

Aeroelastische Lastminderung von Rotorblättern mit aktiver, flexibler Hinterkante in Windenergieanlagen

Von der Fakultät für Maschinenbau
der Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor-Ingenieur (Dr.-Ing.)

genehmigte Dissertation

von
Dipl.-Ing. Torben Wolff

2022

Englischer Titel:

Aeroelastic load reduction of rotor blades with actively deformed, flexible trailing edges in wind turbines

Schlagwörter:

Instationäre Aerodynamik, flexible Hinterkante, Windenergieanlage

Keywords:

Unsteady aerodynamics, flexible trailing edge, wind turbine

Vorsitzender: Prof. Dr. Matthias Becker

1. Referent: Prof. Dr.-Ing. Jörg Seume

2. Referent: Prof. Dr. Martin Kühn

Tag der Promotion: 01.09.2021

DOI: <http://dx.doi.org/10.15488/12111>

Zusammenfassung

Die Notwendigkeit einer effizienteren Energieerzeugung lässt die Rotorblätter von Windenergieanlagen (WEA) immer länger werden. Durch die länger und schlanker werdenden Blätter steigt deren Anfälligkeit für aeroelastische Instabilitäten, insbesondere im Fall von Windböen. Ein vielversprechender Ansatz zur aeroelastischen Stabilisierung der Blätter sind aktiv bewegte, verformbare Hinterkanten. Diese können vor allem die instationäre Last in einem definierten Blattbereich beeinflussen und damit die aeroelastischen Eigenschaften des Blatts stabilisieren.

Aus einer dynamischen Bewegung der Hinterkante resultieren zwangsläufig instationäre Effekte auf die Aerodynamik und folglich auch die Aeroelastik. Diese Effekte sind vor allem bei großen und gleichzeitig schnellen Bewegungen der Hinterkante, wie sie z.B. beim Ausregeln einer Windböe notwendig werden können, ungenügend untersucht. Dieser Problematik folgend ist das Ziel der vorliegenden Dissertation ein Modell, das die instationären Effekte abschätzt, die auf die Aerodynamik durch große, schnelle Hinterkantenbewegungen ausgelöst werden. Mit diesem Modell kann der stabilisierende Einfluss der beweglichen Hinterkante auf die Aeroelastik eines WEA-Blattes innerhalb einer Gesamtanlagensimulation untersucht werden.

Aufbauend auf physikalischen Erkenntnissen, die über instationäre Strömungssimulationen mit oszillierender Hinterkante gewonnen werden, wird in dieser Arbeit ein solches Modell erarbeitet. Zur Verifizierung der aeroelastischen Ergebnisse aus der Gesamtanlagensimulation inklusive des instationären Modells wird außerdem die Methode des Energiesatzes nach Carta für den Einsatz an WEA-Profilen angepasst. Die Validierung der instationären aerodynamischen Ergebnisse mit vorhandenen experimentellen Untersuchungen und die Verifizierung der aeroelastischen Ergebnisse über den Energiesatz nach Carta qualifiziert das entworfene Modell für die Bewertung der aeroelastischen Entlastung von WEA-Blättern mit beweglichen Hinterkanten.

Durch die Ergebnisse der vorliegenden Dissertation wird ein nicht zu vernachlässigender Einfluss der instationären aerodynamischen Effekte bei Bewegung der Hinterkante aufgezeigt. Sowohl das Ablösungsverhalten als auch der aerodynamische Wirkungsbereich der beweglichen Hinterkante weichen vom stationären Verhalten ab. In Bezug auf die Aeroelastik hat die bewegliche Hinterkante einen grundlegenden Einfluss auf die Amplitude und Phase der Blattauslenkung.

Wird die bewegliche Hinterkante im richtigen Phasenversatz zur periodischen Einströmung bewegt, kann sie die Lasten, die an einer WEA angreifen, senken. In der vorliegenden Dissertation wird dies über eine Gesamtanlagensimulation mit Berücksichtigung instationärer aerodynamischer Effekte bei der Hinterkantenbewegung gezeigt. Die Blattspitzenauslenkung kann durch den Einsatz der beweglichen Hinterkante um 87% reduziert werden.

Abstract

The need for more efficient energy production is leading to an increase in the physical dimensions of wind turbine (WT) blades. The longer and slender blades are more prone to aeroelastic instabilities. One promising way to stabilize the aeroelasticity of the WT blades is by the use of deformable trailing edges. The deformable trailing edges can be used to control the loads near the tip of the blade and thus, can be used to influence the blade's aeroelastic behavior.

A dynamic movement of the trailing edge results inevitably in unsteady aerodynamic and aeroelastic effects. These effects are insufficiently investigated, especially for large variations in speed and geometry of the trailing edge. Such variations are of importance when compensating for the aerodynamic effects induced by gusts. Addressing this problem, the goal of this thesis is a model to estimate the unsteady aerodynamic effects during large and fast changes of the trailing edge geometry. The stabilizing influence of the deformable trailing edge on the WT aeroelasticity can then be analyzed using this model.

The model designed within this thesis is based on the data generated by unsteady flow simulations of a WT profile with oscillating trailing edge. The method to calculate the work per cycle presented by Carta is modified for WT profiles to verify the aeroelastic results of the WT simulation including the designed model. The validation of the unsteady aerodynamic results by existing experimental analyses and the verification of the aeroelastic results by Carta's method qualifies the designed model to estimate the aeroelastic relief of WT blades equipped with deformable trailing edges.

The results show a non-negligible influence of the unsteady aerodynamic effects during the movement of the deformable trailing edge. The stall behavior as well as the effective range of the deformable trailing edge differ from their steady behavior. Regarding the aeroelastic behavior, the deformable trailing edge fundamentally influences the amplitude and phase of the blade oscillations.

The deformable trailing edge can reduce the loads acting on a WT, if it is moved in the proper phase with respect to the periodic inflow. This is shown in this thesis by a simplified simulation of a whole WT including unsteady aerodynamic effects during the movement of the deformable trailing edge. The blade's out of plane deflection can be reduced by 87% by the use of a deformable trailing edge.

Danksagung

Die vorliegende Dissertation entstand während meiner Zeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Turbomaschinen und Fluid-Dynamik der Leibniz Universität Hannover. Daher gilt mein erster Dank Herrn Prof. Dr.-Ing. Jörg Seume. Sie haben mir die Chance gegeben und die Rahmenbedingungen geschaffen, meine Promotion an Ihrem Institut zu absolvieren. Ich danke Ihnen für die gute Betreuung, Ihre wertvollen Ratschläge zu meinen wissenschaftlichen Ergebnissen und Ihre uneingeschränkte Unterstützung. Weiterhin bedanke ich mich bei Herrn Prof. Dr. Martin Kühn für die Übernahme des Koreferats und seine wertvollen Anmerkungen zu meiner Dissertation. Herrn Prof. Dr. Matthias Becker danke ich für die Übernahme des Vorsitzes der Prüfungskommission. Vor allem die wissenschaftlichen Ergebnisse dieser Dissertation entstanden in den beiden Projekten *Smart Blades* sowie *Smart Blades II*. Für die Finanzierung dieser Projekte danke ich dem Deutschen Bundesministerium für Wirtschaft und Energie.

Mein Dank gilt außerdem den nicht auf den ersten Blick ersichtlichen Unterstützern meiner Dissertation. Dazu zählt einerseits das Geschäftszimmer des TFD, das viel organisatorische Aufgaben von meinen Schultern genommen hat und auch immer für ein schönes Gespräch zu haben war. Außerdem möchte ich den studentischen Hilfskräften und den Studierenden, die in Bezug auf meine Forschung ihre Projekt- und Abschlussarbeiten durchgeführt haben, danken. Dabei möchte ich vor allem Moritz Fehsenfeld hervorheben, der mich bei der Arbeit zum Gesamtanlagenmodell tatkräftig unterstützt hat.

Bei fast jeder Dankesrede einer Promotion am TFD wird der gute Zusammenhalt und die freundschaftliche Atmosphäre unter den wissenschaftlichen Mitarbeitenden hervorgehoben. Dem kann ich mich nur anschließen. Während meiner Zeit am Institut habe ich viele neue Freunde kennen gelernt. Die Kolleg:innen waren jederzeit für eine wissenschaftliche Diskussion, aber auch für andere Themen zu haben. Vielen Dank dafür an alle meine Freunde vom TFD.

Von diesen Freundschaften muss ich die Freundschaften hervorheben, die durch die gemeinsame Zeit im Büro 008 entstanden sind. Über die Zeit hat die Besetzung des öfteren gewechselt, die Stimmung ist aber immer hervorragend geblieben. Swathi, Christian, Carl, Sina, Philipp, Steffi sowie auch Shiya und Mark (trotz abweichendem Büro), ich danke euch für eure Unterstützung und für den guten Zusammenhalt, den wir uns gegenseitig geben. Abschließend möchte ich meiner Familie danken: Meinen Eltern, die mir den Weg zur Promotion erst ermöglicht und mich bedingungslos unterstützt haben und meiner Schwester inkl. Familie, die immer für ein offenes Ohr und ein wenig Abwechslung von der harten Arbeit da sind.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	iii
Tabellenverzeichnis	ix
Formelzeichen	x
1 Einleitung	1
1.1 Motivation	1
1.2 Aerodynamik an Rotoren von WEA	2
1.3 Aeroelastik an Rotoren von WEA	9
1.4 Aufbau der Arbeit	11
2 Aktueller Forschungsstand zur Lastregelung durch flexibel bewegliche Hinterkanten	12
2.1 Aktive Strömungsbeeinflussung an WEA-Rotoren	12
2.2 Vereinfachte Modellierung der instationären Aerodynamik	15
2.3 Aeroelastische Modellierung von WEA	20
2.4 Forschungsbedarf, Zielsetzung und Vorgehensweise	22
3 Einfluss der aktiv bewegten Hinterkante auf die Strömung	26
3.1 Profilgeometrie und numerisches Modell	26
3.2 Aerodynamische Phänomene	31
3.3 Parameterstudie	34
4 Modellierung der instationären Aerodynamik bei Hinterkantenbewegung	40
4.1 Modellentwicklung	40
4.2 Einbindung in die Gesamtanlagensimulation (GAS)	45
4.3 Funktionsprüfung und Validierung	50
5 Anpassung des Energiesatzes nach Carta auf WEA	57
5.1 Energiesatz nach Carta	57
5.2 Anwendung auf eine WEA-Schwingung	61
5.3 Funktionsprüfung	65
6 Aeroelastische Entlastung von WEA mithilfe aktiv bewegter Hinterkanten	70
6.1 Bewertung der aeroelastischen Entlastung durch den Energiesatz nach Carta	71
6.2 Bewertung der aeroelastischen Entlastung durch <i>FAST</i>	73

Inhaltsverzeichnis

6.3	Kritische Betrachtung beider Modelle	83
7	Schlussfolgerungen und Ausblick	86
7.1	Schlussfolgerungen	86
7.2	Ausblick	88
	Literaturverzeichnis	90
A	Anhang - Validierung	97
B	Anhang - Parameterstudie	106
C	Anhang - Quellcode und <i>FAST</i>-Eingabedateien	113
	Wissenschaftlicher Werdegang	116

Abbildungsverzeichnis

1.1	Darstellung der Größen zur Definition der Zirkulation Γ : Strömungsvektor \vec{v} an der Stelle $d\vec{s}$ auf der Kurve C im Strömungsfeld, nach Anderson (1991)	3
1.2	Kombination einer Parallelströmung um einen Zylinder mit einem Wirbel zu einer auftriebsbehafteten Zylinderumströmung, nach Anderson (1991)	4
1.3	Kombination einer Parallelströmung um ein Profil mit einem Wirbel zu einer auftriebsbehafteten Profilmströmung, nach Herwig (2008)	5
1.4	Fluidelement auf einer Stromlinie um ein WEA-Profil; p_O : Druck oberhalb des Profils, p_U : Druck unterhalb des Profils (jeweils vom Krümmungsmittelpunkt aus betrachtet), \vec{v} : Strömungsrichtung des Fluidteilchens, p_0 : Umgebungsdruck	7
1.5	Geometrie eines WEA-Profiles mit unausgelenkter und um den Hinterkantenwinkel $\beta = 10^\circ$ ausgelenkter Hinterkante ; c : Sehnenlänge, α : Anstellwinkel (Wolff und Seume 2015)	8
1.6	Auftriebsbeiwert C_l dargestellt über den Hinterkantenwinkel β für den stationären Zustand und für eine harmonische Sinusschwingung mit einer reduzierten Frequenz von $k = 0,0875$, jeweils bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 0^\circ$	9
1.7	Schwingungsabfolge an fünf Zeitpunkten der Schwingperiode T eines WEA-Blattes, das in einer instabilen Flatterschwingung (Kopplung 2. Biege- und 1. Torsionsmode) schwingt; z ist die Drehachse des Rotors; nach Hansen und Buhl (2006)	10
2.1	Übersicht über verschiedene Konzepte zur aktiven Strömungsbeeinflussung an Rotoren von WEA	13
2.2	Beispiel einer Wagner- und Küssner-Funktion sowie der Superposition beider Funktionen in Form eines Duhamel-Integrals für den zeitlichen Verlauf des Auftriebsbeiwerts C_l bei Änderung des Anstellwinkels durch Drehung des Profils ($t = 0$ s, Wagner-Funktion) und Änderung der Einströmung ($t = 0,5$ s, Küssner-Funktion), nach Gomez Gonzalez (2016)	17
2.3	Validierung der instationären Modelle mit gemessenen instationären Auftriebsbeiwerten eines <i>DU95-W-180</i> -Profils bei variierendem Hinterkantenwinkel, festem Anstellwinkel und einer reduzierten Frequenz von $k = 0,05$ bei einer Reynolds-Zahl von $Re = 1,0 \times 10^6$ und ausgelöster bzw. freier Transition, der grau hinterlegte Bereich der experimentellen Messungen stellt deren Standardabweichung dar (Ferreira et al. 2015)	18

Abbildungsverzeichnis

2.4	Auftriebsbeiwert C_l dargestellt über den Anstellwinkel α bei drei verschiedenen Hinterkantenwinkeln β im stationären Zustand für das Profil <i>DU08-W-180</i>	24
3.1	Geometrie des <i>DU08-W-180-6.5</i> -Profils mit um $\beta = 10^\circ$ ausgelenkter Hinterkante, $c_{\text{flex}} = 0.1 \cdot c$, $c_{\text{starr}} = 0.15 \cdot c$	27
3.2	Rechennetz um das WEA-Profil mit Detailansicht der Netzauflösung an der Hinterkante	28
3.3	Auftriebsbeiwert aus Messung und Simulation mit oszillierender Hinterkante bei einer Amplitude der Hinterkantenauslenkung von $\hat{\beta} = 9,65^\circ$, Balken geben \pm alle Standardabweichungen der Messwerte an, nur jede vierte Standardabweichung ist dargestellt	29
3.4	Auftriebsbeiwert aus Messung und Simulation mit oszillierender Hinterkante bei einer Amplitude der Hinterkantenauslenkung von $\hat{\beta} = 4,45^\circ$ und einer reduzierten Frequenz von $k = 0,1$, Balken geben \pm alle Standardabweichungen der Messwerte an, nur jede vierte Standardabweichung ist dargestellt	30
3.5	Auftriebsbeiwert C_l und dynamischer Anteil des Auftriebsbeiwerts $C_{l,\text{Dyn}}$ dargestellt über den Hinterkantenwinkel β für den stationären Zustand und für eine harmonische Sinusschwingung bei verschiedenen Anstellwinkeln und reduzierten Frequenzen	32
3.6	Zeitlicher Verlauf der Hinterkantenauslenkung und des Auftriebsbeiwerts bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 0^\circ$ und einer reduzierten Frequenz von $k = 0,075$	32
3.7	Auftriebsbeiwert C_l dargestellt über den Hinterkantenwinkel β für den stationären Zustand und für eine harmonische Sinusschwingung bei einem Anstellwinkeln von $\alpha = 6^\circ$ und einer reduzierten Frequenz von $k = 0,2$	33
3.8	Reibungsbeiwert C_f dargestellt über die dimensionslose Sehnenlänge x/c bei einer reduzierten Frequenz von $k = 0,05$ zu drei verschiedenen Zeitpunkten	34
3.9	Verläufe der Hauptamplitude $\hat{a}_{l,\text{Tot},1}$ und Hauptphase $\varphi_{l,\text{Tot},1}$ des Auftriebsbeiwerts in Abhängigkeit von der reduzierten Frequenz k für verschiedene Anstellwinkel α , Amplitude der Hinterkantenauslenkung $\hat{\beta} = 7,5^\circ$	36
3.10	Verläufe der Hauptamplitude $\hat{a}_{l,\text{Tot},1}$ und Hauptphase $\varphi_{l,\text{Tot},1}$ des Auftriebsbeiwerts in Abhängigkeit vom Anstellwinkel α für verschiedene Amplituden der Hinterkantenauslenkung $\hat{\beta}$, reduzierte Frequenz $k = 0,05$	37
3.11	Verläufe der Amplitude $\hat{a}_{l,\text{Tot},2}$ und Phase $\varphi_{l,\text{Tot},2}$ zweiter Ordnung des Auftriebsbeiwerts in Abhängigkeit vom Anstellwinkel α für verschiedene Amplituden der Hinterkantenauslenkung $\hat{\beta}$, reduzierte Frequenz $k = 0,05$	38
3.12	Verläufe der Hauptamplitude $\hat{a}_{l,\text{Tot},1}$ und Hauptphase $\varphi_{l,\text{Tot},1}$ des Auftriebsbeiwerts in Abhängigkeit von der Amplitude der Hinterkantenauslenkung $\hat{\beta}$ für verschiedene reduzierte Frequenzen k , Anstellwinkel $\alpha = 4^\circ$	39

4.1	Zeitlicher Verlauf der Hinterkantenauslenkung und der stationären, totalen und dynamischen Auftriebsbeiwerte bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 8^\circ$, einer Hinterkantenamplitude von $\hat{\beta} = 10^\circ$ und einer reduzierten Frequenz von $k = 0,075$	41
4.2	Vergleich zwischen Originaldaten und Fourier-Annäherung für den dynamischen Anteil des Auftriebsbeiwerts $C_{l,\text{Dyn,CFD}}$ bei oszillierender Hinterkante	43
4.3	Verläufe der Hauptamplitude $\hat{a}_{l,\text{Dyn,CFD},1}$ und -phase $\varphi_{l,\text{Dyn,CFD},1}$ des dynamischen Anteils des Auftriebsbeiwerts in Abhängigkeit von der reduzierten Frequenz k für verschiedene Anstellwinkel α , Amplitude der Hinterkantenauslenkung $\hat{\beta} = 5^\circ$	43
4.4	Entwicklung des empirischen Modells und Beispiele für die Zeitreihen des dynamischen Anteils $C_{l,\text{Dyn,CFD}}$ ($\alpha = 0^\circ$, $\hat{\beta} = 10^\circ$) und der Amplitude erster Ordnung $\hat{a}_{l,\text{Dyn,EM},1}$ dargestellt über die reduzierte Frequenz k bei verschiedenen Anstellwinkeln α ($\hat{\beta} = 7, 5^\circ$), nach Wolff und Seume (2016)	45
4.5	Struktur der Gesamtanlagensimulation <i>FAST</i> Version 8.16, übersetzt aus Jonkman und Jonkman (2016)	46
4.6	Zeitlicher Verlauf der Hinterkantenauslenkung bei einer zufälligen Hinterkantenamplitude $\hat{\beta}$ und reduzierten Frequenz k	47
4.7	Ablaufplan der Einbindung des empirischen Modells (EM) in die Gesamtanlagensimulation (GAS), nach Wolff und Seume (2016)	48
4.8	Modell der WEA in MATLAB [®] / Simulink	49
4.9	Zeitliche Verläufe des Auftriebsbeiwerts C_l bei einer Gesamtanlagensimulation mit der <i>FAST</i> -Originalversion und der Version inkl. implementiertem Modell für bewegliche Hinterkanten (orange überdeckt schwarz)	51
4.10	Zeitliche Verläufe des Auftriebsbeiwerts C_l bei einer Gesamtanlagensimulation ohne und mit Hinterkantenbewegung ($\hat{\beta} = 8^\circ$, $k = 0,05$, jedoch ohne Modell zur Berücksichtigung instationärer Effekte)	52
4.11	Zeitliche Verläufe des totalen Auftriebsbeiwerts $C_{l,\text{Tot}}$ und Verlauf des dynamischen Anteils des Auftriebsbeiwerts $C_{l,\text{Dyn}}$ über den Hinterkantenwinkel β bei einer Gesamtanlagensimulation mit Hinterkantenbewegung ($\hat{\beta} = 8^\circ$, $k = 0,05$), ohne und mit Modell zur Berücksichtigung instationärer Effekte	53
4.12	Validierung des in <i>FAST</i> implementierten instationären Modells mit CFD-Simulationen über den totalen bzw. dynamischen Anteil des Auftriebsbeiwerts C_l dargestellt über den Hinterkantenwinkel β für eine harmonische Sinusschwingung bei verschiedenen Amplituden des Hinterkantenwinkels, Anstellwinkeln und reduzierten Frequenzen, Balken geben \pm alle Standardabweichungen der Messwerte an, nur jede vierte Standardabweichung ist dargestellt	54

4.13	Validierung des in <i>FAST</i> implementierten instationären Modells mit CFD-Simulationen über die zeitlichen Verläufe des totalen bzw. dynamischen Anteils des Auftriebsbeiwerts C_l für eine harmonische Sinusschwingung bei zufälliger Amplitude des Hinterkantenwinkels, zufälliger reduzierter Frequenz und verschiedenen Anstellwinkeln, Balken geben \pm alle Standardabweichungen der Messwerte an, nur jede achte Standardabweichung ist dargestellt	56
5.1	Visualisierbare Größen zur Berechnung der aerodynamischen Entlastung an einem in Schlagrichtung schwingenden WEA-Profil mit bewegter Hinterkante	62
5.2	Profildruck p , Skalarprodukt $\vec{n} \cdot \vec{\lambda}$ und lokale Arbeit pro Periode w , links über die Zeit bei Position $x/c = 0,75$, rechts über die Position auf der Profiloberfläche zum Zeitpunkt $t/T = 0,5$, $\hat{q} = 0,5$ m, $\hat{\beta} = 10^\circ$, $k = 0,01$, $\Phi_\beta = 180^\circ$	63
5.3	Zeitlicher Verlauf der spezifischen Arbeit w_t , $\hat{q} = 0,5$ m, $\hat{\beta} = 10^\circ$, $k = 0,01$, $\Phi_\beta = 180^\circ$	65
5.4	Theoretische Betrachtung der aerodynamischen Dämpfung einer Biegeschwingung in Schlagrichtung $q(t)$ durch eine überlagerte Hinterkantenbewegung $\beta(t)$ bei vier verschiedenen Phasenversätzen zwischen beiden Bewegungen Φ_β , $\hat{q} = 0,5$ m, $\hat{\beta} = 10^\circ$, $k = 0,01$	66
5.5	Profildruckverteilung und Profilposition sowie Hinterkantenauslenkung zu vier verschiedenen Zeitpunkten einer Schwingungsperiode, $\Phi_\beta = 90^\circ$, $\hat{q} = 0,5$ m, $\hat{\beta} = 10^\circ$, $k = 0,01$	68
5.6	Arbeit pro Periode w aufgetragen über den Phasenversatz Φ_β , $\hat{q} = 0,5$ m, $\hat{\beta} = 10^\circ$, $k = 0,05$	69
6.1	Arbeit pro Periode w berechnet über den Energiesatz nach Carta aufgetragen über den Phasenversatz Φ_β für alle untersuchten Konfigurationen	72
6.2	Veränderung der Relativgeschwindigkeit $v_{q,Rel}$ und des Anstellwinkels $\alpha_{q,Rel}$ an einem in Schlagrichtung schwingenden WEA-Profil	73
6.3	Zeitlicher Verlauf der Windgeschwindigkeit v und des daraus resultierenden Anstellwinkels α , Auftriebsbeiwerts C_l sowie Profilauslenkung q bei einer Amplitude der Windgeschwindigkeit $\hat{v} = 3,2$ m/s, einer reduzierten Frequenz $k = 0,05$ und einer relativen radialen Position von $r/R \approx 98\%$.	74
6.4	Arbeit pro Periode w berechnet über den Energiesatz nach Carta und über <i>FAST</i> aufgetragen über den Phasenversatz Φ_β für $\hat{q} = 0,5$ m, $k = 0,05$ und zwei verschiedene Amplituden der Hinterkantenauslenkung	77
6.5	Zeitlicher Verlauf der Hinterkantenauslenkung β , der Blattauslenkung ohne Hinterkanteneinfluss q_0 sowie der Blattauslenkung mit überlagerter Hinterkantenbewegung q_β bei einer Amplitude der Windgeschwindigkeit $\hat{v} = 3,2$ m/s, einer reduzierten Frequenz $k = 0,05$, einer Hinterkantenamplitude $\hat{\beta} = 2,5^\circ$ und vier verschiedenen Phasenversätzen Φ_β	79

6.6	Zeitlicher Verlauf der Hinterkantenauslenkung β , der Blattauslenkung ohne Hinterkanteneinfluss q_0 sowie der Blattauslenkung mit überlagerter Hinterkantebewegung q_β bei einer Amplitude der Windgeschwindigkeit $\hat{v} = 3,2 \text{ m/s}$, einer reduzierten Frequenz $k = 0,05$, einer Hinterkantenamplitude $\hat{\beta} = 10^\circ$ und vier verschiedenen Phasenversätzen Φ_β	80
6.7	Zeitlicher Verlauf der Hinterkantenauslenkung β und der Blattauslenkung q_0 ohne Hinterkanteneinfluss sowie der Blattauslenkung q_β mit überlagerter Hinterkantebewegung bei einer Amplitude der Windgeschwindigkeit $\hat{v} = 3,2 \text{ m/s}$, einer reduzierten Frequenz $k = 0,05$, einer Hinterkantenamplitude $\hat{\beta} = 5^\circ$ und einem Phasenversatz $\Phi_\beta = 155^\circ$, jeweils ohne und mit instationärem Modell	82
A.1	Auftriebsbeiwert aus Messung und Simulation mit oszillierender Hinterkante bei einer Amplitude der Hinterkantenauslenkung von $\hat{\beta} = 4,45^\circ$, einem Anstellwinkel von $\alpha = 0^\circ$ und einer reduzierten Frequenz von $k = 0,01$, jeder vierte Fehlerbalken dargestellt	98
A.2	Auftriebsbeiwert aus Messung und Simulation mit oszillierender Hinterkante bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 0^\circ$ und einer reduzierten Frequenz von $k = 0,05$, Balken geben \pm alle Standardabweichungen der Messwerte an, nur jede vierte Standardabweichung ist dargestellt	98
A.3	Auftriebsbeiwert aus Messung und Simulation mit oszillierender Hinterkante bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 0^\circ$ und einer reduzierten Frequenz von $k = 0,1$, Balken geben \pm alle Standardabweichungen der Messwerte an, nur jede vierte Standardabweichung ist dargestellt	99
A.4	Auftriebsbeiwert aus Messung und Simulation mit oszillierender Hinterkante bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 8^\circ$ und einer reduzierten Frequenz von $k = 0,01$, Balken geben \pm alle Standardabweichungen der Messwerte an, nur jede vierte Standardabweichung ist dargestellt	100
A.5	Auftriebsbeiwert aus Messung und Simulation mit oszillierender Hinterkante bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 8^\circ$ und einer reduzierten Frequenz von $k = 0,05$, Balken geben \pm alle Standardabweichungen der Messwerte an, nur jede vierte Standardabweichung ist dargestellt	101
A.6	Auftriebsbeiwert aus Messung und Simulation mit oszillierender Hinterkante bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 8^\circ$ und einer reduzierten Frequenz von $k = 0,1$, Balken geben \pm alle Standardabweichungen der Messwerte an, nur jede vierte Standardabweichung ist dargestellt	102
A.7	Auftriebsbeiwert aus Messung und Simulation mit oszillierender Hinterkante bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 18^\circ$ und einer reduzierten Frequenz von $k = 0,01$, Balken geben \pm alle Standardabweichungen der Messwerte an, nur jede vierte Standardabweichung ist dargestellt	103
A.8	Auftriebsbeiwert aus Messung und Simulation mit oszillierender Hinterkante bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 18^\circ$ und einer reduzierten Frequenz von $k = 0,05$, Balken geben \pm alle Standardabweichungen der Messwerte an, nur jede vierte Standardabweichung ist dargestellt	104

A.9	Auftriebsbeiwert aus Messung und Simulation mit oszillierender Hinterkante bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 18^\circ$ und einer reduzierten Frequenz von $k = 0, 1$, Balken geben \pm alle Standardabweichungen der Messwerte an, nur jede vierte Standardabweichung ist dargestellt	105
B.1	Amplitude $\hat{a}_{l,\text{Tot},1}$ und Phase $\varphi_{l,\text{Tot},1}$ 1. Ordnung des Auftriebsbeiwerts abhängig von der red. Frequenz k für mehrere Anstellwinkel α , Amplitude der Hinterkantenauslenkung $\hat{\beta} = 2, 5^\circ$	106
B.2	Amplitude $\hat{a}_{l,\text{Tot},2}$ und Phase $\varphi_{l,\text{Tot},2}$ 2. Ordnung des Auftriebsbeiwerts abhängig von der red. Frequenz k für mehrere Anstellwinkel α , Amplitude der Hinterkantenauslenkung $\hat{\beta} = 2, 5^\circ$	107
B.3	Amplitude $\hat{a}_{l,\text{Tot},3}$ und Phase $\varphi_{l,\text{Tot},3}$ 3. Ordnung des Auftriebsbeiwerts abhängig von der red. Frequenz k für mehrere Anstellwinkel α , Amplitude der Hinterkantenauslenkung $\hat{\beta} = 2, 5^\circ$	107
B.4	Amplitude $\hat{a}_{l,\text{Tot},1}$ und Phase $\varphi_{l,\text{Tot},1}$ 1. Ordnung des Auftriebsbeiwerts abhängig von der red. Frequenz k für mehrere Anstellwinkel α , Amplitude der Hinterkantenauslenkung $\hat{\beta} = 5^\circ$	108
B.5	Amplitude $\hat{a}_{l,\text{Tot},2}$ und Phase $\varphi_{l,\text{Tot},2}$ 2. Ordnung des Auftriebsbeiwerts abhängig von der red. Frequenz k für mehrere Anstellwinkel α , Amplitude der Hinterkantenauslenkung $\hat{\beta} = 5^\circ$	108
B.6	Amplitude $\hat{a}_{l,\text{Tot},3}$ und Phase $\varphi_{l,\text{Tot},3}$ 3. Ordnung des Auftriebsbeiwerts abhängig von der red. Frequenz k für mehrere Anstellwinkel α , Amplitude der Hinterkantenauslenkung $\hat{\beta} = 5^\circ$	109
B.7	Amplitude $\hat{a}_{l,\text{Tot},1}$ und Phase $\varphi_{l,\text{Tot},1}$ 1. Ordnung des Auftriebsbeiwerts abhängig von der red. Frequenz k für mehrere Anstellwinkel α , Amplitude der Hinterkantenauslenkung $\hat{\beta} = 7, 5^\circ$	109
B.8	Amplitude $\hat{a}_{l,\text{Tot},2}$ und Phase $\varphi_{l,\text{Tot},2}$ 2. Ordnung des Auftriebsbeiwerts abhängig von der red. Frequenz k für mehrere Anstellwinkel α , Amplitude der Hinterkantenauslenkung $\hat{\beta} = 7, 5^\circ$	110
B.9	Amplitude $\hat{a}_{l,\text{Tot},3}$ und Phase $\varphi_{l,\text{Tot},3}$ 3. Ordnung des Auftriebsbeiwerts abhängig von der red. Frequenz k für mehrere Anstellwinkel α , Amplitude der Hinterkantenauslenkung $\hat{\beta} = 7, 5^\circ$	110
B.10	Amplitude $\hat{a}_{l,\text{Tot},1}$ und Phase $\varphi_{l,\text{Tot},1}$ 1. Ordnung des Auftriebsbeiwerts abhängig von der red. Frequenz k für mehrere Anstellwinkel α , Amplitude der Hinterkantenauslenkung $\hat{\beta} = 10^\circ$	111
B.11	Amplitude $\hat{a}_{l,\text{Tot},2}$ und Phase $\varphi_{l,\text{Tot},2}$ 2. Ordnung des Auftriebsbeiwerts abhängig von der red. Frequenz k für mehrere Anstellwinkel α , Amplitude der Hinterkantenauslenkung $\hat{\beta} = 10^\circ$	111
B.12	Amplitude $\hat{a}_{l,\text{Tot},3}$ und Phase $\varphi_{l,\text{Tot},3}$ 3. Ordnung des Auftriebsbeiwerts abhängig von der red. Frequenz k für mehrere Anstellwinkel α , Amplitude der Hinterkantenauslenkung $\hat{\beta} = 10^\circ$	112

Tabellenverzeichnis

2.1	Abweichungen der beiden Modelle zur Annäherung der instationären Effekte bei Hinterkantenbewegung <i>ATEFlap</i> und <i>Beddoes4BEM</i> von den experimentellen Ergebnissen in Bezug auf die Steigung und Öffnung der Hystereseschleife des Auftriebsbeiwerts bei zwei verschiedenen Hinterkantenamplituden (Ferreira et al. 2015)	19
3.1	Randbedingungen der experimentellen Messungen (Ferreira et al. 2015) .	28
4.1	Auslegungsbedingungen der NREL-5-MW-Referenz-WEA (Jonkman et al. 2009)	51
6.1	Untersuchte Konfigurationen der Berechnungen zur Lastreduktion, einmal nach dem Energiesatz nach Carta und einmal mit der Gesamtanlagensimulation <i>FAST</i> inkl. instationärem Aerodynamikmodell	70

Formelzeichen

Lateinische Formelzeichen

Symbol	Einheit	Bedeutung	Definiert in
A	m^2	Bezugsfläche	Gl. (1.2)
a		Amplitude der Fourier-Reihe	Gl. (3.3)
c	m	Sehnenlänge	Abb. 1.5
C	m	Umschließende Kurve	Abb. 1.1
C_l		Auftriebsbeiwert	Gl. (1.2)
C_d		Widerstandsbeiwert	Gl. (1.3)
C_f		Beiwert Oberflächenspannung	Abb. 3.8
C_p		Druckbeiwert	Gl. (3.1)
C_P		Leistungsbeiwert	Gl. (1.1)
D	m	Durchmesser	Gl. (1.1)
D	N	Widerstandskraft	Gl. (1.3)
D	$kg\ m/s^2$	Modale mechanische Dämpfung	Gl. (5.10)
f	Hz	Frequenz	Gl. (1.14)
f	$kg\ m^2/s^2$	Modale Kraft auf das Profil	Gl. (5.2)
f^*	$kg\ m^2/s^2$	Modaler Kraftkoeffizient	Gl. (5.3)
i		Stelle auf der Profilloberfläche	Gl. (5.21)
k		reduzierte Frequenz	Gl. (1.14)
l_{Netz}		Referenzlänge Rechnernetz	Gl. (3.2)
L	N	Auftriebskraft	Gl. (1.2)
L	m	Länge	Gl. (5.21)
M	N m	Drehmoment	Tab. 4.1
n		Ordnung der Fourier-Reihe	Gl. (3.3)
n	min^{-1}	Drehzahl	
\vec{n}		Normalenvektor	Gl. (5.16)
P	W	Leistung	Gl. (1.1)
p	Pa	Druck	Gl. (1.10)
P		Polynomfunktion	Gl. (4.3)
p		Polynomkoeffizient	Gl. (4.3)

Symbol	Einheit	Bedeutung	Definiert in
q		Generalisierte Verschiebung	Gl. (5.1)
r, R	m	Radius	Gl. (1.2)
r		Bestimmtheitsmaß	
R	J/kg K	Gaskonstante trockene Luft	Gl. (3.1)
s	m	Kurvensegment, Profilkurve	Gl. (1.4)
t	s	Zeit	
t^+		Dimensionslose Zeit	Gl. (3.2)
T	s	Periodendauer	Abb. 5.2
T	K	Temperatur	Gl. (3.1)
u, v, w	m/s	Geschwindigkeit	Gl. (1.1)
u_{Profil}	m/s	Lokale Bewegungsgeschwindigkeit des Profils	Gl. (5.18)
w_{lokal}	J/m	Lokale Arbeit pro radialem Profilschnitt	Gl. (5.20)
w	J/ms bzw. J/m ²	Spezifische Arbeit	Abb. 5.2
W	J	Arbeit	Gl. (5.18)
w_f	J	Von der Luftkraft übertragene Arbeit	Gl. (5.2)
w_D	J	Von der Dämpfung übertragene Arbeit	Gl. (5.10)
x, y, z	m	Kartesische Koordinaten	Abb. 1.5
y^+		Dimensionsloser Wandabstand	

Griechische Formelzeichen

Symbol	Einheit	Bedeutung	Definiert in
α	°	Anstellwinkel	Abb. 1.5
β	°	Hinterkantenwinkel	Abb. 1.5
γ	m/s	Spezifische Wirbelstärke	Gl. (1.6)
Γ	m ² /s	Zirkulation	Gl. (1.4)
λ		Eigenvektor	Gl. (5.13)
Ξ	kg m ² /s ²	Aerodynamische Dämpfung	Gl. (5.13)
ρ	kg/m ³	Dichte	Gl. (1.1)
φ		Phasenversatz	Abb. 3.6
Φ_β		Phase der Hinterkantenbewegung	
ω	rad/s	Winkelgeschwindigkeit	Gl. (3.4)

Tiefgestellte Indizes

Symbol	Bedeutung
CFD	Wert aus den CFD-Simulationen
Dyn	dynamischer Anteil
EM	Wert aus dem empirischen Modell
FA	Bereich für die Fourier-Analyse
flex	flexible Hinterkante
GAS	Wert aus der Gesamtanlagensimulation
Gen	Wert des Generators
Ges	Gesamtwert auf der Profloberfläche
Im	Imaginärteil
init	Startwert
i	Wert der Stelle auf der Profloberfläche
N	Wert in Normalenrichtung
Nenn	Nennwert
nicht-zirk	nicht-zirkulatorischer Anteil
O	oberhalb
p	Wert des Drucks
Profil	Wert des Profils
q	Wert der Biegeschwingung
Re	Realteil
Rel	Relativwert
Rot	Wert des Rotors
starr	starrer Bereich der Hinterkante
Stat	stationärer Anteil
t	zeitlicher Wert
tip	an der Blattspitze
Tot	totaler Anteil
U	unterhalb
Wind	den Wind betreffend
zirk	zirkulatorischer Anteil
0	Wert weit entfernt vom Profil bzw. Rotor
1, 2, 3	Ordnung der Fourier-Reihe

Symbol	Bedeutung
∞	Umgebungsbedingungen
β	Wert der beweglichen Hinterkante

Kennzahlen

Symbol	Bedeutung
Ma	Mach-Zahl
Re	Reynolds-Zahl

Mathematische Zeichen

Symbol	Bedeutung
$\frac{d()}{d()}$	Ableitung
$\frac{\partial()}{\partial()}$	Partielle Ableitung
Δ	Differenz
\int	Integral
\oint	Ringintegral
e	Eulersche Zahl
\propto	Proportional zu
π	Kreiszahl
∞	Unendlich
i	Komplexe Zahl
$\bar{()}$	Arithmetischer Mittelwert
$\hat{()}$	Amplitude der Schwankung
$\dot{()}$	Zeitliche Ableitung
$\tilde{()}$	Störgröße
$\check{()}$	Komplexe Größe
$\vec{()}$	Vektor

Abkürzungen

Abkürzung	Bedeutung
ATEFlap	A daptive T railing E dge F lap
BEM	B lade- E lement- M omentum
CFD	C omputational F luid D ynamics
DLR	D eutsches Zentrum für L uft- und R aumfahrt
EOG	E xtrême O perating G ust
FEM	F inite- E lemente M ethode
GAS	G esamtanlagensimulation
NURBS	N on- U niform R ational B - S plines
RANS	R eynolds- A veraged N avier- S tokes
WEA	W indenergieanlage
WMO	W orld M eteorological O rganization

1 Einleitung

1.1 Motivation

Energie Zwischen 1973 und 2018 ist der weltweite Primärenergieverbrauch insgesamt um 113% gestiegen. Der Anstieg des Verbrauchs verläuft dabei näherungsweise linear. Daraus lässt sich der Trend ableiten, dass der zukünftige weltweite Primärenergieverbrauch weiter steigen wird. Die vier Hauptenergiequellen Kohle, Öl, Erdgas und Kernenergie lieferten 2020 mit 86% den Großteil des weltweiten Energieverbrauchs (International Energy Agency 2020). Parallel zum Anstieg des Energieverbrauchs hat die Bundesregierung den Atomausstieg bis 2022 beschlossen (Bundesregierung 2018). Im Pariser Klimaabkommen (United Nations Framework Convention on Climate Change 2015) wurde eine Begrenzung des Anstiegs der weltweiten Durchschnittstemperatur auf unter 2°C gegenüber vorindustriellen Werten festgehalten, was nur durch eine Senkung des CO₂-Ausstoßes möglich wird. Um diese Ziele zu erreichen, müssen Alternativen zu den vier Hauptenergiequellen gefunden werden.

Eine vielversprechende Alternative sind erneuerbare Energiequellen. Über natürliche Energiequellen wie Sonne und Wind kann, z.B. mit Photovoltaikanlagen, konzentrierender Solarthermie und WEA als Energiewandler, elektrischer Strom erzeugt werden. Außerdem können durch die bei der konzentrierenden Solarthermie auftretenden hohen Temperaturen (Monnerie et al. 2017) und durch von WEA erzeugtem elektrischen Strom (Götz et al. 2016) chemische Prozesse zur Erzeugung portabler Energieträger, wie z.B. Wasserstoff und Methanol, genutzt werden. Diese portablen Energieträger können anschließend zum Betreiben von Transportmitteln und Kraftwerken eingesetzt werden.

Größe von WEA Die Güte eines Energieträgers wird überwiegend über die Stromgestehungskosten bewertet. Diese stellt die Summe aller Kosten, die mit einem Energieträger während seiner Betriebsdauer verbunden sind (inkl. Aufbau, Material, eventueller Brennstoff), ins Verhältnis zur insgesamt während der Betriebsdauer erzeugten Strommenge. Die Windenergie als Energieträger zählt sowohl *Onshore* als auch *Offshore* zu den erneuerbaren Energieträgern mit den niedrigsten Stromgestehungskosten. Die Stromgestehungskosten von WEA können durch größere Anlagen weiter gesenkt werden. Grund dafür ist unter anderem die Leistung einer WEA

$$P = 1/8\pi C_P \rho u_0^3 D^2, \quad (1.1)$$

die quadratisch mit dem Rotordurchmesser D ansteigt. Der Parameter C_P ist der Leistungsbeiwert der WEA, u_0 die ungestörte Windgeschwindigkeit weit entfernt vom Rotor und ρ die Dichte der Umgebungsluft. Vor allem bei *Offshore*-WEA bedeutet eine Vergrößerung des Rotordurchmessers und somit eine Erhöhung der Leistung pro Anlage eine

1 Einleitung

deutliche Senkung der Stromgestehungskosten (PricewaterhouseCoopers 2017). Daraus ergibt sich ein Trend der letzten Jahre zu WEA mit längeren, schmalen Blättern. Als negative Folge wird dadurch ebenfalls der maximal auftretende Hebelarm an den Blättern der Anlage größer, der die maximalen Lasten der Anlage, vor allem das Blattwurzelmoment, beeinflusst.

Dynamische Lasten Während des Betriebs sind die Blätter einer WEA instationären Strömungszuständen, wie dem Durchlaufen der atmosphärischen Grenzschicht und des Turmvorstaus, Turbulenzen und Windböen, ausgesetzt. Diese instationären Strömungszustände bewirken dynamische Lasten über der gesamten Blattlänge. Dynamische Lasten sind durch die im Vergleich zu statischen Lasten stärkeren Auslenkungen und ihrer hohen Anzahl an Lastwechseln schädigend für die WEA. Vor allem nahe der Blattspitze verursachen die dynamischen Lasten in Verbindung mit dem dort vorliegenden maximalen Hebelarm hohe Belastungen im Blattwurzelbereich. Daher besteht die Notwendigkeit, die steigenden dynamischen Lasten der länger werdenden Blätter mithilfe einer dynamischen Lastregulierung zu reduzieren, um dem Trend zu größeren Rotordurchmessern und einer Senkung der Stromgestehungskosten nachzukommen.

1.2 Aerodynamik an Rotoren von WEA

Eine Möglichkeit der dynamischen Lastregulierung ist die lokale, aktive Strömungsbeeinflussung. Diese basiert auf dem Prinzip der Laständerung durch Änderung der Auftriebskraft L an einem Profilschnitt, oft auch als dimensionsloser Auftriebsbeiwert

$$C_l = \frac{dL}{\frac{1}{2}\rho v_{\text{Rel}}^2 c dr} \quad (1.2)$$

dargestellt. Dabei sind c die Sehnenlänge des Profils, dr der spannweiteige Abschnitt, dessen beider Produkt die Bezugsfläche dA ergibt, und v_{Rel} die relative Strömungsgeschwindigkeit an dem betrachteten Profilschnitt. v_{Rel} ergibt sich aus der vektoriellen Addition von drei Komponenten: Der ungestörten Windgeschwindigkeitskomponente in Rotorachsrichtung abzüglich der durch den Rotorschub indizierten axialen Windgeschwindigkeit, der Umfangsgeschwindigkeit aus der Rotation mit der Drehzahl n zuzüglich der durch das Rotordrehmoment indizierten tangentialen Windgeschwindigkeit sowie der überlagerten Geschwindigkeit der elastischen Verformung. Die Auftriebskraft ist senkrecht zur Richtung der relativen Strömungsgeschwindigkeit v_{Rel} definiert.

Bei einer aktiven Strömungsbeeinflussung wird gleichzeitig der Widerstandsbeiwert C_d beeinflusst. Der Widerstandsbeiwert wirkt parallel zur Richtung der relativen Strömungsgeschwindigkeit v_{Rel} . Er ist ähnlich zum Auftriebsbeiwert wie folgt definiert:

$$C_d = \frac{dD}{\frac{1}{2}\rho v_{\text{Rel}}^2 c dr}. \quad (1.3)$$

Die Widerstandskraft ist zu D definiert. Der Widerstand kann einen signifikanten Einfluss auf die Lasten am Rotorblatt haben. Daher ist er bei einer stationären Betrachtung

in jedem Fall zu berücksichtigen. Zusätzlich können instationäre Effekte mit einem geringeren Einfluss auf die resultierenden Belastungen auftreten (Ferreira et al. 2015). In der vorliegenden Arbeit konzentrieren sich die folgenden Erläuterungen ausschließlich auf die Auftriebskraft und deren instationäre Effekte.

Der Auftrieb wird, wie im Folgenden gezeigt, durch die Umlenkung der Strömung beeinflusst. Eine eindeutige und vollständige Erklärung der Entstehung von Auftrieb wurde in der Wissenschaft bisher noch nicht gefunden (Regis 2020). Es gibt jedoch mehrere Ansätze zur Erklärung von Auftrieb. Ein mathematischer Ansatz über die Potentialtheorie in Verbindung mit Zirkulation (sinngemäß entnommen aus Anderson (1991)) und ein anschaulicherer physikalischer Ansatz über die Krümmung der Stromlinien in Verbindung mit der Eulergleichung (sinngemäß entnommen aus Weltner (2016)) werden nachfolgend vorgestellt.

Für die beiden Ansätze zur Erklärung des Auftriebs werden einige Annahmen und Voraussetzungen getroffen. Erstens wird vorausgesetzt, dass die Fluidteilchen einer Strömung definierten Stromlinien folgen, die sich nicht überkreuzen. Zweitens wird vereinfacht eine inkompressible und reibungsfreie Strömung angenommen.

Auftrieb aus Strömungsumlenkung - Mathematische Beschreibung Über die Potentialtheorie können unter definierten Vereinfachungen (stationäre, inkompressible, reibungs- und rotationsfreie Strömung) mathematisch sehr effizient Strömungsfelder und Geschwindigkeitspotentiale berechnet werden. In Kombination mit der Zirkulation

$$\Gamma = \oint_C \vec{v} \cdot d\vec{s} \quad (1.4)$$

können auftriebsbehaftete Strömungen beschrieben werden. Die Zirkulation ergibt sich über die Integration des lokalen Geschwindigkeitsvektors \vec{v} auf jedem Kurvensegment \vec{s} der Kurve C (s. Abb. 1.1). Gleichen sich die Anteile der Geschwindigkeitsvektoren aus, ist die Zirkulation $\Gamma = 0$ und es liegt eine Strömung ohne Auftrieb vor.

In der Potentialtheorie können elementare Strömungsfelder durch Superposition miteinander überlagert werden. So ergibt sich durch Überlagerung einer Parallelströmung

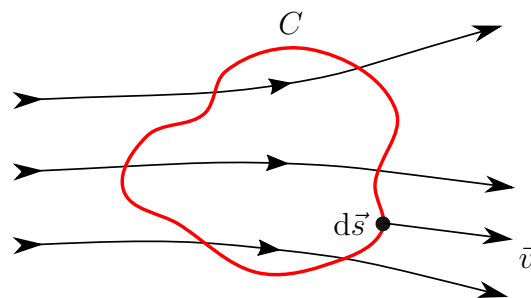


Abbildung 1.1: Darstellung der Größen zur Definition der Zirkulation Γ : Strömungsvektor \vec{v} an der Stelle $d\vec{s}$ auf der Kurve C im Strömungsfeld, nach Anderson (1991)

1 Einleitung

und eines Dipols die Strömung über einen Zylinder (s. Abb. 1.2a). Über die Potentialtheorie kann das Strömungsfeld und aus dem Strömungsfeld die Zirkulation um den Zylinder berechnet werden, wobei die Kurve C den Zylinder dafür komplett umschließen muss. Die Zirkulation ergibt sich zu $\Gamma = 0$. Auf den parallel umströmten Zylinder wirkt folglich (unter der Annahme einer inkompressiblen, reibungsfreien Strömung) keine Auftriebskraft.

Wird nun ein Wirbel der Stärke Γ (s. Abb. 1.2b) auf das Strömungsfeld eines parallel umströmten Zylinders superpositioniert, ergibt sich das in Abb. 1.2c dargestellte Strömungsfeld. Die Einbringung eines Wirbels kann sich anschaulich als rotierender Zylinder vorgestellt werden. Aus dem resultierenden Strömungsfeld wird ersichtlich, dass sich der vordere und hintere Staupunkt auf die untere Hälfte des Zylinders verschoben haben. Wird nun wieder eine Kurve C um den Zylinder gelegt und die Zirkulation über die Kurve C berechnet, ergibt sich eine Zirkulation mit der Stärke Γ .

Über die Integration der Druckverteilung über die Profloberfläche kann die Auftriebs-

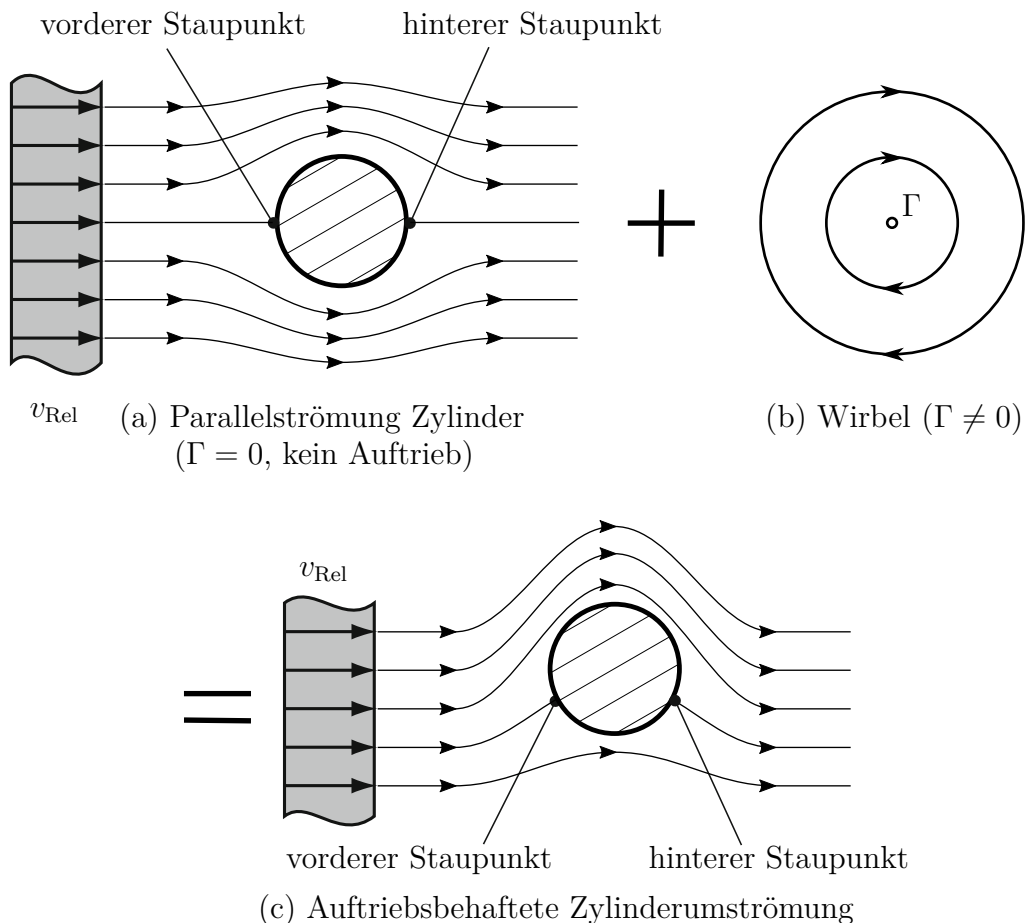


Abbildung 1.2: Kombination einer Parallelströmung um einen Zylinder mit einem Wirbel zu einer auftriebsbehafteten Zylinderumströmung, nach Anderson (1991)

kraft L berechnet werden. Nimmt die Zirkulation Werte $\Gamma \neq 0$ an, wirkt auch eine Auftriebskraft $L \neq 0$ auf das Profil. Der Zusammenhang zwischen Zirkulation Γ und Auftriebskraft L wird durch das *Kutta-Joukowski*-Theorem für beliebige Körper definiert:

$$L = \rho v_{\text{Rel}} \Gamma. \quad (1.5)$$

Wird die Kombination aus parallelem Strömungsfeld und Wirbel der Stärke Γ auf ein Profil angewendet, ergeben sich die in Abb. 1.3 dargestellten Strömungsfelder. Die Stärke Γ des superpositionierten Wirbels ergibt sich aus der *Kuttaschen* Abflussbedingung. Die *Kuttasche* Abflussbedingung setzt voraus, dass bei einer endlichen Hinterkante immer ein Staupunkt an der Hinterkante vorliegt. Im Strömungsfeld der parallelen Profilmströmung in Abb. 1.3a ist zu erkennen, dass der hintere Staupunkt ohne Zirkulation oberhalb der Hinterkante liegt. Die Wirbelstärke Γ (und daraus resultierend die Auftriebskraft L) muss einen Wert $\Gamma \neq 0$ annehmen, damit der Staupunkt auf die Hinterkante verschoben und die *Kuttasche* Abflussbedingung erfüllt wird.

Zur Berechnung der resultierenden Wirbelstärke werden weitere Annahmen und Theoreme verwendet. Dazu zählt die Annahme eines dünnen Profils, das näherungsweise über dessen Skelettlinie beschrieben werden kann. Die Skelettlinie des Profils kann anschließend über eine Schicht unendlich vieler kleiner Wirbel mit der Wirbelstärke γ modelliert werden. Eine Integration der spezifischen Wirbelstärken γ über die Sehnenlänge c ent-

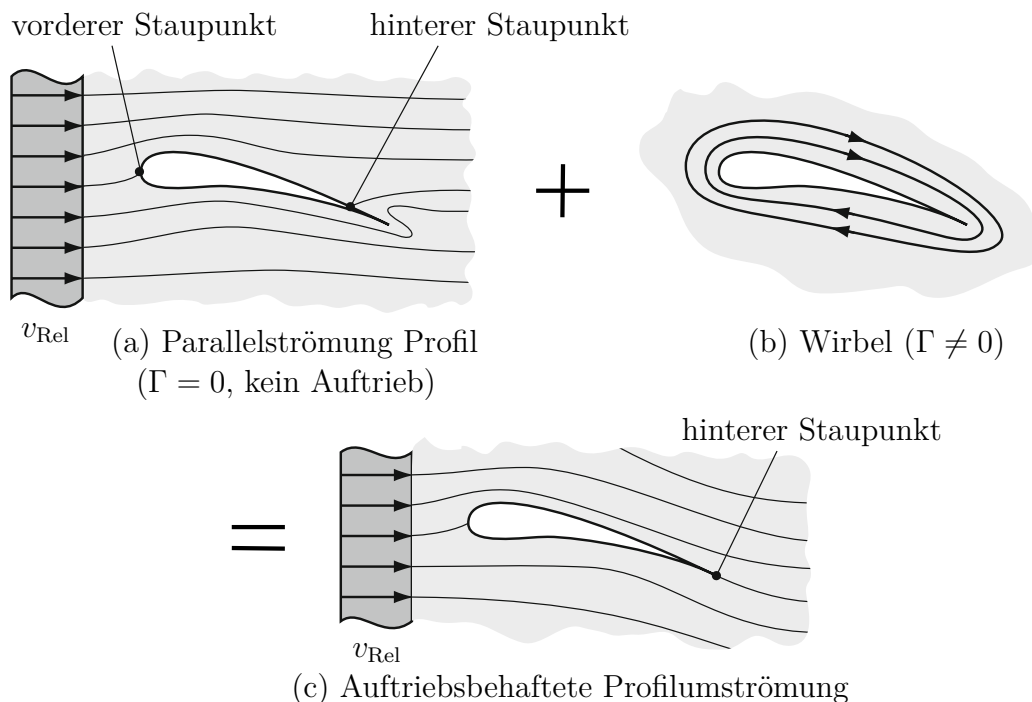


Abbildung 1.3: Kombination einer Parallelströmung um ein Profil mit einem Wirbel zu einer auftriebsbehafteten Profilmströmung, nach Herwig (2008)

1 Einleitung

lang der Skelettlinie ergibt die Zirkulation Γ :

$$\Gamma = \int_0^c \gamma ds. \quad (1.6)$$

Aus der *Kuttaschen* Abflussbedingung folgt außerdem, dass die spezifische Wirbelstärke an der Hinterkante

$$\gamma(c) = v_U(c) - v_O(c) = 0 \quad (1.7)$$

sein muss.

