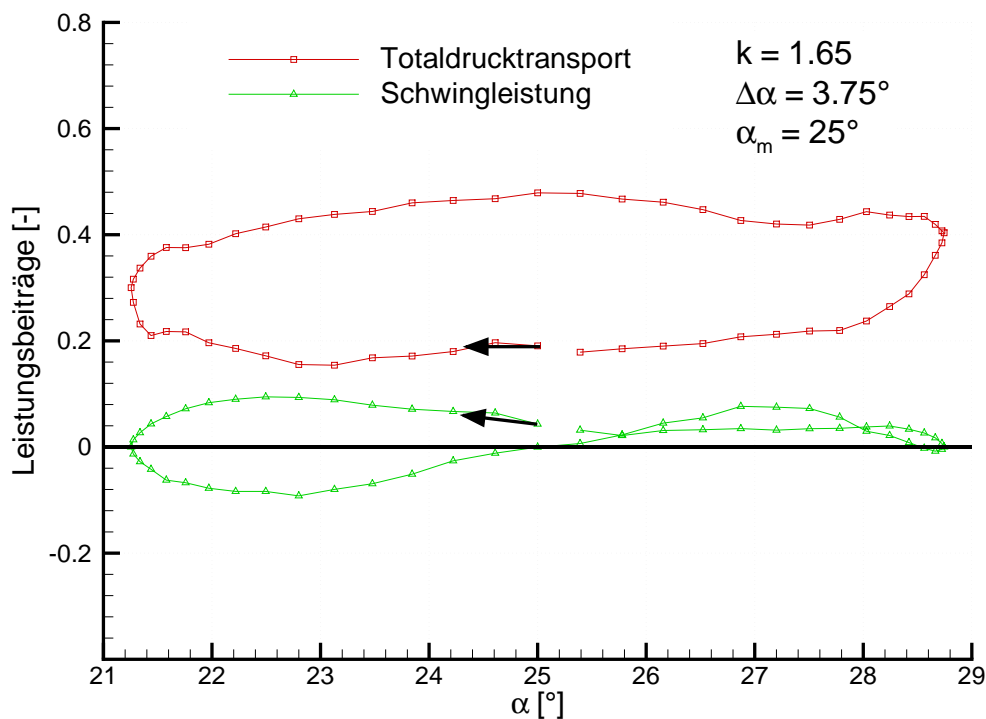


Abb. 6.23: Leistungsbeiträge durch den Totaldrucktransport und die Schwingleistung über dem Anstellwinkel α

Der Verlauf des Totaldrucktransportes zeigt eine starke Hysterese. Während einer Periode ist der Totaldrucktransport positiv, so daß dem Kontrollraum stets Totaldruck zugeführt wird.

Im Intervall zwischen $\alpha = \alpha_{min} = 21.25^\circ$ und $\alpha = 25^\circ \uparrow$ ist die Schwingleistung negativ, d. h. die Schwingbewegung wird von der Strömung angetrieben. Während dieser Phase drehen die Schaufel und das Schaufelmoment gleichsinnig. Im weiteren Verlauf ist die Schwingleistung positiv und an den Umkehrpunkten, $\alpha = \alpha_{min}$ und $\alpha = \alpha_{max}$, gleich null. Über die Periode gemittelt, ist die Schwingleistung daher positiv und dem Kontrollvolumen wird Energie zugeführt.

Zur Erklärung der Verläufe der Leistungsbeiträge ist in Abb. 6.24 die Totaldruckverteilung bei den Anstellwinkeln $\alpha = 25^\circ \downarrow$, $\alpha = \alpha_{min} = 21.25^\circ$, $\alpha = 25^\circ \uparrow$ und $\alpha = \alpha_{max} = 28.75^\circ$ dargestellt. Die Darstellung erfolgt analog zur fixierten Schaufel in Abb. 6.22.

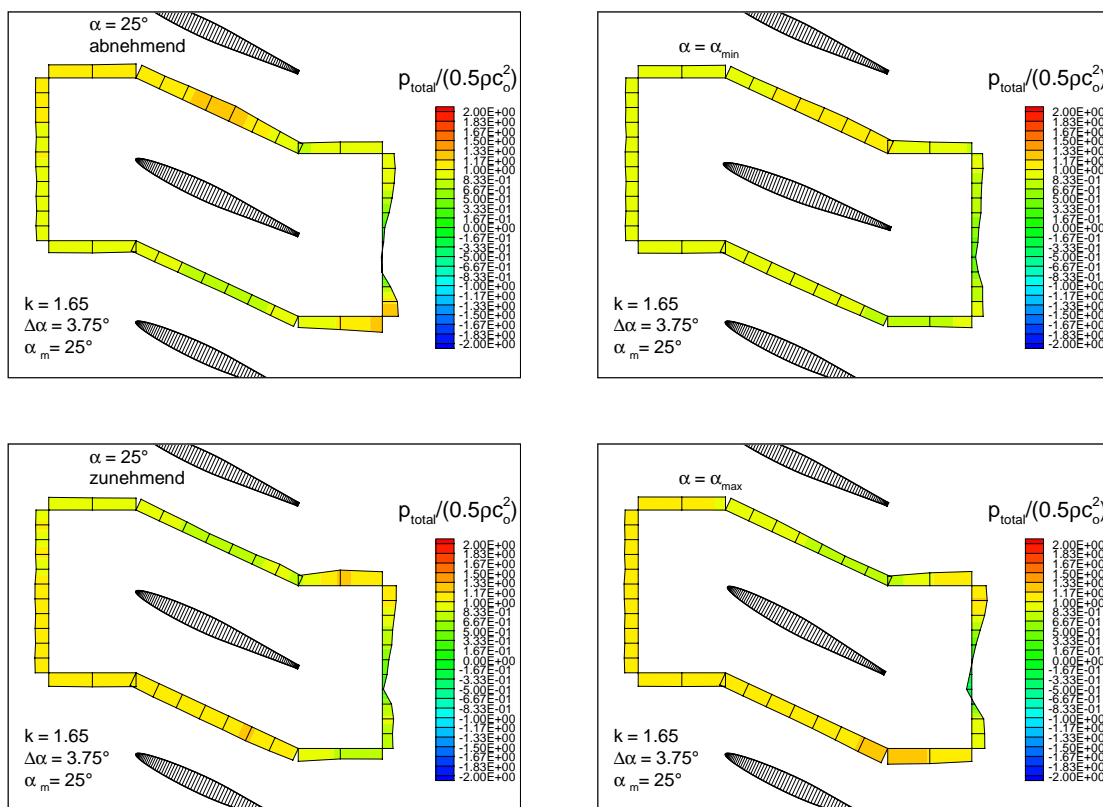


Abb. 6.24: Dimensionslose Totaldruckverteilung bei schwingender Schaufel bei verschiedenen Anstellwinkeln

Bei $\alpha = 25^\circ \downarrow$ ist eine ausgeprägte Nachlaufzelle zu erkennen. Trotzdem ist in dieser Phasenlage die Totaldruckzufuhr nach Abb. 6.23 gering. Die Erklärung dieses scheinbaren Widerspruchs liegt an den ungleichen Totaldrücken an der oberen und

unteren teilungsperiodischen Kontrollraumgrenze. Aufgrund des Geschwindigkeitsverlaufes (vgl. Abb. 6.20) wird an der oberen Grenze mehr Totaldruck abgeführt als an der unteren zugeführt, so daß dem Kontrollraum insgesamt wenig Totaldruck zugeführt wird.

Bei $\alpha = \alpha_{min} = 21.25^\circ$ hat sich gegenüber der Phasenlage $\alpha = 25^\circ \downarrow$ die Ungleichverteilung zwischen der oberen und unteren Kontrollraumgrenze etwas ausgeglichen. Obwohl die Nachlaufdelle schwach ausgeprägt ist, ergibt sich insgesamt eine höhere Totaldruckzufuhr in den Kontrollraum.

Bei $\alpha = 25^\circ \uparrow$ ist die Totaldruckzufuhr maximal. An den teilungsperiodischen Kontrollraumgrenzen herrschen im Vergleich zu $\alpha = 25^\circ \downarrow$ umgekehrte Verhältnisse. Trotz moderat ausgeprägter Nachlaufdelle kommt es zu einer starken Totaldruckzufuhr.

Bei $\alpha = \alpha_{max} = 28.75^\circ$ haben sich die Orte extremen Totaldruckes an der oberen und unteren Kontrollraumgrenze weiter stromab verschoben. Aus diesem Grund ergibt sich ein Ausgleich der Ungleichverteilung der jeweiligen Totaldrucktransporte. Da die Nachlaufdelle in dieser Phasenlage stark ausgeprägt ist, ist der insgesamt zugeführte Totaldruck jedoch groß. Im weiteren Verlauf nimmt der Totaldrucktransport stark ab und die periodischen Vorgänge beginnen erneut.

Zusammenfassung

In Tabelle 6.4 sind die dimensionslose Schwingleistung, der dimensionslose Totaldrucktransport und der daraus resultierende Verlustbeiwert bei fixierter Schaufel und die über eine Periode gemittelten Werte bei schwingender Schaufel gegenübergestellt.

Die durch die Schaufelschwingung der Strömung zugeführte Leistung beträgt 2 % der Strömungsleistung der Zuströmgeschwindigkeit $\frac{\rho}{2} c_o^3 b t$. Für die schwingende Schaufel ergibt sich eine um 14 % geringere Totaldruckzufuhr in den Kontrollraum. Unter Einbeziehung der Schwingleistung ergibt sich dadurch ein um 8 % niedrigerer Verlustbeiwert.

	fixierte Schaufel	schwingende Schaufel
Schwingleistung [-]	-	0.02
Totaldrucktransport [-]	0.37	0.32
Verlustbeiwert ζ_v [-]	0.37	0.34

Tabelle 6.4: Vergleich der dimensionslosen Schwingleistung, des dimensionslosen Totaldrucktransportes und des Verlustbeiwertes bei fixierter und schwingender Schaufel ($k = 1.65$, $\Delta\alpha = 3.75^\circ$, $\alpha_m = 25.0^\circ$)

Kapitel 7

Untersuchung am Tandemgitter

Das untersuchte Tandemgitter besteht aus einem Vorleitgitter und einem nachgeschalteten Gitter. Der Aufbau des Vorleitgitters ist identisch mit dem im Kapitel 6 untersuchten Einzelgitter. Entsprechend befindet sich die schwingfähige Schaufel im Vorleitgitter. Bei schwingender Vorleitschaukel erfährt das nachgeschaltete Gitter und insbesondere die nachgeschaltete Schaufel eine instationäre Zuströmung. Die Auswirkung dieser instationären Zuströmung auf die Umströmung der nachgeschalteten Schaufel wird im folgenden untersucht.

Analog zur Untersuchung am Einzelgitter wird der Einfluß der Parameter reduzierte Frequenz, Amplitude und Anstellwinkel des nachgeschalteten Gitters systematisch untersucht. Für eine Parametereinstellung werden sowohl die Größen Auftrieb, Widerstand und Schaufelmoment bestimmt als auch die Verluste und Schwingleistung analysiert.

7.1 Strömungsfeld und Umlenkung

Die Untersuchung des Einflusses der genannten Parameter auf die Umlenkung basiert auf einer Referenzuntersuchung. Ausgehend von den Referenzparametern wird jeweils nur ein Parameter variiert. Die restlichen beiden Parameter sind konstant und entsprechen den Referenzparametern.

7.1.1 Referenzuntersuchung

Tabelle 7.1 enthält die Parameter der Referenzuntersuchung am Tandemgitter. Es wird eine Referenzuntersuchung mit fixierter und schwingender Vorleitschaukel durchgeführt. Der Anstellwinkel der fixierten Vorleitschaukel und der mittlere Anstellwinkel der schwingenden Vorleitschaukel sind identisch.

fixierte Vorleitschaufel	
Anstellwinkel der Vorleitschaufel α_V [°]	-10.0
Anstellwinkel der nachgeschalteten Schaufel α_T [°]	37.0
schwingende Vorleitschaufel	
Reduzierte Frequenz k [-]	2.5
Amplitude $\Delta\alpha$ [°]	3.75
Mittlerer Anstellwinkel der Vorleitschaufel α_{mV} [°]	-10.0
Anstellwinkel der nachgeschalteten Schaufel α_T [°]	37.0

Tabelle 7.1: Parameter der Referenzuntersuchung am Tandemgitter

Anhand der Abbildungen 7.1 und 7.2 wird der Einfluß der schwingenden Vorleitschaufel auf die Umströmung der nachgeschalteten Schaufel deutlich. Dargestellt ist jeweils das dimensionslose Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfeld, c/c_o und $\omega_x/(l/c_o)$, um die betrachtete Schaufel.

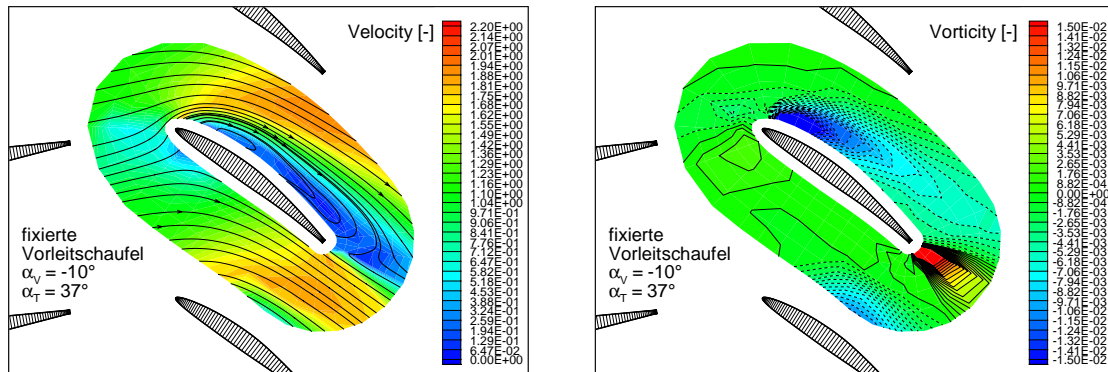


Abb. 7.1: Dimensionsloses Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfeld bei der Referenzuntersuchung mit fixierter Vorleitschaufel

Im Fall der fixierten Vorleitschaufel stellt sich eine vollkommene Ablösung ein. Anhand des Stromlinienverlaufs erkennt man die Ausdehnung des Rezirkulationsgebiets. Das Wirbelintensitätsfeld zeigt einen typischen, negativ drehenden Vorderkantenwirbel, der großflächig in den Ablösewirbel übergeht und einen positiv drehenden Hinterkantenwirbel. Am unteren Bildrand ist der Ablösewirbel der benachbarten Schaufel zu erkennen.

Im Fall der schwingenden Vorleitschaufel ist prinzipiell eine Analogie zur schwingenden Schaufel im Einzelgitter festzustellen. Das die Strömung charakterisierende

Wirbelsystem besteht ebenso aus einem Vorderkantenwirbel, einem abschwimmenden Vorderkantenwirbel einer vorhergehenden Periode und einem Hinterkantenwirbel. Offenbar bewirkt die sich periodisch ändernde Zuströmung durch die sinusförmig schwingende Vorleitschaufel ähnliche Strömungsphänomene wie die Kippbewegung der Schaufelnase an der schwingenden Schaufel im Einzelgitter. In beiden Fällen ist die Strömung durch einen periodisch veränderlichen Inzidenzwinkel charakterisiert. Ausgehend von der Hinterkante der Vorleitschaufel schwimmen alternierend positiv und negativ drehende Wirbel ab. Die zeitlich veränderliche Zuströmung verhindert die Ausbildung einer Ablösung.

Im Vergleich zur vollständigen Ablösung bei fixierter Vorleitschaufel zeigt die Strömung bei schwingender Vorleitschaufel nur lokale Ablösegebiete (vgl. Abb. 7.2). Bei $\alpha_V = -10^\circ \downarrow$ kommt es im Berührungsgebiet des abschwimmenden Vorderkantenwirbels und des Hinterkantenwirbels zu einer starken Krümmung der Stromlinien. Dieser Zusammenhang läßt auf ein lokales Rezirkulationsgebiet an der saugseitigen Hinterkante schließen. Während des weiteren Verlaufes wird die Intensität des Hinterkantenwirbels durch den entgegengesetzt drehenden, abschwimmenden Vorderkantenwirbel geschwächt. Der im Vergleich zum moderaten Inzidenzwinkel unverhältnismäßig große Vorderkantenwirbel wird zunehmend instabil.

Bei $\alpha_V = \alpha_{min} = -13.75^\circ$ zeigt der Vorderkantenwirbel eine deutliche Separierungszone. Ein großer Teil des Vorderkantenwirbels wird unter der Wirkung der Außenströmung stromabwärts transportiert. Der in dieser Phasenlage schwache Hinterkantenwirbel hat nur geringen Einfluß auf die Umlenkung. Am Wirbelintensitätsfeld erkennt man einen zusätzlichen, negativ drehenden Wirbel in kurzer Entfernung stromauf der Vorderkante. Es handelt sich hierbei um einen von der Hinterkante der Vorleitschaufel abschwimmenden Wirbel.

Bei $\alpha_V = -10^\circ \uparrow$ ist bereits ein großer Teil des Vorderkantenwirbels abgeschwommen. Dennoch hat sich der abschwimmende Teilwirbel nicht vom Vorderkantenwirbel gelöst. Wegen der in dieser Phasenlage starken Fehlanströmung (großer Inzidenzwinkel) kommt es zu einer Intensitätszunahme des Vorderkantenwirbels.

