Forschungsbericht 2024-04

Experimentelle Untersuchung der Aerodynamik und Aeroakustik kleiner Rotoren im Schwebe- und Vorwärtsflug

Felix Lößle

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt Institut für Aerodynamik und Strömungstechnik Göttingen



Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt Forschungsbericht 2024-04

Experimentelle Untersuchung der Aerodynamik und Aeroakustik kleiner Rotoren im Schwebe- und Vorwärtsflug

Felix Lößle

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt Institut für Aerodynamik und Strömungstechnik Göttingen

Dissertation an der Fakultät für Maschinenbau der Leibniz-Universität Hannover

- 144 Seiten
 - 88 Bilder
 - 4 Tabellen
- 150 Literaturstellen





Herausgeber:

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e. V. Wissenschaftliche Information Linder Höhe D-51147 Köln

ISSN 1434-8454 ISRN DLR-FB-2024-04 Erscheinungsjahr 2024

DOI: 10.57676/me6e-j853

Erklärung des Herausgebers:

Als Manuskript gedruckt. Abdruck oder sonstige Verwendung nur nach Absprache mit dem DLR gestattet. Kleinrotor, Mikrofonarray, Background Oriented Schlieren, Particle Image Velocimetry

Felix LÖßLE

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt, Institut für Aerodynamik und Strömungstechnik, Göttingen

Experimentelle Untersuchung der Aerodynamik und Aeroakustik kleiner Rotoren im Schwebe- und Vorwärtsflug

Leibniz-Universität Hannover

Obwohl sowohl die Aerodynamik als auch die Aeroakustik von Hubschrauberrotoren bereits seit vielen Jahren intensiv erforscht werden, lassen sich diese nicht unmittelbar auf Kleinrotoren übertragen. Insbesondere sind die Zusammenhänge zwischen dem Strömungszustand und der Schallemission von Kleinrotoren bisher noch nicht vollständig verstanden. In dieser Arbeit werden die Zusammenhänge zwischen der Strömungstopologie und der Entstehung von Schallquellen an Kleinrotoren vor allem experimentell, aber auch numerisch untersucht. Dazu werden Schub- und Leistungsmessungen an elf kommerziellen Kleinrotoren bei unterschiedlichen Anströmgeschwindigkeiten, Drehzahlen und Neigungswinkeln durchgeführt. Die optische Analyse der Strömungsfelder erfolgt mit Particle Image Velocimetry (PIV) und mit der Background Oriented Schlieren (BOS) Methode. Für die akustische Untersuchung wird ein Mikrofonarray eingesetzt und die Schallguellen mithilfe von Beamforming-Algorithmen lokalisiert. Zusätzlich werden die Strömungsfelder mit einem Panelverfahren (UPM) simuliert und die Schallemission mit einem Ffowcs Williams-Hawkings-Löser (APSIM) berechnet. Die Untersuchungen zeigen, dass erst durch die Kombination von akustischen und optischen Messtechniken sowie Simulationen der Aerodynamik und Aeroakustik eine hinreichende Analyse der Schallentstehungsmechanismen von Kleinrotoren möglich ist. Die optischen Messtechniken und die UPM-Simulationen helfen die komplexen Strömungsvorgänge am Rotor zu verstehen und erweisen sich als wertvolle Ergänzung zur Interpretation der Schallquellen des Rotors.

Small rotors, microphone array, Background Oriented Schlieren, Particle Image Velocimetry (Published in German)

Felix LÖßLE

German Aerospace Center (DLR), Institute of Aerodynamics and Flow Technology, Göttingen

Experimental investigation of the aerodynamics and aeroacoustics of small rotors in hover and forward flight

Leibniz-Universität Hannover

Although both the aerodynamics and aeroacoustics of helicopter rotors have been studied intensively for many years, these findings cannot be directly transferred to small rotors. In particular, the relationships between the flow conditions and the acoustic emission of small rotors are not yet fully understood. In this work, the relationship between the flow topology and the generation of sound sources is investigated primarily experimentally, but also numerically. For this purpose, thrust and power measurements are performed on eleven commercially available small rotors at different inflow velocities, rotational speeds and tilt angles. The flow fields are analysed using Particle Image Velocimetry (PIV) and Background Oriented Schlieren (BOS) method. For the acoustic study, a microphone array is used and the sound sources on the rotor are localised using beamforming algorithms. In addition, the flow fields are simulated with a panel method (UPM) and the sound emission is calculated with a Ffowcs Williams-Hawkings solver (APSIM). The investigations show that a sufficient analysis of the noise generation mechanisms of small rotors is only possible by combining acoustic and optical measurement techniques as well as aerodynamic and aeroacoustic simulations. The optical measurement techniques and the UPM simulations help to understand the complex flow processes on the rotor and prove to be a valuable addition to the interpretation of the sound sources of the rotor.

Experimentelle Untersuchung der Aerodynamik und Aeroakustik kleiner Rotoren im Schwebe- und Vorwärtsflug

Von der Fakultät für Maschinenbau der Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover zur Erlangung des akademischen Grades Doktor-Ingenieur Dr.-Ing. genehmigte Dissertation

> von Felix Lößle, M.Sc.

> > 2024

- 1. Referent: Prof. Dr.-Ing. Markus Raffel
- 2. Referent: Prof. Dr.-Ing. Eike Stumpf

Tag der Promotion: 21.12.2023

Kurzfassung

Zur Zeit werden vermehrt unbemannte Luftfahrzeuge und Flugtaxis für unterschiedliche Einsatzzwecke entwickelt. Um die Flugleistung dieser Fluggeräte zu verbessern, steht die Aerodynamik von Kleinrotoren im Fokus der Forschung. Da die Akzeptanz dieser Fluggeräte insbesondere im urbanen Bereich stark von ihren Lärmimmissionen abhängt, gewinnt auch die Erforschung der Aeroakustik solcher Rotoren an Bedeutung.

Obwohl sowohl die Aerodynamik als auch die Aeroakustik von Hubschrauberrotoren bereits seit vielen Jahren intensiv erforscht werden, lassen sich diese Erkenntnisse unter anderem aufgrund der höheren Reynoldszahlen, bei denen Hubschrauberrotoren betrieben werden, nicht unmittelbar auf Kleinrotoren übertragen. Daher wurden in den letzten Jahren viele Studien durchgeführt, die sich speziell mit der Erforschung der Aerodynamik und Aeroakustik von Kleinrotoren beschäftigen. Dabei blieben jedoch bisher wichtige Forschungsfragen unbeantwortet. Insbesondere sind die Zusammenhänge zwischen dem Strömungszustand und der Schallemission von Kleinrotoren bisher noch nicht vollständig verstanden.

In dieser Arbeit werden die Zusammenhänge zwischen der Strömungstopologie und der Entstehung von Schallquellen vor allem experimentell, aber auch numerisch untersucht. Dazu werden Schub- und Leistungsmessungen an elf kommerziellen Kleinrotoren mit Durchmessern zwischen 30,5 cm und 62,2 cm bei unterschiedlichen Anströmgeschwindigkeiten, Drehzahlen und Neigungswinkeln durchgeführt. Die Analyse der Strömungsfelder erfolgt mit *Particle Image Velocimetry* (PIV). Die Blattspitzenwirbel werden mit der *Background Oriented Schlieren* (BOS) Methode visualisiert. Für die akustische Untersuchung wird ein Mikrofonarray mit 512 Mikrofonen eingesetzt. Aus den akustischen Aufnahmen werden die Schallquellen am Rotor mithilfe von Beamforming-Algorithmen lokalisiert. Zusätzlich werden die Strömungsfelder mit einem Panelverfahren (UPM) simuliert und die Schallemission mit einem Ffowcs Williams-Hawkings-Löser (APSIM) berechnet.

Die Untersuchungen zeigen, dass die Emission von Breitbandlärm stark vom Betriebszustand des Rotors abhängt. Im Schwebeflug und im Vorwärtsflug mit nach vorne geneigtem Rotor liegt die dominante Breitbandschallquelle des Rotors bei 80 % des Rotorradius an der Hinterkante der Rotorblätter. Im Vorwärtsflug ist die Schallemission auf der vorlaufenden Seite aufgrund der höheren Relativgeschwindigkeiten stärker als auf der rücklaufenden Seite.

Im Vorwärtsflug mit gegenüber der Anströmung nach hinten geneigtem Rotor (Vorwärtsflug mit Sinken, abbremsendes Manöver) zeigen die ermittelten Trajektorien der Blattspitzenwirbel, dass es zur Interaktion zwischen dem Blattspitzenwirbel und dem nachlaufenden Rotorblatt kommen kann. Die Blatt-Wirbel-Interaktionen äußern sich akustisch vor allem durch Zunahme des Breitbandlärms, der von dem Bereich der Rotorkreisscheibe, in dem die Interaktion stattfindet, ausgeht.

Die Untersuchungen zeigen, dass erst durch die Kombination von akustischen und optischen Messtechniken sowie Simulationen der Aerodynamik und Aeroakustik eine hinreichende Analyse der Schallentstehungsmechanismen von Kleinrotoren möglich ist. Die optischen Messtechniken und die UPM-Simulationen helfen die komplexen Strömungsvorgänge am Rotor zu verstehen und erweisen sich als wertvolle Ergänzung zur Interpretation der Schallquellen des Rotors.

Abstract

Experimental investigation of the aerodynamics and aeroacoustics of small rotors in hover and forward flight

An increasing number of unmanned aerial vehicles and air taxis are currently being developed for various purposes. In order to improve the flight performance of these aircraft, research is focusing on the aerodynamics of small rotors. Since the acceptance of these aircraft, especially in urban areas, depends heavily on their noise immissions, research into the aeroacoustics of such rotors is also becoming increasingly important.

Although both the aerodynamics and aeroacoustics of helicopter rotors have been studied intensively for many years, these findings cannot be directly transferred to small rotors, partly due to the higher Reynolds numbers at which helicopter rotors are operated. Therefore, many studies have been carried out in recent years with the specific aim of investigating the aerodynamics and aeroacoustics of small rotors. However, important research questions remain unanswered. In particular, the relationships between the flow conditions and the acoustic emission of small rotors are not yet fully understood.

In this work, the relationship between the flow topology and the generation of sound sources is investigated primarily experimentally, but also numerically. For this purpose, thrust and power measurements are performed on eleven commercially available small rotors with diameters between 30.5 cm and 62.2 cm at different inflow velocities, rotational speeds and tilt angles. The flow fields are analysed using *Particle Image Velocimetry* (PIV). The blade tip vortices are visualised with the *Background Oriented Schlieren* (BOS) method. For the acoustic study, a microphone array with 512 microphones is used. From the acoustic recordings, the sound sources on the rotor are localised using beamforming algorithms. In addition, the flow fields are simulated with a panel method (UPM) and the sound emission is calculated with a Ffowcs Williams-Hawkings solver (APSIM).

The investigations show that the emission of broadband noise is strongly depen-

dent on the operating state of the rotor. In hover and forward flight with the rotor tilted forward, the dominant broadband noise source of the rotor is located at 80 % of the rotor radius at the trailing edge of the rotor blades. In forward flight, due to the higher relative flow speeds, the noise emission is stronger at the leading side than at the trailing side of the rotor disc.

In forward flight with the rotor tilted backwards with respect to the incident flow (forward flight with sinking, decelerating manoeuvre), the measured trajectories of the blade tip vortices show that an interaction between the blade tip vortex and the trailing rotor blade can occur. The blade-vortex interactions are mainly expressed acoustically by an increase in the broadband noise emanating from the area of the rotor disc where the interaction takes place.

The investigations show that a sufficient analysis of the noise generation mechanisms of small rotors is only possible by combining acoustic and optical measurement techniques as well as aerodynamic and aeroacoustic simulations. The optical measurement techniques and the UPM simulations help to understand the complex flow processes on the rotor and prove to be a valuable addition to the interpretation of the sound sources of the rotor.

Danksagung

Diese Dissertation entstand während meiner Zeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Aerodynamik und Strömungstechnik am Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) in Göttingen. An dieser Stelle möchte ich mich bei allen herzlich bedanken, die mich in dieser Zeit bei der Anfertigung meiner Dissertation unterstützt haben.

Zuerst möchte ich mich bei meinem Doktorvater Prof. Dr. Markus Raffel für die Möglichkeit in der Hubschrauberabteilung des DLRs in Göttingen promovieren zu dürfen, die guten Rahmenbedingungen und die Unterstützung in allen Phasen der Promotion bedanken. Für die Begutachtung meiner Dissertation möchte ich mich bei Prof. Dr. Eike Stumpf von der RWTH Aachen und für die Übernahme des Prüfungsvorsitzes Prof. Dr. Thomas Seel von der Universität Hannover bedanken.

Besonders Dank sagen möchte ich meinem Betreuer Dr. Rainer Schmid für seine hervorragende fachliche Betreuung, die zahlreichen anregenden Diskussionen sowie die menschliche Unterstützung während meiner gesamten Promotionszeit. Sein Engagement hat maßgeblich zum Gelingen der Promotion beigetragen.

Des Weiteren möchte ich meinen Kollegen danken, die mir stets mit Rat und Tat zur Seite gestanden sind. Die vielen fachlichen Diskussionen haben mich immer wieder neu motiviert und inspiriert. Insbesondere möchte ich mich bei meiner Kollegin Anna Kostek für die Unterstützung bei der Durchführung der Experimente und den Simulationen mit UPM bedanken. Sehr dankbar bin ich meinem Kollegen Dr. Clemens Schwarz für die Hilfe beim Aufbau des BOS-Setups sowie Dr. Johannes Braukmann für die Unterstützung bei den PIV-Experimenten. Mein Dank gilt Dr. Daniel Ernst für das Entwerfen des Mikrofon-Arrays. Die vielen Gespräche mit ihm haben wesentlich zu meinem Verständnis für akustische Messtechnik und Beamforming beigetragen. Für die pragmatische Hilfe beim Aufbau von Prüfständen und Experimenten aller Art bedanke ich mich bei Markus Krebs. Schließlich möchte ich mich bei meinen Kollegen auch für die hervorragende Stimmung in unserer Abteilung bedanken.

Vielen Dank an Alexander Haß für das Korrekturlesen meiner Dissertation. Die Anmerkungen und Vorschläge haben sehr zur Lesbarkeit der Arbeit beigetragen.

Außerdem bin ich meiner Familie und meinen Freunden für die menschliche Unterstützung dankbar. Insbesondere möchte ich mich bei meinen Eltern herzlich bedanken, deren bedingungslose Liebe und Fürsorge mir meinen bisherigen Lebensweg erst ermöglicht haben.

Inhaltsverzeichnis

			S	beite		
In	Inhaltsverzeichnis ix					
Al	obild	ungsve	erzeichnis	xi		
Та	belle	nverze	eichnis	xix		
N	omen	klatur		xxi		
1	Einleitung					
2	Gru	rundlagen und Stand der Forschung				
	2.1	Rotor	aerodynamik	5		
		2.1.1	Berechnung von Schub und Leistung	5		
		2.1.2	Dimensionslose Kennwerte	9		
	2.2	Rotorakustik				
		2.2.1	Rotationslärm	10		
		2.2.2	Profillärm	12		
		2.2.3	Blatt-Wirbel-Interaktionslärm	14		
		2.2.4	Turbulenzinduzierter Lärm	15		
		2.2.5	Unterschied zwischen Kleinrotoren und Hubschrauberrotoren .	16		
	2.3	Rotor	auslegung	17		
	2.4	Unter	suchungen der Aerodynamik von Kleinrotoren	19		
	2.5	Unter	suchungen der Aeroakustik von Kleinrotoren	22		
3	Met	hoden		25		
	3.1	Messtechniken				

<u>x</u>			Untersuchung der Aerodynamik und Aeroakustik kleiner Rot	oren			
		3.1.1	Kraft- und Momentenmessung	. 25			
		3.1.2 Background Oriented Schlieren					
		3.1.3 Particle Image Velocimetry					
	3.1.4 Akustisches Beamforming						
	3.2	2 Simulationswerkzeuge					
		3.2.1	Unsteady Panel Method	. 33			
		3.2.2	Aeroacoustic Prediction System based on Integral Methods	. 35			
4	Exp	erimen	teller Aufbau	37			
	4.1	Aufba	u des Rotorteststands	. 37			
	4.2	Unters	suchte Rotoren	. 39			
	4.3	Akust	ische Messung	. 42			
	4.4	Messu	ing des Schubs und des Drehmoments	. 44			
4.5 Optische Messung mit BOS			che Messung mit BOS	45			
	4.6	Optise	che Messung mit PIV	. 46			
	4.7	Simul	ation mit UPM und APSIM	. 50			
5	Erge	ebnisse	und Diskussion	51			
	5.1	Schwe	ebeflug	. 51			
		5.1.1	Schub- und Leistungsmessungen	. 51			
		5.1.2	Strömungsfeld mit BOS	. 58			
		5.1.3	Strömungsfeld mit PIV	. 63			
		5.1.4	Akustik	. 66			
	5.2	Vorwä	irtsflug	. 77			
		5.2.1	Schub und Leistung	. 77			
		5.2.2	Strömungsfeld mit BOS	. 88			
		5.2.3	Strömungsfeld mit PIV	. 96			
		5.2.4	Akustik	104			
6	Zus	ammen	nfassung	121			
Lit	teratı	ırverze	ichnis	125			
Ar	nhang	5		141			