Ein weiteres Theorem, das zur Berechnung der Zirkulation um ein Profil benötigt wird, ist das *Kelvinsche* Zirkulationstheorem. Dieses besagt, dass die Zirkulation Γ_1 von Fluidelementen, die von der Kurve C_1 zum Zeitpunkt t_1 umschlossen werden, gleich der Zirkulation Γ_2 der gleichen Fluidelemente, die zu einem späteren Zeitpunkt t_2 von der dann vorliegenden Kurve C_2 umschlossen werden, entsprechen muss:

$$\frac{d\Gamma}{dt} = \Gamma_2 - \Gamma_1 = 0. \quad (1.8)$$

Es sei ein Profil in ruhendem Fluid und daraus resultierend einer Zirkulation von $\Gamma_1 = 0$ über die Kurve C_1 angenommen. Wird das ruhende Fluid in Bewegung versetzt und umströmt das Profil, entsteht zu Beginn durch die hohen Geschwindigkeitsgradienten an der Hinterkante ein Anfahrwirbel mit der Stärke Γ_3 . Der Anfahrwirbel schwimmt mit der Strömung ab und der Geschwindigkeitsgradient gleicht sich an, so dass an der Hinterkante die *Kuttasche* Abflussbedingung erfüllt wird. Wird die Zirkulation über die Kurve C_1 , die sowohl den Anfahrwirbel als auch das Profil umschließt, berechnet, ergibt sich nach dem *Kelvinschen* Zirkulationstheorem eine Zirkulation $\Gamma_2 = 0$. Um die Zirkulationsbilanz innerhalb der Kurve C_1 zu erfüllen, muss die Zirkulation um das Profil Γ_4 gleich der negativen Stärke des Anfahrwirbels Γ_3 betragen.

Unter Verwendung dieser Annahmen und Theoreme kann die Verteilung der spezifischen Wirbelstärke entlang der Skelettlinie des Profils berechnet werden. Die Lösung über die Potentialtheorie ergibt für nicht-symmetrische Profile, dass die Zirkulation und folglich die Auftriebskraft proportional zur Profilkrümmung dz/dx sind:

$$L \propto \Gamma \propto \frac{dz}{dx}. \quad (1.9)$$

Die Auftriebskraft wird folglich direkt durch die Profilkrümmung beeinflusst.

Auftrieb aus Strömungsumlenkung - Physikalische Beschreibung Zusätzlich zur mathematischen Beschreibung der Beeinflussung der Auftriebskraft durch die Profilkrümmung folgt eine anschaulichere, physikalische Betrachtung. Dazu wird zu den oben genannten Annahmen zusätzlich vorausgesetzt, dass die Strömung der geometrischen Form eines Körpers innerhalb definierter Grenzen folgt (*Coanda*-Effekt), solange keine un stetigen, abrupten Geometrieänderungen auftreten.

Mithilfe dieser Annahmen kann über die eindimensionale Eulergleichung der Verlauf des Drucks p in Richtung des Krümmungsradius \vec{r} bei gekrümmter Stromlinie hergeleitet werden:

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \rho \frac{v^2}{R}. \quad (1.10)$$

Dabei entsprechen ρ der Luftdichte an der aktuellen Fluidposition, v der aktuellen Geschwindigkeit des Fluidteilchens und R dem Krümmungsradius (siehe auch Abb. 1.4). Einerseits beschreibt Gl. (1.10), dass, je stärker die Stromlinien gekrümmt sind, also je kleiner der Krümmungsradius R , desto größer der Druckgradient in Richtung des Krümmungsradius dp/dr ist.

Andererseits kann mit Gl. (1.10) der Druckunterschied zwischen Druck- und Saugseite eines Profils, also der resultierende Auftrieb, erklärt werden. Betrachtet wird ein WEA-Profil wie in Abb. 1.4, das die Strömung nach unten ablenkt. Dadurch liegt der Krümmungsmittelpunkt an den meisten Stellen, die die Fluidteilchen beim Passieren des Profils durchlaufen, unterhalb des Profils. Gleichung (1.10) definiert, dass der Druckgradient in Richtung des Krümmungsradius immer positiv sein muss, da

$$\rho \frac{v^2}{R} > 0. \quad (1.11)$$

Weiterhin entspricht der Druck weit entfernt vom Profil dem Umgebungsdruck p_0 . Befindet sich ein Fluidteilchen unterhalb des Profils, so muss der Druck dort größer als der Umgebungsdruck sein, um die Voraussetzung eines positiven Druckgradienten in Richtung Krümmungsradius weiter einzuhalten:

$$\frac{dp}{dr} = \rho \frac{v^2}{R} > 0 \Rightarrow p_U - p_0 > 0 \Rightarrow p_U > p_0. \quad (1.12)$$

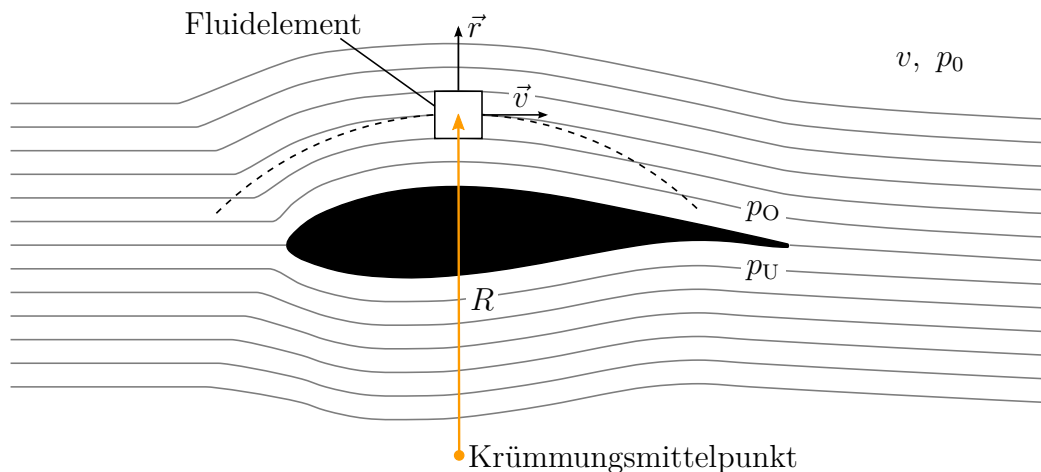


Abbildung 1.4: Fluidelement auf einer Stromlinie um ein WEA-Profil; p_O : Druck oberhalb des Profils, p_U : Druck unterhalb des Profils (jeweils vom Krümmungsmittelpunkt aus betrachtet), \vec{v} : Strömungsrichtung des Fluidteilchens, p_0 : Umgebungsdruck

1 Einleitung

Auf der Oberseite des Profils muss der Druck hingegen geringer als der Umgebungsdruck sein, damit der Druck durch den positiven Druckgradienten in Richtung des Krümmungsradius auf Umgebungsdruck größer werden kann:

$$\frac{dp}{dr} = \rho \frac{v^2}{R} > 0 \Rightarrow p_0 - p_O > 0 \Rightarrow p_O < p_0. \quad (1.13)$$

Folglich ist der Druck unterhalb des Profils größer als oberhalb des Profils, sodass das Profil einer Kraft ausgesetzt ist, deren Wirkrichtung nach oben, also in Richtung des Krümmungsradius, gerichtet ist.

Werden die Stromlinien durch das Profil nach oben abgelenkt, kehren sich die hergeleiteten Beziehungen um. Der Krümmungsmittelpunkt liegt dann für die meisten Positionen, die die Fluidteilchen beim Passieren des Profils durchlaufen, oberhalb des Profils. Dadurch ist der Druck oberhalb des Profils größer als unterhalb des Profils und das Profil ist einer Kraft ausgesetzt, die nach unten gerichtet ist.

Sowohl aus der mathematischen als auch aus der physikalischen Betrachtung lässt sich die Aussage vom Anfang des Abschnitts bestätigen, dass der Auftrieb und folglich die Last, die auf ein Profil wirkt, durch die Umlenkung der Stromlinien um das Profil gesteuert werden kann. Die Umlenkung der Stromlinien kann z.B. durch Änderung der Profilgeometrie, aber auch aerodynamisch über Ausblasungen beeinflusst werden. Dadurch ergeben sich verschiedene Konzepte zur Lastregelung, wie z.B. sogenannte *Microtabs* (van Dam et al. 2007) und Ausblasungen (Blaylock et al. 2013) oder auch flexible Hinterkanten (Wolff und Seume 2016), die in der vorliegenden Dissertation untersucht werden.

Instationäre aerodynamische Effekte Beim Einsatz der flexiblen Hinterkanten müssen die dabei entstehenden instationären Effekte berücksichtigt werden. Der dabei vorherrschende Effekt ist die Trägheit der Strömung. Ändert sich z.B. die Profilgeometrie durch Auslenkung einer flexiblen Hinterkante (s. Abb. 1.5, Linienart: ----), stellt sich das aus der Geometrieänderung resultierende stationäre Strömungsfeld nicht sofort ein. Es entsteht ein Zeitversatz zwischen Geometrieänderung und Strömungsfeld. Dieser Zeitversatz wird bei periodischer Geometrieänderung in Form einer Hystereseschleife (s.

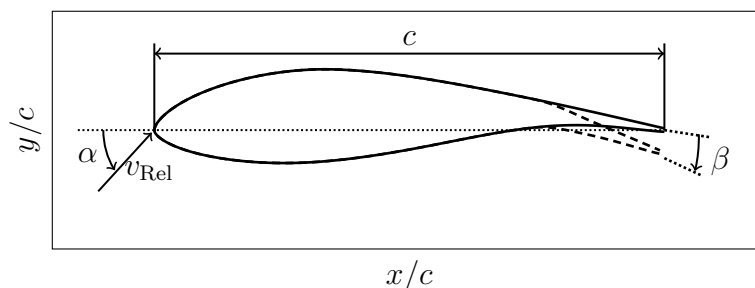


Abbildung 1.5: Geometrie eines WEA-Profiles mit unausgelenkter und um den Hinterkantenwinkel $\beta = 10^\circ$ ausgelenkter Hinterkante ; c : Sehnenlänge, α : Anstellwinkel (Wolff und Seume 2015)

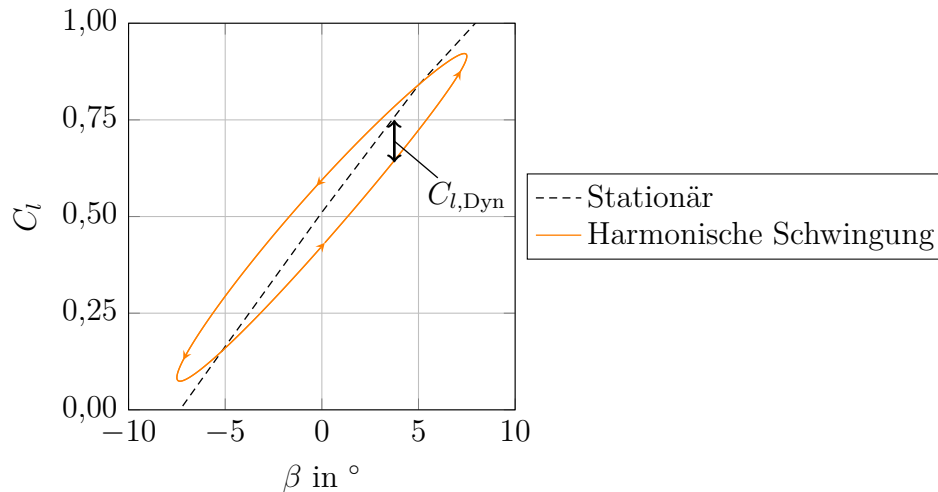


Abbildung 1.6: Auftriebsbeiwert C_l dargestellt über den Hinterkantenwinkel β für den stationären Zustand und für eine harmonische Sinusschwingung mit einer reduzierten Frequenz von $k = 0,0875$, jeweils bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 0^\circ$

Abb. 1.6, Linienart: —) sichtbar (Wolff und Seume 2015). Die Schwingungsfrequenz f der harmonischen Hinterkantenauslenkung wird durch die dimensionslose reduzierte Frequenz

$$k = \frac{\pi f c}{v_{\text{Rel}}} \quad (1.14)$$

dimensionslos beschrieben. Die Differenz zwischen stationärem ($C_{l,Stat}$) und instationärem Strömungszustand ($C_{l,Tot}$), in der vorliegenden Arbeit als dynamischer Auftriebsbeiwert

$$C_{l,Dyn} = C_{l,Tot} - C_{l,Stat} \quad (1.15)$$

bezeichnet, kann, obwohl sie eine Größenordnung geringer als der Auftriebsbeiwert im stationären Strömungszustand ist, einen entscheidenden Einfluss auf die Lastregulierung haben (Wolff et al. 2014). Besonders wichtig ist der Zeitversatz zwischen Hinterkantenbewegung und instationärem Strömungsfeld für den Entwurf des Regelkreises, damit die Aktuatoren zum gewünschten Zeitpunkt angesteuert werden. Wird der Zeitversatz nicht berücksichtigt, könnte ein ungünstiger Phasenversatz zwischen Aktuator und Strömungszustand auftreten, der die WEA zum Schwingen anregt anstatt Lasten zu verringern.

1.3 Aeroelastik an Rotoren von WEA

Dynamische Lasten können kritische Auswirkungen auf WEA haben, da sie durch ihre Instationarität u.a. die Blätter zum Schwingen anregen. Bei der Schwingungsanregung sind gekoppelte Schwingungsmoden besonders gefährlich, da sie durch ihre oft sehr geringe aeroelastische Dämpfung zu selbsterregten Schwingungen, wie z.B. Flattern, führen können (Hansen 2007). Beim klassischen Biege-Torsions-Flattern ist die Biegemode mit

1 Einleitung

der Torsionsmode gekoppelt. Schwingen Biege- und Torsionsmode in einem ungünstigen Phasenversatz (s. Abb. 1.7), wird durch den Verlauf der Strömungsumlenkung über eine Schwingungsperiode mehr Energie in das Schwingungssystem eingeleitet als gedämpft, so dass die Schwingung sich selber anfacht (Försching 1974).

Neben selbsterregten Schwingungen können fremderregte Schwingungen die Blätter von WEA zum Schwingen anregen. Ursachen von fremderregten Schwingungen können ein turbulentes Windfeld, starke Windböen, der Turmdurchlauf der Rotorblätter oder auch eine falsche Ausrichtung der Anlage, so dass der Rotor nicht senkrecht zur Windrichtung ausgerichtet ist, sein (Hansen 2015). Treten die anregenden Mechanismen in einer der Eigenschwingfrequenzen der Rotorblätter auf, kommt es zur Schwingungsanfängerung der Rotorblätter.

Eine Methode zur Abschätzung der Folgen durch selbst- und fremderregte Schwingungen auf die Stabilität von Rotorblättern ist der Energiesatz nach Carta (Carta 1967). Über den Energiesatz nach Carta wird die Energieübertragung zwischen Aerodynamik und Blattschwingung während einer Schwingungsperiode bilanziert. Anhand des Vorzeichens der Energiebilanz kann abgeschätzt werden, ob die Schwingung durch die Aerodynamik angefacht oder gedämpft wird. Der Energiesatz nach Carta wurde bisher vorwiegend bei schnell rotierenden Turbomaschinen in hohen Mach-Zahl-Bereichen angewendet. Die Übertragung der Methode auf langsam rotierende WEA und geringere Mach-Zahl-Bereiche ist Teil der vorliegenden Arbeit. Dadurch können anschließend die Folgen der Schwingungen auch für WEA über den Energiesatz nach Carta abgeschätzt werden.

Diese Folgen von selbst- und fremderregten Schwingungen können kritische Schäden bis zur Zerstörung der gesamten Anlage sein. Es wurden bereits Überlegungen angestellt, dynamische Lastregelkonzepte zur Dämpfung von selbst- und fremderregten Schwingungen einzusetzen (Hansen 2007, Bernhammer et al. 2016, Gomez Gonzalez et al. 2021). Jedoch wurden diese Überlegungen noch nicht in einem befriedigenden Umfang abgeschlossen (eine detailliertere Beschreibung findet sich in Abschn. 2.3). Daher wird in der vorliegenden Arbeit der Einsatz einer aktiv steuerbaren, flexiblen Hinterkante an Rotoren von WEA als eines der dynamischen Lastregelkonzepte zur aeroelastischen Entlastung untersucht.

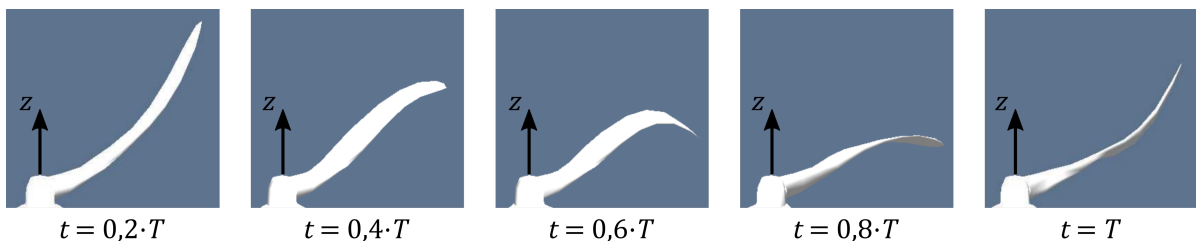


Abbildung 1.7: Schwingungsabfolge an fünf Zeitpunkten der Schwingperiode T eines WEA-Blattes, das in einer instabilen Flatterschwingung (Kopplung 2. Biege- und 1. Torsionsmode) schwingt; z ist die Drehachse des Rotors; nach Hansen und Buhl (2006)

1.4 Aufbau der Arbeit

Die vorliegende Arbeit ist in sieben Kapitel unterteilt. Nach dieser aerodynamischen und aeroelastischen Einleitung folgt die Einordnung der Thematik in den Stand der Technik. Dabei wird auf bisherige Forschung zur aktiven Strömungsbeeinflussung, Modellierung instationärer Aerodynamik sowie aeroelastischer Simulation ganzer WEA in verschiedenen Komplexitätsstufen eingegangen. Das zweite Kapitel schließt mit der Herausstellung des Forschungsbedarfs, der Zielsetzung dieser Arbeit und der Vorgehensweise zur Erreichung des gesetzten Ziels. In den folgenden Kap. 3 bis 6 wird die Simulation von WEA mit aktiv gesteuerter, flexibler Hinterkante behandelt. Die aerodynamischen Phänomene, die bei der Bewegung einer flexiblen Hinterkante auftreten, werden in Kap. 3 thematisiert. Aus diesen Beobachtungen wird ein vereinfachtes aerodynamisches Modell zur Abbildung instationärer Effekte beim Einsatz einer flexiblen Hinterkante in der Gesamtanlagensimulation abgeleitet, das in Kap. 4 beschrieben wird. Zu Verifizierungszwecken wird ein Berechnungsverfahren unter Verwendung des Energiesatzes nach Carta zur Abschätzung der Lastminderung an einem WEA-Profil angepasst und in Kap. 5 vorgestellt. In Kap. 6 werden Ergebnisse aus den in Kap. 4 und Kap. 5 vorgestellten Modellen miteinander verglichen und die Lastminderung an Rotorblättern mit aktiver, flexibler Hinterkante berechnet. Die Arbeit schließt in den Schlussfolgerungen (Kap. 7) mit der Beantwortung der Frage, ob aktiv steuerbare, flexible Hinterkanten zur Lastminderung an WEA eingesetzt werden können und einer Übersicht über weitere Anknüpfungspunkte.

2 Aktueller Forschungsstand zur Lastregelung durch flexibel bewegliche Hinterkanten

Der Einsatz von flexiblen Hinterkanten und Hinterkantenklappen an WEA ist ein innovatives Forschungsthema und findet langsam Einzug in die praktische Anwendung. Durch das große Potential dieser Möglichkeit zur Lastregelung gibt es bereits weitreichende Literatur und Forschungsergebnisse zu diesem Themenbereich. Auch die Nutzung einer aktiv geregelten, flexiblen Hinterkante zur Erhöhung der aeroelastischen Stabilität wurde bereits vereinzelt untersucht, aber lediglich unter Einsatz vereinfachter Methoden mit begrenzter Einsatzfähigkeit. Daher liegt der Fokus der vorliegenden Arbeit darauf, das Einsatzgebiet von vereinfachten Modellen für instationäre aerodynamische Effekte zu erweitern und über den Energiesatz nach Carta eine neue Verifizierungsbasis zu schaffen. Folglich wird in diesem Kapitel erst ein Überblick über aktive Strömungsbeeinflussung an WEA-Rotoren (s. Abschn. 2.1) gegeben, bevor die relevante vorhandene Literatur zur vereinfachten Modellierung instationärer Aerodynamik (s. Abschn. 2.2) beleuchtet wird. Anschließend werden die aktuell verwendeten Methoden zur Berechnung der aeroelastischen Entlastung von WEA in Abschn. 2.3 vorgestellt. Das Kapitel schließt in Abschn. 2.4 mit der Beschreibung des daraus resultierenden aktuellen Forschungsbedarfs, der Zielsetzung der Arbeit und der dabei verfolgten Vorgehensweise.

2.1 Aktive Strömungsbeeinflussung an WEA-Rotoren

Microtabs und Microflaps Konzepte zur aktiven Strömungsbeeinflussung an Rotoren von WEA werden seit knapp einem Jahrzehnt intensiver untersucht. Dabei werden in der Fachliteratur mehrere Alternativen diskutiert. Die Autoren van Dam et al. (2007) beschäftigten sich bereits im Jahr 2007 mit *Microtabs* und *Microflaps* und dem Zeitversatz zwischen Geometrieänderung und Strömungsänderung. *Microtabs* sind kleine wandähnliche Bauteile, die nahe der Hinterkante senkrecht zur Profilloberfläche aus dem Profil geschoben werden und durch starke Strömungsumlenkung in einem begrenzten Bereich den Auftrieb beeinflussen (s. Abb. 2.1a). *Microflaps* sind eine Kombination aus konventionellen Hinterkantenklappen, wie sie z.B. in der Luftfahrt eingesetzt werden, und *Microtabs*. Im Gegensatz zu *Microtabs* können sie direkt an der Hinterkante angebracht werden (s. Abb. 2.1b). In van Dam et al. (2007) werden beide Bauteile als robuste und schnell ansteuerbare Möglichkeit zur aktiven Strömungsbeeinflussung herausgestellt. Jedoch lässt sich die Strömung durch die begrenzte Baugröße auch nur in

2.1 Aktive Strömungsbeeinflussung an WEA-Rotoren

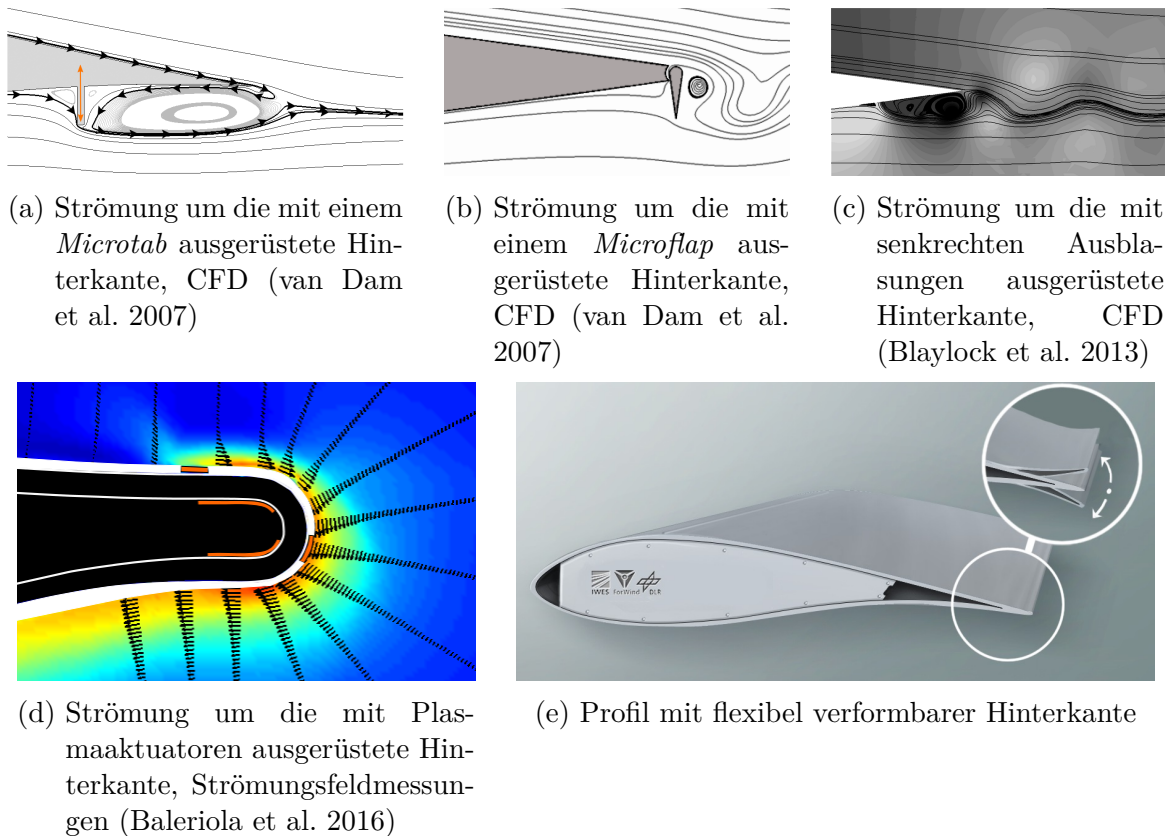


Abbildung 2.1: Übersicht über verschiedene Konzepte zur aktiven Strömungsbeeinflussung an Rotoren von WEA

begrenztem Maße beeinflussen.

Ausblasungen Eine ähnliche Wirkung wie *Microtabs* haben Ausblasungen aus der Profiloberfläche (Blaylock et al. 2013). Durch den Strömungsimpuls senkrecht zur Profiloberfläche und die damit verbundene Strömungsumlenkung können die Lasten aktiv geregelt werden (s. Abb. 2.1c). Blaylock et al. (2013) haben anhand *Computational-Fluid-Dynamics*-Simulationen (CFD-Simulationen) herausgefunden, dass kleine Ausblasungen nahe der Hinterkante Auftriebs- und Momentenbeiwert in ähnlichem Umfang wie *Microtabs* beeinflussen können, die Erhöhung des Widerstandsbeiwerts jedoch um bis zu 30% geringer als beim Einsatz von *Microtabs* ausfällt.

Baleriola et al. (2018) haben Untersuchungen zu Ausblasungen nahe der Hinterkante zur Verzögerung der Strömungsablösung durchgeführt. Die Ausblasungen erfolgten dabei möglichst parallel zur Profiloberfläche, um das energieärmere Fluid in der Grenzschicht durch die Ausblasung zu beschleunigen. Die Autoren konnten eine Erhöhung des Auftriebsbeiwerts um bis zu $\Delta C_l = 0,3$ erzielen. Diese Form der aktiven Strömungsbeeinflussung lässt sich jedoch vorwiegend für die Erweiterung des Betriebsbereichs und weniger für die Lastregulierung verwenden, da für letztere die Möglichkeit der Lastsenkung zwingend nötig ist.

Plasmaaktuatoren Eine weitere Form der aktiven Strömungsbeeinflussung, Plasmaaktuatoren, wurde von Baleriola et al. (2016) untersucht. Dabei wurden zwei Elektroden auf der Profilloberfläche angebracht, die durch ein Dielektrikum voneinander isoliert sind. Durch eine elektrische Spannung, die zwischen beiden Elektroden angelegt werden kann, wird das Fluid, das das Dielektrikum passiert, beschleunigt oder verzögert (s. Abb. 2.1d). Dadurch wird die durch das Profil resultierende Umlenkung und damit auch der Auftrieb beeinflusst. Mit dieser Methode der aktiven Strömungsbeeinflussung ist eine Erhöhung des Auftriebs ohne gleichzeitige Erhöhung des Widerstands möglich. Jedoch ist die Strömungsbeeinflussung auch hier nur in einem begrenzten Rahmen möglich.

Bewegliche Hinterkanten Das aktuell vielversprechendste Konzept zur aktiven Strömungsbeeinflussung an WEA sind aus der Luftfahrt bekannte bewegliche Hinterkanten, entweder in Form einer starren Hinterkantenklappe (Brand 2017) oder in Form einer flexibel verformbaren Hinterkante (Troldborg 2005). Vorteile der beweglichen Hinterkanten sind deren größerer maximaler Einfluss auf die Strömung, der durch die Ausdehnung der beweglichen Hinterkante sowohl in spannweitisger Richtung als auch in Richtung der Sehnenlänge dimensioniert wird (s. Abb. 2.1e). Nach Troldborg (2005) sind flexibel verformbare Hinterkanten einer starren Hinterkantenklappe zu bevorzugen, da flexibel verformbare Hinterkanten aufgrund ihres stetigen Verlaufs einen geringeren Widerstand verursachen. Diese Beobachtung konnte von Wild und Manso Jaume (2015) jedoch nicht bestätigt werden. Aus industrieller Sicht sind Hinterkantenklappen aufgrund der rotierenden Bauteile und nur schwer abzudichtenden Spalten im Übergangsbereich zwischen Hauptflügel und Klappe im Vergleich zu flexibel verformbaren Hinterkanten benachteiligt.

Zu flexibel verformbaren Hinterkanten sind bereits weitreichende Forschungsergebnisse vorhanden. Diese umfassen sowohl experimentelle Untersuchungen zur Wirksamkeit im Windkanal (Bak et al. 2007, Pechlivanoglou et al. 2010, Ferreira et al. 2016, Gomez Gonzalez et al. 2018, Bartholomay et al. 2021), an einem rotierenden Schleuderprüfstand (Barlas et al. 2018) und an einer rotierenden Versuchs-WEA (Berg et al. 2013) als auch umfassende zwei- und dreidimensionale Strömungssimulationen, in denen z.B. der instationäre, dreidimensionale aerodynamische Einfluss der flexibel verformbaren Hinterkante herausgestellt wird (Jost et al. 2017). Barlas et al. (2018) konnten anhand eines rotierenden Versuchsstands zeigen, dass eine aktiv geregelte Hinterkante in Verbindung mit einem einfachen Regler die Abweichung des schlagseitigen Moments von dessen Mittelwert um bis zu 12% verkleinern kann. Diese Werte konnten bereits mit einer moderaten Auslenkung der Hinterkante von $\beta = 5^\circ$ bei einer Ausdehnung der flexiblen Hinterkante in Richtung Sehnenlänge von 20% erreicht werden. Gomez Gonzalez et al. (2021) konnten zusätzlich zu einer numerischen Gesamtanlagensimulation in einer Langzeitmessung an einer realen WEA zeigen, dass aktiv bewegte Hinterkanten die Lasten an der Blattwurzel einer WEA um bis zu 10% senken können.

Weitere Forschungsarbeiten beschäftigen sich mit der vereinfachten Modellierung ganzer WEA mit aktiv bewegten Hinterkanten mittels Gesamtanlagensimulationen, z.B. zur Abschätzung der Lastreduzierung durch bewegliche Hinterkanten und zur Auslegung des dazu eingesetzten Regelungssystems. Solche Simulationen koppeln in der Regel ein ver-

einfachtes aerodynamisches Verfahren, z.B. der *Blade Element Momentum* (BEM) Methode, mit vereinfachten Strukturmodellen, z.B. Modalanalysen oder Balkenmodellen (Jonkman und Buhl 2005, Larsen und Hansen 2007). Die WEA kann über vorhandene oder selbst erstellte Regler gesteuert werden. Mit der Auslegung und Optimierung solcher Regler für flexibel verformbare Hinterkanten beschäftigen sich u.a. Bergami (2013), Bernhammer et al. (2016) und Ungurán et al. (2018). Einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss haben die instationären aerodynamischen Effekte bei Bewegung der Hinterkante (Bergami et al. 2012), die in einer klassischen BEM Berechnung jedoch nicht berücksichtigt werden.

2.2 Vereinfachte Modellierung der instationären Aerodynamik

Die Analyse instationärer aerodynamischer Effekte¹ erfordert sowohl bei experimentellen Messungen durch aufwendigere Messtechnik als auch bei Strömungssimulationen durch die Berechnung einer Vielzahl von Zeitschritten einen erhöhten Aufwand gegenüber stationärer Betrachtungen. Jedoch ist die Berücksichtigung instationärer Effekte oftmals zwingend nötig, um die Folgen möglichst vieler potenziell auftretender Strömungszustände abschätzen zu können. Zum Beispiel muss bei der Regelung von flexibel verformbaren Hinterkanten der Zeitversatz zwischen Bewegung der Hinterkante und dem gewünschten aerodynamischen Zustand bekannt sein, um die gewünschte Laständerung zum gewünschten Zeitpunkt einzuleiten. So hat Bergami (2013) die Unterschätzung der Flattergrenze um 25% quantifiziert, wenn instationäre Effekte während einer Gesamtanlagensimulation mit bewegter Hinterkante nicht berücksichtigt werden.

Ein erstes Verfahren zur Modellierung instationärer Aerodynamik bei Veränderung der Geometrie schlug Theodorsen (1935) vor, das bis heute noch in vielen Berechnungsmethoden verwendet wird. Der Ansatz von Theodorsen (1935) beruht dabei auf der instationären Potentialtheorie. Vor allem im Bereich angelegter Profilgrenzschicht und bei kleinen Geometrieänderungen liefert das Verfahren gute Ergebnisse. Jedoch sind die von Theodorsen (1935) getroffenen Annahmen nicht für große Veränderungen in der betrachteten Geometrie, also nicht für große Hinterkantenauslenkungen zulässig.

Bei WEA treten instationäre Effekte am Rotorblatt vor allem durch eine instationäre Anströmung auf (Hansen 2015). Die instationäre Anströmung kann durch den Blattdurchlauf durch die atmosphärische Grenzschicht und den Turmvorstau, einer fehlerhaften Rotorausrichtung, atmosphärischer Turbulenz sowie Böen ausgelöst werden. Die Modellierung der instationären Effekte kann bei angelegter Grenzschicht über das Verfahren von Theodorsen (1935) erfolgen. Im Bereich abgelöster Grenzschichtströmung finden sogenannte *Dynamic Stall* Modelle Anwendung. Das populärste *Dynamic Stall* Modell stammt von Leishman und Beddoes (1989) und wurde für die Helikopteranwen-

¹Im Ausdruck *instationäre aerodynamische Effekte* wird im weiteren Teil der vorliegenden Arbeit auf den Zusatz *aerodynamisch* verzichtet, da vorrangig aerodynamische Effekte betrachtet werden. Sollten an einem Teil der Arbeit andersartige instationäre Effekte behandelt werden, so wird dies explizit erwähnt.

dung ausgelegt. Grundlage der Modellierung der Strömung im abgelösten Bereich ist eine Ablösungsfunktion, die die aktuellen aerodynamischen Beiwerte aus einer Kombination der vollständig angelegten und vollständig abgelösten Beiwerte für die vorliegende Anströmung berechnet. Eine für die Anwendung bei WEA angepasste Variante wurde von Hansen et al. (2004) vorgeschlagen.

Instationäre aerodynamische Modelle für bewegliche Hinterkanten Die Modellierung des Einflusses der Hinterkantenbewegung für vereinfachte Anwendungen wie Gesamtanlagensimulationen basiert auf der Theorie der flachen Platte. Gaunaa (2010) hat ein Modell für die Berechnung der instationären Kräfte, die auf eine sich beliebig bewegende, variable Profilgeometrie wirken, abgeleitet. Das Modell unterliegt den Annahmen einer inkompressiblen, wirbelfreien und reibungsfreien Strömung. Das Profil wird durch seine Skelettlinie abgebildet und die Profildicke vernachlässigt. Wie bereits in Theodorsen (1935) werden die aerodynamischen Kräfte in einen zirkulatorischen und einen nicht-zirkulatorischen Anteil aufgeteilt.

Der nicht-zirkulatorische Anteil beschreibt die sogenannten *added mass* Effekte. Diese Effekte treten bei Bewegung des Profils durch die Verdrängung des Fluids, das das Profil umgibt, auf. Die Wirkung dieser Effekte tritt instantan ein, so dass kein Zeitversatz berücksichtigt werden muss (Gaunaa et al. 2011).

Der zirkulatorische Anteil beschreibt die in den Nachlauf des Profils abgegebene Wirbelstärke, verursacht durch die Änderung der Zirkulation um das Profil bei Bewegung des Profils. Da dieser Anteil abhängig von der Zeit ist, in der sich die abgegebenen Wirbel vom Profil weg bewegen, muss beim zirkulatorischen Anteil ein Zeitversatz zwischen Änderung der Profilgeometrie und sich einstellende Kraft berücksichtigt werden. Gaunaa (2010) konnte analytisch nachweisen, dass dieser Zeitversatz für alle Positionen auf der Profilschne identisch ist. Dadurch war es Gaunaa (2010) möglich, die Kombination aus nicht-zirkulatorischem ($\Delta C_{l,\text{nicht-zirk}}$, sofortige Änderung) und zirkulatorischem Anteil ($\Delta C_{l,\text{zirk}}$, zeitlich verzögerte Änderung) durch eine Wagnerfunktion abzubilden (s. Abb. 2.2, —). Dabei wurden zeitlich aufeinanderfolgende Geometrieänderungen mit einem Duhamelintegral superpositioniert (s. Abb. 2.2, ----). Diese Vorgehensweise ermöglicht eine sehr effiziente numerische Berechnung, da nur auf den vorangegangenen Wert ein bestimmter Wert addiert werden muss, ohne Kenntnis der kompletten vorangegangenen Bewegung haben zu müssen.

Bergami et al. (2012) haben dem Modell anschließend eine Erweiterung für endlich dicke Profile hinzugefügt. Die Wagnerfunktion wurde dabei durch eine Exponentialfunktion angepasst, die als Parameter die Profilwinkel an drei verschiedenen Stellen in Richtung Profilschne benötigt. Dadurch konnten die Ergebnisse des Modells leicht verbessert werden. Die Arbeiten von Gaunaa (2010) und Bergami et al. (2012) resultierten in dem in Bergami und Gaunaa (2012) beschriebenen Modell *ATEFlap* (*Adaptive Trailing Edge Flap*), das für die Gesamtanlagensimulation *HAWC2* implementiert wurde. Das *ATEFlap*-Modell beinhaltet außerdem ein *Dynamic Stall* Modell, das sich an dem Modell von Hansen et al. (2004) orientiert.

Das von Bergami und Gaunaa (2012) erarbeitete Modell wurde in ähnlicher Implementierung für weitere Programme zur Gesamtanlagensimulation übernommen. Die spa-

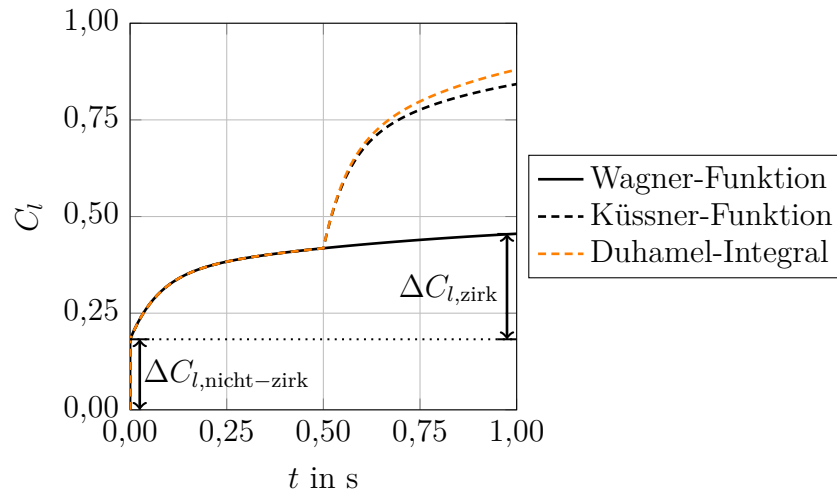


Abbildung 2.2: Beispiel einer Wagner- und Küssner-Funktion sowie der Superposition beider Funktionen in Form eines Duhamel-Integrals für den zeitlichen Verlauf des Auftriebsbeiwerts C_l bei Änderung des Anstellwinkels durch Drehung des Profils ($t = 0$ s, Wagner-Funktion) und Änderung der Einströmung ($t = 0,5$ s, Küssner-Funktion), nach Gomez Gonzalez (2016)

nische Forschungseinrichtung *CENER* hat den Löser *FAST* (Jonkman und Buhl 2005) um ein Modell zur Berücksichtigung beweglicher Hinterkanten erweitert, das auf dem *ATEFlap*-Modell basiert. Außerdem wurde eine Korrektur der aerodynamischen Größen in spannweitischer Richtung an den unstetigen Stellen am spannweitischen Rand der Klappe implementiert (Ferreira et al. 2015). Bernhammer et al. (2016) haben die Gesamtanlagensimulation *DU-SWAT* der Technischen Universität Delft ebenfalls um das *ATEFlap*-Modell erweitert. Ein eigenständiges Programm (*Beddoes4BEM*), das die instationären Effekte bei Hinterkantenbewegung abschätzt, wurde vom Windenergieanlagenhersteller *GE Wind Energy GmbH* entworfen (Ferreira et al. 2015). *Beddoes4BEM* berechnet die zeitabhängigen Terme wie auch *ATEFlap* über eine Kombination der Verfahren von Theodorsen (1935), Leishman und Beddoes (1989) und Bergami et al. (2012).

Validierung Ferreira et al. (2015) haben experimentelle Untersuchungen eines WEA-Profiles mit aktiv verformbarer Hinterkante im Windkanal durchgeführt, um unter anderem die instationären aerodynamischen Modelle *ATEFlap* und *Beddoes4BEM* zu validieren. Die Ergebnisse der Validierung sind, dass die beiden Modelle die nicht-viskosen Effekte, die beim Verfahren von Theodorsen (1935) berücksichtigt werden, gut vorhersagen können. Bei größer werdender Auslenkung der Hinterkante treten jedoch vermehrt Effekte aufgrund der Viskosität (z.B. eine beginnende Ablösung) ein, die durch die beiden Berechnungsverfahren weniger gut modelliert werden. Dadurch wird der Unterschied zwischen experimentellen und modellierten Ergebnissen größer (Ferreira et al. 2015).

In Abb. 2.3 sind Ergebnisse der Validierung für eine geringe Hinterkantenamplitude von $\hat{\beta} = 4,45^\circ$ (s. Abb. 2.3a) und eine größere Hinterkantenamplitude von $\hat{\beta} = 9,65^\circ$

2 Aktueller Forschungsstand zur Lastregelung durch flexibel bewegliche Hinterkanten

(s. Abb. 2.3b) dargestellt. Die relative Länge des ausgelenkten Bereichs der Hinterkante beträgt bei beiden Konfigurationen 20% der Sehnenlänge. Bei einer Amplitude von $\hat{\beta} = 4,45^\circ$ berechnen beide Simulationsverfahren leichte negative Abweichungen in der Steigung der Hystereseschleife des Auftriebsbeiwerts C_l zu den Experimenten (s. Tab. 2.1). Die Öffnung der Hystereseschleife bei einem Hinterkantenwinkel $\beta = 0^\circ$ wird im Vergleich zu den Experimenten etwas zu groß angenähert.

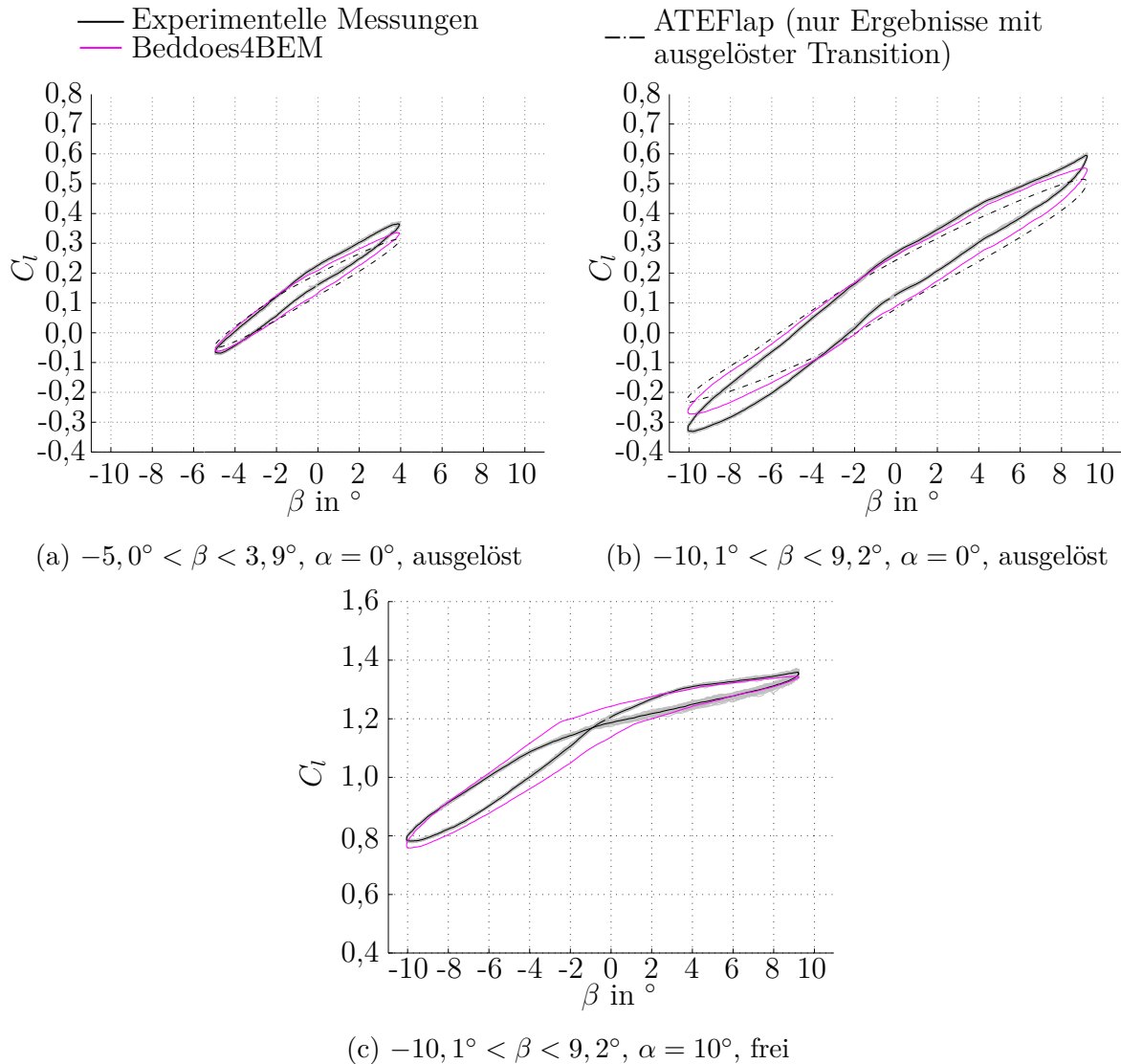


Abbildung 2.3: Validierung der instationären Modelle mit gemessenen instationären Auftriebsbeiwerten eines *DU95-W-180*-Profils bei variierendem Hinterkantenwinkel, festem Anstellwinkel und einer reduzierten Frequenz von $k = 0,05$ bei einer Reynolds-Zahl von $Re = 1,0 \times 10^6$ und ausgelöster bzw. freier Transition, der grau hinterlegte Bereich der experimentellen Messungen stellt deren Standardabweichung dar (Ferreira et al. 2015)

Tabelle 2.1: Abweichungen der beiden Modelle zur Annäherung der instationären Effekte bei Hinterkantenbewegung *ATEFlap* und *Beddoes4BEM* von den experimentellen Ergebnissen in Bezug auf die Steigung und Öffnung der Hystereseschleife des Auftriebsbeiwerts bei zwei verschiedenen Hinterkantenamplituden (Ferreira et al. 2015)

	<i>ATEFlap</i>		<i>Beddoes4BEM</i>	
$\hat{\beta} = 4, 45^\circ$, Steigung	$\approx -17\%$		$\approx -9\%$	
$\hat{\beta} = 9, 65^\circ$, Steigung	$\approx -20\%$	$\Delta - 3\%$	$\approx -11\%$	$\Delta - 2\%$
$\hat{\beta} = 4, 45^\circ$, Öffnung	$\approx 12\%$		$\approx 17\%$	
$\hat{\beta} = 9, 65^\circ$, Öffnung	$\approx 17\%$	$\Delta + 5\%$	$\approx 22\%$	$\Delta + 5\%$

Wird die Amplitude der Hinterkantenbewegung größer, wird wie oben erwähnt auch der Abstand zwischen experimentellen und modellierten Ergebnissen größer. Die Abweichung in der Steigung zwischen *Beddoes4BEM* und Messungen steigt zwar nur leicht um 2%, dafür vergrößert sich die Abweichung bzgl. der Öffnung der Hystereseschleife um 5%. Die Abweichung des *ATEFlap*-Modells zu den Messungen in der Steigung steigt etwas deutlicher im Vergleich zum *Beddoes4BEM*-Modell um 3%. Die Öffnung der Hystereseschleife bei einem Hinterkantenwinkel $\beta = 0^\circ$ wird vom *ATEFlap*-Modell um 5% schlechter vorhergesagt.

Messungen bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 10^\circ$, also im Bereich beginnender Ablösung, und freier Transition zeigen einen achtförmigen Verlauf (s. Abb. 2.3c). Der steigende und fallende Ast der Hystereseschleife schneiden sich im Verlauf der Hinterkantenbewegung. Die Ergebnisse, die mit dem *Beddoes4BEM*-Modell generiert wurden, bilden diesen Verlauf nicht ab. Von dem *ATEFlap*-Modell liegen keine Ergebnisse mit freier Transition vor. Ebenfalls wurde die Messkonfiguration nicht bei ausgelöster Transition durchgeführt. Anhand der Validierungsergebnisse kann angenommen werden, dass die bisher entwickelten instationären Modelle den achtförmigen Verlauf der Hystereseschleife nicht korrekt abbilden.

Durch die Validierung der modellierten Ergebnisse mit den experimentellen Messungen stellte sich außerdem heraus, dass der instationäre Widerstandsbeiwert von allen Modellen nur ungenügend genau modelliert werden kann (Ferreira et al. 2015). Die Vorhersage des instationären Anteils des Widerstandsbeiwerts bewirkt laut Ferreira et al. (2015) keine Verbesserung in der Simulationsgenauigkeit, so dass sich auf die Verwendung stationärer Werte für den Widerstandsbeiwert beschränkt werden kann.

Generell ist zu erwähnen, dass die verwendeten Modelle stark von ihren Eingabeparametern abhängen (Ferreira et al. 2015). Daher müssen die Eingabeparameter auf das zu untersuchende Problem abgestimmt werden, z.B. durch vorangegangene Windkanaluntersuchungen oder numerische Berechnungen, um verwertbare Ergebnisse zu erzielen.

2.3 Aeroelastische Modellierung von WEA

BEM-Methode mit vereinfachtem Strukturmodell Die beschriebenen Modelle zur vereinfachten Berechnung instationärer Effekte bei Bewegung der Hinterkante sind wichtig für die vereinfachte aeroelastische Modellierung von WEA. Das schnellste und daher am weitesten verbreitete Verfahren ist die Gesamtanlagensimulation einer WEA über eine BEM-Simulation (Berechnung der Aerodynamik), gekoppelt mit einem vereinfachten Strukturmodell (Balkenmodell oder modale Berechnung). Die Simulation eines repräsentativen Lastfalls ist mit solch einem Verfahren im Sekunden- bis Minutenbereich möglich. Typische Löser einer Gesamtanlagensimulation sind z.B. *HAWC2* der Technischen Universität Dänemark (DTU) (Larsen und Hansen 2007) und *FAST* des *National Renewable Energy Laboratory* (NREL) (Jonkman und Buhl 2005).

Vorteile der Kopplung von BEM-Methode und vereinfachter Strukturmodellierung sind die vergleichsweise kurze Rechendauer (Hansen 2015). Daher wird diese Kombination der Verfahren zur Grobauslegung und Zertifizierung einer WEA, bei der viele Konfigurationen berechnet werden müssen, verwendet. Jedoch kann die kurze Rechenzeit nur durch eine geringe Auflösung der Anlage (Einteilung in radiale Blattabschnitte, jeder radiale Abschnitt wird zu einem Rechenpunkt zusammengefasst) realisiert werden. Dadurch können nur vereinfachte Berechnungen durchgeführt werden, ohne detailliertere Strömungsphänomene aufzulösen (Hansen 2015). Außerdem werden weder dreidimensionale noch instationäre Phänomene durch eine klassische BEM-Methode abgebildet. Diese Phänomene werden oftmals durch vereinfachte Modelle abzubilden versucht, die jedoch nur für einen begrenzten Parameterbereich validiert werden können. Außerdem hängt die Genauigkeit der Berechnungen stark von den aerodynamischen Profilparametern ab, die als Eingabeparameter in die BEM-Berechnung eingehen (Dose et al. 2018).

Vereinfachte CFD-Simulation mit aufgelöster Finite-Elemente-Methode- (FEM) Struktursimulation Um die Strömung detaillierter aufzulösen, werden CFD-Verfahren verwendet. Dabei wird das komplette Rechengebiet um das WEA-Profil durch mehrere tausend Rechenpunkte pro radialem Blattabschnitt diskretisiert. An jedem Rechenpunkt werden die *Reynolds-Averaged Navier-Stokes* (RANS) Gleichungen gelöst (Ferziger und Peric 2008). Je höher die Anzahl an Rechenpunkten und damit je feiner das dadurch entstehende Rechengitter ist, desto kleinere Skalen bis hin zu Turbulenzballen im mikroskaligen Bereich können aufgelöst werden und desto genauer wird die Abbildung des realen Strömungsfelds. Dadurch entstehen Rechenzeiten, die zwischen wenigen Minuten für eine stationäre Berechnung eines zweidimensionalen Profilschnitts bis zu mehreren Wochen für die hochaufgelöste, instationäre Berechnung einer gesamten Windenergieanlage betragen können.

Die Kopplung von CFD-Verfahren mit verschiedenen Verfahren zur Berechnung der Strukturmechanik wurde bereits von mehreren Autoren für die Anwendung an WEA durchgeführt (Hsu und Bazilevs 2012, Yu und Kwon 2014, Imiela und Wienke 2015, Bazilevs und Takizawa 2016, Heinz et al. 2016, Sayed et al. 2016, Dose et al. 2018). Hsu und Bazilevs (2012) und Bazilevs und Takizawa (2016) verwendeten einen eigenen Löser, der die RANS-Gleichungen in einem über Finite Elemente diskretisierten Rechengebiet

löst. Dabei wurde eine auf *non-uniform rational B-Splines* (NURBS), eine besondere Form der Kurvenannäherung, basierende isogeometrische Analyse zur genaueren Auflösung des Rechengebiets angewendet. Dadurch kann auf die Auflösung der Grenzschicht verzichtet werden, um die Anzahl an Netzknoten und somit die Rechenzeit zu verkleinern, ohne die Genauigkeit der Strömungsberechnung deutlich zu verringern. Jedoch können Strömungseffekte wie die laminar-turbulente Transition in der Grenzschicht und Strömungsablösung im Vergleich zur aufgelösten Grenzschicht weniger genau abgebildet werden.

Die aus der CFD-Simulation resultierende Druckverteilung auf der Blattoberfläche wurde für die Strukturberechnung als von außen wirkende Kräfte aufgeprägt. Die allgemeine Bewegungsgleichung wurde am WEA-Blatt ebenfalls über eine FEM-Diskretisierung gelöst. Dabei wurde das Kirchhoff-Love-Modell zur Simulation von Verbundlaminaten verwendet (Bazilevs und Takizawa 2016). Das Rotorblatt wurde also nicht wie bei der oben beschriebenen Gesamtanlagensimulation über einen einzelnen Balken abgebildet, sondern Verformungen detaillierter berechnet. Das Vorgehen von Hsu und Bazilevs (2012) und Bazilevs und Takizawa (2016) kombiniert demnach eine aerodynamische Lösung, die von der Genauigkeit zwischen einer BEM-Berechnung und einer CFD-Simulation mit aufgelöster Grenzschicht liegt, mit einer strukturdynamischen Lösung, die eine höhere Genauigkeit als ein Balkenmodell erreicht.

Detaillierte CFD-Simulation mit vereinfachter Balkentheorie Eine weitere Variante gekoppelter dynamischer Fluid-Struktur-Berechnungen ist die Verwendung detaillierter CFD-Simulationen für die aerodynamische Lösung und vereinfachte Balkenmodelle für die strukturdynamische Lösung. Diese Kombination wurde unter anderem von Imiela und Wienke (2015), Heinz et al. (2016), Sayed et al. (2016) und Dose et al. (2018) angewendet. Imiela und Wienke (2015) berechneten die dreidimensionale, instationäre Strömung mit dem unstrukturierten Strömungslöser TAU vom Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR), mit dem eine Berechnung einer sich bewegenden Geometrie möglich ist. Als Strukturlöser wurde die Software SIMPACK gewählt, mit der eine FEM-Berechnung mit den aus der aerodynamischen Berechnung resultierenden lokalen Kräften durchgeführt wird. Dadurch konnten die Autoren Simulationen mit deformierbarem Rotorblatt durchführen.