Bei $\alpha_V = \alpha_{max} = -6.25^\circ$ hat sich der abschwimmende Vorderkantenwirbel vollständig separiert. In der Wechselwirkungszone mit dem Hinterkantenwirbel kommt es zu einer lokalen Hinterkantenablösung. Der Effekt auf die Umlenkung ist jedoch gering. Aufgrund der weiterhin vorliegenden starken Fehlanströmung nimmt die Intensität des Vorderkantenwirbels weiter zu. Am Wirbelintensitätsfeld erkennt man einen positiv drehenden Wirbel in kurzer Entfernung stromauf der Vorderkante. Es handelt sich hierbei um einen erneut von der Hinterkante der Vorleitschaufel abschwimmenden Wirbel. Die Phasenverschiebung zum ebenso von der Hinterkante der Vorleitschaufel abschwimmenden negativ drehenden Wirbel beträgt 180° .

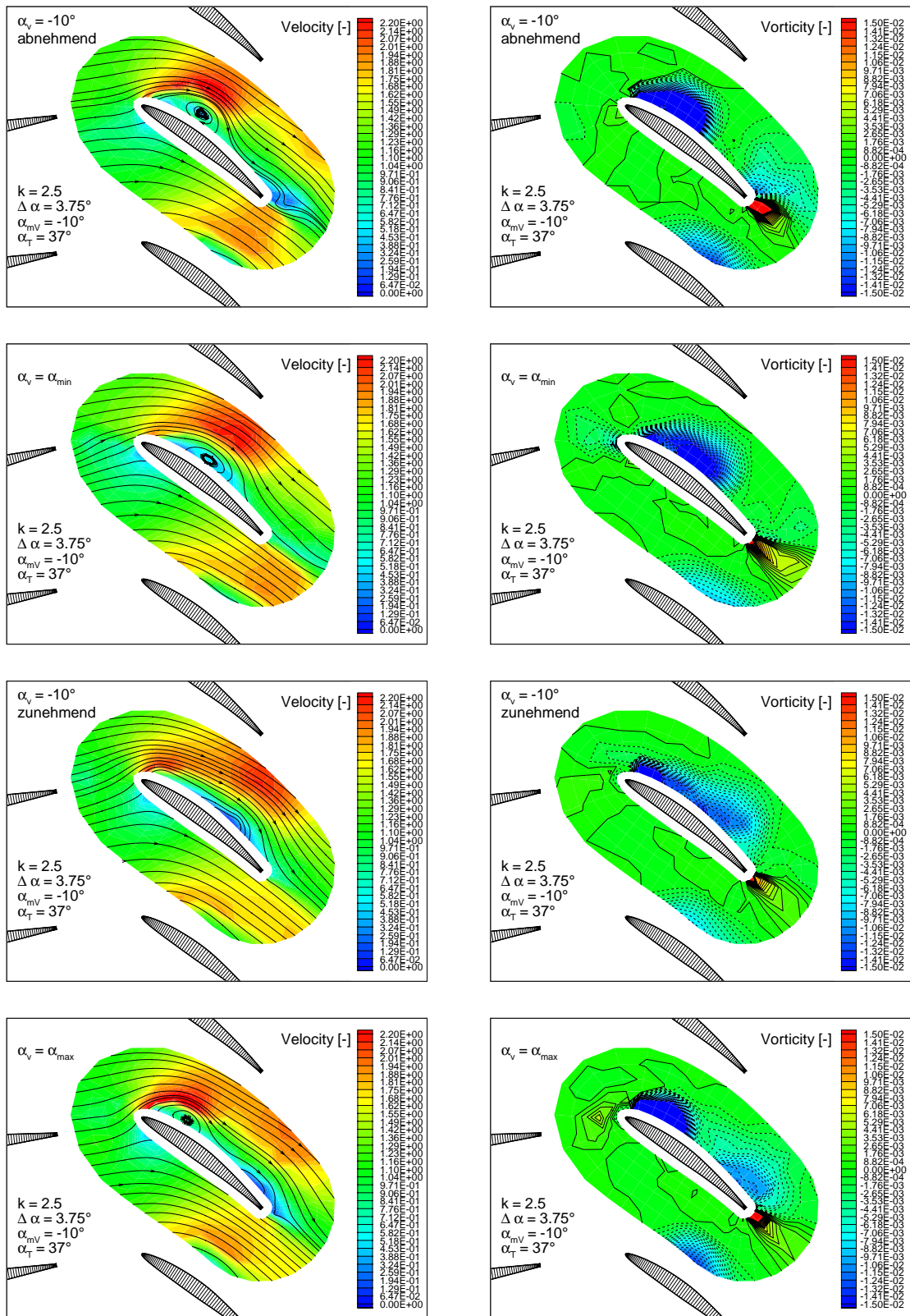


Abb. 7.2: Dimensionslose Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfelder für die Referenzuntersuchung bei verschiedenen Phasenlagen

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß die Schwingbewegung der Vorleitschau-
 fel starken Einfluß auf die Strömung und Umlenkung der nachgeschalteten Schau-
 fel nimmt. Während der Phase großer Inzidenzwinkel kommt es zu einer starken Zunah-
 me der Intensität des Vorderkantenwirbels. Bei der darauffolgenden Phase kleiner
 Inzidenzwinkel ist die Intensität des Vorderkantenwirbels unverhältnismäßig groß.
 Der Vorderkantenwirbel bzw. ein Teil des Vorderkantenwirbels wird durch die ten-
 denziell eher schaufelkongruente Außenströmung von der Vorderkante gelöst und
 schwimmt ebenso, wie bei der schwingenden Schaufel im Einzelgitter, mit ca. 40 %
 der Außenströmungsgeschwindigkeit ab. Bis zum Erreichen der Hinterkante verrin-
 gert sich die Intensität um 62 %. Dieser Vorgang wiederholt sich periodisch, so daß
 sich keine großflächige Ablösung ausbilden kann. Im Zusammenhang mit der Wir-
 kung des abschwimmenden Vorderkantenwirbels entstehen nur lokale Ablösungen.

7.1.2 Einfluß der reduzierten Frequenz

Ausgehend von der Referenzuntersuchung am Tandemgitter (vgl. Tabelle 7.1) wer-
 den zwei weitere reduzierte Frequenzen, $k = 1.25$ und $k = 3.75$, untersucht. Abb. 7.3
 zeigt den Verlauf der dimensionslosen Umlenkung $\Delta c_u/c_o$ über dem Anstellwinkel
 α_V .

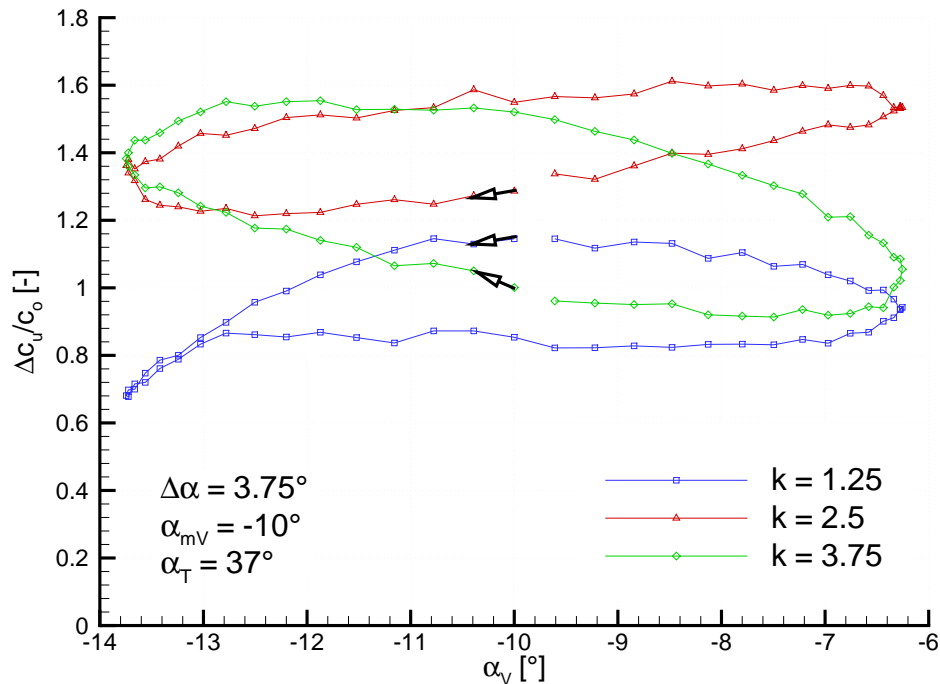


Abb. 7.3: Dimensionslose Umlenkung $\Delta c_u/c_o$ über dem Anstellwinkel α_V für unterschiedliche reduzierte Frequenzen k

Der Umlaufsinn der Umlenkungsverläufe ist jeweils durch Pfeile gekennzeichnet. Erwartungsgemäß besteht bei allen drei reduzierten Frequenzen eine Umlenkungshysterese zwischen der Phase zunehmenden und abnehmenden Anstellwinkels. Bei $k = 1.25$ verläuft der Umlaufsinn des Umlenkungsverlaufes entgegengesetzt als bei $k = 2.5$ und $k = 3.75$. Die größte Umlenkung wird bei $k = 2.5$ erzielt.

Zur Erklärung der Verläufe sind in den Abbildungen 7.4 und 7.5 die dimensionslosen Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfelder für die reduzierten Frequenzen $k = 1.25$ und $k = 3.75$ bei den Anstellwinkeln $\alpha_V = -10^\circ \downarrow$, $\alpha_V = \alpha_{min} = -13.75^\circ$, $\alpha_V = -10^\circ \uparrow$ und $\alpha_V = \alpha_{max} = -6.25^\circ$ dargestellt. Die reduzierte Frequenz $k = 2.5$ entspricht der Referenzuntersuchung (vgl. Abb. 7.2).

Reduzierte Frequenz $k = 1.25$

Bei der $k = 1.25$ ist der Mittelwert der Umlenkung vergleichsweise klein. An den Stromlinienverläufen erkennt man großflächige Ablösungen und Rezirkulationen bei allen Phasenlagen. Im Vergleich zur Referenzuntersuchung mit $k = 2.5$ ändert sich die Zuströmung der Schaufel mit halber Frequenz. Entsprechend ist die Zeitdauer, in der die Schaufel mit großen Inzidenzwinkeln fehlangeströmt wird, doppelt so groß und der Strömung bleibt doppelt so viel Zeit zur Ausbildung einer Vorderkantena-blösung. Der abschwimmende Teil des Vorderkantenwirbels benötigt nur etwa die Hälfte der Periodendauer um bis zur Hinterkante abzuschwimmen. Entsprechend kann er seinen positiven Einfluß auf die Umlenkung nur kurz ausüben. Während der restlichen Periodendauer wird die Umlenkung durch den Hinterkantenwirbel negativ beeinflusst.

Bei $\alpha_V = -10^\circ \downarrow$ ist die Umlenkung am größten. Der abschwimmende Teil des Vorderkantenwirbels ist großflächig über die Saugseite verteilt. Das Rezirkulationsgebiet befindet sich innerhalb des untersuchten Strömungsfeldes. Im weiteren Verlauf bewegt sich die Ablösung stromabwärts. Durch Interaktion mit dem Hinterkantenwirbel separiert sich ein Teil der Ablöseblase und schwimmt ab, so daß die Umlenkung sinkt.

Bei $\alpha_V = \alpha_{min} = -13.75^\circ$ befindet sich die abschwimmende Ablöseblase teilweise außerhalb des untersuchten Strömungsfeldes. Entsprechend sinkt die Umlenkung stark ab. Während der Phase zunehmenden Anstellwinkels der Vorleitschaufel verläßt die abschwimmende Ablöseblase vollständig das untersuchte Strömungsfeld, so daß die Umlenkung wieder ansteigt.

Bei $\alpha_V = -10^\circ \uparrow$ befindet sich an der Hinterkante weiterhin eine Ablösung mit Rezirkulationsgebiet. Entsprechend liegt die Umlenkung auf vergleichsweise niedrigem Niveau. Im weiteren Verlauf ändert sich an diesem Zustand nur wenig.

Bei $\alpha_V = \alpha_{max} = -6.25^\circ$ löst sich infolge der instationären Zuströmung gerade ein Teil des Vorderkantenwirbels. Die von ihm induzierte Sekundärströmung verdrängt zunehmend die Ablösung an der Hinterkante. Die Umlenkung steigt an.

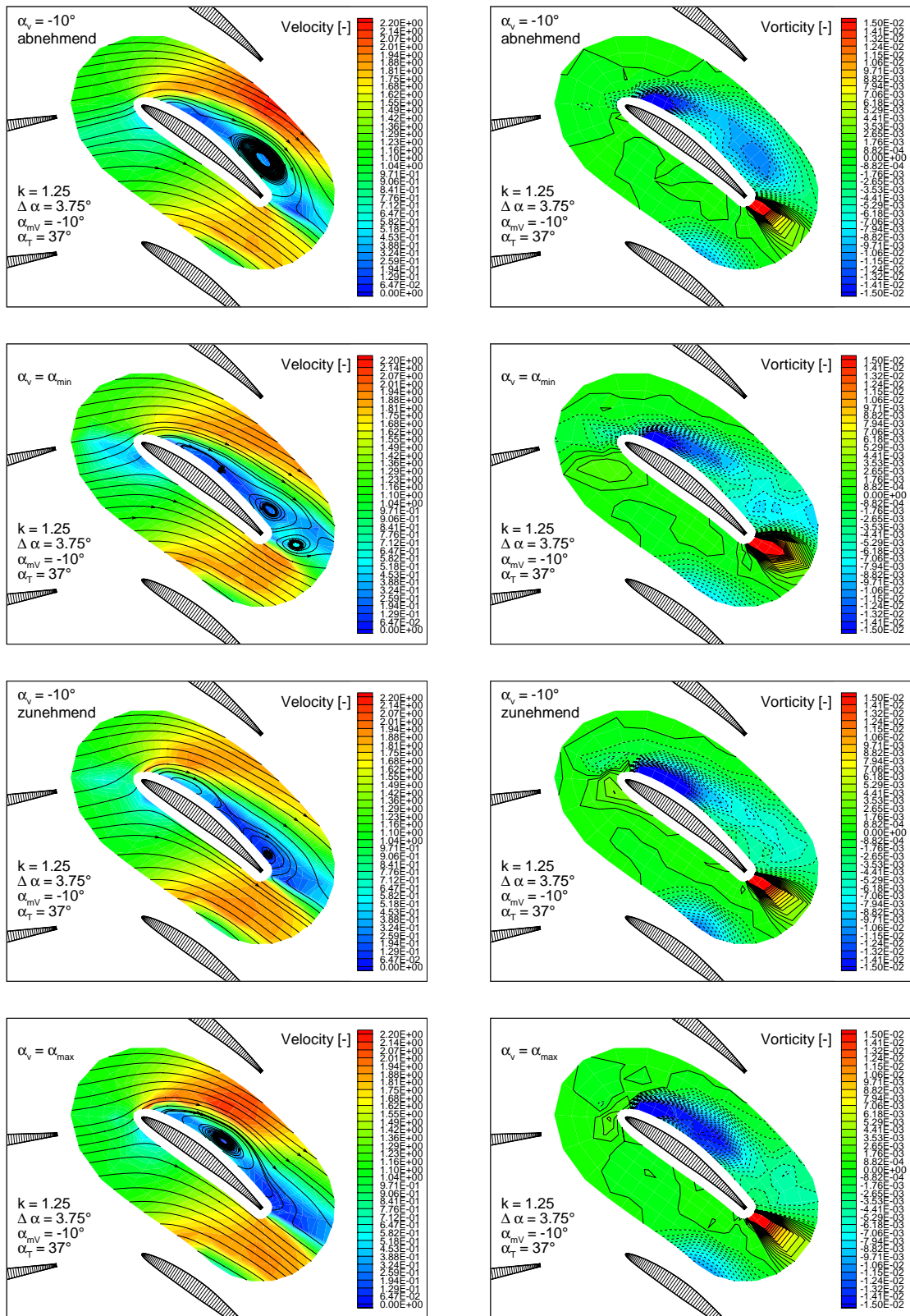


Abb. 7.4: Dimensionslose Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfelder für $k = 1.25$ bei verschiedenen Phasenlagen

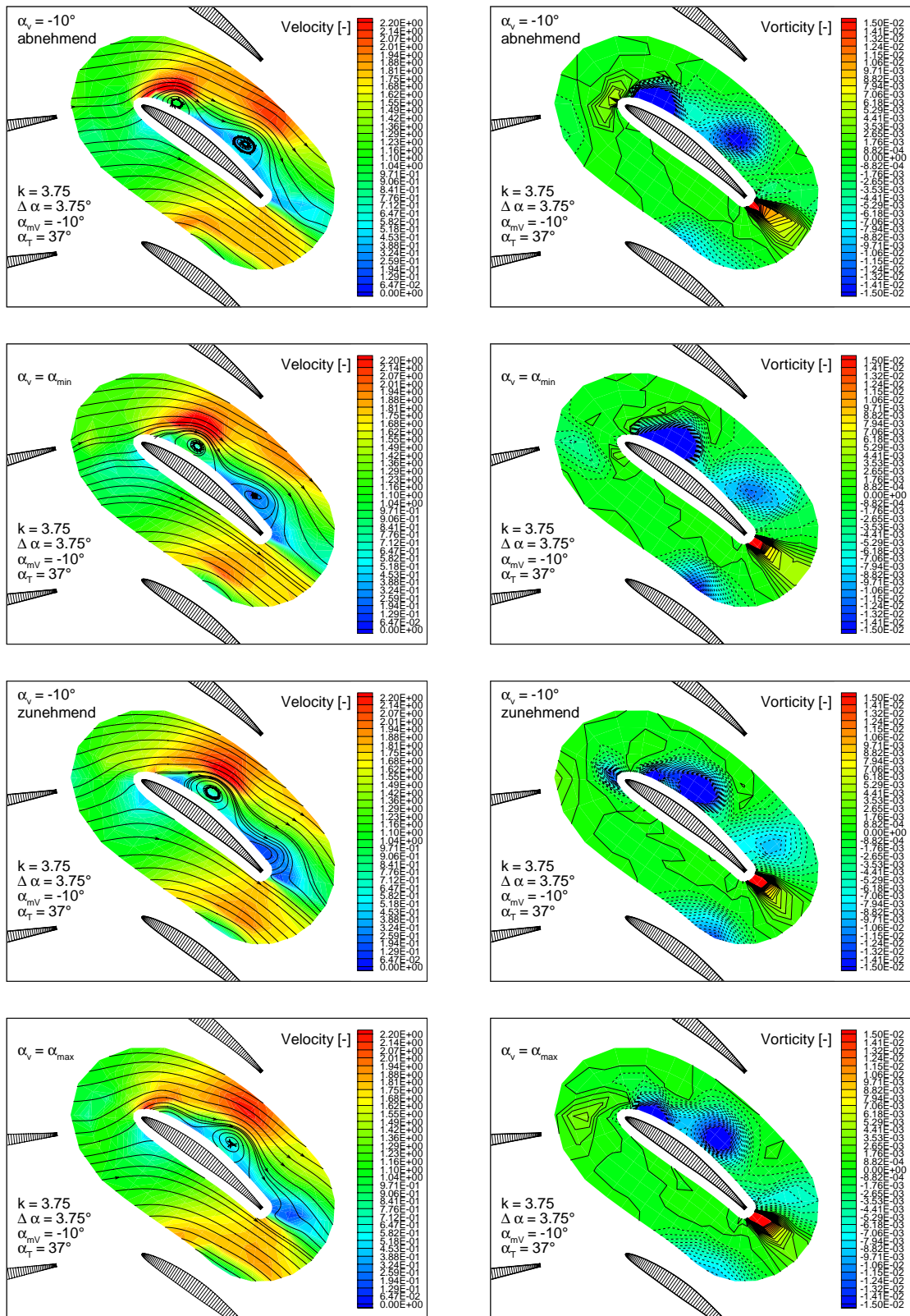


Abb. 7.5: Dimensionslose Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfelder für $k = 3.75$ bei verschiedenen Phasenlagen

Reduzierte Frequenz $k = 3.75$

Bei $k = 3.75$ ist der Mittelwert der Umlenkung deutlich kleiner als bei $k = 2.5$. Anhand der Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfelder erkennt man wiederum ein die Umlenkung stark beeinflussendes System aus Vorderkantenwirbel, abschwimmenden Vorderkantenwirbel und Hinterkantenwirbel. Entsprechend der im Vergleich zur Referenzuntersuchung um 50 % gesteigerten reduzierten Frequenz benötigt der abschwimmende Vorderkantenwirbel etwa die 1.5-fache Periodendauer, um bis zur Hinterkante abzuschwimmen. Der dadurch bedingte kurze Abstand des Vorderkantenwirbels und des abschwimmenden Vorderkantenwirbels, beeinflusst die Umlenkung negativ. Dieser Zusammenhang zeigt sich anhand des Stromlinienverlaufs bei allen vier Phasenlagen.