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1.	1: Einfluss der Reynoldszahl auf die maximale Gleitzahl von	
	Profilen und ebenen Platten nach McMasters und Hender-	
	son [85]	3
Abbildung 2.	1: Strahltheoretisches Strömungsmodell eines Rotors im Schwe-	
	beflug	6
Abbildung 2.	2: Typische radiale Verteilung der Zirkulation eines in Blatt-	
	elemente unterteilten Rotorblattes und daraus nach der	
	Traglinientheorie resultierendes Wirbelsystem im Blatt-	
	nachlauf	8
Abbildung 2.	3: Schematische Darstellung der gebundenen Zirkulations-	
	verteilung und des Nachlaufs eines Rotorblattes aus Martin	
	und Leishman [81]	9
Abbildung 2.	4: Klassifikation des aerodynamischen Rotorlärms	11
Abbildung 2.	5: Mechanismen des Profillärms nach Brooks et al. [17]	12
Abbildung 2.	6: Schematische Darstellungen zur Blatt-Wirbel-Interaktion .	15
Abbildung 2.	7: Einfluss der Blattverwindung auf das Strömungsfeld ei-	
	nes Rotors im Schwebeflug. Rauchvisualisierungen aus	
	Ramasamy et al. [105]	22
Abbildung 2.	8: Simulation des Einflusses der Strömungsrezirkulation auf	
	die akustische Quellkarte eines Kleinrotors aus Narda-	
	ri et al. [90]	24
Abbildung 3.	1: Prinzip eines BOS-Aufbaus aus Raffel [102]	27
Abbildung 3.	2: Prinzip eines 2D-PIV-Versuchsaufbaus in einem Windkanal	
	aus Raffel et al. [104]	29
Abbildung 3.	3: Messung der Geschwindigkeit mithilfe eines Stereo-PIV-	
	Aufbaus	30
Abbildung 3.	4: Prinzip des akustischen Beamformings im Zeitbereich	31
Abbildung 3.	5: Modellierung des Rotorblatts und des Rotornachlaufs in	
	UPM aus Yin und Kunze [147]	34

Abbildung	4.1:	Bild des BOS- und Mikrofonarray-Versuchsaufbaus	38
Abbildung	4.2:	Modell des BOS- und Mikrofonarray-Versuchsaufbaus	38
Abbildung	4.3:	Antriebseinheit des Rotors mit Instrumentierung zur Mes-	
		sung des Schubs und des Drehmoments	39
Abbildung	4.4:	Definition der verwendeten Koordinatensysteme	40
Abbildung	4.5:	Bilder der untersuchten Kleinrotoren	41
Abbildung	4.6:	Blatttiefen- und Einstellwinkelverteilung der untersuchten	
		Kleinrotoren	42
Abbildung	4.7:	Einstellwinkelverteilung der Rotoren der CAMcarbon Power	
		Serie	42
Abbildung	4.8:	Bild und Skizze des verwendeten Mikrofonarrays	43
Abbildung	4.9:	Skizze des BOS- und Mikrofonarray-Versuchsaufbaus	44
Abbildung	4.10:	Positionskalibrierung des Mikrofonarrays	45
Abbildung	4.11:	Skizze des PIV-Versuchsaufbaus zur Vermessung des Strö-	
		mungsfelds unterhalb der Rotorebene	47
Abbildung	4.12:	Kameraanordnung des PIV-Versuchsaufbaus im RTG	48
Abbildung	4.13:	Beispiel eines von Kamera 2 aufgenommenen Partikelbilds	
		bei einer Rotorneigung von $\alpha = -10^{\circ}$	49
Abbildung	5.1:	Einfluss der Drehzahl n auf den Rotorschub T und die Ro-	
		torleistung <i>P</i> im Schwebeflug für alle untersuchten Zwei-	
		blattrotoren.	52
Abbildung	5.2:	Abhängigkeit des Rotorschubs T und der Rotorleistung	
		<i>P</i> von der zweiten bzw. dritten Potenz der Blattspitzenge-	
		schwindigkeit $V_{ m tip}$ für den Rotor CAMcarbon Light 16 $ imes$ 6	
		im Schwebeflug	53
Abbildung	5.3:	Schubbeiwerte C_T und Leistungsbeiwerte C_P aller unter-	
		suchter Zweiblattrotoren im Schwebeflug	54
Abbildung	5.4:	Figure of Merit FM aller untersuchter Zweiblattrotoren im	
		Schwebeflug	55
Abbildung	5.5:	Einfluss der Blattzahl (links) und des Einstellwinkels (rechts)	
		auf den Schub- und Leistungsbeiwert	56
Abbildung	5.6:	Einfluss der Blattzahl (links) und des Einstellwinkels (rechts)	
		auf den Figure of Merit	57
Abbildung	5.7:	Visualisierung des Wirbelsystems des Rotors CAMcarbon	
		Light 16×6 im Schwebeflug mit BOS	59
Abbildung	5.8:	Detektierte Positionen der Blattspitzenwirbel des Rotors	
		CAMcarbon Light 16×6 im Schwebeflug	59

Abbildung	5.9:	Trajektorien der Blattspitzenwirbel der beiden Rotorblätter	
		des Rotors CAMcarbon Light 16×6 im Schwebeflug	60
Abbildung	5.10:	Axiale (links) und radiale (rechts) Koordinate der Blattspit-	
Ū.		zenwirbelposition des Rotors CAMcarbon Light 16×6 im	
		Schwebeflug	61
Abbildung	5.11:	Mittleres Geschwindigkeitsfeld des Rotors CAMcarbon	
Ū.		Light 16×6 im Schwebeflug in der PIV-Ebene 14 mm un-	
		terhalb der Rotorebene	64
Abbildung	5.12:	Vertikalgeschwindigkeit des Strömungsfelds des Rotors	
-		CAMcarbon Light 16 × 6 im Schwebeflug im Schnitt $y_R =$	
		0mm	65
Abbildung	5.13:	Leistungsdichtespektrum des Rotors CAMcarbon Light	
		16×6 im Schwebeflug	67
Abbildung	5.14:	Richtcharakteristik des tonalen Rotationslärms des Rotors	
		CAMcarbon Light 16×6 im Schwebeflug, berechnet mit	
		UPM und APSIM	68
Abbildung	5.15:	Quellkarten aus dem akustischen Beamforming im Blatt-	
		koordinatensystem ((a)-(c)) sowie im Rotorkoordinatensys-	
		tem ((d)-(f)) für den Rotor CAMcarbon Light 16×6 im	
		Schwebeflug	69
Abbildung	5.16:	Lokalisierung der dominanten Lärmquelle am Rotorblatt	
		des Rotors CAM carbon Light 16 \times 6 im Schwebeflug \ldots	70
Abbildung	5.17:	Mit Beamforming berechneter Schalldruckpegel entlang	
		der Blatthinterkante des Rotors CAM carbon Light 16 $\times6$	
		im Schwebeflug bei unterschiedlichen Drehzahlen	71
Abbildung	5.18:	Radiale Auftriebsverteilung des Rotors CAMcarbon Light	
		16×6 im Schwebeflug bei einer Drehzahl von 4000 min ⁻¹ ,	
		berechnet mit UPM	72
Abbildung	5.19:	Abhängigkeit des Schalldruckpegels der dominanten Schall-	
		quelle bei 80 % Rotorradius von der Rotordrehzahl $n \dots$	73
Abbildung	5.20:	Theoretische Verteilung der Quellstärke des TBL-TE Lärms	
		entlang der Hinterkante eines Rotorblatts	74
Abbildung	5.21:	Gemessene und simulierte Schalldruckpegelverteilung ent-	
		lang der Blatthinterkante des Rotors CAMcarbon Light	
		16×6 im Schwebeflug $\ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots$	75

Abbildung	5.22:	Quellkarten aus dem akustischen Beamforming im Blatt-	
		koordinatensystem ((a)-(c)) sowie im Rotorkoordinatensys-	
		tem ((d)-(f)) für den Rotor CF125-TP im Schwebeflug	76
Abbildung	5.23:	Unterschied der Geschwindigkeitsverteilung am Rotor-	
		blatt zwischen Schwebe- und Vorwärtsflug ($\mu = 0,2$) nach	
		Goerttler [42]	77
Abbildung	5.24:	Abhängigkeit des Schubs <i>T</i> und der Leistung <i>P</i> des Rotors	
0		CAMcarbon Light 16×6 von der Geschwindigkeit	78
Abbildung	5.25:	Abhängigkeit des Schubs <i>T</i> und der Leistung <i>P</i> des Rotors	
		CAMcarbon Light 16 × 6 vom Neigungswinkel α	79
Abbildung	5.26:	Vergleich des experimentell ermittelten Schubs <i>T</i> und der	
0		Leistung <i>P</i> des Rotors CAMcarbon Light 16×6 mit UPM-	
		Simulationen bei einem Neigungswinkel von $\alpha = -10^{\circ}$.	80
Abbildung	5.27:	Schub- und Leistungsbeiwert der Rotoren CAMcarbon	
0		Light 16×6 und CAMcarbon Light $12 \times 4.5 \dots$	82
Abbildung	5.28:	Lokale Erhöhung des Schubbeiwerts C_T (markierter Be-	
0		reich). Zusätzlich sind die Betriebsbereiche eingezeichnet,	
		für die BOS-Messungen für den Rotor CAMcarbon Light	
		16×6 durchgeführt wurden.	83
Abbildung	5.29:	Einfluss des Einstellwinkels α auf den Schub <i>T</i> und die	
		Leistung <i>P</i> , Vergleich der Rotoren CAMcarbon Power 12 $ imes$	
		6 und CAMcarbon Power $12 \times 10 \dots \dots \dots \dots \dots \dots$	84
Abbildung	5.30:	Einfluss des Einstellwinkels auf den Schubbeiwert C_T , Ver-	
_		gleich der Rotoren CAMcarbon Power 12×6 und CAM-	
		carbon Power $12 \times 10 \dots \dots$	86
Abbildung	5.31:	Einfluss der Blattzahl auf den Schub T und die Leistung P,	
		Vergleich eines Zweiblattrotors und eines Dreiblattrotors .	87
Abbildung	5.32:	Einfluss der Blattzahl auf den Schubbeiwert C_T , Vergleich	
		eines Zweiblattrotors und eines Dreiblattrotors	87
Abbildung	5.33:	Wirbelpaarung der Blattspitzenwirbel des Rotors CAMcar-	
		bon Light 16 $ imes$ 6 im Schwebeflug und im Vorwärtsflug mit	
		einem Fortschrittsgrad von $\mu = 0.05$	88
Abbildung	5.34:	Schematische Darstellung des Einflusses der seitlichen An-	
		strömung auf die induzierten Geschwindigkeiten der Blatt-	
		spitzenwirbel eines Rotors	89

Abbildung	5.35:	Axiale und radiale Koordinate der Blattspitzenwirbelposi-	
		tion des Rotors CAMcarbon Light 16×6 im Vorwärtsflug	
		mit einer Geschwindigkeit von $V_{\infty} = 4.4 \text{ m/s} \dots \dots$	90
Abbildung	5.36:	Lineares Modell zur Approximation der induzierten Ge-	
0		schwindigkeitsverteilung im Vorwärtsflug nach Glauert [41,	
		73]	91
Abbildung	5.37:	Einfluss des Fortschrittsgrads μ auf die Trajektorien der	
0		Blattspitzenwirbel des Rotors CAMcarbon Light 16×6 bei	
		einem Neigungswinkel von $\alpha = -10^{\circ}$	92
Abbildung	5.38:	Einfluss des Fortschrittsgrads μ auf die Trajektorien der	
0		Blattspitzenwirbel des Rotors CAMcarbon Light 16×6 bei	
		einem Neigungswinkel von $\alpha = 10^{\circ}$	93
Abbildung	5.39:	Einfluss des Rotorneigungswinkels α auf die Trajektorien	
0		der Blattspitzenwirbel des Rotors CAMcarbon Light 16×6	
		bei einem Fortschrittsgrad von $\mu = 0.05$	95
Abbildung	5.40:	Einfluss des Rotorneigungswinkels α auf die Trajektorien	
0		der Blattspitzenwirbel des Rotors CAMcarbon Light 16×6	
		bei einem Fortschrittsgrad von $\mu = 0,11$	96
Abbildung	5.41:	Einfluss der Anströmgeschwindigkeit V_{∞} und des Rotor-	
		neigungswinkels α auf das mittlere Geschwindigkeitsfeld	
		des Rotors CAMcarbon Light 16×6 in der PIV-Ebene	
		14 mm unterhalb der Rotorebene	97
Abbildung	5.42:	Einfluss der Anströmgeschwindigkeit V_{∞} und des Rotor-	
		neigungswinkels α auf die mittlere Geschwindigkeit senk-	
		recht zur Lichtschnittebene quer ($x = 0 \text{ mm}$) und längs	
		$(y = 0 \text{ mm}) \text{ der Strömung} \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots$	98
Abbildung	5.43:	Vergleich der mit PIV gemessenen und mit UPM berech-	
		neten Geschwindigkeit v_z senkrecht zur Lichtschnittebene	
		längs der Strömung ($y = 0 \text{ mm}$)	100
Abbildung	5.44:	Mit UPM berechnetes Geschwindigkeitsfeld bei einer An-	
		strömgeschwindigkeit von $V_{\infty} = 12,7 \mathrm{m/s}$, einem Rotora-	
		zimut von $\Psi=0^\circ$ und einem Rotorneigungswinkel von	
		$\alpha = -10^{\circ}$ bzw. $\alpha = +10^{\circ}$	101
Abbildung	5.45:	Mit UPM simulierte Wirbelstruktur des Rotornachlaufs bei	
		einer Anströmgeschwindigkeit von $V_{\infty} = 12,7 \mathrm{m/s}$ und	
		einem Rotorneigungswinkel von $lpha = -10^\circ$ bzw. $lpha = +10^\circ$	101

Abbildung	5.46: Geschwindigkeitsfeld des Rotors CAMcarbon Light $16 imes 6$
	bei einem Rotorazimut von $\Psi~=~0^\circ$, einer Anströmge-
	schwindigkeit von $V_\infty=12,7\mathrm{m/s}$, und einem Rotornei-
	gungswinkel von $\alpha = -10^{\circ}$ bzw. $\alpha = +10^{\circ}$
Abbildung	5.47: Rotation des Geschwindigkeitsfelds des Rotors CAMcar-
	bon Light 16 $ imes$ 6 bei einem Rotorazimut von $\Psi=90^\circ$, einer
	Anströmgeschwindigkeit von $V_{\infty} = 8,9 \mathrm{m/s}$ und einem
	Neigungswinkel von $\alpha = -10^{\circ}$
Abbildung	5.48: Rotation des Geschwindigkeitsfelds des Rotors CAMcar-
	bon Light 16 $ imes$ 6 bei einem Rotorazimut von $\Psi=90^\circ$, einer
	Anströmgeschwindigkeit von $V_{\infty} = 9,2 \mathrm{m/s}$ und einem
	Neigungswinkel von $\alpha = 10^{\circ}$
Abbildung	5.49: Akustische Quellkarten des Rotors CAMcarbon Light 16 $ imes$
	6 im Vorwärtsflug bei variierender Anströmgeschwindig-
	keit V_{∞} und variierendem Neigungswinkel α für das Ok-
	tavband 4 - 8 kHz
Abbildung	5.50: Leistungsdichtespektrum des Rotors CAMcarbon Light
	16 imes 6 im Vorwärtsflug bei einer Anströmgeschwindigkeit
	von $V_{\infty} = 4.4 \mathrm{m/s}$ und variierendem Neigungswinkel 106
Abbildung	5.51: Akustische Quellkarten des Rotor CAMcarbon Light 16 $ imes$ 6
	im Vorwärtsflug bei einer Anströmgeschwindigkeit von
	$V_\infty=4$,4 m/s und verschiedenen Rotorneigungswinkeln
	α für das Oktavband 4 - 8 kHz
Abbildung	5.52: Mit UPM berechneter lokaler Anstellwinkel des Rotor CAM-
	carbon Light 16 $ imes$ 6 im Vorwärtsflug bei verschiedenen
	Rotorneigungswinkeln α
Abbildung	5.53: Akustische Quellkarten des Rotor CAMcarbon Light 16 $ imes$ 6
	im Vorwärtsflug bei einer Anströmgeschwindigkeit von
	$V_\infty=4$,4 m/s und verschiedenen Rotorneigungswinkeln
	α im Blattkoordinatensystem für das Oktavband 4 - 8 kHz. 110
Abbildung	5.54: Schallleistungsdichtespektrum des mittels Beamforming
	berechneten akustischen Signals an der Blatthinterkante
	des Rotors CAM carbon Light 16 \times 6 bei 80 % des Rotor-
	radius, einer Anströmgeschwindigkeit von $V_{\infty}=4.4\mathrm{m/s}$
	und verschiedenen Rotorneigungswinkeln α

Abbildung	5.55: Abhängigkeit des Schalldruckpegels der dominanten Quel-
	le für Breitbandlärm vom Rotorazimut Y und der Rotor-
	neigung α
Abbildung	5.56: Spektrogramm des von der dominanten Schallquelle für
	Breitbandlärm emittierten Signals für einen Neigungswin-
	kel von $\alpha = 30^{\circ}$
Abbildung	5.57: Vergleich der Schallemission an der Hinterkante der beiden
	Rotorblätter für einen Neigungswinkel von $\alpha = 30^\circ$ 113
Abbildung	5.58: Leistungsdichtespektrum des Rotors CAMcarbon Light
	16 imes 6 im Vorwärtsflug mit einem Rotorneigungswinkel
	von $lpha=10^\circ$ und variierender Anströmgeschwindigkeit 115
Abbildung	5.59: Akustische Quellkarten für das Oktavband 4 - 8 kHz ((a)-
	(c)) und Rotation des Strömungsfelds ((d)-(f)) des Rotor
	CAMcarbon Light 16 $ imes$ 6 im Vorwärtsflug bei einem Rotor-
	neigungswinkel von $\alpha = 10^{\circ}$ und verschiedenen Anström-
	geschwindigkeiten V_{∞}
Abbildung	5.60: Abhängigkeit des Schalldruckpegels der dominanten Quel-
	le für Breitbandlärm vom Rotorazimut ¥ und der Anström-
	geschwindigkeit V_{∞}
Abbildung	5.61: Akustische Quellkarten des Rotor CF125-TP im Vorwärts-
	flug bei variierender Anströmgeschwindigkeit V_∞ und va-
	riierendem Rotorneigungswinkel α für das Oktavband 4 -
	8 kHz

Tabellenverzeichnis

Tabelle	1.1: Technische Daten von Rotoren unterschiedlicher Größe	2
Tabelle	4.1: Geometrische Parameter der untersuchten Rotoren	41
Tabelle	A.1:Exponenten der Basisgrößen für die Zusammensetzung der	
	dimensionsbehafteten Einflussparameter	142
Tabelle	A.2:Exponenten der Basisgrößen für die Zusammensetzung der	
	dimensionsbehafteten Einflussparameter	143