Dose et al. (2018) führten gekoppelte Fluid-Struktur-Berechnungen mit den Lösern OpenFOAM (Strömungssimulation) und dem von den Autoren entwickelten Löser BeamFOAM (FEM-Struktursimulation) durch. Wie Imiela und Wienke (2015) führten auch sie Simulationen mit deformierbarem Rotorblatt durch und kamen auf vergleichbare Ergebnisse. Dose et al. (2018) konnten zeigen, dass Simulationen mit starrem Rotorblatt vor allem bei schräger Anströmung die auf das Blatt wirkenden Kräfte zu gering vorhergesagen. So wurde die Amplitude der auf das Blatt wirkenden Tangentialkräfte bei einer Schräganströmung von 30° zur Rotorebene für ein verformtes Rotorblatt etwa doppelt so hoch als bei einem starren Rotorblatt vorhergesagt.

Die vorgestellten Verfahren, die die aerodynamischen Kräfte über CFD-Simulationen berechnen, sind im Vergleich zu Gesamtanlagensimulationen zeitlich aufwendiger. Daher werden sie für wenige ausgewählte Lastfälle angewendet, bei denen eine detaillierte Auf-

lösung des Strömungsfeldes notwendig wird. Eine Grobauslegung und Zertifizierung, für die eine Vielzahl an Konfigurationen simuliert werden müssen, ist mit diesen Verfahren aktuell noch nicht effizient durchführbar.

Lastreduzierung durch bewegliche Hinterkanten Simulationen zur Analyse des Einflusses beweglicher Hinterkanten auf die Last von Windenergieanlagen wurden bisher nur mit der Kombination aus BEM-Methode und vereinfachtem Strukturmodell durchgeführt. Der Fokus der Arbeiten lag dabei auf der Entwicklung eines Regelsystems für die beweglichen Hinterkanten. Politakis et al. (2008) führten bereits im Jahr 2008 Simulationen mit aktiv bewegter Hinterkante zur Unterdrückung von Flattern an WEA durch. Mit einem vereinfachten Modell konnten sie zeigen, dass aktiv bewegte Hinterkanten potenziell zur Verhinderung des Auftretens von Flattern eingesetzt werden können.

Bæk (2011), Bergami und Poulsen (2014), Gillebaart et al. (2014), Bernhammer et al. (2016), Ungurán et al. (2019), Teßmer et al. (2021) und Gomez Gonzalez et al. (2021) konnten numerisch eine Lastreduktion durch den Einsatz aktiv bewegter Hinterkanten nachweisen. Dabei wurden Regelsysteme für die jeweiligen Simulationsumgebungen entworfen, durch die die aktiv bewegte Hinterkante lastreduzierend auf das einströmende stochastische Windfeld geregelt wurde. Durch die Simulationen konnte gezeigt werden, dass aktiv bewegte Hinterkanten das Blattwurzelmoment je nach Anwendungsfall um zwischen 5% und 24% senken können.

Detaillierte CFD-Simulationen zur Analyse des Einsatzes beweglicher Hinterkanten zur Lastreduzierung wurden nach Kenntnis des Autors noch nicht durchgeführt. Dazu zählt ebenfalls die lokale Betrachtung mit vorgegebener Hinterkantenbewegung zur Berechnung der zwischen Strömung und Struktur übertragenen Energie in einem Profilschnitt.

2.4 Forschungsbedarf, Zielsetzung und Vorgehensweise

Der Trend zu immer länger und schlanker werdenden Blättern von WEA bewirkt in Verbindung mit instationären Strömungsbedingungen, u.a. hervorgerufen durch die atmosphärische Grenzschicht und Windböen, eine gesteigerte Anfälligkeit auf aeroelastische Instabilitäten. Die aeroelastische Entlastung der Blätter durch aktiv bewegte Hinterkanten bei starken Windböen wurde in der aktuellen Forschung bisher vernachlässigt.

Eine Windböe wurde 1962 von der *World Meteorological Organization* (WMO) als ein plötzlicher Anstieg der Windgeschwindigkeit um mindestens 8 m/s auf eine Windgeschwindigkeit von mindestens 11 m/s und einer Dauer von mindestens einer Minute definiert. Anhand von Erfahrungswerten (Ungurán et al. 2019) können Werte für die Änderung der Windgeschwindigkeit während einer Windböe im Bereich von $\dot{u}_0 \approx 5 \dots 15$ m/s/s angenommen werden. Bei einer typischen Umfangsgeschwindigkeit im Blattspitzenbereich moderner WEA von $v_{\text{tip}} \approx 80$ m/s resultiert eine Änderung der Windgeschwindigkeit dieser Größenordnung in einer Änderung des Anstellwinkels von $\dot{\alpha} \approx 3, 5 \dots 10^\circ/\text{s}$.

Für ein WEA-Profil, das im Blattspitzenbereich moderner WEA eingesetzt wird (z.B. das *DU08-W-180*-Profil), ergibt sich für eine Änderung des Anstellwinkels um $\dot{\alpha} = 10^\circ/\text{s}$

eine Änderung des Auftriebsbeiwerts von $\dot{C}_l \approx 1,2/s$ (s. Abb. 2.4). Um diese Schwankungen im Auftriebsbeiwert mit einer aktiv bewegten Hinterkante mit einer Ausdehnung in Sehnenlänge von $c_{\text{flex}}/c = 25\%$ ausgleichen zu können, ist eine Klappenauslenkung von $\dot{\beta} \approx 20^\circ/s$ nötig (s. Abb. 2.4).

Alle bisherigen Untersuchungen zur Lastreduktion an WEA mit aktiv bewegten Hinterkanten beschränken sich auf einen Bereich der Hinterkantenauslenkung von $\dot{\beta} \leq 10^\circ/s$ und folglich auf einen Bereich der Änderung des Auftriebsbeiwerts von $\dot{C}_l \leq 0,6/s$ (Bæk 2011, Bergami und Poulsen 2014, Bernhammer et al. 2016, Gillebaart et al. 2014, Gomez Gonzalez et al. 2021). Die in den Untersuchungen verwendeten Modelle basieren auf der Methode von Theodorsen (1935), die auf einer Linearisierung um den aktuellen Betriebspunkt basiert. Böen mit einer Änderung der Windgeschwindigkeit ab $\dot{u}_0 \geq 7,5 \text{ m/s/s}$ können mit den in der Literatur untersuchten Konfigurationen nicht mehr modelliert werden. Die Änderungen sind zu groß, um unter der Annahme einer Linearisierung weiterhin Bestand zu haben.

Experimentelle Untersuchungen mit einer Änderungen des Hinterkantenwinkels, die sich im oben genannten Bereich befinden, beschränken sich bisher auf eine alleinige Änderung des Hinterkantenwinkels (Ferreira et al. 2016). In diesen experimentellen Untersuchungen fehlt also die Modellierung der Böe, z.B. in Form einer Änderung des Anstellwinkels. Somit können diese Experimente keine Aussage über eine Verwendung einer aktiv bewegten Hinterkante zur Lastreduktion bei in der Realität auftretenden Böen liefern.

Relativierend dazu ist zu erwähnen, dass sich bei einem Extremlastfall in Form einer Einjahresböe (*Extreme Operating Gust, EOG*) gemäß IEC61400-1 (2019) die Änderung des Anstellwinkels an einer Stelle von ca. 75 % Rotorradius im Bereich von $\dot{\alpha} \approx 2,1...3,2^\circ/s$ befindet. Dieser Anstellbereich resultiert bei den dort vorliegenden Bedingungen in einer geringeren Änderung des Auftriebsbeiwerts ($\dot{C}_l \approx 0,6...1,0/s$). Dennoch sollte mindestens der oben diskutierte Betriebsbereich abgedeckt werden, um sicherzustellen, dass die Modellierungsgrenzen nicht überschritten werden.

Hypothese der Arbeit Der Einsatz einer beweglichen Hinterkante auch bei Windböen wurde folglich bisher nicht ausreichend erforscht. Eine Skalierung der Ergebnisse aus den bisherigen Untersuchungen lässt jedoch vermuten, dass eine bewegliche Hinterkante auch bei Windböen zur Reduzierung der Lasten an WEA eingesetzt werden kann. Dieser Arbeit liegt daher die Hypothese zugrunde, dass eine aktiv bewegte Hinterkante die Lasten auch bei Extremlastfällen wie z.B. Böen reduzieren und die WEA dadurch vor fatalen Schäden bis hin zur Zerstörung der Anlage schützen kann.

Ziel der Arbeit Zur Prüfung der Hypothese ist das Ziel dieser Arbeit ein validiertes vereinfachtes aerodynamisches Modell zur Annäherung des dynamischen Auftriebsbeiwerts bei schneller Änderung der Hinterkantengeometrie für große Auslenkungswinkel. Dieses Modell soll in einer Gesamtanlagensimulation zur Simulation von Extremlastfällen wie Böen und überlagerter Hinterkantenbewegung eingesetzt werden. Die verifizierten Gesamtanlagensimulationen können genutzt werden, um die Reduzierung der Lasten

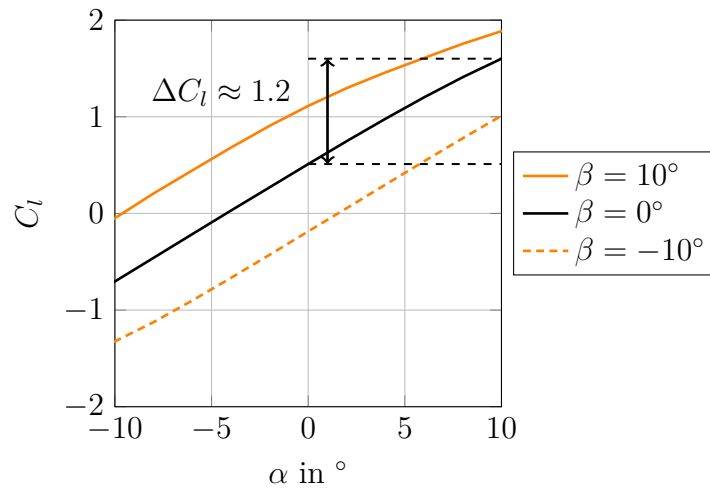


Abbildung 2.4: Auftriebsbeiwert C_l dargestellt über den Anstellwinkel α bei drei verschiedenen Hinterkantenwinkeln β im stationären Zustand für das Profil *DU08-W-180*

durch eine aktiv bewegte Hinterkante bei Extremlastfällen abzuschätzen und somit die Hypothese der Arbeit zu bestätigen oder zu widerlegen.

Herangehensweise zur Erreichung des gesetzten Zieles Der erste Schritt ist die detaillierte Analyse der Strömungsphänomene bei großen, schnellen Änderungen der Hinterkantengeometrie. Dazu zählen der Ablösungsverlauf sowie eine Parameterstudie mit besonderem Augenmerk auf die Amplitude der Hinterkantenauslenkung und die Phase zwischen Hinterkantenbewegung und Strömungsfeld. Die periodische Untersuchung der Strömungsphänomene ist zwar nicht direkt auf den Fall einer Windböe übertragbar, da diese in der Regel nicht periodisch auftritt. Jedoch können die periodischen Untersuchungen auch für nicht periodische Phänomene angenähert werden. Dadurch wird eine näherungsweise Anwendung auf Windböen möglich.

Aus den Ergebnissen dieser Analyse wird ein Modell erarbeitet, das den dynamischen Auftriebsbeiwert bei schneller, großer Änderung der Hinterkantengeometrie in Abhängigkeit von der Auslenkungsamplitude und der Bewegungsgeschwindigkeit der Hinterkante abschätzt. Das Modell wird anhand experimenteller Daten validiert, um eine realitätsnahe Modellierung sicherzustellen.

Nachdem die Berechnung der aerodynamischen Parameter des Modells validiert wurde, wird das Modell in eine aeroelastische Gesamtanlagensimulation integriert. Durch die Integration des Modells können auch instationäre aerodynamische Effekte bei der Hinterkantenbewegung für die Berechnung der aerodynamischen Kräfte in der Gesamtanlagensimulation berücksichtigt werden. Für die Verifizierung der aeroelastischen Ergebnisse aus dieser erweiterten Gesamtanlagensimulation müssen außerdem die Ergebnisse mit einem höherwertigen aeroelastischen Modell verglichen werden.

Für diesen Vergleich wird ein Modell zur Berechnung der aeroelastischen Arbeit nach Carta für einen Profilschnitt einer WEA entworfen. Dieses Modell verwendet instatio-

2.4 Forschungsbedarf, Zielsetzung und Vorgehensweise

näre aerodynamische Simulationsergebnisse aus numerischen Berechnungen eines WEA-Profiles mit aktiv bewegter Hinterkante.

Zum Vergleich der Ergebnisse beider Modelle werden die Reduzierung der Lasten zum Einen mit der um das instationäre aeroelastische Modell erweiterten Gesamtanlagensimulation und zum Anderen mit dem höherwertigen aeroelastischen Modell nach der Methode von Carta verglichen. Liefern beide Modelle ähnliche Ergebnisse, wird die Reduzierung der Lasten durch eine aktiv bewegte Hinterkante mit der erweiterten Gesamtanlagensimulation bewertet.

3 Einfluss der aktiv bewegten Hinterkante auf die Strömung

Für die aeroelastische Betrachtung einer aktiv bewegten Hinterkante ist ein Verständnis des aerodynamischen Verhaltens eines Profils mit aktiv bewegter Hinterkante notwendig. Von besonderer Bedeutung ist das instationäre Verhalten des Auftriebsbeiwerts während der Hinterkantenbewegung. Dieses Verhalten wird durch die Amplitude des Beiwerts und den Phasenversatz zwischen Hinterkantenbewegung und Beiwert charakterisiert.

Zur Analyse dieses Verhaltens werden im Rahmen dieser Arbeit detaillierte zweidimensionale, instationäre CFD-Berechnungen mit sich bewegender Hinterkante durchgeführt. Die Durchführung zweidimensionaler Simulationen ermöglicht eine Untersuchung möglichst vieler instationärer Konfigurationen. Die Zeit- und Rechenkapazitäten wären bei dreidimensionalen Simulationen in einem nicht realisierbaren Bereich. Die aerodynamische Analyse der Ergebnisse ist Bestandteil dieses Kapitels.

Da der Auftriebsbeiwert den dominantesten Effekt in Bezug auf die instationäre Aerodynamik bei Bewegung der Hinterkante aufweist (Ferreira et al. 2015), beschränkt sich die folgende Betrachtung und anschließende Modellierung auf die instationären Effekte des Auftriebsbeiwerts. Bei der Modellierung werden die stationären Anteile des Widerstands- und Momentenbeiwerts berücksichtigt.

3.1 Profilgeometrie und numerisches Modell

Dieser Abschnitt wurde sinngemäß aus Wolff und Seume (2016) übernommen (exkl. der Validierung). Für eine genauere Beschreibung der verwendeten Profilgeometrie und des numerischen Modells sei auf Wolff und Seume (2016) verwiesen.

Profil Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen des *Smart Blades* Projekts (Förderkennzeichen 0325601A/B/C/D), in dem eine Referenz-WEA (Sevinc et al. 2015) ausgelegt wurde, deren Daten die Projektangehörigen als Randbedingungen verwendeten. Bei der Referenz-WEA ist die flexible Hinterkante im äußeren Blattbereich vorgesehen. In diesem Bereich hat das Blatt einen Querschnitt in Form eines *DU08-W-180-6.5*-Profils, entworfen von der TU Delft (Timmer und van Rooij 2009).

Die bewegliche Hinterkante ist über einen verformbaren Bereich von 75% bis 85% der Profilstärke realisiert. Die 15% Sehne bis zur Hinterkante sind wieder starr ausgeführt und bewegen sich bei Verformung des flexiblen Bereichs mit. Eine Detailansicht des Ausgangsprofils und des Profils mit um $\beta = 10^\circ$ ausgelenkter Hinterkante ist in Abb. 3.1 dargestellt.

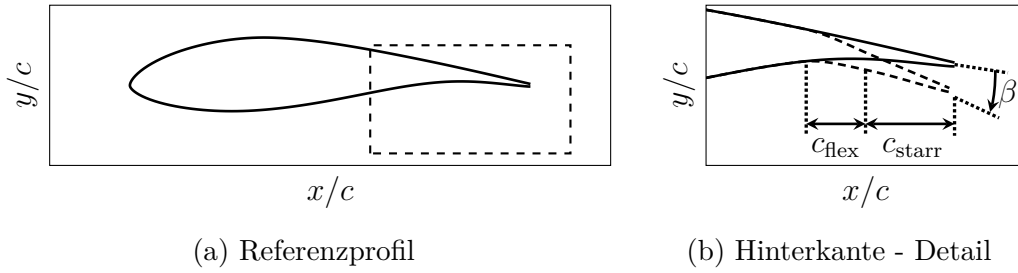


Abbildung 3.1: Geometrie des *DU08-W-180-6.5*-Profils mit um $\beta = 10^\circ$ ausge-
lenkter Hinterkante, $c_{\text{flex}} = 0.1 \cdot c$, $c_{\text{starr}} = 0.15 \cdot c$

Strömungslöser Der aerodynamische Strömungslöser FLOWer, entwickelt vom DLR und Airbus Deutschland (Kroll und Fassbender 2005), wird für die Durchführung der numerischen Strömungssimulationen verwendet. FLOWer verwendet Multi-Block Netze und einen Finite-Volumen-Ansatz, um die zwei- und dreidimensionalen RANS-Gleichungen zu lösen. Das Schließungsproblem der RANS-Gleichungen wird durch eine Substitution des RANS-Spannungstensors durch das zwei-Gleichungs-SST- $k-\omega$ Modell nach Menter (1994) gelöst. Die Grenzschicht wird aufgrund der im äußeren Blattbereich hohen Reynolds-Zahl als voll turbulent angenommen. Die instationären Strömungssimulationen werden über ein implizites duales-Zeitschritt-Verfahren zweiter Ordnung berechnet. FLOWer wird unter anderem als Strömungslöser gewählt, da FLOWer die Möglichkeit der Simulation verformbarer Rechennetze bietet. Dadurch wird die Simulation einer verformbaren Hinterkante realisiert. Dieser Ansatz interpoliert linear zwischen vorgegebenen Rechennetzen. Der Zeitschritt wird zu $\Delta t = 0,00175$ s gewählt.

FLOWer rechnet ausschließlich mit entdimensionalisierten Größen. Die Auftriebskraft L wird zum Auftriebsbeiwert C_l gemäß Gl. (1.2), die Widerstandskraft D wird zum Widerstandsbeiwert C_d gemäß Gl. (1.3) und die Frequenz f zur reduzierten Frequenz k gemäß Gl. (1.14) entdimensionalisiert. Der Druck p wird über den Druckbeiwert

$$C_p = \frac{p}{RT_0\rho} - 1 \quad (3.1)$$

mit der Gaskonstante für trockene Luft $R = 287,1$ J/kg K und der Temperatur weit entfernt vom Profil $T_0 = 288,15$ K entdimensionalisiert. Die Dichte der Luft wird zu $\rho = 1,226$ kg/m³ vorgegeben. Abschließend wird die Zeit t zur dimensionslosen Zeit t^+ entdimensionalisiert:

$$t^+ = \frac{t\sqrt{RT_0}}{l_{\text{Netz}}}. \quad (3.2)$$

Die Größe l_{Netz} beschreibt dabei die Referenzlänge des Rechennetzes, die zu $l_{\text{Netz}} = 1$ m definiert wird.

Rechennetz Das Rechengebiet wird durch ein zweidimensionales C-H-Rechennetz, das um das WEA-Profil erstellt wird, diskretisiert (s. Abb. 3.2). Der Radius des Rechengebietes wird fünfzig Mal so groß wie die Profilhöhe gewählt, um Reflektionseffekte an den Rändern auszuschließen. Die erste Zellgröße normal zur Profilloberfläche wird ausreichend

3 Einfluss der aktiv bewegten Hinterkante auf die Strömung

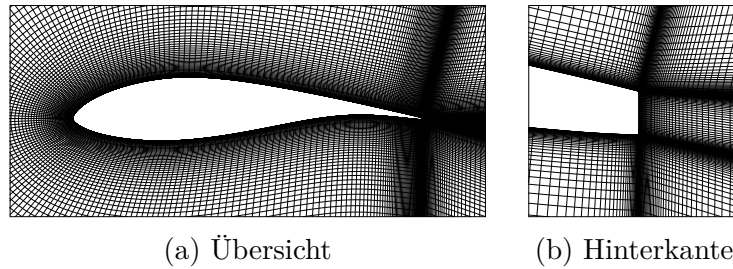


Abbildung 3.2: Rechennetz um das WEA-Profil mit Detailansicht der Netzauf-
lösung an der Hinterkante

gering gewählt, um einen dimensionslosen Wandabstand von $y^+ \approx 1$ zu gewährleisten. Die Grenzschichtregion wird mit 48 Netzebenen normal zur Profilloberfläche aufgelöst. Das gesamte Rechengebiet besteht aus knapp 85.000 Netzknoten.

Zur Abschätzung des Diskretisierungsfehlers wird eine Netzkonvergenzstudie nach den Vorgaben des ASME Validation & Verification Komitee (ASME 2009) durchgeführt. Das Ergebnis der Netzstudie unter Annahme einer konservativen Rechenordnung von $p = 1$ ergibt einen Netzkonvergenzindex (*Grid Convergence Index*, GCI) für das verwendete Rechennetz von $GCI_{C_l} = 0,9\%$ bezüglich des Auftriebsbeiwerts C_l und $GCI_{C_d} = 4,7\%$ bezüglich des Widerstandsbeiwerts C_d .

Randbedingungen Die Ränder des Rechengebietes werden als Fernfeld-Randbedingung definiert. Auf der Profilloberfläche gilt die Haftbedingung. Die Reynolds-Zahl wird zu $Re = 7,31 \cdot 10^6$ und die Mach-Zahl zu $Ma = 0,236$ gemäß der im untersuchten Blattbereich vorliegenden Strömungsverhältnisse vorgegeben. Die Simulationen werden bei sechs verschiedenen Anstellwinkeln zwischen $0^\circ \leq \alpha \leq 10^\circ$ durchgeführt. Die Amplitude des Hinterkantenwinkels wird zwischen $2,5^\circ \leq \hat{\beta} \leq 10^\circ$ variiert. Die Auslenkgeschwindigkeit der Hinterkante, repräsentiert durch die reduzierte Frequenz k , wird im Bereich von $0,005 \leq k \leq 0,2$ eingestellt. Insgesamt werden 336 Simulationen durchgeführt.

Validierung Für die Validierung des numerischen Modells werden die experimentellen Messungen von Ferreira et al. (2015) verwendet. Die Messungen wurden an einem vergleichbaren Profil (*DU95-W-180*) mit gleicher relativer Profildicke durchgeführt. Zur Validierung werden das in den Messungen verwendete Profil wie oben beschrieben vernetzt und Simulationen mit den in den Messungen verwendeten Randbedingungen (s. Tab. 3.1) durchgeführt. Die Messungen fanden im Niedergeschwindigkeitswindtunnel der Technischen Universität Delft statt. Es wurden abhängig von der Frequenz 25 bis

Tabelle 3.1: Randbedingungen der experimentellen Messungen (Ferreira et al. 2015)

Re	Ma	α	$\hat{\beta}$	k
1.010.000	0,073	$0^\circ; 8^\circ; 18^\circ$	$4,45^\circ; 9,65^\circ$	0,01; 0,05; 0,1

180 Oszillationszyklen der beweglichen Hinterkante pro Messung aufgenommen. In den folgenden Diagrammen ist jeweils der Mittelwert aus den Zyklen mit der Standardabweichung wie ein "Fehlerbalken" dargestellt. In der Beschreibung der Messungen sind keine Informationen zum Typ und zur Messgenauigkeit der Druckaufnehmer angegeben. Der aus der Messungenauigkeit der Druckaufnehmer resultierende Fehler sollte in der Validierung jedoch berücksichtigt werden. Daher wurde ein konservativer Messfehler der Druckaufnehmer von 1% angenommen und auf die Standardabweichung addiert. Eine weitergehende Beschreibung der Messungen sowie eine Darstellung aller Konfigurationen findet sich in Teil A des Anhangs sowie in Ferreira und Baldacchino (2015).

Die Modellierung der instationären aerodynamischen Beiwerte wird hauptsächlich den dynamischen Anteil der aerodynamischen Beiwerte berücksichtigen. Der dynamische Anteil wird charakterisiert durch die Steigung und die Öffnung der Hystereseschleife des aerodynamischen Beiwerts bei dynamischer Hinterkantenauslenkung. Daher sind diese beiden Charakteristiken von vorrangiger Bedeutung bei der Validierung.

Der Vergleich zwischen Messungen und Simulationen zeigt eine sehr gute Übereinstimmung u.a. bei der Konfiguration $\alpha = 0^\circ$, $\hat{\beta} = 9,65^\circ$, $k = 0,05$ (s. Abb. 3.3a). Selbst bei einem Anstellwinkel im abgelösten Bereich ($\alpha = 18^\circ$) liegen die numerischen Ergebnisse (mit einer konstanten Verschiebung, s.u.) im Bereich der Messergebnisse (s. Abb. 3.3b). Jedoch sollten sowohl die numerischen als auch die experimentellen Ergebnisse bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 18^\circ$ kritisch betrachtet werden, da weder die Messtechnik noch

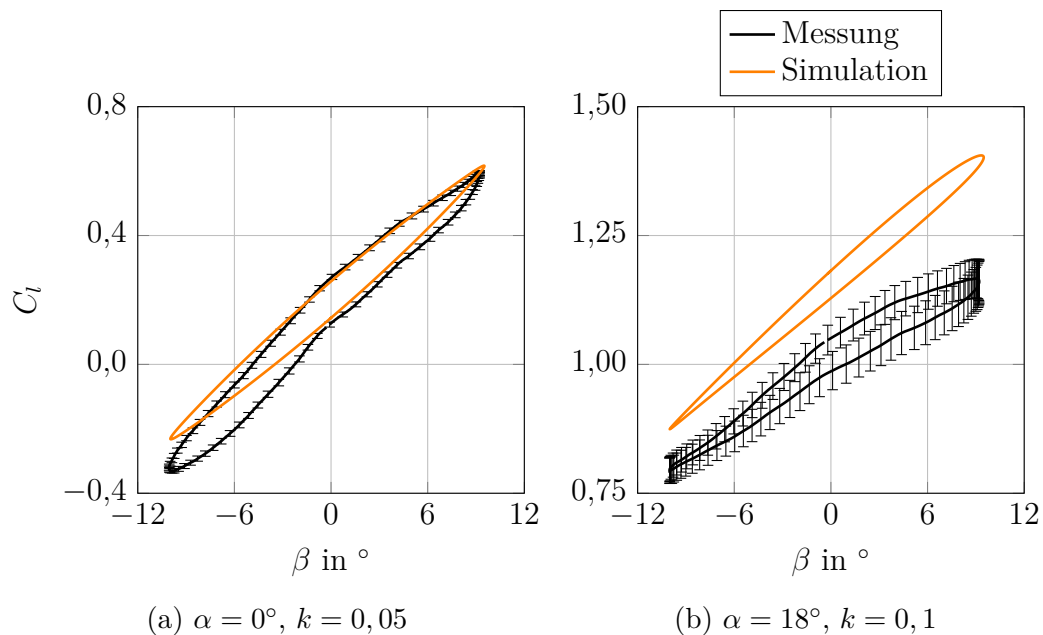


Abbildung 3.3: Auftriebsbeiwert aus Messung und Simulation mit oszillierender Hinterkante bei einer Amplitude der Hinterkantenauslenkung von $\hat{\beta} = 9,65^\circ$, Balken geben \pm alle Standardabweichungen der Messwerte an, nur jede vierte Standardabweichung ist dargestellt

3 Einfluss der aktiv bewegten Hinterkante auf die Strömung

die numerischen Modelle für Bereiche abgelöster Strömung ausgelegt sind.

Bei einigen Konfigurationen liegt eine konstante Verschiebung der Hystereseschleife zwischen Messungen und Simulationen vor (s. Abb. 3.4a). Diese Verschiebung wird bei der Modellierung des dynamischen Beiwerts nicht berücksichtigt, da sie durch den stationären Anteil des Auftriebsbeiwerts neutralisiert wird. Die Validierungsergebnisse sind für diese Konfiguration positiv, da Steigung und Öffnung der Hystereseschleife für Messung und Simulation in ähnlichen Bereichen liegen. Bei einer Konfiguration $\alpha = 0^\circ$, $\hat{\beta} = 4,45^\circ$, $k = 0,1$ wird die Öffnung der Hystereseschleife unzufriedenstellend vorhergesagt (s. Abb. 3.4b), was aber im Rahmen der Validierung ein Einzelfall ist.

Generell ist bis auf die oben genannte Ausnahme eine durchgehend gute Übereinstimmung zwischen Messergebnissen und Simulationen festzustellen. Diese Ergebnisse hat ebenfalls die Validierung des gleichen Strömungslösers mit einer numerischen Konfiguration der Universität Stuttgart geliefert (Ferreira et al. 2015). Abschließend kann die Verwendung des vorgestellten numerischen Modells somit bestätigt werden.

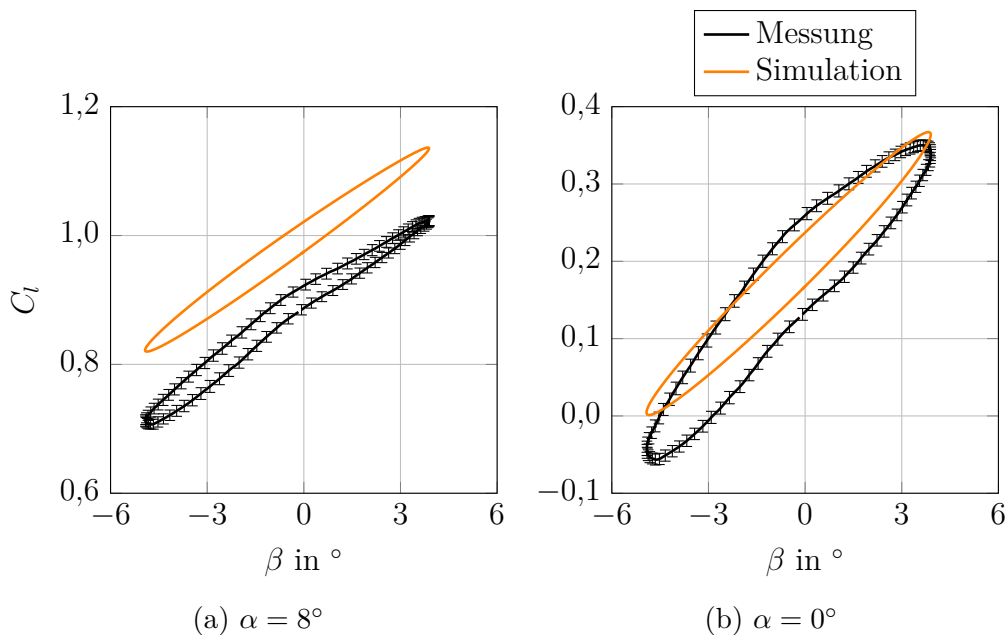


Abbildung 3.4: Auftriebsbeiwert aus Messung und Simulation mit oszillierender Hinterkante bei einer Amplitude der Hinterkantenauslenkung von $\hat{\beta} = 4,45^\circ$ und einer reduzierten Frequenz von $k = 0,1$, Balken geben \pm alle Standardabweichungen der Messwerte an, nur jede vierte Standardabweichung ist dargestellt

3.2 Aerodynamische Phänomene

Wie bereits in Abschn. 1.2 eingeleitet wird, unterscheidet sich das dynamische Verhalten bei der Profilaerodynamik sehr vom stationären Verhalten. Anhand der Simulationsergebnisse lassen sich vier hauptsächliche Unterschiede zum stationären aerodynamischen Profilverhalten herausstellen:

1. Werden die aerodynamischen Beiwerte über die Änderung des Hinterkantenwinkels dargestellt, ergibt sich eine Hystereseschleife. Es kommt ein dynamischer Anteil als Differenz zwischen stationärem und instationärem aerodynamischen Beiwert hinzu (s. Abb. 1.6).
2. Aus der Hystereseschleife lässt sich außerdem schließen, dass ein Zeitversatz zwischen der Hinterkantenbewegung und dem Strömungsfeld vorliegt. Würde die Hinterkantenbewegung abrupt stoppen, würde sich der stationäre aerodynamische Beiwert nicht sofort, sondern erst nach einer bestimmten Zeit einstellen.
3. Die Differenz zwischen minimalem und maximalem aerodynamischen Beiwert ist im dynamischen Fall geringer als im stationären.
4. Der Ablösungsverlauf verhält sich bei dynamischer Hinterkantenauslenkung unterschiedlich zur stationären Auslenkung.

Um mögliche Einflüsse auf die Modellierung der Aerodynamik bei Bewegung der Hinterkante zu identifizieren, werden die aufgezählten Eigenschaften detaillierter analysiert.

1. Dynamischer Anteil Der dynamische Anteil der aerodynamischen Beiwerte ist bei jeder Konfiguration der Hinterkantenbewegung zu erkennen. Die Ausprägung, erkennbar am Abstand zwischen steigendem und fallendem Ast der Hystereseschleife (s. Abb. 3.5, ①), ist u.a. abhängig von der Geschwindigkeit der Hinterkantenbewegung und dem Anstellwinkel α . Bei einsetzender Ablösung tritt außerdem eine Überschneidung der beiden Äste auf, wodurch sich eine Hystereseschleife in Form einer Acht ergibt (s. Abb. 3.5, ②). Für die Modellierung ist daher der dynamische Anteil zusätzlich zum stationären zu berücksichtigen.

2. Zeitversatz Durch die Trägheit der Strömung stellt sich ein Zeitversatz (bei harmonischen Bewegungen ein Phasenversatz) zwischen Hinterkantenbewegung und aerodynamischen Beiwerten ein (s. Abb. 3.6, φ). Die Strömung benötigt eine bestimmte Zeit, bis sie sich der geänderten Geometrie angepasst hat. In der Hystereseschleife ist diese Eigenschaft durch den Abstand zwischen steigendem und fallendem Ast zu identifizieren (s. Abb. 3.5, ①). Der Zeitversatz zwischen Hinterkantenbewegung und Strömung ist eine grundlegende Größe, die bei der Modellierung berücksichtigt werden muss. Andernfalls würde sich bei der Aktuatorregelung ein fehlerhafter Zeitpunkt für die gezielte Beeinflussung der Strömung ergeben.

3 Einfluss der aktiv bewegten Hinterkante auf die Strömung

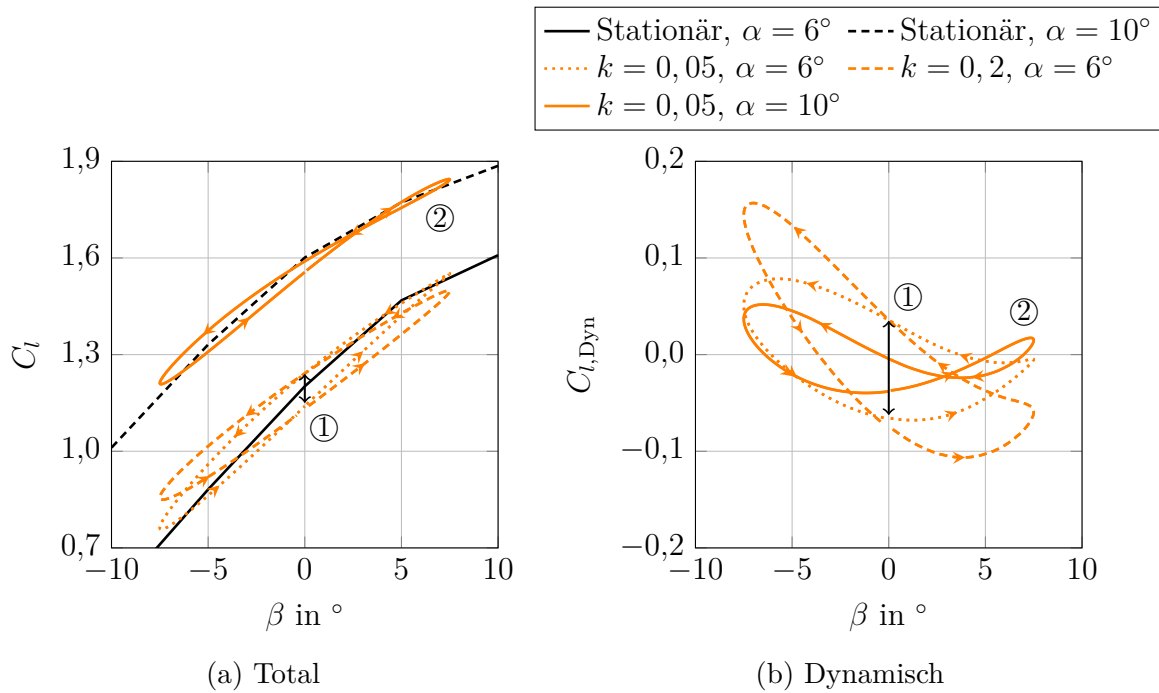


Abbildung 3.5: Auftriebsbeiwert C_l und dynamischer Anteil des Auftriebsbeiwerts $C_{l,Dyn}$ dargestellt über den Hinterkantenwinkel β für den stationären Zustand und für eine harmonische Sinusschwingung bei verschiedenen Anstellwinkeln und reduzierten Frequenzen

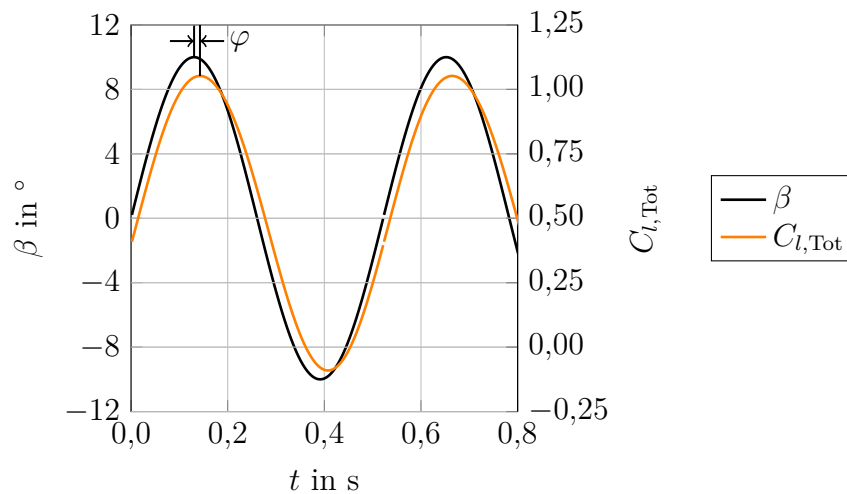


Abbildung 3.6: Zeitlicher Verlauf der Hinterkantenauslenkung und des Auftriebsbeiwerts bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 0^\circ$ und einer reduzierten Frequenz von $k = 0,075$

3. Amplitude der aerodynamischen Beiwerte Im nicht-abgelösten Strömungszustand ist die Differenz zwischen minimalem und maximalem aerodynamischen Beiwert im dy-

namischen Fall geringer als im stationären Fall (s. Abb. 3.7). Als Begründung kann ebenfalls die Trägheit der Strömung herangezogen werden. Die Strömungszustände des aktuellen und der vorangegangenen Zeitpunkte überlagern sich (Theodorsen 1935). Daher wird der Strömungszustand bei maximaler bzw. minimaler Hinterkantenauslenkung immer mit einem Strömungszustand geringerer bzw. größerer Hinterkantenauslenkung überlagert. Folglich wirkt dem maximalen bzw. minimalen aerodynamischen Beiwert immer ein Wert entgegengesetzter Größe entgegen. Bei der Modellierung wird diese Eigenschaft durch die Verwendung des dynamischen Anteils des aerodynamischen Beiwerts berücksichtigt.

4. Ablösungsverlauf Eine Bewegung der Hinterkante verändert das Ablösungsverhalten im Vergleich zum stationären Fall. Es werden zwar keine so weitreichenden Veränderungen wie bei einer dynamischen Änderung des Anstellwinkels hervorgerufen (vgl. Carr et al. (1977): *Dynamic Stall*, Wirbelbildung an der Vorderkante des Profils mit anschließender Wirbelbewegung in Richtung Hinterkante). Jedoch wird auch bei der Bewegung der Hinterkante genau wie bei einer Änderung des Anstellwinkels die Ablösung und deren örtliche Ausbreitung in Richtung höherer Hinterkanten- und Anstellwinkel herausgezögert. Außerdem findet auch bei der Ablösung eine zeitliche Verzögerung statt: Vor Erreichen des maximalen Anstellwinkels liegt keine oder nur eine Ablösung mit geringer örtlicher Ausbreitung vor. Dies ist in Abb. 3.8b (---, ①) zu erkennen, in der der Reibungsbeiwert C_f über der relativen Profillänge x/c dargestellt ist. Bei einem negativen Reibungsbeiwert, vor allem im Bereich der Hinterkante, kann von einer Rückströmung und somit von einer Ablösung ausgegangen werden. Die maximale örtliche Ausbreitung der Ablösung liegt nicht beim maximalen Anstellwinkel, sondern erst bei anschließender

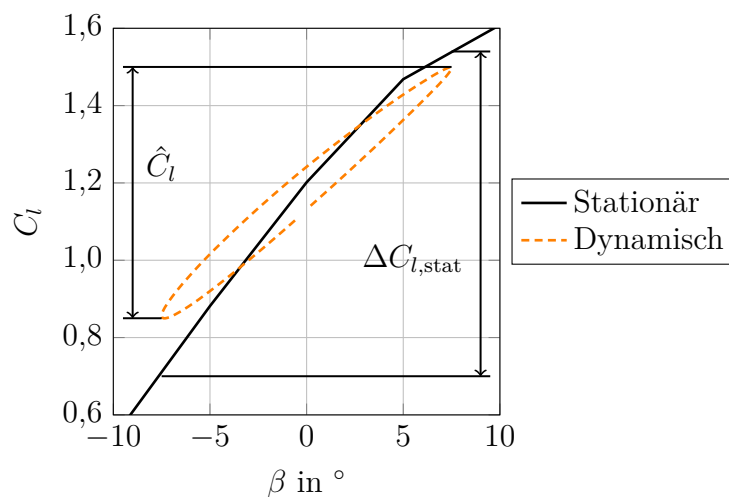


Abbildung 3.7: Auftriebsbeiwert C_l dargestellt über den Hinterkantenwinkel β für den stationären Zustand und für eine harmonische Sinusschwingung bei einem Anstellwinkeln von $\alpha = 6^\circ$ und einer reduzierten Frequenz von $k = 0,2$

3 Einfluss der aktiv bewegten Hinterkante auf die Strömung

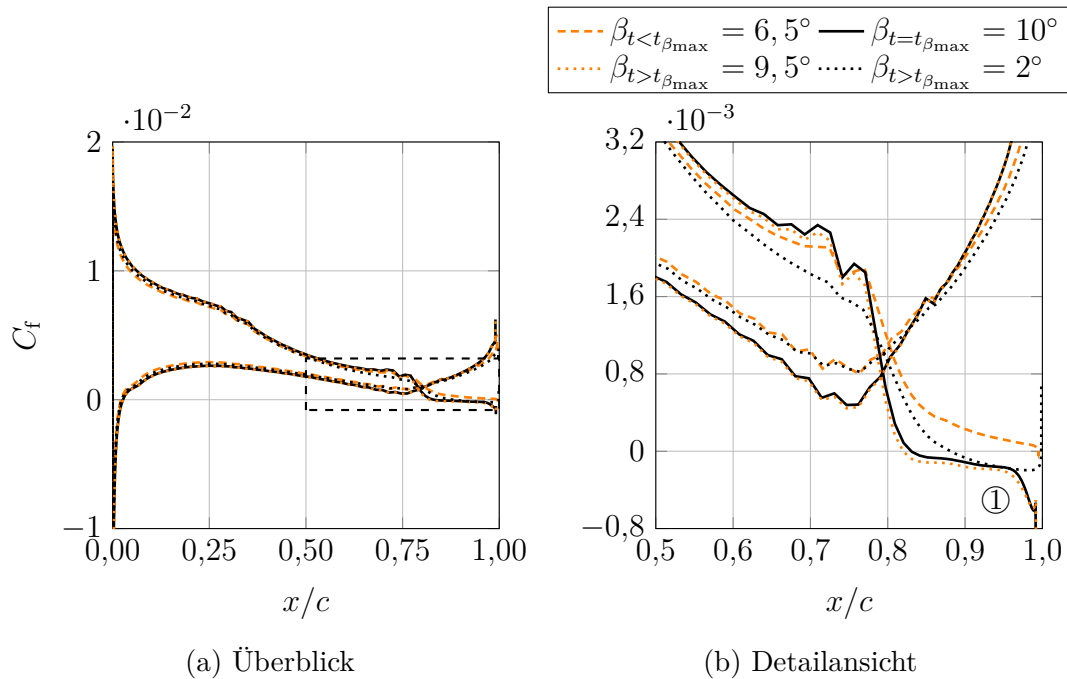


Abbildung 3.8: Reibungsbeiwert C_f dargestellt über die dimensionslose Sehnenlänge x/c bei einer reduzierten Frequenz von $k = 0,05$ zu drei verschiedenen Zeitpunkten

Bewegung der Hinterkante in Richtung derer Ausgangsposition vor (s. Abb. 3.8b, \cdots , ①). Bei weiterer Bewegung der Hinterkante in Richtung derer Ausgangsposition tritt eine Ablösung noch bei geringeren Auslenkungswinkeln als bei der Bewegung der Hinterkante in Richtung maximalem Auslenkungswinkel auf (s. Abb. 3.8b, \cdots , ①).

Dies ist auch der Grund für den in Abb. 3.5, ② beobachteten achtförmigen Verlauf des Auftriebsbeiwerts. Die Strömung beginnt im Vergleich zum stationären Fall erst bei höherem Hinterkantenwinkel abzulösen, bleibt dafür jedoch bei fallendem Hinterkantenwinkel bis zu einem geringeren Hinterkantenwinkel abgelöst. Der instationäre Auftriebsbeiwert schneidet durch den späteren Ablösungsbeginn bei steigendem Hinterkantenwinkel sowohl die stationäre Polare als auch den fallenden Ast des instationären Beiwerts. Durch die länger andauernde Ablösung bleibt der instationäre Auftriebsbeiwert auch bei fallendem Hinterkantenwinkel noch auf einem niedrigeren Niveau. Dadurch verläuft er anders als bei Konfigurationen ohne beginnende Ablösung länger unterhalb des stationären Auftriebsbeiwerts. Dieses Verhalten muss bei der späteren Modellierung unbedingt berücksichtigt werden.

3.3 Parameterstudie

Um das aerodynamische Verhalten eines Profils mit harmonisch oszillierender Hinterkante zu untersuchen, werden Simulationen mit den in Abschn. 3.1 aufgeführten Parametervariationen durchgeführt. Dadurch können Veränderungen der Amplitude des Auf-

triebsbeiwerts sowie der Phasenversatz zwischen Hinterkantenbewegung und Beiwert bei Änderung der Hinterkantenamplitude $\hat{\beta}$, des Anstellwinkels α und der reduzierten Frequenz k analysiert werden. Die Analyse wird der Anschaulichkeit halber in Bezug auf die totalen Anteile des Auftriebsbeiwerts durchgeführt. Alle Verläufe der Parameterstudie in Abhängigkeit von der reduzierten Frequenz sind in Teil B des Anhangs aufgeführt.

Die Parameterisierung der dargestellten Werte erfolgt mit einer Kurvenannäherung über eine Fourier-Reihe (Herrmann 2007). Der zeitliche Verlauf des Auftriebsbeiwerts $C_{l,\text{Tot}}(t)$ bei Bewegung der Hinterkante lässt sich über die Fourier-Koeffizienten darstellen:

$$C_{l,\text{Tot}}(t) = \bar{C}_{l,\text{Tot}} + \sum_{n=1}^3 \hat{a}_{l,\text{Tot},n} \cdot \sin(n\omega t + \varphi_{l,\text{Tot},n}). \quad (3.3)$$

Dabei beschreibt $\bar{C}_{l,\text{Tot}}$ den Mittelwert des Verlaufs, $\hat{a}_{l,\text{Tot},n}$ die Amplitude n -ter Ordnung, $\varphi_{l,\text{Tot},n}$ die Phase n -ter Ordnung sowie ω die Winkelgeschwindigkeit:

$$\omega = 2 \cdot \pi \cdot f. \quad (3.4)$$

In der folgenden Betrachtung werden vorrangig die Hauptamplitude $\hat{a}_{l,\text{Tot},1}$ und -phase $\varphi_{l,\text{Tot},1}$ betrachtet, da diese die grundlegenden Phänomene repräsentieren. Die Koeffizienten höherer Ordnung werden bei der Modellierung für die Berücksichtigung besonderer Phänomene, wie z.B. einer beginnenden Ablösung, mit einbezogen. Da die Strömung auf die Bewegung der Hinterkante reagiert, eilt die Strömung und damit der globale Phasenversatz in allen Fällen der Hinterkantenbewegung hinterher. Dies wird durch einen Wert kleiner als und nahe an 2π repräsentiert. Je größer die Differenz der Phase zu 2π ist, desto mehr eilt die Strömung der Hinterkantenbewegung nach.

Amplitude und Phase in Abhängigkeit von der reduzierten Frequenz In Abb. 3.9 sind die Hauptamplitude $\hat{a}_{l,\text{Tot},1}$ und die Hauptphase $\varphi_{l,\text{Tot},1}$ des Auftriebsbeiwerts in Abhängigkeit von der reduzierten Frequenz k für verschiedene Anstellwinkel α bei einer Amplitude der Hinterkantauslenkung $\hat{\beta} = 7,5^\circ$ dargestellt. Die Hauptamplitude $\hat{a}_{l,\text{Tot},1}$ sinkt mit steigender reduzierter Frequenz k bei allen dargestellten Konfigurationen (s. Abb. 3.9a). Grund dafür ist, dass die Strömung der Hinterkantenbewegung immer weniger folgen kann, je schneller die Bewegung ist. Die Hinterkante verharrt bei hohen Frequenzen nicht lange genug in der minimalen und maximalen Position, so dass für die Strömung nicht genug Zeit bleibt, um sich den minimalen und maximalen stationären Werten des Auftriebsbeiwerts bei dem jeweiligen Auslenkungswinkel anzunähern.

Für die Verläufe der Hauptphase $\varphi_{l,\text{Tot},1}$ des Auftriebsbeiwerts in Abhängigkeit von der reduzierten Frequenz k ist die Begründung ähnlich. Mit steigender reduzierter Frequenz k sinkt die Hauptphase $\varphi_{l,\text{Tot},1}$, dargestellt in Abb. 3.9b. Die Strömung eilt der Hinterkantenbewegung mit steigender Geschwindigkeit der Bewegung (repräsentiert durch die reduzierte Frequenz) immer weiter nach. Die steigende Phase zwischen Beiwert und Bewegung ist durch die Trägheit der Strömung zu begründen, die mit steigender Frequenz signifikanter wird. Der Verlauf kann dabei in drei Bereiche eingeteilt werden:

1. Geht die reduzierte Frequenz gegen Null, nähert sich die Strömung einem stationären Prozess an. Die Bewegung der Hinterkante ist vernachlässigbar langsam

3 Einfluss der aktiv bewegten Hinterkante auf die Strömung

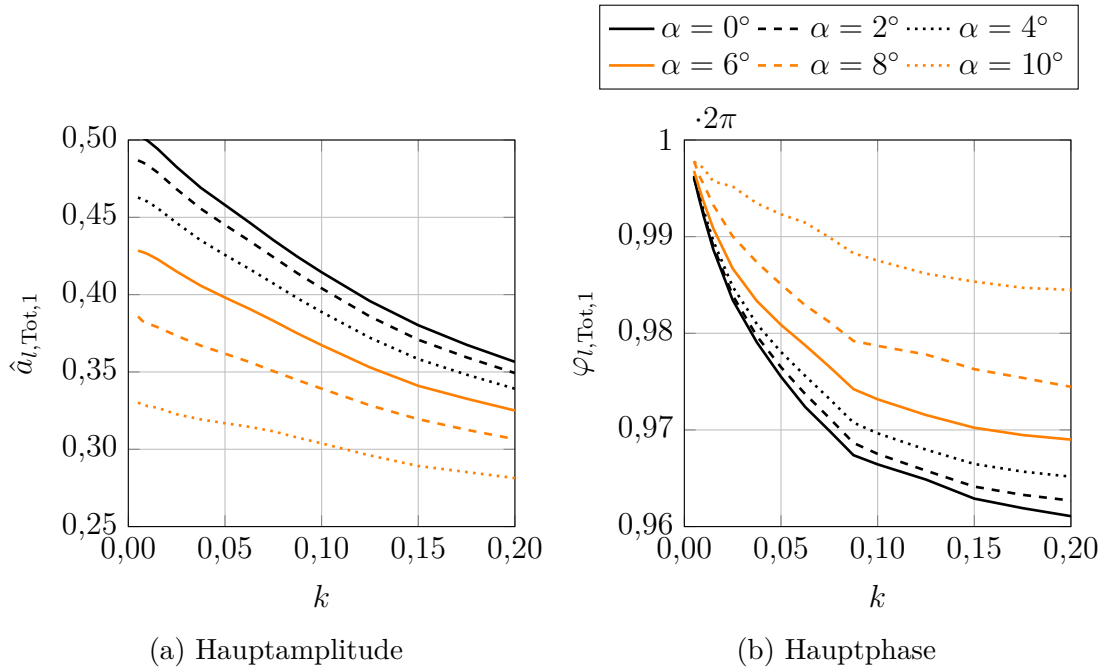


Abbildung 3.9: Verläufe der Hauptamplitude $\hat{a}_{l, \text{Tot}, 1}$ und Hauptphase $\varphi_{l, \text{Tot}, 1}$ des Auftriebsbeiwerts in Abhängigkeit von der reduzierten Frequenz k für verschiedene Anstellwinkel α , Amplitude der Hinterkantenauslenkung $\hat{\beta} = 7,5^\circ$

- relativ zur Strömungsgeschwindigkeit. Die durch die Hinterkantenbewegung geänderte Profilkrümmung resultiert in einer geänderten Profildruckverteilung. Durch die größere Geschwindigkeit der Hauptströmung relativ zur Hinterkantenbewegung ist ausreichend Zeit, dass sich die Profildruckverteilung (und folglich der Auftriebsbeiwert) abhängig von der Profilkrümmung einstellen kann. Die Phase nähert sich $\varphi_{l, \text{Tot}, 1} \approx 2\pi$ an, der Auftriebsbeiwert verläuft also nahezu synchron zur Hinterkantenbewegung. Die Hauptamplitude $\hat{a}_{l, \text{Tot}, 1}$ nähert sich der Differenz der stationären Auftriebsbeiwerte bei minimaler und maximaler Hinterkantenauslenkung an.
2. Im Bereich $0 < k < 0,1$ stellt sich der stärkste Gradient der Hauptphase $\varphi_{l, \text{Tot}, 1}$ ein. Die Geschwindigkeit der Hinterkantenbewegung wird dominanter relativ zur Strömungsgeschwindigkeit. Der Strömung und damit der Profildruckverteilung bleibt weniger Zeit, um sich auf die geänderte Geometrie einzustellen. Dadurch steigt der Phasenversatz zwischen Hinterkantenbewegung und Auftriebsbeiwert.
 3. Ab einer reduzierten Frequenz von $k > 0,15$ nähern sich Hauptamplitude $\hat{a}_{l, \text{Tot}, 1}$ und -phase $\varphi_{l, \text{Tot}, 1}$ asymptotisch einem Wert an. Es bildet sich ein Gleichgewicht aus stationärem Anteil des Auftriebsbeiwerts aus der Hauptströmung bei mittlerem Hinterkantenwinkel und instationärem Anteil des Auftriebsbeiwerts aus der Hinterkantenbewegung.

Amplitude und Phase in Abhängigkeit vom Anstellwinkel Die Verläufe der Hauptamplitude $\hat{a}_{l,\text{Tot},1}$ und Hauptphase $\varphi_{l,\text{Tot},1}$ des Auftriebsbeiwerts in Abhängigkeit vom Anstellwinkel α sind in Abb. 3.10 für verschiedene Amplituden der Hinterkantenauslenkung $\hat{\beta}$ bei einer reduzierten Frequenz von $k = 0,05$ dargestellt. Die Hauptamplitude $\hat{a}_{l,\text{Tot},1}$ sinkt mit steigendem Anstellwinkel α (s. Abb. 3.10a). Der stationäre Verlauf des Auftriebsbeiwerts flacht aufgrund des Einsetzens von Ablösungsprozessen bei höheren Anstellwinkeln ab, was u.a. in Abb. 3.5a zu erkennen ist. Dadurch sinkt auch die Amplitude des Auftriebsbeiwerts (angenähert durch die Differenz der stationären Auftriebsbeiwerte bei minimaler und maximaler Hinterkantenauslenkung) mit steigendem Anstellwinkel.

In Abb. 3.10b ist die Hauptphase $\varphi_{l,\text{Tot},1}$ abhängig vom Anstellwinkel α dargestellt, die mit steigendem Anstellwinkel steigt. Ohne Berücksichtigung der weiteren Fourierkoeffizienten ließe das darauf schließen, dass der Phasenversatz zwischen Hinterkantebewegung und Auftriebsbeiwert mit steigendem Anstellwinkel geringer werden würde. Bei Betrachtung der Hystereseschleife für eine Konfiguration, bei der die Strömung in Bereichen hoher Profilbelastung (hervorgerufen durch einen hohen Anstell- und/oder Auslenkungswinkel) beginnt abzulösen, weist die Hystereseschleife einen unsymmetrischen Verlauf auf. Dieser ist oft gepaart mit einer Überschneidung des steigenden und des fallenden Astes der Hystereseschleife, so dass sich eine achtförmige Schleife ergibt (s. Abb. 3.5, ②).