Bei $\alpha_V = -10^\circ \downarrow$ befindet sich die Umlenkung auf einem niedrigen Niveau. Der Grund dafür ist die Interaktion der beiden negativ drehenden Wirbel auf der Saugseite.

Bei $\alpha_V = \alpha_{min} = -13.75^\circ$ und $\alpha_V = -10^\circ \uparrow$ liegt eine deutlich höhere Umlenkung vor, da sich der abschwimmende Vorderkantenwirbel weiter stromab befindet. Im weiteren Verlauf sinkt die Umlenkung jedoch wieder, da ein weiterer abschwimmender Vorderkantenwirbel seinen Einfluß entfaltet.

Bei $\alpha_V = \alpha_{max} = -6.25^\circ$ befindet sich dieser Wirbel etwa bei der Gittermitte. Am Stromlinienverlauf erkennt man die Interaktion von vier in dieser Phasenlage vorhandenen Wirbeln.

Zusammenfassung

Die reduzierte Frequenz hat einen starken Einfluß auf das Niveau und den Verlauf der Umlenkung im Tandemgitter. Es zeigen sich ähnliche Strömungsphänomene wie bei der Umströmung einer schwingenden Schaufel im Einzelgitter. Abgeleitet vom Verlauf der Umlenkung über dem Anstellwinkel (vgl. Abb. 7.3) sind in Abb. 7.6 die minimale, mittlere und maximale Umlenkung über der reduzierten Frequenz aufgetragen. Die reduzierte Frequenz $k = 0$ steht für die fixierte Vorleitschaufel. In diesem Fall wurden die minimale, mittlere und maximale Umlenkung durch Messungen mit fixierter Vorleitschaufel bei den Anstellwinkeln $\alpha_V = -13.75^\circ$, $\alpha_V = -10^\circ$ und $\alpha_V = -6.25^\circ$ bestimmt.

Für $k < 1.25$ ist die Zunahme der Umlenkung mit steigender reduzierter Frequenz gering. Bei höheren Frequenzen steigt die Umlenkung jedoch rasch an und bei $k = 2.5$ erreicht die Umlenkung ein Maximum. Gegenüber der fixierten Vorleitschaufel beträgt die Erhöhung der Umlenkung 97 %. Ebenso wie bei der Strömung an der schwingenden Schaufel im Einzelgitter werden die größten Effekte bei $k = 2.5$ erzielt. Für Frequenzen $k > 2.5$ nimmt die Umlenkung ab. Der Verlauf der minimalen und maximalen Umlenkung ist der der mittleren ähnlich. Die Differenz zwischen maximaler und minimaler Umlenkung ist bei $k = 2.5$ im Vergleich zu den benachbarten Frequenzen gering.

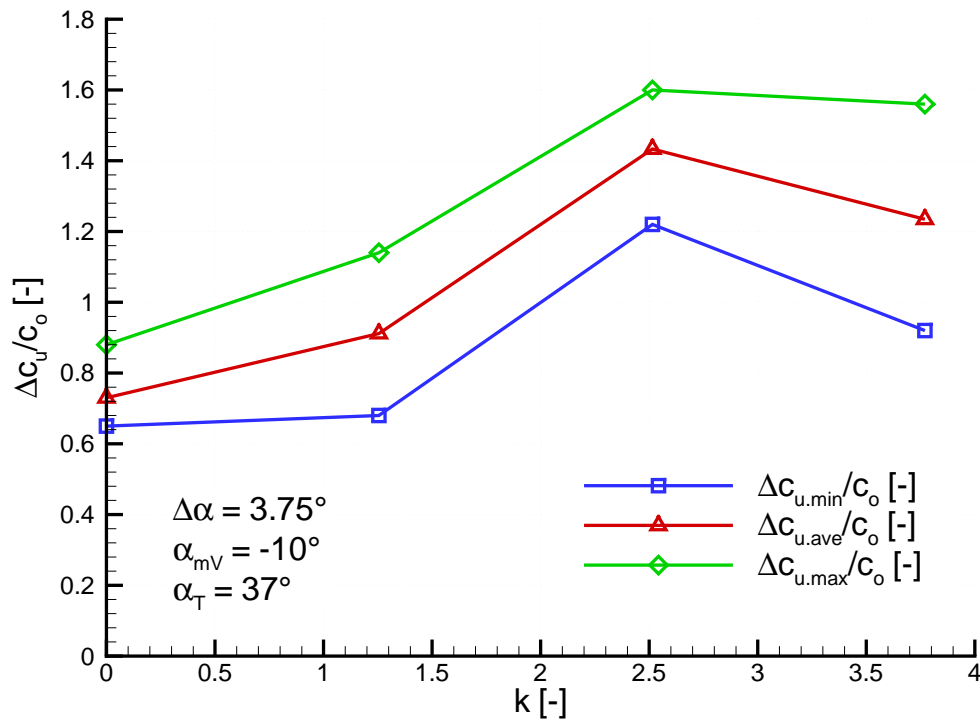


Abb. 7.6: Dimensionslose minimale, mittlere und maximale Umlenkung $\Delta c_u/c_o$ über der reduzierten Frequenz k

7.1.3 Einfluß der Amplitude

Ausgehend von der Referenzuntersuchung am Tandemgitter (vgl. Tabelle 7.1) werden zwei weitere Amplituden, $\Delta\alpha = 1.25^\circ$ und $\Delta\alpha = 6.25^\circ$, untersucht. Abb. 7.7 zeigt den Verlauf der jeweiligen Umlenkung $\Delta c_u/c_o$ über dem Anstellwinkel α_V .

Der Umlaufsinn der Umlenkungsverläufe ist für alle drei Amplituden gleich. Es zeigt sich, daß mit zunehmender Amplitude die mittlere Umlenkung und die Umlenkungshysterese steigt.

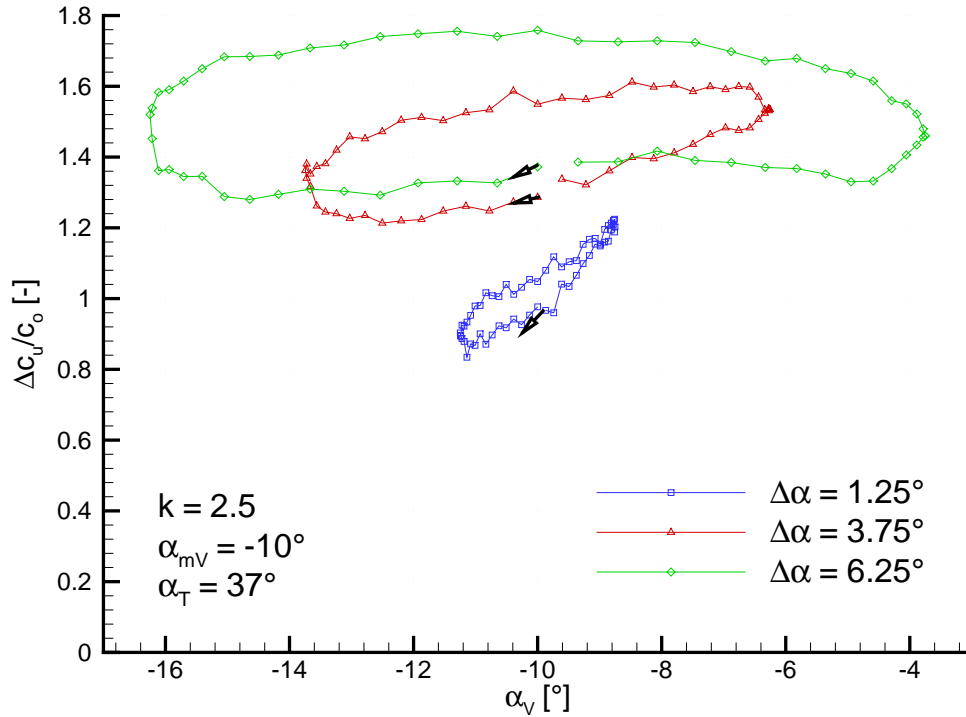


Abb. 7.7: Dimensionslose Umlenkung $\Delta c_u/c_o$ über dem Anstellwinkel α_V für unterschiedliche Amplituden $\Delta\alpha$

Zur Erklärung der Verläufe sind in den Abbildungen 7.8 und 7.9 die dimensionslosen Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfelder für die Amplituden $\Delta\alpha = 1.25^\circ$ und $\Delta\alpha = 6.25^\circ$ bei den Anstellwinkeln $\alpha_V = -10^\circ \downarrow$, $\alpha_V = \alpha_{min} = -11.25^\circ$, $\alpha_V = -10^\circ \uparrow$ und $\alpha_V = \alpha_{max} = -8.75^\circ$ dargestellt. Die Amplitude $\Delta\alpha = 3.75^\circ$ entspricht der Referenzuntersuchung (vgl. Abb. 7.2).

Amplitude $\Delta\alpha = 1.25^\circ$

Bei $\Delta\alpha = 1.25^\circ$ ist die Änderung des Inzidenzwinkels vergleichsweise gering. Entsprechend gering ist die Intensitätsänderung der die Umlenkung beeinflussenden Wirbel. Prinzipiell kommt es jedoch zum gleichen Phänomen des periodischen Abschwimmens eines Teils des Vorderkantenwirbels wie bei der Referenzuntersuchung. Die Umlenkung steigt zwischen den beiden Phasenlagen $\alpha_V = -11.25^\circ = \alpha_{min}$ und $\alpha_V = -8.75^\circ = \alpha_{max}$ um ca. 40 %.

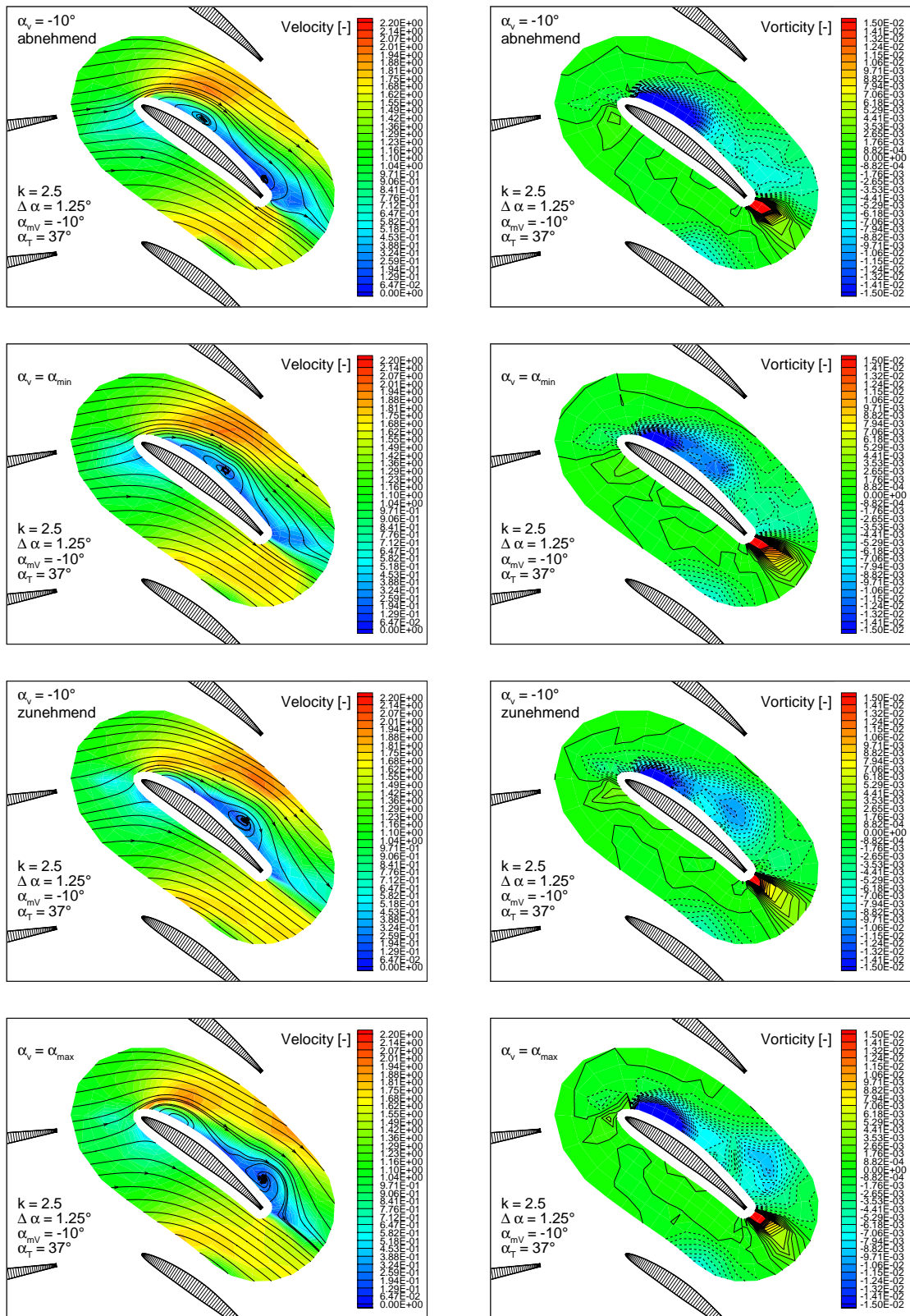


Abb. 7.8: Dimensionslose Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfelder für $\Delta\alpha = 1.25^\circ$ bei verschiedenen Phasenlagen