Nomenklatur

Lateinische Formelzeichen

Α	m ²	Rotorfläche
С	m	Blatttiefe
С	m/s	Schallgeschwindigkeit
С	Pa ²	Kreuzspektralmatrix
Ca	-	lokaler Auftriebsbeiwert
C_P	-	Leistungsbeiwert $C_P = P/(\rho A(\Omega R)^3)$
C_T	-	Schubbeiwert $C_T = T/(\rho A(\Omega R)^2)$
C_w	-	lokaler Widerstandsbeiwert
C_{w0}	-	Nullwiderstandsbeiwert
D	m	Rotordurchmesser
D_A	m	Durchmesser des Mikrofonarrays
f	m	Brennweite
f	Hz	Frequenz
F	-	Übertragungsfunktion von der Schallquelle zum Mikrofon
FM	-	Figure of Merit
<i>g</i>	-	Green'sche Funktion
h	-	steering vector
Ι	W/m^2	Schallintensität
k_x	-	longitudinaler Gradient des Durchflussgrads
Κ	m ³ /kg	Gladstone-Dale-Konstante
MAC	m	mittlere aerodyn. Flügeltiefe (engl. mean aerodynamic chord)
п	-	Brechungsindex
п	\min^{-1}	Drehzahl
Ν	-	Anzahl der Mikrofone
N_b	-	Blattzahl
p	Pa	Druck
p_S	Pa	von der Schallquelle emittiertes Zeitsignal des Drucks

xxii	Ur	tersuchung der Aerodynamik und Aeroakustik kleiner Rotoren
Р	W	Leistung
PL	-	Leistungsgrad (engl. <i>power loading</i>)
PSD	dB	Spektrale Leistungsdichte bezogen auf $p_0 = 2 \cdot 10^{-5} \mathrm{Pa}$
r	m	radiale Koordinate
R	m	Rotorradius
R_A	m	Auflösung des Mikrofonarrays
SPL	dB	Schalldruckpegel bezogen auf $p_0 = 2 \cdot 10^{-5}$ Pa
t	S	Zeit
Т	Ν	Schub
T_{ij}	-	Lighthill-Tensor
υ	m/s	Geschwindigkeit
<i>x</i> , <i>y</i> , <i>z</i>	m	kartesische Koordinaten
x_n	m	Ortsvektor des <i>n</i> -ten Mikrofons
Ŷ	m	Abstand zwischen Mikrofonarray und akustischer Quelle
Z_A	m	Abstand zwischen Dichteobjekt und Objektiv
Z_D	m	Abstand zwischen Dichteobjekt und Hintergrund
Z_B	m	Abstand zwischen Objektiv und Hintergrund
Z_i	m	Abstand zwischen Objektiv und Bildebene

Griechische Formelzeichen

α	0	Rotorneigungswinkel
Г	m^2/s	Zirkulation
ϵ	-	Messrauschen
ϵ_y	0	Brechungswinkel in y-Richtung
η	Pa⋅s	dynamische Viskosität
κ	-	Korrekturfaktor für die induzierte Leistung
λ	-	Durchflussgrad
λ_0	-	Durchflussgrad im Schwebeflug
Λ	m	Strukturlänge der Turbulenz
μ	-	Fortschrittsgrad
ξ	m	Ortsvektor der Schallquelle
ρ	kg/m ³	Luftdichte
σ	-	Flächendichte
$ au_e$	S	Emissionszeit
Φ	0	Einstellwinkel

Nomenklatur

$\Phi_{0,75}$	0	Einstellwinkel bei 75 % des Rotorradius
Ψ	0	Rotorazimut
Ψ_W	0	Wirbelalter
ω_z	1/s	Rotation des Geschwindigkeitsfelds in z-Richtung
Ω	rad/s	Winkelgeschwindigkeit

Indizes

В	im Blattkoordinatensystem
i	induziert
id	ideal
max	maximal
meas	gemessen
n	normal
R	im Rotorkoordinatensystem
tip	Blattspitze
∞	Fernfeld
*	komplex konjugiert

Abkürzungen

APSIM	Aeroacoustic Prediction System based on Integral Methods
BOS	Background Oriented Schlieren
BVI	Blatt-Wirbel-Interaktion (engl. <i>Blade vortex interaction</i>)
BWI	Blatt-Nachlauf-Interaktion (engl. <i>Blade wake interaction</i>)
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V.
DMS	Dehnungsmessstreifen
FWH	Ffowcs Williams-Hawkings
HSI	High-speed impulsive Lärm
LBL-VS	Laminar-boundary-layer-vortex-shedding Lärm
MAV	Micro Air Vehicle
PANGEN	Panel Generation Code
PIV	Particle Image Velocimetry
PSF	Punktspreizfunktion
RTG	Rotorteststand Göttingen

xxiv	Untersuchung der Aerodynamik und Aeroakustik kleiner Rotoren		
TBL-TE	Turbulent-boundary-layer-trailing-edge Lärm		
TEB-VS	Trailing-edge-bluntness-vortex-shedding Lärm		
TVF	<i>Tip-vortex-formation</i> Lärm		
UAV	Unmanned Aerial Vehicle		
UPM	Unsteady Panel Method		

1 Einleitung

Aufgrund der immer größeren Reichweite ziviler unbemannter Luftfahrzeuge (engl. *Unmanned Aerial Vehicles*, UAVs) kommen diese in immer mehr Bereichen zur Erfüllung von Transport- und Überwachungsaufgaben zum Einsatz. Dabei stellen sie oft schnellere oder kostengünstigere Alternativen zu herkömmlichen Lösungen dar. Parallel dazu werden sowohl von Start-up-Unternehmen (u.a. Volocopter, Ehang, Lilium, Joby Aviation) als auch von traditionellen Hubschrauberherstellern (Airbus, Boeing) aktuell Flugtaxis zur Beförderung von Passagieren entwickelt.

Da UAVs und Flugtaxis auch im städtischen Raum eingesetzt werden sollen, hängt die Akzeptanz dieser Fluggeräte wesentlich von ihrer Lärmimmission ab [23, 30, 116]. Bei einer Umfrage von Eißfeldt et al. [31] zur Akzeptanz von UAVs im Jahr 2020 äußerten 53% der Befragten Bedenken gegen die Lärmimmission von zivilen UAVs. Ähnliche Ergebnisse erzielten Yedavalli und Mooberry [144], die 2019 eine Umfrage zur Akzeptanz von Flugtaxis durchführten: 49% der Teilnehmer gaben an, wegen der Lärmbelästigung durch Flugtaxis besorgt zu sein. Damit stellt der Lärm nach der Betriebssicherheit den zweitwichtigsten Faktor für die zukünftige gesellschaftliche Akzeptanz solcher Luftfahrzeuge dar.

Aufgrund des schnellen Wachstums der Märkte für UAVs und Flugtaxis rückt die Aerodynamik und Akustik kleiner starrer Rotoren immer mehr in den Fokus der Forschung. Zwar wurde schon ab Anfang des 20. Jahrhunderts an der Aerodynamik und seit den 1960er Jahren an der Akustik von Hubschrauberrotoren geforscht, jedoch sind die Ergebnisse nicht unmittelbar auf UAVs und Flugtaxis übertragbar, da sich diese in vier Punkten von Hubschrauberrotoren unterscheiden:

Erstens unterscheiden sich die Rotoren von UAVs und Flugtaxis sowohl in ihren absoluten Größen (d.h. Rotorradius, Rotordrehzahl, Schub) als auch in normierten Parametern (d.h. Schubbeiwert, Flächenbelastung, Blattspitzenmachzahl und Blattspitzen-Reynoldszahl) von Hubschrauberrotoren. Tabelle 1.1 stellt die technischen Daten eines Hubschrauberrotors denen zweier Flugtaxirotoren und eines UAV-Rotors gegenüber. Insbesondere die Blattspitzen-Reynoldszahlen der unterschiedlichen Konzepte unterscheiden sich stark voneinander. Während die Blattspitzen-

Rotor	EC135 ^a	EHang 184 ^b	A ³ Vahana ^b	DJI Mavic 2 Pro
Тур	Helikopter	Flugtaxi	Flugtaxi	UAV
Rotorzahl	1	4 (koaxial) ^c	8	4
Rotorradius in m	5,10	0,80	0,80	0,11
Blatttiefe in m	0,29	0,06	0,08	0,02
Blattzahl	4	4	3	2
Rotordrehzahl in min ⁻¹	395	2100	2638	6000
Schub pro Rotor in N	28547	1177	1028	2,2
Flächendichte	0,072	0,095	0,095	0,116
Schubbeiwert	0,0064	0,0154	0,0085	0,0099
Flächenbelastung in N/m ²	349	585	511	58
Blattspitzengeschwindigkeit in m/s	211	176	221	69
Blattspitzen-Machzahl	0,62	0,52	0,65	0,20
Blattspitzen-Reynoldszahl	$4,2 \cdot 10^{6}$	$7,2 \cdot 10^5$	$1,2 \cdot 10^{6}$	$9,5 \cdot 10^{4}$

alle Angaben beziehen sich auf die Internationale Standardatmosphäre (ISA) auf Meeresniveau ^{*a*} bei maximalem Startgewicht [58]

^b unvollständige Informationen des Herstellers, fehlende Daten wurden von Wilke [132] geschätzt

^c koaxiales Rotorpaar wird als Einzelrotor betrachtet

Reynoldszahlen von Hubschrauberrotoren Werte über 10^6 annehmen, liegen die Blattspitzen-Reynoldszahlen von UAVs und Flugtaxis typischerweise zwischen $3 \cdot 10^4$ und 10^6 . ¹ Wie in Abb. 1.1 dargestellt, nimmt die maximale Gleitzahl konventioneller Profile mit abnehmender Reynoldszahl kontinuierlich ab. Dabei verschlechtert sich die maximale Gleitzahl bei einer Reynoldszahl von 10^5 am stärksten. Aufgrund der niedrigen Reynoldszahlen, bei denen UAV-Rotoren betrieben werden, ist der Wirkungsgrad von Kleinrotoren geringer als der von Hubschrauberrotoren.

Zweitens weisen die Blätter der Rotoren von UAVs und Flugtaxis eine radial stark variierende Blatttiefen- und Einstellwinkelverteilung auf, wohingegen Hubschrauberblätter aus Fertigungsgründen oft eine rechteckige Blattform mit linearer Verwindung haben. Dadurch ergibt sich für Kleinrotoren eine andere radiale Lastverteilung als für Hubschrauberrotoren.

Drittens besitzen die Rotoren von UAVs und Flugtaxis im Gegensatz zu Hubschrauberrotoren keine Mechanik zur Anpassung der Blatteinstellwinkel und keine Lagerung, die die Schlag- und Schwenkbewegung der Rotorblätter ermöglicht. Während Hubschrauberrotoren bei konstanter Drehzahl betrieben werden und die Flugsteuerung über den kollektiven und zyklischen Einstellwinkel des Rotors realisiert wird, wird der Schub von Multikoptern über die Rotordrehzahl geregelt. Die Flugsteuerung erfolgt hier über die individuelle Ansteuerung der einzelnen Rotoren. Aufgrund der gegenläufigen Drehrichtung der einzelnen Rotoren ist bei Multikoptern

¹Sehr kleine UAVs, die bei Reynoldszahlen kleiner 10⁵ betrieben werden, werden als *Micro Air Vehicles* (MAVs) bezeichnet.



Abbildung 1.1: Einfluss der Reynoldszahl auf die maximale Gleitzahl von Profilen und ebenen Platten nach McMasters und Henderson [85]

kein Heckrotor zur Steuerung der Gierbewegung notwendig.

Viertens haben UAVs und Flugtaxis meist mehrere Rotoren, wohingegen Hubschrauber in der Regel einen Hauptrotor zur Erzeugung des Auftriebs haben. Dadurch kann es bei Multikoptern zu Interaktionseffekten zwischen den Rotoren kommen, die sowohl aerodynamische als auch akustische Auswirkungen haben.

Aufgrund der nur eingeschränkten Übertragbarkeit wissenschaftlicher Erkenntnisse von Hubschrauberrotoren auf Kleinrotoren ist eine gesonderte Untersuchung der Aerodynamik und Akustik von Kleinrotoren erforderlich. Daher wurden in den vergangenen Jahren vermehrt Untersuchungen durchgeführt, die gezielt die Erforschung der Aerodynamik und Aeroakustik von kleinen Rotoren zum Ziel hatten. Dennoch blieben jedoch wichtige Forschungsfragen bisher unbeantwortet. Vor allem die Zusammenhänge zwischen dem Strömungszustand und der Schalemission von Kleinrotoren wurden bisher noch nicht vollständig verstanden.

Die vorliegende Arbeit soll einen Beitrag zu einem besseren Verständnis der Aerodynamik und der Aeroakustik kleiner Rotoren leisten. Mit den Untersuchungen soll der Einfluss des Betriebszustands auf die Strömungstopologie und auf die Entstehung von Lärmquellen über den gesamten relevanten Betriebsbereich von Kleinrotoren untersucht werden. Dies umfasst den Schwebeflug sowie den Vorwärtsflug bei unterschiedlichen Geschwindigkeiten und Rotorneigungswinkeln.

Dazu werden Experimente mit unterschiedlichen Kleinrotoren bei Blattspitzen-Reynoldszahlen zwischen 85.000 und 186.000 durchgeführt. Der Fokus der Arbeit liegt auf der Kombination von Schub- und Leistungsmessungen sowie akustischen und optischen Messtechniken zur Analyse des Strömungsfelds. Die Analyse des Strömungsfelds soll dabei helfen die Mechanismen zu verstehen, die zur Entstehung von Schall am Rotor beitragen. Die akustischen Messungen erfolgen mithilfe eines Mikrofonarrays unter Anwendung von Beamforming-Algorithmen. Als optische Messtechniken kommen *Background Oriented Schlieren* (BOS) zur Visualisierung des Wirbelsystems und *Particle Image Velocimetry* (PIV) zur Analyse des Geschwindigkeitsfelds zum Einsatz. Zusätzlich werden Simulationen mit dem Panelverfahren UPM zur Berechnung des Strömungsfelds und der Trajektorien der Blattspitzenwirbel im Rotornachlauf durchgeführt. Basierend auf der aerodynamischen Simulation mit UPM wird der vom Rotor emittierte Rotationslärm mit dem Ffowcs Williams-Hawkings-Löser APSIM berechnet.

Die Ziele der Arbeit lassen sich in den folgenden Forschungsfragen zusammenfassen:

Wie beeinflussen die Betriebszustände die Strömungstopologie und die Entstehung von Lärmquellen kleiner Rotoren?

Kann die Kombination akustischer und optischer Messtechniken zur Verbesserung der Analyse von Lärmquellen kleiner Rotoren beitragen?

2 Grundlagen und Stand der Forschung

Dieses Kapitel gibt einen Überblick über die für diese Arbeit relevanten Aspekte der Rotoraerodynamik und Rotorakustik. Dazu gehören Berechnungsmethoden zur Bestimmung des Rotorschubs und der Rotorleistung, die Grundlagen der Entstehung von Blattspitzenwirbeln sowie eine Einführung in die Schallentstehungsmechanismen von Rotoren. Zudem werden die bisherigen Forschungsarbeiten, die sich mit der Aerodynamik und Aeroakustik kleiner Rotoren im Schwebe- und Vorwärtsflug befassen, zusammengefasst.

2.1 Rotoraerodynamik

In der Rotoraerodynamik werden Schub und Leistung von Rotoren mithilfe verschiedener Modelle mit unterschiedlichem Detaillierungsgrad berechnet. Im Folgenden werden die Grundlagen der Strahltheorie, der Blattelementtheorie, des Wirbelleiterverfahrens und des Panelverfahrens erläutert. Anschließend werden die in der Rotoraerodynamik verwendeten dimensionslosen Kennwerte eingeführt.

2.1.1 Berechnung von Schub und Leistung

Grundlegende Abschätzungen des Schubs und der Leistung können mithilfe der *Strahltheorie* durchgeführt werden. Dabei wird der Rotor in Form einer durchlässigen Aktuatorscheibe modelliert, über die ein Drucksprung in der Rotorströmung stattfindet. Wie in Abb. 2.1 dargestellt wird die vom Rotor beschleunigte Luft als von der Umgebung separierte Stromröhre mit homogener Geschwindigkeitsverteilung modelliert. Die Strömung wird als inkompressibel und reibungsfrei angenommen. Im Schwebeflug saugt der Rotor Luft, die sich in Ruhe befindet und den Umgebungsdruck p_{∞} hat, aus einer Ebene weit oberhalb der Rotorebene (Ebene 0) an. Die Luft in der Stromröhre wird zur Rotorebene hin beschleunigt. Wie in Abb. 2.1 dargestellt, nimmt dabei die Querschnittsfläche der Stromröhre aufgrund der Kontinuitätsgleichung und der Druck aufgrund der Energiegleichung ab. In der Rotorebene wird die



Abbildung 2.1: Strahltheoretisches Strömungsmodell eines Rotors im Schwebeflug

vertikale Geschwindigkeit der Luft als induzierte Geschwindigkeit v_i bezeichnet und hängt neben der Luftdichte ρ von der Rotorfläche A und dem erzeugten Schub T ab:

$$v_i = \sqrt{\frac{T}{2\rho A}} \tag{2.1}$$

Beim Passieren der Aktuatorscheibe erhöht sich der Druck der Strömung. Aufgrund des Überdrucks, den die Luft unterhalb des Rotors gegenüber der Umgebung hat, wird die Strömung unterhalb des Rotors weiter beschleunigt, bis der Druck in der Stromröhre weit unterhalb des Rotors (Ebene ∞) wieder Umgebungsdruck annimmt. Dabei nimmt die Querschnittsfläche der Stromröhre weiter ab. Die Geschwindigkeit in der Stromröhre beträgt weit unterhalb der Rotorebene das Doppelte der induzierten Geschwindigkeit. Die vom Rotor zur Erzeugung des Schubs benötigte Leistung hängt von der induzierten Geschwindigkeit und damit von der Rotorfläche ab:

$$P_{\rm id} = Tv_i = \sqrt{\frac{T^3}{2\rho A}} \tag{2.2}$$

Mit der Strahltheorie kann nur die Leistung eines idealen Rotors berechnet werden. Verluste aufgrund ungleichförmiger Durchströmung, endlicher Blattzahl, Umströmung der Blattspitze sowie parasitäre Verluste können mit der Strahltheorie nicht erfasst werden. Die mit der Strahltheorie berechnete Rotorleistung entspricht deshalb der minimalen Leistung, die bei gegebener Rotorfläche von einem idealen Rotor zur Erzeugung des Schubs benötigt wird.