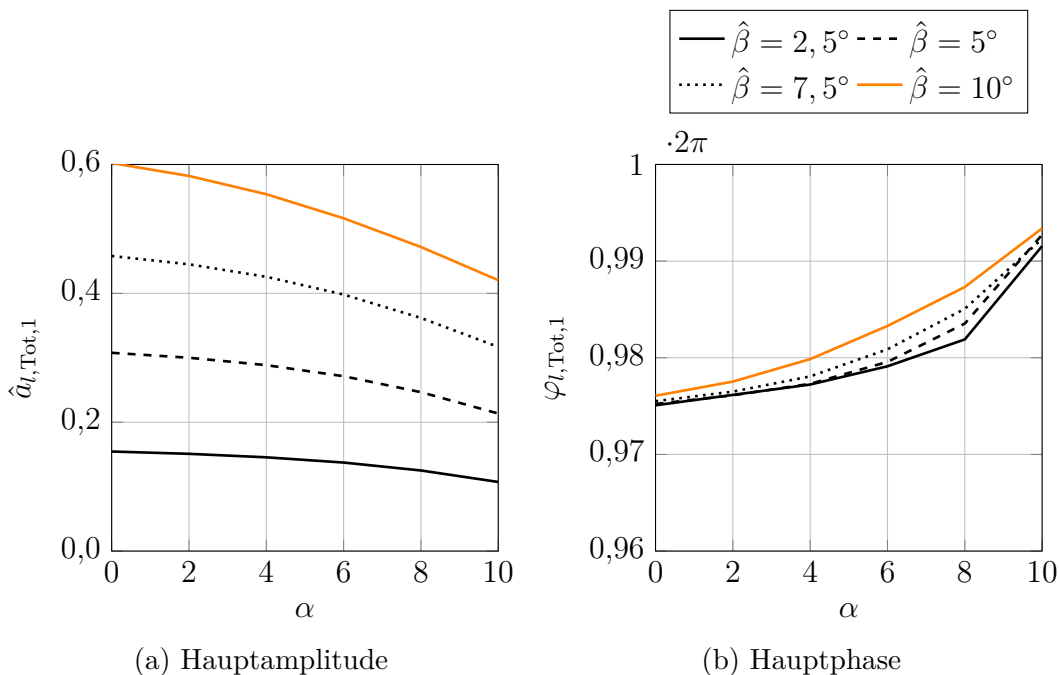


Abbildung 3.10: Verläufe der Hauptamplitude $\hat{a}_{l,\text{Tot},1}$ und Hauptphase $\varphi_{l,\text{Tot},1}$ des Auftriebsbeiwerts in Abhängigkeit vom Anstellwinkel α für verschiedene Amplituden der Hinterkantenauslenkung $\hat{\beta}$, reduzierte Frequenz $k = 0,05$

3 Einfluss der aktiv bewegten Hinterkante auf die Strömung

Durch den unsymmetrischen, achtförmigen Verlauf der Hystereseschleife scheint die Strömung zu den Zeiten hoher Profilbelastung der Hinterkantenbewegung vorauszuweichen: Der Auftriebsbeiwert erreicht im instationären Fall die zum jeweiligen Hinterkantenwinkel gehörenden Werte früher als im stationären Fall. Über eine komplette Periode betrachtet sinkt dadurch der Phasenversatz zwischen Strömung und Hinterkantenbewegung. Dies ist der Grund, dass die Hauptphase mit steigendem Anstellwinkel steigt. Das scheinbare Vorseilen der Strömung zu manchen Zeitpunkten der Hinterkantenbewegung kann über die Fourierkoeffizienten zweiter Ordnung veranschaulicht werden (s. Abb. 3.11).

Die Phase zweiter Ordnung $\varphi_{l,\text{Tot},2}$ liegt für die dargestellten Konfigurationen durchgehend zwischen 12% und 19% einer Periode (s. Abb. 3.11b). Dies zeigt, dass gemäß der Phase zweiter Ordnung die Strömung der Hinterkantenbewegung vorausweichen würde. Bei Konfigurationen niedriger Profilbelastungen (niedriger Anstell- und/oder Hinterkantenwinkel) ist der Einfluss der Fourierkoeffizienten zweiter Ordnung vernachlässigbar gering, repräsentiert durch eine um im Vergleich zur Hauptamplitude zwei Größenordnungen geringere Amplitude zweiter Ordnung $\hat{a}_{l,\text{Tot},2}$ (s. Abb. 3.11a, ①). Steigt die Profilbelastung, wird auch der Einfluss der Fourierkoeffizienten zweiter Ordnung größer (ca. eine Größenordnung kleiner als die Hauptamplitude, s. Abb. 3.11a, ②). Für die spätere Modellierung müssen also vor allem bei höherer Profilbelastung die Fourierkoeffizienten höherer Ordnung berücksichtigt werden.

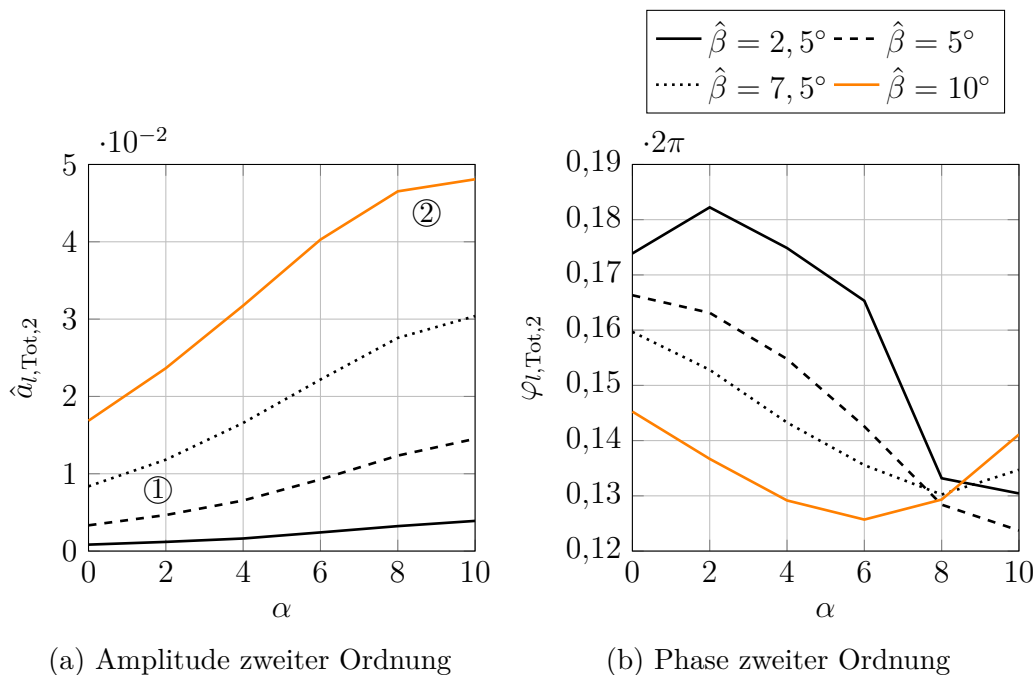


Abbildung 3.11: Verläufe der Amplitude $\hat{a}_{l,\text{Tot},2}$ und Phase $\varphi_{l,\text{Tot},2}$ zweiter Ordnung des Auftriebsbeiwerts in Abhängigkeit vom Anstellwinkel α für verschiedene Amplituden der Hinterkantauslenkung $\hat{\beta}$, reduzierte Frequenz $k = 0,05$

Amplitude und Phase in Abhängigkeit von der Hinterkantenamplitude Der Einfluss der Amplitude der Hinterkantenauslenkung $\hat{\beta}$ auf die Hauptamplitude $\hat{a}_{l,\text{Tot},1}$ und Hauptphase $\varphi_{l,\text{Tot},1}$ des Auftriebsbeiwerts ist in Abb. 3.12 für verschiedene reduzierte Frequenzen bei einem Anstellwinkel $\alpha = 4^\circ$ dargestellt. Die Amplitude $\hat{a}_{l,\text{Tot},1}$ des Auftriebsbeiwerts steigt mit steigender Hinterkantenamplitude $\hat{\beta}$, da auch die stationären Werte des Auftriebsbeiwerts mit steigender Differenz des Hinterkantenwinkels weiter auseinander liegen (s. Abb. 3.12a). Die Hauptphase $\varphi_{l,\text{Tot},1}$ steigt wie bei einem steigenden Anstellwinkel auch bei einer steigenden Amplitude des Hinterkantenwinkels $\hat{\beta}$. Dementsprechend wird der Phasenversatz zwischen Hinterkantenbewegung und Auftriebsbeiwert mit steigender Hinterkantenamplitude geringer. Der Grund ist ähnlich wie bei der Betrachtung zur Abhängigkeit vom Anstellwinkel: Durch die einsetzende Ablösung scheint die Strömung zu manchen Zeitpunkten der Hinterkantenbewegung vorauszuweichen. Über die komplette Periode steigt somit die Hauptphase. Die zweite Phase gleicht das zeitlich lokale Vorausschlagen aus.

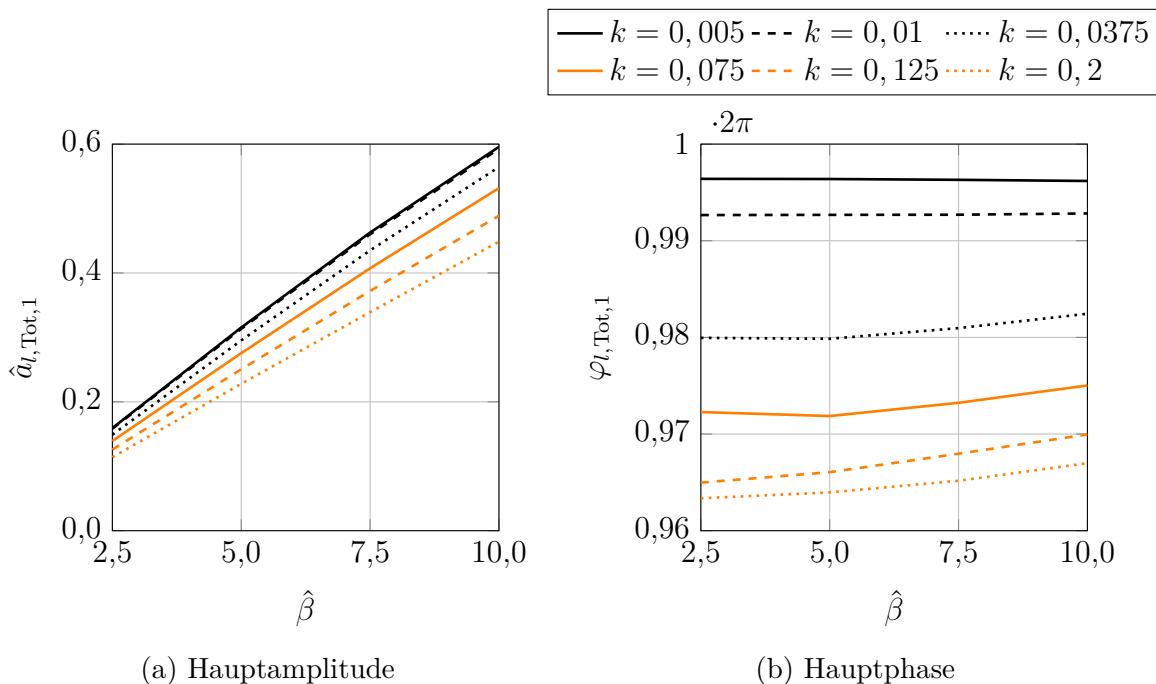


Abbildung 3.12: Verläufe der Hauptamplitude $\hat{a}_{l,\text{Tot},1}$ und Hauptphase $\varphi_{l,\text{Tot},1}$ des Auftriebsbeiwerts in Abhängigkeit von der Amplitude der Hinterkantenauslenkung $\hat{\beta}$ für verschiedene reduzierte Frequenzen k , Anstellwinkel $\alpha = 4^\circ$

4 Modellierung der instationären Aerodynamik bei Hinterkantenbewegung

Im vorangegangenen Kapitel wurde das instationäre Verhalten eines WEA-Profiles bei Bewegung der Hinterkante analysiert. In diesem Kapitel wird, aufbauend auf den daraus resultierenden Erkenntnissen, ein empirisches Modell zur Annäherung der instationären Aerodynamik bei Hinterkantenbewegung erarbeitet. Das instationäre Modell wird anschließend in eine Gesamtanlagensimulation implementiert und für aeroelastische Simulationen eingesetzt.

Die Implementierung eines Modells zur Berücksichtigung instationärer Effekte bei Hinterkantenbewegung in eine Gesamtanlagensimulation ist nötig, da die Basisversionen aktueller Gesamtanlagensimulationen (z.B. *FAST*) nur ein Hinterkantenmodell beinhalten, das den stationären Auftriebsbeiwert aus einer Tabelle interpoliert. Instationäre Effekte werden dabei vernachlässigt, sind für die hinreichende Vorhersage der auftretenden Lasten jedoch zwingend zu berücksichtigen (Bergami 2013). Das in diesem Kapitel vorgestellte instationäre Modell baut auf den vorhandenen stationären Modellen auf. Es modelliert den dynamischen Anteil des Auftriebsbeiwerts, der aus der Bewegung der Hinterkante resultiert, und addiert ihn auf den stationären Anteil, der weiterhin aus Tabellen interpoliert wird. Im Folgenden wird für eine bessere Unterscheidung zwischen den Daten differenziert, die aus den CFD-Simulationen (Subskript CFD) und dem empirischen Modell (Subskript EM) generiert wurden.

4.1 Modellentwicklung

Als Datengrundlage werden die Ergebnisse aus den in Kap. 3 vorgestellten Simulationen verwendet. Der durch die Simulationen aufgespannte Parameterraum ($0^\circ \leq \alpha \leq 10^\circ$, $2,5^\circ \leq \hat{\beta} \leq 10^\circ$, $0,005 \leq k \leq 0,2$) deckt einen ausreichend großen Bereich für die Modellierung bei typischen Betriebsbedingungen moderner WEA unter Einsatz einer bewegten Hinterkante ab.

Die instationären Effekte, die durch das Modell angenähert werden sollen, werden durch den dynamischen Anteil des Auftriebsbeiwerts $C_{l,\text{Dyn}}$ repräsentiert. Der dynamische Anteil des Auftriebsbeiwerts ergibt sich gemäß Gl. (1.15) aus der Differenz zwischen dem in Abschn. 3.3 analysierten totalen Auftriebsbeiwert $C_{l,\text{Tot}}$ und dem stationären Wert $C_{l,\text{Stat}}$ bei dem jeweiligen Anstell- und Hinterkantenwinkel.

Die Verläufe des dynamischen Anteils weisen wie auch beim totalen Anteil einen har-

monischen Verlauf auf (über den Hinterkantenwinkel dargestellt eine Hystereseschleife, s. Abb. 3.5b). Ein Vergleich zwischen stationärem, totalem und dynamischem zeitlichen Verlauf ist in Abb. 4.1 dargestellt. Darin ist zu erkennen, dass der dynamische Anteil annähernd um $\Delta\varphi \approx 180^\circ$ zum totalen Anteil phasenversetzt ist. Dies liegt am in Kap. 3 beschriebenen Trägheitsverhalten der Strömung: Die Strömung ist zu träge, als dass der instationäre Verlauf des Auftriebsbeiwerts an den Extrema der Hinterkantenauslenkung den stationären Wert des Auftriebsbeiwerts erreicht. Dadurch ergibt sich am Maximum des totalen Anteils eine negative und respektiv am Minimum eine positive Differenz zwischen stationärem und totalem Anteil. Dementsprechend hat der dynamische Anteil sein Maximum und Minimum um eine halbe Periode zeitlich versetzt zum totalen Anteil.

Durch den Phasenversatz von $\Delta\varphi \approx 180^\circ$ zwischen totalem und dynamischem Beiwert in Verbindung mit dem Nacheilen der Strömung zur Hinterkantenbewegung ergibt sich ein mathematisches Voreilen des dynamischen Beiwerts zur Hinterkantenbewegung: Der dynamische Beiwert erreicht sein Maximum vor dem Minimum der Hinterkantenbewegung (s. Abb. 4.1, ①). In Betracht auf die Amplitude der Beiwerte ist festzustellen, dass bei einer sinkenden Amplitude des totalen Beiwerts die Amplitude des dynamischen Beiwerts steigt, da die Differenz zwischen stationärem und totalem Beiwert steigt. Generell können durch visuelle Analyse der Verläufe des dynamischen Beiwerts ähnlich wie beim totalen Beiwert charakteristische Zusammenhänge zwischen Amplitude und Phasenversatz sowie Anstellwinkel, Hinterkantenamplitude und reduzierter Frequenz identifiziert werden.

Die in Abschn. 2.2 vorgestellten, bisher entworfenen Modelle zur Annäherung der instationären Effekte bei Bewegung der Hinterkante basieren alle auf der Theorie der flachen Platte von Theodorsen (1935) in Verbindung mit einem *Dynamic Stall* Modell ähnlich dem von Hansen et al. (2004). Ihnen liegen demnach teils analytische, teils empi-

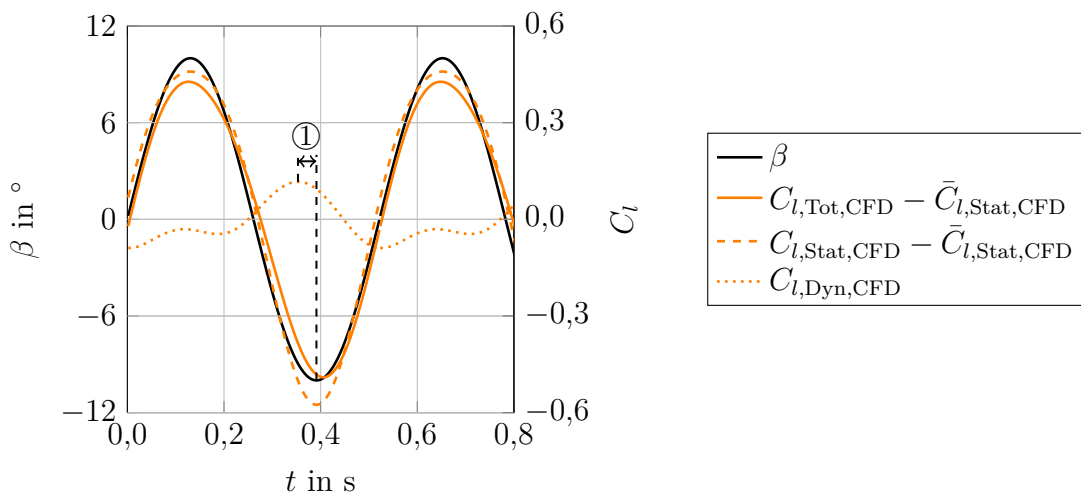


Abbildung 4.1: Zeitlicher Verlauf der Hinterkantenauslenkung und der stationären, totalen und dynamischen Auftriebsbeiwerte bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 8^\circ$, einer Hinterkantenamplitude von $\hat{\beta} = 10^\circ$ und einer reduzierten Frequenz von $k = 0,075$

rische Modellierungsansätze zu Grunde. In dieser Arbeit wird der Ansatz einer komplett empirischen Modellierung verfolgt. Die Begründung dafür liegt in den harmonischen Verläufen des dynamischen Anteils des Auftriebsbeiwerts bei harmonischer Hinterkanten- auslenkung. Die dynamischen Anteile sollten wie weiter oben bereits visuell beobachtet auch mathematisch abhängig von den Parametern der Hinterkanten- auslenkung über polynomisierte Abhängigkeiten der Koeffizienten einer Fourier-Reihe annäherbar sein. Ob dies tatsächlich der Fall ist, wird im Folgenden untersucht.

In Analogie zu der Analyse aus Abschn. 3.3 werden die Zeitreihen der dynamischen Anteile des Auftriebsbeiwerts $C_{l,\text{Dyn,CFD}}(t)$ über die folgende Grundform der Fourier-Reihe angenähert:

$$C_{l,\text{Dyn,CFD}}(t) = \bar{C}_{l,\text{Dyn,CFD}} + \sum_{n=1}^3 \hat{a}_{l,\text{Dyn,CFD},n} \cdot \sin(n\omega t + \varphi_{l,\text{Dyn,CFD},n}). \quad (4.1)$$

Der dynamische Anteil weist (vor allem zu aerodynamisch hoch belasteten Zeitpunkten) eine Schwingung mit doppelter Frequenz auf (in Abb. 4.1 am weiteren Extrema-Paar zu erkennen). Dies führt zu der Notwendigkeit, bei einer Modellierung über Fourier-Reihen die Annäherung mit mindestens dem zweiten Grad (also der doppelten Grundfrequenz) durchzuführen.

Eine Fehlerbetrachtung hat ergeben, dass die Verläufe mit einer Fourier-Reihe dritten Grades ($n = 3$) angenähert werden müssen, um ein Bestimmtheitsmaß $r > 99,9\%$ zu erreichen. Bei einer Annäherung über eine Fourier-Reihe ersten Grades liegt das Bestimmtheitsmaß im Bereich von $r \approx 70\text{...}80\%$, bei einer Annäherung über eine Fourier-Reihe zweiten Grades bei $r \approx 95\text{...}99\%$. Da die Annäherung über eine Fourier-Reihe die Grundlage für das entwickelte Modell bildet, muss das Bestimmtheitsmaß möglichst hoch bei noch vertretbarem Aufwand gehalten werden. Es wurde eine Annäherung über eine Fourier-Reihe dritten Grades gewählt, da ein Bestimmtheitsmaß von minimal $99,9\%$ ausreichend genau ist und die Berücksichtigung höherer Ordnungen die Komplexität des Modells ohne erheblichen Zugewinn weiter erhöhen würde. Der Vergleich zwischen originalen und angenäherten Daten ist in Abb. 4.2 anhand zweier Beispielkonfigurationen gezeigt. Die Fourier-Annäherung liegt in beiden Konfigurationen annähernd deckungsgleich auf den Originaldaten. Dies bestätigt, dass eine Fourier-Reihe dritten Grades ausreichend genau für die Annäherung der Originaldaten ist.

Durch die Fourier-Annäherung kann, wie bei dem totalen Beiwert, ein Parameterraum

$$\hat{a}_{l,\text{Dyn,CFD},n}, \varphi_{l,\text{Dyn,CFD},n} = f(\alpha, \hat{\beta}, k) \quad (4.2)$$

aufgestellt werden. Die Analyse der Amplitude $\hat{a}_{l,\text{Dyn,CFD},n}$ und des Phasenversatzes $\varphi_{l,\text{Dyn,CFD},n}$ in Abhängigkeit von den drei Parametern bestätigt die visuellen Beobachtungen und ergibt polynomisierbare Zusammenhänge. Als Beispiel ist die Hauptamplitude $\hat{a}_{l,\text{Dyn,CFD},1}$ und -phase $\varphi_{l,\text{Dyn,CFD},1}$ des dynamischen Beiwerts in Abb. 4.3 über die reduzierte Frequenz k für verschiedene Anstellwinkel α und einer Hinterkantenamplitude $\hat{\beta} = 5^\circ$ dargestellt.

Um in der späteren Gesamtanlagensimulation für jeden Wert von α , $\hat{\beta}$ und k einen zeitlichen Verlauf des dynamischen Beiwerts reproduzieren zu können, wird eine mathematische Definition des Parameterraums benötigt. Dafür wird der Parameterraum im

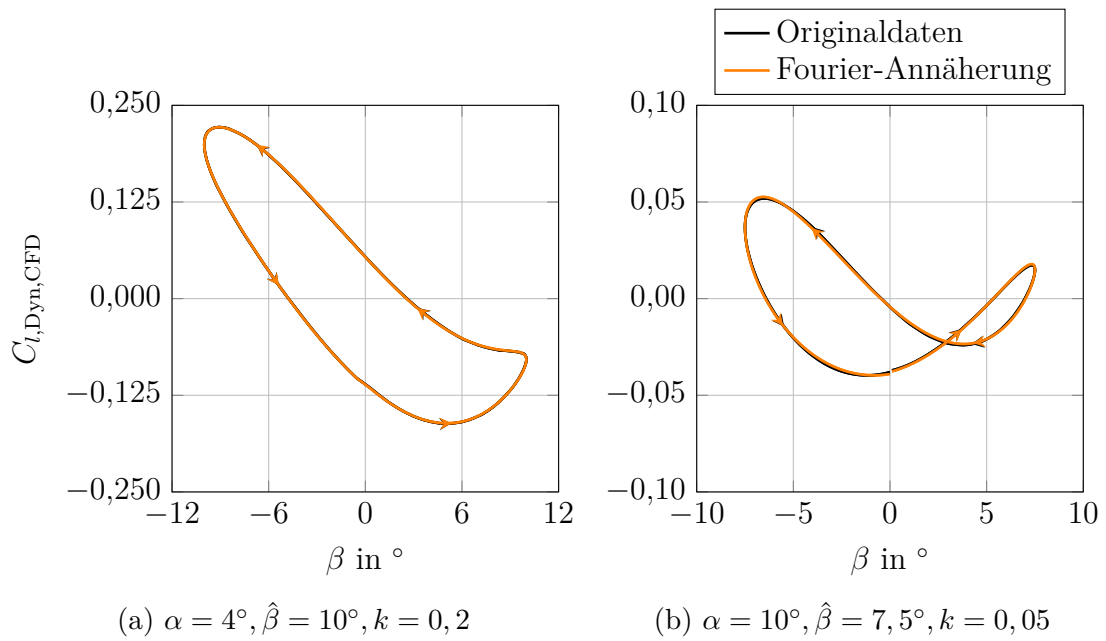


Abbildung 4.2: Vergleich zwischen Originaldaten und Fourier-Annäherung für den dynamischen Anteil des Auftriebsbeiwerts $C_{l,Dyn,CFD}$ bei oszillierender Hinterkante

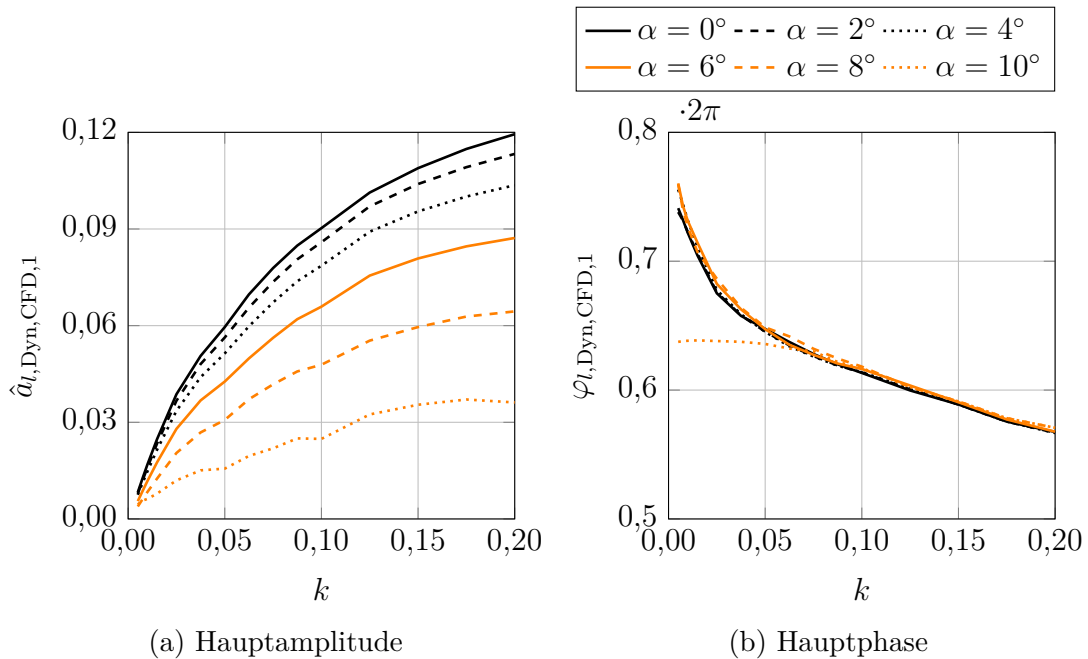


Abbildung 4.3: Verläufe der Hauptamplitude $\hat{a}_{l,Dyn,CFD,1}$ und -phase $\varphi_{l,Dyn,CFD,1}$ des dynamischen Anteils des Auftriebsbeiwerts in Abhängigkeit von der reduzierten Frequenz k für verschiedene Anstellwinkel α , Amplitude der Hinterkantenauslenkung $\hat{\beta} = 5^\circ$

4 Modellierung der instationären Aerodynamik bei Hinterkantenbewegung

nächsten Schritt über eine Regressionsanalyse polynomisiert. Das Grundpolynom wird zu folgender Form gewählt:

$$P(\alpha, \hat{\beta}, k) = p_0 + p_{\alpha_1}\alpha + p_{\alpha_2}\alpha^2 + p_{\alpha_3}\alpha^3 + p_{\hat{\beta}_1}\hat{\beta} + p_{\hat{\beta}_2}\hat{\beta}^2 + p_{\hat{\beta}_3}\hat{\beta}^3 + p_{k_1}k + p_{k_2}k^2 + p_{k_3}k^3. \quad (4.3)$$

Dabei beschreibt P die Polynomfunktion und p die einzelnen Polynomkoeffizienten. Auch hier wird anhand einer Fehlerbetrachtung und einer Abwägung zwischen geringst möglichem Fehler und geringst möglicher Komplexität ein Polynom dritten Grades gewählt. Die in der Gesamtanlagensimulation definierten bzw. ermittelten Werte für α , $\hat{\beta}$ und k können anschließend in die Polynomfunktion eingesetzt und die Fourierkoeffizienten für das empirische Modell berechnet werden:

$$\hat{a}_{l,\text{Dyn,EM},n}, \varphi_{l,\text{Dyn,EM},n} = P(\alpha, \hat{\beta}, k). \quad (4.4)$$

Im letzten Schritt kann die Zeitreihe für den dynamischen Anteil des Auftriebsbeiwerts $C_{l,\text{Dyn,EM}}(t)$ über das empirische Modell rekonstruiert und der Wert für die aktuelle Hinterkantenauslenkung berechnet werden:

$$C_{l,\text{Dyn,EM}}(t) = \bar{C}_{l,\text{Dyn,EM}} + \sum_{n=1}^3 \hat{a}_{l,\text{Dyn,EM},n} \cdot \sin(n\omega t + \varphi_{l,\text{Dyn,EM},n}). \quad (4.5)$$

Eine Zusammenfassung der Modellentwicklung ist in Abb. 4.4 dargestellt.

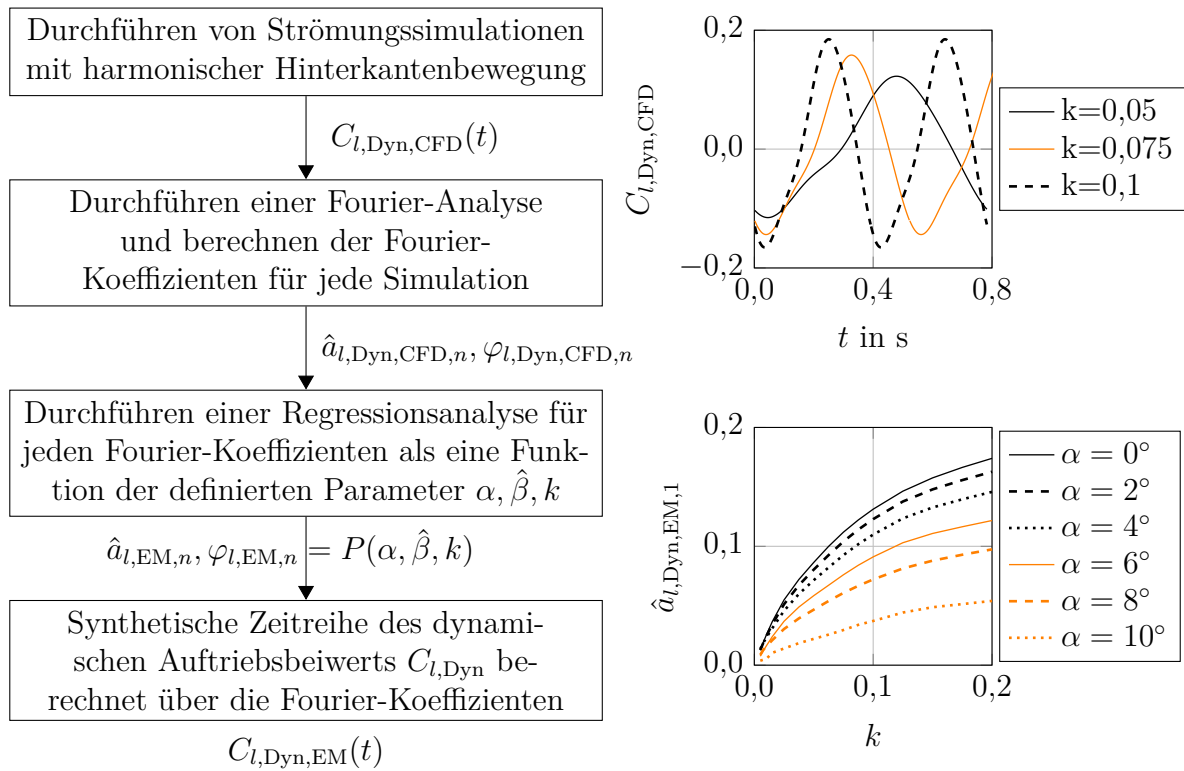


Abbildung 4.4: Entwicklung des empirischen Modells und Beispiele für die Zeitreihen des dynamischen Anteils $C_{l,Dyn,CFD}$ ($\alpha = 0^\circ, \hat{\beta} = 10^\circ$) und der Amplitude erster Ordnung $\hat{a}_{l,Dyn,EM,1}$ dargestellt über die reduzierte Frequenz k bei verschiedenen Anstellwinkeln α ($\hat{\beta} = 7, 5^\circ$), nach Wolff und Seume (2016)

4.2 Einbindung in die Gesamtanlagensimulation (GAS)

Anhand der im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen Methodik kann mit dem entwickelten empirischen Modell der dynamische Anteil des Auftriebsbeiwerts angenähert werden. In einer Gesamtanlagensimulation umfasst diese Berechnung nur einen kleinen Teil, verglichen mit den restlichen Berechnungen, die im Rahmen einer Gesamtanlagensimulation durchgeführt werden. Das entwickelte Modell muss an der richtigen Stelle einer Gesamtanlagensimulation integriert werden, ohne die restlichen Berechnungen zu verfälschen und ohne die Komplexität der Gesamtanlagensimulation zu stark zu erhöhen. Diese Integration des Modells in die Gesamtanlagensimulation wird im Folgenden vorgestellt.

In Abb. 4.5 ist eine typische Struktur einer Gesamtanlagensimulation am Beispiel der Gesamtanlagensimulation *FAST* dargestellt. Eine Gesamtanlagensimulation berechnet die Lasten, die auf die einzelnen Anlagenteile wirken, und die Leistungsparameter (Leistung, Drehmoment, Drehzahl) basierend auf einem vorgegebenen Windfeld und einer vorgegebenen und/oder geregelten Bewegung der beweglichen Anlagenteile (Gondel, Rotor, Blätter, bewegliche Hinterkanten). Die Berechnung erfolgt im Zeitbereich.

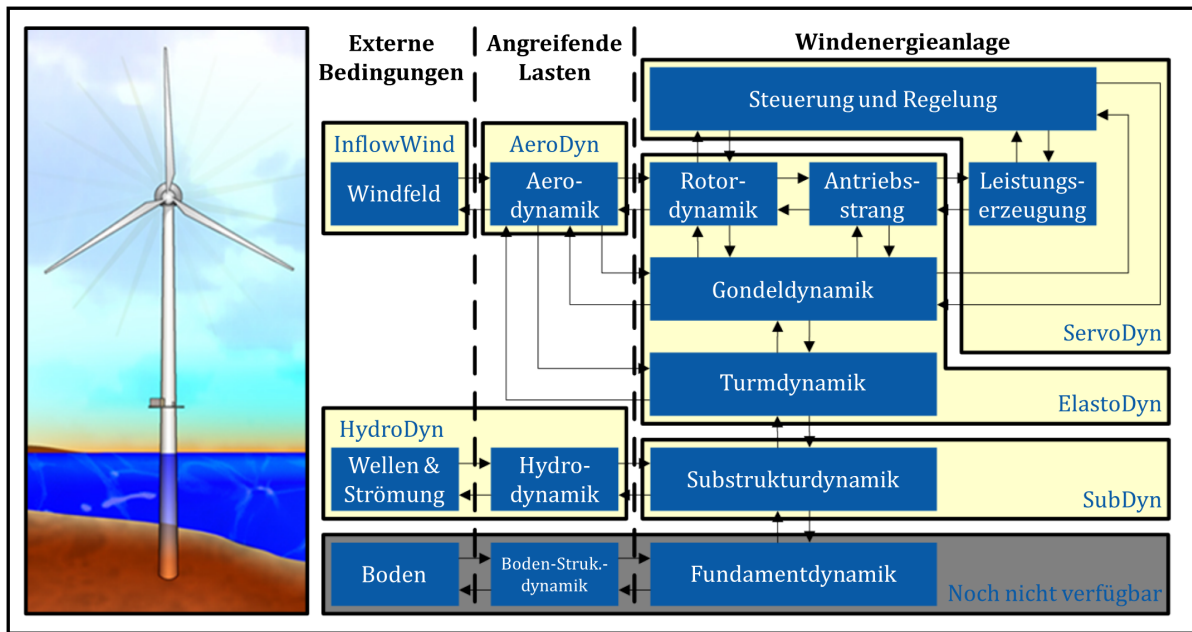


Abbildung 4.5: Struktur der Gesamtanlagensimulation *FAST* Version 8.16, übersetzt aus Jonkman und Jonkman (2016)

Dabei werden mehrere physikalische Bereiche miteinander gekoppelt. Die Wichtigsten dieser Simulationsbereiche in *FAST* sind *AeroDyn* basierend auf der BEM-Methode zur Berechnung der Aerodynamik, *ElastoDyn* als Modalanalyse bzw. *BeamDyn* als Mehrkörpersimulation zur Berechnung der Struktur-dynamik und *ServoDyn* zur Berechnung der Steuerung und Regelung. Die Unterteilung in diese Bereiche haben die gängigsten Gesamtanlagensimulationen gemein.

Das entwickelte Modell wird hauptsächlich im Bereich der aerodynamischen Berechnungen integriert. Dort werden im Rahmen der BEM-Methode die aerodynamischen Lasten anhand der aerodynamischen Beiwerte an den einzelnen Blattschnitten berechnet. Der zweite Bereich, der für das Modell angepasst und erweitert werden muss, ist die Steuerung und Regelung. Im einfachsten Fall wird eine definierte Bewegung der Hinterkante vorgegeben. Es können aber auch Regler entwickelt werden, die die Stellgröße Hinterkantenwinkel β so steuern, dass die Regelgröße(n) gewünschte Werte oder Wertebereiche annimmt (z.B. eine zeitlich möglichst konstante Last an einem Profilschnitt oder ein konstantes Blattwurzelmoment, s. Fehsenfeld (2015)).

Als Eingabeparameter benötigt das Modell den Anstellwinkel α , die Amplitude des Hinterkantenwinkels $\hat{\beta}$ sowie die reduzierte Frequenz k , jeweils zu der aktuellen Simulationszeit t_{GAS} . Der Anstellwinkel α wird während der BEM-Berechnung ermittelt und kann somit an das Modell weitergegeben werden. Die Amplitude und Frequenz der Hinterkantenschwingung sind jedoch nicht bekannt, solange nicht eine Hinterkantenbewegung vorgegeben wird, die mit konstanter Amplitude und Frequenz oszilliert. Aus der Vorgabe oder Regelung des Hinterkantenwinkels β ist der Hinterkantenwinkel β zur aktuellen Simulationszeit t_{GAS} bekannt. Zur Ermittlung der Schwingungsamplitude und

4.2 Einbindung in die Gesamtanlagensimulation (GAS)

-frequenz der Hinterkantenbewegung wird der zeitliche Verlauf des Hinterkantenwinkels über einen definierbaren Zeitbereich Δt_{FA} aufgezeichnet (z.B. die jeweils letzten 30 Zeitschritte). Über diesen Zeitbereich wird eine Annäherung des Verlaufs der Hinterkantenbewegung über eine Fourier-Reihe durchgeführt. Daraus resultiert eine Hinterkantenamplitude $\hat{\beta}$, eine reduzierte Frequenz k sowie eine Phase der Hinterkantenbewegung φ_{GAS} , jeweils zu der aktuellen Simulationszeit t_{GAS} .

Die drei Parameter $\hat{\beta}$, α und k werden wie in Abschn. 4.1 beschrieben in die Polynomfunktion $P(\alpha, \hat{\beta}, k)$ aus Gl. (4.3) eingesetzt. Daraus ergeben sich die Fourier-Koeffizienten des dynamischen Anteils des Auftriebsbeiwerts. Mit den Fourier-Koeffizienten wird anschließend der synthetische zeitliche Verlauf des dynamischen Anteils gemäß Gl. (4.5) berechnet. Der dynamische Anteil des Auftriebsbeiwerts $C_{l,\text{Dyn,EM}}$ zum aktuellen Simulationszeitpunkt t_{GAS} berechnet sich durch Einsetzen der Zeit t_{GAS} und der Phase der Hinterkantenbewegung φ_{GAS} in den synthetischen zeitlichen Verlauf des dynamischen Anteils:

$$C_{l,\text{Dyn,EM}}(t_{\text{GAS}} + \varphi_{t_{\text{GAS}}}) = \bar{C}_{l,\text{Dyn,EM}} + \sum_{n=1}^3 \hat{a}_{l,\text{Dyn,EM},n} \cdot \sin(n\omega_{t_{\text{GAS}}}(t_{\text{GAS}} + \varphi_{t_{\text{GAS}}}) + \varphi_{l,\text{Dyn,EM},n}). \quad (4.6)$$

In Abb. 4.6 wird der Einsatz der Größen Δt_{FA} , $\hat{\beta}$, k , t_{GAS} und φ_{GAS} während der Modellberechnung veranschaulicht. Der für die Modellberechnung relevante zeitliche Bereich (Δt_{FA}) ist durch ein graues Rechteck markiert. In diesem Bereich wird der Verlauf der Hinterkantenbewegung durch die Fourier-Reihe angenähert. Das Bestimmtheitsmaß sollte in diesem Bereich mindestens $r > 95\%$ betragen, um weiterhin realitätsnahe Modellierungsergebnisse zu berechnen. Außerhalb dieses zeitlichen Bereichs Δt_{FA} kann das Bestimmtheitsmaß auch unter $r < 95\%$ liegen, da dieser Bereich für die Modellierung nicht mehr relevant ist. Eine Zusammenfassung der Einbindung des Modells in die Gesamtanlagensimulation ist in Abb. 4.7 dargestellt.

Das in der vorliegenden Arbeit entwickelte Modell wird in die Gesamtanlagensimula-

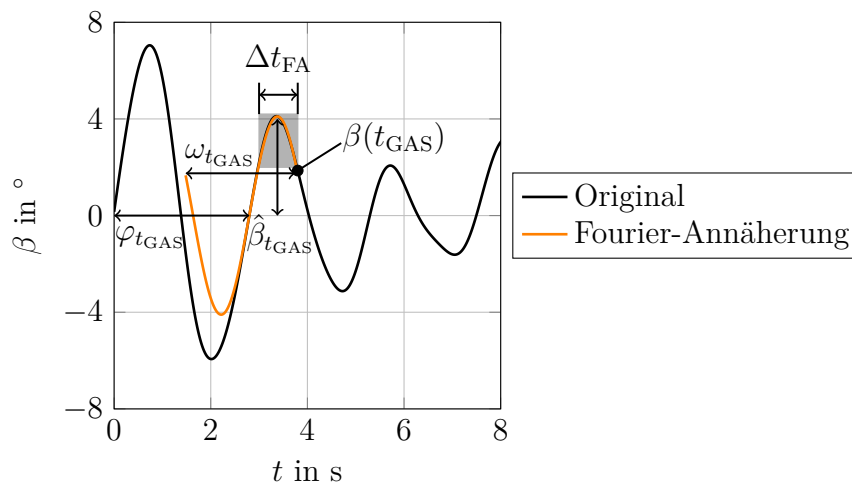


Abbildung 4.6: Zeitlicher Verlauf der Hinterkantenauslenkung bei einer zufälligen Hinterkantenamplitude $\hat{\beta}$ und reduzierten Frequenz k

4 Modellierung der instationären Aerodynamik bei Hinterkantenbewegung

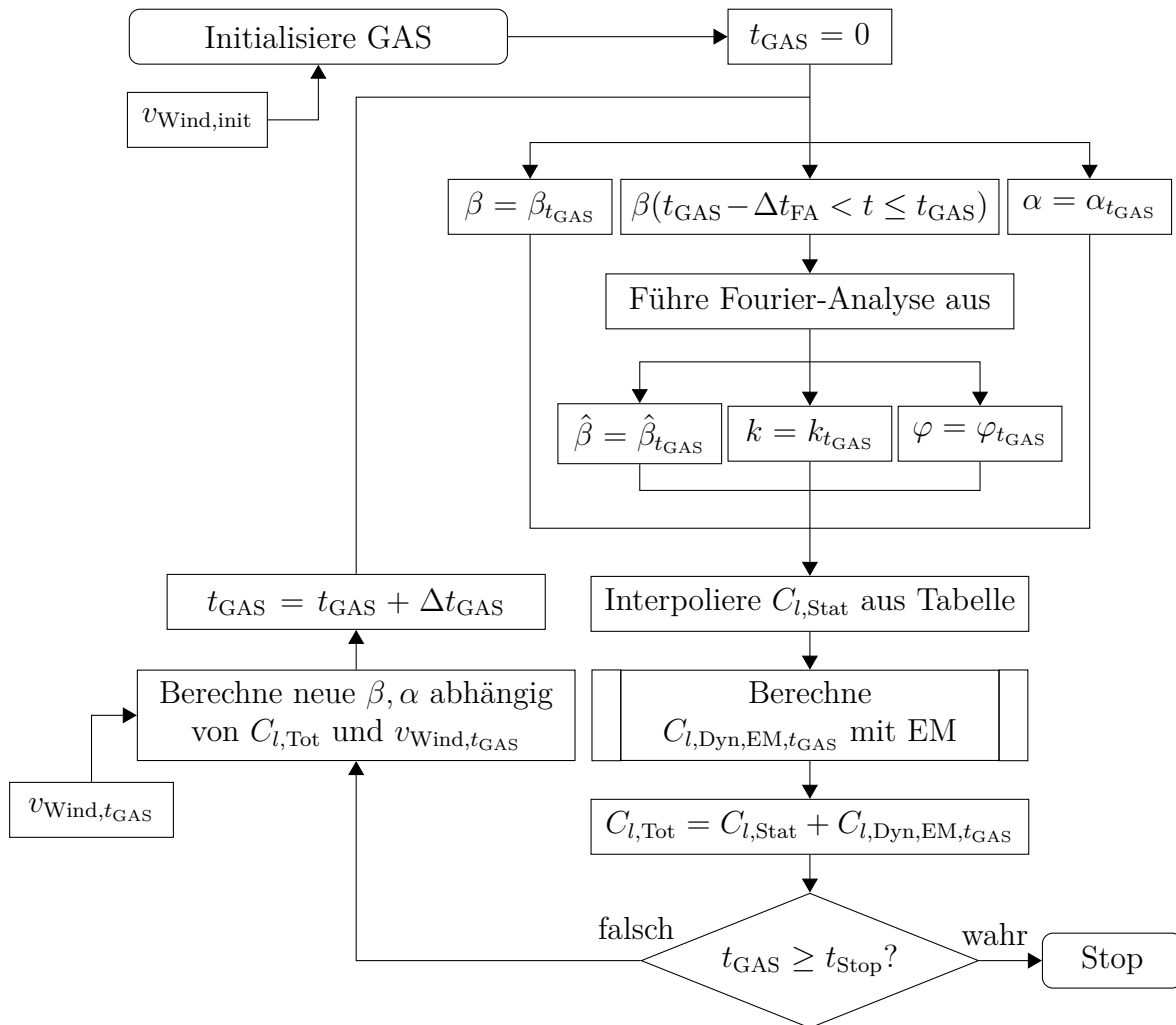


Abbildung 4.7: Ablaufplan der Einbindung des empirischen Modells (EM) in die Gesamtanlagensimulation (GAS), nach Wolff und Seume (2016)

tion *FAST* implementiert. Dabei werden die folgenden Versionen von *FAST* und dessen Unterprogramme verwendet:

- *FAST* v8.16.00a-bjj,
- *ElastoDyn* v1.04.00a-bjj,
- *AeroDyn14* v14.05.01a-bjj,
- *ServoDyn* v1.06.00a-bjj.

Die Simulation wird über das Programm zur Systemmodellierung MATLAB®/ Simulink gesteuert. Dafür wird in Simulink ein Modell der WEA abgebildet (s. Abb. 4.8) und über eine Systemfunktion (S-Funktion) mit der Gesamtanlagensimulation verknüpft. Die Annäherung des Hinterkantenverlaufs über eine Fourier-Reihe findet über den Block *FourierBeta* statt. Der Hinterkantenwinkel, die Fourierkoeffizienten und der Anstellwinkel

4.2 Einbindung in die Gesamtanlagensimulation (GAS)

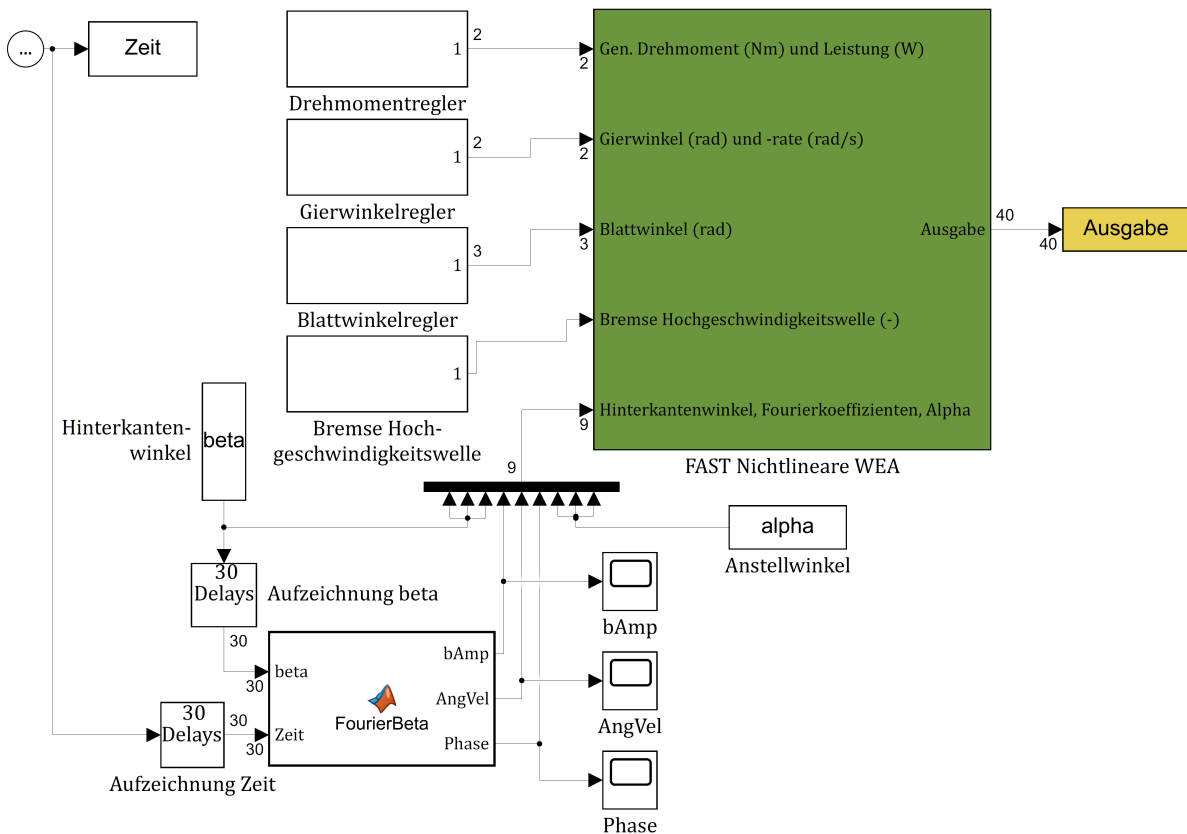


Abbildung 4.8: Modell der WEA in MATLAB®/ Simulink

werden anschließend zu einer Matrix gebündelt und an die S-Funktion weitergegeben. Der Verlauf des Hinterkantenwinkels kann entweder vorgegeben werden oder über einen eigenen Regler in Simulink geregelt werden. Zu Zwecken der Modellvalidierung kann der Anstellwinkel vorgegeben und dadurch konstant gehalten werden. Wird ein Anstellwinkel $\alpha > 360^\circ$ vorgegeben, wird der Anstellwinkel über *FAST* berechnet.

Die hauptsächlichen Änderungen im Programmcode von *FAST* finden in dessen Unterprogramm *AeroDyn* im Modul *AeroSubs* statt. *FAST* ist in der Programmiersprache FORTRAN90 programmiert, so dass auch die Änderungen am Programmcode in dieser Programmiersprache erfolgen. Die Berechnung der Amplitude erster Ordnung wird nach Gl. (4.3) in *AeroDyn* wie folgt implementiert:

```

1  !Calculate fourier coefficients out of polynomial functions
2  TransAeroParms%Alpha1_Amp=&
3  TransAeroParms%P_cL_0(1) +&
4  TransAeroParms%P_cL_alpha1(1) * ALPHA_grad +&
5  TransAeroParms%P_cL_alpha2(1) * ALPHA_grad**2 +&
6  TransAeroParms%P_cL_alpha3(1) * ALPHA_grad**3 +&
7  TransAeroParms%P_cL_beta1(1) * beta_amp +&
8  TransAeroParms%P_cL_beta2(1) * beta_amp**2 +&
9  TransAeroParms%P_cL_beta3(1) * beta_amp**3 +&
10 TransAeroParms%P_cL_k1(1) * k +&
11 TransAeroParms%P_cL_k2(1) * k**2 +&
12 TransAeroParms%P_cL_k3(1) * k**3

```

Die Berechnung der weiteren Fourierkoeffizienten erfolgt analog der Berechnung der Amplitude erster Ordnung. Die Berechnung der Zeitreihe des dynamischen Anteils des Auftriebsbeiwerts ist nach Gl. (4.6) wie folgt programmiert:

```
1 !Calculate dynamic part of LIFT coefficient
2 TransAeroParms%CLA_dyn(J, IBlade) = &
3   TransAeroParms%Alpha0_Mean + &
4   TransAeroParms%Alpha1_Amp * &
5   sin(2*PI*freq*t_EM + TransAeroParms%Phi1_Phase) + &
6   TransAeroParms%Alpha2_Amp * &
7   sin(2*PI*freq*2*t_EM + TransAeroParms%Phi2_Phase) + &
8   TransAeroParms%Alpha3_Amp * &
9   sin(2*PI*freq*3*t_EM + TransAeroParms%Phi3_Phase)
```

Die weiteren wesentlichen Ergänzungen zum Programmcode sind in Anhang C aufgeführt.

4.3 Funktionsprüfung und Validierung

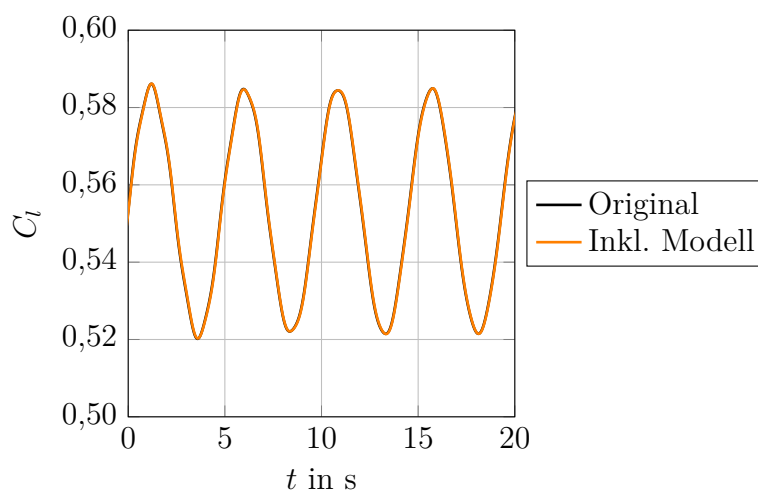
Nachdem die Entwicklung des Modells und Einbindung in die Gesamtanlagensimulation vorgestellt wurde, wird in diesem Abschnitt eine Funktionsprüfung und Validierung des Modells innerhalb der Gesamtanlagensimulation durchgeführt. Da zum Zeitpunkt der Durchführung der Simulationen noch kein *FAST*-Modell der Referenz-WEA aus dem *Smart Blades* Projekt vorlag, wurde die NREL-5-MW-Referenzanlage (Jonkman et al. 2009), die standardmäßig als *FAST*-Modell der Gesamtanlagensimulation beigefügt ist, leicht angepasst und für die Simulationen verwendet. Die Anpassungen umfassen den Austausch des *NACA64-618*-Profils im äußeren Blattbereich durch das im *Smart Blades* Projekt verwendete *DU08-W-180*-Profil. Das *DU08-W-180*-Profil wird bei einem relativen Radius von $r/R = 70\%$ bis zur Blattspitze eingesetzt. Da die bewegliche Hinterkante diesem Profil zugeordnet ist, befindet sie sich im gleichen radialen Bereich. Für die in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Gesamtanlagensimulationen werden alle Regler (Generator-, Gierwinkel- und Blattwinkelregler) ausgeschaltet und auf die Auslegungswerte eingestellt, um Einflüsse auf die Ergebnisse durch die Regler auszuschließen. Die Auslegungsbedingungen der NREL-5-MW-Referenz-WEA sind in Tab. 4.1 aufgelistet.

Einfluss des implementierten Modells auf die Originalversion Im ersten Schritt muss sichergestellt werden, dass die hinzugefügten Programmbereiche keine Änderungen am Hauptprogramm verursachen. Dafür wird einmal eine Simulation mit der *FAST*-Originalversion ohne Änderungen und einmal eine Simulation mit der Version inkl. implementiertem Modell für bewegliche Hinterkanten, jedoch mit ausgeschaltetem Modell, durchgeführt. Der resultierende Zeitverlauf des Auftriebsbeiwerts im äußersten Blattschnitt ist in Abb. 4.9 für beide Fälle dargestellt.

Die Verläufe beider Versionen liegen deckungsgleich aufeinander. Dies ist auch für die restlichen berechneten Größen der Fall. Somit kann davon ausgegangen werden, dass die *FAST*-Originalversion durch das implementierte Modell unbeeinflusst bleibt.