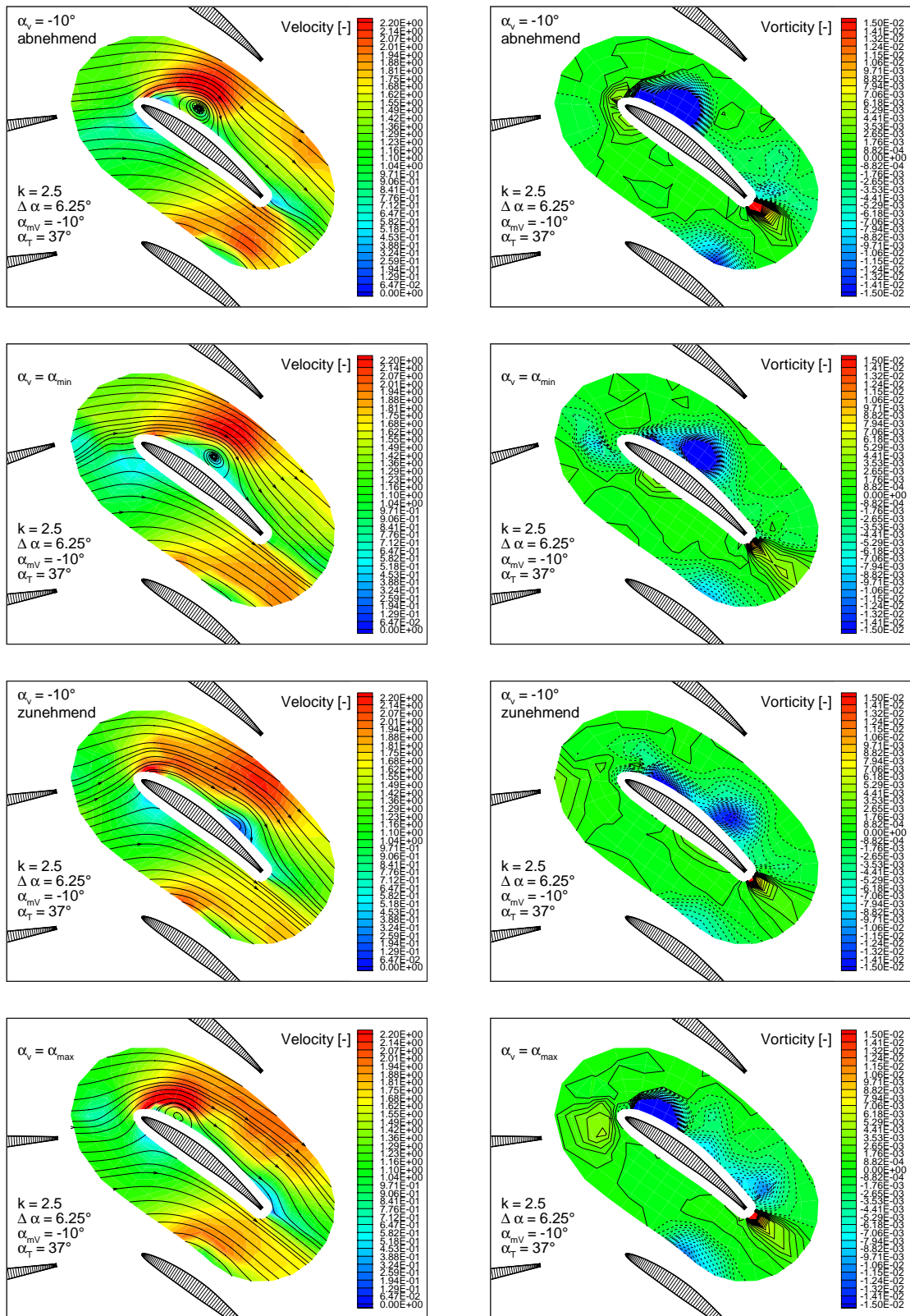


Abb. 7.9: Dimensionslose Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfelder für $\Delta\alpha = 6.25^\circ$ bei verschiedenen Phasenlagen

Amplitude $\Delta\alpha = 6.25^\circ$

Bei $\Delta\alpha = 6.25^\circ$ ist die Umlenkung am größten und es ist die deutlichste Umlenkungshysterese zu beobachten. Die Umlenkung verläuft ähnlich wie bei der Referenzuntersuchung mit $\Delta\alpha = 3.75^\circ$. Aufgrund der großen Amplitude ändert sich der Inzidenzwinkel während einer Periode stark. Anhand der Wirbelintensitätsfelder ist zu erkennen, daß die Intensität der von der Vorleitschaufel abschwimmenden Wirbel verhältnismäßig groß ist. Für das die Umlenkung beeinflussende Wirbelsystem sind wiederum die gleichen Zusammenhänge wie bei der Referenzuntersuchung festzustellen. Aufgrund der verstärkten instationären Zuströmungsbedingungen sind die Effekte jedoch ausgeprägter.

Zusammenfassung

Der Einfluß der Amplitude der schwingenden Vorleitschaufel äußert sich in der Intensität der auftretenden Wirbel. Mit steigender Amplitude wächst der sich lösende und abschwimmende Anteil des Vorderkantenwirbels. In Abb. 7.10 sind die minimale, mittlere und maximale Umlenkung über der Amplitude aufgetragen. Die Amplitude $\Delta\alpha = 0^\circ$ steht für die fixierte Vorleitschaufel.

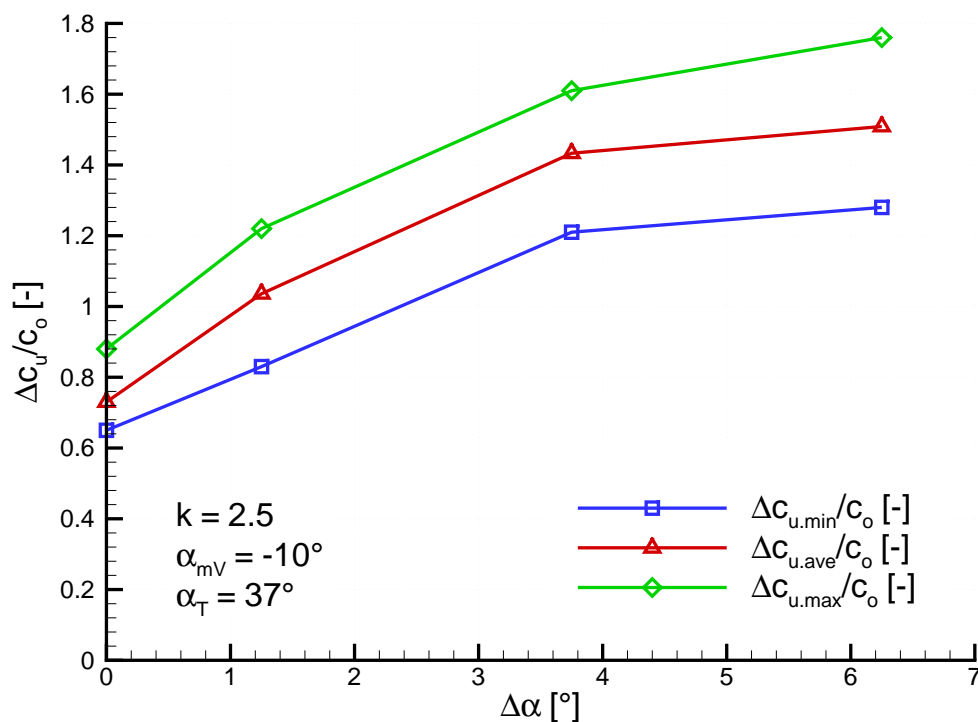


Abb. 7.10: Dimensionslose minimale, mittlere und maximale Umlenkung $\Delta c_u/c_o$ über der Amplitude $\Delta\alpha$

Die mittlere Umlenkung steigt bei kleinen Amplituden steil an. Bei höheren Amplituden wird die Zunahme der Umlenkung geringer. Zwischen $\Delta\alpha = 3.75^\circ$ und $\Delta\alpha = 6.25^\circ$ beträgt die Zunahme der mittleren Umlenkung nur etwa 7 %. Die absolute Differenz zwischen maximaler und minimaler Umlenkung wächst mit steigender Amplitude nur schwach an. Der Verlauf der minimalen und maximalen Umlenkung ist dem der mittleren Umlenkung ähnlich.

7.1.4 Einfluß des Anstellwinkels

Die Untersuchung des Einfluß des Anstellwinkels des nachgeschalteten Gitters auf das Strömungsfeld und die Umlenkung erfolgt sowohl für die fixierte als auch für die schwingende Vorleitschaufel. Zu diesem Zweck werden ausgehend von der Referenzuntersuchung am Tandemgitter (vgl. Tabelle 7.1) zwei weitere Anstellwinkel, $\alpha_T = 25^\circ$ und $\alpha_T = 31^\circ$, untersucht. Die dimensionslosen Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfelder für die fixierte Vorleitschaufel enthält Abb. 7.11. Der Anstellwinkel $\alpha_T = 37^\circ$ entspricht dem Referenzfall und die zugehörigen Felder sind bereits in Abb. 7.1 gezeigt. Zum besseren Vergleich werden diese Felder jedoch in Abb. 7.11 nochmals dargestellt.

Es zeigt sich, daß mit zunehmendem Anstellwinkel die Ausdehnung der Ablösung stark zunimmt. Während bei $\alpha_T = 25^\circ$ nur eine lokale Ablösung an der Vorderkante vorhanden ist, liegt bei $\alpha_T = 37^\circ$ eine von der Saugseite vollständig abgelöste Strömung vor. Für die Umlenkung ergibt sich dadurch ein schwacher Anstieg über dem Anstellwinkel.

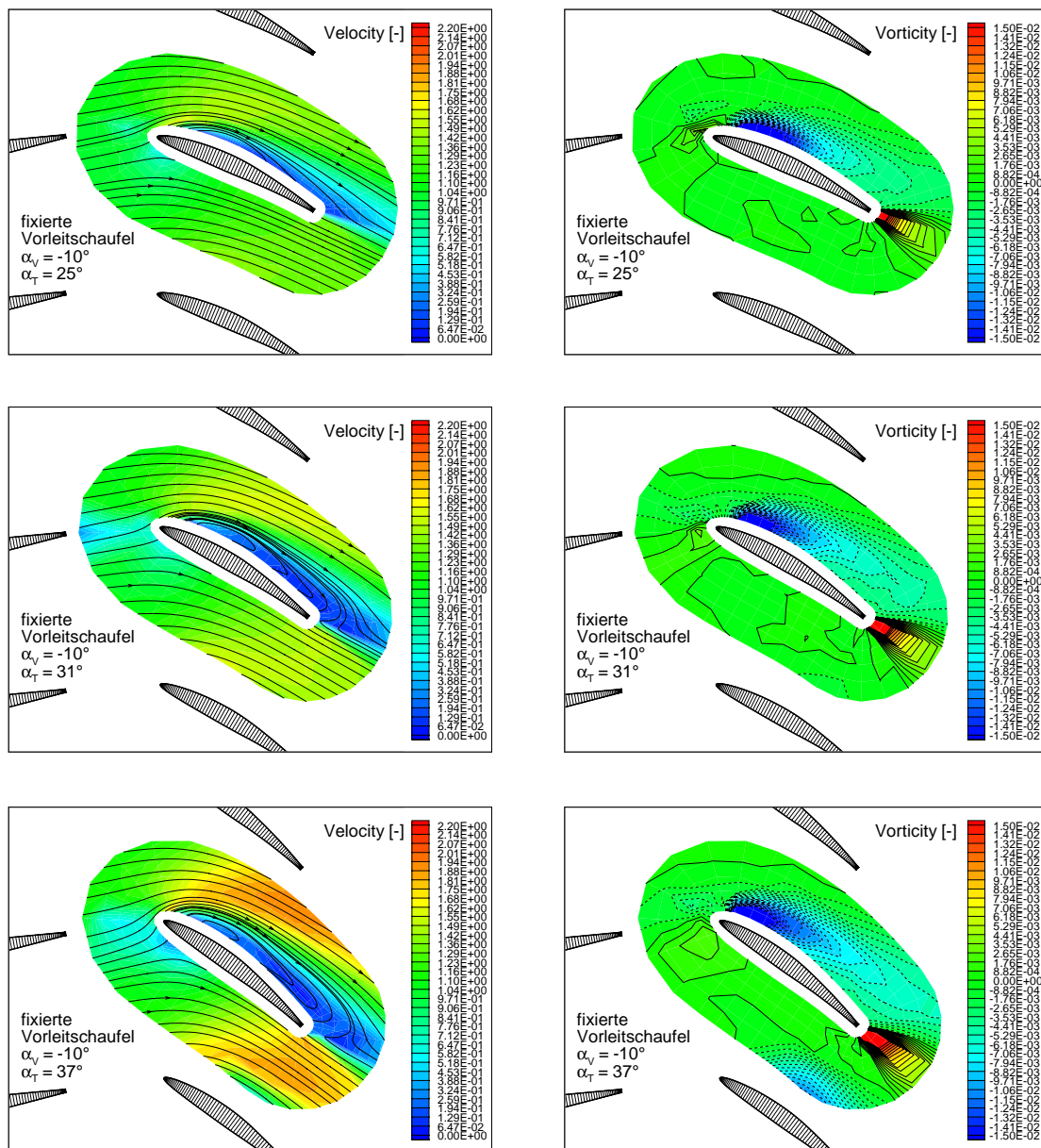


Abb. 7.11: Dimensionslose Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfelder für die Anstellwinkel $\alpha_T = 25^\circ$, $\alpha_T = 31^\circ$ und $\alpha_T = 37^\circ$ bei fixierter Schaufel

Für den Fall der schwingenden Vorleitschaukel ist eine starke Zunahme der Umlenkung mit zunehmendem Anstellwinkel zu beobachten. In Abb. 7.12 sind die Verläufe der Umlenkung $\Delta c_u/c_o$ über dem Vorleitschaukelwinkel α_V eingezeichnet. Während die Mittelwerte der Umlenkung bei $\alpha_T = 25^\circ$ und $\alpha_T = 31^\circ$ dicht beieinander liegen, erfolgt zwischen $\alpha_T = 31^\circ$ und $\alpha_T = 37^\circ$ eine starke Zunahme der Umlenkung. Für $\alpha_T = 25^\circ$ und $\alpha_T = 31^\circ$ ändert sich die Umlenkung über dem Vorleitschaukelwinkel kaum. Das Niveau der Umlenkung ist weitgehend konstant und es besteht nur eine geringe Umlenkungshysterese. Dagegen ist bei der Referenzuntersuchung ($\alpha_T = 37^\circ$) eine deutliche Umlenkungshysterese feststellbar.

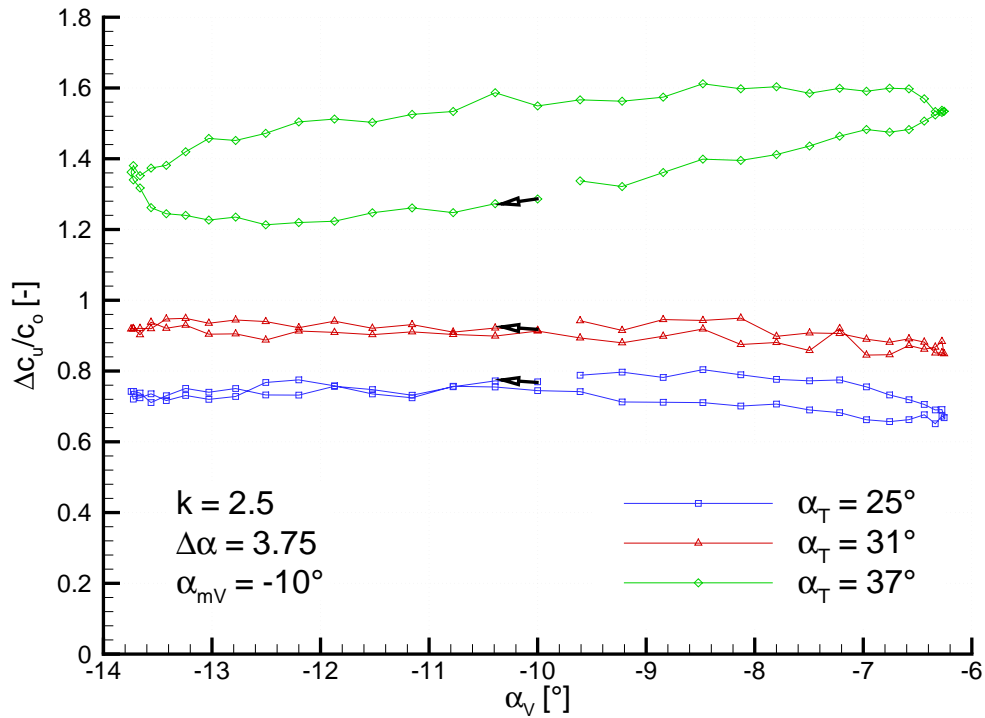


Abb. 7.12: Dimensionslose Umlenkung $\Delta c_u/c_0$ über dem Vorleitschaufelwinkel α_V für unterschiedliche Anstellwinkel α_T

Zur Erklärung der Umlenkungsverläufe in Abb. 7.12 sind in den Abb. 7.13 und 7.14 die dimensionslosen Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfelder für $\alpha_T = 25^\circ$ und $\alpha_T = 31^\circ$ bei den Vorleitschaufelwinkeln $\alpha_V = -10^\circ \downarrow$, $\alpha_V = \alpha_{min} = -13.75^\circ$, $\alpha_V = -10^\circ \uparrow$ und $\alpha_V = \alpha_{max} = -6.25^\circ$ dargestellt. Der Vorleitschaufelwinkel $\alpha_T = 37^\circ$ entspricht der Referenzuntersuchung (vgl. Abb. 7.2).

Anstellwinkel $\alpha_T = 25^\circ$

Im Vergleich zum Referenzfall ist bei $\alpha_T = 25^\circ$ die Außenströmungsgeschwindigkeit gering. Entsprechend gering ist auch die Geschwindigkeit, mit der abgelöste Teile des Vorderkantenwirbels entlang der Saugseite abschwimmen. Im Zusammenhang mit der im Verhältnis zur Frequenz geringen Strömungsgeschwindigkeit ergibt sich ein geringer Abstand der periodisch abschwimmenden Vorderkantenwirbel. Effektiv ist die reduzierte Frequenz der beobachteten Strömung größer als bei der Referenzuntersuchung, sofern man zur Bildung der reduzierten Frequenz die Geschwindigkeit der Außenströmung einsetzt. Auf die Umlenkung haben die in kurzer Folge abschwimmenden Wirbel kaum Auswirkungen. Wie die Untersuchung mit fixierter Vorleitschaufel zeigt, treten bei $\alpha_T = 25^\circ$ ohnehin nur lokale Vorderkantenablösungen auf, so daß die Umlenkung generell hoch ist.