Die Verluste, die auf eine ungleichförmige Durchströmung der Rotorkreisscheibe, eine endliche Blattzahl und den parasitären Widerstand der Rotorblätter zurückgehen, können mit der *Blattelementtheorie* abgebildet werden. Bei der Blatttheorie werden die Rotorblätter in diskrete Blattelemente unterteilt, deren Profil, Blatttiefe und Einstellwinkel entlang des Blattradius variieren können.

Der Auftrieb pro Einheitsspannweite, der bei der Rotation der Rotorblätter an den Blattelementen angreift, hängt dabei von der Luftdichte ρ , der vom Radius r abhängigen lokalen Strömungsgeschwindigkeit v(r), dem lokalen Auftriebsbeiwert $C_a(r)$ und der Blatttiefe c(r) ab:

$$T'(r) = \frac{\rho}{2}v(r)^2 C_a(r)c(r)$$
(2.3)

Der Gesamtauftrieb des Rotorblatts ergibt sich durch Integration des Auftriebs pro Einheitsspannweite über den Rotorradius *R*:

$$T = \int_0^R T'(r)dr \tag{2.4}$$

Analog lassen sich für jedes Blattelement der Widerstand und das Drehmoment berechnen.

Zwar werden in der Blattelementtheorie die Blattanzahl und -geometrie des Rotors berücksichtigt, allerdings berücksichtigt die Blattelementtheorie nicht die Verluste aufgrund der Umströmung der Blattspitze. Zur Umströmung der Blattspitze kommt es, da sich der Druckunterschied zwischen der Unter- und Oberseite an der Spitze des Rotorblatts ausgleicht. Aufgrund des Druckgradienten, der sich an der Blattspitze einstellt, werden dabei die Stromlinien auf der Druckseite in Richtung der Blattspitze und auf der Saugseite in Richtung der Blattwurzel abgelenkt. Die Umströmung der Blattspitze führt zur Erzeugung von induziertem Widerstand und zur Bildung von Blattspitzenwirbeln im Nachlauf der Rotorblätter.

Der Einfluss der Blattspitzenwirbel wird im *Wirbelleiterverfahren* berücksichtigt. Beim Wirbelleiterverfahren werden die Rotorblätter in Blattelemente konstanten Auftriebs zerteilt. Nach der Prandtl'schen Traglinientheorie können die Rotorblätter durch gebundene Potentialwirbel in der t/4-Linie modelliert werden. Dabei hängt die Zirkulation $\Gamma(r)$ der gebundenen Wirbel nach dem Satz von Kutta-Joukowski vom Auftrieb T'(r) der Luftdichte ρ sowie der Geschwindigkeit v(r) ab:

$$\Gamma(r) = \frac{T'(r)}{\rho \cdot v(r)}$$
(2.5)


Abbildung 2.2: Typische radiale Verteilung der Zirkulation eines in Blattelemente unterteilten Rotorblattes und daraus nach der Traglinientheorie resultierendes Wirbelsystem im Blattnachlauf

In Abb. 2.2 ist eine typische radiale Verteilung der Zirkulation eines in Blattelemente unterteilten Rotorblatts dargestellt. Nach den Helmholtz'schen Wirbelsätzen können die gebundenen Wirbel der Blattelemente nicht im Fluid enden, sodass die gebundenen Wirbel der Blattelemente an beiden Seiten durch freie Wirbel fortgesetzt werden müssen. Die freien Wirbel stehen senkrecht auf dem gebundenen Wirbel, sodass jedes Blattelement durch einen hufeisenförmigen Wirbel modelliert wird. Das Wirbelsystem des Rotorblatts setzt sich aus der Überlagerung der Hufeisenwirbeln der einzelnen Blattelemente zusammen. Dabei hängt die resultierende Zirkulation der freien Wirbel zwischen den einzelnen Blattelementen vom Gradienten der Zirkulation des gebundenen Wirbels ab. In Abb. 2.2 ist das aus der Zirkulationsverteilung resultierende System freier Wirbel im Nachlauf des Rotorblatts dargestellt. Aufgrund des großen Auftriebsgradienten an der Blattspitze liegen die freien Wirbel an der Blattspitze nahe beieinander. Wie in Abb. 2.3 dargestellt, führt dies zu einem Aufrollen der äußeren Wirbelfilamente zum Blattspitzenwirbel [26].

Die Blattspitzenwirbel und die Wirbelschicht im Nachlauf der Rotorblätter induzieren nach dem Biot-Savart-Gesetz Geschwindigkeiten in das Strömungsfeld. Da die Rotorblätter über den Nachlauf der vorhergehenden Blätter streichen und sich somit in räumlicher Nähe zu den Blattspitzenwirbeln befinden, haben diese einen großen Einfluss auf die Zuströmung der Rotorblätter. Des Weiteren kommt es durch



Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der gebundenen Zirkulationsverteilung und des Nachlaufs eines Rotorblattes aus Martin und Leishman [81]

die wechselseitige Beeinflussung der Blattspitzenwirbel und Wirbelschichten der unterschiedlichen Blätter zur Deformation der Nachlaufstruktur.

Um zusätzlich den Verdrängungseffekt der Rotorblätter zu berücksichtigen, kommen *Panelverfahren* zum Einsatz. Bei Panelverfahren wird der von den Rotorblättern erzeugte Auftrieb wie beim Wirbelleiterverfahren durch eine Verteilung von Potentialwirbeln entlang der Profilsehne modelliert. Zudem werden die Oberflächen der Rotorblätter in Panele unterteilt. Durch eine Verteilung von Quellen und Senken auf den Oberflächenpanelen wird der Verdrängungseffekt der Rotorblätter modelliert. Auf die Funktionsweise von Panelverfahren wird in Kap. 3.2.1 detaillierter bei der Beschreibung der *Unsteady Panel Method* eingegangen.

2.1.2 Dimensionslose Kennwerte

Um einen Vergleich aerodynamischer Effekte unabhängig von spezifischen Größenordnungen zu ermöglichen, werden in der Aerodynamik häufig dimensionslose Kennzahlen betrachtet. Mit der Dimensionsanalyse kann die oft große Zahl dimensionsbehafteter Einflussgrößen auf einen minimalen Satz dimensionsloser Kenngrößen reduziert und so aerodynamische Zusammenhänge übersichtlich dargestellt werden. Durch Anwendung der Ähnlichkeitstheorie ergibt sich für Rotoren zur Beschreibung des Schubs *T* und der Leistung *P* der dimensionslose Schubbeiwert

$$C_T = \frac{T}{\rho A(\Omega R)^2} \tag{2.6}$$

und der dimensionslose Leistungsbeiwert

$$C_P = \frac{P}{\rho A (\Omega R)^3} \tag{2.7}$$

mit der Luftdichte ρ , der Fläche der Rotorkreisscheibe A, der Winkelgeschwindigkeit Ω und dem Rotorradius R. Im Schwebeflug sind C_T und C_P nur von der Rotorgeometrie und der Reynoldszahl des Rotors abhängig. Eine ausführliche Herleitung der Beiwerte erfolgt im Anhang.

Die Effizienz von Rotoren wird vom sogenannten Figure of Merit *FM* beschrieben. Der Figure of Merit ist definiert als das Verhältnis aus der idealen Leistung P_{id} und der vom Rotor tatsächlich aufgenommenen Leistung P_{meas} :

$$FM = \frac{P_{\rm id}}{P_{\rm meas}} \tag{2.8}$$

2.2 Rotorakustik

Aufgrund der komplexen Aerodynamik spielen für die Akustik von Rotoren mehrere Schallentstehungsmechanismen eine Rolle. Wie in Abb. 2.4 dargestellt, lässt sich der aerodynamische Schall von Kleinrotoren in Rotationslärm, Profillärm, Interaktionslärm und turbulenzinduzierten Lärm unterteilen. Während Rotationslärm und Profillärm grundsätzlich beim Betrieb von Rotoren auftritt, hängt das Auftreten von Interaktionslärm und turbulenzinduziertem Lärm vom Flugzustand ab. Im Folgenden werden die einzelnen Schallentstehungsmechanismen separat erläutert.

2.2.1 Rotationslärm

Basierend auf der Lighthill-Analogie entwickelten Ffowcs Williams und Hawkings eine inhomogene Wellengleichung zur Beschreibung der Lärmerzeugung in Strömungen mit bewegten Oberflächen (FWH-Gleichung) [35]. Diese bildet die Grundlage für die Berechnung des Rotoationslärms von Rotoren. Die Rotorgeometrie wird durch eine Hilfsfunktion $f(\mathbf{x},t)$ beschrieben, die auf der Oberfläche der Rotorblätter f = 0



Abbildung 2.4: Klassifikation des aerodynamischen Rotorlärms

und im Strömungsfeld f > 0 annimmt. Mit dieser Hilfsfunktion lässt sich für schallharte, nicht durchströmte Oberflächen aus der FWH-Gleichung die Wellengleichung für die Dichteschwankung ρ'

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 \rho'}{\partial x_i^2} = +\frac{\partial}{\partial t} (\rho_\infty u_n \delta(f)) - \frac{\partial}{\partial x_i} (p' n_i \delta(f)) + \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (T_{ij} H(f))$$
(2.9)

mit der Schallgeschwindigkeit c, der Geschwindigkeit der Oberfläche u_n , der Druckschwankung p', der Oberflächennormalen *n* sowie dem Lighthill-Tensor T_{ii} ableiten. Die Quellterme auf der rechten Seite der Differentialgleichung beschreiben drei unterschiedliche Schallentstehungsmechanismen des Rotors. Die ersten beiden Quellterme liefern aufgrund der Multiplikation mit der Dirac'schen Deltafunktion $\delta(f)$ lediglich einen Beitrag auf der Oberfläche der Rotorblätter. Der erste Quellterm beschreibt die Verdrängung des Fluids durch die Bewegung der Rotorblätter, was zu Druckschwankungen im Medium führt, die sich in Form eines akustischen Monopols ausbreiten. Der zweite Term hängt von der Druckverteilung auf der Blattoberfläche ab. Der Druckunterschied zwischen Ober- und Unterseite der Rotorblätter verursacht eine akustische Quelle mit der Abstrahlcharakteristik eines Dipols. Der dritte Quellterm ist aufgrund der Multiplikation mit der Heaviside-Funktion H(f) sowohl auf der Oberfläche der Rotorblätter als auch im gesamten Strömungsfeld von Null verschieden. Dieser Quellterm bildet den Einfluss von Nichtlinearitäten und der Turbulenz im Strömungsgebiet ab und hat die Abstrahlcharakteristik eines Quadrupols. Für kleine Machzahlen ist dieser Term klein gegenüber den beiden anderen und kann vernachlässigt werden.

Wie die Betrachtung der FWH-Gleichung zeigt, führen die Verdrängung von Fluid und die Erzeugung von Auftriebskräften zu akustischen Monopol- bzw. Dipolquellen. Dementsprechend lässt sich die Verdrängungswirkung der Rotorblätter in Form rotierender Monopole und die Kraftwirkung in Form rotierender Dipole modellieren. Durch die kreisförmige Bewegung der akustischen Quellen nimmt ein ruhender Beobachter periodische Druckfluktuationen mit der Blattfolgefrequenz und ihren Höherharmonischen wahr. Der so erzeugte tonale Schall, der auf der Verdrängungswirkung der Rotorblätter basiert, wird als Dickenlärm bezeichnet, während der Schall, der auf der Kraftwirkung der Rotorblätter beruht, als Belastungslärm bezeichnet wird. Die Intensität des Dickenlärms ist proportional zur vierten Potenz der Rotationsgeschwindigkeit ($I \sim V^4$), während die Intensität des Belastungslärms proportional zur sechsten Potenz ($I \sim V^6$) ist [89].

Ein akustisches Modell für den Belastungslärm für Rotoren konstanter Blattlast wurde erstmals von Gutin entwickelt [46]. Die Theorie wurde unter anderem von Lowson und Ollerhead [80] auf instationäre Blattlasten erweitert. Später hat Hanson [47, 48] das Modell weiterentwickelt, um neben dem Belastungslärm auch den Dickenlärm zu berücksichtigen.

2.2.2 Profillärm

Profillärm bezeichnet breitbandigen Schall, der entsteht, wenn instationäre Strömungsvorgänge in der Grenzschicht einer Profilumströmung mit der Oberfläche des Profils wechselwirken. Da unterschiedliche Mechanismen in Grenzschichten zu einer solchen Interaktion führen können, lässt sich Profillärm in mehrere Unterkategorien aufteilen. Abbildung 2.5 zeigt einen Überblick über die Schallentstehungsmechanismen von Profillärm. Ein umfassendes, semiempirisches Modell zur Berechnung von Profillärm wurde von Brooks, Pope und Marcolini (BPM-Modell) aufgestellt [17]. Im Folgenden wird kurz auf die einzelnen Mechanismen des Profillärms eingegangen.

Turbulent-boundary-layer-trailing-edge (TBL-TE) Lärm: TBL-TE Lärm tritt auf, wenn die turbulente Grenzschicht des umströmten Profils mit der Hinterkante wech-



Abbildung 2.5: Mechanismen des Profillärms nach Brooks et al. [17]

selwirkt. Die Turbulenzen in der Grenzschicht induzieren Druckschwankungen auf der Profiloberfläche, welche bei Interaktion mit der Hinterkante des Profils als Schall emittiert werden. Nach der Lighthill-Analogie entspricht Turbulenz aeroakustisch einer Quadrupolquelle [78]. Ffowcs Williams und Hall [34] modellierten TBL-TE Lärm als Quadrupolquelle in der Nähe einer Halbebene und fanden heraus, dass die Intensität *I* der Schallemission mit der fünften Potenz der Geschwindigkeit *V* skaliert ($I \sim V^5$). Hutcheson und Brooks [54] untersuchten den Einfluss der Geschwindigkeit und des Anstellwinkels auf den TBL-TE Lärm. Eine ausführliche Zusammenfassung zur Modellierung von TBL-TE Lärm und Vergleich mit Experimenten an zweidimensionalen Profilen ist bei Howe [52] und Lee et al. [72] gegeben. Schlinker und fanden heraus, dass TBL-TE die dominierende Quelle für breitbandigen Schall bei hohen Frequenzen ist.

Laminar-boundary-layer-vortex-shedding (LBL-VS) Lärm: LBL-VS Lärm tritt auf, wenn an der Profilhinterkante eine instabile, laminare Grenzschicht vorliegt, die nach Ablösung an der Hinterkante eine laminare Scherschicht hinter dem Profil bildet. Aufgrund der Instabilität der Scherschicht im Profilnachlauf werden externe Störungen angefacht und es kommt zur Oszillation der Scherschicht im Profilnachlauf, welche zur Schallemission führt. Der von der oszillierenden Scherschicht emittierte Schall induziert wiederum stromauf Störungen in der Grenzschicht des Profils, wodurch es zu einer selbstverstärkenden Rückkopplung kommt. Der Schallentstehungsmechanismus wird detailliert von Paterson et al. [97] und Tam [123] diskutiert. Thurman et al. [127] wiesen LBL-VS Lärm an Kleinrotoren im Schwebeflug nach und zeigten, dass LBL-VS Lärm durch Einbringung von Turbulatoren und Erzwingung des laminar-turbulenten Umschlags reduziert werden kann.

Trailing-edge-bluntness-vortex-shedding (TEB-VS) Lärm: Wenn die Hinterkante eines Profils stumpf ist, löst die Strömung an der Hinterkante ab und generiert Ablöseblasen im Profilnachlauf. Wie unter anderem von Arias Ramirez und Wolf [5] und Zhu et al. [150] in numerischen Simulationen gezeigt wurde, kommt es im Nachlauf des Profils mit stumpfer Hinterkante zu oszillierenden, kohärenten Strukturen. Die durch diese Strukturen verursachten, periodischen Druckschwankungen breiten sich als TEB-VS Lärm aus. Der Einfluss der Strömungsgeschwindigkeit, des Anstellwinkels und der Hinterkantendicke wurde von Brooks und Hodgeson [13] experimentell untersucht.

Separation-stall Lärm: Kommt es auf der Saugseite eines Profils zu einer Strömungsablösung, dann bildet eine Scherschicht die Grenze zwischen der äußeren Strömung und dem Totwasser. Durch diese Scherschicht kann es durch drei verschiedene Mechanismen zur Erzeugung von Schall kommen [69]: 1) Es kann in der Scherschicht durch das Aufrollen von Wirbeln in Spannweitenrichtung zur Ausbildung kohärenter Strukturen kommen, welche periodische Druckschwankungen auf der Profiloberfläche induzieren und mit der Hinterkante wechselwirken. 2) In der Scherschicht kommt es zu Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten, die Druckschwankungen verursachen. 3) Bei beginnender Strömungsablösung kann es zu einem Flattern der Scherschicht kommen, wenn die Grenzschicht periodisch ablöst und wiederanlegt. Separation-stall Lärm wurde experimentell und numerisch von Lacagnina et al. [69] und Moreau et al. [88] untersucht.

Tip-vortex-formation (TVF) Lärm: Aufgrund des Druckunterschieds auf der Ober- und Unterseite von auftriebserzeugenden Tragflächen kommt es zu einer Umströmung der Flügelspitze und zur Ausbildung eines Blattspitzenwirbels. Der Blattspitzenwirbel führt zu einer lokalen Zunahme der Geschwindigkeit und Turbulenz an der Hinterkante der Blattspitze. Wie beim TBL-TE Lärm kommt es durch die Interaktion von turbulenter Strömung mit der Profilhinterkante zur Schallentstehung. Experimentelle Untersuchungen des TVF Lärms wurden unter anderem von Brooks und Marcolini [15] und Zhang et al. [149] durchgeführt.