Tabelle 4.1: Auslegungsbedingungen der NREL-5-MW-Referenz-WEA (Jonkman et al. 2009)

Nennleistung P_{Nenn}	5 MW
Rotorradius R_{Rot}	63 m
Nennwindgeschwindigkeit v_{Nenn}	11,4 m/s
Nennrotordrehzahl $n_{\text{Nenn,Rot}}$	12,1 min ⁻¹
Nenngenerator-drehzahl $n_{\text{Nenn,Gen}}$	1.173,7 min ⁻¹
Nenngenerator-drehmoment $M_{\text{Nenn,Gen}}$	43.093,55 Nm

Abbildung 4.9: Zeitliche Verläufe des Auftriebsbeiwerts C_l bei einer Gesamtanlagensimulation mit der *FAST*-Originalversion und der Version inkl. implementiertem Modell für bewegliche Hinterkanten (orange überdeckt schwarz)

Bewegliche Hinterkante – Stationär Der nächste Schritt im Rahmen des Funktionstests des implementierten Modells ist der Einsatz der beweglichen Hinterkante zur Berücksichtigung stationärer Effekte während der Hinterkantenbewegung. Dies wird in *FAST* über die *Multi-Table*-Funktion realisiert. Dabei werden innerhalb der Tabellen der WEA-Profile mit den aerodynamischen Beiwerten weitere Spalten für verschiedene Hinterkantenauslenkungen hinzugefügt. Der Hinterkantenwinkel wird über die Simulink-Umgebung vorgegeben. Während der Simulation liest *FAST* die aerodynamischen Beiwerte in Abhängigkeit vom vorgegebenen Hinterkantenwinkel aus.

In Abb. 4.10 ist der zeitliche Verlauf des Auftriebsbeiwerts einmal ohne Hinterkantenbewegung und einmal mit einer oszillierender Hinterkantenbewegung ($\hat{\beta} = 8^\circ$, $k = 0,05$, jedoch ohne Modell zur Berücksichtigung instationärer Effekte) dargestellt. Zusätzlich

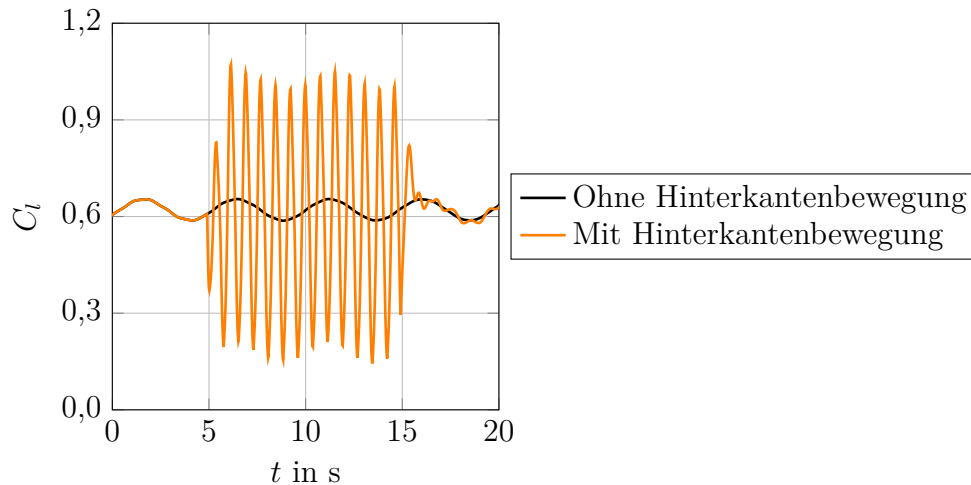


Abbildung 4.10: Zeitliche Verläufe des Auftriebsbeiwerts C_l bei einer Gesamtanlagensimulation ohne und mit Hinterkantenbewegung ($\hat{\beta} = 8^\circ$, $k = 0,05$, jedoch ohne Modell zur Berücksichtigung instationärer Effekte)

zu den niederfrequenten Schwankungen des Auftriebsbeiwerts durch die Effekte während einer Rotordrehung (Turmdurchlauf, Gravitation u.ä.) sind bei den Ergebnissen mit Hinterkantenbewegung hochfrequente Schwankungen zu erkennen. Diese resultieren wie beabsichtigt aus der Hinterkantenbewegung. Folglich kann ebenfalls die Funktion der Simulation der stationären aerodynamischen Beiwerte bei Hinterkantenbewegung bestätigt werden.

Bewegliche Hinterkante – Instationär Zur Funktionsprüfung der Modellierung instationärer Effekte während der Gesamtanlagensimulation wird das implementierte Modell komplett eingeschaltet. Dafür wird in der Steuerdatei von *AeroDyn* der Zusatz *TransAero* gefolgt von dem Pfad zu einer zusätzlichen Eingabedatei eingefügt. Die zusätzliche Eingabedatei enthält eine weitere Tabelle mit den Polynomkoeffizienten zur Rekonstruktion der Fourierkoeffizienten (s. Anhang C).

Das Ergebnis der Funktionsprüfung ist in Abb. 4.11 für die Simulation mit Hinterkantenbewegung und Modellierung instationärer Effekte und zum Vergleich mit Hinterkantenbewegung, aber ohne Modellierung der instationären Effekte, abgebildet. In Abb. 4.11a sind die bereits in Kap. 3 beschriebenen Effekte zu erkennen: Bei Berücksichtigung der instationären Effekte eilt die Strömung nach und vor allem das Minimum des Auftriebsbeiwerts wird nicht erreicht. Das Maximum des Auftriebsbeiwerts wird aufgrund durch die instationären Effekte zu diesem Zeitpunkt leicht geänderten Bedingungen (Blattauslenkung, Anstellwinkel) leicht übertroffen. Der dynamische Anteil des Auftriebsbeiwerts, dargestellt in Abb. 4.11b über den Hinterkantenwinkel β , bestätigt die Erkenntnisse aus Kap. 3, indem der dynamische Anteil bei maximalem Hinterkantenwinkel negativ ist, der Wert des stationären Anteils also nicht erreicht wird.

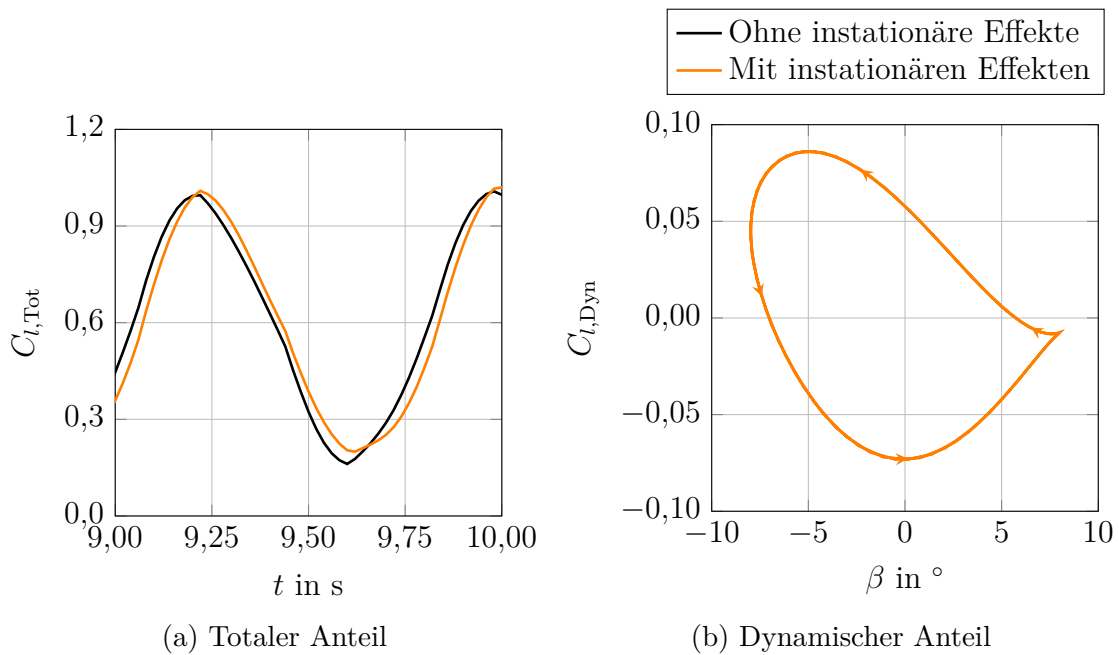


Abbildung 4.11: Zeitliche Verläufe des totalen Auftriebsbeiwerts $C_{l,Tot}$ und Verlauf des dynamischen Anteils des Auftriebsbeiwerts $C_{l,Dyn}$ über den Hinterkantenwinkel β bei einer Gesamtanlagensimulation mit Hinterkantenbewegung ($\hat{\beta} = 8^\circ$, $k = 0,05$), ohne und mit Modell zur Berücksichtigung instationärer Effekte

Validierung mit Hinterkantenschwingung – Konstante Parameter Nachdem gezeigt wurde, dass das implementierte Modell wie vorgesehen funktioniert, wird als nächstes die Genauigkeit der modellierten Größen untersucht. Dafür wird eine Validierung des Modells über CFD-Simulationen durchgeführt. Im ersten Schritt erfolgt die Validierung über Hinterkantenschwingungen mit konstanter Amplitude und Frequenz. Die Ergebnisse der Validierung sind für drei verschiedene Konfigurationen in Abb. 4.12 dargestellt. Als Konfidenzintervall der CFD-Simulationen werden die Standardabweichungen der Messergebnisse aus der Validierung in Abschn. 3.1 verwendet. Die Begründung hierfür ist, dass die CFD-Simulationen per Definition nicht genauer als deren Validierungsgrundlage sein können. Folglich kann im Umkehrschluss auch das Konfidenzintervall der Validierungsgrundlage als Konfidenzintervall für die CFD-Simulationen verwendet werden. Da das Konfidenzintervall der Messungen in den untersuchten Parameterbereichen nahezu konstant ist, werden für die Konfigurationen, für die keine experimentellen Daten vorliegen, die Konfidenzintervalle der am nächsten liegenden Messkonfiguration verwendet.

Bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 0^\circ$ und einer Hinterkantenamplitude von $\hat{\beta} = 5^\circ$, also einer aerodynamisch geringen Belastung, abgebildet in Abb. 4.12a, modelliert das implementierte Modell den dynamischen Anteil des Auftriebsbeiwerts mit nur geringen Abweichungen ($\Delta \hat{C}_{l,Dyn} \approx 6\%$). Das Modell sagt den dynamischen Anteil etwas zu groß voraus. Die Modellergebnisse liegen über die komplette Periode der Hinterkantenbewe-

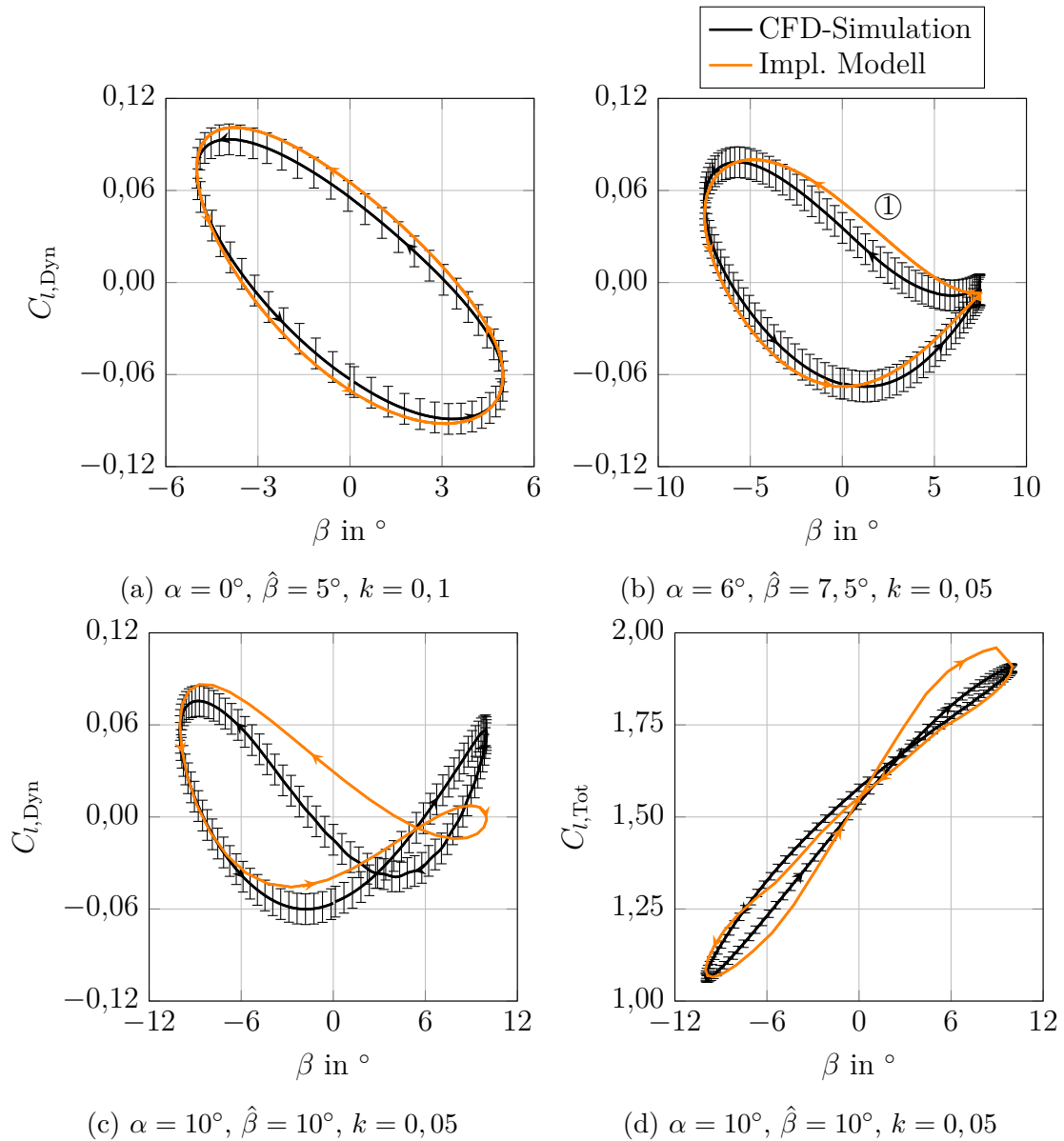


Abbildung 4.12: Validierung des in *FAST* implementierten instationären Modells mit CFD-Simulationen über den totalen bzw. dynamischen Anteil des Auftriebsbeiwerten C_l dargestellt über den Hinterkantenwinkel β für eine harmonische Sinusschwingung bei verschiedenen Amplituden des Hinterkantenwinkels, Anstellwinkeln und reduzierten Frequenzen, Balken geben \pm alle Standardabweichungen der Messwerte an, nur jede vierte Standardabweichung ist dargestellt

gung im Konfidenzintervall der CFD-Simulationen.

Bei höherer aerodynamischer Belastung kurz vor Beginn der Ablösung ($\alpha = 6^\circ, \hat{\beta} = 7,5^\circ$, s. Abb. 4.12b) sind die Abweichungen etwas größer, so dass über einem begrenzten

Bereich der Bewegungsperiode signifikante Abweichungen zwischen Modellergebnissen und Ergebnissen aus der CFD-Simulation vorliegen (s. Abb. 4.12b, ①). Der restliche Bereich der Periode inkl. der Effekte durch die einsetzende Ablösung wird aber weiterhin gut durch das Modell vorhergesagt.

Die Validierung bei für das Modell maximalem Anstellwinkel $\alpha = 10^\circ$ und maximaler Hinterkantenamplitude $\hat{\beta} = 10^\circ$ (s. Abb. 4.12c), also maximaler aerodynamischer Belastung inkl. einsetzenden Ablösungseffekten, zeigt größere Abweichungen zwischen Modell und CFD-Simulationen auf. Über ca. 90% der Bewegungsperiode liegen signifikante Abweichungen zwischen Modell- und CFD-Ergebnissen vor. Jedoch werden die Größenordnung und Tendenzen auch in diesem schwierig zu modellierenden Bereich gut wiedergegeben. Vor allem der Vergleich zwischen modelliertem totalen Auftriebsbeiwert $C_{l,Tot}$, dargestellt in Abb. 4.12d und den in Abschn. 2.2 vorgestellten experimentellen Messungen von Ferreira et al. (2015), Abb. 2.3c, zeigt, dass das implementierte Modell den achtförmigen Verlauf des instationären Auftriebsbeiwerts vorhersagt und dadurch einen entscheidenden Vorteil gegenüber den bereits vorhandenen Modellen zur Vorhersage instationärer Effekte bei Hinterkantenbewegung hat.

Validierung mit zufälliger Hinterkantenschwingung Da die Regelung der Hinterkante bei Gesamtanlagensimulationen nicht nur in einer harmonischen Sinusschwingung mit konstanter Amplitude und Frequenz erfolgt, umfasst die Validierung des Modells eine Bewegung der Hinterkante in Form von harmonischen Sinusschwingungen mit zufälliger Amplitude und Frequenz. In Abb. 4.13 ist der zeitliche Verlauf des Auftriebsbeiwerts für drei verschiedene Anstellwinkel, jeweils für die Ergebnisse der CFD-Simulationen und des implementierten Modells, dargestellt.

Selbst bei einem zufälligen Verlauf der Hinterkantenschwingung wird der dynamische Anteil des Auftriebsbeiwerts für Anstellwinkel bis $\alpha = 6^\circ$ gut modelliert. Es liegen während ca. 60% der Hinterkantenbewegung keine signifikanten Abweichungen zwischen Modell und CFD-Simulation vor (s. Abb. 4.13a und Abb. 4.13b). Der dynamische Anteil wird zwar teilweise zu groß vorhergesagt; vor allem die Tendenzen folgen jedoch den Ergebnissen aus den CFD-Simulationen.

Wie bei der Validierung mit konstanter Amplitude und Frequenz wird der Unterschied zwischen CFD-Simulationen und implementiertem Modell mit steigendem Anstellwinkel größer. Bis auf kurze Zeitbereiche weichen die Modellergebnisse signifikant von den Ergebnissen aus den CFD-Simulationen ab. Die Größenordnung und Tendenz des modellierten dynamischen Anteils liegt aber auch bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 10^\circ$ noch im Bereich des dynamischen Anteils aus den CFD-Simulationen, dargestellt in Abb. 4.13c. Außerdem ist auch wieder eine Verbesserung der Ergebnisse beim totalen Anteil des Auftriebsbeiwerts zu erkennen: Vor allem Minimum und Maximum des Auftriebsbeiwerts liegen bei Modellierung der instationären Effekte näher an den Ergebnissen aus den CFD-Simulationen im Vergleich zur alleinigen Verwendung der stationären Beiwerte (s. Abb. 4.13d, ① und ②). Eine Modellierung der instationären Effekte mit dem in der vorliegenden Arbeit entworfenen Modell verbessert folglich in allen betrachteten Fällen die Simulationsgenauigkeit bei einem Einsatz einer bewegten Hinterkante.

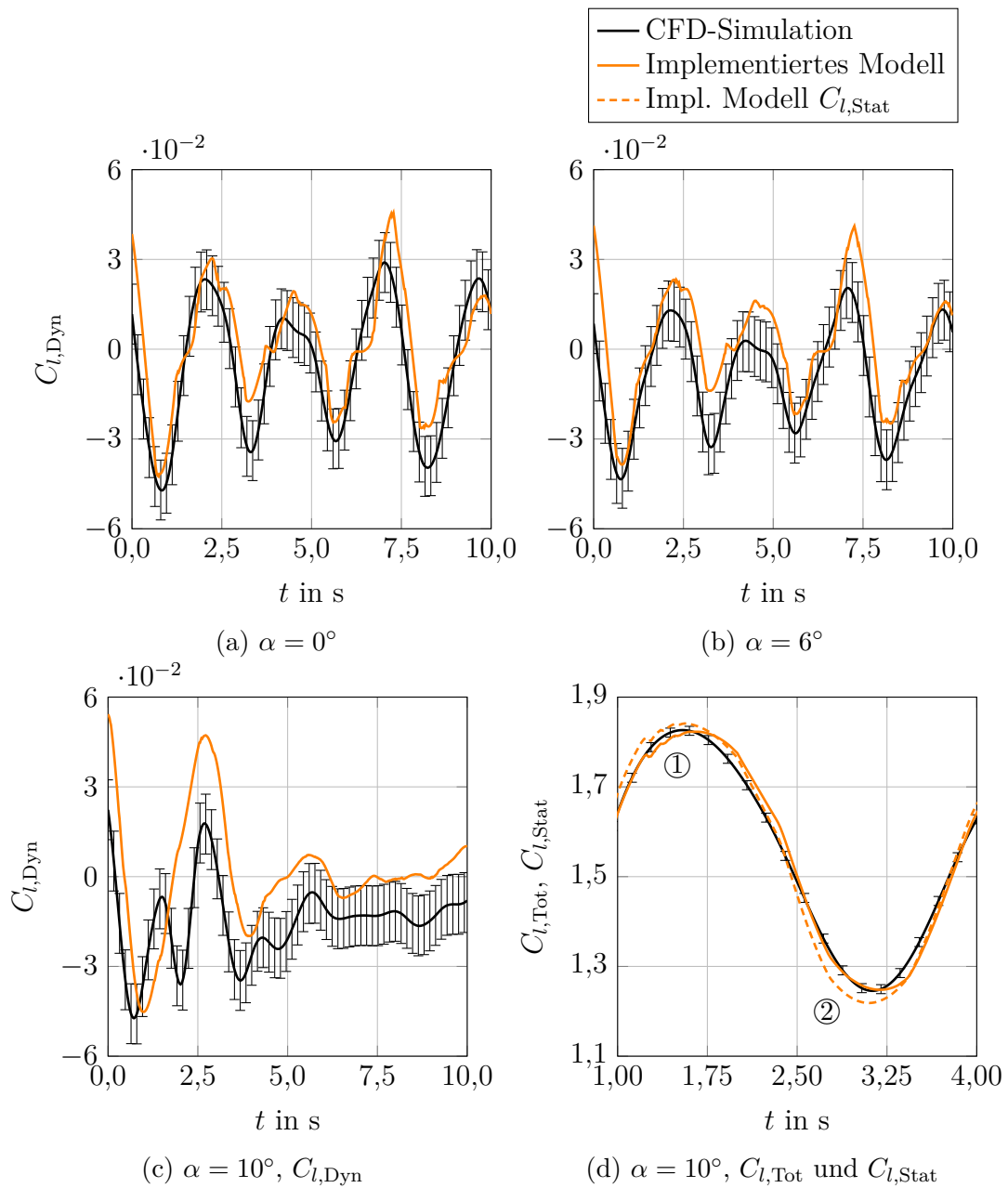


Abbildung 4.13: Validierung des in *FAST* implementierten instationären Modells mit CFD-Simulationen über die zeitlichen Verläufe des totalen bzw. dynamischen Anteils des Auftriebsbeiwerts C_l für eine harmonische Sinusschwingung bei zufälliger Amplitude des Hinterkantenwinkels, zufälliger reduzierter Frequenz und verschiedenen Anstellwinkeln, Balken geben \pm alle Standardabweichungen der Messwerte an, nur jede achte Standardabweichung ist dargestellt

5 Anpassung des Energiesatzes nach Carta auf WEA

In Kap. 4 wird das Modell zur Annäherung instationärer aerodynamischer Effekte während der Bewegung einer Hinterkante für eine Gesamtanlagensimulation vorgestellt. In der Gesamtanlagensimulation können dadurch realitätsnähere Berechnungen durchgeführt werden, mit denen die aeroelastischen Eigenschaften einer WEA abgeschätzt werden können. Das entworfene Modell wurde bisher jedoch nur aerodynamisch validiert. Daher ist noch nicht sichergestellt, dass die aeroelastischen Größen plausibel berechnet werden.

Über die bewegliche Hinterkante soll eine Blattschwingung gedämpft bzw. im besten Fall verhindert werden. Die Reduzierung der Last und damit einhergehende Dämpfung der Blattschwingung kann im vereinfachten Fall über die Ausprägung der Biegeschwingung in Schlagrichtung, die mit einer Hinterkantenbewegung überlagert wird, bewertet werden. Bisher liegen nach Kenntnis des Autors keine solchen experimentellen Untersuchungen in einem Profilschnitt von WEA mit aktiv bewegter Hinterkante vor, mit denen das entworfene Modell aeroelastisch validiert werden kann.

Um die aeroelastischen Ergebnisse, die in der Gesamtanlagensimulation mit implementiertem Modell erzeugt werden, zumindest verifizieren zu können, ist ein Verfahren nötig, mit dem die Reduzierung der Last auf ein WEA-Profil durch die aktiv bewegte Hinterkante abgeschätzt werden kann. In diesem Kapitel wird ein Verfahren vorgestellt, mit dem dies über die Berechnung der Arbeit pro Schwingungsperiode möglich wird. Das Verfahren wurde bereits u.a. von Carta (1967) und Schmitt (2003) im Rahmen aeroelastischer Untersuchungen in Axialverdichtern und -turbinen angewendet.

Trotz unterschiedlicher Umgebungsbedingungen zwischen schnell rotierenden Axialmaschinen, wie sie z.B. in Flugzeugtriebwerken zum Einsatz kommen, und langsam rotierenden Rotoren von WEA ist das Prinzip bei beiden Einsatzgebieten identisch: Der instationäre Druckverlauf wird über eine Schwingungsperiode des untersuchten Profils analysiert und daraus die zwischen Strömung und Profilbewegung übertragene Energie berechnet. Daher ist eine Übertragbarkeit der Methode von schnell rotierenden Axialmaschinen auf langsam rotierende Rotoren von WEA möglich. Im Folgenden wird die Anpassung auf WEA vorgestellt.

5.1 Energiesatz nach Carta

Die Untersuchung von selbsterregten Schwingungen, wie z.B. Flattern, hat in der Luftfahrt (Försching 1974) und bei thermischen Turbomaschinen (Carta 1967) den Bedarf an

5 Anpassung des Energiesatzes nach Carta auf WEA

Modellen zur Berechnung der aeroelastischen Stabilität hervorgerufen. Ausgehend davon stellte Carta (1967) ein Verfahren vor, mit dem die Arbeit auf der Oberfläche eines schwingenden Schaufelprofils von Rotoren von Strahltriebwerken pro Schwingungsperiode über die Potentialtheorie und empirische Daten berechnet werden kann. Anhand der Arbeit pro Schwingungsperiode konnte Carta (1967) anschließend abschätzen, ob das Strömungsfeld die Schwingung anfachend oder dämpfend wird.

Einleitend wird im Folgenden die aerodynamische Dämpfung hergeleitet. Die Herleitung wurde dabei sinngemäß aus Schmitt (2003) übernommen. Grundlage der Betrachtung ist eine harmonische Profilbewegung über die generalisierte Verschiebung q :

$$q(t) = \hat{q}e^{i\omega t} = \hat{q}(\cos(\omega t) + i \sin(\omega t)). \quad (5.1)$$

Aus der harmonischen Profilbewegung $q(t)$ resultiert eine harmonische bewegungsinduzierte modale Luftkraft $f(q)$. Die Arbeit w_f , die während der Bewegung auf das Profil übertragen wird, ergibt sich aus der Integration der Profilbewegung $q(t)$ und der Luftkraft $f(q)$ über eine Schwingungsperiode. Nach Carta (1967) sind für diese Energieübertragung nur die physikalische Schaufelbewegung und die zu dieser Schaufelbewegung in Phase verlaufende Luftkraft, also folglich nur deren Realteile, relevant:

$$w_f = \int f_{\text{Re}}(q) dq_{\text{Re}} = \int_0^T f_{\text{Re}}(q) \frac{dq_{\text{Re}}}{d(\omega t)} d(\omega t) = \int_0^T f_{\text{Re}}(q) [-\hat{q} \sin(\omega t)] d(\omega t). \quad (5.2)$$

Bei positiver Arbeit wird Energie aus der Strömung in die Profilbewegung übertragen und die Bewegung wird angefacht. Bei negativer Arbeit gibt die Profilbewegung Energie ab und wird gedämpft (Vasanthakumar 2011). Gemäß Schmitt (2003) kann die modale Luftkraft f in einen Mittelwert \bar{f} und einen harmonischen Schwankungswert, der proportional der Auslenkung angenommen wird, aufgeteilt werden. Der Schwankungswert wird als komplexe Zahl definiert, um den Phasenversatz zwischen Auslenkung und Luftkraft zu berücksichtigen:

$$\check{f}^* = f_{\text{Re}}^* + i f_{\text{Im}}^*. \quad (5.3)$$

Das * definiert die Kraft als Koeffizienten, da die Gleichung nur einen Teil der Luftkraft beinhaltet.

Die harmonische Luftkraft f_{Re} ist unter Aufteilung in einen Mittelwert und einen Schwankungswert wie folgt definiert:

$$f_{\text{Re}} = \text{Re} \left[\bar{f} + (f_{\text{Re}}^* + i f_{\text{Im}}^*) \hat{q} (\cos(\omega t) + i \sin(\omega t)) \right] = \bar{f} + f_{\text{Re}}^* \hat{q} \cos(\omega t) - f_{\text{Im}}^* \hat{q} \sin(\omega t). \quad (5.4)$$

Eingesetzt in Gl. 5.2 ergibt sich für die übertragene Arbeit w_f folgender Ausdruck:

$$w_f = \int_0^T [\bar{f} + f_{\text{Re}}^* \hat{q} \cos(\omega t) - f_{\text{Im}}^* \hat{q} \sin(\omega t)] [-\hat{q} \sin(\omega t)] d(\omega t) \quad (5.5)$$

$$= \int_0^T -\bar{f} \hat{q} \sin(\omega t) d(\omega t) + \int_0^T -f_{\text{Re}}^* \hat{q} \sin(\omega t) \cos(\omega t) d(\omega t) + \int_0^T f_{\text{Im}}^* \hat{q}^2 \sin^2(\omega t) d(\omega t) \quad (5.6)$$

$$= [\bar{f} \hat{q} \cos(\omega t)]_0^T + \left[-\frac{1}{2} f_{\text{Re}}^* \hat{q}^2 \sin^2(\omega t) \right]_0^T + \left[\frac{1}{2} f_{\text{Im}}^* \hat{q}^2 \omega t \right]_0^T + \left[-\frac{1}{4} f_{\text{Im}}^* \hat{q}^2 \sin(2\omega t) \right]_0^T \quad (5.7)$$

$$= \pi f_{\text{Im}}^* \hat{q}^2. \quad (5.8)$$

Weder die zeitgemittelte Luftkraft \bar{f} noch der reale, also in gleicher Phase wie die Profildbewegung verlaufende Kraftanteil f_{Re}^* haben einen Einfluss auf die während der Schwingungsperiode übertragene Energie. Das Vorzeichen des imaginären, also phasenversetzt zur Profildbewegung verlaufenden Kraftanteils f_{Im}^* definiert das Vorzeichen der Energieübertragung. Ist das Vorzeichen positiv, wird Energie in die Struktur übertragen und die Schwingung angefacht (Schmitt 2003).

Folglich ist die Kopplung zweier Mechanismen die Voraussetzung für die Anfachtung einer selbsterregten Schwingung, da ansonsten kein phasenversetzter, imaginärer Anteil der Luftkraft f_{Im}^* auftreten würde. Eine einzelne Schwingungsmode eines isolierten Profils kann sich nicht selber zum Schwingen anregen, da es keinen Kraftanteil gibt, der phasenversetzt zur Profildbewegung verläuft. In thermischen Turbomaschinen sind diese beiden Mechanismen in der Regel eine Schwingungsmode der Schaufeln einer Schaufelreihe in Verbindung mit den aerodynamischen Wechselwirkungen der Schaufeln untereinander. In der Luftfahrt und Windenergie stellt die Kopplung der Biege- mit der Torsionsmode eine hohe Gefahr von selbsterregten Schwingungen dar.

Um auf die Definition der aerodynamischen Dämpfung zu gelangen, wird die Energieübertragung von der Luftkraft auf die Profildbewegung w_f mit der Energieübertragung durch eine geschwindigkeitsproportionale Dämpfung D auf die Profildbewegung verglichen. Die Energieübertragung durch die Dämpfung w_D wird dabei analog der Energieübertragung der Luftkraft w_f über eine Schwingperiode integriert. Die Geschwindigkeit der Bewegung folgt aus der zeitlichen Ableitung des Realteils der Bewegung aus Gl. (5.1):

$$\dot{q} = -\omega \hat{q} \sin(\omega t). \quad (5.9)$$

5 Anpassung des Energiesatzes nach Carta auf WEA

Für die Energieübertragung durch die Dämpfungskraft ergibt sich folglich

$$w_D = \int_0^T -D\dot{q} dq = \int_0^T -D\dot{q} \frac{dq}{d(\omega t)} d(\omega t) = \int_0^T -D [-\omega\hat{q} \sin(\omega t)] [-\hat{q} \sin(\omega t)] d(\omega t) \quad (5.10)$$

$$= \int_0^T -D\omega\hat{q}^2 \sin^2(\omega t) d(\omega t) = \left[-\frac{1}{2}D\omega\hat{q}^2 \right]_0^T - \left[-\frac{1}{4}D\omega\hat{q}^2 \sin(2\omega t) \right]_0^T \quad (5.11)$$

$$= -\pi D\omega\hat{q}^2. \quad (5.12)$$

Zum Vergleich der durch die Luftkraft übertragenen Energie w_f mit der durch die strukturelle Dämpfung übertragenen Energie w_D wird die Gleichung umgestellt und w_D durch w_f ersetzt:

$$D\omega = \frac{-\pi f_{\text{Im}}^* \hat{q}^2}{\pi \hat{q}^2} = -f_{\text{Im}}^* = \Xi \quad (5.13)$$

mit Ξ als aerodynamischer Dämpfung. Aus Gl. (5.13) folgt, dass die aerodynamische Dämpfung Ξ nicht von der Schwingungsamplitude \hat{q} , sondern nur vom Imaginärteil der Luftkraft f_{Im}^* abhängig ist. Umgekehrt zur übertragenen Energie definiert ein negativer Wert der Dämpfung (abzüglich der Strukturdämpfung) eine Anfachung der Schwingung.

Zur Anfachung oder Dämpfung der Schwingung tragen nur die Kraftanteile bei, die in Richtung der Profilbewegung, repräsentiert durch den Eigenvektor der Schwingungsmode $\vec{\lambda}$, wirken. Die Kraftanteile werden bei der Profilaerodynamik durch die instationäre Oberflächendruckverteilung $p(s, t)$ in Verbindung mit dem lokalen Normalvektor \vec{n} (vom Profil weg gerichtet, vgl. Abb. 5.1) definiert. Die Variable s beschreibt in diesem Fall den Ort auf der Profiloberfläche an einer konstanten radialen Stelle. Bei der Energieübertragung während einer Schwingungsperiode haben nur die Druckschwankungen $\tilde{p}(s, t)$ einen Einfluss:

$$\tilde{p}(s, t) = p(s, t) - \bar{p}(s). \quad (5.14)$$

In Verbindung mit dem Eigenvektor der Schwingungsmode $\vec{\lambda}$, der mit der Schwingungsamplitude \hat{q} skalierten Amplitude der Druckschwankung \hat{p} und deren Phase φ_p

$$\text{Im}(\tilde{p}) = \hat{p} \sin \varphi_p \quad (5.15)$$

ergibt sich durch Integration der Schwankung über die Oberfläche des gesamten Rotorblatts die folgende Definition der modalen instationären Luftkraft und der aerodynamischen Dämpfungskraft:

$$\Xi = -f_{\text{Im}}^* = -\text{Im} \left(\frac{\tilde{f}}{\hat{q}} \right) = -\text{Im} \left(\int_A \frac{\tilde{p}}{\hat{q}} \vec{n} \vec{\lambda} dA \right) = - \int_A \text{Im} \left(\frac{\tilde{p}}{\hat{q}} \right) \vec{n} \vec{\lambda} dA \quad (5.16)$$

$$= - \int_A \frac{\hat{p}}{\hat{q}} \sin(\varphi_p) \vec{n} \vec{\lambda} dA. \quad (5.17)$$

Diese Gleichung ermöglicht die Berechnung der aerodynamischen Dämpfungskraft über das instationäre Druckfeld und die Bewegungsparameter der Schaufelschwingung (Schmitt

2003). Die Ermittlung der Amplitude und Phase der Druckschwankung erfolgt bei Schmitt (2003) über eine Fourier-Analyse.

Für die in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Untersuchungen liegt der Fokus auf der während einer Schwingperiode übertragenen Arbeit eines zweidimensionalen Profilschnitts. Daher kann die Betrachtung vereinfacht werden. Als Grundlage dafür dient die u.a. von Vasanthakumar (2011) definierte Arbeit pro Schwingperiode W , die die Druckschwankungen \tilde{p} über eine Schwingperiode und die Profiloberfläche integriert:

$$W = \int_0^T \left[\oint_A \tilde{p}(s, t) (\vec{u}_{\text{Profil}}(s, t) \cdot \vec{n}(s, t)) \, dA \right] dt \quad (5.18)$$

$$= \int_0^T \left[\oint_A \tilde{p}(s, t) \left((\dot{q}(s, t) \vec{\lambda}(s)) \cdot \vec{n}(s, t) \right) \, dr \, ds \right] dt \quad (5.19)$$

mit \vec{u}_{Profil} als Vektor der lokalen Bewegungsgeschwindigkeit.

Wird nur ein zweidimensionaler Profilschnitt betrachtet, kann die spezifische Arbeit pro infinitesimal kleinem radialen Profilschnitt wie folgt vereinfacht werden:

$$w_{\text{lokal}} = \int_0^T \left[\oint \tilde{p}(s, t) \left((\dot{q}(s, t) \vec{\lambda}(s)) \cdot \vec{n}(s, t) \right) \, ds \right] dt. \quad (5.20)$$

Mit dieser Gleichung kann über die lokalen Profildruckschwankungen und der Profilbewegung direkt die übertragene Arbeit berechnet werden, ohne eine Fourier-Analyse des zeitlichen Verlaufs der Profildruckschwankungen durchzuführen.

5.2 Anwendung auf eine WEA-Schwingung

Die Anwendung des vorgestellten Verfahrens zur Berechnung der während einer Schwingperiode übertragenen Arbeit auf eine WEA-Schwingung wird in diesem Abschnitt anhand des Beispiels eines Profils, welches in Schlagrichtung schwingt und eine überlagerte Hinterkantenbewegung aufweist, vorgestellt. Die beiden gekoppelten Mechanismen sind demnach die Biegeschwingung, deren durch die *Störgröße* Hinterkantenbewegung, die die Druckschwankung phasenversetzt zur Biegeschwingung als zweiten Mechanismus einbringt, gestiegene oder reduzierte Auslenkung untersucht wird. Die Schwingung in Schlagrichtung wurde einerseits gewählt, da Blätter moderner Windenergieanlagen in dieser Richtung eine geringe strukturelle Dämpfung haben, Schwingungen also mechanisch nur wenig gedämpft werden. Außerdem ist dieses Beispiel durch die Bewegung senkrecht zur Profilschneide sehr anschaulich.

Die erforderlichen aerodynamischen Ergebnisse werden über instationäre CFD-Simulationen mit dem in Abschn. 3.1 vorgestellten Rechenmodell generiert. Der eingesetzte Strömungslöser bietet zusätzlich zu der Funktion verformbarer Rechenetze, die für die Modellierung der verformbaren Hinterkante genutzt wird, auch die Funktion einer Starrkörperbewegung. Damit kann die Schwingung in Schlagrichtung als Bewegung senkrecht

5 Anpassung des Energiesatzes nach Carta auf WEA

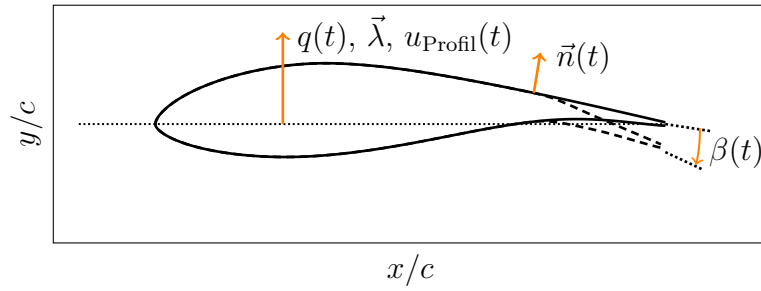


Abbildung 5.1: Visualisierbare Größen zur Berechnung der aerodynamischen Entlastung an einem in Schlagrichtung schwingenden WEA-Profil mit bewegter Hinterkante

zur Profilhene vorgegeben werden und repräsentiert die Profildisplacement $q(t)$. Die Hinterkantenbewegung $\beta(t)$ wird dieser Bewegung mit der gleichen Frequenz überlagert. Der einstellbare Phasenversatz Φ_β zwischen beiden Bewegungen hat direkten Einfluss auf den Phasenversatz zwischen Bewegung und Druckschwankung φ_p und folglich auch auf die Arbeit pro Periode W . In Abb. 5.1 sind die visualisierbaren beschriebenen Größen veranschaulicht.

Das Ergebnis aus den CFD-Simulationen ist der zeitliche Verlauf des Drucks an jeder Stelle der Profiloberfläche $p(s, t)$. Die Arbeit wird pro Zeitschritt an jeder Stelle berechnet und am Ende über eine Periode und die Profiloberfläche integriert. Der Normalenvektor \vec{n} ist aus der Profیلgeometrie bekannt, der Eigenvektor der Biegemode $\vec{\lambda}$ wird vorgegeben. Der Betrag der Druckschwankungen, der in Richtung der Profildisplacement wirkt und somit die Schwingung anfährt oder dämpft, wird über das Skalarprodukt des Normalen- und Einheitsvektors $\vec{n} \cdot \vec{\lambda}$ ermittelt.

Die Integration der berechneten lokalen Arbeit w_{lokal} aus Gl. 5.20 über die Profiloberfläche an den diskreten Stellen der Profiloberfläche i erfolgt über eine diskrete Summierung mit der diskreten Länge ds_i an der jeweiligen Stelle als Gewichtsgröße:

$$w_{\text{lokal}} = \sum_0^T \frac{1}{L_{\text{Ges}}} \sum_{i=1}^{i_{\text{Ges}}} (1/2 (ds_i + ds_{i-1}) w_{\text{lokal},i}(s, t)) \quad (5.21)$$

$$= \sum_0^T \frac{1}{L_{\text{Ges}}} \sum_{i=1}^{i_{\text{Ges}}} (1/2 (ds_i + ds_{i-1}) \tilde{p}(s, t) ((\dot{q}(s, t)\vec{\lambda}(s)) \cdot \vec{n}(s, t))). \quad (5.22)$$

Die jeweiligen Längen ds_i ergeben sich aus den diskreten Koordinaten der Profیلgeometrie:

$$ds_i = \sqrt{(x_i - x_{i-1})^2 + (y_i - y_{i-1})^2}. \quad (5.23)$$

Die Zeitschrittweite ist für alle Berechnungen konstant, so dass sich aus der Zeitintegration im diskreten Fall eine Summierung ergibt.

In Abb. 5.2 sind Beispielverläufe zur Berechnung der spezifischen Arbeit pro Periode w in der linken Spalte als Zeitverläufe und in der rechten Spalte über die Profiloberfläche dargestellt. In der obersten Zeile ist jeweils der Profildruck, in der mittleren Zeile das

5.2 Anwendung auf eine WEA-Schwingung

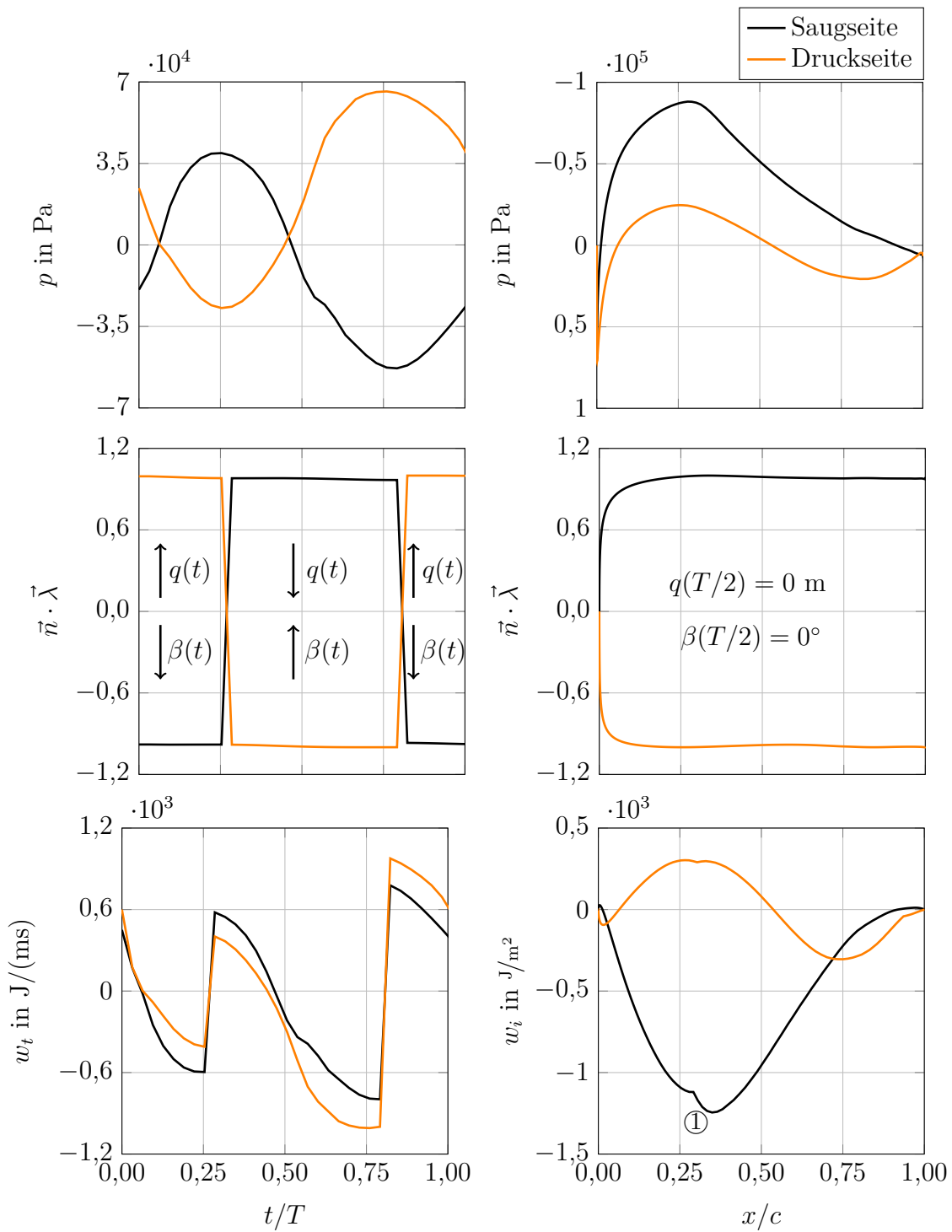


Abbildung 5.2: Profildruck p , Skalarprodukt $\vec{n} \cdot \vec{\lambda}$ und lokale Arbeit pro Periode w , links über die Zeit bei Position $x/c = 0,75$, rechts über die Position auf der Profloberfläche zum Zeitpunkt $t/T = 0,5$, $\hat{q} = 0,5$ m, $\hat{\beta} = 10^\circ$, $k = 0,01$, $\Phi_\beta = 180^\circ$

5 Anpassung des Energiesatzes nach Carta auf WEA

Skalarprodukt aus Normalen- und Eigenvektor und in der untersten Zeile die resultierende spezifische Arbeit dargestellt. In den Diagrammen zum Skalarprodukt ist die zum Vorzeichen des Eigenvektors zugehörige Bewegungsrichtung eingetragen.

Der zeitliche Druckverlauf (Abb. 5.2, oben links) nahe der Hinterkante ($x/c = 0,75$) weist eine Schwingung mit der Frequenz der überlagerten Bewegungen, jedoch mit variierender Amplitude auf. Daher wird die Arbeit nicht über eine Fourier-Analyse berechnet. Am zeitlichen Verlauf des Skalarprodukts in der mittleren Zeile von Abb. 5.2 ist der Wechsel der Bewegungsrichtung der Biegemode $q(t)$ durch den Vorzeichenwechsel repräsentiert. Da bei der dargestellten Konfiguration ein Phasenversatz zwischen Hinterkanten- und Biegebewegung von $\Phi_B = 180^\circ$ vorliegt, bewegt sich die Hinterkante entgegengesetzt zur Biegemode. Der zeitliche Verlauf der spezifischen Arbeit w_t , links in der untersten Zeile von Abb. 5.2 dargestellt, ergibt sich aus dem Produkt aus Druck- und Skalarproduktverlauf, gewichtet mit der dortigen Rechengitterlänge aus den CFD-Simulationen. Daraus resultiert auch bei der spezifischen Arbeit ein Vorzeichenwechsel bei Änderung der Bewegungsrichtung der Biegemode.

In den Profilverläufen in der rechten Spalte von Abb. 5.2 sind zwei Besonderheiten zu erkennen: Erstens zeigt sich der Einfluss der Profilgeometrie im Produkt aus Normalen- und Eigenvektor. An der Vorderkante ist das Skalarprodukt Null, da der Normalenvektor senkrecht zur Richtung der Biegeschwingung steht, der Oberflächendruck demnach keinen Anteil zur Erhöhung oder Verringerung der Schwingungsamplitude leistet. Das Skalarprodukt auf der Saugseite ist durch einen negativen Normalenvektor (in Richtung Profilmittte zeigend) und einen zu diesem Zeitpunkt ebenfalls negativen Eigenvektor der Biegeschwingung (Bewegung nach unten) positiv. Auf der Druckseite ergibt sich durch den positiven Normalenvektor ein negatives Skalarprodukt.

Zweitens ist in der untersten Zeile rechts die spezifische Arbeit w_i als Produkt aus Druck, Skalarprodukt und Gitterlänge dargestellt. Durch die Vorzeichenwechsel beim Druckverlauf ergeben sich auch an diesen Stellen Vorzeichenwechsel im Verlauf der spezifischen Arbeit. Außerdem sind Sprünge in der spezifischen Arbeit zu erkennen (Abb. 5.2, ①), die aus der Gitterlänge resultieren.

Gemäß Gl. (5.21) wird zur Berechnung der kompletten Arbeit pro Periode w zuerst der Profilverlauf der spezifischen Arbeit w_i (Abb. 5.2, rechts unten) über die komplette Profiloberfläche summiert und anschließend durch die gesamte Gitterlänge der Profiloberfläche dividiert. Dies geschieht für jeden Zeitpunkt, so dass sich ein zeitlicher Verlauf der spezifischen Arbeit w_t über die komplette Profiloberfläche ergibt (s. Abb. 5.3). Die Arbeit w , jeweils über eine komplette Periode, berechnet sich weiterhin nach Gl. (5.21) durch Summierung der Werte für die einzelnen Zeitpunkte.

Da für jede Konfiguration eine selbst für einen zweidimensionalen Fall rechenaufwendige instationäre CFD-Simulation mit Profil- und Hinterkantenbewegung durchgeführt werden muss, ist dieses Verfahren zur Berechnung der aerodynamischen Entlastung zwar genauer, aber auch deutlich zeitaufwendiger als eine Gesamtanlagensimulation mittels *FAST*. Zur aeroelastischen Analyse sind mehrere Phasenversätze zwischen Profil- und Hinterkantenbewegung nötig (in der Regel mindestens vier über eine Periode verteilt), so dass pro Konfiguration mindestens vier CFD-Simulationen durchgeführt werden müssen.

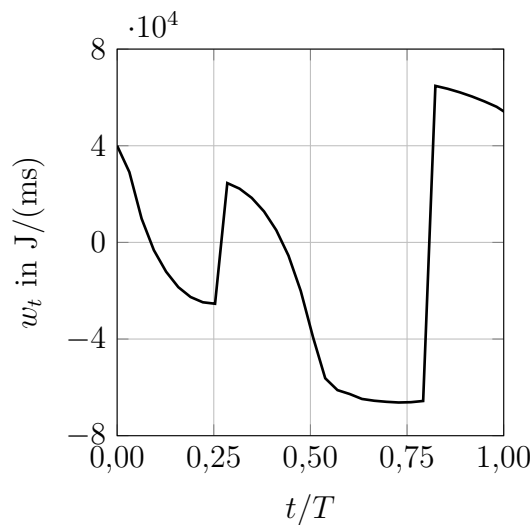


Abbildung 5.3: Zeitlicher Verlauf der spezifischen Arbeit w_t , $\hat{q} = 0,5$ m, $\hat{\beta} = 10^\circ$, $k = 0,01$, $\Phi_\beta = 180^\circ$

5.3 Funktionsprüfung

Nach der analytischen Beschreibung und praktischen Umsetzung des Energiesatzes nach Carta als Anwendung an WEA muss geprüft werden, ob die Ergebnisse des Berechnungsmodells über den Energiesatz nach Carta plausibel sind. Dazu wird in diesem Abschnitt eine theoretische Betrachtung der Arbeit pro Periode bei vier verschiedenen, gleichmäßig über eine Periode verteilten Phasenversätzen zwischen Hinterkanten- und Schwingungsbewegung durchgeführt. Die theoretischen Vorhersagen werden anschließend mit den Ergebnissen aus den Berechnungen verglichen. Eine Validierung des Berechnungsmodells mit experimentellen Ergebnissen ist nicht möglich, da für ein vergleichbares Profil mit beweglicher Hinterkante bisher keine aeroelastischen Messungen bei einer Blattschwingung durchgeführt wurden.

In Abb. 5.4 ist der zeitliche Verlauf der Biegeschwingung eines WEA-Blattes (—), einer der Schwingung überlagerten Hinterkantenbewegung (—) und des aus der Hinterkantenbewegung resultierenden Auftriebsbeiwerts (----) für die vier verschiedenen Phasenversätze dargestellt. Der Auftriebsbeiwert ist als Abweichung vom Mittelwert des Auftriebsbeiwerts dargestellt, damit der Einfluss auf die Blattschwingung herausgestellt wird. Ist der aktuelle Auftriebsbeiwert größer als der Mittelwert, also in Abb. 5.4 positiv, wird das Blatt durch die Auftriebskraft nach oben gedrückt, da die Auftriebskraft durch den geringen Anstellwinkel von $\alpha = 2^\circ$, bei dem die folgenden Berechnungen durchgeführt werden, fast komplett senkrecht zur Profelsehne wirkt. Bei einem aktuellen Auftriebsbeiwert kleiner als dessen Mittelwert (also negativ in Abb. 5.4) wird das Blatt nach unten gedrückt.

In Abb. 5.4 sind im unteren Teil des Diagramms zusätzlich zu den Verläufen die Bewegungsrichtung des Blattes (\uparrow) als auch die Wirkrichtung des aus der Hinterkantenbewegung resultierenden Auftriebsbeiwerts (\uparrow), jeweils zum jeweiligen Viertel der Schwingpe-

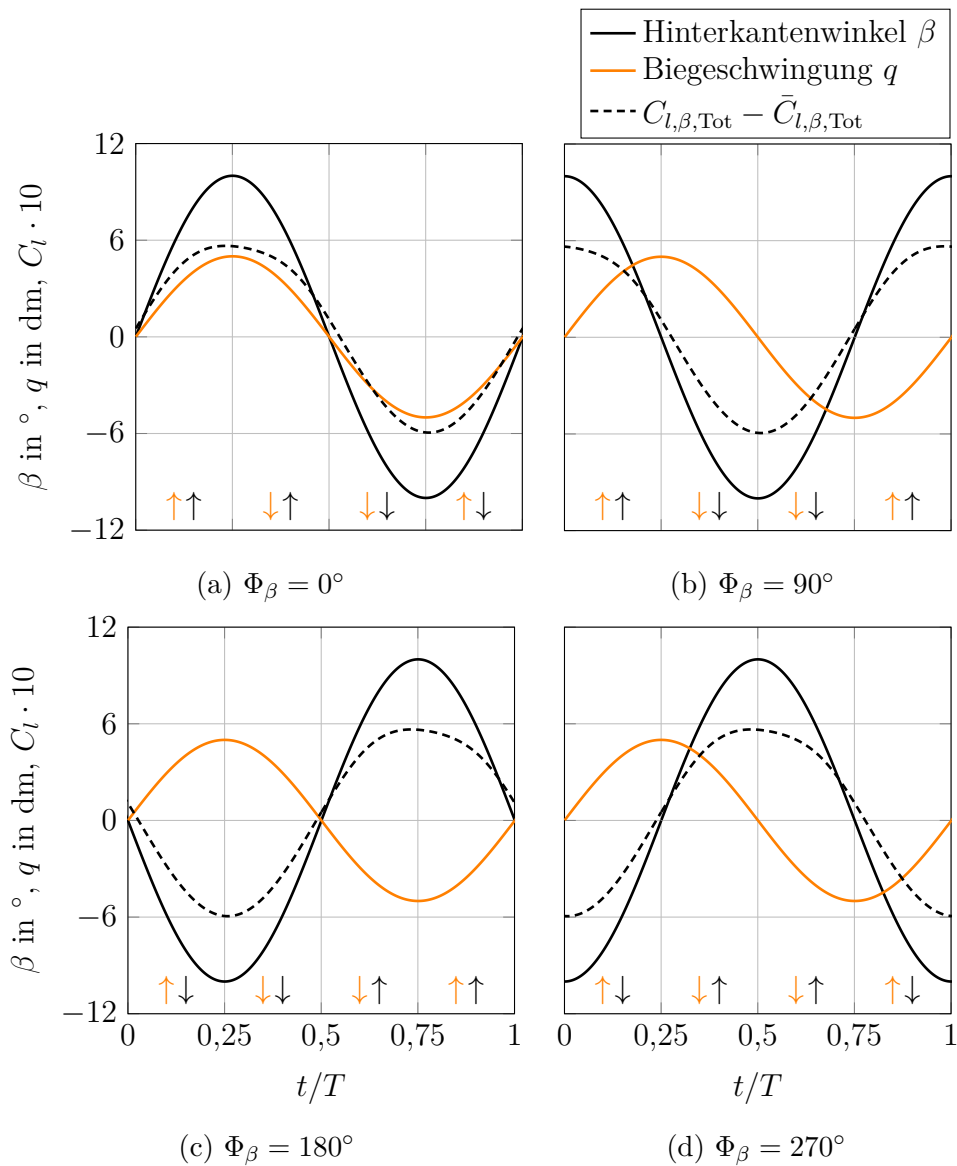


Abbildung 5.4: Theoretische Betrachtung der aerodynamischen Dämpfung einer Biegeschwingung in Schlagrichtung $q(t)$ durch eine überlagerte Hinterkantenbewegung $\beta(t)$ bei vier verschiedenen Phasenversätzen zwischen beiden Bewegungen Φ_β , $\hat{q} = 0,5 \text{ m}$, $\hat{\beta} = 10^\circ$, $k = 0,01$

riode, dargestellt. Sind beide Größen in die gleiche Richtung gerichtet (Blattbewegung hoch und Auftriebskraft wirkt nach oben bzw. Blattbewegung runter und Auftriebskraft wirkt nach unten), wird in dem Viertel die Schwingung angefacht. Bei entgegengesetzten Richtungen (Blattbewegung hoch und Auftriebskraft wirkt nach unten bzw. Blattbewegung runter und Auftriebskraft wirkt nach oben) wird die Blattschwingung gedämpft.