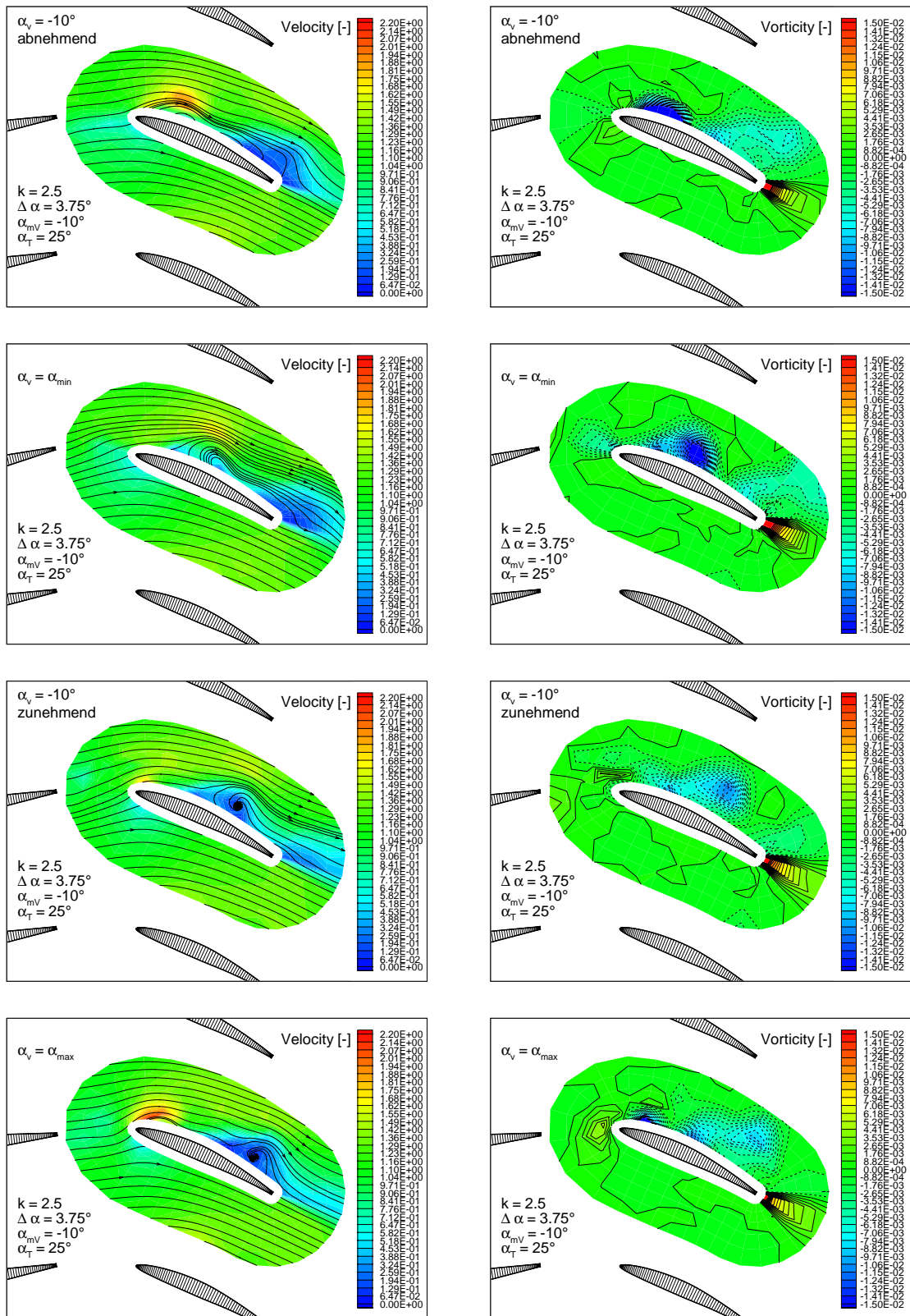


Abb. 7.13: Dimensionslose Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfelder für $\alpha_T = 25^\circ$ bei verschiedenen Phasenlagen

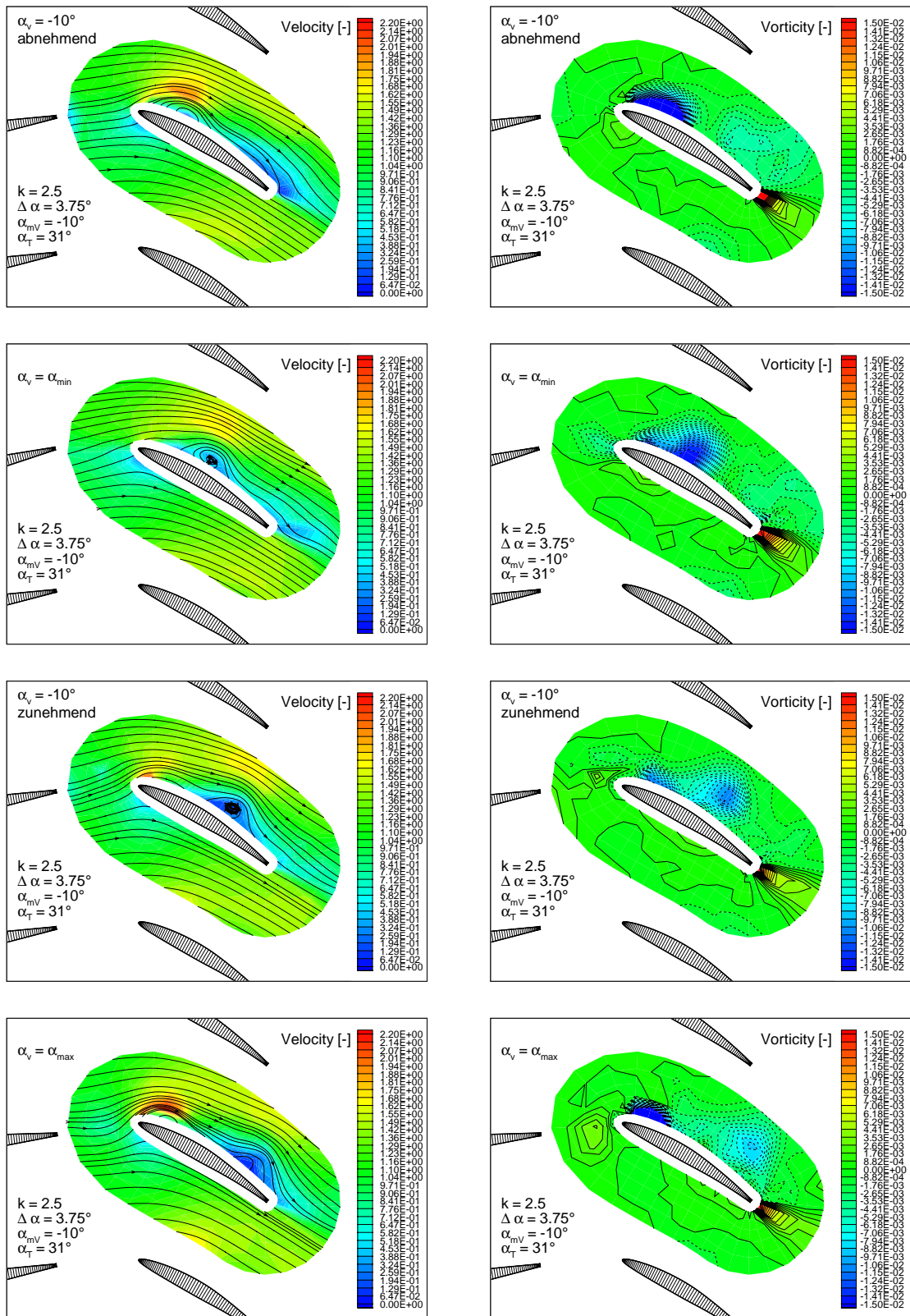


Abb. 7.14: Dimensionslose Geschwindigkeits- und Wirbelintensitätsfelder für $\alpha_T = 31^\circ$ bei verschiedenen Phasenlagen

Anstellwinkel $\alpha_T = 31^\circ$

Der beim Anstellwinkel $\alpha_T = 25^\circ$ erläuterte Zusammenhang gilt bei $\alpha_T = 31^\circ$ ebenso, jedoch in abgeschwächter Form. Aufgrund der gesteigerten Außenströmungsgeschwindigkeit ist der Abstand der abschwimmenden Vorderkantenwirbel größer.

Gegenüber der fixierten Vorleitschaufel ist eine größere Umlenkung zu beobachten. Im Vergleich mit dem Referenzfall läßt sich folgende Aussage ableiten: Je stärker die Ablösung bei fixierter Vorleitschaufel, desto größer ist die Verbesserung der Umlenkung durch die Schwingbewegung.

Zusammenfassung

In Abb. 7.15 sind die minimale, mittlere und maximale Umlenkung über dem Vorleitschaufelwinkel aufgetragen. Zusätzlich enthält Abb. 7.15 den Umlenkungsverlauf bei fixierter Schaufel.

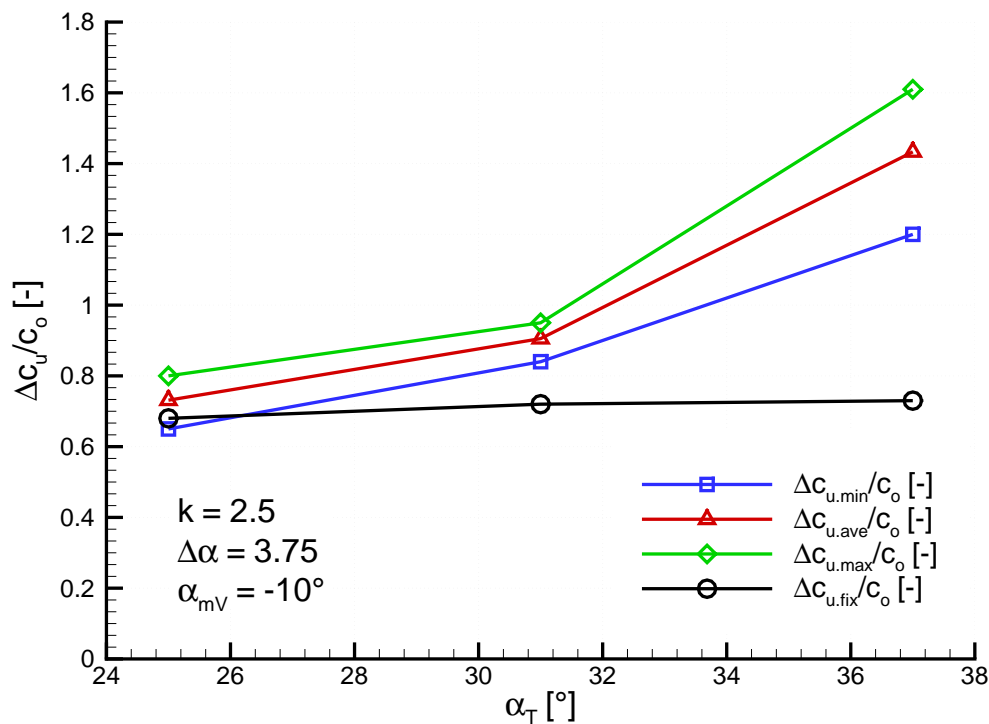


Abb. 7.15: Dimensionslose minimale, mittlere und maximale Umlenkung $\Delta c_u/c_o$ bei schwingender sowie fixierter Schaufel über dem Anstellwinkel α_T

Für den Fall der fixierten Vorleitschaufel ist der Anstieg der Umlenkung mit zunehmendem Anstellwinkel gering. Der größte Effekt durch die schwingende Schaufel

ist bei großen Anstellwinkeln zu erzielen. Für $\alpha_T = 37^\circ$ beträgt die Zunahme der Umlenkung 97 %. Bei kleinen Anstellwinkeln ist der Unterschied der Umlenkung mit schwingender und fixierter Vorleitschaufel gering. Da die Strömung bei fixierter Vorleitschaufel und kleinen Anstellwinkeln nur eine lokale Vorderkantenablösung aufweist, ist das Steigerungspotential der Umlenkung gering. Ein signifikanter Effekt durch instationäre Zuströmung ist nur bei großen Anstellwinkeln und entsprechend stark abgelöster Strömung zu erzielen.

7.2 Wanddruckverteilung

Den Messungen der Wanddruckverteilung liegt die Parametereinstellung der Referenzuntersuchung am Tandemgitter zugrunde (vgl. Tabelle 7.1). Die Darstellung des Wanddruckes erfolgt als Druckbeiwert c_p entsprechend der Definition:

$$c_p = \frac{p_W - \overline{p_{VK}}}{\frac{\rho}{2} c_o^2} \quad (7.1)$$

Der Druck $\overline{p_{VK}}$ ist der über eine Periode gemittelte Wanddruck an der Vorderkante der nachgeschalteten Schaufel.

fixierte Vorleitschaufel

In Abb. 7.16 ist die Verteilung des Druckbeiwertes auf der Schaufeloberfläche gezeigt. Die quantitative Darstellung erfolgt durch die Farbskala sowie der Länge der Oberflächennormalen. Da der Wanddruck aus der Geschwindigkeitsverteilung resultiert, ist zur besseren Interpretation der Ergebnisse zusätzlich das Geschwindigkeitsfeld dargestellt.

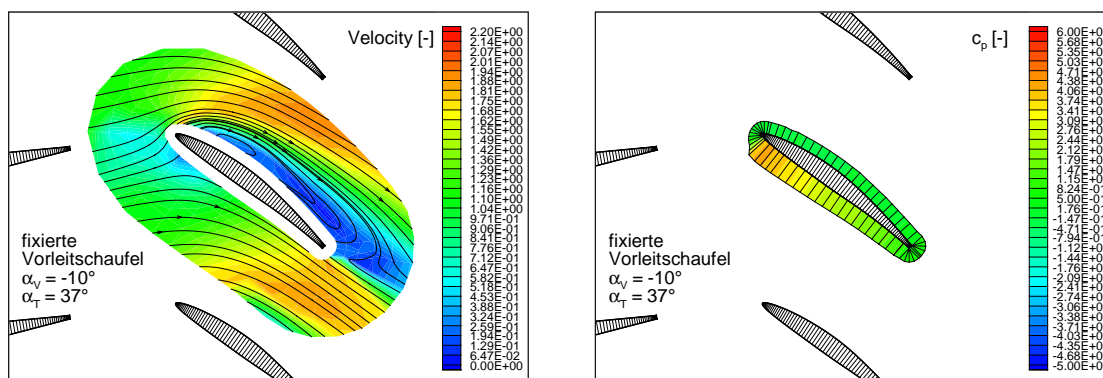


Abb. 7.16: Dimensionsloses Geschwindigkeitsfeld und Druckbeiwertverteilung für die fixierte Vorleitschaufel

Korrespondierend mit der Zunahme der Außenströmungsgeschwindigkeit erkennt man auf der Druckseite eine Abnahme des Druckes in Strömungsrichtung. Der Staupunkt befindet sich ein kurzes Stück stromab der Vorderkante. Infolge der vollständigen Ablösung herrscht auf der Saugseite eine weitgehende Gleichverteilung des Wanddruckes.

schwingende Vorleitschaufel

Abb. 7.17 zeigt die Geschwindigkeitsfelder und Druckbeiwertverteilungen bei schwingender Vorleitschaufel für die Anstellwinkel $\alpha_V = -10^\circ \downarrow$, $\alpha_V = \alpha_{min} = -13.75^\circ$, $\alpha_V = -10^\circ \uparrow$ und $\alpha_V = \alpha_{max} = -6.25^\circ$. Die Darstellung erfolgt analog zur fixierten Vorleitschaufel in Abb. 7.16.

Durch die instationäre Zuströmung ergibt sich eine periodische Änderung des Staudruckes und eine Verschiebung des Staupunktes. Korrespondierend mit dem abschwimmenden Wirbel entsteht ein örtlich veränderliches Gebiet niedrigen Wanddruckes auf der Saugseite. Dieses Gebiet liegt ein kurzes Stück stromab des Wirbelzentrums. Der Wirbel induziert in seinem Nachlauf eine auf die Schaufeloberfläche gerichtete Strömung, so daß Fluid in die Grenzschicht transportiert wird. Dadurch ergibt sich eine lokale Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit in Wandnähe und der Wanddruck sinkt.

Im Vergleich zur Wanddruckverteilung bei fixierter Vorleitschaufel ist der mittlere Wanddruck auf der Saugseite stets kleiner und auf der Druckseite größer. Dieser Zusammenhang bestätigt die Beobachtung der stärkeren Umlenkung bei schwingender Vorleitschaufel. Durch die instationäre Zuströmung ist mit einer Zunahme des Auftriebs und des Widerstandes zu rechnen.

Die Größe des Druckes im wirbelbeeinflussten Wandabschnitt nimmt im Verlauf der Abschwimmbewegung ab. Offensichtlich besteht ein Zusammenhang mit der Intensität des abschwimmenden Wirbels. Da dessen Intensität bis zum Erreichen der Hinterkante um ca. 62 % abnimmt (vgl. Abschnitt 7.1.1), verringert sich der Transport von Fluid in die Grenzschicht während der Abschwimmbewegung und der Druck steigt an.