2.2.3 Blatt-Wirbel-Interaktionslärm

Blatt-Wirbel-Interaktion (engl. *Blade vortex interaction*, BVI) tritt auf, wenn ein Rotorblatt durch den Blattspitzenwirbel eines vorhergehenden Rotorblattes schlägt (siehe Abb. 2.6 (a)). Die Interaktion mit dem Blattspitzenwirbel prägt der Oberfläche des Rotorblattes vor allem im Bereich der Vorderkante starke Wechseldrücke auf [148]. Dies führt zur Erzeugung eines impulsiven Schallereignisses, das bei periodischem Auftreten als "Teppichklopfer-Geräusch" wahrgenommen wird. Charakteristisch für Blatt-Wirbel-Interaktionslärm ist das Auftreten von Tönen bei der Blattfolgefrequenz und ihren Höherhamonischen [82, 139]. Dabei ist die Schallabstrahlung nach unten und nach vorne am stärksten [92, 148]. Die Stärke des Lärms hängt neben der Wirbelstärke und der Größe des Wirbelkerns vom Winkel ab, unter dem der Blattspitzenwirbel mit dem Rotorblatt interagiert [53]. Besonders stark ist die Blatt-Wirbel-Interaktion, wenn der Blattspitzenwirbel parallel auf das Rotorblatt trifft und über einen größeren radialen Bereich mit dem Rotorblatt interagiert.

Damit Blatt-Wirbel-Interaktion auftreten kann, müssen sich die Blattspitzenwirbel des Rotornachlaufs beim Passieren des Folgeblattes in der Rotorebene befinden. Dies ist im langsamen Sinkflug und beim Abbremsen der Fall, wenn die helixförmige Wirbelstruktur von der vertikalen Komponente der Anströmung in die Rotorebene



Blatt-Wirbel-Interaktion aus Brentner und Farassat [11]

(a) Skizze des Wirbelsystems eines Rotors mit (b) Mögliche Positionen für das Auftreten von paralleler Blatt-Wirbel-Interaktion (•) und senkrechter Blatt-Wirbel-Interaktion (
) aus Schmitz [109]

Abbildung 2.6: Schematische Darstellungen zur Blatt-Wirbel-Interaktion

gedrückt wird. Der Betriebsbereich, in dem es bei Hubschraubern zur Blatt-Wirbel-Interaktion kommt, wurde unter anderem von Schmitz und Yu [109, 110] untersucht. Abbildung 2.6 (b) zeigt schematisch die Projektion des Wirbelsystems eines Hubschrauberrotors im langsamen Sinkflug. In der hinteren Rotorhälfte (zwischen $\Psi = 270^{\circ}$ und $\Psi = 90^{\circ}$) treffen die Rotorblätter parallel auf die Wirbelfilamente, weshalb die Intensität der Blatt-Wirbel-Interaktion in diesem Bereich am höchsten ist (gelb markierte Bereiche). Des Weiteren kann es in der vorderen Rotorhälfte (zwischen $\Psi = 90^{\circ}$ und $\Psi = 270^{\circ}$) zur senkrechten Interaktion zwischen Rotorblatt und Wirbelfilament kommen (blau markierter Bereich). Dabei schneidet das Rotorblatt den Blattspitzenwirbel in Längsrichtung auf.

Turbulenzinduzierter Lärm 2.2.4

Durch Turbulenz in der Anströmung aerodynamischer Profile kommt es zu Druckschwankungen auf der Profiloberfläche. Diese turbulenzinduzierten, instationären Oberflächendrücke führen nach der Ffowcs Williams-Hawkings-Analogie [36] zur

Emission von Schall. Paterson und Amiet [94, 95] zeigten theoretisch und experimentell, dass die Profilvorderkante die dominante Schallquelle für turbulenzinduzierten Lärm ist. Dabei hängt die Stärke des turbulenzinduzierten Lärms von der Turbulenz der Anströmung ab.

Für Rotoren wurde der Einfluss turbulenter Anströmung auf die Schallemission von Homicz und George [51], Amiet [3] und Paterson und Amiet [96] untersucht. Wenn längliche turbulente Strukturen die Rotorkreisscheibe passieren, können mehrere Rotorblätter nacheinander mit derselben Struktur interagieren. Aufgrund der Blatt-zu-Blatt-Korrelation der Blattlast kommt es deshalb neben dem breitbandigen Schall zu tonalen Schallkomponenten. Homicz und George [51] zeigten, dass das Spektrum des Lärms vom Parameter $v_i/(\Lambda\Omega)$ mit der induzierten Geschwindigkeit v_i , der Strukturlänge der Turbulenz Λ und der Winkelgeschwindigkeit des Rotors Ω abhängt. Für kleine induzierte Geschwindigkeiten, lange Turbulenzstrukturen und große Winkelgeschwindigkeit des Rotors (kleiner Parameter $v_i/(\Lambda \Omega)$) wird die Turbulenzstruktur beim Passieren der Rotorkreisscheibe von den Rotorblättern oft periodisch durchschlagen, wodurch ein tonaler Schall mit der Blattfolgefrequenz und ihren Harmonischen entsteht. Mit zunehmendem Parameter $v_i/(\Lambda\Omega)$ interagieren immer weniger Rotorblätter mit der passierenden Turbulenzstruktur, wodurch die Blatt-zu-Blatt-Korrelation der Blattlast und damit die tonale Komponente des turbulenzinduzierten Lärms abnimmt. Wenn der Parameter $v_i/(\Lambda\Omega)$ große Werte annimmt, interagiert die Turbulenzstruktur beim Passieren der Rotorkreisscheibe nur noch mit einem Rotorblatt, wodurch die tonale Schallkomponente komplett verschwindet.

Turbulenzinduzierter Lärm entsteht insbesondere dann, wenn die turbulente Wirbelschicht eines Rotorblatts mit der Vorderkante des nachfolgenden Rotorblatts interagiert. In diesem Fall wird der turbulenzinduzierte Lärm als Blatt-Nachlauf-Interaktion (engl. *Blade wake interaction*, BWI) bezeichnet [12, 16]. BWI unterscheidet sich von BVI dadurch, dass das Rotorblatt nicht mit dem Blattspitzenwirbel, sondern mit der Scherschicht des vorhergehenden Blattes interagiert (vgl. Abb. 2.3). In der Literatur wird teilweise auch der Schall, der durch die lokale Turbulenzerhöhung beim senkrechten Auftreffen des Blattspitzenwirbels auf das Rotorblatt entsteht, der BWI zugeordnet [137].

2.2.5 Unterschied zwischen Kleinrotoren und Hubschrauberrotoren

Im Wesentlichen weisen die Schallentstehungsmechanismen von Kleinrotoren und Hubschrauberrotoren große Ähnlichkeiten auf. Dennoch führen die Unterschiede zwischen diesen beiden Rottortypen, wie in Kap. 1 dargelegt, zu unterschiedlichen akustischen Charakteristika. Im folgenden Abschnitt werden diese akustischen Unterschiede näher beleuchtet.

Ein Unterschied zwischen Kleinrotoren und Hubschrauberrotoren besteht darin, dass Kleinrotoren bei kleineren Reynoldszahlen betrieben werden als Hubschrauberrotoren. Während die Grenzschichttransition bei Hubschrauberrotorblättern bereits bei ungefähr 20 % der Blatttiefe stattfindet [39], kann die Transition bei Blättern von Kleinrotoren aufgrund der kleineren Reynoldszahlen weiter stromab liegen. Aufgrund der längeren laminaren Lauflänge spielen die Schallentstehungsmechanismen, die durch laminare Grenzschichten begünstigt werden (LBL-VS Lärm und Separationstall Lärm), eine wichtigere Rolle bei der Entstehung von Profillärm.

Des Weiteren werden die Kleinrotoren, die in UAVs und Flugtaxis zum Einsatz kommen, bei kleineren Blattspitzenmachzahlen als Hubschrauberrotoren betrieben. Bei Hubschrauberrotoren kommt es im schnellen Vorwärtsflug auf der vorlaufenden Rotorseite zur transsonischen Umströmung der Rotorblätter. Dies führt durch den periodischen Auf- und Abbau von Verdichtungsstößen an der Blattspitze der vorlaufenden Rotorseite zur Emission von *High-speed impulsive* Lärm (HSI). Aufgrund der kleineren Blattspitzenmachzahl tritt HSI für Kleinrotoren nicht auf.

Im Gegensatz zu den meisten Hubschrauberkonzepten verfügen UAVs und Flugtaxis über mehrere Rotoren, die miteinander aerodynamisch interagieren und die Akustik von Kleinrotoren beeinflussen können. Der Einfluss der Interaktionseffekte wurde unter anderem von Smith et a. [119], Jia und Lee [56, 57] sowie Kostek et al. [64] untersucht.

2.3 Rotorauslegung

Ein Bestandteil der Auslegung von Multikoptern ist die aerodynamische Auslegung der auftriebserzeugenden Rotoren. Aufgrund der wechselseitigen Abhängigkeiten, die zwischen der Auslegung des Fluggeräts und der Auslegung der Rotoren bestehen, handelt es sich bei der Rotorauslegung um einen multidisziplinären und iterativen Prozess, der an das zu entwickelnde Fluggerät angepasst werden muss. Dabei folgt die Auslegung von Rotoren mehreren Auslegungszielen. Zum einen soll der Rotor den erforderlichen Schub *T* bei möglichst kleiner Leistung *P* bereitstellen. Die Effizienz des Rotors wird mit dem Leistungsgrad (engl. *power loading*) PL = T/P gemessen. Zum anderen soll der Rotor möglichst wenig Schall emittieren. Beim Entwurf von Rotoren sind darüber hinaus Randbedingungen bezüglich der Rotorgröße, der Herstellbarkeit, des Gewichts und der Kosten zu beachten.

Zur Erreichung der Auslegungsziele wird der Rotorradius, die Blattzahl, die Profilierung der Rotorblätter sowie die radiale Verteilung des Einstellwinkels und der Blatttiefe angepasst. Im Folgenden wird auf die grundlegenden strömungsmechanischen und akustischen Prinzipien zur Auslegung effizienter und leiser Rotoren im Schwebeflug eingegangen. Eine detaillierte Darstellung zur Rotorauslegung im Schwebe- und im Vorwärtsflug findet sich bei Leishman [73] und van der Wall [129].

Grundlegende Entwurfsprinzipien lassen sich aus der Strahltheorie ableiten. In der Strahltheorie wird der Rotor als mit der induzierten Geschwindigkeit v_i homogen durchströmte Rotorkreisscheibe modelliert. Der vom Rotor erzeugte Schub und die dafür benötigte induzierte Leistung hängen von der Luftdichte ρ , der Fläche der Rotorkreisscheibe *A* und der induzierten Geschwindigkeit v_i ab:

$$T = 2\rho A v_i^2 \tag{2.10}$$

Daraus ergibt sich die induzierte Leistung zu:

$$P_i = Tv_i \tag{2.11}$$

Die homogene Durchströmung des Rotors stellt dabei den Idealzustand dar, bei dem die induzierte Leistung des Rotors am kleinsten ist. Da der Leistungsgrad eines Rotors

$$PL = \frac{T}{P} = \frac{1}{v_i} \tag{2.12}$$

reziprok proportional zur induzierten Geschwindigkeit ist, kann der Leistungsgrad des Rotors maximiert werden, indem der Rotorradius vergrößert und dadurch die induzierte Geschwindigkeit verringert wird.

In der Realität ist eine homogene Durchströmung des Rotors nicht realisierbar. Um trotz der über den Radius des Rotors variierenden lokalen Anströmgeschwindigkeit eine möglichst gleichmäßige Durchströmung der Rotorkreisscheibe zu erreichen, kann die radiale Blatttiefen- und Einstellwinkelverteilung angepasst werden. Nach der Blattelementtheorie wird bei konstanter Blatttiefe eine homogene Durchströmung durch einen über den Rotorradius hyperbolischen Verlauf des Einstellwinkels erreicht. Wird dagegen der Einstellwinkel konstant gehalten, so gewährleistet eine hyperbolische Blatttiefenverteilung eine homogene Durchströmung. In der Praxis wird häufig eine kombinierte radiale Variation des Einstellwinkels und der Blatttiefe verwendet. Aufgrund der Umströmung der Blattspitze, die in der Blattelementtheorie nicht berücksichtigt wird, kann für reale Rotoren eine ideal homogene Durchströmung der Rotorkreisscheibe jedoch nicht erreicht werden. Neben der induzierten Leistung müssen Rotoren zusätzlich Leistung zur Überwindung des parasitären Widerstands der Rotorblätter aufbringen. Um den Profilwiderstand zu reduzieren, wird für die Rotorblätter ein Profil gewählt, das im relevanten Reynoldszahlbereich eine große Gleitzahl aufweist. Wie Abb. 1.1 zeigt, weisen dünne Profile für Reynoldszahlen unter 10⁵ große Gleitzahlen auf, weshalb diese üblicherweise für kleine Rotoren verwendet werden. Des Weiteren wird der parasitäre Widerstand minimiert, indem Rotoren mit kleiner Flächendichte, d.h. kleiner Blattzahl und kleiner Blatttiefe verwendet werden, die bei hohen aerodynamischen Anstellwinkeln betrieben werden.

Da die dominante Schallquelle bei Rotoren in der Regel der tonale Belastungslärm ist, kann die Schallemission am Rotor am effizientesten durch eine Reduzierung des Belastungslärms erreicht werden. Weil der Belastungslärm proportional zur sechsten Potenz der Geschwindigkeit ist, trägt die Senkung der Blattspitzengeschwindigkeit zur Reduktion des Rotationslärms bei. Um die Blattspitzengeschwindigkeit bei gleichem Schub zu senken kann die Blatttiefe der verwendeten Blätter oder die Blattanzahl erhöht werden [130, 136]. Da aufgrund der hohen Geschwindigkeiten hauptsächlich der an der Blattspitze erzeugte Schub zum Rotationslärm beiträgt, kann die Lärmemission durch Verlagerung der Blattlast von der Blattspitze hin zu kleineren Radien, wo die Geschwindigkeit des Blattes kleiner ist, reduziert werden [55].

Die Gegenüberstellung der Eigenschaften von effizienten und leisen Rotoren zeigt, dass es sich teilweise um gegensätzliche Anforderungen handelt, die bei der Leistungsoptimierung und der akustischen Optimierung von Rotoren berücksichtigt werden müssen. Da bei der Auslegung von Rotoren mehrere Ziele gleichzeitig verfolgt werden, wird bei der Entwicklung effizienter und leiser Rotoren eine Pareto-Optimierung durchgeführt. Das Ergebnis der Optimierung hängt dabei von der Gewichtung der Zielfunktionen ab.

2.4 Untersuchungen der Aerodynamik von Kleinrotoren

Aufgrund des wachsenden Interesses an UAVs und Flugatxis wurde in den letzten Jahren intensiv an der Aerodynamik von Kleinrotoren geforscht. Ein wesentlicher Unterschied zwischen diesen Kleinrotoren und Hubschrauberrotoren liegt in den unterschiedlichen Reynoldszahlen, bei denen die Rotoren betrieben werden. Während Rotoren für UAVs und Flugtaxis bei Blattspitzen-Reynoldszahlen zwischen $3 \cdot 10^4$ und 10^6 betrieben werden, liegt die Blattspitzen-Reynoldszahl von Hubschrauberrotoren bei über 10^6 . Mit abnehmender Reynoldszahl kommt es vor allem aufgrund des früheren Ablösens der Strömung zur Abnahme des maximalen Auftriebsbeiwerts und zur Zunahme des Widerstandsbeiwerts. Dies führt zur Abnahme der maximalen Gleitzahl, die mit einem aerodynamischen Profil erreicht werden kann [135]. Insbesondere für $Re \approx 10^5$ ist die maximale Gleitzahl stark von der Reynoldszahl abhängig (siehe Abb. 1.1), weshalb die Reynoldszahl vor allem für die Leistungsfähigkeit kleiner UAV-Rotoren berücksichtigt werden muss. Die Bedeutung der Reynoldszahl für Kleinrotoren im Schwebeflug wurde von Kandias und Miller [59] untersucht. Dabei fanden sie heraus, dass der Schub- und der Leistungsbeiwert des Rotors für $Re > 2 \cdot 10^5$ mit größerer Reynoldszahl zunimmt. Ramasamy et al. (2008) [106] untersuchten Rotoren mit Blattspitzen-Reynoldszahlen von 3,5 · 10⁵. Der maximale Figure of Merit, der in den Experimenten erreicht werden konnte, betrug 0,55 und lag damit deutlich unter dem von Hubschrauberrotoren, die Figure of Merits von bis zu 0,8 erreichen können [73]. Für Rotoren im Vorwärtsflug wurde der Einfluss der Reynoldszahl experimentell von Kolaei et al. [63] und Simmons und Hatke [118] untersucht. Beide Experimente zeigten, dass der Schubkoeffizient der untersuchten Rotoren mit zunehmender Reynoldszahl zunimmt. Des Weiteren wurden mehrere Experimente zur Untersuchung der Leistungsfähigkeit von axial angeströmten Propellern bei kleinen Reynoldszahlen durchgeführt [10, 25, 84].

Für die Entwicklung effizienter Kleinrotoren ist die Abhängigkeit der Leistungsfähigkeit von der Blattgeometrie von großem Interesse. Für den Schwebeflug bei Reynoldszahlen von unter $5 \cdot 10^4$ untersuchten Hein und Chopra [49] den Einfluss der Blatttiefenverteilung, der Blattverwindung und der Profilwölbung auf die Effizienz. Ramasamy et al. (2008) [106] verglichen Kleinrotoren mit rechteckigen, linear zulaufenden sowie verwundenen Rotorblättern bei Blattspitzen-Reynoldszahlen von $3,5 \cdot 10^5$. Dabei fanden sie heraus, dass grundsätzlich die gleichen Entwurfsprinzipien wie bei größeren Reynoldszahlen gelten um mithilfe der Blattgeometrie den Figure of Merit der Rotoren zu maximieren. Numerische Simulationen zur Optimierung von Rotorblättern im Schwebeflug wurden beispielsweise von Klimczyk [61] und Bohorquez et al. [8] durchgeführt.