Bei einem Phasenversatz von $\Phi_\beta = 0^\circ$ (s. Abb. 5.4a), Blattschwingung und Hinterkante verlaufen also in Phase, wird das Blatt im ersten Viertel der Schwingungsperiode

während der Aufwärtsbewegung durch den Hinterkanteneinfluss zusätzlich nach oben gedrückt. Die Schwingung wird folglich angefacht. Im zweiten Viertel wird das Blatt durch den Einfluss der Hinterkante weiter nach oben gedrückt, die Blattschwingung befindet sich jedoch in der Abwärtsbewegung. Die Hinterkante dämpft die Schwingung also in diesem Viertel. In den folgenden beiden Vierteln erfolgt die entgegengesetzte Reihenfolge, so dass die Schwingung im dritten Viertel wieder angefacht und im vierten Viertel gedämpft wird. Über die komplette Periode erfolgt demnach weder eine Erhöhung oder Verringerung der Schwingungsamplitude. Die Arbeit pro Periode sollte nahe $w \approx 0$ J/m liegen.

Eilt die Hinterkante der Blattschwingung um eine Viertelperiode voraus ($\Phi_\beta = 90^\circ$, s. Abb. 5.4b), zeigen die Blattbewegung sowie das Vorzeichen des Auftriebsbeiwerts über alle Viertel der Periode in die gleiche Richtung. Die Arbeit pro Periode müsste also positiv sein und die Schwingung durch die Hinterkante angefacht werden. Bei einem Phasenversatz von $\Phi_\beta = 180^\circ$ (s. Abb. 5.4c), also einer entgegengesetzten Bewegung von Blattschwingung und Hinterkante, liegt ein ähnlicher Fall wie bei $\Phi_\beta = 0^\circ$ vor: Die Schwingung wird in zwei Vierteln durch die Hinterkantenbewegung angefacht und in zwei Vierteln gedämpft. Die Arbeit pro Periode sollte $w \approx 0$ J/m betragen. Eilt die Hinterkantenbewegung der Blattschwingung um $\varphi = 90^\circ$ nach, zeigen Blattbewegung und Auftriebsbeiwert während der gesamten Periode in entgegengesetzte Richtungen ($\Phi_\beta = 270^\circ$, s. Abb. 5.4d). Die Schwingung wird gedämpft, die Arbeit pro Periode sollte negativ sein.

Die Ergebnisse aus den Berechnungen über den Energiesatz nach Carta sind in Form des Druckbeiwerts auf der Profilloberfläche beispielhaft für einen Phasenversatz von $\Phi_\beta = 90^\circ$, also im theoretischen Fall einer Schwingungsanfachtung, in Abb. 5.5 zu vier verschiedenen, gleichmäßig verteilten Zeitpunkten der Schwingungsperiode dargestellt. Zur Veranschaulichung der Blattposition und Hinterkantenauslenkung wurde die aktuelle Profilgeometrie (leicht verkleinert) in den Diagrammen hinzugefügt.

Nach einem Viertel der Schwingungsperiode befindet sich das Blatt an der höchsten Auslenkungsposition (vgl. Abb. 5.5a). Die Hinterkante ist nicht ausgelenkt. Der Profildruckverlauf zeigt annähernd den Verlauf des zeitlich mittleren Profildrucks, also ohne Bewegung und Hinterkantenauslenkung. Die Bewegung wird zu diesem Zeitpunkt folglich weder gedämpft noch angefacht.

Während der Abwärtsbewegung, deren maximale Geschwindigkeit bei der Hälfte der Periode erreicht ist, wird die Hinterkante nach oben ausgelenkt (s. Abb. 5.5b). Die Druckverläufe auf Druck- und Saugseite kehren sich um: Auf der Druckseite ist der Druck über die gesamte Profillänge geringer als auf der Saugseite. Das Blatt wird durch die Druckdifferenz nach unten gedrückt und die Bewegung angefacht. Die Druckumkehr resultiert aus der Auslenkung der Hinterkante mit einer Profilkrümmung in Richtung Saugseite.

Ein Effekt durch die Profilbewegung auf den Druckverlauf ist durch den großen Einfluss der Hinterkantenauslenkung nicht eindeutig erkennbar. Bei der Profilbewegung kommt ein Relativgeschwindigkeitsanteil entgegengesetzt zur Profilbewegung hinzu. Bei der Abwärtsbewegung ist diese Relativgeschwindigkeit in positive y-Richtung gerichtet. Der Anstellwinkel ist größer als über das zeitliche Mittel der Profilbewegung. Die

5 Anpassung des Energiesatzes nach Carta auf WEA

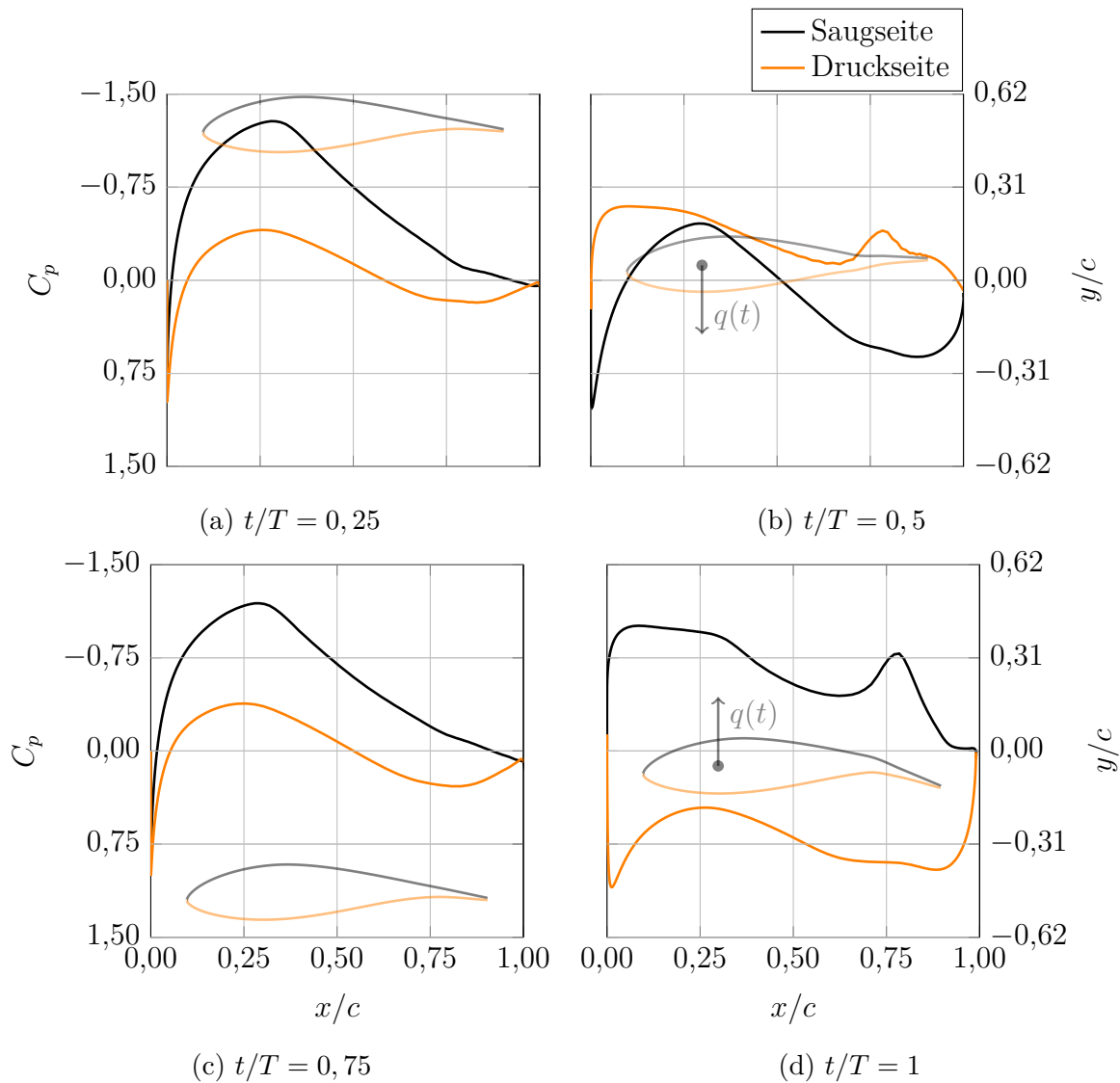


Abbildung 5.5: Profildruckverteilung und Profilposition sowie Hinterkantenauslenkung zu vier verschiedenen Zeitpunkten einer Schwingungsperiode, $\Phi_\beta = 90^\circ$, $\hat{q} = 0,5 \text{ m}$, $\hat{\beta} = 10^\circ$, $k = 0,01$

Strömungsumlenkung würde durch den höheren Anstellwinkel folglich steigen, was nach den Gl. (1.12) und (1.13) eine (im Profildruckverlauf durch den erwähnten dominanten Einfluss der Hinterkante nicht erkennbare) höhere Druckdifferenz zur Folge hätte.

An der untersten Position der Blattbewegung zum Zeitpunkt $t = 0,75 \cdot T$ (s. Abb. 5.5c) kommt die Blattbewegung kurz zum Stillstand und die Hinterkante ist nicht ausgelenkt. Beide Faktoren beeinflussen den Profildruckverlauf folglich nicht, so dass wie bei $t = 0,25 \cdot T$ nahezu der zeitlich mittlere Profildruckverlauf vorliegt. Die Blattbewegung bleibt unbeeinflusst von der Hinterkante.

Bei der folgenden Aufwärtsbewegung ($t = T$, Abb. 5.5d) wird die Hinterkante in Richtung Druckseite ausgelenkt. Die Differenz des Profildrucks zwischen Druck- und

Saugseite steigt durch die starke Profilkrümmung und daraus resultierende Strömungsumlenkung an. Durch die steigende Druckdifferenz wirkt eine nach oben gerichtete Kraft auf das Blatt, die die Profilbewegung anfacht. Auch zu diesem Zeitpunkt ist wie bei der Abwärtsbewegung der (entgegengesetzte) Einfluss der Blattbewegung auf den Profildruckverlauf nicht erkennbar.

Über die gesamte Periode wird, wie in der theoretischen Betrachtung vermutet, die Blattbewegung durch die Hinterkantenauslenkung angefacht. Die Strömung bringt Energie in die Blattbewegung ein, so dass die Arbeit pro Periode $W(\Phi_\beta = 90^\circ)$ positiv ist. Dies wird in Abb. 5.6, in der die Arbeit pro Periode für alle vier Phasenversätze dargestellt ist, bestätigt. Die theoretischen Überlegungen zu den weiteren drei Phasenversätzen werden ebenfalls bestätigt: Bei $\Phi_\beta = 0^\circ$ und $\Phi_\beta = 180^\circ$ bleibt die Blattbewegung nahezu unbeeinflusst von der Hinterkantenauslenkung, die Arbeit beträgt jeweils $w \approx 0$ J/m. Eilt die Hinterkante der Blattauslenkung um 90° nach ($\Phi_\beta = 270^\circ$), ergibt sich eine negative Arbeit über eine Periode und die Blattbewegung wird gedämpft. Demzufolge liefert das Berechnungsmodell plausible Ergebnisse.

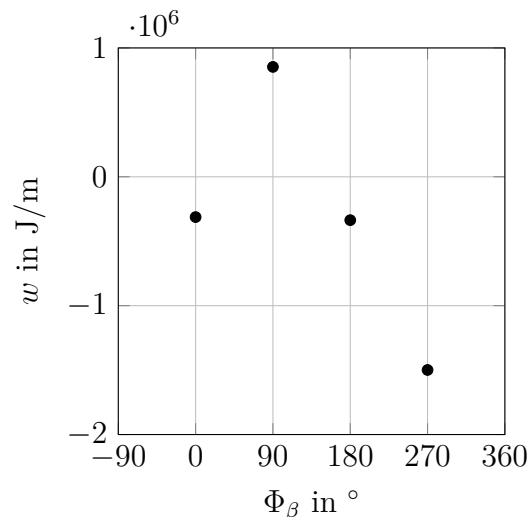


Abbildung 5.6: Arbeit pro Periode w aufgetragen über den Phasenversatz Φ_β ,
 $\hat{q} = 0,5$ m, $\hat{\beta} = 10^\circ$, $k = 0,05$

6 Aeroelastische Entlastung von WEA mithilfe aktiv bewegter Hinterkanten

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse aus den Berechnungen der aerodynamischen Arbeit nach Carta und aus der Gesamtanlagensimulation *FAST* mit implementiertem instationärem Aerodynamikmodell vorgestellt. Dazu zählt auch eine Verifizierung der Ergebnisse aus der Gesamtanlagensimulation mit den Ergebnissen aus der höherwertigen Methode nach Carta. Die aeroelastische Be-/Entlastung der Blattbewegung durch die Hinterkante wird bei verschiedenen Konfigurationen untersucht und Besonderheiten analysiert. Abschließend werden die Grenzen beider Modelle aufgezeigt und die Anwendbarkeit der Modelle kritisch hinterfragt.

Die untersuchten Konfigurationen sind in Tab. 6.1 aufgelistet. Die Ergebnisse aus dem Energiesatz nach Carta basieren auf den bereits in Abschn. 3.1 und 5.2 vorgestellten CFD-Simulationen. Die Profildbewegung wird folglich als Starrkörperbewegung und die Hinterkantenbewegung über verformbare Rechnetze vorgegeben.

Die Gesamtanlagensimulationen in *FAST* werden mit den in Abschn. 4.3 beschriebenen Randbedingungen durchgeführt. Für eine Vergleichbarkeit der Ergebnisse aus *FAST* mit den Ergebnissen aus dem Energiesatz nach Carta wäre eine definierte Vorgabe der Biegeschwigung in *FAST* von Vorteil. In *FAST* besteht jedoch keine Möglichkeit, eine Starrkörperbewegung vorzugeben. Daher wird die Blattbewegung über ein schwankendes Windfeld realisiert. Dies ist wiederum vorteilhaft, da das schwankende Windfeld die in Abschn. 2.4 beschriebene Windböe repräsentiert.

Tabelle 6.1: Untersuchte Konfigurationen der Berechnungen zur Lastreduktion, einmal nach dem Energiesatz nach Carta und einmal mit der Gesamtanlagensimulation *FAST* inkl. instationärem Aerodynamikmodell

	Carta	<i>FAST</i>
Amplitude Blattschwungung \hat{q}	0,1 m; 0,5 m	0,5 m
Amplitude Hinterkantenbewegung $\hat{\beta}$	2, 5°; 10°	2, 5°; 5°; 10°
Reduzierte Frequenz k	0,005; 0,01; 0,05	0,05
Phasenversatz zwischen Hinterkante und Blattbewegung Φ_β	0°; 90°; 180°; 270°	diverse

6.1 Bewertung der aeroelastischen Entlastung durch den Energiesatz nach Carta

Die Amplitude der Schwankung der Windgeschwindigkeit wird zu $\hat{v} = 3,2 \text{ m/s}$ um den Auslegungspunkt $v_{\text{Nenn}} = 11,4 \text{ m/s}$ vorgegeben, woraus eine Blattschwingung mit einer Amplitude im äußersten Blattbereich von $\hat{q} \approx 0,5 \text{ m}$ resultiert. Um den Einfluss der Hinterkantenbewegung auf die Blattschwingung möglichst separiert und vergleichbar mit den Ergebnissen aus dem Energiesatz analysieren zu können, wird nur die erste Blattschwingung für die modale Berechnung in *FAST* freigegeben und Effekte durch Gravitation, Windscherung, Blattspitzen- und Nabenverluste, den Turmdurchlauf und die Regler ausgeschaltet.

Bei der Auswertung der Ergebnisse wird besonderes Augenmerk auf die Kombination aus Blattschwingamplitude $\hat{q} = 0,5 \text{ m}$ und reduzierter Frequenz $k = 0,05$ gelegt. Diese reduzierte Frequenz entspricht einer dimensionsbehafteten Frequenz von $f \approx 1,3 \text{ Hz}$. In Kombination mit der gewählten Amplitude der Schwankung der Windgeschwindigkeit von $\hat{v} = 3,2 \text{ m/s}$ ergibt sich eine Änderung der Windgeschwindigkeit von $\dot{u}_0 = 16,64 \text{ m/s/s}$, die leicht über dem in Abschn. 2.4 beschriebenen Bereich einer Schwankung der Windgeschwindigkeit durch eine Windböe liegt. Durch eine Änderung der Windgeschwindigkeit in diesem Größenbereich ergeben sich also ähnliche Bedingungen wie bei einer maximal auftretenden Windböe, deren Einfluss auf die Lastreduzierung in Kombination mit der Hinterkantenbewegung untersucht werden soll. Hier sei noch einmal relativierend erwähnt, dass diese Windböe mit einem Sicherheitsfaktor und damit größer als in der IEC61400-1 (2019) beschrieben definiert wird.

6.1 Bewertung der aeroelastischen Entlastung durch den Energiesatz nach Carta

Die Ergebnisse zur Bewertung der aeroelastischen Entlastung durch den Energiesatz nach Carta sind anhand der Arbeit pro Periode w in Abhängigkeit vom Phasenversatz zwischen Hinterkantenbewegung und Blattschwingung Φ_β für alle Konfigurationen in Abb. 6.1 dargestellt. Für alle Konfigurationen werden die theoretischen Überlegungen aus Abschn. 5.1 wie auch im Rahmen der Funktionsprüfung aus Abschn. 5.3 bestätigt.

Bei den Phasenversätzen $\Phi_\beta = 0^\circ$ und $\Phi_\beta = 180^\circ$, bei denen die Hinterkantenbewegung gemäß der theoretischen Überlegungen keinen Einfluss auf die aeroelastische Entlastung haben sollte, tendiert die Arbeit pro Periode in negative, also dämpfende Richtung. Dies kann durch die bereits in Abschn. 5.2 kurz beschriebene dämpfende Wirkung der Biegeschwingung selbst erklärt werden. Bei einer Abwärtsbewegung des Profils steigt die Relativgeschwindigkeit

$$v_{q,\text{Rel}} = v_q + v_{\text{Rel}} \quad (6.1)$$

normal zur Sehne, dargestellt in Abb. 6.2. Dies führt zu einem steigenden Anstellwinkel $\alpha_{q,\text{Rel}}$ und folglich auch zu einem steigenden Auftriebsbeiwert. Das Profil erfährt folglich bei einer Abwärtsbewegung eine im Vergleich zum Mittelwert über eine Periode nach oben, also der Profilbewegung entgegen gerichtete Kraft. Bei einer Aufwärtsbewegung tritt der gegenteilige Fall ein. Die Relativgeschwindigkeit normal zur Sehne sinkt, wodurch der Anstellwinkel und der Auftriebsbeiwert sinken. Die resultierende Kraft wirkt

6 Aeroelastische Entlastung von WEA mithilfe aktiv bewegter Hinterkanten

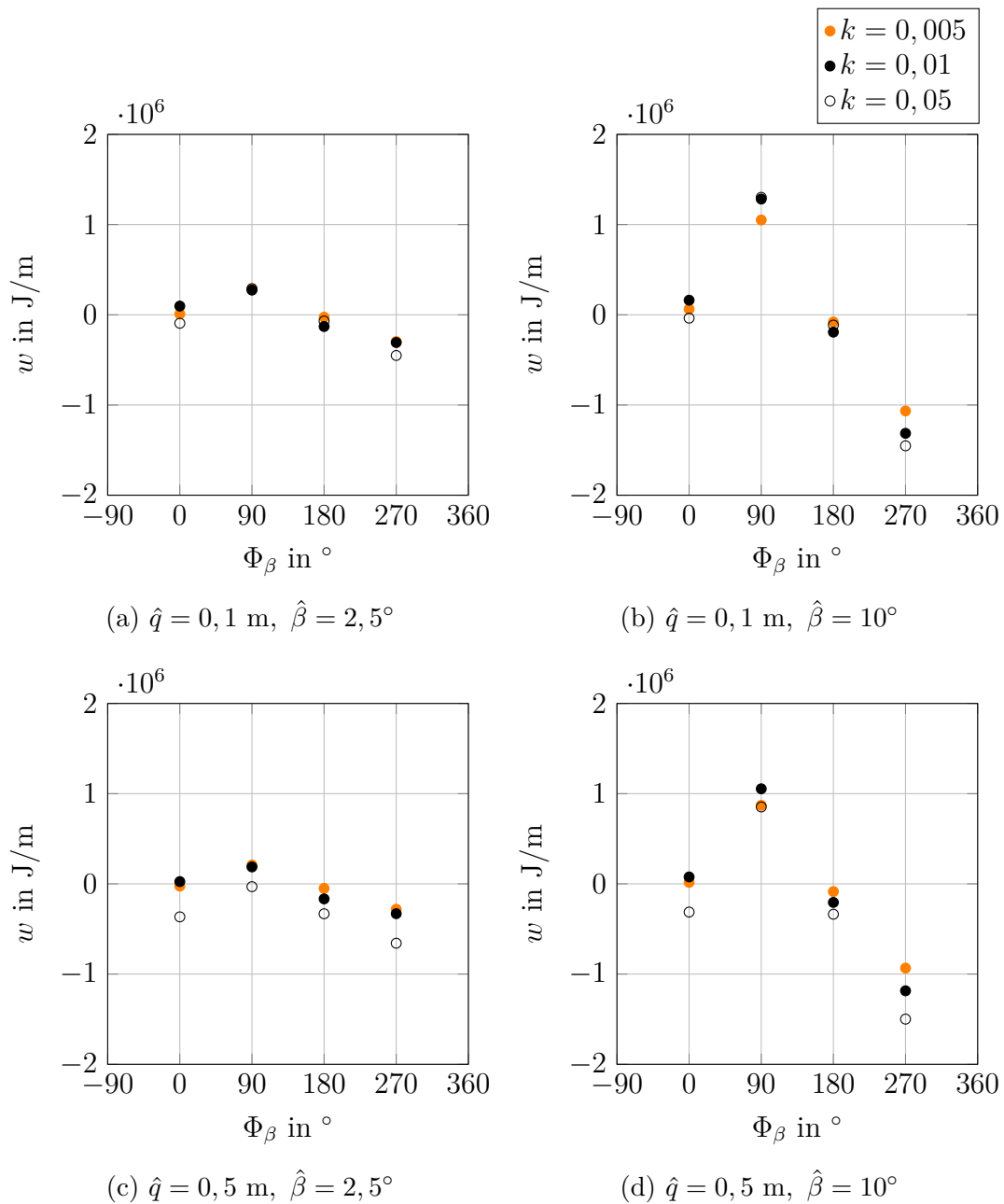


Abbildung 6.1: Arbeit pro Periode w berechnet über den Energiesatz nach Car-ta aufgetragen über den Phasenversatz Φ_β für alle untersuchten Konfigurationen

im Vergleich zum Periodenmittel nach unten und somit wieder der Profilmovement entgegen.

Besonders auffällig wird diese Verschiebung in Richtung negativer Arbeit bei den Konfigurationen $\hat{q} = 0,5 \text{ m}$, $\hat{\beta} = 2,5^\circ$ (s. Abb. 6.1c) und $\hat{q} = 0,5 \text{ m}$, $\hat{\beta} = 10^\circ$ (s. Abb. 6.1d), jeweils bei einer reduzierten Frequenz von $k = 0,05$. Durch die hohe Geschwindigkeit der Hinterkantenbewegung scheint die Hinterkante den stabilisierenden Einfluss der Blattbe-

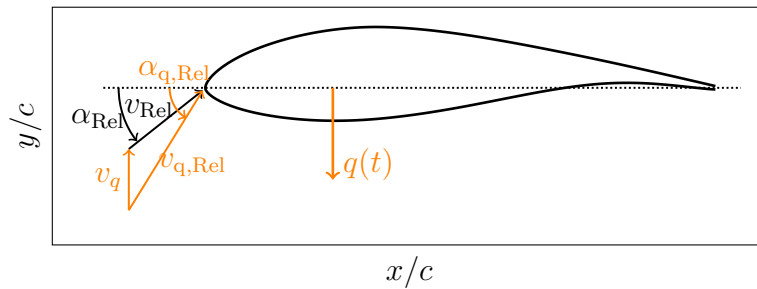


Abbildung 6.2: Veränderung der Relativgeschwindigkeit $v_{q,\text{Rel}}$ und des Anstellwinkels $\alpha_{q,\text{Rel}}$ an einem in Schlagrichtung schwingenden WEA-Profil

wegung zu verstärken. Die Arbeit pro Periode ist bei allen Phasenversätzen im Vergleich zu den beiden niedrigeren reduzierten Frequenzen in negative Richtung verschoben. Der Grund für diese Verschiebung kann nicht abschließend geklärt werden.

Aus den Diagrammen in Abb. 6.1 kann entnommen werden, dass der Betrag der Arbeit im destabilisierenden ($\Phi_\beta = 90^\circ$) und stabilisierenden Fall ($\Phi_\beta = 270^\circ$) mit steigender Hinterkantenamplitude annähernd proportional steigt. Durch die größere Hinterkanten- auslenkung steigt deren Einfluss auf den Profildruckverlauf und folglich die Kraft, die auf das Profil wirkt. Dadurch steigt der Einfluss der Hinterkantenbewegung auf die aeroelastische Entlastung, repräsentiert durch die Arbeit pro Periode.

Ein eindeutiger Einfluss sowohl der Amplitude der Profilschwingung als auch der reduzierenden Frequenz auf die Arbeit pro Periode ist nicht feststellbar. Beim Vergleich der Ergebnisse bei den reduzierten Frequenzen $k = 0,005$ und $k = 0,01$ lässt sich bei 14 der 16 Konfigurationen ein steigender Betrag der Arbeit bei steigender reduzierter Frequenz erkennen. Erklärbar wäre dieser Trend durch die höhere Profilschwindigkeit und damit höhere Energie der Bewegung (vgl. Gl. (5.20)). Die Ergebnisse bei einer reduzierten Frequenz von $k = 0,05$ bestätigen diesen Trend durch die Verschiebung der Arbeit in negative Richtung bei dieser reduzierten Frequenz jedoch nicht.

6.2 Bewertung der aeroelastischen Entlastung durch FAST

Nach der Vorstellung der Ergebnisse aus den Berechnungen über den Energiesatz nach Carta folgt in diesem Abschnitt die Vorstellung der mit *FAST* generierten Ergebnisse. Dabei wird aus den anfangs genannten Gründen die Kombination aus der Blattschwingamplitude $\hat{q} = 0,5$ m und der reduzierten Frequenz $k = 0,05$ simuliert. Die Amplitude von $\hat{q} = 0,5$ m wird in *FAST* über ein harmonisch variierendes Einströmwindfeld realisiert. Der Verlauf der axialen Windgeschwindigkeit v ist in Abb. 6.3a dargestellt. Die Änderung der Windgeschwindigkeit mit einer Amplitude von $\hat{v} = 3,2$ m/s resultiert im äußeren Blattbereich ($r/R \approx 95\%$) in einer Amplitude des Anstellwinkels von etwa $\hat{\alpha} \approx 2,5^\circ$ (s. Abb. 6.3b). Der zeitliche Verlauf des Auftriebsbeiwerts, der sich durch die

6 Aeroelastische Entlastung von WEA mithilfe aktiv bewegter Hinterkanten

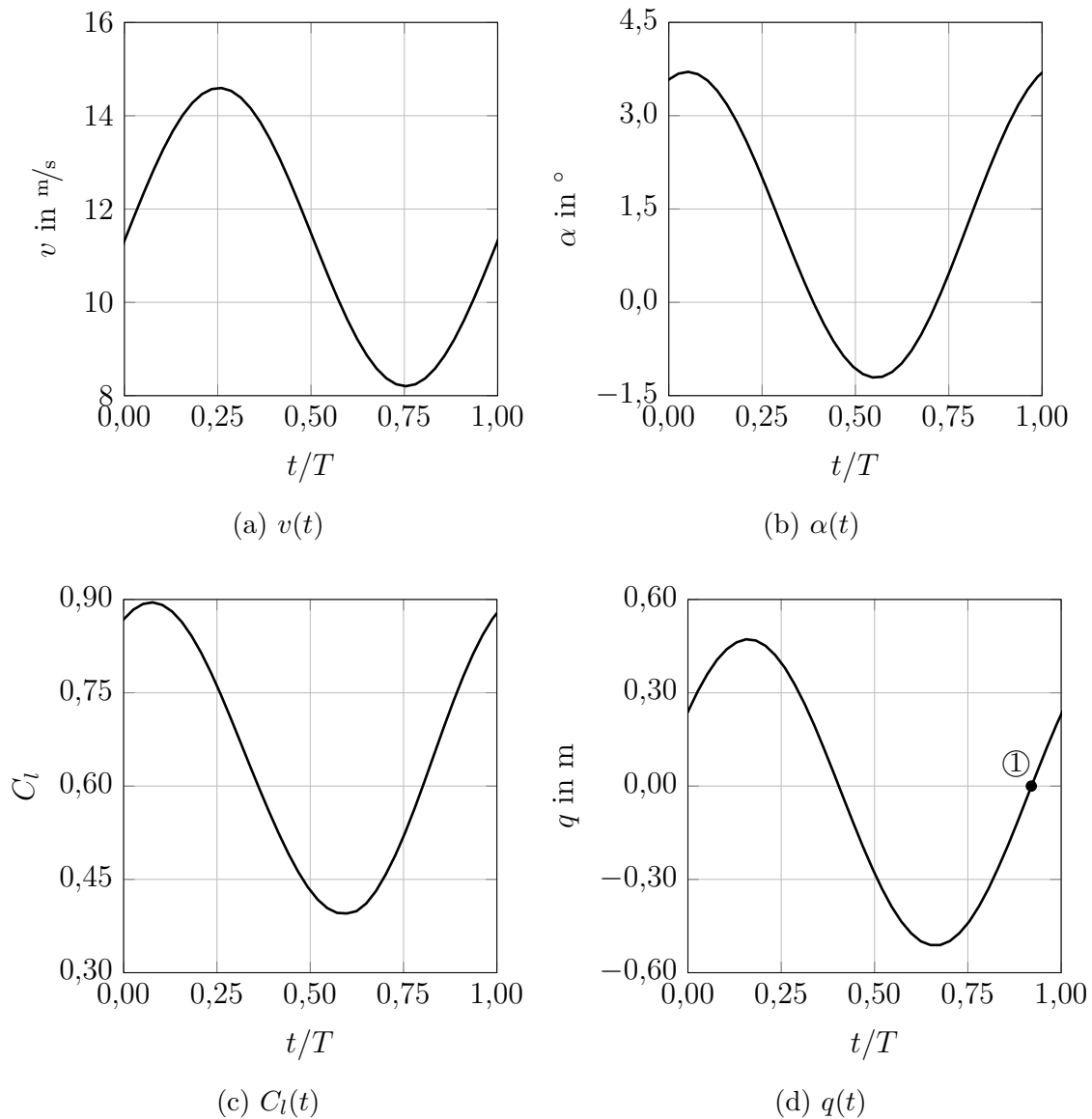


Abbildung 6.3: Zeitlicher Verlauf der Windgeschwindigkeit v und des daraus resultierenden Anstellwinkels α , Auftriebsbeiwerts C_l sowie Profilauslenkung q bei einer Amplitude der Windgeschwindigkeit $\hat{v} = 3,2 \text{ m/s}$, einer reduzierten Frequenz $k = 0,05$ und einer relativen radialen Position von $r/R \approx 98\%$

Änderung des Anstellwinkels einstellt, ist in Abb. 6.3c dargestellt. Der Auftriebsbeiwert erreicht eine Amplitude von ca. $\hat{C}_l \approx 0,65$. In Abb. 6.3d ist der resultierende zeitliche Verlauf der Blattspitzenauslenkung $q(t)$ mit der Amplitude von etwa $\hat{q} \approx 0,5 \text{ m}$ aufgetragen.

In den vier Diagrammen in Abb. 6.3 ist ein Phasenversatz zwischen den einzelnen Größen zu erkennen. Der Phasenversatz zwischen Änderung der Windgeschwindigkeit und Anstellwinkel stellt sich in dem betrachteten Fall durch die Überlagerung der Blatt-

auslenkung mit der Änderung der Windgeschwindigkeit ein. Die im vorherigen Abschnitt beschriebenen Einflüsse der Blattschwingung auf den Anstellwinkel bewirken ein Vorauseilen des Anstellwinkels vor der Windgeschwindigkeit um ca. 80° . Bei vollständiger Dämpfung der Blattschwingung wären Windgeschwindigkeit und Anstellwinkel in Phase.

Durch das in *FAST* verwendete *Dynamic Stall* Modell stellt sich ein Phasenversatz am betrachteten Blattschnitt zwischen Anstellwinkel und Auftriebsbeiwert ein. Die zugrunde liegenden physikalischen Phänomene entsprechen im nicht-abgelösten Zustand denen des Phasenversatzes zwischen Änderung der Hinterkante und Auftriebsbeiwert. Die Trägheit der Struktur bewirkt im letzten Schritt einen Phasenversatz zwischen der Kraft, die über die Blattlänge verteilt auf das Blatt wirkt (repräsentiert u.a. über den Auftriebsbeiwert), und der Auslenkung an der Blattspitze. Die Summe und gegenseitige Beeinflussung dieser Phasenversätze spiegelt die Komplexität bei der Regelung einer flexiblen Hinterkante zur Lastreduktion an WEA-Blättern wider.

Vergleich mit dem Energiesatz nach Carta Da in *FAST* keine definierte Schwingung des Blattes vorgegeben werden kann, sondern die Schwingung nur z.B. durch ein variierendes Windfeld erzeugt werden kann, kann während der Simulation der Hinterkantenbewegung kein definierter, konstanter Phasenversatz zwischen Hinterkantenbewegung und Blattschwingung, wie er in den Berechnungen nach Carta vorgegeben wurde, eingestellt werden. Eine Bewegung der Hinterkante beeinflusst die Kraftverteilung auf dem Blatt und folglich auch die Berechnung der Blattauslenkung in *FAST*.

Um trotzdem einen Vergleich mit und eine Verifizierung des implementierten Modells über die Ergebnisse nach Carta aus Abschn. 6.1 durchführen zu können, wird eine Referenzsimulation mit schwankendem Windfeld, jedoch ohne Hinterkantenbewegung, durchgeführt. Das Windfeld ist dabei identisch zu dem aus den Simulationen mit bewegter Hinterkante. Durch die Referenzsimulation ergibt sich eine Referenzbewegung des Blattes, resultierend aus dem schwankenden Windfeld. Diese Richtung der Referenzbewegung wird für die Berechnung der Arbeit pro Periode verwendet (s.u.). Als eindeutiger Startpunkt der Hinterkantenbewegung mit definiertem Phasenversatz wird der Zeitpunkt gewählt, zu dem die Sinuskurve der Blattschwingung in der Referenzsimulation bei positiver Steigung die Nullposition durchläuft (s. Abb. 6.3d, ①). Dieser Zeitpunkt wird aus Gründen der Anschaulichkeit gewählt, hätte in Betracht auf die Modellierung und Vergleichbarkeit aber auch zu einem beliebigen anderen Zeitpunkt gewählt werden können.

In *FAST* wird nicht unmittelbar eine Arbeit pro Schwingungsperiode berechnet, wie sie durch den Energiesatz berechnet wird. Daher muss solch eine Größe durch ein ähnliches Vorgehen wie beim Energiesatz berechnet werden. Da die Berechnung der Kraft an einem Profilschnitt während einer BEM-Berechnung in *FAST* eindimensional erfolgt, also pro Profilschnitt ein Wert für die Kraft normal und ein Wert für die Kraft tangential zur Profelsehne berechnet wird, ist keine detaillierte Berechnung der gerichteten Profildruckverteilung über die Profiloberfläche möglich, wie es bei der Berechnung der Arbeit nach Carta in Abschn. 6.1 erfolgt. Jedoch kann die Kraft aus Gl. (5.20) im betrachteten Fall vereinfacht durch die Normalkraft F_N am Profil angenommen werden. Der Verdrehwinkel zwischen Sehne des Profils und Rotorebene beträgt im betrachteten äußeren

Blattbereich durchgehend weniger als 3° . Die Sehne verläuft folglich im äußeren Blattbereich nahezu parallel zur Rotationsebene, so dass die Normalkraft am betrachteten Profil annähernd in Richtung der Blattauslenkung gerichtet ist.

Zur Berechnung der Arbeit pro Periode wird die Normalkraft zu jedem berechneten Zeitpunkt der Blattschwingung mit der Bewegungsrichtung der Blattschwingung aus der Referenzsimulation multipliziert. Normalkraft und Bewegungsrichtung sind beide positiv in Richtung Saugseite definiert. Haben beide Größen das gleiche Vorzeichen, regt die Normalkraft die Blattschwingung an. Bei unterschiedlichen Vorzeichen zeigt die Kraft in entgegengesetzte Richtung zur Bewegung und dämpft diese. Die Summe des Produkts aus Normalkraft und Schwingungsrichtung über eine Schwingungsperiode ergibt vereinfacht nach Gl. (5.20) die Arbeit pro Schwingungsperiode.

Es ergeben sich also zwei Unterschiede zur Berechnung der Arbeit nach Carta über die CFD-Simulationen aus Abschn. 6.1: Erstens wird in der Gesamtanlagensimulation keine Profildruckverteilung berechnet, wodurch keine lokalen Einflüsse wie einsetzende Strömungsablösung und der Normalenvektor der Profiloberfläche berücksichtigt werden können. Zweitens wird die Blattbewegung nicht vorgegeben, sondern über eine Referenzsimulation definiert, aus der auch der Eigenvektor der Blattbewegung berechnet wird. Die Blattbewegung wird jedoch durch die bewegte Hinterkante beeinflusst und entspricht daher bei den Simulationen mit Hinterkantenbewegung nicht mehr der Referenzsimulation. Da diese Abweichungen nicht systematisch definierbar sind, kann der daraus entstehende Fehler nicht korrigiert werden. Der Grundgedanke bei der Berechnung der Arbeit pro Periode, dass der Einfluss der resultierenden Kraft aus Einströmung und Hinterkantenbewegung auf die ursprüngliche Blattbewegung (also die Referenzbewegung) bewertet wird, bleibt aber weiter bestehen.

In Abb. 6.4 ist die über *FAST* und die über den Energiesatz nach Carta berechnete Arbeit über den Phasenversatz zwischen Hinterkantenbewegung und Blattschwingung einmal für eine Hinterkantenamplitude $\hat{\beta} = 2,5^\circ$ und einmal für $\hat{\beta} = 10^\circ$ dargestellt. Bei einer Hinterkantenamplitude von $\hat{\beta} = 2,5^\circ$ ist ein nahezu konstanter Abstand zwischen den Ergebnissen aus *FAST* und Carta zu beobachten (s. Abb. 6.4a). Die Verschiebung der Arbeit bei den Ergebnissen nach Carta in negative Richtung wurde bereits in Abschn. 6.1 beobachtet. Diese Verschiebung findet bei den Ergebnissen aus *FAST* vermutlich nicht statt, da die Hinterkantenbewegung die Blattauslenkung und damit zu manchen Zeitpunkten auch die Schwingungsrichtung beeinflusst. Dies ist vor allem im Bereich von einem Phasenversatz $\Phi_\beta \approx 270^\circ$ zu erkennen. In diesem Bereich hat die Hinterkantenbewegung den größten dämpfenden Einfluss, wodurch der größte Einfluss auf die Blattbewegung entsteht. Dementsprechend liegt in diesem Bereich auch die vor allem qualitativ (sinkende Arbeit bei Carta, steigende Arbeit bei *FAST*) größte Differenz zwischen *FAST* und Carta vor.

Ähnliche Beobachtungen können auch bei einer Hinterkantenamplitude von $\hat{\beta} = 10^\circ$ in Abb. 6.4b gemacht werden. Bei $\Phi_\beta = 0^\circ$ ist der Abstand zwischen der über *FAST* und Carta berechneten Arbeit mit $\Delta w \approx 520.000 \text{ J/m}$ etwa so groß wie bei einer Hinterkantenamplitude von $\hat{\beta} = 2,5^\circ$. Bei $\Phi_\beta = 270^\circ$ steigt die über *FAST* berechnete Arbeit bereits wieder und liegt deutlich höher als die über Carta berechnete Arbeit, die bei diesem Phasenversatz im minimalen Bereich ist. Die Erklärungen dazu sind identisch

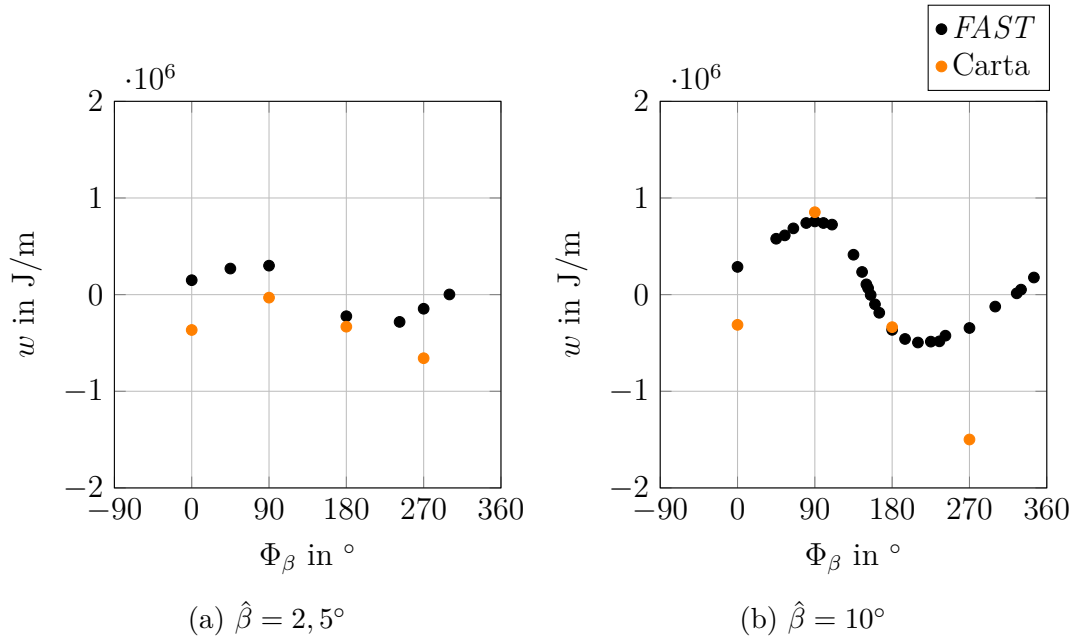


Abbildung 6.4: Arbeit pro Periode w berechnet über den Energiesatz nach Carta und über *FAST* aufgetragen über den Phasenversatz Φ_β für $\hat{q} = 0,5 \text{ m}$, $k = 0,05$ und zwei verschiedene Amplituden der Hinterkantenauslenkung

zu den Erklärungen bei einer Hinterkantenamplitude von $\hat{\beta} = 2,5^\circ$. Jedoch liegen im Vergleich zu den Ergebnissen bei $\hat{\beta} = 2,5^\circ$ die quantitativen Ergebnisse bei der größeren Hinterkantenamplitude für die Phasenversätze $\Phi_\beta = 90^\circ$ und $\Phi_\beta = 180^\circ$ deutlich näher beieinander.

Abschließend kann festgestellt werden, dass die Ergebnisse aus *FAST* ähnliche Verläufe wie die Ergebnisse aus dem Energiesatz nach Carta aufweisen. Abweichungen können anhand der nicht ganz vergleichbaren Randbedingungen (Hinterkante beeinflusst in *FAST* die Blattauslenkung, dies ist bei den Berechnungen nach Carta nicht der Fall) begründet werden. Grundlegend können die Ergebnisse aus *FAST* somit über die Ergebnisse nach Carta verifiziert werden.

Aeroelastische Analyse in *FAST* Nachdem die aeroelastischen Ergebnisse aus *FAST* mit bewegter Hinterkante inkl. dynamischer Effekte grundlegend verifiziert wurden, können nun die Ergebnisse aus diesen aeroelastischen Berechnungen genauer analysiert werden. Dabei werden zuerst Simulationen mit geringer Hinterkantenauslenkung analysiert ($\hat{\beta} = 2,5^\circ$), bei denen der aerodynamische Einfluss der Hinterkantenbewegung geringer ist als der aerodynamische Einfluss des variierenden Windfelds. Als zweites wird die maximale Hinterkantenauslenkung von $\hat{\beta} = 10^\circ$ analysiert. Bei dieser Hinterkantenauslenkung ist der aerodynamische Einfluss der Hinterkantenbewegung größer als der der variierenden Einströmung. Im letzten Fall wird eine Hinterkantenauslenkung gewählt, die den aerodynamischen Einfluss der variierenden Einströmung annähernd neutralisiert.

Diese drei Varianten werden unter anderem gewählt, um den Einfluss der Hinterkantenbewegung auf die Phase der Blattschwingung zu verdeutlichen.

In Abb. 6.5 ist der Einfluss der Hinterkantenauslenkung bei einer Amplitude von $\hat{\beta} = 2,5^\circ$ für vier verschiedene Phasenversätze zwischen Hinterkanten- $\beta(t)$ und ursprünglicher Blattbewegung $q_0(t)$ dargestellt. Die größten Einflüsse auf die Blattbewegung durch die Hinterkante sind zu beobachten, wenn beide Bewegungen in Phase ($\Phi_\beta = 0^\circ$, Abb. 6.5a) und wenn beide Bewegungen gegenläufig ($\Phi_\beta = 180^\circ$, Abb. 6.5c) verlaufen. Im ersten Fall von $\Phi_\beta = 0^\circ$ wird die Amplitude der resultierenden Blattbewegung $q_\beta(t)$ durch den betragsmäßig größeren Auftrieb, der durch die zusätzliche Krümmung der Hinterkante erzeugt wird, um ca. 35% vergrößert. Im zweiten Fall der gegenläufigen Bewegung wirkt der durch die Hinterkante erzeugte Auftrieb dem aus der variierenden Einströmung resultierenden Auftrieb entgegen. Dadurch wird die Amplitude der Blattbewegung annähernd halbiert.

Eilt die Hinterkantenbewegung der ursprünglichen Blattbewegung um $\Phi_\beta = 90^\circ$ voraus (s. Abb. 6.5b), ergibt sich eine leichte Verringerung der Blattamplitude von ca. 20%, gekoppelt mit einer leicht negativen Phasenverschiebung der Blattschwingung in Richtung Phase der Hinterkantenbewegung. Eilt die Hinterkantenbewegung der ursprünglichen Blattbewegung um 90° hinterher ($\Phi_\beta = 270^\circ$, Abb. 6.5d), tritt der entgegengesetzte Fall ein: Die Blattschwingung wird um ca. 30% angefacht und die Phasenverschiebung der Blattbewegung wird positiv, wieder in Richtung der Phase der Hinterkante.

Die aus Abb. 6.5 abgeleiteten Beobachtungen unterscheiden sich zu denen aus der Analyse der Arbeit pro Schwingungsperiode (vgl. Abb. 6.4). Der Grund dafür ist, dass über Abb. 6.5 ein anderer dämpfender bzw. anfachender Mechanismus der Blattbewegung ausgewertet wird als bei den Berechnungen zur Arbeit pro Schwingungsperiode. Bei der Auswertung der Arbeit pro Schwingungsperiode wird die Lastreduzierung und -anfachtung über den Eigenvektor der Referenzbewegung berechnet. Zeigt die resultierende Kraft aus Einströmung und Windfeld (die in der Gesamtanlagensimulation zusätzlich durch die Blattbewegung beeinflusst wird) in Richtung der Referenzbewegung, wird die Bewegung angefacht. Zeigt die resultierende Kraft in die entgegengesetzte Richtung der Referenzbewegung, wird die Bewegung gedämpft.

Bei der Auswertung der in Abb. 6.5 dargestellten Daten wird die resultierende Blattbewegung durch die resultierende Kraft am Blatt, im äußeren Blattbereich überwiegend charakterisiert durch den Auftriebsbeiwert, beeinflusst. Der resultierende Auftriebsbeiwert ergibt sich aus der Summe der aus der Einströmung, der Blattbewegung und der Hinterkantenbewegung resultierenden Auftriebsbeiwerte. Ergibt sich dieser Wert beispielsweise zu Null, wird das Blatt nicht ausgelenkt und die Bewegung wird folglich komplett gedämpft. In den betrachteten Konfigurationen liegt dieses Ergebnis im Bereich eines Phasenversatzes von $\Phi_\beta \approx 180^\circ$, Abb. 6.5c. Bei der Auswertung der Arbeit pro Periode würde sich ein neutraler Fall einstellen: Die Bewegung würde weder angefacht noch gedämpft werden, da keine Kraft in oder entgegen der Blattbewegung wirkt. Ergibt sich eine resultierende Kraft, die ungleich Null ist, definiert diese in der Gesamtanlagensimulation die Blattbewegung. Die Amplitude der resultierenden Kraft ist proportional zur Blattauslenkung, die Phase der resultierenden Kraft gibt die Phase der Blattbewegung vor. Ist die resultierende Kraft also größer als im Referenzfall, wird die

6.2 Bewertung der aeroelastischen Entlastung durch FAST

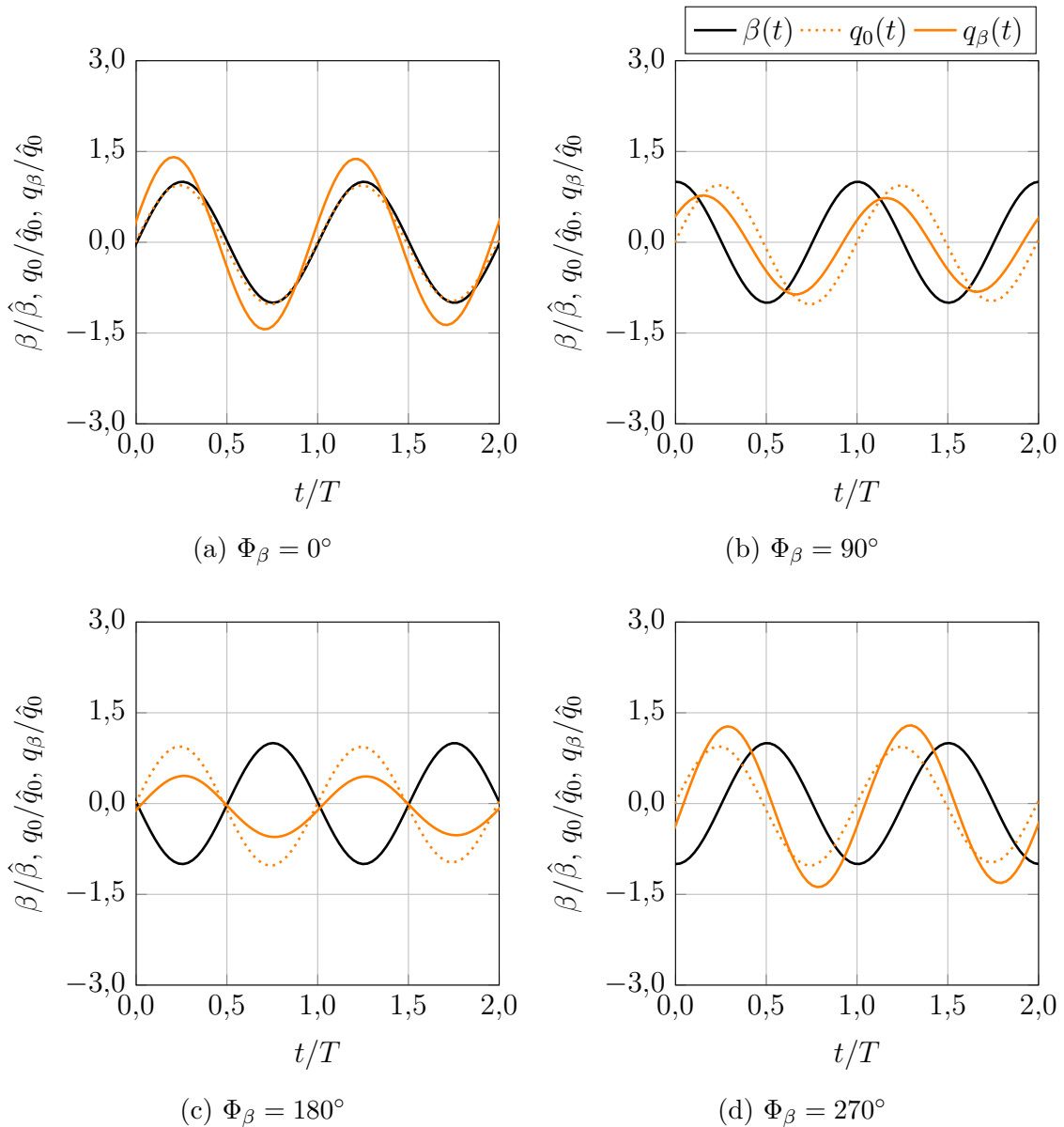


Abbildung 6.5: Zeitlicher Verlauf der Hinterkantenauslenkung β , der Blattauslenkung ohne Hinterkanteneinfluss q_0 sowie der Blattauslenkung mit überlagerter Hinterkantebewegung q_β bei einer Amplitude der Windgeschwindigkeit $\hat{v} = 3,2 \text{ m/s}$, einer reduzierten Frequenz $k = 0,05$, einer Hinterkantenamplitude $\hat{\beta} = 2,5^\circ$ und vier verschiedenen Phasenversätzen Φ_β

Bewegung in dieser Art der Auswertung angefacht, ergibt sich eine geringere resultierende Kraft als im Referenzfall, wird die Bewegung gedämpft. Bei der Analyse der Arbeit pro Periode ist die Amplitude der Kraft hingegen weniger wichtig als der Phasenversatz zwischen resultierender Kraft und Referenzbewegung

Den größten Einfluss auf die Blattbewegung hat die größte Hinterkantenauslenkung

6 Aeroelastische Entlastung von WEA mithilfe aktiv bewegter Hinterkanten

mit einer Amplitude von $\hat{\beta} = 10^\circ$. Die Verläufe der ursprünglichen Blattbewegung $q_0(t)$, des Hinterkantenwinkels $\beta(t)$ und der resultierenden Hinterkantenauslenkung $q_\beta(t)$ sind für vier verschiedene Phasenversätze Φ_β in Abb. 6.6 dargestellt. Bewegen sich die ursprüngliche Blattbewegung und die Hinterkantenbewegung in Phase ($\Phi_\beta = 0^\circ$, Abb.

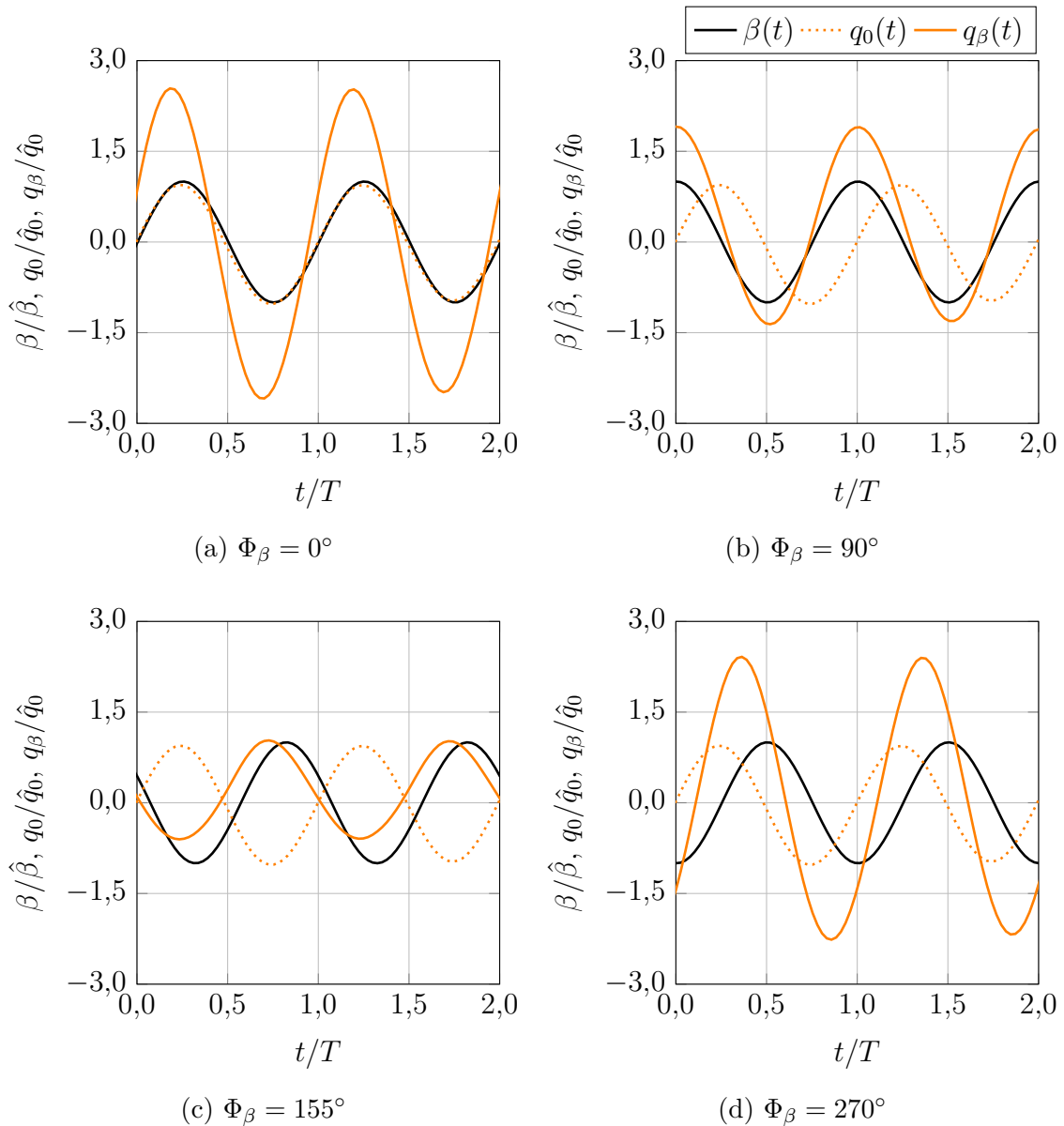


Abbildung 6.6: Zeitlicher Verlauf der Hinterkantenauslenkung β , der Blattauslenkung ohne Hinterkanteneinfluss q_0 sowie der Blattauslenkung mit überlagelter Hinterkantenbewegung q_β bei einer Amplitude der Windgeschwindigkeit $\hat{v} = 3,2 \text{ m/s}$, einer reduzierten Frequenz $k = 0,05$, einer Hinterkantenamplitude $\hat{\beta} = 10^\circ$ und vier verschiedenen Phasenversätzen Φ_β

6.6a), verstärkt die Hinterkantenbewegung die Blattauslenkung um nahezu das 2,6-fache. Die Auftriebe aus Hinterkantenbewegung und Einströmung verstärken sich durch die phasenmäßig gleichgerichtete Bewegung. Eine Verstärkung der Blattschwingamplitude tritt auch bei einem Vorauseilen der Hinterkantenbewegung um $\Phi_\beta = 90^\circ$ auf (s. Abb. 6.6b). Der durch die Hinterkante generierte Auftrieb dominiert den Einfluss auf die resultierende Blattauslenkung, so dass die resultierende Blattauslenkung und die Hinterkantenbewegung annähernd die gleiche Phase aufweisen.