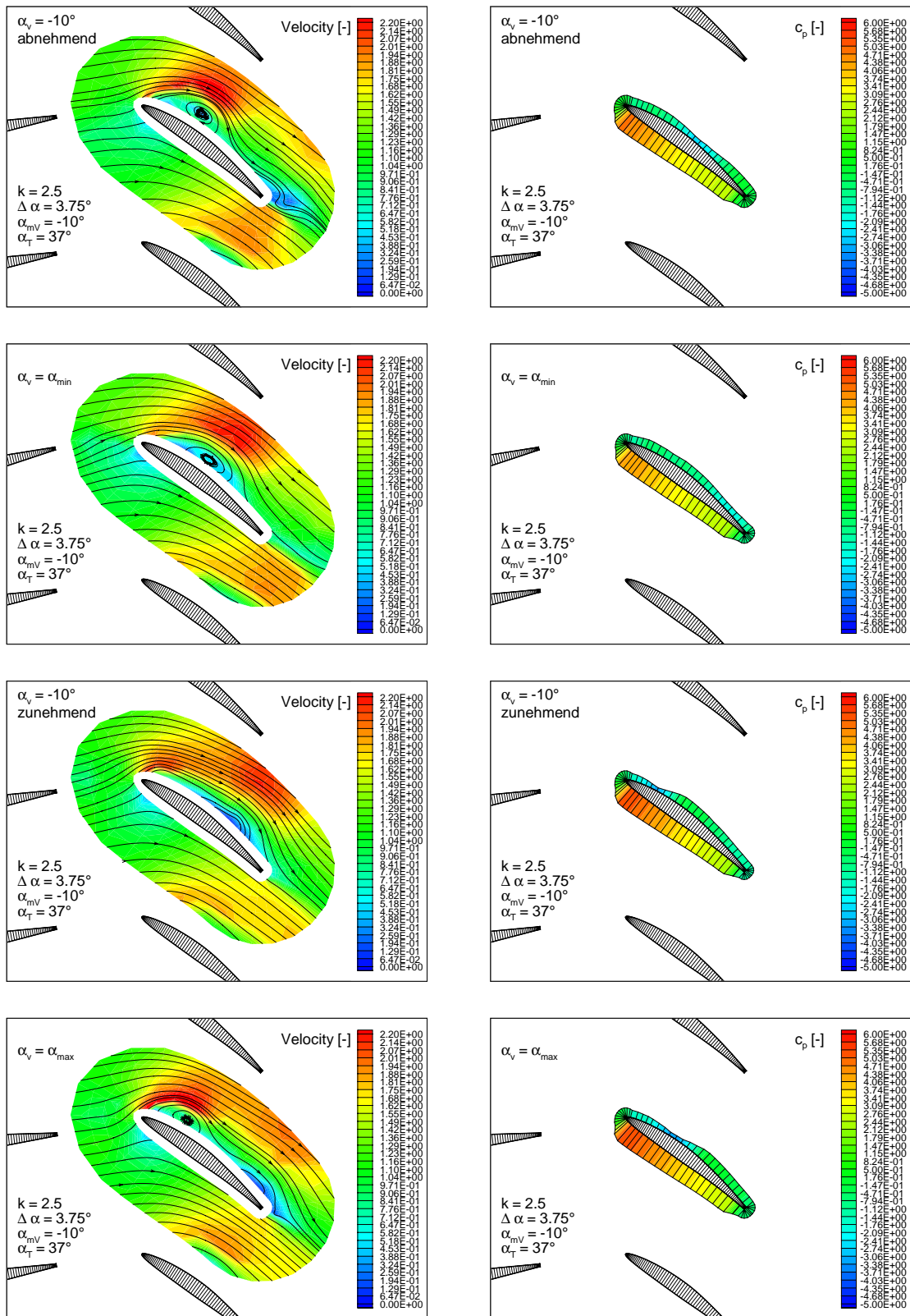


Abb. 7.17: Dimensionslose Geschwindigkeitsfelder und Druckbeiwertverteilungen für die schwingende Vorleitschaufel bei verschiedenen Phasenlagen

7.3 Impuls- und Energiebilanz

Analog zur Untersuchung am Einzelgitter wird auch am Tandemgitter eine Impuls- und Energiebilanz mit Hilfe von Totaldruck- und LDA-Messungen durchgeführt. Zu diesem Zweck wird sowohl um die Vorleitschaufel als auch um die nachgeschaltete Schaufel ein Kontrollraum definiert. Somit sind Analysen an der jeweiligen einzelnen Schaufel möglich. Die Kontrollräume sind so gewählt, daß der Austrittsrand an der Vorleitschaufel und der Eintrittsrand an der nachgeschalteten Schaufel weitgehend aneinandergrenzen.

In Tabelle 7.2 sind die Versuchsparameter für die Impuls- und Energiebilanz eingetragen. Mit Ausnahme der reduzierten Frequenz werden die gleichen Versuchsparameter wie bei der Referenzuntersuchung in Abschnitt 7.1.1 verwendet.

fixierte Vorleitschaufel	
Anstellwinkel der Vorleitschaufel α_V [°]	-10.0
Anstellwinkel der nachgeschalteten Schaufel α_T [°]	37.0
schwingende Vorleitschaufel	
Reduzierte Frequenz k [-]	1.65
Amplitude $\Delta\alpha$ [°]	3.75
Mittlerer Anstellwinkel der Vorleitschaufel α_{mV} [°]	-10.0
Anstellwinkel der nachgeschalteten Schaufel α_T [°]	37.0

Tabelle 7.2: Parameter für die Auswertung der Impuls- und Energiebilanz am Tandemgitter

7.3.1 Auftrieb, Widerstand und Schaufelmoment

fixierte Vorleitschaufel

Abb. 7.18 zeigt die Geschwindigkeitsvektoren und die Druckverteilung auf den äußeren Kontrollraumgrenzen des Tandemgitters. Die eingezeichneten Werte auf dem gemeinsamen Teil der Kontrollraumgrenze stammen aus verschiedenen Messungen. Dadurch läßt sich die Reproduzierbarkeit der Messungen nachprüfen.

Anhand der Geschwindigkeitsvektoren sind die Nachlaufdellen beider Schaufeln zu erkennen. Auf die Druckverteilung hat die Nachlaufströmung kaum Einfluß. Wegen des moderaten Anstellwinkels der Vorleitschaufel ändert sich der Druck nur

aufgrund des Dickeneinflusses der Vorleitschaufel. Dagegen ist eine starke Abnahme des Druckes beim Durchströmen des nachgeschalteten Gitters zu beobachten. Im Vergleich zum Vorleitgitter verschlechtert sich die Teilungsperiodizität im nachgeschalteten Gitter.

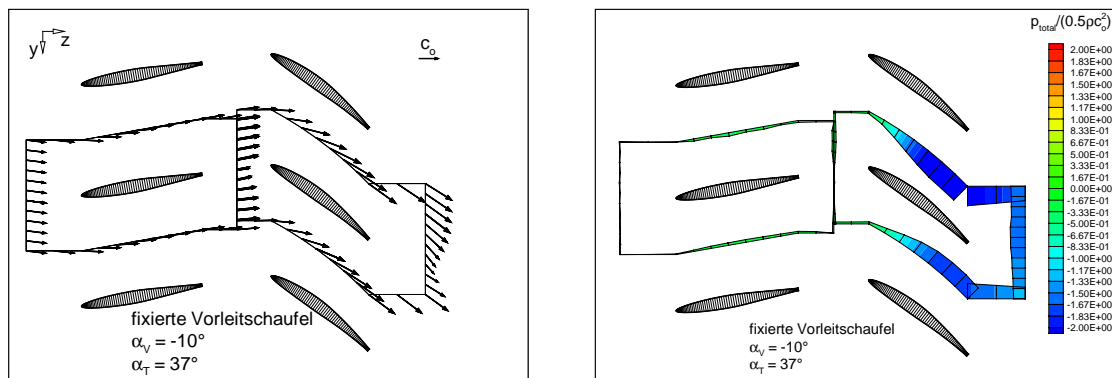


Abb. 7.18: Geschwindigkeitsvektoren und dimensionslose Druckverteilung auf den äußeren Kontrollraumgrenzen für die fixierte Vorleitschaufel

schwingende Vorleitschaufel

In Abb. 7.19 sind die Geschwindigkeitsvektoren und die Druckverteilung auf den äußeren Kontrollraumgrenzen des Tandemgitters für die schwingende Vorleitschaufel dargestellt. Beim gezeigten Anstellwinkel $\alpha_V = -10^\circ \downarrow$ erkennt man im Vergleich zur fixierten Vorleitschaufel schwächer ausgeprägte Nachlaufzellen. Die Druckverteilung zeigt, daß keine teilungsperiodische Strömung vorliegt.

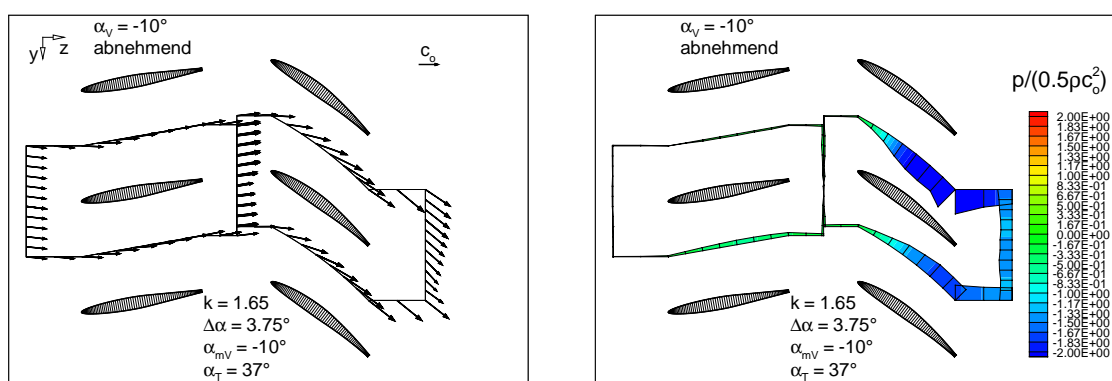


Abb. 7.19: Geschwindigkeitsvektoren und dimensionslose Druckverteilung auf den äußeren Kontrollraumgrenzen für die schwingende Vorleitschaufel beim Anstellwinkel $\alpha_V = -10^\circ \downarrow$

Die Auswertung der Impuls- und Impulsmomentengleichung (Gleichung 2.17 und 2.21) ergibt die in den Abbildungen 7.20 und 7.21 gezeigten Verläufe der Auftriebs-, Widerstands- und Momentenbeiwerte der Vorleitschaufel über dem Anstellwinkel.

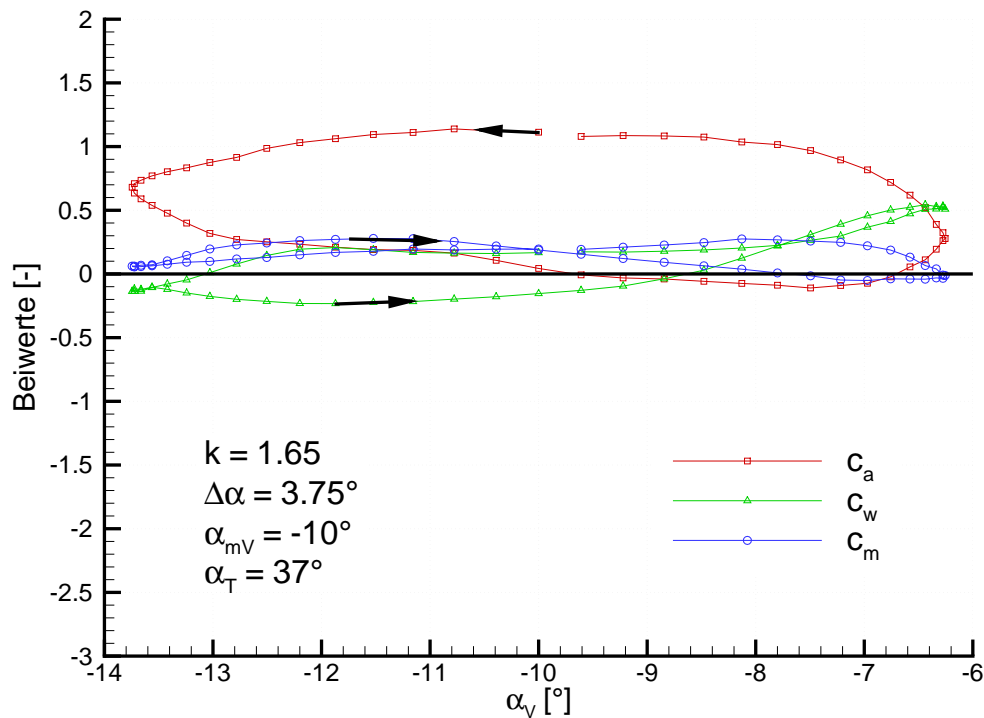


Abb. 7.20: Auftriebs-, Widerstands- und Momentenbeiwert der schwingenden Vorleitschaukel über dem Anstellwinkel α_V

Der Auftriebsbeiwert zeigt eine starke Hysterese zwischen den Phasen zunehmenden und abnehmenden Anstellwinkels. Der Mittelwert des Auftriebsbeiwertes ist positiv, d. h. die mittlere Auftriebskraft wirkt in Richtung der y-Koordinate.

Der Widerstandsbeiwert ist zwischen $\alpha_V = -13^\circ \downarrow$ und $\alpha_V = -8.7^\circ \uparrow$ negativ. Während dieser Phase wird der Widerstand durch den Beitrag der Impulskraft dominiert. Aufgrund der schwachen Druckänderung beim Durchströmen des Vorleitgitters ist der Widerstandsbeitrag der Druckkraft gering. Der Verlauf ist insgesamt ebenso wie beim Auftrieb von der dynamischen Wechselwirkung der Schwingbewegung mit der Strömung geprägt.

Das auf die schwingende Vorleitschaukel wirkende Drehmoment ist überwiegend positiv. Die Hysterese und der Mittelwert sind gering.

Beim Durchströmen des Tandemgitters wird die Strömung vor allem im nachgeschalteten Gitter umgelenkt. Dementsprechend ergeben sich vergleichsweise große Kraftwirkungen auf die Schaufeln. Da diese jedoch fixiert sind, ist die Dynamik der

Vorgänge schwächer. Die auftretenden Hysteresen resultieren nur aus der instationären Zuströmung. Generell sind wegen der starken Druckänderung im nachgeschalteten Gitter die Beiträge der Druckkraft groß.

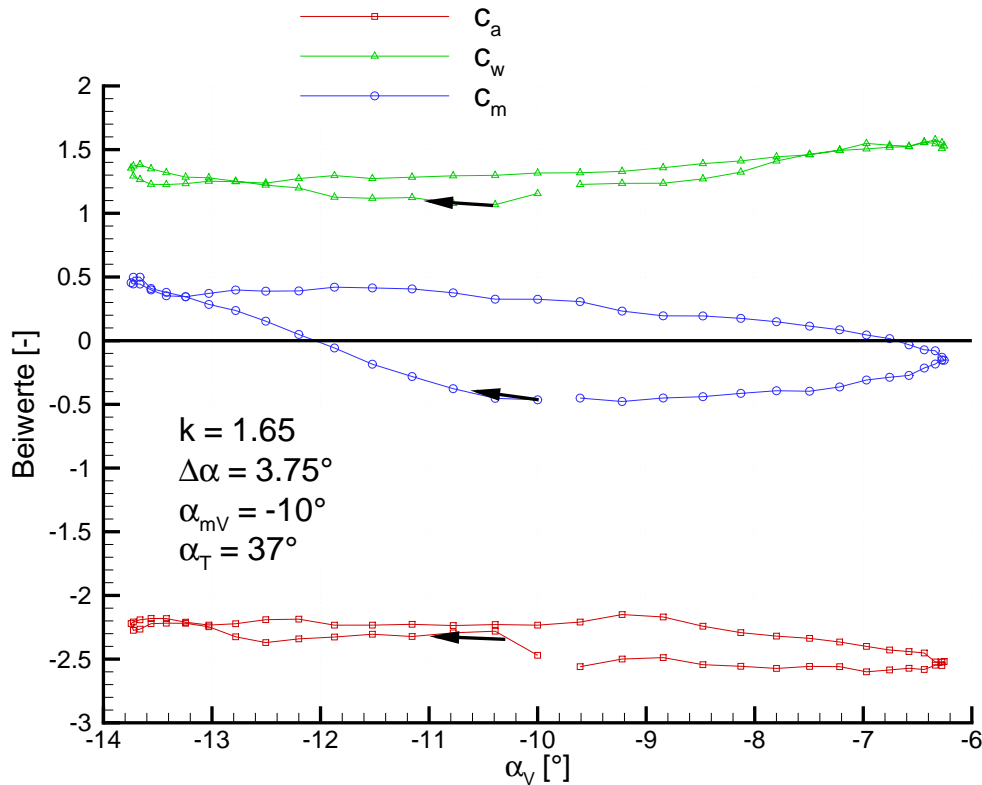


Abb. 7.21: Auftriebs-, Widerstands- und Momentenbeiwert der nachgeschalteten Schaufel über dem Anstellwinkel α_T

Der Auftriebsbeiwert an der nachgeschalteten Schaufel ist nahezu konstant und negativ, so daß die Auftriebskraft entgegen der y-Koordinate wirkt.

Auch der Widerstandsbeiwert ändert sich im Verlauf der Vorleitschaufelschwingung kaum. Aufgrund der starken Druckänderung wirkt die Widerstandskraft in Richtung der z-Koordinate.

Der in Abb. 7.21 gezeigte Verlauf des Momentenbeiwerts bezieht sich auf die Zapfenachse bei $x_f/l = 0.46$. Dadurch ergibt sich, daß das Schaufelmoment während einer Periode zweimal die Drehrichtung wechselt. Wie in Abschnitt 7.2 gezeigt, bewirken die entlang der Saugseite abschwimmenden Wirbel lokale Gebiete niedrigen Wanddruckes. Da sich diese Gebiete mit den Wirbeln bewegen, ist die resultierende Drehmomentwirkung je nach ihrer Lage zur Zapfenachse positiv oder negativ.

Zusammenfassung

In Tabelle 7.3 sind die Auftriebs-, Widerstands- und Momentenbeiwerte für die fixierte Vorleitschaufel und die über eine Periode gemittelten Werte für die schwingende Vorleitschaufel gegenübergestellt.

	fixiert	schwingend
Vorleitschaufel		
Auftriebsbeiwert c_a [-]	0.5	0.5
Widerstandsbeiwert c_w [-]	0.0	0.1
Momentenbeiwert c_m [-]	0.1	0.1
nachgeschaltete Schaufel		
Auftriebsbeiwert c_a [-]	-2.0	-2.4
Widerstandsbeiwert c_w [-]	1.3	1.4
Momentenbeiwert c_m [-]	0.0	0.1

Tabelle 7.3: Vergleich der Auftriebs-, Widerstands- und Momentenbeiwerte für die fixierte und schwingende Vorleitschaufel im Tandemgitter ($k = 1.65$, $\Delta\alpha = 3.75^\circ$, $\alpha_{mV} = 25.0^\circ$, $\alpha_T = 37.0^\circ$)

Für die Vorleitschaufel unterscheiden sich die Beiwerte praktisch nicht. Aufgrund des geringen Anstellwinkels sind die Mittelwerte der Schaufelkräfte und des Schaufelmoments durchweg klein.