Des Weiteren beeinflusst der Betriebszustand, d.h. die Anströmgeschwindigkeit, die Drehzahl und der Neigungswinkel, Schub und Leistung von Kleinrotoren. Die Untersuchungen von Serrano et al. [114], Kolaei et al. [63] und Simmons und Hatke [118] konzentrierten sich primär auf den Vergleich unterschiedlicher Betriebsbedingungen, während die Studien von Krebs et al. [66], Theys et al. [125] und Yang et al. [140] den Vergleich mit Simulationen in den Vordergrund der Betrachtung stellten. Yang et al. [141] entwickelten basierend auf experimentellen Daten ein empirisches Modell, das zur Beschreibung des Schub- und Leistungsbeiwerts im Entwurfsprozess von Kleinrotoren angewendet werden kann. Dabei beschrieben sie den Schub- und Leistungsbeiwert des von ihnen untersuchten Rotors als Polynom dritter Ordnung des Fortschrittsgrads und des Rotorneigungswinkels. Ähnliche empirische Modelle zur Beschreibung des Schub- und Leistungsbeiwerts entwickelten Ye et al. [142] und Pollet et al. [100]. Die empirischen Modelle wurden erfolgreich im Entwurfsprozess von Multikoptern angewendet [19, 100, 143].

Neben dem Schub und der Leistung von Kleinrotoren wurde in den letzten Jahren der Rotornachlauf von Kleinrotoren verstärkt untersucht. Da es bei Interaktion der Blattspitzenwirbel mit den Rotorblättern zu starken Schallemissionen kommen kann, sind insbesondere die Blattspitzenwirbel im Rotornachlauf von wissenschaftlichem Interesse für die Akustik. Im Schwebeflug wurde das Strömungsfeld kleiner Rotoren von Hein und Chopra [49], Ramasamy et al. (2007) [107] und Ramasamy et al. (2010) [105] mit Laserlichtschnittbeleuchtung und PIV untersucht. Die Untersuchungen zeigten, dass aufgrund der niedrigen Reynoldszahlen die Scherschichten im Nachlauf der Rotorblätter dicker und die viskosen Wirbelkerne der Blattspitzenwirbel größer sind als bei Hubschrauberrotoren. Strömungsvisualisierungen von Ramasamy et al. (2010) [105] sowie von Milluzzo und Leishman [87] zeigten den Einfluss der Blattverwindung auf die Trajektorien der Blattspitzenwirbel im Schwebeflug. Abbildung 2.7 zeigt die Blattspitzenwirbel und die Wirbelschicht für zwei Dreiblattrotoren mit unverwundenen bzw. verwundenen Rotorblättern. Aufgrund der gleichmäßigeren radialen Auftriebsverteilung sind die Blattspitzenwirbel des verwundenen Rotors schwächer als die des unverwundenen Rotors. Numerische Untersuchungen zur Wirbelentstehung an den Rotorblättern bei kleinen Reynoldszahlen führten unter anderem Lakshminarayan und Baeder [70] durch.

Im Vorwärtsflug visualisierten Ghee und Elliott [40] den Nachlauf eines Modellhubschraubers mit Rauch und beobachteten, dass sich die Blattspitzenwirbel auf der vor- und rücklaufenden Seite der Rotorkreisscheibe zu Randwirbeln aufrollen, die den Wirbelschleppen von Starrflüglern ähnlich sind. Aufgrund des größeren Abwinds auf der vorlaufenden Seite sinkt der Randwirbel auf der vorlaufenden Seite schneller ab als auf der rücklaufenden. Des Weiteren rollten die Wirbel auf der vorlaufenden Seite zu einem engeren Randwirbel auf.

Zur Blatt-Wirbel-Interaktion kann es bei Kleinrotoren kommen, wenn die Blattspitzenwirbel von nachfolgenden Rotorblättern getroffen werden. Leishman und Bagai [75] untersuchten die Blattspitzenwirbel im Nachlauf eines Modellhubschraubers mithilfe des Schattenbildverfahrens und konnten im Vorwärtsflug Blatt-Wirbel-Interaktion detektieren. Blattspitzenwirbel, die an der Vorderseite des Rotors entstanden, bewegten sich zunächst oberhalb des Rotors. Beim Passieren des Folgeblattes wurden die Wirbel von diesem in den Rotor eingesogen und interagierten beim



(a) unverwunden



Abbildung 2.7: Einfluss der Blattverwindung auf das Strömungsfeld eines Rotors im Schwebeflug. Rauchvisualisierungen aus Ramasamy et al. [105]

Durchgang durch die Rotorkreisscheibe mit den Rotorblättern. Die Blattspitzenwirbel wurden bei der Interaktion mit den Rotorblättern zerstört.

2.5 Untersuchungen der Aeroakustik von Kleinrotoren

In den letzten Jahren wurden mehrere wissenschaftliche Studien veröffentlicht, die sich mit der Analyse der Schallentstehungsmechanismen an Kleinrotoren befassen. Im Folgenden werden zunächst Studien präsentiert, die die Entstehung breitbandigen Profillärms an Kleinrotoren untersuchen. Daran anschließend werden Forschungsarbeiten vorgestellt, welche die Entstehung von turbulenzinduziertem Lärm an Kleinrotoren in den Mittelpunkt rücken. Schließlich werden Untersuchungen vorgestellt, die sich mit dem Rotationslärm von Kleinrotoren beschäftigen.

Die Entstehung von breitbandigem Profillärm wurde von Pettingill et al. [98] im Schwebeflug an ideal verwundenen Rotoren mit unterschiedlichen Einstellwinkeln untersucht. Dabei identifizierten sie Hinterkantenlärm als dominante Schallquelle des Profillärms. Als Entstehungsmechanismen des Breitbandschalls konnten Pettingill et al. TBL-TE Lärm, LBL-VS Lärm und TEB-VS Lärm identifizieren. Die Entstehung von LBL-VS wurde von Leslie et al. [76, 77] näher untersucht. Dabei konnten die Autoren mithilfe eines Anstrichbilds die Entstehung von LBL-TE mit einer laminaren Ablöseblase auf der Saugseite der Rotorblätter in Verbindung bringen. Durch Erzwingen der laminar-turbulenten Transition an der Profilvorderkante konnte die Ausbildung der laminare Ablöseblase vermieden und die Schallemission von LBL-VS für Frequenzen oberhalb 2000 Hz verringert werden.

Die Möglichkeit, den Hinterkantenlärm durch Einsatz einer gezackten Hinterkante zu verringern, wurde von Pagliaroli et al. [93] und Ning et al. [91] untersucht. Durch die Verwendung einer gezackten Hinterkante konnten Pagliaroli et al. für Frequenzen über 10 kHz eine Reduktion des Schalldruckpegels um 5 dB erreichen. Da die Schallemission bei tieferen Frequenzen für den Gesamtschalldruckpegel bestimmend ist, konnte dieser jedoch durch Verwendung einer gezackten Hinterkante nicht nennenswert gesenkt werden. Während bei Ning et al. [91] kein Einfluss der gezackten Hinterkante auf den Schub und die Leistung des Rotors maßen, stellten Pagliaroli et al. [93] eine Abnahme des Wirkungsgrads fest.

Turbulenzinduzierter Lärm wurde von Thurman et al. [126] untersucht. Die Autoren führten Simulationen und Experimente mit einem Vierblattrotor im Schwebeflug durch und analysierten die Druckschwankungen auf der Oberfläche der Rotorblätter. Sie fanden heraus, dass im Schwebeflug die stärksten Druckschwankungen im äußeren Bereich der Rotorblätter auftreten. Als Ursache für diese Druckschwankungen identifizierten Thurman et al. den Blattspitzenwirbel des vorhergehenden Blattes, der sich nahe unter der Rotorebene befindet. Obwohl die Blattspitzenwirbel nicht direkt auf die Rotorblätter treffen, erhöhen diese die Turbulenz der Zuströmung und führen zu turbulenzinduziertem Lärm. Grande et al. [44] konnten experimentell nachweisen, dass die Scherschicht hinter den Rotorblättern beim Auftreffen auf das nachfolgende Rotorblatt turbulenzinduzierten Lärm erzeugt (BWI).

Turbulenzinduzierter Lärm spielt eine große Rolle beim Betrieb von Rotoren in geschlossenen Räumen. Im Raum bildet sich nach wenigen Sekunden eine Strömungsrezirkulation aus, die dazu führt, dass der turbulente Rotornachlauf wieder vom Rotor eingesogen wird. Dadurch kommt es am Rotor zur turbulenzinduzierten Schallentstehung, die von Stephenson et al. [122] und Pettingill et al. [98] untersucht wurde. Durch die Rezirkulation wurde eine Zunahme des Pegels der Blattfolgefrequenz und ihre Harmonischen um bis zu 15 dB gegenüber der ungestörten Einströmung gemessen. Die Rezirkulation und damit der turbulenzinduzierte Lärm in Windkanalexperimenten konnte mithilfe von Maschengittern, die im Nachlauf des Rotors installiert wurden, erfolgreich reduziert werden [98]. Numerisch wurde der Einfluss der Strömungsrezirkulation auf die Rotorakustik von Nardari et al. [90] und Casalino et al. [20] untersucht. Während, wie in Abb. 2.8 dargestellt, die dominante breitbandige Schallquelle in den Simulationen ohne Rezirkulation an der Hinterkante der Rotorblätter bei 80 % des Rotorradius liegt, befindet sich die dominante Schallquelle mit Rezirkulation an der Vorderkante der Rotorblätter.

Auf die Untersuchung des Rotationslärms von Kleinrotoren im Schwebeflug fokussiert sich die Studie von Tinney und Valdez [128]. Basierend auf Experimenten mit Kleinrotoren mit Durchmessern zwischen 0,20 m und 0,46 m fanden sie heraus, dass die Blattspitzenmachzahl einen entscheidenden Einfluss auf die Emission tonalen Ro-



(b) mit Rezirkulation

Abbildung 2.8: Simulation des Einflusses der Strömungsrezirkulation auf die akustische Quellkarte eines Kleinrotors aus Nardari et al. [90]. Die Farbskala umfasst einen Dynamikbereich von 20 dB.

tationslärm hat. Zu dem gleichen Ergebnis kamen Serré et al. [115], die Kleinrotoren mit Durchmessern von 0,175 m sowohl numerisch als auch experimentell im Schwebeflug untersuchten. Den Einfluss der Blattzahl auf die Lärmemission untersuchten Gojon et al. [43]. Sie konnten experimentell zeigen, dass durch die Verwendung eines Dreiblattrotors anstelle eines Zweiblattrotors der Gesamtschalldruckpegel bei gleichem Schub um 10 dB gesenkt werden kann. Aufgrund der höheren Flächendichte des Dreiblattrotors ist dessen Blattspitzenmachzahl zur Erzeugung desselben Schubs kleiner als beim Zweiblattrotor. Durch die Reduktion der Blattspitzenmachzahl sinkt der tonale Belastungslärm bei der Blattfolgefrequenz und deren Harmonischen. Dabei überkompensiert die Reduktion des tonalen Schalls die Zunahme des Breitbandlärms, die von der Erhöhung der Blattzahl verursacht wird.

3 Methoden

Für die Untersuchung der Aerodynamik und Akustik von Kleinrotoren im Schwebeund Vorwärtsflug werden unterschiedliche Messtechniken angewendet. In diesem Kapitel wird auf die Grundlagen der Kraft- und Momentenmessung eingegangen. Danach werden die optischen Messtechniken BOS und PIV, die zur Visualisierung der Wirbelstruktur und des Strömungsfelds zum Einsatz kommen, erläutert. Im Anschluss daran wird auf das Verfahren des akustischen Beamformings eingegangen, mit dem basierend auf Messdaten, die mit einem Mikrofonarray aufgenommen wurden, Störgeräusche ausgeblendet und Schallquellen lokalisiert werden können. Schließlich wird die *Unsteady Panel Method* (UPM) als Panelverfahren zur Lösung dreidimensionaler Potentialströmungen von Rotoren vorgestellt. Mit UPM kann der Schub, die Leistung und das Strömungsfeld von Rotoren berechnet werden.

3.1 Messtechniken

3.1.1 Kraft- und Momentenmessung

Die Messung von Kräften und Momenten in Windkanalexperimenten kann mit Dehnungsmessstreifen (DMS) oder mit piezoelektrischen Kraftsensoren erfolgen. Ein DMS besteht aus einem Widerstandsdraht, der auf einen Federkörper aufgeklebt wird und sich bei Krafteinwirkung mit diesem verformt. Durch die Längenänderung des DMS ändert sich dessen elektrischer Widerstand, was mithilfe einer Wheatstone'schen Brückenschaltung gemessen werden kann. Da Temperaturänderungen die Materialausdehnung des Prüfkörpers unabhängig von der tatsächlichen mechanischen Last beeinflussen, unterliegen Messungen mit DMS einer Temperaturdrift. Der Temperatureinfluss kann durch Verschaltung mehrerer DMS in der Messbrücke kompensiert werden [60].

Piezoelektrische Kraftsensoren basieren auf dem Prinzip des piezoelektrischen Effekts. Wirkt eine Kraft auf einen Piezokristall, so wird das Kristallgitter gestaucht und es kommt zu einer Verschiebung der Ladungsschwerpunkte der positiv und negativ geladenen Gitterionen. Je nach Lage der polaren Kristallachse kommt es unter Längs-, Quer- oder Scherkräften zur Entstehung von Ladungen auf der Oberfläche des Kristalls, die mithilfe eines Messverstärkers detektiert werden können. Um sowohl positive als auch negative Kräfte messen zu können, wird das Kraftelement unter Vorspannung zwischen einer Grund- und einer Deckplatte eingebaut. Aufgrund der unterschiedlichen Ausdehnungskoeffizienten des Vorspannmechanismus und des Kristalls kann die Temperaturdrift von Piezowaagen groß sein. Im Vergleich zu DMS-Waagen haben piezoelektrische Waagen kürzere Messwege, eine höhere Steifigkeit und damit höhere Eigenfrequenzen. Piezoelektrische Waagen eignen sich daher besonders für hochdynamische Messungen. Aufgrund der höheren Temperaturempfindlichkeit und Drift von piezoelektrischen Waagen haben DMS-Waagen Vorteile bei statischen Messungen.

3.1.2 Background Oriented Schlieren

Bei *Background Oriented Schlieren* (BOS) handelt es sich um eine optische Messtechnik, die zur Detektion von Dichtegradienten im Strömungsfeld angewandt wird. Erste Versuche mit BOS wurden von Raffel et al. [103] und Dalziel et al. [24] in den 2000er-Jahren durchgeführt. Wie andere Schlieren-Messtechniken (z.B. Toepler'sche Schlierenfotographie, Schattenbildverfahren) basiert BOS auf der Abhängigkeit des Brechungsindex von der Dichte eines kompressiblen Gases. Der Zusammenhang zwischen Dichte ρ und Brechungsindex *n* wird von der Gladstone-Dale-Gleichung mit der Gladstone-Dale-Konstanten *K* wiedergegeben [37]:

$$n - 1 = K \cdot \rho \tag{3.1}$$

Der experimentelle Aufbau einer BOS-Messung besteht aus einem kontrastreichen Hintergrund und einer Kamera, die auf diesen fokussiert wird. Mit der Kamera werden vom Hintergrund zwei Aufnahmen gemacht: Eine Aufnahme erfolgt ohne das zu untersuchende Dichteobjekt bei ruhender Luft (Referenzaufnahme). Die zweite Aufnahme erfolgt mit dem zu untersuchenden Dichteobjekt, das sich zwischen Hintergrund und Kamera befindet. Wie in Abb. 3.1 dargestellt, wird das Licht, das vom Hintergrund ausgeht, durch die vom Dichteobjekt verursachte räumliche Änderung des Brechungsindex gebrochen. Dadurch wird von der Kamera eine lokale Verschiebung des Hintergrund musters detektiert. Die Verschiebung Δy hängt vom Abstand zwischen Hintergrund und Dichteobjekt Z_D , Dichteobjekt und Objektiv Z_A , Objektiv und Bildebene Z_i , der Brennweite f des verwendeten Objektivs sowie dem Brechungswinkel ϵ_y ab. Für paraxiale Aufnahmen und kleine Brechungswinkel gilt:



Abbildung 3.1: Prinzip eines BOS-Aufbaus aus Raffel [102]

$$\Delta y = f \frac{Z_D}{Z_D + Z_A - f} \cdot \epsilon_y \tag{3.2}$$

Der Brechungswinkel hängt vom Integral des Brechungsindex senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Lichts im Strömungsfeld ab:

$$\epsilon_y = \frac{1}{n_\infty} \int \frac{\partial n}{\partial y} dz \tag{3.3}$$

Da sich das Dichteobjekt vor der Hintergrundebene befindet auf die die Kamera fokussiert ist, wird das Dichteobjekt nicht scharf auf dem Bildsensor abgebildet. Die Abstände zwischen Hintergrund, Dichteobjekt und Kamera beeinflussen also neben der Sensitivität des Versuchsaufbaus auch die Unschärfe der Abbildung des zu untersuchenden Objekts. Der Zusammenhang zwischen Abständen, Sensitivität und Unschärfe wurde ausführlich von Schwarz und Braukmann [112] untersucht.

Die durch das Dichteobjekt hervorgerufenen lokalen Verschiebungen des Hintergrundmusters auf dem Kamerasensor können durch Vergleich mit dem Referenzbild bestimmt werden. Dazu werden sowohl die Aufnahme mit Dichteobjekt als auch die Referenzaufnahme in Auswertefenster unterteilt. Die Berechnung der mittleren Hintergrundverschiebung wird durch die Kreuzkorrelation der Auswertefenster der beiden Aufnahmen berechnet. Die Auflösung der Auswertung kann verbessert werden, indem weitere Korrelationen mit kleiner werdenden Fenstergrößen unter Berücksichtigung der Verschiebungsvektoren der ersten Korrelationsrechnung durchgeführt werden. Da die Verschiebung des Hintergrunds nach Gl. 3.3 von der Verteilung des Brechungsindex im gesamten Volumen zwischen Hintergrund und Kamera abhängt, lassen sich mit BOS im Allgemeinen nur qualitative Aussagen über die Dichteverteilung treffen. Bei der Verwendung nur einer Kamera wird eine zweidimensionale Projektion des dreidimensionalen Dichteobjekts aufgenommen. Bauknecht et al. [6] zeigten am Beispiel eines Blattspitzenwirbelsystems eines Hubschraubers, dass dreidimensionale Dichteobjekte rekonstruiert werden können, indem diese gleichzeitig mit mehreren Kameras aus unterschiedlichen Perspektiven aufgenommen werden.

Als Hintergrund wird häufig ein stochastisches Punktmuster verwendet. Um eine gute Auflösung und Sensitivität zu erhalten, sollte das Punktmuster die höchste räumliche Frequenz aufweisen, die mit der Kamera aufgelöst werden kann.