Die größte Reduzierung der Blattschwingung durch die Hinterkantenbewegung ($\Delta\hat{q} \approx -20\%$) ist bei einem Phasenversatz von $\Phi_\beta = 155^\circ$ zu beobachten, dargestellt in Abb. 6.6c. Dieser Wert unterscheidet sich von $\Phi_\beta = 180^\circ$, also einer gegenläufigen Bewegung von ursprünglicher Blattbewegung und Hinterkante, da der Auftriebsbeiwert der ursprünglichen Blattbewegung vorauseilt (s. Abb. 6.3). Bei einem Phasenversatz von $\Phi_\beta = 155^\circ$ neutralisieren sich der aus der Einströmung und aus der Hinterkantenbewegung resultierende Auftriebsbeiwert annähernd. Dadurch tritt bei diesem Phasenversatz die größte Entlastung auf.

Durch die Hinterkantenbewegung kann die Blattauslenkung jedoch selbst bei gegenläufiger Hinterkanten- und Blattbewegung nicht auf einen Auslenkungswert von 50% der ursprünglichen Blattauslenkung gedämpft werden, wie er bei einer Hinterkantenamplitude von $\hat{\beta} = 2,5^\circ$ erreicht wurde. Grund dafür ist, dass der Einfluss der Hinterkantenbewegung zu groß ist. Das Blatt wird durch die Hinterkante in die entgegengesetzte Richtung verglichen mit dem ursprünglichen Fall ohne Hinterkantenauslenkung ausgelenkt. Daraus folgt, dass die Phase der resultierenden Blattbewegung annähernd mit der der Hinterkantenbewegung übereinstimmt.

In Abb. 6.6d ist die resultierende Blattauslenkung bei einem Phasenversatz von $\Phi_\beta = 270^\circ$ dargestellt. Die Blattauslenkung wird fast so stark angeregt wie bei einer gleichphasigen Bewegung $\Phi_\beta = 0^\circ$ ($\Delta\hat{q} \approx +150\%$). Der Grund dafür ist wieder die Überlagerung des aus der Einströmung und Blattbewegung resultierenden Auftriebs. In diesem Fall bewirkt der aus der Einströmung resultierende Auftrieb eine betragsmäßige Erhöhung des aus der Hinterkantenbewegung resultierenden Auftriebs verbunden mit einer positiven Phasenverschiebung der Blattbewegung, so dass die resultierende Phase etwa in der Mitte zwischen Phase der ursprünglichen Blattbewegung und Phase der Hinterkantenbewegung liegt.

Über die in Abb. 6.6 dargestellten Ergebnisse kann gezeigt werden, dass große Hinterkantenauslenkungen die Blattauslenkung grundlegend beeinflussen können. Vor allem wenn der Einfluss der Hinterkantenauslenkung den Einfluss der variierenden Einströmung übersteigt, kommt es zu einer Phasenverschiebung der Blattauslenkung, die bei der Regelung berücksichtigt werden muss. Wichtig wird dies, wenn auf ein konstantes Blattwurzelmoment geregelt werden soll. In diesem Fall muss der Einfluss der Hinterkantenauslenkung im Bereich der Blattspitze größer als der Einfluss der Einströmung sein. Die bewegliche Hinterkante ist in einem begrenzten spannweitigen Blattbereich angebracht, in dem sie über den Hebelarm den effizientesten Einfluss auf das Blattwurzelmoment hat. Über diesen begrenzten Bereich muss über die Hinterkante der Einfluss der variierenden Einströmung, der sich über den kompletten Blattbereich verteilt, ausgeglichen werden. Daher muss die bewegliche Hinterkante in dem begrenzten Bereich einen

größeren Einfluss auf die Aerodynamik als die Einströmung haben. Durch die daraus resultierenden schnellen und großen Änderungen der Hinterkantengeometrie ($\Delta\beta \approx 50^\circ/s$) sind die bisher eingesetzten Modelle, die auf der instationären Potentialtheorie einer flachen Platte beruhen, bei solchen Randbedingungen nicht mehr anwendbar (vgl. Abschn. 2.2, Abb. 2.3c).

Ist das Regelziel eine konstante Blattspitzenauslenkung, hat sich unter den vorgestellten Randbedingungen eine Hinterkantenamplitude von $\hat{\beta} = 5^\circ$ bei einem Phasenversatz von $\Phi_\beta = 155^\circ$ als effektive Hinterkantenenauslenkung gezeigt. In Abb. 6.7b ist eine Reduzierung der Blattschwingamplitude auf 13% des Ursprungswertes dargestellt. Dieses Ergebnis zeigt, dass die bewegliche Hinterkante dazu eingesetzt werden kann, ein Blatt einer Windenergieanlage aeroelastisch zu stabilisieren. Je nach Regelziel kann die Stabilisierung anhand eines annähernd konstanten Blattwurzelmoments oder Blattspitzenauslenkung erfolgen.

Die Relevanz der Berücksichtigung instationärer Effekte während der Hinterkantenbewegung mithilfe des implementierten Modells wird durch den Vergleich der Blattauslenkungen bei Simulation mit und ohne Berücksichtigung instationärer Effekte deutlich: Wird nur der stationäre Anteil des Auftriebsbeiwerts berücksichtigt (Abb. 6.7a), ergibt sich bei dem betrachteten Phasenversatz eine Reduzierung der Blattauslenkung auf 21% der ursprünglichen Blattauslenkung, also einer um 8% geringeren Reduzierung als un-

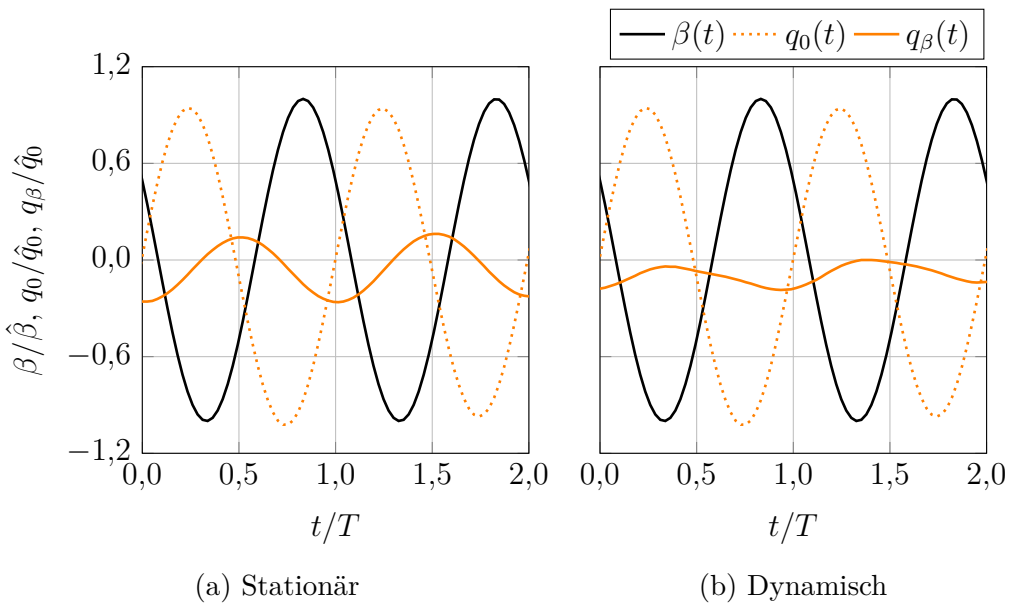


Abbildung 6.7: Zeitlicher Verlauf der Hinterkantenenauslenkung β und der Blattauslenkung q_0 ohne Hinterkanteneinfluss sowie der Blattauslenkung q_β mit überlagerter Hinterkantenbewegung bei einer Amplitude der Windgeschwindigkeit $\hat{v} = 3,2 \text{ m/s}$, einer reduzierten Frequenz $k = 0,05$, einer Hinterkantenamplitude $\hat{\beta} = 5^\circ$ und einem Phasenversatz $\Phi_\beta = 155^\circ$, jeweils ohne und mit instationärem Modell

ter Berücksichtigung des dynamischen Anteils des Auftriebsbeiwerts. Bei der Regelung der Hinterkante und der dabei zu berücksichtigenden Phase der Hinterkantenbewegung haben die dynamischen Effekte bei der Hinterkantenbewegung folglich einen nicht vernachlässigbaren Einfluss.

6.3 Kritische Betrachtung beider Modelle

Für weiterführende Anwendungen müssen die Grenzen beider Modelle klar definiert und die Modellierung kritisch betrachtet und hinterfragt werden. Daher werden in diesem Abschnitt die Modellgrenzen aufgezeigt und kritische Punkte diskutiert. Zur Aufrechterhaltung des roten Fadens der vorliegenden Arbeit werden die für diese Arbeit wichtigen Themen isoliert betrachtet. Die in diesem Abschnitt beschriebenen weitergehenden Themen sind für die Prüfung der in Abschn. 2.4 vorgestellten Hypothese nicht zwingend erforderlich und werden daher in den Ausblick aufgenommen.

Kritische Betrachtung und Modellgrenzen des instationären Modells in FAST Die Parametergrenzen des Modells zur Berücksichtigung instationärer Effekte in *FAST* sind durch die untersuchten und in der Regressionsanalyse berücksichtigten Parameterbereiche wie folgt definiert: Anstellwinkel $0^\circ \leq \alpha \leq 10^\circ$, Hinterkantenamplitude $2,5^\circ \leq \hat{\beta} \leq 10^\circ$, reduzierte Frequenz $0,005 \leq k \leq 0,2$. Außerhalb dieser Grenzen ist die korrekte Annäherung des dynamischen Anteils nicht mehr sichergestellt. In der Implementierung wird daher festgelegt, dass bei Überschreitung der Grenzen das jeweilige Minimum bzw. Maximum der Grenzen angenommen wird.

Die Polynomkoeffizienten wurden für das *DU08-W-180*-Profil ermittelt. Daher liefert es auf dieses Profil kalibrierte Ergebnisse. Eine Übertragbarkeit auf Profile mit ähnlichen Profilparametern (z.B. relative Profildicke, Einsatzbereich) wurde nicht untersucht. Jedoch lassen die Vergleiche mit den Experimenten von Ferreira et al. (2015) vermuten, dass sich die dynamischen Effekte bei einem *DU95-W-180*-Profils ähnlich verhalten. Eine Übertragbarkeit auf das prominente *NACA64-618*-Profil, das an der NREL-5-MW-Referenz-WEA (Jonkman et al. 2009) eingesetzt wird, sollte ebenfalls plausible Ergebnisse liefern, da sich die aerodynamischen Eigenschaften beider Profile ähneln. Diese Vermutungen müssten jedoch noch einmal experimentell validiert oder z.B. über CFD-Simulationen verifiziert werden. Für eine Verwendung des Modells mit stark abweichenden Profilparametern ist eine Berechnung der Polynomkoeffizienten als Eingabegrößen Voraussetzung. Diese Polynomkoeffizienten können z.B. wie in der vorliegenden Arbeit mit CFD-Simulationen, die einen gewünschten Parameterraum abdecken, und einer anschließenden Regressionsanalyse ermittelt werden.

Das bisher in MATLAB®/ Simulink entworfene Modell der Anlage sieht eine zentrale Steuerung der Hinterkanten aller drei Blätter vor. Eine individuelle Steuerung der Hinterkanten je Blatt wurde noch nicht implementiert. Eine individuelle Regelung der Hinterkanten wird interessant, wenn die aerodynamischen Effekte, die durch den Turmdurchlauf des Blattes entstehen, über die bewegliche Hinterkante ausgeglichen werden sollen. Da die Blätter den Turm jeweils um 120° phasenversetzt durchlaufen, muss die

Regelung der Hinterkantenbewegung dementsprechend individuell erfolgen. Eine Implementierung der individuellen Hinterkantenregelung wird als überschaubarer Aufwand eingeschätzt, ist jedoch nicht Teil dieser Arbeit.

Ebenfalls noch nicht implementiert ist eine variable Definition des spannweitigen Bereichs, in dem eine flexible Hinterkante angebracht ist. In der aktuellen Implementierung wird dieser Bereich über das Profil definiert. Die bewegliche Hinterkante ist einem Profil zugeordnet und an jedem Teil des Blatts, an dem sich dieses Profil befindet, befindet sich auch die bewegliche Hinterkante. Dies könnte durch einen anzugebenden spannweitigen Bereich weiter definiert werden, für den jedoch in *FAST* eine zusätzliche Variable definiert werden müsste. Ähnlich verhält es sich mit den Polynomkoeffizienten. Diese können aktuell nur für ein Profil eingeladen werden. Eine Ausbreitung der Hinterkante über mehrere Profile wäre also nur mit gleichen Polynomkoeffizienten möglich. Diese beiden Grenzen können jedoch auch mit schätzungsweise wenig Aufwand in *FAST* nachprogrammiert werden. Beide Anpassungen sind nicht Teil dieser Arbeit, da der Fokus auf der aerodynamischen und aeroelastischen Modellierung eines Profilschnitts liegt. Dieser Zweck wird durch die implementierte Version des Modells erfüllt.

Die Korrektur der spannweitigen Unstetigkeit durch den zusätzlich durch die Hinterkante generierten dynamischen Auftriebsanteil ist in der aktuellen Modellversion noch nicht integriert. Wie erwähnt liegt der Fokus der vorliegenden Arbeit auf der aerodynamischen und aeroelastischen Modellierung und Analyse in einem Profilschnitt, weshalb die spannweite Korrektur vorerst vernachlässigt wird. Die von der Forschungseinrichtung *CENER* um diese Korrektur erweiterte Version von *FAST* (Ferreira et al. 2015) zeigt, dass die Implementierung der Korrektur möglich ist und nachgeholt werden kann.

Die gegenseitige Beeinflussung des *Dynamic Stall* Modells, das die instationären Effekte bei Änderung des Anstellwinkels modelliert, und des Modells zur Berücksichtigung instationärer Effekte bei Hinterkantenbewegung wurde bisher noch nicht untersucht. Da beide Modelle auf den gleichen physikalischen Grundlagen beruhen und nicht klar abgegrenzt werden kann, welche instationären Effekte durch Änderung des Anstell- und welche durch Änderung des Hinterkantenwinkels hervorgerufen werden, könnten die Modelle die Effekte überschätzen. Daher sollte diese gegenseitige Beeinflussung der beiden Modelle genauer untersucht werden. Nach Kenntnis des Autors ist dies bei bisher keinem der bekannten Modelle für bewegliche Hinterkanten geschehen. Die Analyse der gegenseitigen Beeinflussung der instationären Effekte bei gleichzeitiger Anstellwinkeländerung und Hinterkantenbewegung ist nach Ansicht des Autors umfangreich genug, um eigenständig promotionswürdig zu sein. Die Interaktion der instationären Effekte bei Profil- und Hinterkantenbewegung sind sehr komplex und sollten detailliert analysiert werden, nicht nur am Rande der vorliegenden Arbeit.

Eine weitere Vereinfachung des Modells bezieht sich auf den Mittelwert der Hinterkantenbewegung. Die Hinterkantenbewegung wurde in allen Fällen schwingend um die Ausgangsposition $\beta = 0^\circ$ analysiert. Es wurde keine Schwingung um einen konstant verschobenen Hinterkantenwinkel untersucht. Solche Schwingungen sollten bei modernen WEA jedoch auch nicht vorkommen, da das Pitchsystem mittlerweile schnell genug geregelt werden kann, um niederfrequente Schwankungen in der Einströmung auszugleichen. Das Pitchsystem kann folglich immer so eingestellt werden, dass die Hinterkante

die hochfrequenten Schwankungen ausgleichen kann. Die Effektivität ist dabei am größten, wenn die Hinterkante den maximalen Auslenkungsbereich zur Verfügung hat, was der Fall ist, wenn sie um die Ausgangsposition $\beta = 0^\circ$ schwingt.

Da bei der Modellierung die Parameter der Hinterkantenbewegung Hinterkantenamplitude $\hat{\beta}$, reduzierte Frequenz k und Phase φ als Eingabewerte verwendet werden, hat die Fourier-Analyse, über die diese Parameter ermittelt werden, einen grundlegenden Einfluss auf die Genauigkeit der Modellierung. Je schlechter die Annäherung über die Fourier-Analyse, desto realitätsferner werden die Ergebnisse der Modellierung. Daher muss besonderer Fokus auf die Genauigkeit der Fourier-Analyse gelegt werden. Denkbar wäre für weitergehende Untersuchungen auch die Verwendung dieser Parameter bei der Regelung. Der Regler könnte die Auslenkung der Hinterkante über diese Werte und einer daraus resultierenden Sinusbewegung der Hinterkante vorgeben. Die durch den Regler vorgegebenen Werte könnten dann direkt zur Modellierung verwendet werden, wodurch Ungenauigkeiten bei der Fourier-Analyse ausgeschlossen werden könnten.

Kritische Betrachtung und Modellgrenzen der Berechnungen über den Energiesatz nach Carta Der hauptsächliche Kritikpunkt bei den Berechnungen der Arbeit pro Periode über den Energiesatz nach Carta ist die Vorgabe zweier definierter Bewegungen, die für die in dieser Arbeit durchgeführte Variante zwingend notwendig ist. Es wird keine gegenseitige Beeinflussung der beiden Bewegungen aufeinander, wie z.B. einer geringeren Schwingungsamplitude der Biegebewegung durch den dämpfenden Einfluss der Hinterkantenbewegung, berücksichtigt. Die zu untersuchenden Bewegungen müssen also im Vorhinein bekannt sein. Für die Berücksichtigung der gegenseitigen Beeinflussung ist eine Erweiterung des Strömungslösers um ein Strukturmodell oder eine Kopplung mit einem Strukturlöser, der das strukturelle Verhalten des Blattes simuliert, nötig.

7 Schlussfolgerungen und Ausblick

In diesem Kapitel werden aus den Ergebnissen der vorliegenden Dissertation die wichtigsten Schlussfolgerungen gezogen. Abschließend wird ein Ausblick zu noch offenen Punkten und potentiell zu bearbeitenden Forschungsthemen gegeben.

7.1 Schlussfolgerungen

Aerodynamische Erkenntnisse Wird die Hinterkante aerodynamisch hoch belasteter Konfigurationen bewegt (hoher Anstellwinkel und/oder hohe Hinterkantenauslenkung), stellt sich im instationären Verlauf des Auftriebsbeiwerts über die Hinterkantenauslenkung ein achtförmiger Verlauf ein, d.h. bei hohen Hinterkantenwinkeln kreuzt der aufsteigende den absteigenden Ast der Hystereseschleife des Auftriebsbeiwerts. Der Grund dafür ist ein verzögertes Ablöseverhalten. Die Ablösung setzt später ein, besteht aber bis zu niedrigeren Hinterkantenwinkeln weiter.

In den Bereichen, in denen der instationäre Auftriebsbeiwert durch die verzögerte Ablösung beeinflusst wird, nimmt der Auftriebsbeiwert die zu den Hinterkantenwinkeln gehörenden stationären Werte zeitlich früher an als es bei einer stationären Auslenkung der Fall wäre. Bei Annäherung des Verlaufs des Auftriebsbeiwerts mittels einer Fourier-Analyse ergibt sich somit aus diesem achtförmigen Verlauf ein scheinbares lokales Vorseilen der Strömung vor der Hinterkantenbewegung. Dieses lokale Vorseilen kann nur über eine Fourier-Annäherung mindestens zweiter Ordnung identifiziert werden, da sich im zeitlichen Verlauf des Auftriebsbeiwerts mehrere Frequenzen überlagern.

Über eine Parameterstudie wird gezeigt, dass die Amplitude des instationären Auftriebsbeiwerts mit steigender Geschwindigkeit der Hinterkantenbewegung sinkt. Je schneller die Hinterkantenbewegung ist (repräsentiert durch eine steigende reduzierte Frequenz), desto geringer ist folglich ihr Wirkungsbereich bezogen auf den Auftriebsbeiwert. Außerdem nimmt der Phasenversatz zwischen Bewegung der Hinterkante und daraus resultierender Strömung mit steigender Hinterkantengeschwindigkeit zu. Diese Erkenntnisse sind wichtig für die Regelung der Hinterkante, da der Einfluss der Hinterkantengeschwindigkeit auf den Wirkungsbereich und den Zeitversatz zwischen Bewegung und Strömung bei der Regelung berücksichtigt werden müssen.

Modellierung Die Vorhersagegenauigkeit der aerodynamischen Ergebnisse wird durch den Einsatz des in der Dissertation entworfenen instationären Modells in allen betrachteten Fällen verbessert. Das validierte Modell wird anhand der Erkenntnisse zum Ablösungsverlauf, Wirkungsbereich und Zeitversatz bei instationärer Hinterkantenbewegung abgeleitet. Es bildet die instationären Effekte während der Hinterkantenbewegung auch

bei beginnender Ablösung und bei großen, schnellen Änderungen der Hinterkantengeometrie, wie sie z.B. bei Böen nötig werden, ab. Diese Böen wurden sicherheitshalber mit einem Sicherheitsfaktor und damit größer als in der IEC61400-1 (2019) beschrieben definiert.

Über eine Anpassung der Methode des Energiesatzes nach Carta für den Einsatz an WEA-Profilen sind detaillierte Analysen zur zwischen Strömung und Struktur übertragenen Energie bei vorgegebenen Profildbewegungen möglich. Die mögliche Reduzierung der Auslenkung einer Biegeschwingung durch eine bewegliche Hinterkante kann mit dieser Methode berechnet und der Einfluss lokaler aerodynamischer Phänomene, wie einsetzende Ablösung, analysiert werden.

Die zeit- und rechenaufwendige Methode des Energiesatzes nach Carta wird sowohl für örtlich und zeitlich detaillierte Analysen als auch für Verifizierungszwecke genutzt. Für die Berechnung vieler Testfälle, wie sie z.B. zu Auslegungs- und Zertifizierungszwecken nötig sind, sollte diese Methode aus Effizienzgründen nicht verwendet werden. Für diesen Einsatz wird die Gesamtanlagensimulation um das instationäre Modell erweitert, da das Verhalten der gesamten WEA dadurch zeiteffizient simuliert werden kann.

Aeroelastische Erkenntnisse In der Gesamtanlagensimulation steigt die Komplexität bei der Analyse der Lastreduzierung durch den Einfluss der Hinterkantenbewegung auf die Kraftverteilung auf dem Blatt und folglich auf die Blattauslenkung. Die bewegliche Hinterkante beeinflusst die Phase der Blattschwingung und damit auch die Regelungsvorgaben. Dies ist bereits bei einem im Vergleich zur Blattauslenkung geringen Auslenkungswinkel von $\hat{\beta} = 2,5^\circ$ der Fall, wenn auch nur in geringerem Ausmaß. Wenn ein konstantes Blattwurzelmoment als Zielgröße der Regelung vorgegeben wird, ist eine Hinterkantenauslenkung im Bereich von $\hat{\beta} = 10^\circ$ nötig, durch deren Einfluss die Phase und Auslenkung der Blattschwingung definiert wird. Die Hinterkante beeinflusst also folglich grundlegend das Schwingverhalten des Blatts. Dies ist eine wichtige Erkenntnis für die Reglerauslegung.

Bei der in dieser Dissertation untersuchten Konfiguration wurde ein auf die ursprüngliche Blattbewegung bezogener Phasenversatz zwischen Blatt- und Hinterkantenbewegung von $\Phi_\beta = 155^\circ$ bei einer Hinterkantenamplitude von $\hat{\beta} = 5^\circ$ identifiziert, um die Blattspitzenauslenkung um 87% zu reduzieren. Wird die Gesamtanlagensimulation ohne Berücksichtigung instationärer Effekte bei der Hinterkantenbewegung durchgeführt, ergibt sich bei dem untersuchten Phasenversatz eine um 8% geringere Reduzierung der Blattspitzenauslenkung. Die Berücksichtigung instationärer Effekte und folglich der Einsatz des implementierten Modells sind also zwingend nötig, um die optimalen Zeitpunkte der Hinterkantenauslenkung zur Reduzierung der Lasten an einem WEA-Blatt zu definieren.

Anhand der Ergebnisse wird die dieser Dissertation zugrunde liegende Hypothese bestätigt: Eine aktiv bewegte Hinterkante kann die an einer WEA angreifenden Lasten auch in Extremlastfällen wie z.B. Böen reduzieren und dadurch fatale Schäden an einer WEA vermeiden. Zur Vorhersage einer effektiven Lastreduzierung an der Anlage ist der Einsatz eines Modells zur Berücksichtigung instationärer Effekte, die während großer, schneller Hinterkantenauslenkungen auftreten, zwingend erforderlich.

7.2 Ausblick

Da die bisherigen Modelle zur Berücksichtigung instationärer Effekte (z.B. *ATEFlap*, vgl. Abschn. 2.2) für den Einsatz bis zu einer Änderung des Hinterkantenwinkels von $\Delta\beta \leq 7,5^\circ/s$ umfangreich erprobt und validiert sind, sollten diese auch weiterhin für Hinterkantenauslenkungen in diesem Bereich eingesetzt werden. Das in dieser Dissertation erarbeitete Modell sollte innerhalb einer Gesamtanlagensimulation in Kombination mit den vorhandenen Modellen eingesetzt und bei Änderungen des Hinterkantenwinkels von $\Delta\beta > 7,5^\circ/s$ verwendet werden. Diese Fallunterscheidung muss in einer Gesamtanlagensimulation implementiert werden, was Bestandteil zukünftiger Arbeiten sein kann.

In zukünftigen Arbeiten sollten ebenfalls die in Abschn. 6.3 aufgezählten Punkte zur kritischen Betrachtung des implementierten Modells in eine Gesamtanlagensimulation implementiert werden. Zu diesen Punkten zählen:

- Individuelle Steuerung der Hinterkanten je Blatt,
- Variable Definition des spannweitigen Bereichs und verschiedener Profiltypen der beweglichen Hinterkante,
- Korrektur der spannweitigen Unstetigkeit,
- Gegenseitige Beeinflussung des *Dynamic Stall* Modells und des Modells zur Berücksichtigung instationärer Effekte bei Hinterkantenbewegung.
- Zusammenspiel zwischen implementiertem Modell und während der Simulationen bisher ausgeschalteten Reglern (Generator-, Gierwinkel- und Blattwinkelregler)

Der Fokus sollte dabei auf einer Implementierung der Korrektur der spannweitigen Unstetigkeit des Auftriebsbeiwerts liegen. Weiterhin ist die Flexibilisierung des Modelleinsatzes für verschiedene radiale Abschnitte und verschiedene Profiltypen ein wichtiger Punkt. Die Untersuchung des gegenseitigen Einflusses des *Dynamic Stall* Modells zur Berücksichtigung von Änderungen des Anstellwinkels und des Hinterkantenmodells sollte ebenfalls zeitnah erfolgen.

In Bezug auf die aeroelastischen Effekte der bewegten Hinterkante auf die WEA sollte der Einfluss der Hinterkantenbewegung auf die Phase der Blattbewegung genauer untersucht werden. Durch die Hinterkantenbewegung kann die Blattschwingung grundlegend beeinflusst werden. Die Vorhersage der Parameter wie Phase und Amplitude der Schwingung ist momentan nur schwer möglich, jedoch eine wichtige Kenntnis für die Reglerauslegung. Folglich sollten Untersuchungen bei verschiedenen Blattanregungen und Hinterkantenauslenkungen mit Fokus auf die gegenseitige Beeinflussung der Blatt- und Hinterkantenbewegung durchgeführt werden.

Abschließend sei das Bedürfnis nach zuverlässigen und umfangreichen experimentellen Untersuchungen zu beweglichen Hinterkanten geäußert. Zwar wurden in den letzten Jahren mit den Untersuchungen von Ferreira et al. (2015), Barlas et al. (2018) und Gomez Gonzalez et al. (2021) einige interessante Messergebnisse generiert, jedoch fehlen noch Untersuchungen zu weiteren wichtigen Themen. Dazu gehören vor allem umfangreiche Messungen bei gleichzeitiger Änderung des Anstell- sowie Hinterkantenwinkels.

Dadurch könnten z.B. auch die Ergebnisse dieser Arbeit zur zwischen Strömung und Struktur übertragenen Energie validiert werden.

Literaturverzeichnis

- Anderson, J. (1991): Fundamentals of aerodynamics. McGraw-Hill, New York, zweite Auflage. ISBN 0070016798.
- ASME (2009): Standard for Verification and Validation in Computational Fluid Dynamics and Heat Transfer: Asme V V 20. The American Society of Mechanical Engineers, New York, USA. ISBN 9780791832097.
- Bak, C.; Gaunaa, M.; Andersen, P. B.; Buhl, T.; Hansen, P.; Clemmensen, K. und Moeller, R. (2007): Wind Tunnel Test on Wind Turbine Airfoil with Adaptive Trailing Edge Geometry. In: 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. American Institute of Aeronautics and Astronautics. doi:10.2514/6.2007-1016. AIAA 2007-1016.
- Baleriola, S.; Leroy, A.; Loyer, S.; Devinant, P. und Aubrun, S. (2016): Circulation control on a rounded trailing-edge wind turbine airfoil using plasma actuators. In: Journal of Physics: Conference Series, Band 753:S. 052001. doi:10.1088/1742-6596/753/5/052001.
- Baleriola, S.; Leroy, A.; Loyer, S.; Devinant, P. und Aubrun, S. (2018): Experimental lift control using fluidic jets on a model wind turbine. In: Journal of Physics: Conference Series, Band 1037:S. 022014. doi:10.1088/1742-6596/1037/2/022014.
- Barlas, T. K.; Olsen, A. S.; Madsen, H. A.; Andersen, T. L.; Ai, Q. und Weaver, P. M. (2018): Aerodynamic and load control performance testing of a morphing trailing edge flap system on an outdoor rotating test rig. In: Journal of Physics: Conference Series, Band 1037:S. 022018. doi:10.1088/1742-6596/1037/2/022018.
- Bartholomay, S.; Wester, T. T. B.; Perez-Becker, S.; Konze, S.; Menzel, C.; Hölling, M.; Spickenheuer, A.; Peinke, J.; Nayeri, C. N.; Paschereit, C. O. und Oberleithner, K. (2021): Pressure-based lift estimation and its application to feedforward load control employing trailing-edge flaps. In: Wind Energy Science, Band 6(1):S. 221–245. doi:10.5194/wes-6-221-2021. <https://wes.copernicus.org/articles/6/221/2021/wes-6-221-2021.pdf>.
- Bazilevs, Y. und Takizawa, K. (Hg.) (2016): Advances in Computational Fluid-Structure Interaction and Flow Simulation. Springer International Publishing. doi:10.1007/978-3-319-40827-9.
- Berg, J.; Barone, M. und Resor, B. (2013): Field Test Results from the Sandia SMART Rotor. In: 51st AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum

- and Aerospace Exposition. American Institute of Aeronautics and Astronautics. doi: 10.2514/6.2013-1060.
- Bergami, L. (2013): Adaptive Trailing Edge Flaps for Active Load Alleviation in a Smart Rotor Configuration. DTU Wind Energy PhD-0020(EN). Kgs. Lyngby : DTU Vindenergi, 2013. ISBN 9788792896520.
- Bergami, L. und Gaunaa, M. (2012): ATEFlap Aerodynamic Model, a dynamic stall model including the effects of trailing edge flap deflection. Technical Report Risø-R-1792(EN), Risø National Laboratory, Wind Energy Department, Technical University of Denmark, Denmark.
- Bergami, L.; Gaunaa, M. und Heinz, J. (2012): Indicial lift response function: an empirical relation for finite-thickness airfoils, and effects on aeroelastic simulations. In: Wind Energy, Band 16(5):S. 681–693. doi:10.1002/we.1516.
- Bergami, L. und Poulsen, N. (2014): A smart rotor configuration with linear quadratic control of adaptive trailing edge flaps for active load alleviation. In: Wind energy, Band 18(4):S. 625–641. doi:10.1002/we.1716.
- Bernhammer, L. O.; van Kuik, G. A. und Breuker, R. D. (2016): Fatigue and extreme load reduction of wind turbine components using smart rotors. In: Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, Band 154:S. 84–95. doi:10.1016/j.jweia.2016.04.001.
- Bæk, P. (2011): Unsteady flow modeling and experimental verification of active flow control concepts for wind turbine blades. Ph.D. thesis. Kgs. Lyngby : DTU Vindenergi, 2011.
- Blaylock, M.; Chow, R.; Cooperman, A. und van Dam, C. P. (2013): Comparison of pneumatic jets and tabs for Active Aerodynamic Load Control. In: Wind Energy. doi:10.1002/we.1638.
- Brand, C. R. (2017): Zur Schallentstehung an den Seitenkanten von Wölbklappen für Windenergieanlagen, Band 11/2017. Berichte aus dem Institut für Turbomaschinen und Fluid-Dynamik, Leibniz Universität Hannover.
- Bundesregierung (2018): Ausstieg aus der Kernkraft. Internetquelle. Zuletzt abgerufen am 25.05.2018, URL https://www.bundesregierung.de/Webs/Breg/DE/Themen/Energiewende/EnergieErzeugen/Endlagersuche/_node.html.
- Carr, L. W.; McAlister, K. W. und McCrockey, W. J. (1977): Analysis of the development of dynamic stall based on oscillating airfoil experiments. Technischer Bericht TN-D-8382, NASA Ames Research Center. URL <https://ntrs.nasa.gov/citations/19770010056>.

- Carta, F. O. (1967): Coupled Blade-Disk-Shroud Flutter Instabilities in Turbojet Engine Rotors. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Band 89(3):S. 419. doi:10.1115/1.3616708.
- Dose, B.; Rahimi, H.; Herráez, I.; Stoevesandt, B. und Peinke, J. (2018): Fluid-structure coupled computations of the NREL 5 MW wind turbine by means of CFD. In: *Renewable Energy*, Band 129:S. 591–605. doi:10.1016/j.renene.2018.05.064.
- Fehsenfeld, M. (2015): Aufbau eines virtuellen Regelkreises zur Lastreduktion von Blättern einer Windenergieanlage durch bewegliche Hinterkanten in MATLAB. Institut für Turbomaschinen und Fluid-Dynamik. Bachelorarbeit.
- Ferreira, C.; Gonzalez, A.; Baldacchino, D.; Aparicio, M.; Gómez, S.; Munduate, X.; Garcia, N.; Sørensen, J.; Jost, E.; Knecht, S.; Lutz, T.; Chassapogiannis, P.; Diakakis, K.; Papadakis, G.; Voutsinas, S.; Prospathopoulos, J.; Gillebaart, T. und van Zuijlen, A. (2016): Results of the AVATAR project for the validation of 2D aerodynamic models with experimental data of the DU95W180 airfoil with unsteady flap. In: *Journal of Physics: Conference Series*, Band 753:S. 022006. doi:10.1088/1742-6596/753/2/022006.
- Ferreira, C. S. und Baldacchino, D. (2015): Unsteady measurements of the DU95W180 airfoil with oscillating flap. Technischer Bericht Nr. D1, AVATAR - AdVanced Aerodynamic Tools for lArge Rotors - Task 3.1.
- Ferreira, C. S.; Salcedo, A. G.; Baldacchino, D. und Aparicio, M. (2015): Development of aerodynamic codes for modelling of flow devices on aerofoils and rotors. Technical Report D3.2, AVATAR - AdVanced Aerodynamic Tools for lArge Rotors. WP 3, Task 3.2, URL http://www.eera-avator.eu/fileadmin/avatar/user/Report_task_3p2_version_4_.pdf.
- Ferziger, J. H. und Peric, M. (2008): *Numerische Strömungsmechanik*. Springer Berlin Heidelberg. ISBN 9783540682288. URL https://www.ebook.de/de/product/19110969/joel_h_ferziger_milovan_peric_numerische_stroemungsmechanik.html.
- Försching, H. (1974): *Grundlagen der Aeroelastik*. Springer. ISBN 9783540065401.
- Gaunaa, M. (2010): Unsteady two-dimensional potential-flow model for thin variable geometry airfoils. In: *Wind Energy*, Band 13(2-3):S. 167–192. doi:10.1002/we.377.
- Gaunaa, M.; Bergami, L. und Heinz, J. (2011): Indicial Response Function for Finite-Thickness Airfoils, A Semi-Empirical Approach. In: 49th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition. American Institute of Aeronautics and Astronautics. doi:10.2514/6.2011-542.
- Gillebaart, T.; Bernhammer, L. O.; van Zuijlen, A. H. und van Kuik, G. A. M. (2014): Active flap control on an aeroelastic wind turbine airfoil in gust conditions using both

- a CFD and an engineering model. In: Journal of Physics: Conference Series, Band 524:S. 012060. doi:10.1088/1742-6596/524/1/012060.
- Gomez Gonzalez, A. (2016): Skript zur Vorlesung Aerodynamik und Aeroelastik von Windenergieanlagen (WS 2015/2016). Institut für Turbomaschinen und Fluid-Dynamik, Leibniz Universität Hannover.
- Gomez Gonzalez, A.; Enevoldsen, P. B.; Akay, B.; Barlas, T. K.; Fischer, A. und Madsen, H. A. (2018): Experimental and numerical validation of active flaps for wind turbine blades. In: Journal of Physics: Conference Series, Band 1037:S. 022039. doi:10.1088/1742-6596/1037/2/022039.
- Gomez Gonzalez, A.; Enevoldsen, P. B.; Barlas, A. und Madsen, H. A. (2021): Field test of an active flap system on a full-scale wind turbine. In: Wind Energy Science, Band 6(1):S. 33–43. doi:10.5194/wes-6-33-2021.
- Götz, M.; Lefebvre, J.; Mörs, F.; Koch, A. M.; Graf, F.; Bajohr, S.; Reimert, R. und Kolb, T. (2016): Renewable Power-to-Gas: A technological and economic review. In: Renewable Energy, Band 85:S. 1371–1390. doi:10.1016/j.renene.2015.07.066.
- Hansen, M. und Buhl, T. (2006): Design guidelines for passive instability suppression - Task-11. Technical Report Risø-R-1575(EN), Risø National Laboratory, Wind Energy Department, Technical University of Denmark, Denmark. URL http://orbit.dtu.dk/fedora/objects/orbit:88352/datastreams/file_7703315/content.
- Hansen, M. H. (2007): Aeroelastic instability problems for wind turbines. In: Wind Energy, Band 10(6):S. 551–577. doi:10.1002/we.242.
- Hansen, M. H.; Gaunaa, M. und Madsen, H. A. (2004): A Beddoes-Leishman type dynamic stall model in state-space and indicial formulations. Technical Report Risø-R-1354(EN), Risø National Laboratory, Wind Energy Department, Technical University of Denmark, Denmark.
- Hansen, M. O. L. (2015): Aerodynamics of Wind Turbines. Taylor and Francis. ISBN 9781317671022. URL https://www.ebook.de/de/product/24161223/martin_o_l_hansen_aerodynamics_of_wind_turbines.html.
- Heinz, J. C.; Sørensen, N. N. und Zahle, F. (2016): Fluid-structure interaction computations for geometrically resolved rotor simulations using CFD. In: Wind Energy, Band 19(12):S. 2205–2221. doi:10.1002/we.1976.
- Herrmann, N. (2007): Höhere Mathematik. De Gruyter Oldenbourg. ISBN 9783486584479. URL https://www.ebook.de/de/product/6803873/norbert_herrmann_hoehere_mathematik.html.
- Herwig, H. (2008): Strömungsmechanik - Einführung in die Physik von technischen Strömungen. Vieweg + Teubner Verlag, Wiesbaden, erste Auflage. ISBN 9783834803344.

- Hsu, M.-C. und Bazilevs, Y. (2012): Fluid–structure interaction modeling of wind turbines: simulating the full machine. In: *Computational Mechanics*, Band 50(6):S. 821–833. doi:10.1007/s00466-012-0772-0.
- IEC61400-1 (2019): IEC61400-1 ed. 4: Wind energy generation systems. International Electrotechnical Commission, Geneva, vierte Auflage. ISBN 9782832279724.
- Imiela, M. und Wienke, F. (2015): Towards Multidisciplinary Wind Turbine Design using High-Fidelity Methods. In: 33rd Wind Energy Symposium. American Institute of Aeronautics and Astronautics. doi:10.2514/6.2015-1462.
- International Energy Agency (2020): Key World Energy Statistics 2020. OECD. URL https://webstore.iea.org/download/direct/4093?fileName=Key_World_Energy_Statistics_2020.pdf.
- Jonkman, B. und Jonkman, J. (2016): FAST v8.16.00a-bjj User Manual. techreport, National Renewable Energy Laboratory, Boulder, CO.
- Jonkman, J.; Butterfield, S.; Musial, W. und Scott, G. (2009): Definition of a 5-MW Reference Wind Turbine for Offshore System Development. techreport NREL/TP-500-38060, National Renewable Energy Laboratory, 1617 Cole Boulevard, Golden, Colorado 80401-3393.
- Jonkman, J. M. und Buhl, M. L. (2005): FAST User’s Guide. Technical Report NREL/EL-500-38230, National Renewable Energy Laboratory.
- Jost, E.; Fischer, A.; Bangga, G.; Lutz, T. und Krämer, E. (2017): An investigation of unsteady 3-D effects on trailing edge flaps. In: *Wind Energy Science*, Band 2(1):S. 241–256. doi:10.5194/wes-2-241-2017.
- Kroll, N. und Fassbender, J. K. (2005): MEGAFLOW - Numerical Flow Simulation for Aircraft Design. Springer, Berlin. ISBN 3540243836.
- Larsen, T. J. und Hansen, A. M. (2007): How 2 HAWC2, the user’s manual. Technical Report Risø-R-1597(ver. 3-1)(EN), Risø National Laboratory, Wind Energy Department, Technical University of Denmark, Denmark.
- Leishman, J. G. und Beddoes, T. S. (1989): A Semi-Empirical Model for Dynamic Stall. In: *Journal of the American Helicopter Society*, Band 34(3):S. 3–17. doi:10.4050/jahs.34.3.
- Menter, F. (1994): Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. In: *AIAA Journal*, Band 32(8):S. 1598–1605. doi:10.2514/3.12149.
- Monnerie, N.; von Storch, H.; Houaijia, A.; Roeb, M. und Sattler, C. (2017): Hydrogen production by coupling pressurized high temperature electrolyser with solar tower technology. In: *International Journal of Hydrogen Energy*, Band 42(19):S. 13498–13509. doi:10.1016/j.ijhydene.2016.11.034.

- Pechlivanoglou, G. K.; Wagner, J.; Nayeri, C. N. und Paschereit, C. O. (2010): Active Aerodynamic Control of Wind Turbine Blades with High Deflection Flexible Flaps. In: 48th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition. American Institute of Aeronautics and Astronautics. doi:10.2514/6.2010-644. AIAA 2010-644.
- Politakis, G.; Haans, W. und van Bussel, G. (2008): Suppression of Classical Flutter Using a 'Smart Blade'. In: 46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. American Institute of Aeronautics and Astronautics. doi:10.2514/6.2008-1301.
- PricewaterhouseCoopers (2017): Herstellungskosten für Ökostrom aus deutschen Offshore-Windparks sinken drastisch. Internetquelle. Zuletzt abgerufen am 01.06.2018, URL <https://www.pwc.de/de/pressemitteilungen/2017/herstellungskosten-fuer-oekostrom-aus-deutschen-offshore-windparks-sinken-drastisch.html>.
- Regis, E. (2020): The Enigma of Aerodynamic Lift. In: Scientific American, Band 322.2:S. 44–51.
- Sayed, M.; Lutz, T.; Krämer, E.; Shayegan, S.; Ghantasala, A.; Wüchner, R. und Bletzinger, K.-U. (2016): High fidelity CFD-CSD aeroelastic analysis of slender bladed horizontal-axis wind turbine. In: Journal of Physics: Conference Series, Band 753:S. 042009. doi:10.1088/1742-6596/753/4/042009.
- Schmitt, S. (2003): Simulation von Flattern und aerodynamischer Zwangserregung in Turbomaschinenbeschaufelungen. Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt, Köln. DLR-FB-2003-22.
- Sevinc, A.; Rosemeier, M.; Bätge, M.; Braun, R.; Meng, F.; Shan, M.; Horte, D.; Balzani, C. und Reuter, A. (2015): IWES Wind Turbine IWT-7.5-164. techreport rev.02, Fraunhofer Institute for Wind Energy and Energy System Technology, Leibniz Universität Hannover - Institute of Wind Energy Systems.
- Teßmer, J.; Montano Rejas, Z. M.; Rose, M.; Daniele, E.; Stoevesandt, B.; Riemen-schneider, J.; Hölling, M. und Balzani, C. (2021): SmartBlades2 - Bau, Test und Weiterentwicklung intelligenter Rotorblätter : Schlussbericht : 01.06.2016-30.09.2020. Technischer Bericht. doi:10.2314/KXP:178353785X.
- Theodorsen, T. (1935): General Theory of Aerodynamic Instability and the Mechanism of Flutter. Technischer Bericht 496, National Advisory Committee for Aeronautics.
- Timmer, N. und van Rooij, R. (2009): Summary of the delft university wind turbine dedicated airfoils. Technischer Bericht, TU Delft.
- Troldborg, N. (2005): Computational Study of the Risø-B1-18 Airfoil with a Hinged Flap Providing Variable Trailing Edge Geometry. In: Wind Engineering, Band 29(2):S. 89–113. doi:10.1260/0309524054797159.

- Ungurán, R.; Petrović, V.; Pao, L. Y. und Kühn, M. (2018): Performance evaluation of a blade-mounted LiDAR with dynamic versus fixed parameters through feedback-feedforward individual pitch and trailing edge ap control. In: Journal of Physics: Conference Series, Band 1037:S. 032004. doi:10.1088/1742-6596/1037/3/032004.
- Ungurán, R.; Petrović, V.; Pao, L. Y. und Kühn, M. (2019): Uncertainty identification of blade-mounted lidar-based inflow wind speed measurements for robust feedback-feedforward control synthesis. In: Wind Energy Science, Band 4(4):S. 677–692. doi:10.5194/wes-4-677-2019.
- United Nations Framework Convention on Climate Change (2015): Adoption of the Paris Agreement. URL <https://unfccc.int/resource/docs/2015/cop21/eng/109r01.pdf>.
- van Dam, C. P.; Chow, R.; Zayas, J. R. und Berg, D. E. (2007): Computational Investigations of Small Deploying Tabs and Flaps for Aerodynamic Load Control. In: Journal of Physics: Conference Series, Band 75:S. 012027. doi:10.1088/1742-6596/75/1/012027.
- Vasanthakumar, P. (2011): Computation of Aerodynamic Damping for Flutter Analysis of a Transonic Fan. In: Volume 6: Structures and Dynamics, Parts A and B. DLR - German Aerospace Center, The American Society of Mechanical Engineers (ASME), GT2011-46597. doi:10.1115/gt2011-46597.
- Weltner, K. (2016): Flugphysik. Books on Demand. ISBN 3741214728. URL https://www.ebook.de/de/product/25751461/klaus_weltner_flugphysik.html.
- Wild, J. und Manso Jaume, A. (2015): Klappenwirksamkeitskennfelder flexible Klappe. Deliverable Nr. 2.2.2.6, Smart Blades - Entwicklung und Kostruktion intelligenter Rotorblätter, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR).
- Wolff, T.; Ernst, B. und Seume, J. R. (2014): Aerodynamic behavior of an airfoil with morphing trailing edge for wind turbine applications. In: Journal of Physics: Conference Series, Band 524:S. 012018. doi:10.1088/1742-6596/524/1/012018.
- Wolff, T. und Seume, J. R. (2015): Airfoil with morphing trailing edge for load reduction in wind turbines. In: 33rd Wind Energy Symposium. American Institute of Aeronautics and Astronautics. doi:10.2514/6.2015-1662.
- Wolff, T. und Seume, J. R. (2016): Modeling the transient aerodynamic effects during the motion of a flexible trailing edge. In: Journal of Physics: Conference Series, Band 753:S. 082038. doi:10.1088/1742-6596/753/8/082038.
- Yu, D. O. und Kwon, O. J. (2014): Time-accurate aeroelastic simulations of a wind turbine in yaw and shear using a coupled CFD-CSD method. In: Journal of Physics: Conference Series, Band 524:S. 012046. doi:10.1088/1742-6596/524/1/012046.

A Anhang - Validierung

Dieser Teil des Anhangs beinhaltet die weitergehende Beschreibung der von Ferreira und Baldacchino (2015) durchgeführten Messungen und die Darstellung aller Konfigurationen bis auf einer: Da über die CFD-Simulation der Konfiguration bei einer Amplitude der Hinterkantenauslenkung von $\hat{\beta} = 9,65^\circ$, einem Anstellwinkel von $\alpha = 0^\circ$ und einer reduzierten Frequenz von $k = 0,01$ keine physikalisch sinnvollen Ergebnisse generiert wurden, wird diese Konfiguration nicht dargestellt. Die Beschreibung der Messungen wurde aus Ferreira und Baldacchino (2015) übersetzt.

Der für die Messungen verwendete Niedergeschwindigkeitswindkanal der Technischen Universität Delft wird in einem geschlossenen Kreislauf betrieben. Die komplette Länge des Kreislaufs beträgt 72,7 m. Stromauf der Messebene befindet sich eine Düse mit einem Verjüngungsverhältnis des Strömungsquerschnitts von 17,8:1. Der oktogonale Messbereich ist 2,6 m lang, 1,25 m hoch und 1,80 m breit. Der Freistromturbulenzgrad beträgt 0,02% bei einer Strömungsgeschwindigkeit von 25 m/s.

Das vermessene *DU95-W-180*-Profil hat eine Sehnenlänge von $c = 0,6$ m und eine Spannweite von 1,25 m. Es ist aus einem Glasfaserverbundwerkstoff gefertigt und ist mit einer polierten Polyester gelbeschichtung versehen.

Für die Messung des Oberflächendrucks werden 100 Druckaufnehmer verwendet. Die Messfrequenz beträgt mit $f = 300$ Hz ($k = 22,6$) das 226-fache der schnellsten Hinterkantenschwingung. Zur Auslösung der Transition von laminarer zu turbulenter Grenzschicht wird Zig-Zag-Klebenband verwendet. Für einen stetigen Übergang zwischen starrem und flexiblem Teil des Profils wird ein Übergangsband verwendet.

Die Hinterkantenbewegung wird über einen Schrittmotor realisiert. Der Schrittmotor erreicht eine reduzierte Frequenz von bis zu $k = 0,1$. Der zeitliche Verlauf der Hinterkantenbewegung entspricht annähernd einer Sinuskurve.

Die Messungen werden um die Blockage durch die Stromlinienkrümmung, das Profil und den Nachlauf korrigiert. Außerdem wird die Verzögerung durch die Luftschläuche zwischen Druckaufnehmer auf der Profiloberfläche und elektronischem Signalwandler über eine Übertragungsfunktion korrigiert. Durch einen geeigneten Messaufbau wird der Fehler durch diese Korrektur sehr gering gehalten.