Hingegen ergibt sich für die nachgeschaltete Schaufel bei schwingender Vorleitschaufel ein dem Betrag nach 15 % größerer Auftriebsbeiwert. Ebenso ist der Widerstands- und Momentenbeiwert jeweils höher. Damit wird die aus der Untersuchung des Wanddrucks gewonnene Aussage, daß der Auftrieb und der Widerstand infolge der instationären Zuströmung steigt, bestätigt.

7.3.2 Verluste und Schwingleistung

fixierte Vorleitschaufel

In Abb. 7.22 ist die Totaldruckverteilung auf den äußeren Kontrollraumgrenzen des Tandemgitters bei fixierter Vorleitschaufel dargestellt. Zu erkennen ist, daß die Nachlaufdelle der nachgeschalteten Schaufel stark ausgeprägt ist. Entlang der gemeinsamen Kontrollraumgrenze ist der Totaldruck doppelt aufgetragen. Die Werte stammen aus verschiedenen Messungen. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung.

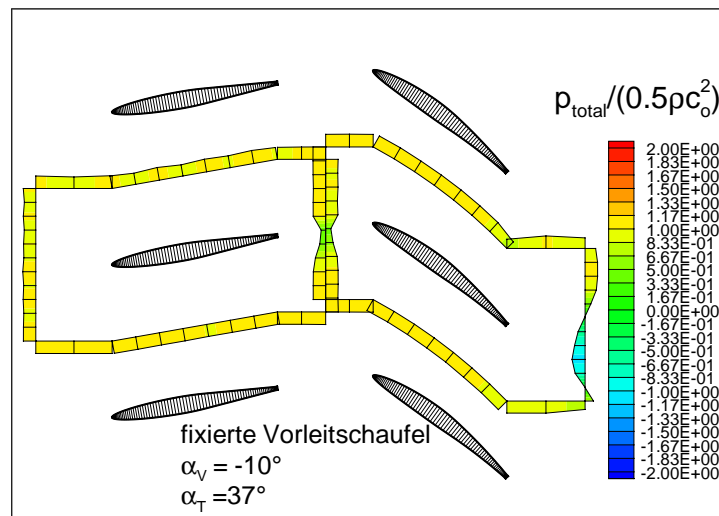


Abb. 7.22: Dimensionslose Totaldruckverteilung auf den äußeren Kontrollraumgrenzen bei fixierter Vorleitschaufel

schwingende Vorleitschaufel

Abb. 7.23 zeigt die Leistungsbeiträge des Totaldrucktransports und der Schwingbewegung für das Tandemgitter über dem Anstellwinkel der schwingenden Vorleitschaufel. Der Mittelwert der Schwingleistung ist praktisch null. Die während der Phase abnehmenden Anstellwinkels der Strömung durch den Kurbeltrieb zugeführte Schwingleistung entspricht dem Betrag nach der von der Strömung abgegebenen Schwingleistung bei zunehmendem Anstellwinkel. Am Niveau des Totaldrucktransportes erkennt man, daß der größte Teil der Verluste am nachgeschalteten Gitter entsteht.

Am Vorleitgitter entsteht eine Hysterese erst für Anstellwinkel $\alpha_V < -10^\circ$. Dagegen ergibt sich an der nachgeschalteten Schaufel eine Hysterese über dem gesamten Winkelbereich.

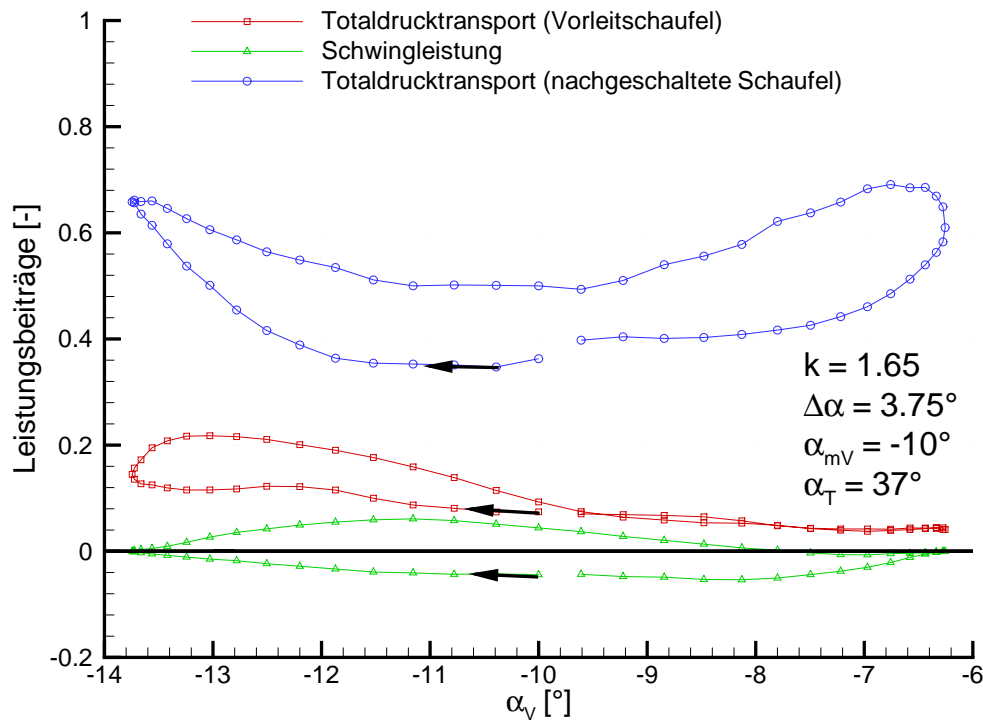


Abb. 7.23: Leistungsbeiträge durch den konvektiven Term und den Schwingleistungsterm über dem Anstellwinkel α

Zur Erklärung ist in Abb. 7.24 der Totaldruck auf den äußeren Kontrollraumgrenzen des Tandemgitters bei den Anstellwinkeln $\alpha_V = -10^\circ \downarrow$, $\alpha_V = \alpha_{min} = -13.75^\circ$, $\alpha_V = -10^\circ \uparrow$ und $\alpha_V = \alpha_{max} = -6.25^\circ$ dargestellt. Infolge der Schwingbewegung erkennt man bei $\alpha_V = -10^\circ \downarrow$ an der Vorleitschaufel, daß der Totaldruck an der oberen teilungsperiodischen Kontrollraumgrenze höher ist als an der unteren. Da in dieser Phasenlage die Drehrichtung der Schaufel und des Schaufelmoments gleich sind, ist die Schwingleistung negativ. Dies bedeutet, daß die Schwingbewegung von der Strömung angetrieben wird. Die schwach ausgeprägte Nachlaufdelle sowohl der Vorleitschaufel als auch der nachgeschalteten Schaufel korrespondieren mit dem niedrigen Totaldrucktransport.

Bei $\alpha_V = \alpha_{min} = -13.75^\circ$ liegt eine Gleichverteilung des Totaldruckes an den teilungsperiodischen Teilen der Kontrollraumgrenze der Vorleitschaufel vor. Da sich die Drehrichtung der Vorleitschaufel umkehrt, verschwindet die Winkelgeschwindigkeit und auch die Schwingleistung. Die Ausprägung bzw. Ausdehnung der Nachlaufdellen hat sich gegenüber $\alpha_V = -10^\circ \downarrow$ verstärkt. Daher hat sich der Totaldrucktransport an der Vorleitschaufel erhöht bzw. hat an der nachgeschalteten Schaufel ein lokales Maximum erreicht.

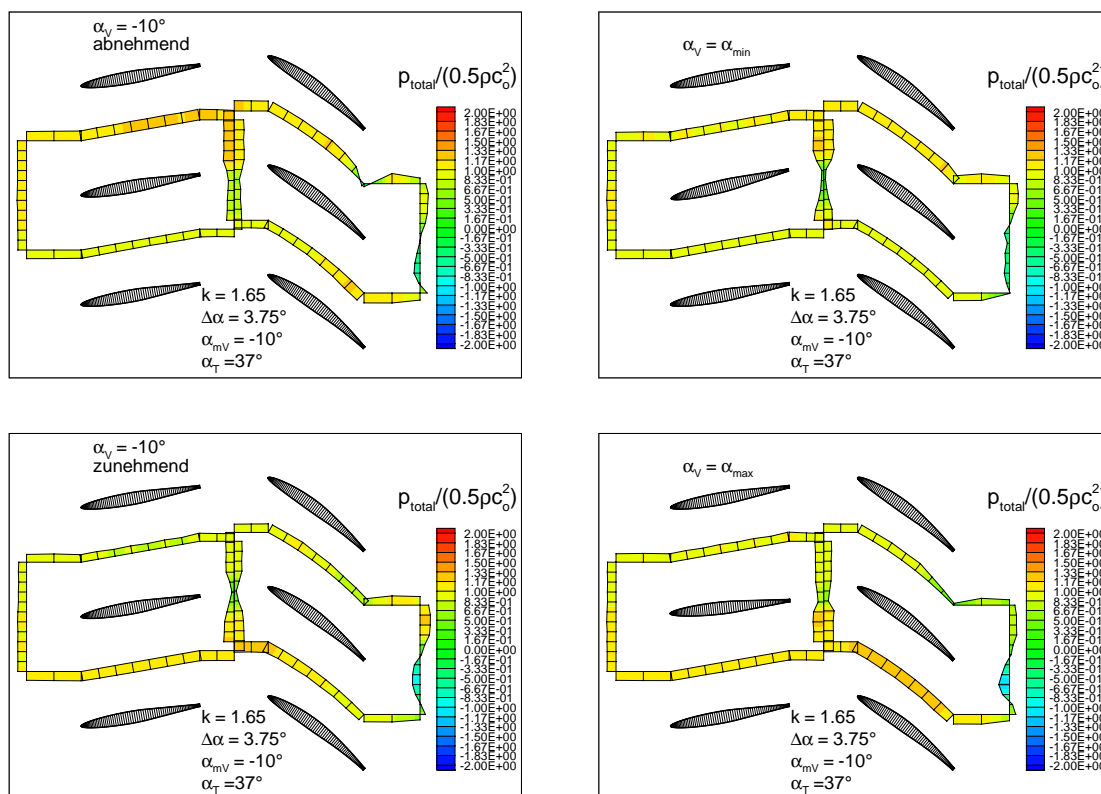


Abb. 7.24: Dimensionslose Totaldruckverteilungen für die schwingende Vorleitschaufel bei verschiedenen Phasenlagen

Bei $\alpha_V = -10^\circ \uparrow$ herrschen an den teilungsperiodischen Kontrollraumgrenzen der Vorleitschaufel im Vergleich zu $\alpha_V = -10^\circ \downarrow$ umgekehrte Verhältnisse. An der oberen Grenze ist der Totaldruck nun niedriger als an der unteren. Wegen der entgegengesetzten Drehrichtung der Schaufel und des Schaufelmoments wird der Strömung Schwingleistung zugeführt. Die Ausprägung bzw. Ausdehnung der Nachlaufdellen hat sich gegenüber $\alpha_V = \alpha_{min} = -13.75^\circ$ etwas abgeschwächt, so daß sich der Totaldrucktransport an beiden Schaufeln verringert hat.

Bei $\alpha_V = \alpha_{max} = -6.25^\circ$ liegt wiederum eine Gleichverteilung des Totaldruckes an den teilungsperiodischen Kontrollraumgrenzen der Vorleitschaufel vor. Entsprechend der stattfindenden Bewegungsrichtungsumkehr der Vorleitschaufel verschwindet die Schwingleistung. Die Nachlaufdelle der Vorleitschaufel ist nur schwach ausgeprägt, so daß der Totaldrucktransport ein breites Minimum durchläuft. Hingegen ist die Nachlaufdelle der nachgeschalteten Schaufel stark ausgeprägt und das Totaldruckniveau am Kontrollraumaustritt ist insgesamt niedrig. Dieser Zusammenhang korrespondiert mit dem großen Totaldrucktransport nach Abb. 7.23.

Zusammenfassung

In Tabelle 7.4 sind die Schwingleistung, der Totaldrucktransport und der resultierende Verlustbeiwert am Tandemgitter bei fixierter Vorleitschaufel und die über eine

Periode gemittelten Werte bei schwingender Vorleitschaufel gegenübergestellt. Die eingetragenen Werte sind auf die Strömungsleistung der Zuströmgeschwindigkeit $\frac{\rho}{2}c_o^3bt$ normiert.

	fixierte Vorleitschaufel	schwingende Vorleitschaufel
Schwingleistung [–]	-	0.00
Totaldrucktransport am Vorleitgitter [–]	0.05	0.10
Totaldrucktransport am nachgeschalteten Gitter [–]	0.54	0.53
Verlustbeiwert ζ_v [–]	0.59	0.63

Tabelle 7.4: Vergleich der dimensionslosen Schwingleistung, des dimensionslosen Totaldrucktransportes und des Verlustbeiwertes für die fixierte und schwingende Vorleitschaufel im Tandemgitter ($k = 1.65$, $\Delta\alpha = 3.75^\circ$, $\alpha_{mV} = 25.0^\circ$, $\alpha_T = 37.0^\circ$)

Durch die Schwingbewegung der Vorleitschaufel wird im Mittel keine Schwingleistung ausgetauscht. Dem Kontrollraum des Vorleitgitters wird bei schwingender Vorleitschaufel doppelt so viel Totaldruck zugeführt als bei fixierter. Beim nachgeschalteten Gitter ergibt die Bilanz eine um 2 % niedrigere Totaldruckzufuhr bei schwingender Vorleitschaufel. Der Verlustbeiwert des Tandemgitters ist dennoch um 7 % höher.

Kapitel 8

Bewertung und Ausblick

Die Versuchsergebnisse belegen, daß durch eine lokal instationäre Strömung, aufgeprägt durch eine sinusförmige Drehschwingbewegung einer Schaufel, das Ablöseverhalten der Gitterströmung positiv beeinflußt werden kann. Die hierbei wirkenden Mechanismen sind der Grenzschichtbeeinflussung durch Einblasen von Fluid in die Grenzschicht ähnlich.

Aufgrund der Schwingbewegung entsteht relativ zur Schaufel eine periodische Änderung des Inzidenzwinkels. Dies gilt sowohl für die schwingende Schaufel als auch für eine im Nachlauf der schwingenden Schaufel angeordnete, fixierte Schaufel. Während der Phase großer Inzidenzwinkel ist die Fehlanströmung groß und es bildet sich ein Ablösewirbel an der Schaufelvorderkante. In der darauffolgenden Phase kleiner Inzidenzwinkel löst sich der Wirbel aufgrund der Impulswirkung der Außenströmung von der Vorderkante und schwimmt entlang der Schaufelsaugseite ab. Dieser Vorgang wiederholt sich periodisch. Bei ausreichend kleiner Periodendauer bleibt der Strömung keine Zeit, um einen der stationären Zuströmung entsprechenden Ablösewirbel auszubilden. Im übertragenen Sinn bedeutet dies, daß das Zeitverhalten der Übertragungsfunktion

$$\text{Ausbildungsgrad der Ablösung} = f(\text{Frequenz der Inzidenzwinkeländerung})$$

ausgenutzt wird.

Die Geschwindigkeit, mit der der Vorderkantenwirbel abschwimmt, hängt von der Geschwindigkeit der Außenströmung ab. Aufgrund der Drehrichtung des Vorderkantenwirbels und der Beobachtung, daß seine Geschwindigkeit etwa halb so groß ist wie die Geschwindigkeit der Außenströmung, liegt der Vergleich mit einem auf einer festen Wand abrollenden Zylinder nahe. In diesem Zusammenhang sind dem abschwimmenden Wirbel Festkörperwirbeleigenschaften zuzuschreiben.

Der Wirbel induziert in seinem Nachlauf eine lokal auf die Saugseite gerichtete Strömung. Auf diese Weise wird Fluid der Außenströmung in die Grenzschicht

„eingebblasen“ und der Grenzschicht wird Energie der Außenströmung zugeführt. Die daraus resultierende Beschleunigung der Grenzschichtströmung stabilisiert die Grenzschicht und die Ausbildung einer Hinterkantenablösung wird unterdrückt. Es ergibt sich eine größere Umlenkung und ein größerer Auftrieb gegenüber der stationären Zuströmung.

Die positive Beeinflussung der Grenzschicht erfolgt unter der Voraussetzung, daß die Periodendauer der Inzidenzwinkeländerung und die Zeit, die der Vorderkantenwirbel benötigt, um bis zur Hinterkante abzuschwimmen, in einem bestimmten Verhältnis stehen. Bei zu kleiner Frequenz und zu langer Periodendauer schwimmt der Wirbel über die Hinterkante hinweg, ehe sich erneut ein Wirbel von der Vorderkante löst. Infolgedessen erfolgt die Energiezufuhr in die Grenzschicht nur über einen Bruchteil der gesamten Periodendauer. Im zeitlichen Mittel wird der Grenzschicht weniger Energie zugeführt und der stabilisierende Einfluß ist geringer.

Bei zu hohen Frequenzen und somit zu kurzen Periodendauern schwimmen zeitweise zwei Wirbel entlang der Saugseite ab. Im Interaktionsgebiet zwischen den beiden gleichsinnig drehenden Wirbeln kann in die Grenzschicht kein Fluid transportiert werden, da sich die Zirkulationswirkungen auf die Strömung aufheben. Je dichter die Wirbel aufeinanderfolgen, desto weniger Energie kann der Grenzschicht im zeitlichen Mittel zugeführt werden.

Es ist festzustellen, daß der größte Energieeintrag in die Grenzschicht erfolgt, wenn sich ein Wirbel von der Vorderkante genau dann löst, wenn der vorhergehende gerade bis zur Hinterkante abgeschwommen ist. Demnach ist das Verhältnis der Periodendauer und der Abschwimdauer des Wirbels, bei dem optimale Effekte zu erzielen sind, gleich eins. Die Betrachtungen, sowohl am Einzel- als auch am Tandemgitter, bestätigen diese Modellvorstellung.