3.1.3 Particle Image Velocimetry

Particle Image Velocimetry (PIV) ist eine berührungslose, optische Messtechnik zur Bestimmung von Geschwindigkeitsfeldern in flüssigen und gasförmigen Medien. Abbildung 3.2 zeigt den schematischen Aufbau eines PIV-Aufbaus. Die Geschwindigkeitsmessung erfolgt indirekt über die Messung der Verschiebung von Tracerpartikeln, die in die Strömung eingebracht und zweimal innerhalb eines kurzen Zeitintervalls mit einem Laser beleuchtet werden. Im Gegensatz zu der Geschwindigkeitsmessung mit Drucksonden, Laser-Doppler-Anemometrie und Hitzdrahtanemometrie liefert PIV eine flächige Information über das Geschwindigkeitsfeld. Die zeitliche Auflösung von PIV wird von der Bildrate der verwendeten Kamera und der Pulsrate des Lasers limitiert und ist geringer als bei der Laser-Doppler-Anemometrie und der Hitzdrahtanemometrie. Je nach Setup können mit PIV zwei oder drei Geschwindigkeitskomponenten in einer Ebene (2D-PIV) oder in einem Volumen (3D-PIV) im Strömungsfeld bestimmt werden. Im Folgenden wird ein Überblick über 2D-PIV gegeben. Eine detailliertere Beschreibung der Messtechnik findet sich bei Raffel et al. [104] und Adrian und Westerweel [1].

Da es sich bei PIV um eine indirekte Messtechnik handelt bei der die Geschwindigkeit über die eingebrachten Tracerpartikel gemessen wird, müssen die verwendeten Partikel gute Folgeeigenschaften aufweisen. Das Folgeverhalten der Partikel wird durch ihre Größe und Dichte bestimmt. Die Kräfte, die auf Partikel in Strömungen wirken und deren Folgeverhalten bestimmen, werden von Maxey und Riley [83] und Sommerfeld [120] diskutiert. Der Einfluss der Partikelgröße auf die Genauigkeit der Geschwindigkeitsmessung mit PIV wurde von Domogalla [27] untersucht. Je nach untersuchtem Fluid können feste Partikel, flüssige Partikel oder gasgefüllte Seifenblasen verwendet werden.



Abbildung 3.2: Prinzip eines 2D-PIV-Versuchsaufbaus in einem Windkanal aus Raffel et al. [104]

Wie in Abb. 3.2 dargestellt, wird die Ebene, für die das Geschwindigkeitsfeld der Strömung untersucht werden soll, mit einem dünnen Laserlichtschnitt zweimal in kurzem zeitlichen Abstand beleuchtet. Die Partikel im Laserlichtschnitt streuen das Laserlicht (Mie-Streuung), das von einer oder mehreren Kameras aufgenommen wird. Die Bestimmung von Verschiebungsvektoren erfolgt durch Anwendung statistischer Methoden auf die Doppelbilder. Dazu werden die Aufnahmen in Auswertefenster aufgeteilt. Die Größe der Auswertefenster wird so gewählt, dass von einer homogenen Bewegung der Partikel innerhalb des Fensters ausgegangen werden kann. Mithilfe der Kreuzkorrelation der Auswertefenster der beiden Aufnahmen wird die mittlere Verschiebung der Partikel für jedes Auswertefenster berechnet. Die Auflösung der Auswertung kann durch weitere Korrelationen mit kleiner werdenden Fenstergrößen unter Berücksichtigung der Verschiebungsvektoren der initialen Korrelationsrechnung verbessert werden. Die Geschwindigkeit wird aus der ermittelten Verschiebung und der bekannten Zeitverzögerung zwischen den beiden Aufnahmen berechnet.

Bei konventionellen PIV-Messungen mit einer Kamera können nur zwei Geschwindigkeitskomponenten der Partikel bestimmt werden. Dabei entsprechen die mit PIV gemessenen Geschwindigkeitskomponenten der Projektion der Geschwindigkeitsvektoren der Partikel entlang der Blickrichtung der Kamera auf die Lichtschnittebene. Die Bewegung der Partikel entlang der Kamerablickrichtung kann mit nur einer



Abbildung 3.3: Messung der Geschwindigkeit mithilfe eines Stereo-PIV-Aufbaus

Kamera nicht aufgelöst werden. Die Bestimmung aller drei Geschwindigkeitskomponenten des Strömungsfelds kann durch die Verwendung von zwei (Stereo-PIV) oder mehr Kameras, die Bilder desselben Sichtfelds aus unterschiedlichen Blickrichtungen aufnehmen, erreicht werden. Wie in Abb. 3.3 dargestellt, unterscheiden sich bei Stereo-PIV-Aufbauten die Projektionen der Geschwindigkeitsvektoren der Partikel auf die Lichtschnittebene aufgrund der unterschiedlichen Kameraperspektiven. Durch Kombination der Bilder beider Kameras lassen sich alle drei Komponenten der Geschwindigkeit der Partikel bestimmen.

3.1.4 Akustisches Beamforming

Akustisches Beamforming ist eine Technik, die zur Lokalisation von Schallquellen eingesetzt wird. Beim Beamforming wird eine Schallquelle mit mehreren Mikrofonen an unterschiedlichen räumlichen Positionen (Mikrofonarray) gleichzeitig aufgenommen. Aufgrund der unterschiedlichen Abstände zwischen der Schallquelle und den Mikrofonen des Arrays unterscheiden sich die Laufzeiten des emittierten Schalls zu den Mikrofonen. Anhand des Zeitversatzes der von den Mikrofonen aufgezeichneten Signale kann die Position der Schallquelle berechnet werden. Die Quelllokalisation kann sowohl durch Verarbeitung der Mikrofonsignale im Zeitbereich (*Delay-and-Sum-Beamforming*) als auch im Frequenzbereich (*Conventional Beamforming*) erfolgen. Die Berechnung im Zeitbereich hat gegenüber dem Frequenzbereich den Vorteil, dass auch bewegte Schallquellen lokalisiert werden können, während Beamforming im Frequenzbereich recheneffizienter ist. Im Folgenden werden das *Delay-and-Sum-Beamforming* und das *Conventional Beamforming* basierend auf Sijtsma [117] erläutert. Einen ausführlicheren Überblick über die Grundlagen des Beamformings liefern Sijtsma [117] und Chiariotti et al. [21].



Abbildung 3.4: Prinzip des akustischen Beamformings im Zeitbereich. Um die Quellstärke der Schallquelle S_1 von der Störquelle S_2 zu separieren, werden die von den Mikrofonen M aufgezeichneten Zeitsignale in Abhängigkeit vom Abstand zur Schallquelle S_1 zeitlich verschoben und anschließend addiert.

Delay-and-Sum-Beamforming

In Abb. 3.4 ist das Messprinzip des akustischen Beamformings im Zeitbereich dargestellt. Im Folgenden wird eine bewegte Schallquelle S₁ mit dem von der Emissionszeit τ_e abhängigen Ortsvektor $\xi(\tau_e)$ betrachtet. Das von der Schallquelle emittierte Zeitsignal $p_s(\tau_e)$ wird von *N* Mikrofonen mit den Ortsvektoren x_n aufgezeichnet. Aufgrund des Abstands zwischen der Schallquelle und den Mikrofonen empfangen diese das emittierte Signal mit veränderter Amplitude und zeitversetzt zur Zeit t_n . Die Übertragungsfunktion *F*, die den Zusammenhang zwischen dem emittierten und empfangenen Zeitsignal herstellt, hängt von den Ortsvektoren der Mikrofone und den zeitabhängigen Ortsvektoren der Schallquelle ab. Neben den Signalen der Schallquelle S₁ empfangen die Mikrofone Signale von Störquellen (siehe Schallquelle S₂ in Abb. 3.4) und unterliegen zusätzlich dem Messrauschen. Die Beiträge des vom *n*-ten Mikrofon aufgezeichneten Zeitsignals, die nicht von der Schallquelle S₁ stammen, werden mit $\epsilon_n(t_n)$ bezeichnet. Das Zeitsignal, das vom *n*-ten Mikrofon aufgenommen wird, ist damit gegeben durch:

$$p_n(t_n) = F(\mathbf{x}_n, \boldsymbol{\xi}(\tau_e), t_n, \tau_e) p_s(\tau_e) + \epsilon_n(t_n)$$
(3.4)

Der Zeitversatz zwischen emittiertem und empfangenem Signal hängt neben dem Ort der Schallquelle, der Schallgeschwindigkeit *c* und der Geschwindigkeit *V* der äußeren Strömung von der Position des Mikrofons ab und ist für jedes Mikrofon individuell:

$$t_n - \tau_e = \frac{1}{c} ||\mathbf{x}_n - \boldsymbol{\xi}(\tau_e) - \boldsymbol{V}||$$
(3.5)

Um das Zeitsignal der Quelle zu rekonstruieren, wird das von den Mikrofonen aufgezeichnete Zeitsignal um die individuelle Laufzeit zwischen Schallquelle und Mikrofon verschoben und die Amplitude entsprechend der Übertragungsfunktion angepasst:

$$\widetilde{p}_n(\tau_e) = \frac{p_n(t_n)}{F(\mathbf{x}_n, \boldsymbol{\xi}(\tau_e), t_n, \tau_e)}$$
(3.6)

Schließlich werden die Signale aller Mikrofone gemittelt:

$$\widetilde{p}(\tau_e) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^{N} \widetilde{p}_n(\tau_e)$$
(3.7)

Durch das Verzögern und anschließende Mitteln der aufgenommenen Zeitsignale werden solche Signale verstärkt, die von der untersuchten Schallquelle stammen. Signale, die von anderen Schallquellen herrühren, weisen andere Laufzeiten zu den Mikrofonen auf, weshalb diese, wie in Abb. 3.4 gezeigt, durch das Verzögern nicht übereinander zu liegen kommen und bei der Mittelung gedämpft werden. Bei der Auswertung eines Datensatzes, der mit einem Mikrofonarray aufgenommen wurde, kann das Mikrofonarray durch Anpassung der Übertragungsfunktion nacheinander auf beliebig lokalisierte Schallquellen gerichtet werden. Somit können Quellkarten des Untersuchungsgebiets erstellt werden.

Conventional Beamforming

Beim *Conventional Beamforming* erfolgt die Quelllokalisation im Frequenzbereich, sodass zunächst der Schalldruck im Frequenzbereich aller *N* Mikrofone durch Fouriertransformation der Zeitsignale bestimmt werden muss:

$$\boldsymbol{p}(f) = \begin{pmatrix} p_1(f) \\ \vdots \\ p_N(f) \end{pmatrix}$$
(3.8)

Das Prinzip des *Conventional Beamformings* besteht darin, die an den Mikrofonen aufgenommenen Schalldrücke mit den Schalldrücken zu vergleichen, die von einer idealen Quelle mit Einheitsstärke an der untersuchten Quellposition $\boldsymbol{\xi}$ verursacht werden. Die komplexen Schalldrücke der Einheitsquelle an jedem Mikrofon sind durch die Green'sche Funktion g gegeben. Der normierte Vektor h der Green'schen Funktion

$$h = \frac{g}{||g||^2} \tag{3.9}$$

wird auch als *steering vector* bezeichnet. Gesucht wird die Amplitude *a* der Vergleichsquelle, für die die Differenz zu den von den Mikrofonen aufgenommenen Schalldrücken minimal ist:

$$\min(||\boldsymbol{p} - a\boldsymbol{g}||^2) \tag{3.10}$$

Das Optimierungsproblem führt auf folgende Lösung:

$$a = \frac{\boldsymbol{g}^* \boldsymbol{p}}{||\boldsymbol{g}||^2} = \boldsymbol{h}^* \boldsymbol{p} \tag{3.11}$$

Aus der komplexen Amplitude lässt sich die spektrale Leistungsdichte wie folgt berechnen:

$$PSD = \frac{1}{2}|a|^2 = \frac{1}{2}\frac{g^*pp^*g}{||g||^4} = \frac{g^*Cg}{||g||^4} = h^*Ch$$
(3.12)

Hierbei bezeichnet *C* die Kreuzspektralmatrix:

$$\boldsymbol{C} = \frac{1}{2}\boldsymbol{p}\boldsymbol{p}^* \tag{3.13}$$

Bei der Auswertung eines Datensatzes kann das Mikrofonarray durch Anpassung des steering vectors auf beliebig lokalisierte Schallquellen gerichtet und somit Quellkarten des Untersuchungsgebiets erstellt werden. Der Vorteil des *Conventional Beamformings* besteht darin, dass für die Erstellung von Quellkarten die aufwändige Berechnung der Kreuzspektralmatrix nur einmal erfolgen muss, sodass die Berechnung fein aufgelöster Quellkarten recheneffizienter ist als der *Delay-and-Sum-Beamforming*-Algorithmus.

3.2 Simulationswerkzeuge

3.2.1 Unsteady Panel Method

Die *Unsteady Panel Method* (UPM) ist ein Panelverfahren zur Lösung der dreidimensionalen Potentialströmung von Rotoren. Zur Modellierung des Rotornachlaufs verwendet UPM ein nichtlineares, instationäres Nachlaufmodell. Viskose Effekte



Abbildung 3.5: Modellierung des Rotorblatts und des Rotornachlaufs in UPM aus Yin und Kunze [147]

werden mit UPM im Postprocessing abgebildet [147]. Im Folgenden wird ein kurzer Überblick über UPM gegeben. Eine detailliertere Beschreibung und Validierung von UPM findet sich bei Ahmed und Vidjaja [2] und Yin und Ahmed [145, 146].

Für die Modellierung der Rotorblätter in UPM wird die Oberfläche der Rotorblätter wie in Abb. 3.5 dargestellt entlang der Spannweite und der Blatttiefe in Oberflächenpanele unterteilt. Zur Modellierung der Verdrängung von Fluid durch das Rotorblatt (Dickeneffekt) wird auf den Oberflächenpanelen eine Verteilung von Quellen und Senken angenommen. Die Stärke der Quellen und Senken wird so gewählt, dass die Geschwindigkeitskomponente senkrecht zu den Panelen verschwindet und es zu keiner Durchströmung der Oberfläche kommt (kinematische Randbedingung). Der vom Rotorblatt generierte Auftrieb wird durch eine Wirbelverteilung entlang der Skelettlinie modelliert. Dabei hängt nach dem Satz von Kutta-Joukowski die Zirkulation Γ der Wirbel mit dem Auftrieb zusammen (siehe Gl. 2.5). Die Zirkulation variiert über die Spannweite und beträgt an der Blattwurzel und der Blattspitze $\Gamma = 0$. Um ein glattes Abströmen der Strömung an der Hinterkante zu erhalten (Erfüllung der Kutta-Bedingung), schließt ein ebenes, sogenanntes Kutta-Panel an die Hinterkante des Rotorblattes an. Zusätzlich können nicht Auftrieb erzeugende Körper in UPM durch eine Quellen- und Senkenverteilung auf der Oberfläche modelliert werden.

Die Berechnung der Strömung und des Rotornachlaufs erfolgt in mehreren diskreten Zeitschritten. Die Simulation startet ohne Rotornachlauf. Da der Auftrieb und damit auch die Zirkulation der gebundenen Wirbel in Spannweitenrichtung über die Blattelemente variiert, müssen an der Hinterkante zwischen den Blattelementen freie Wirbel vom Rotorblatt ausgehen. Wenn sich während eines Zeitschritts der Auftrieb eines Blattelements ändert, muss im Nachlauf zur Erfüllung der Helmholtz'schen Wirbelsätze ein Wirbel längs der Hinterkante entstehen, dessen Zirkulation der zeitlichen Differenz der Zirkulation des gebundenen Wirbels entspricht. Der Nachlauf wird so in jedem Zeitschritt erweitert. Die Wirbel des Rotornachlaufs wirken wiederum auf die Umströmung der Rotorblätter zurück. Für jeden Zeitschritt wird die von den Wirbeln des Rotornachlaufs am Rotorblatt induzierte Geschwindigkeit berechnet und in der Berechnung des Auftriebs im folgenden Zeitschritt berücksichtigt. Des Weiteren wird die induzierte Geschwindigkeit an den Kreuzungspunkten der Nachlaufwirbel berechnet und der Wirbelnachlauf entsprechend deformiert (*free wake* Modell).

Alternativ zu der Modellierung des Rotornachlaufs durch Wirbelfilamente kann die Modellierung durch Wirbelpartikel erfolgen. Die Wirbelpartikel sind im Gegensatz zu Wirbelfilamenten punktförmig und durch eine Wirbelstärke charakterisiert, die dem Produkt aus der Länge und der Zirkulation der Filamente entspricht. Im Gegensatz zu den Wirbelfilamenten sind die Wirbelpartikel nicht aneinander gekoppelt und können sich unabhängig voneinander bewegen. Dadurch wird eine robustere Lösung in den Fällen erreicht, in denen der Wirbelnachlauf mit den folgenden Rotorblättern interagiert. Eine detaillierte Beschreibung der Modellierung von Wirbeln mit Wirbelpartikeln findet sich in Winckelmans und Leonard [134].

Da die Potentialtheorie die Strömung eines viskositätsfreien Fluids beschreibt, werden Zähigkeitskräfte von dieser nicht berücksichtigt. Um dennoch viskose Effekte zu berechnen, sind mehrere empirische Methoden zur Abschätzung der laminaren und turbulenten Grenzschicht, der Grenzschichttransition sowie von Strömungsablösung in UPM implementiert.

3.2.2 Aeroacoustic Prediction System based on Integral Methods

Basierend auf den aerodynamischen Berechnungen der Rotorumströmung mit UPM erfolgt die Berechnung des vom Rotor emittierten Schalls mit dem am DLR entwickelten Code *Aeroacoustic Prediction System based on Integral Methods* (APSIM). Die mit UPM berechneten Oberflächendrücke auf den Rotorblättern bilden die beiden linearen Quellterme für den Dicken- und Belastungslärm in der FWH-Gleichung (siehe Gl. 2.9). Für die numerische Lösung der FWH-Gleichung verwendet APSIM die lineare Farassat 1 & 1A Formulierung der FWH-Gleichung [68, 133].