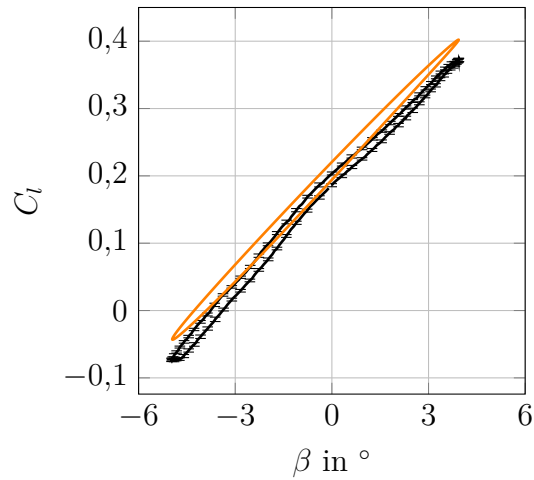


Abbildung A.1: Auftriebsbeiwert aus Messung und Simulation mit oszillierender Hinterkante bei einer Amplitude der Hinterkantenauslenkung von $\hat{\beta} = 4,45^\circ$, einem Anstellwinkel von $\alpha = 0^\circ$ und einer reduzierten Frequenz von $k = 0,01$, jeder vierte Fehlerbalken dargestellt

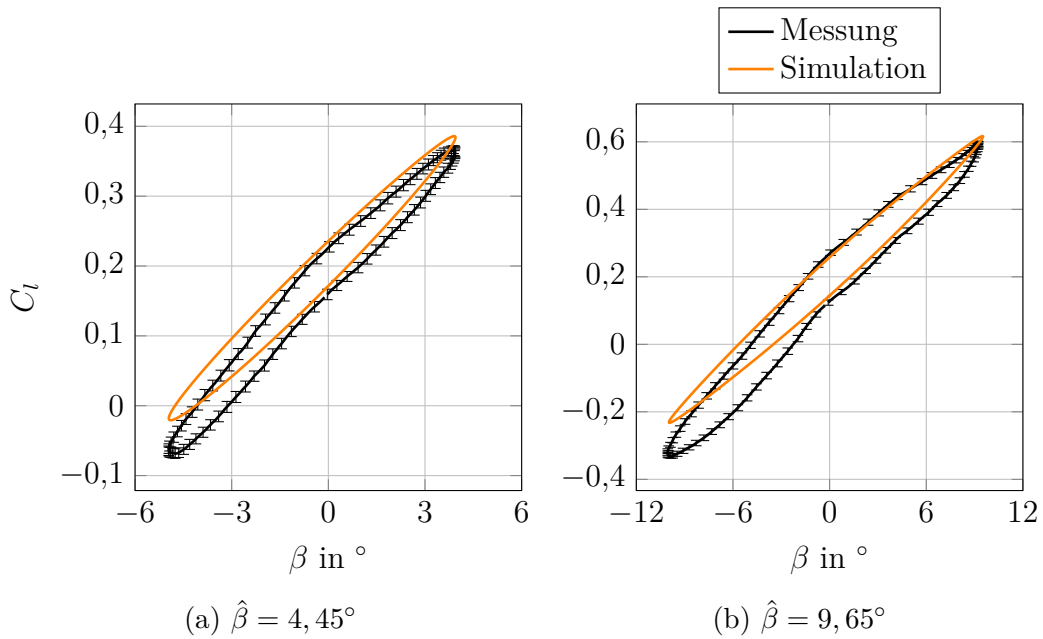


Abbildung A.2: Auftriebsbeiwert aus Messung und Simulation mit oszillierender Hinterkante bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 0^\circ$ und einer reduzierten Frequenz von $k = 0,05$, Balken geben \pm alle Standardabweichungen der Messwerte an, nur jede vierte Standardabweichung ist dargestellt

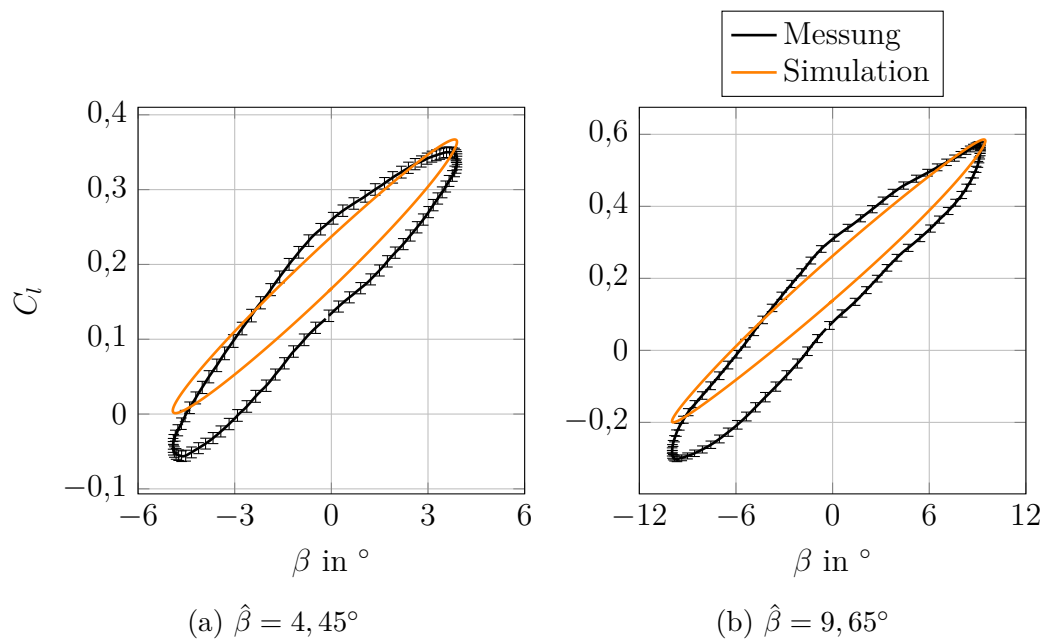


Abbildung A.3: Auftriebsbeiwert aus Messung und Simulation mit oszillierender Hinterkante bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 0^\circ$ und einer reduzierten Frequenz von $k = 0,1$, Balken geben \pm alle Standardabweichungen der Messwerte an, nur jede vierte Standardabweichung ist dargestellt

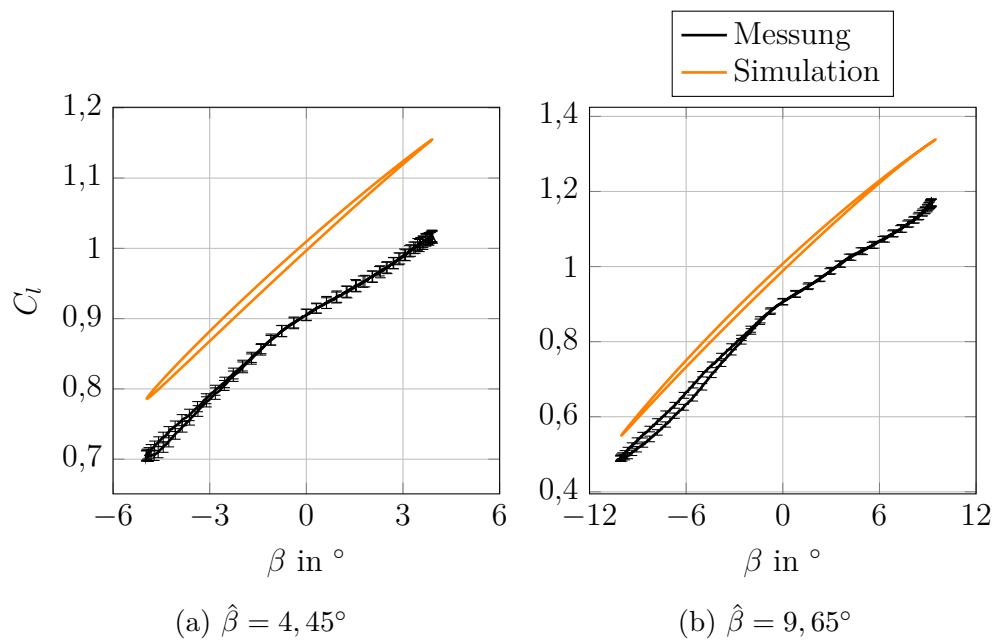


Abbildung A.4: Auftriebsbeiwert aus Messung und Simulation mit oszillierender Hinterkante bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 8^\circ$ und einer reduzierten Frequenz von $k = 0,01$, Balken geben \pm alle Standardabweichungen der Messwerte an, nur jede vierte Standardabweichung ist dargestellt

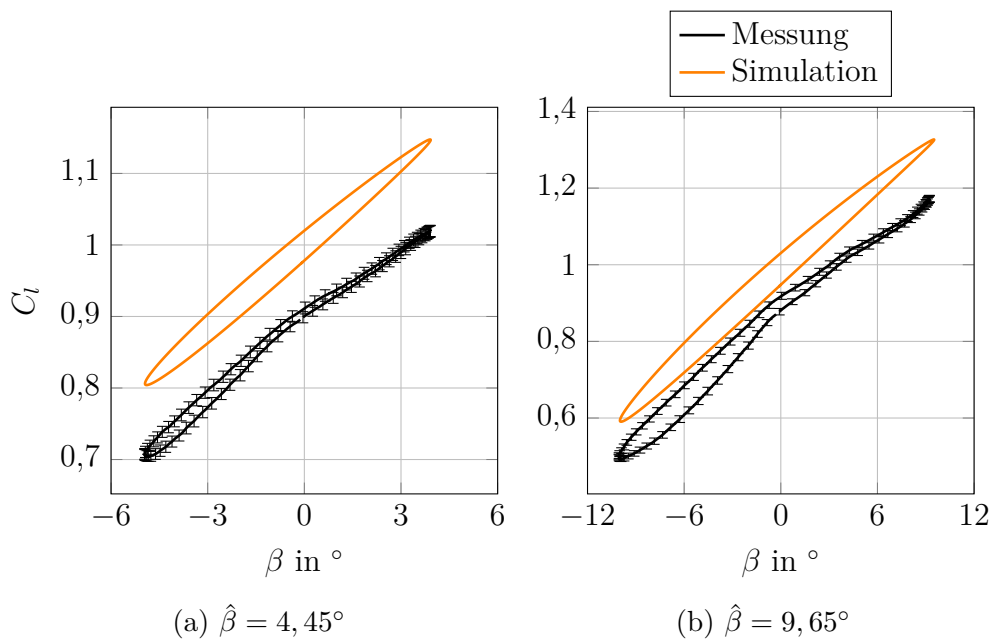


Abbildung A.5: Auftriebsbeiwert aus Messung und Simulation mit oszillierender Hinterkante bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 8^\circ$ und einer reduzierten Frequenz von $k = 0,05$, Balken geben \pm alle Standardabweichungen der Messwerte an, nur jede vierte Standardabweichung ist dargestellt

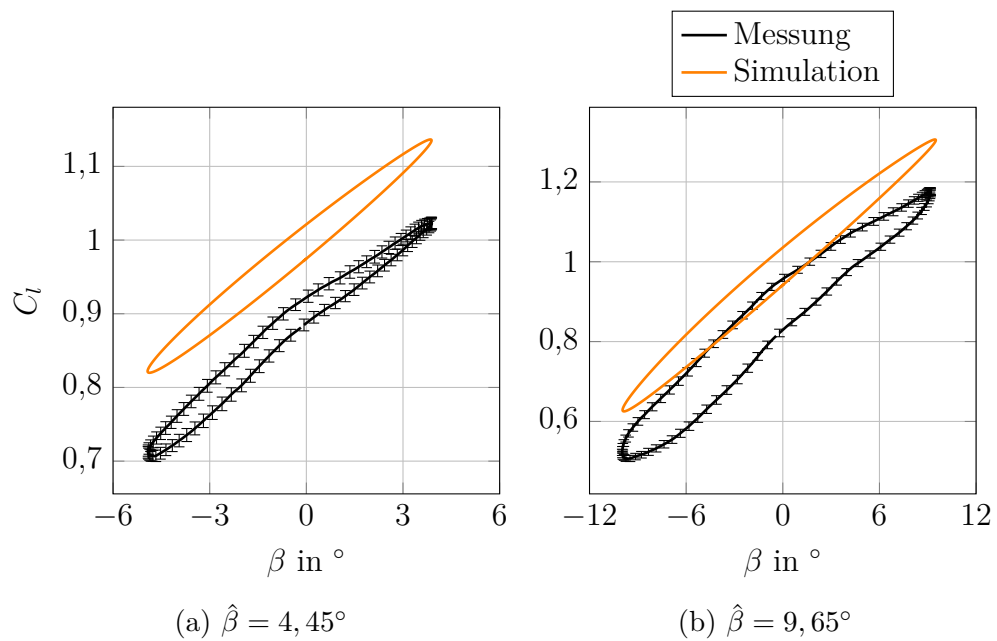


Abbildung A.6: Auftriebsbeiwert aus Messung und Simulation mit oszillierender Hinterkante bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 8^\circ$ und einer reduzierten Frequenz von $k = 0,1$, Balken geben \pm alle Standardabweichungen der Messwerte an, nur jede vierte Standardabweichung ist dargestellt

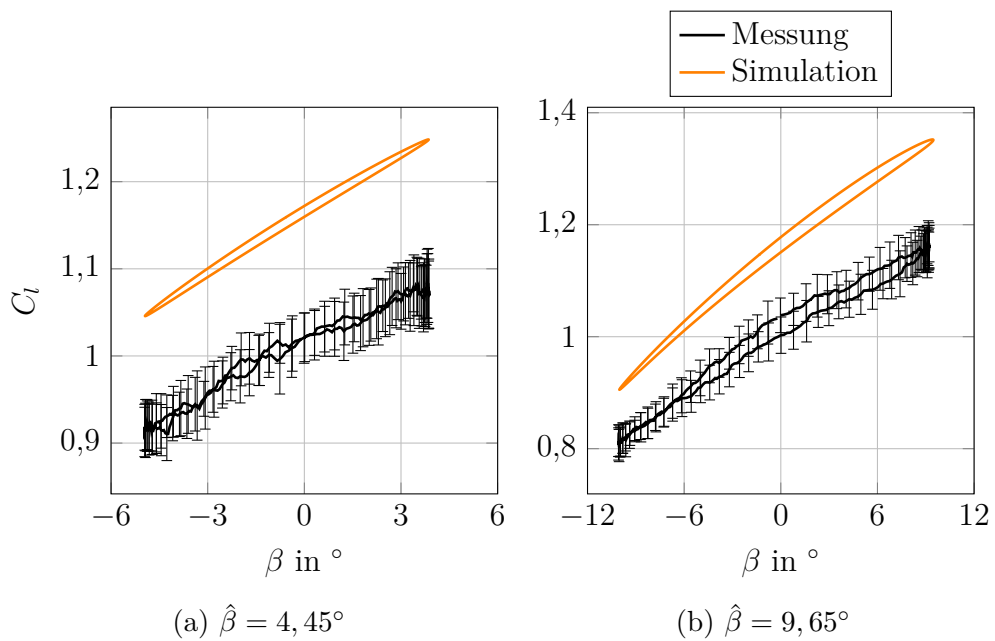


Abbildung A.7: Auftriebsbeiwert aus Messung und Simulation mit oszillierender Hinterkante bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 18^\circ$ und einer reduzierten Frequenz von $k = 0,01$, Balken geben \pm alle Standardabweichungen der Messwerte an, nur jede vierte Standardabweichung ist dargestellt

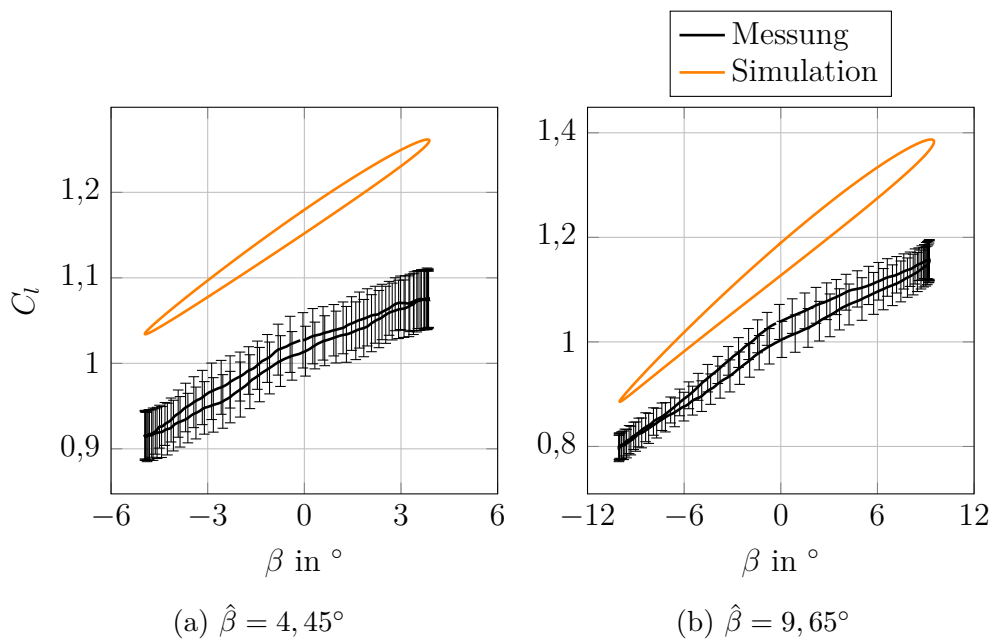


Abbildung A.8: Auftriebsbeiwert aus Messung und Simulation mit oszillierender Hinterkante bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 18^\circ$ und einer reduzierten Frequenz von $k = 0,05$, Balken geben \pm alle Standardabweichungen der Messwerte an, nur jede vierte Standardabweichung ist dargestellt

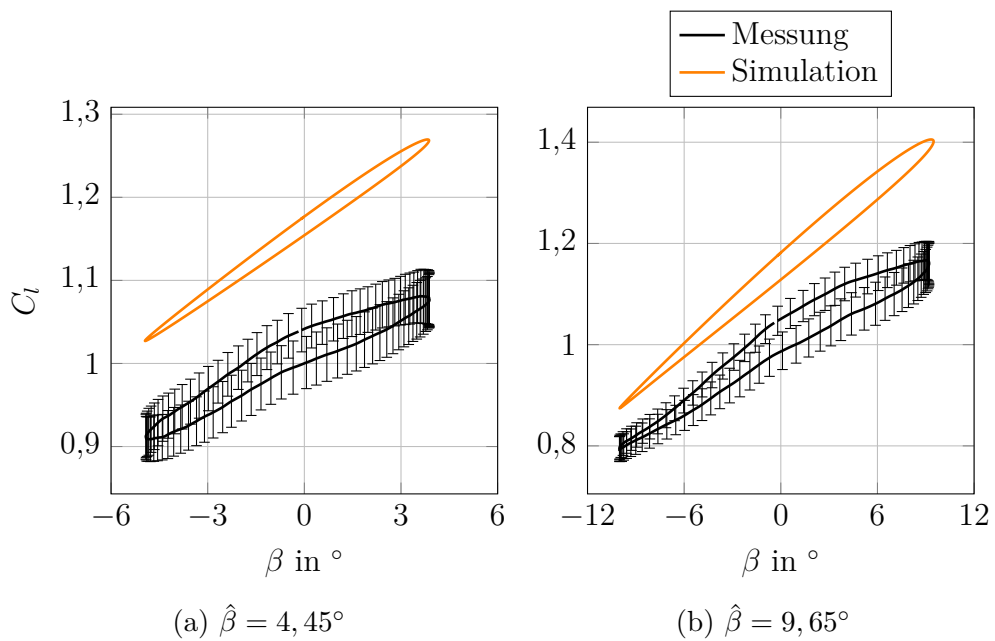


Abbildung A.9: Auftriebsbeiwert aus Messung und Simulation mit oszillierender Hinterkante bei einem Anstellwinkel von $\alpha = 18^\circ$ und einer reduzierten Frequenz von $k = 0,1$, Balken geben \pm alle Standardabweichungen der Messwerte an, nur jede vierte Standardabweichung ist dargestellt

B Anhang - Parameterstudie

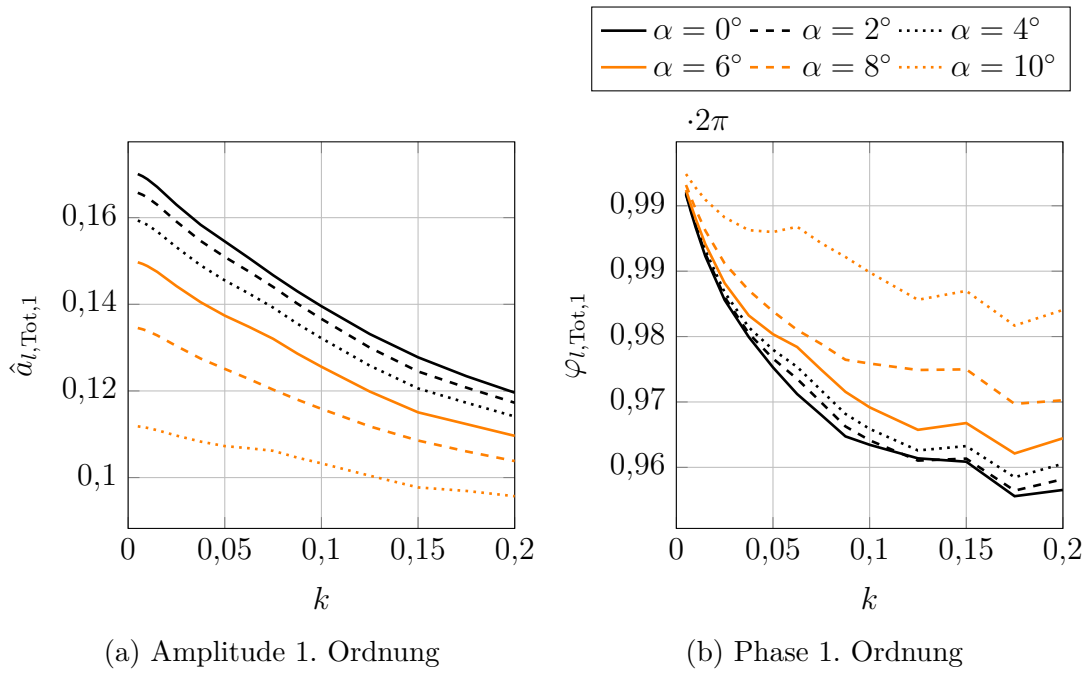


Abbildung B.1: Amplitude $\hat{a}_{l,\text{Tot},1}$ und Phase $\varphi_{l,\text{Tot},1}$ 1. Ordnung des Auftriebsbeiwerts abhängig von der red. Frequenz k für mehrere Anstellwinkel α , Amplitude der Hinterkantenauslenkung $\hat{\beta} = 2,5^\circ$

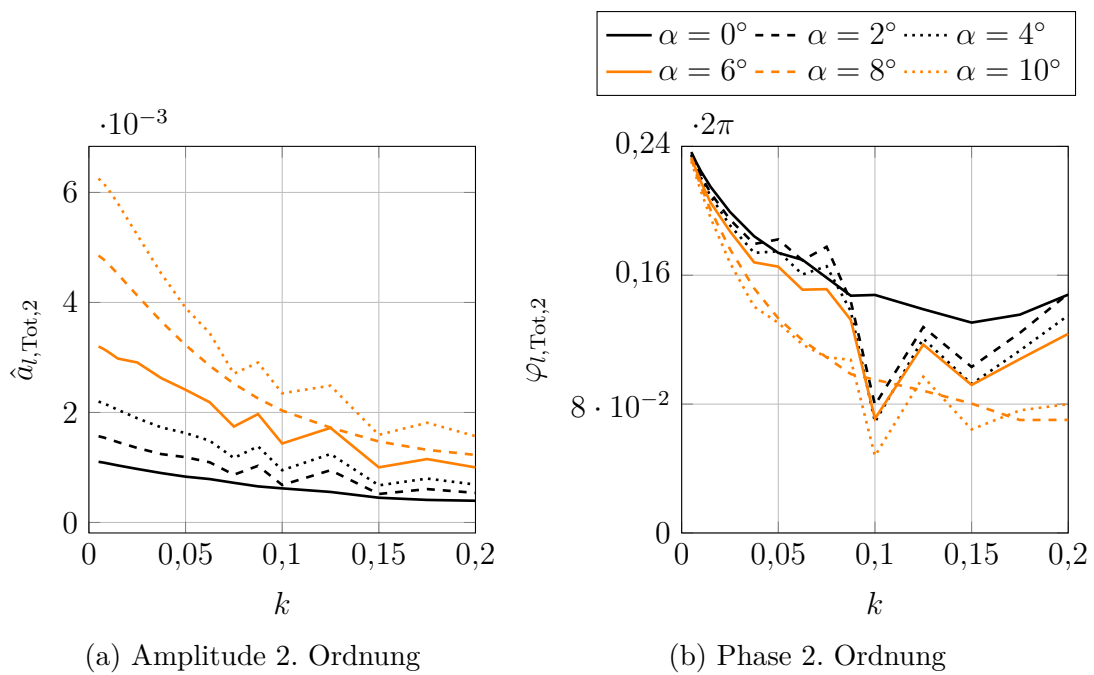


Abbildung B.2: Amplitude $\hat{a}_{l,\text{Tot},2}$ und Phase $\varphi_{l,\text{Tot},2}$ 2. Ordnung des Auftriebsbeiwerts abhängig von der red. Frequenz k für mehrere Anstellwinkel α , Amplitude der Hinterkantenauslenkung $\hat{\beta} = 2,5^\circ$

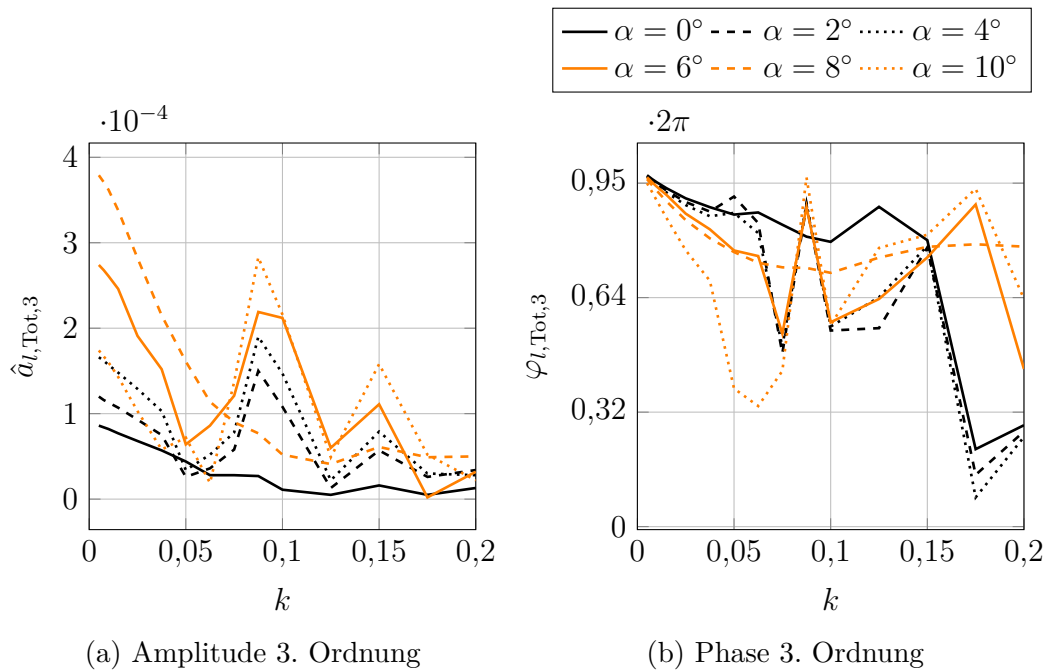


Abbildung B.3: Amplitude $\hat{a}_{l,\text{Tot},3}$ und Phase $\varphi_{l,\text{Tot},3}$ 3. Ordnung des Auftriebsbeiwerts abhängig von der red. Frequenz k für mehrere Anstellwinkel α , Amplitude der Hinterkantenauslenkung $\hat{\beta} = 2,5^\circ$

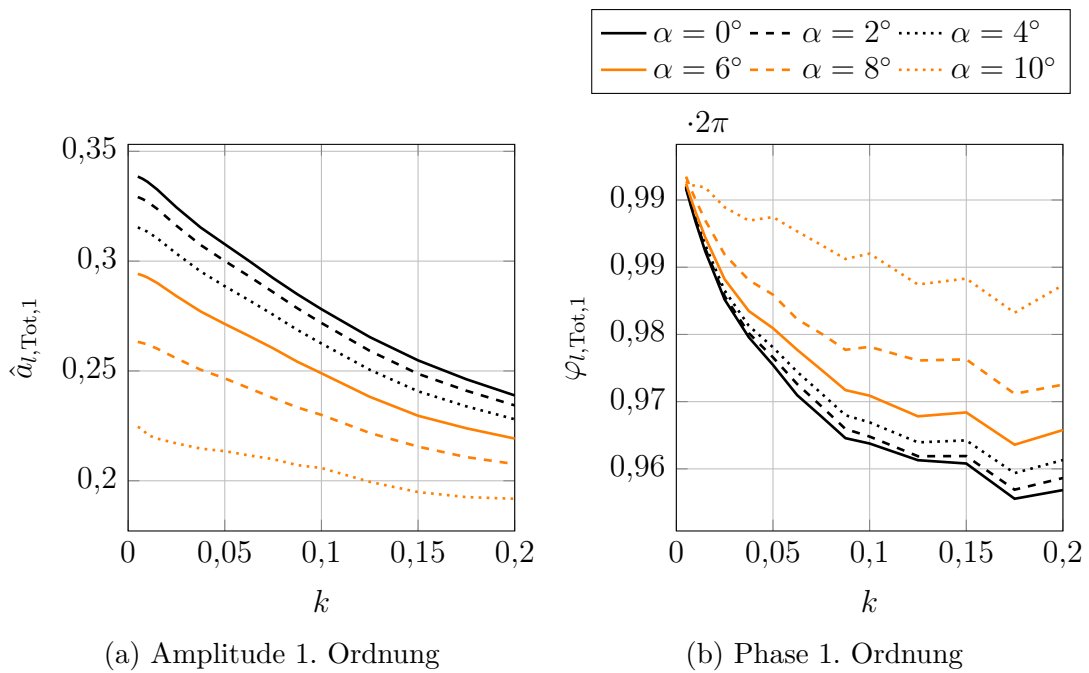


Abbildung B.4: Amplitude $\hat{a}_{l,Tot,1}$ und Phase $\varphi_{l,Tot,1}$ 1. Ordnung des Auftriebsbeiwerts abhängig von der red. Frequenz k für mehrere Anstellwinkel α , Amplitude der Hinterkantenauslenkung $\hat{\beta} = 5^\circ$

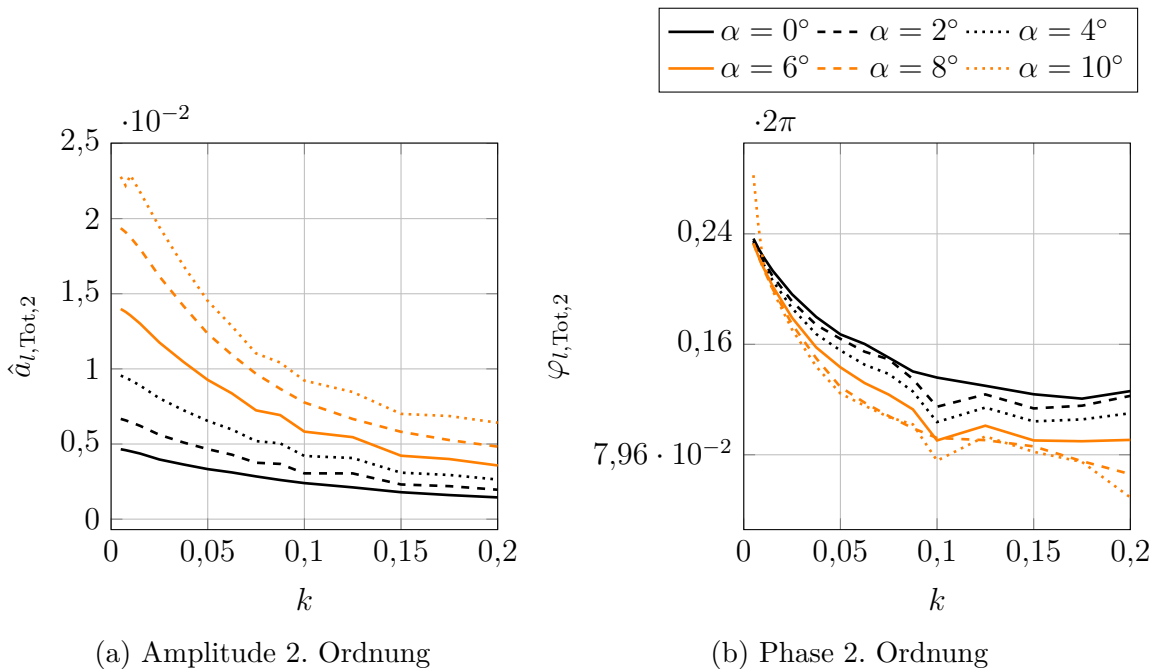


Abbildung B.5: Amplitude $\hat{a}_{l,Tot,2}$ und Phase $\varphi_{l,Tot,2}$ 2. Ordnung des Auftriebsbeiwerts abhängig von der red. Frequenz k für mehrere Anstellwinkel α , Amplitude der Hinterkantenauslenkung $\hat{\beta} = 5^\circ$

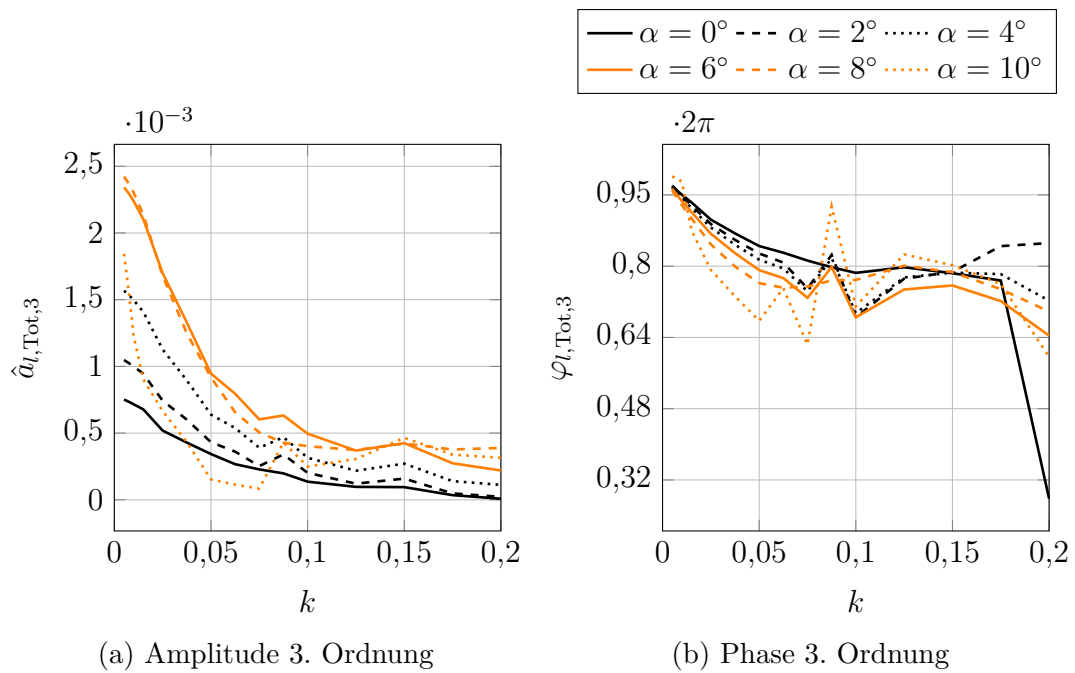


Abbildung B.6: Amplitude $\hat{a}_{l, \text{Tot}, 3}$ und Phase $\varphi_{l, \text{Tot}, 3}$ 3. Ordnung des Auftriebsbeiwerts abhängig von der red. Frequenz k für mehrere Anstellwinkel α , Amplitude der Hinterkantenauslenkung $\hat{\beta} = 5^\circ$

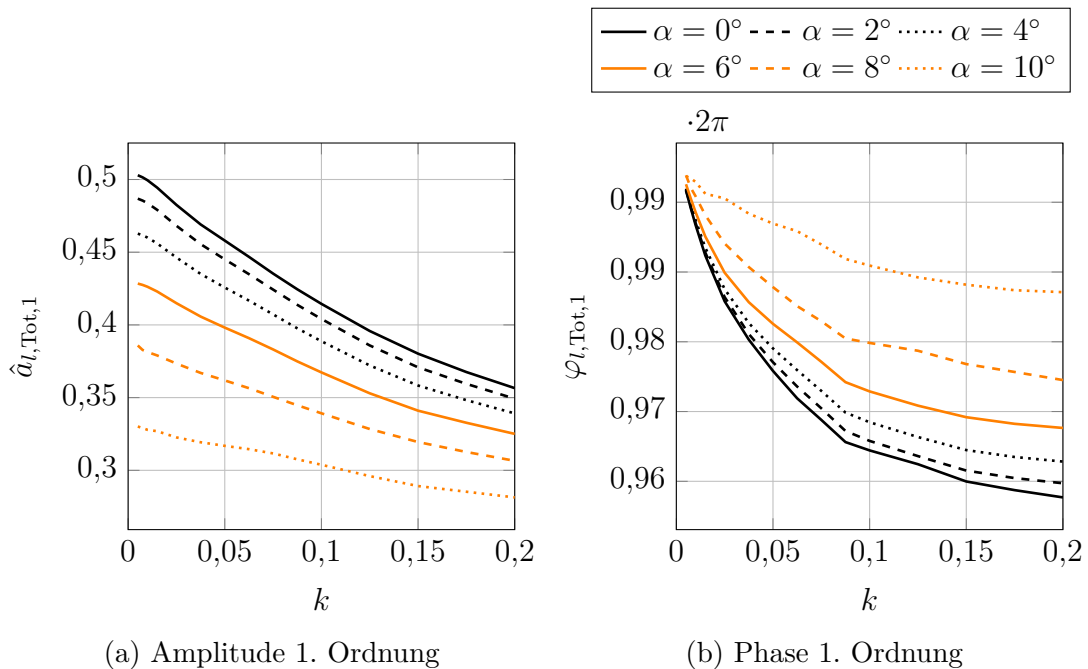


Abbildung B.7: Amplitude $\hat{a}_{l, \text{Tot}, 1}$ und Phase $\varphi_{l, \text{Tot}, 1}$ 1. Ordnung des Auftriebsbeiwerts abhängig von der red. Frequenz k für mehrere Anstellwinkel α , Amplitude der Hinterkantenauslenkung $\hat{\beta} = 7,5^\circ$

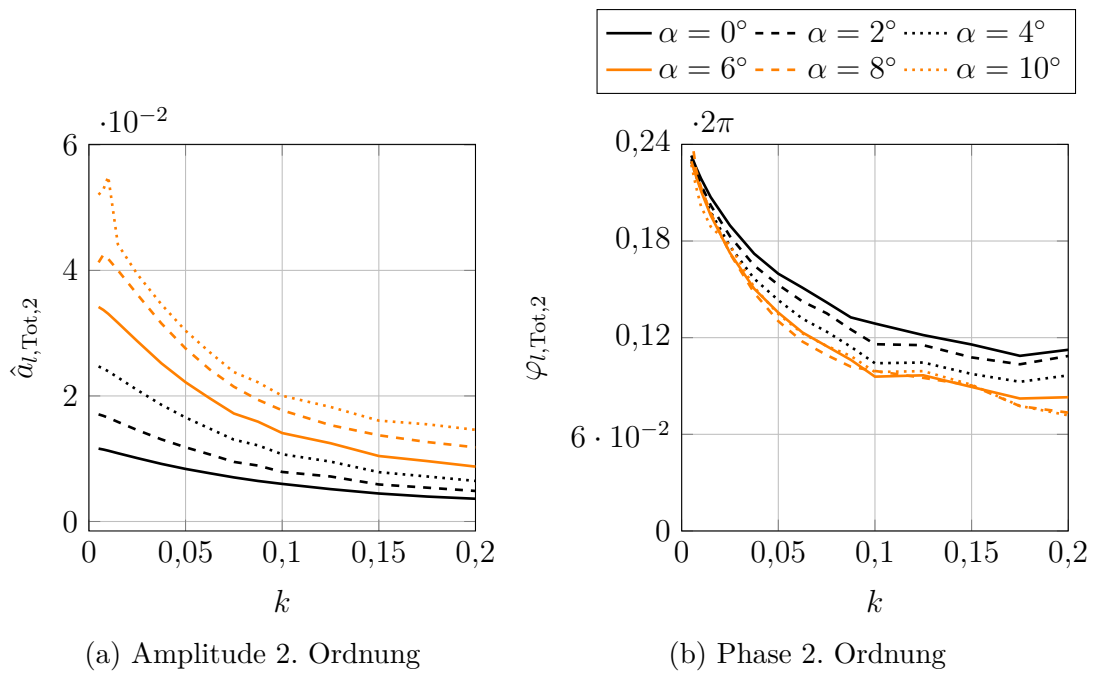


Abbildung B.8: Amplitude $\hat{a}_{l,Tot,2}$ und Phase $\varphi_{l,Tot,2}$ 2. Ordnung des Auftriebsbeiwerts abhängig von der red. Frequenz k für mehrere Anstellwinkel α , Amplitude der Hinterkantenauslenkung $\hat{\beta} = 7,5^\circ$

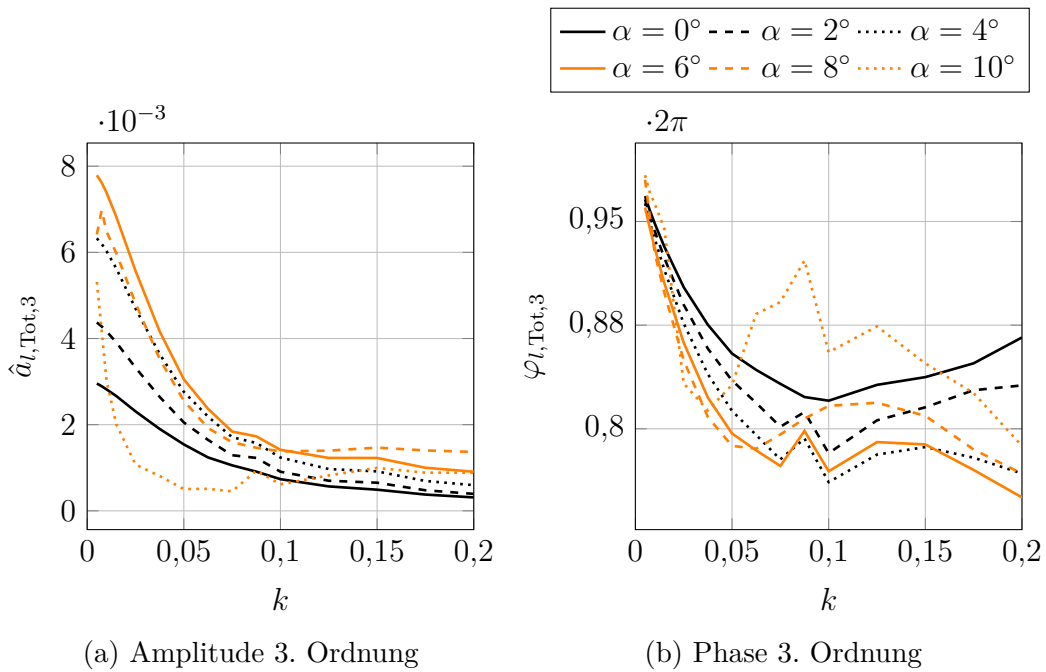


Abbildung B.9: Amplitude $\hat{a}_{l,Tot,3}$ und Phase $\varphi_{l,Tot,3}$ 3. Ordnung des Auftriebsbeiwerts abhängig von der red. Frequenz k für mehrere Anstellwinkel α , Amplitude der Hinterkantenauslenkung $\hat{\beta} = 7,5^\circ$

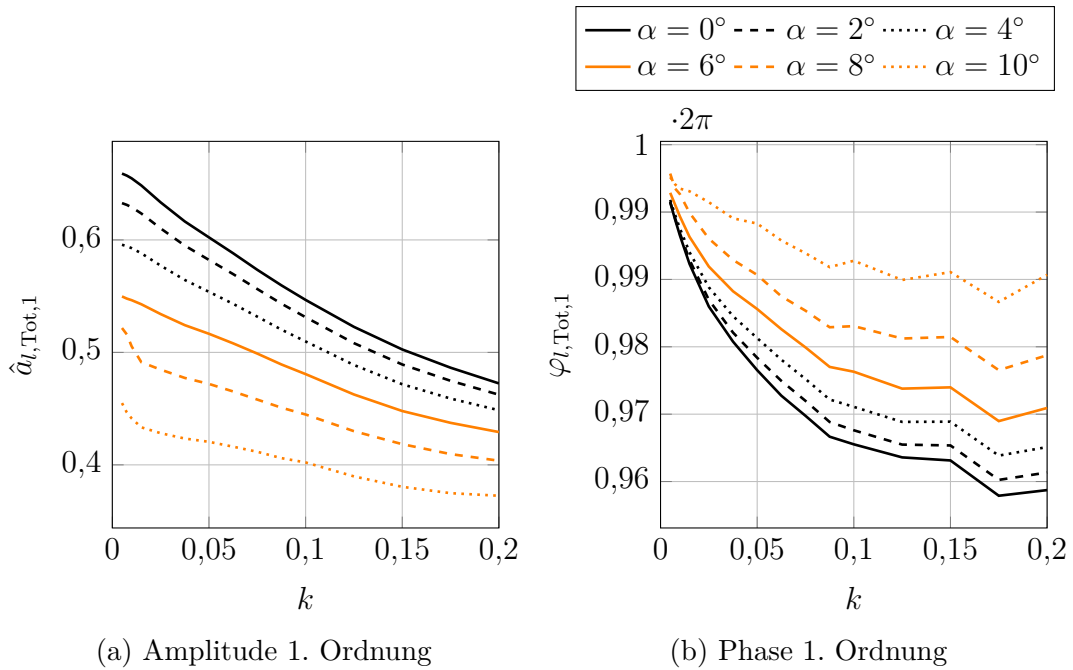


Abbildung B.10: Amplitude $\hat{a}_{l,\text{Tot},1}$ und Phase $\varphi_{l,\text{Tot},1}$ 1. Ordnung des Auftriebsbeiwerts abhängig von der red. Frequenz k für mehrere Anstellwinkel α , Amplitude der Hinterkantenauslenkung $\hat{\beta} = 10^\circ$

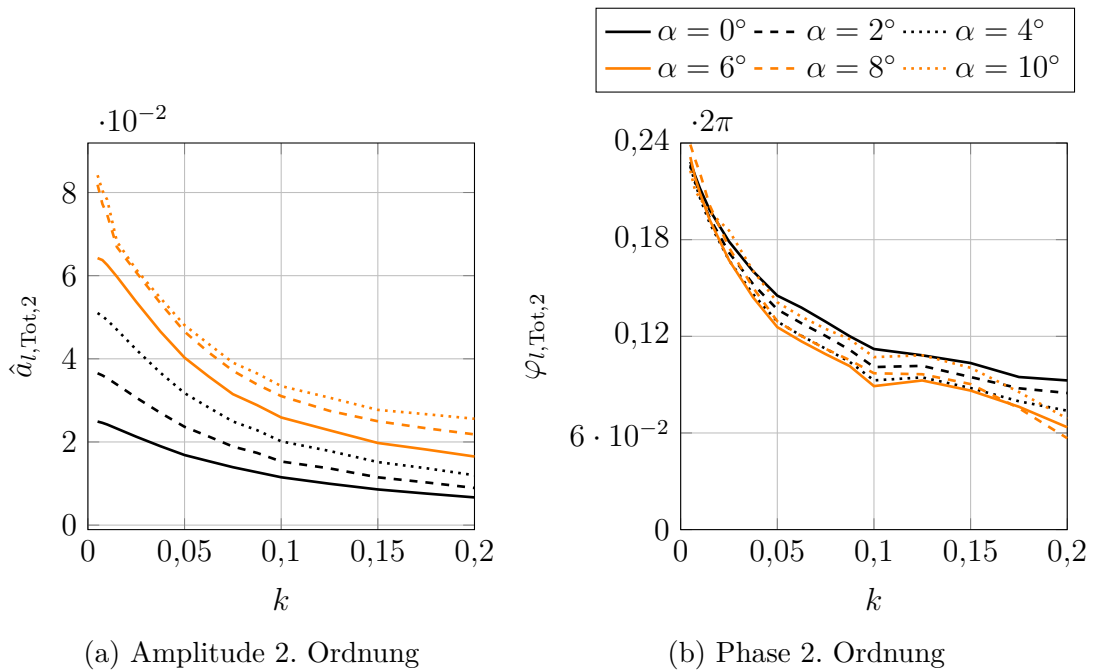


Abbildung B.11: Amplitude $\hat{a}_{l,\text{Tot},2}$ und Phase $\varphi_{l,\text{Tot},2}$ 2. Ordnung des Auftriebsbeiwerts abhängig von der red. Frequenz k für mehrere Anstellwinkel α , Amplitude der Hinterkantenauslenkung $\hat{\beta} = 10^\circ$

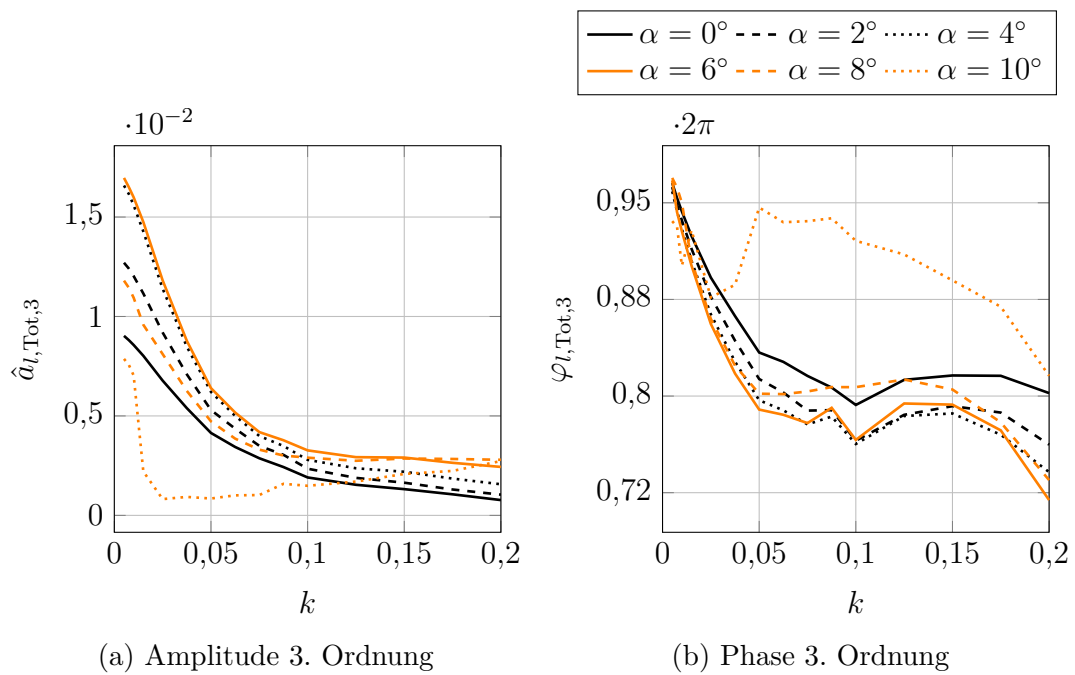


Abbildung B.12: Amplitude $\hat{a}_{l, \text{Tot}, 3}$ und Phase $\varphi_{l, \text{Tot}, 3}$ 3. Ordnung des Auftriebsbeiwerts abhängig von der red. Frequenz k für mehrere Anstellwinkel α , Amplitude der Hinterkantenauslenkung $\hat{\beta} = 10^\circ$

C Anhang - Quellcode und FAST-Eingabedateien

Listing C.1: Eingliederung des Modells zur Berechnung der instationären Effekte bei Hinterkantenbewegung in den FAST-Programmablauf

```
1  !=====
2  !===== Implementation of TFA model =====
3  !=====
4
5  IF (p%TransAero .eqv. .TRUE.) THEN
6
7      !Read in beta amplitude, frequency, and phase
8      beta_amp = m%AirFoil%BetaFitCoeff(1)
9      freq = m%AirFoil%BetaFitCoeff(2) / (2 * PI)
10     beta_phi = m%AirFoil%BetaFitCoeff(3)
11
12     !Calculate change of flap angle
13     IF(J==1) THEN
14         !Calculate deviation of flap angle with difference quotient
15         p%TransAeroParms%BetaDOT(:, IBlade) = (m%AirFoil%MulTabLoc - p%TransAeroParms%
16             BetaSaved(IBlade))/m%DT
17
18         !Save old flap angle
19         p%TransAeroParms%BetaSaved(IBlade) = m%AirFoil%MulTabLoc
20     ENDIF
21
22     !Choose correct model and calculate dynamic aerodynamic coefficients
23     IF (Time == 0) THEN !Initialize calculation
24         AltModel = .FALSE.
25         p%TransAeroParms%BetaDOT(J, IBlade) = 0
26         p%TransAeroParms%CLA_dyn(J, IBlade) = 0
27         p%TransAeroParms%CDA_dyn(J, IBlade) = 0
28         p%TransAeroParms%CMA_dyn(J, IBlade) = 0
29         k = 0
30     ELSEIF (p%TransAeroParms%BetaDOT(J, IBlade)==0) THEN !Alternative model if flap angle
31         does not change
32         AltModel = .TRUE.
33         CALL TransientAerodynamic_alternative(P%TransAeroParms, J, IBlade)
34     ELSE !Model to calculate transient aerodynamic effects
35         AltModel = .FALSE.
36         CALL TransientAerodynamic(m%AirFoil%MulTabLoc, m%AirFoil%AlphaInp(IBLADE), P%
37             TransAeroParms, J, IBlade, Time, t_EM, beta_amp, freq, k, beta_phi)
38         IF (ErrStat >= AbortErrLev) RETURN
39     ENDIF
40
41     !Add dynamic parts to static aerodynamic coefficients
42     CLA = CLA + p%TransAeroParms%CLA_dyn(J, IBlade)
43     CDA = CDA + p%TransAeroParms%CDA_dyn(J, IBlade)
44     CMA = CMA + p%TransAeroParms%CMA_dyn(J, IBlade)
45
46     !Save model results
47     IF (IBlade == 1 .AND. J==p%Element%NElm) THEN
48         CALL WriteTransAeroToFile(CLA, p%TransAeroParms%CLA_dyn(J, IBlade), CDA, p%
49             TransAeroParms%CDA_dyn(J, IBlade), CMA, p%TransAeroParms%CMA_dyn(J, IBlade),
```

C Anhang - Quellcode und FAST-Eingabedateien

```

46     AltModel,m%AirFoil%MulTabLoc,P%TransAeroParms, Time, IBlade, p%Element%NElm,k,
47     freq, beta_amp, m%Element%ALPHA(J,Iblade), beta_phi, t_EM)
48 ENDIF
49
50 !=====
51 !=====End of model implementation=====
52 !=====

```

Listing C.2: AeroDyn-Eingabedatei mit zusätzlicher Zeile zum Aufruf des Modells zur Berechnung der instationären Effekte bei Hinterkantenbewegung mit dem Pfad zur Datei mit den Polynomkoeffizienten

```

1 ----- AeroDyn v14.04.* INPUT FILE -----
2 NREL 5.0 MW offshore baseline aerodynamic input properties includin transient flap
   aerodynamics model.
3 "BEDDOES" StallMod - Dynamic stall included [BEDDOES or STEADY]
4 "USE_CM" UseCm - Use aerodynamic pitching moment model? [USE_CM or NO_CM]
5 "EQUIL" InfModel - Inflow model [DYNIN or EQUIL]
6 "NONE" IndModel - Induction-factor model [NONE or WAKE or SWIRL]
7 0.005 AToler - Induction-factor tolerance (convergence criteria) (-)
8 "NONE" TLModel - Tip-loss model (EQUIL only) [PRANDtl, GTECH, or NONE]
9 "NONE" HLModel - Hub-loss model (EQUIL only) [PRANDtl or NONE]
10 0 TwrShad - Tower-shadow velocity deficit (-)
11 9999.9 ShadHWid - Tower-shadow half width (m)
12 9999.9 T_Shad_Refpt - Tower-shadow reference point (m)
13 1.225 AirDens - Air density (kg/m^3)
14 1.464E-05 KinVisc - Kinematic air viscosity [CURRENTLY IGNORED] (m^2/sec)
15 "default" DTAero - Time interval for aerodynamic calculations (sec)
16 8 NumFoil - Number of airfoil files (-)
17 "AeroData/Cylinder1.dat" FoilNm - Names of the airfoil files [NumFoil lines]
18 "AeroData/Cylinder2.dat"
19 "AeroData/DU40_A17.dat"
20 "AeroData/DU35_A17.dat"
21 "AeroData/DU30_A17.dat"
22 "AeroData/DU25_A17.dat"
23 "AeroData/DU21_A17.dat"
24 "AeroData/IWT_DU08-W-180.dat"
25 17 BldNodes - Number of blade nodes used for analysis (-)
26 RNodes AeroTwst DRNodes Chord NFoil PrnElm
27 2.8667000E+00 1.3308000E+01 2.7333000E+00 3.5420000E+00 1 NOPRINT
28 5.6000000E+00 1.3308000E+01 2.7333000E+00 3.8540000E+00 1 NOPRINT
29 8.3333000E+00 1.3308000E+01 2.7333000E+00 4.1670000E+00 2 NOPRINT
30 1.1750000E+01 1.3308000E+01 4.1000000E+00 4.5570000E+00 3 NOPRINT
31 1.5850000E+01 1.1480000E+01 4.1000000E+00 4.6520000E+00 4 NOPRINT
32 1.9950000E+01 1.0162000E+01 4.1000000E+00 4.4580000E+00 4 NOPRINT
33 2.4050000E+01 9.0110000E+00 4.1000000E+00 4.2490000E+00 5 NOPRINT
34 2.8150000E+01 7.7950000E+00 4.1000000E+00 4.0070000E+00 6 NOPRINT
35 3.2250000E+01 6.5440000E+00 4.1000000E+00 3.7480000E+00 6 NOPRINT
36 3.6350000E+01 5.3610000E+00 4.1000000E+00 3.5020000E+00 7 NOPRINT
37 4.0450000E+01 4.1880000E+00 4.1000000E+00 3.2560000E+00 7 NOPRINT
38 4.4550000E+01 3.1250000E+00 4.1000000E+00 3.0100000E+00 8 PRINT
39 4.8650000E+01 2.3190000E+00 4.1000000E+00 2.7640000E+00 8 PRINT
40 5.2750000E+01 1.5260000E+00 4.1000000E+00 2.5180000E+00 8 PRINT
41 5.6166700E+01 8.6300000E-01 2.7333000E+00 2.3130000E+00 8 PRINT
42 5.8900000E+01 3.7000000E-01 2.7333000E+00 2.0860000E+00 8 PRINT
43 6.1633300E+01 1.0600000E-01 2.7333000E+00 1.4190000E+00 8 PRINT
44 USER
45 "TransAero"
46 ".../CertTest/TFA_WindTurbine/Parameter_TFA.dat"

```

Listing C.3: Datei mit den Polynomkoeffizienten zur Berechnung der Fourierkoeffizienten zur Annäherung der dynamischen Effekte über eine Fourier-Reihe

```

1 #rows: amp1, amp2, amp3, mean, phi1, phi2, phi3
2 #columns: p0 p_alpha1 p_alpha2 p_alpha3 p_beta1 p_beta2 p_beta3 p_k1 p_k2 p_k3
3 #Lift coefficient
4 -5.36961966658247E-02 -2.08766111111091E-03 -2.27389583333412E-04 -1.96836805555478E-05
5 1.40178655555570E-02 -3.78274666666930E-04 2.34471111112503E-06
6 1.36904736298918E+00 -5.90756577830692E+00 1.01221167756453E+01
7 -1.85169815293375E-02 1.30581111111124E-03 3.05508333333284E-04 -3.05340277777729E-05
8 1.22301333333430E-03 3.09973333331632E-05 1.32874666666757E-05
9 3.36854497519284E-01 -2.41389354480190E+00 5.74210607355986E+00
10 -5.07957117472018E-03 3.81770833333383E-04 1.99606249999981E-04 -3.11124999999982E-05
11 7.28867777778045E-04 -1.529826666666713E-04 2.03118222222246E-05
12 8.90807552333230E-02 -7.49333984744797E-01 1.94258206224032E+00
13 -8.33574651608436E-03 6.02590277777803E-04 -7.97708333333443E-05 1.21190972222235E-05
14 -7.25415555555140E-04 3.58777333333260E-04 -2.41324444444405E-05
15 1.58106979921515E-01 -1.01225165636518E+00 2.33083224568904E+00
16 4.84666724826297E+00 -5.77448055555722E-03 6.23765625000062E-03 -8.86310069444510E-04
17 6.24960777776034E-03 -2.30189333330260E-04 1.73085688888727E-04
18 -2.61814995041131E+01 2.02537489430704E+02 -5.37650594927725E+02
19 5.88934724649981E+00 -3.97946972222270E-02 1.20790375000019E-02 -9.72629861111306E-04
20 -1.35241396666714E-01 2.67386146666751E-02 -9.60354133333782E-04
21 -1.89478298484947E+01 1.41569872172272E+02 -3.68793736615635E+02
22 3.94247048163469E+00 4.65109597222151E-02 -1.75317333333302E-02 2.85913715277745E-03
23 1.24613691111023E-01 -1.84028759999842E-02 1.45955822222138E-03
24 -2.95860346200920E+01 2.39153472742871E+02 -6.44857888792794E+02
25 #Drag Coefficient
26 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
27 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
28 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
29 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
30 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
31 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
32 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
33 #Moment Coefficient
34 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
35 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
36 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
37 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
38 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
39 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
40 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0

```

Wissenschaftlicher Werdegang

Persönliche Daten

Name	Torben Wolff
Geburtsdatum	6. Dezember 1987
Geburtsort	Hannover

Schulbildung

1998 - 2004	Kooperative Gesamtschule Sehnde, Sehnde Abschluss: Erweiterter Sekundarabschluss I
2004 - 2007	Kooperative Gesamtschule Sehnde, Sehnde Abschluss: Allgemeine Hochschulreife

Studium

2007 - 2013	Leibniz Universität Hannover Abschluss: Diplom Maschinenbau
2012 - 2013	National Taiwan University, Taipeh Auslandssemester, Taiwan
2013 - 2022	Leibniz Universität Hannover Promotionsstudium Maschinenbau

Berufstätigkeit

2013 - 2017	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Turbomaschinen und Fluid-Dynamik der Leibniz Universität Hannover
2018 - 2020	Projektleiter bei G+H Isolierung GmbH, Sarstedt
seit 2021	Niederlassungsleiter bei G+H Isolierung GmbH, Sarstedt

Sarstedt, im Mai 2022