Die Strömungsfelduntersuchung wird an beiden Gittern bei einer Zuströmungsgeschwindigkeit von ca. 11 m/s durchgeführt. Sowohl am Einzelgitter als auch am Tandemgitter kommen die maximalen Effekte bei großem Anstellwinkel (30° bzw. 37°) und der reduzierten Frequenz von 2.5 zustande. Die Geschwindigkeit der Außenströmung über dem abschwimmenden Wirbel ist etwa doppelt so groß wie die Zuströmungsgeschwindigkeit. Um die reduzierte Frequenz von 2.5 darstellen zu können, ist eine Schwingfrequenz von 80 Hz erforderlich. Demnach beträgt die Periodendauer 0.0125 s . Mit der Beobachtung, daß der Wirbel mit 40 % der Geschwindigkeit der Außenströmung von der Vorderkante bis zur Hinterkante abschwimmt, beträgt die Abschwimdauer $t = l/(0.4 \cdot 2 \cdot c_o) = 0.0125 s$. Nach dieser Abschätzung ist das Verhältnis aus Periodendauer und Abschwimdauer gleich eins. Die reduzierte Frequenz als universelle Kennzahl zur Beschreibung der Vorgänge ist nur dann gültig, wenn die Geschwindigkeit der Außenströmung als charakteristische Geschwindigkeit eingesetzt wird.

Für das Zustandekommen der beschriebenen Effekte muß die Amplitude der periodischen Inzidenzänderung ausreichend groß sein. Bei kleinen Amplituden der Schwing-

bewegung ist die maximale Änderung des Inzidenzwinkels klein und es löst sich nur ein entsprechend kleiner Wirbel von der Vorderkante durch die Impulswirkung der Außenströmung ab. Die Untersuchungen ergeben, daß sich die Zunahme der Effekte bei großen Amplituden abschwächt. Da mit zunehmender Amplitude der Energieeintrag in die Grenzschicht steigt, zeichnet sich offenbar ein Sättigungseffekt ab. Beim Einzelgitter wirken sich die zusätzlichen Effekte des periodischen Verengens und Erweiterns der Querschnitte der die schwingende Schaufel umgebenden Gitterkanäle und die Schleuderbewegung des der Hinterkante folgenden Hinterkantenwirbels mit zunehmender Amplitude nachteilig aus.

Positive Effekte durch periodisch veränderliche Inzidenzwinkel kommen nur zustande, falls bei stationärer Zuströmung eine abgelöste Gitterströmung vorliegt. Andernfalls besteht kein Verbesserungs- bzw. Stabilisierungspotential. Dieses Ergebnis ergibt sich sowohl aus den Strömungsfelduntersuchungen als auch aus der Verlustanalyse. Bei moderaten Anstellwinkeln nähern sich die Umlenkungen bei fixierter und schwingender Schaufel stark an. Bei gesunder Strömung wird die Umlenkung durch abschwimmende Wirbel verschlechtert.

Die Verlustanalyse am Einzelgitter erfolgt bei 25° Anstellwinkel. Aufgrund der stark abgelösten Strömung bei fixierter Schaufel bewirkt die Schwingung die beschriebene Grenzschichtstabilisierung und entsprechend niedrigere Verluste. Beim Vorleitgitter des Tandemgitters sind die Verhältnisse genau umgekehrt. Es herrscht bei fixierter Schaufel eine gesunde Strömung mit entsprechend niedrigen Verlusten. Durch die Schwingbewegung verdoppeln sich die Verluste. Hingegen kommt es am nachgeschalteten Gitter wiederum zu einer Abnahme der Verluste, da die Strömung bei fixierter Vorleitschaufel abgelöst ist.

Die Schwingleistung entspricht dem Betrag nach der mechanischen Leistung an der Zapfenwelle der Schaufel. Da die mechanische Leistung dem Produkt aus dem Schaufelmoment und der sinusförmig veränderlichen Winkelgeschwindigkeit entspricht, läßt sich zeigen, daß nur die Hysterese des Schaufelmoments über dem Anstellwinkel maßgebend für den zeitlichen Mittelwert der Schwingleistung ist. Für Anstellwinkel, bei denen die Schaufelmomente der beiden Bewegungsrichtungen identisch sind, heben sich die Beiträge zur mittleren Schwingleistung auf.

Beim Einzelgitter mit dem mittleren Anstellwinkel von 25° ergibt sich eine relativ starke Hysterese im Verlauf des Schaufelmoments. Die Auswertung der Schwingleistungsgleichung ergibt, daß der Strömung im zeitlichen Mittel Energie durch die Schwingung zugeführt wird. Beim Vorleitgitter des Tandemgitters beträgt der mittlere Anstellwinkel -10° . Die Auswertung der Impulsmomentenbilanz ergibt eine geringe Hysterese im Verlauf des Schaufelmoments. Entsprechend ist eine im zeitlichen Mittel ausgetauschte Schwingleistung unter Berücksichtigung der Meßunsicherheit nicht feststellbar.

Da im Rahmen dieser Arbeit der Verlauf des Schaufelmoments und die Schwingleistung jeweils nur für eine Parametereinstellung untersucht wird, ist eine Erklärung

der Ergebnisse nur eingeschränkt möglich. Zu diesem Zweck sind Untersuchungen bei weiteren Parametereinstellungen erforderlich. Anhand der Ergebnisse wird jedoch deutlich, daß die Schwingleistung keineswegs groß sein muß, um eine positive Beeinflussung der Gitterströmung zu erreichen. Bei bestimmter Wahl der Einflußparameter, insbesondere der Lage der Zapfenachse, ist es denkbar, daß der Strömung durch die Schwingung Energie entzogen wird. In diesem Fall treibt die Strömung den Schwingantrieb an.

Der einleitenden Zielsetzung entsprechend, ist die vorliegende Arbeit als Grundlagenuntersuchung zu verstehen. Im Rahmen der durchgeführten Parametervariation sind die Beobachtungen anhand der beschriebenen Modellvorstellung schlüssig erklärbar. Die Kraft- und Momentenwirkung auf die Schaufeln sowie die energetische Analyse wird jeweils nur für eine Parametereinstellung durchgeführt, da die eingesetzte Meßmethode sehr zeitaufwendig ist. Zwar werden dadurch Anhaltswerte für die Größe der auftretenden Kräfte, Momente, Verluste und Schwingleistung bereitgestellt, jedoch reichen die Ergebnisse nicht aus, um ein vertieftes Verständnis dieser Strömungsphänomene zu erlangen. Für weiterführende Untersuchungen sind daher folgende Hinweise nützlich.

Ein Teil der Wechselwirkungsvorgänge zwischen der Strömung und der schwingenden Schaufel spielt sich in der Grenzschicht ab. Für ein verbessertes Verständnis der Vorgänge ist daher die Untersuchung der Grenzschicht von großem Interesse. Mit Hilfe der verwendeten LDA-Anordnung ist eine wandnahe Strömungsuntersuchung aufgrund der Abschattung jedoch nicht möglich. Beispiele für geeignete Meßverfahren sind:

- schiefwinklige LDA-Anordnung,
- Hochgeschwindigkeitsfilmaufnahmen und
- Particle-Image-Velocimetry (PIV).

Um die Kraft- und Momentenwirkung auf die Schaufeln schneller und unter Umständen genauer untersuchen zu können, ist der Einsatz einer kombinierten Kraft- und Drehmomentwaage zu prüfen. Die Bestimmung der Schwingleistung vereinfacht sich dadurch erheblich.

Bei weitergehenden Untersuchungen sollte die Abweichung der Teilungsperiodizität der Strömung bei großen Anstellwinkeln berücksichtigt werden. Durch eine geeignete Modifikation der seitlichen Begrenzungswände am Austritt der Versuchsanordnung könnte die Teilungsperiodizität besser verwirklicht werden.

Um dem übergeordneten Ziel der Teillastverbesserung hydraulischer Maschinen näher zu kommen, sind Untersuchungen an einem Kreisgitter mit Wasser als Versuchsmedium unumgänglich. Es lassen sich dadurch die Einschränkungen aufgrund

kleiner Reynolds-Zahlen im Luftversuch beseitigen. Wegen der 15-fach geringeren kinematischen Viskosität läßt sich unter Sicherstellung einer vollturbulenten Strömung die Zuströmgeschwindigkeit senken und mit niedrigerer Schwingfrequenz die gleiche reduzierte Frequenz darstellen. Bei Wasser ist die Schwingleistung proportional der Dichte größer und somit einfacher und genauer meßbar. Mit einem Kreisgitter ist die Teilungsperiodizität der Strömung a priori gegeben.

Im Hinblick auf eine Applikation in hydraulischen Maschinen ist die Schwingung einer Schaufel aufgrund der großen Drehmomente, der Lagerung und des Antriebs problematisch. Daher ist die Untersuchung weiterer, technisch einfacherer Konfigurationen, um der Strömung einen instationären Charakter aufzuprägen, sinnvoll. Beispiele hierzu sind eine schwingende Leitklappe an der Schaufelvorder- oder hinterkante sowie eine periodische Profiladaption durch eine elastische Membrane auf der Schaufeloberfläche.

Literaturverzeichnis

- [1] J. A. Adrian and L. M. Fingerson. Laser anemometry, theory, application and techniques. Technical report, TSI lecture, 1978.
- [2] E. Ahlers. *Einfluss von Druckgradienten und instationärer Gitteranströmung auf die turbulente Strömungsablösung*. Dissertation, Fakultät für Maschinenwesen, RWTH Aachen, 1993.
- [3] H. Altgeld. *Laser-Doppler-Messungen in einer turbulenten Wasserstoff-Luft-Diffusionsflamme*. Dissertation, Technische Hochschule Aachen, 1979.
- [4] H. D. Baehr. *Thermodynamik*. Springer-Verlag, New York, Heidelberg, Berlin, 1992.
- [5] K. Bartholomä. *Experimentelle und theoretische Verlustanalyse in einer Kaplan-Vollspiral turbine*. Dissertation, Lehrstuhl und Laboratorium für Hydraulische Maschinen und Anlagen, TU München, 1997.
- [6] R. P. Benedict. *Fundamentals of Temperature, Pressure, and Flow Measurements*. Wiley-Interscience Publishing, 1977.
- [7] I. N. Bronstein, K. A. Semendjajew, G. Musiol, and H. Mühlig. *Taschenbuch der Mathematik*. Verlag Harri Deutsch, Frankfurt am Main, 1993.
- [8] M. Bruse. *Zur Strömungsmechanik wandreibungsvermindernder riblet-Oberflächen*. Dissertation, Technische Universität Berlin, 1999.
- [9] D. H. Buffum, V. R. Capece, A. J. King, and Y. M. El-Aini. Experimental investigations of unsteady flows at large angles in a linear oscillating cascade. Technical report, National Aeronautics and Space Administration, 1996.
- [10] L. W. Carr and M. S. Chandrasekhara. Design and development of a compressible dynamic stall facility. *Journal of Aircraft*, Vol. 29, No. 3:pp. 314-318, 1992.
- [11] F. Durst, A. Melling, and J. H. Whitelaw. *Theorie und Praxis der Laser-Doppler-Anemometrie*. G. Braun Verlag, Karlsruhe, 1987.

- [12] B. Eck. *Technische Strömungslehre*. Springer-Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg, 1957.
- [13] J. A. Ekaterinaris. Numerical investigation of dynamic stall of an oscillating wing. *AIAA Journal*, Vol. 33, No. 10:pp. 1803–1808, 1995.
- [14] L. E. Ericsson. Problem of dynamic stall simulation revisited. *Journal of Aircraft*, Vol. 31, No. 4:pp. 314–318, 1994.
- [15] P. P. Erk. Separation control on a post-stall airfoil using acoustically generated perturbations. *Fortschritts-Berichte der VDI Zeitschriften*, Band 7, Nr. 328:154 Seiten, 1997.
- [16] W. Geißler. Unsteady laminar boundary-layer calculations on oscillating configurations including backflow. Technical report, National Aeronautics and Space Administration, 1983.
- [17] P. Gummert and K. A. Reckling. *Mechanik*. Vieweg-Verlag, Braunschweig, Wiesbaden, 1987.
- [18] N. D. Ham and M. S. Garelick. Dynamic stall considerations on helicopter rotors. *Journal of Am. Helicopter Society*, Vol. 13, No.2:pp. 49–55, 1968.
- [19] F. D. Harris and R. R. Pruyn. Blade stall - half fact, half fiction. *Journal of Am. Helicopter Society*, Vol. 13, No.2:pp. 27–48, 1968.
- [20] M. Hövel. *Konstruktion eines Schwingungsantriebes*. Studienarbeit, Lehrstuhl für hydraulische Maschinen und Anlagen, TU München, 1999.
- [21] K. Jarius and H. E. Siekmann. Control of turbulent shear layers in turbomachinery. Technical report, Technical University Berlin, 1998.
- [22] H. Körbächer. *Experimental investigation of the unsteady flow in an oscillating annular compressor cascade*. Dissertation, École Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL), 1996.
- [23] G. V. Lachmann. *Boundary layer and flow control*. Pergamon Press, London, 1961.
- [24] A. Leder. *Abgelöste Strömungen Physikalische Grundlagen*. Vieweg Verlag, Braunschweig/Wiesbaden, 1992.
- [25] W. J. McCroskey, K. W. McAlister, L. W. Carr, S. L. Pucci, O. Lambert, and R. F. Indergrand. Dynamic stall on advanced airfoil sections. *Journal of the American Helicopter Society*, pages 40–50, 1981.
- [26] D. K. McLaughlin and W. G. Tiedermann. Biasing correction for individual realization of laser anemometer measurements in turbulent flows. *The Physics of Fluids*, Vol. 16, No. 12:pp. 2082–2088, 1973.

- [27] J. Mertens. Reduktion aerodynamischer Widerstand (RaWid) im Luftfahrtforschungsprogramm des BMFT. In *Strömungen mit Ablösung*, pages 323–327, Deutsche Gesellschaft für Luft- und Raumfahrt, Bonn, 1994.
- [28] K. Morikawa. *Study of unsteady vortex flow over airfoils using a Water-Ludwig-Tunnel*. Dissertation, Fakultät für Maschinenwesen, RWTH Aachen, 1995.
- [29] K.-P. Neitzke. Experimentelle Untersuchungen zu auftriebsinduzierten Strömungen. In *Lasermethoden in der Strömungstechnik*, Berlin, 1996.
- [30] R. A. Piziali. 2-D and 3-D oscillating wing aerodynamics for a range of angles of attack including stall. Technical report, National Aeronautics and Space Administration, 1994.
- [31] C. A. Poensgen. Experimentelle Untersuchung des instationären Druckfeldes um eine schwingende Schaufel. Technical report, Institut für Strahlantriebe und Turboarbeitsmaschinen, RWTH Aachen, 1990.
- [32] C. A. Poensgen. *Experimentelle Untersuchung der Strömung in einer Unterschall-Axialverdichterstufe bei hoher Drosselung und im Rotating Stall*. Dissertation, Fakultät für Maschinenwesen, RWTH Aachen, 1991.
- [33] J. Raabe. *Hydraulische Maschinen und Anlagen*. VDI-Verlag, Düsseldorf, 1989.
- [34] M. Raffel. PIV-Messungen instationärer Geschwindigkeitsfelder an einem schwingenden Rotorprofil. Technical report, Institut für Strömungsmechanik, Göttingen, 1993.
- [35] M. Raffel, J. Kompenhans, and P. Wernert. Investigation of the unsteady flow velocity field above an airfoil pitching under deep dynamic stall conditions. Forschungsbericht, Deutsche Forschungsanstalt für Luft- und Raumfahrt, Göttingen, 1995.
- [36] G. Schewe. Reynoldszahleffekte im Hochauftriebsbereich. In *Strömungen mit Ablösung*, pages 146–151, Deutsche Gesellschaft für Luft- und Raumfahrt, Bonn, 1994.
- [37] H. Schlichting. *Grenzschicht-Theorie*. Verlag G. Braun, Karlsruhe, 1965.
- [38] R. Schulze, D. K. Hennecke, T. Le, and M. Glesner. Experimental examination of an axial compressor as a basis for an active stall avoidance system. In *ISROMAC-7*, volume C, pages 1265–1274, Honolulu, USA, February 1998.
- [39] S. A. Solovitz and J. K. Eaton. Aeroelastic control using redundant microactuators. In *3rd ASME/JMSE Joint Fluids Engineering Conference*, San Francisco, USA, July 1999.

- [40] D. P. Telionis. *Unsteady viscous flows*. Springer-Verlag, New York, Heidelberg, Berlin, 1981.
- [41] F. Tinapp and W. Nitsche. LDV-Messungen um eine Hochauftriebskonfiguration. In *Lasermethoden in der Strömungstechnik*, Berlin, 1996.
- [42] W. Tollmien, H. Schlichting, and H. Grötler. *Ludwig Prandtl Gesammelte Abhandlungen zur angewandten Mechanik, Hydro- und Aerodynamik*. Springer-Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg, 1961.
- [43] E. Truckenbrodt. *Fluidmechanik Band 1, Grundlagen und elementare Strömungsvorgänge dichtebeständiger Fluide*. Springer-Verlag, New York, Heidelberg, Berlin, 1980.
- [44] F. Werdecker and R. Schilling. Verlustanalyse an einem Tandemgitter. Technical report, Lehrstuhl für Hydraulische Maschinen und Anlagen, TU München, 1998.
- [45] Y. Yeh and H. Z. Cummins. Localized fluid flow measurements with an He-Ne laser spectrometer. *Applied Physics Letters*, Vol. 4, No. 10:pp. 176 – 178, 1964.
- [46] K. Zaman. Effect of acoustic excitation on stalled flows over an airfoil. *AIAA Journal*, Vol. 30, No.6:pp. 1492–1499, 1992.
- [47] H. M. Zebner. *Experimentelle und theoretische Untersuchung der Sekundärströmung durch Turbinengitter mit besonderer Berücksichtigung der durch die Interaktion zwischen Profil und Seitenwandgrenzschichten entstehenden Verluste*. Dissertation, Fakultät für Maschinenwesen, RWTH Aachen, 1990.