4 Experimenteller Aufbau

Zur Untersuchung der Aerodynamik und Aeroakustik von Kleinrotoren wurden akustische und optische Experimente am Rotorteststand Göttingen des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt (DLR) für mehrere Kleinrotoren durchgeführt. In diesem Kapitel werden der experimentelle Aufbau des Rotorteststands, der Schubund Leistungsmessung sowie der BOS- und PIV-Messungen beschrieben. Zusätzlich wurden Simulationen mit UPM und APSIM durchgeführt, deren Konfigurationen im Anschluss erläutert werden.

4.1 Aufbau des Rotorteststands

Die akustischen und optischen Experimente wurden am Rotorteststand Göttingen (RTG) durchgeführt. Der RTG ist ein Eiffel-Kanal mit offener Messstrecke. Für die Kleinrotorexperimente wurde eine Düse mit einer Austrittsfläche von $0.8 \text{ m} \times 1.6 \text{ m}$ verwendet, um Geschwindigkeiten von bis zu 24 m/s zu erreichen. Der Düsenaustritt wurde mit Seiferth-Flügel ausgestattet, um das Ablösen großskaliger kohärenter Strukturen am Düsenaustritt zu reduzieren [101, 113]. Für die Messung der Strömungsgeschwindigkeit wurde eine Prandtlsonde im Düsenauslass positioniert. Des Weiteren wurde der Umgebungsdruck und die Umgebungstemperatur im Plenum gemessen.

Wie in Abb. 4.1 und Abb. 4.2 dargestellt, wurde der Rotor mit der Rotorachse horizontal in der Teststrecke installiert und von einem bürstenlosen DC-Motor mit einer Leistung von 180 W angetrieben. Die Rotordrehzahl wurde mit einem Encoder an der Motorwelle gemessen und wich um weniger als 0,05 % von der Zieldrehzahl ab. Wie in Abb. 4.3 zu sehen ist, wurde die Antriebseinheit zur Messung des Rotorschubs mit einem DMS-Kraftsensor ausgestattet. Die Querkräfte und das Rotordrehmoment wurden mit einem piezoelektrischen 6-Achsen Kraft-Momenten-Sensor gemessen. Zur Minimierung des aerodynamischen Einflusses wurde die Antriebseinheit aerodynamisch verkleidet. Vor und nach den Messungen wurden Vergleichsmessungen mit



Abbildung 4.1: Bild des BOS- und Mikrofonarray-Versuchsaufbaus



Abbildung 4.2: Modell des BOS- und Mikrofonarray-Versuchsaufbaus



Abbildung 4.3: Antriebseinheit des Rotors mit Instrumentierung zur Messung des Schubs und des Drehmoments

stehendem Rotor durchgeführt, um die Drift der Kraftsensoren zu kompensieren.

Für die Beschreibung des Rotors werden die in Abb. 4.4 dargestellten drei Koordinatensysteme verwendet. Eine Drehung der Rotorkreisscheibe um die *y*-Achse in mathematisch positiver Richtung wird dabei mit einem positiven Rotorneigungswinkel α bezeichnet. Damit entsprechen negative Neigungswinkel einem stationären oder beschleunigten Vorwärtsflug und positive Neigungswinkel einem abbremsenden Flugmanöver. Um den Neigungswinkel der Rotorachse um ±30° variiert zu können, wurde die Antriebseinheit auf einem um die vertikale Achse drehbaren Trägersystem montiert (siehe Abb. 4.2).

4.2 Untersuchte Rotoren

In den Windkanalmessungen wurden elf verschiedene Rotoren aus drei Serien untersucht. Eine Übersicht über die geometrischen Parameter (Blattzahl N_b , Durchmesser D, Einstellwinkel bei 75 % des Rotorradius $\Phi_{0,75}$, Flächendichte σ und die mittlere aerodynamische Flügeltiefe MAC) der untersuchten Rotoren ist in Tab. 4.1 angegeben.

Die CAMcarbon Light Serie umfasst zwei starre, kohlefaserverstärkte Zweiblattrotoren des Herstellers Aeronaut, die für den Einsatz in Multikoptern entwickelt wurden. Die beiden untersuchten Rotoren sind geometrisch ähnlich, d.h. sie unterscheiden sich im Rotordurchmesser (40,6 cm und 30,5 cm), jedoch nicht in der



Abbildung 4.4: Definition der verwendeten Koordinatensysteme

normierten Blatttiefen- und Einstellwinkelverteilung. Durch Vergleich der beiden ähnlichen Rotoren unterschiedlicher Größe wird der Einfluss der Reynoldszahl untersucht.

Die CAMcarbon Power Serie umfasst drei starre, kohlefaserverstärkte Zweiblattrotoren des Herstellers Aeronaut, die für den Einsatz als Propeller für Modellflugzeuge entwickelt wurden. Da die Rotoren deshalb für axiale Anströmung ausgelegt sind, ist der Einstellwinkel der Rotorblätter größer als in der CAMcarbon Light Serie. Die Rotoren der CAMcarbon Power Serie haben den gleichen Rotordurchmesser (30,5 cm) und die gleiche radiale Blatttiefenverteilung und unterscheiden sich nur im Einstellwinkel. Durch Vergleich der Rotoren der CAMcarbon Power Serie wird der Einfluss des Einstellwinkels untersucht.

Die dritte Serie umfasst jeweils drei faltbare, kohlefaserverstärkte Zwei- und Dreiblattrotoren des Herstellers KDE Direct mit Rotordurchmessern zwischen 31,8 cm und 62,2 cm. Die Zwei- und Dreiblattrotoren gleicher Größe unterscheiden sich lediglich in der Anzahl der Rotorblätter, die Geometrie der Rotorblätter der Zwei- und Dreiblattrotoren ist identisch. Die KDE Direct-Rotoren unterschiedlicher Größe unterscheiden sich nur geringfügig in der Blatttiefenverteilung und in der radialen Verteilung der Einstellwinkel voneinander. Durch Vergleich der Rotoren der KDE Direct Serie wird der Einfluss der Blattzahl untersucht.

Serie	Name	N _b	D in cm	$\Phi_{0,75}$ in $^\circ$	σ	MAC in cm
Aeronaut	16×6	2	40,6	10.9	0.084	3,3
CAMcarbon Light	12×4.5		30,5	10,9	0,004	2,5
Aeronaut CAMcarbon Power	12×6	2	30,5	12,7	0,066	2,2
	12×8			16,9		
	12×10			21,5		
KDE Direct	CF125-DP	2	31,8	6,9	0,076	2,7
	CF125-TP	3			0,114	
	CF185-DP	2	47,0	9,5	0,073	3,6
	CF185-TP	3			0,109	
	CF245-DP	2	62,2	8,8	0,067	4,3
	CF245-TP	3			0,100	

Tabelle 4.1: Geometrische Parameter der untersuchten Kotorer
--

100 mm



Abbildung 4.5: Bilder der untersuchten Kleinrotoren

Abbildung 4.5 zeigt Bilder der untersuchten Rotoren. Die radiale Verteilung der Blatttiefe *c*, normiert auf den Rotorradius *R*, sowie der radiale Verlauf des Einstellwinkels Φ der Rotoren CAMcarbon Light 16 × 6, des CAMcarbon Power 12 × 6 und des CF125 sind in Abb. 4.6 dargestellt. Da die CAMcarbon Power Rotoren als Propeller für Modellflugzeuge entwickelt wurden, sind die Einstellwinkel an die von der Fluggeschwindigkeit abhängige axiale Durchströmung des Propellers im Vorwärtsflug angepasst und haben daher größere Einstellwinkel als die Rotoren der CAMcarbon Light und der KDE Direct Serie. Abbildung 4.7 zeigt die Einstellwinkel der CAMcarbon Power Rotoren, die sich durch eine über den Rotorradius konstante Differenz voneinander unterscheiden.



Abbildung 4.6: Blatttiefen- und Einstellwinkelverteilung der untersuchten Kleinrotoren



Abbildung 4.7: Einstellwinkelverteilung der Rotoren der CAMcarbon Power Serie

4.3 Akustische Messung

Die akustischen Messungen erfolgten mit einem planaren Mikrofonarray, bestehend aus 512 mikroelektromechanischen (MEMS) Mikrofonen, die auf 32 identische Platinen mit jeweils 16 Mikrofonen verteilt sind (siehe Abb. 4.8 (a)). Bei den verwendeten Mikrofonen handelt es sich um Mikrofone des Typs ICS-52000 von InvenSense mit integriertem 24-Bit AD-Wandler. Die Mikrofone haben einen nutzbaren Frequenzbereich zwischen 50 Hz und 20 kHz und eine Empfindlichkeitsabweichung von ± 1 dB.



(a) Platine des Mikrofonarrays mit 16 MEMS-Mikrofonen



(b) Verteilung der Mikrofone des Mikrofonarrays. Der Kreis stellt die Projektion des Rotors dar.

Abbildung 4.8: Bild und Skizze des verwendeten Mikrofonarrays

Mithilfe eines Field Programmable Gate Arrays (FPGA) wurden die Mikrofone des Arrays zeitsynchron mit einer Abtastfrequenz von 32 kHz ausgelesen. Eine detailliertere Beschreibung des technischen Funktionsprinzips eines ähnlichen Mikrofonarrays mit gleicher Hardware-Architektur ist bei Ernst et al.[33] gegeben. Wie in Abb. 4.9 gezeigt, wurden die Platinen in einer Ebene angebracht, die bei einer Rotorneigung von 0° parallel zur Rotorebene ist und einen Abstand von 1350 mm zu dieser hat. Wie in Abb. 4.8 (b) dargestellt, weist das Mikrofonarray in Strömungsrichtung eine Länge von 3110 mm und in spannweitige Richtung eine Breite von 1530 mm auf. Für jeden untersuchten Messpunkt wurde der vom Rotor emittierte Schall für eine Dauer von 20 s aufgenommen.

Zur Positionskalibrierung des Mikrofonarrays wurden mehrere Aufnahmen eines piezoelektrischen Lautsprechers, der weißes Rauschen emittiert, an unterschiedlichen Positionen gemacht und mit Beamforming ausgewertet. Dazu wurde der Lautsprecher in der xz-Ebene (Rotorebene bei 0° Rotorneigung) oberhalb, unterhalb und seitlich der Rotornabe im Abstand von 0,1 m, 0,2 m und 0,3 m positioniert. Für alle zwölf Lautsprecherpositionen zeigt Abb. 4.10 die aus den akustischen Messdaten mit Beamforming berechnete Position der Schallquelle für eine Frequenz zwischen 11,5 kHz und 12,5 kHz. Bis auf eine Ausnahme beträgt der Abstand zwischen der wahren Position und der akustisch gemessenen Position weniger als 12 mm.

Die Auflösung R_A des akustischen Arrays, definiert als die 3 dB-Hauptkeulenbreite, hängt vom Abstand der Mikrofonebene zur untersuchten Quelle Y, dem Durchmesser des Mikrofonarrays D_A und der untersuchten Frequenz f ab. Nach Sijtsma [117] kann die Auflösung mit

$$R_A = \frac{425\frac{1}{s}Y}{D_A f} \tag{4.1}$$


Abbildung 4.9: Skizze des BOS- und Mikrofonarray-Versuchsaufbaus

abgeschätzt werden. Für eine Frequenz von 12 kHz ergibt sich für die Auflösung des verwendeten Mikrofonarrays $R_A = 15$ mm. Abbildung 4.10 zeigt, dass die mit dem Mikrofonarray erreichte Auflösung im Bereich der Abschätzung liegt.

4.4 Messung des Schubs und des Drehmoments

Zur Messung des Rotorschubs wurde ein 1-Achsen DMS-Kraftsensor KD40s des Herstellers ME Messsysteme mit einem Messbereich von ± 200 N verwendet, der sich wie in Abb. 4.3 dargestellt unterhalb des Motors befand. Da die an der Waage auftretenden Querkräfte und Biegemomente die zulässige Grenzquerkraft und das Grenzbiegemoment des Kraftsensors beim Betrieb des Rotors übersteigen, muss die zu messende Schubkraft von diesen entkoppelt werden. Dies erfolgte mit einer kugelgelagerten Längsführung. Um die Reibungsverluste der Lagerung zu berücksichtigen, wurde der 1-Achsen Kraftsensor im eingebauten Zustand vor den Messungen kalibriert.

Das Drehmoment des Rotors wurde, wie in Abb. 4.3 gezeigt, mit einer 6-Achsen Kraft-Momenten-Waage gemessen. Die Waage besteht aus vier piezoelektrischen Kraftsensoren vom Typ 9251/2 von Kistler, die jeweils die Kraftkomponenten in allen drei Raumrichtungen messen. Unter Kenntnis der Abstände der einzelnen Sensoren lassen sich daraus die auf die 6-Achsen Kraft-Momenten-Waage wirkenden Kräfte und Momente berechnen.



Abbildung 4.10: Positionskalibrierung des Mikrofonarrays. Für die Kalibrierung wurden Aufnahmen eines Piezo-Lautsprechers an zwölf unterschiedlichen Positionen im Messgebiet durchgeführt. Die Abbildung zeigt die wahre Position des Lautsprechers sowie die aus den Aufnahmen des Mikrofonarrays berechneten Quellkarten für den Frequenzbereich 11,5 kHz - 12,5 kHz.

4.5 Optische Messung mit BOS

Wirbel lassen sich, aufgrund der von ihnen verursachten Dichteinhomogenität im Strömungsfeld, mit BOS visualisieren. Blattspitzenwirbelsysteme von Hubschrauberrotoren wurden unter anderen von Bauknecht et al. [6] und Schwarz et al. [111] mithilfe von BOS visualisiert. Im Vergleich zu Hubschrauberrotoren sind die Blattspitzenwirbel von Kleinrotoren schwächer und brechen das passierende Licht um kleinere Brechungswinkel. Trotzdem konnte in einer vorangegangenen Studie mit einem geeigneten Versuchsaufbau eine ausreichend hohe Sensitivität des Messsystems erreicht werden, um Blattspitzenwirbel von Kleinrotoren zu visualisieren [79].

Im Rahmen dieser Arbeit wird das Blattspitzenwirbelsystem des Rotors CAMcar-

bon Light 16×6 untersucht. Insbesondere dienen die Messungen zur Identifizierung der Betriebsparameter, bei denen es zur Blatt-Wirbel-Interaktion kommt.

Unter der Randbedingung konstanter Sichtfeldgröße lässt sich die Sensitivität eines BOS-Aufbaus steigern, indem das zu untersuchende Dichteobjekt in der Mitte zwischen Hintergrund und Kamera positioniert und der Abstand zwischen Hintergrund und Kamera maximiert wird [112]. Um einen möglichst großen Abstand zwischen Hintergrund und Kamera zu realisieren, wurde der BOS-Hintergrund an der Decke des Plenums angebracht. Das Licht, das vom BOS-Hintergrund ausgehend den Rotornachlauf von oben nach unten passierte, wurde, wie in Abb. 4.2 und Abb. 4.9 dargestellt, mithilfe eines Spiegels unterhalb des Rotors um 90° umgelenkt. Die Kamera wurde auf einem Auslegerarm des Drehtellers positioniert, sodass sowohl der Abstand vom Hintergrund zum Rotor als auch der Abstand vom Rotor zur Kamera 2,9 m betrug. Mit der Positionierung der Kamera auf dem Drehteller werden der Rotor und der Nachlauf aus seitlicher, vom Neigungswinkel des Rotors unabhängiger Perspektive fotografiert.

Als Hintergrund wurde eine retroreflektierende Folie verwendet. Die Folie war mit einem zufälligen Punktmuster mit einem Punktdurchmesser von 1 mm bedruckt. Um eine ausreichende Belichtung bei kurzen Belichtungszeiten zu erreichen, wurde der Hintergrund mit vier LED-Scheinwerfern beleuchtet. Für die Aufnahme der Bilder wurde eine Phantom VEO 640L Hochgeschwindigkeitskamera mit einer Auflösung von 2560 px × 1600 px und einem Objektiv mit einer Brennweite von f = 135 mm verwendet. Pro Rotorumdrehung wurden 18 Momentaufnahmen in einem Rotorazimutbereich zwischen $\Psi = 0^{\circ}$ und $\Psi = 278,2^{\circ}$ gemacht, was einer azimutalen Auflösung von $\Delta\Psi = 16,4^{\circ}$ entspricht.

Für die Auswertung der Aufnahmen basierend auf Korrelation wurde die Software DaVis von LaVision eingesetzt. Hierbei wurden insgesamt vier Iterationen mit abnehmender Fenstergröße durchgeführt. In der ersten Iteration wurde ein rundes, gaußgewichtetes Auswertefenster mit den Abmessungen 48 px \times 48 px und einer Überlappung von 50 % verwendet. In der letzten Iteration wurde ein rundes, gauß-gewichtetes Fenster mit den Abmessungen 16 px \times 16 px und einer Überlappung von 75 % verwendet.

4.6 Optische Messung mit PIV

Da die Schallentstehungsmechanismen an die Topologie der Rotorumströmung gebunden sind, wurde der Einfluss des Rotorneigungswinkels und der Anströmgeschwindigkeit auf das Strömungsfeld am CAMcarbon Light 16×6 Rotor unter-



Abbildung 4.11: Skizze des PIV-Versuchsaufbaus zur Vermessung des Strömungsfelds unterhalb der Rotorebene für die Rotorneigungwinkel $\alpha = -10^{\circ}$ (Konfiguration 1) und $\alpha = 10^{\circ}$ (Konfiguration 2)

sucht. Dazu wurde das Geschwindigkeitsfeld in einer zur Rotorebene parallelen Ebene 14 mm unterhalb des Rotors mit einem Stereo-PIV-Aufbau gemessen. Die Versuche wurden sowohl für einen negativen Rotorneigungswinkel von -10° als auch für einen positiven Rotorneigungswinkel von $+10^{\circ}$ bei Anströmgeschwindigkeiten von bis zu 12,7 m/s durchgeführt. Um einen aufwändigen Umbau der Lichtschnittoptik zur Untersuchung beider Neigungswinkel zu vermeiden, wurde für beide Neigungswinkel, wie in Abb. 4.11 dargestellt, derselbe Lichtschnitt verwendet und stattdessen die Konfiguration aus Rotor und Antriebseinheit für die Untersuchung der beiden Rotorneigungswinkel modifiziert. Für die Untersuchung bei einem Neigungswinkel von -10° wurde der Rotor auf der den Kameras zugewandten Seite des Rotors zu den Kameras hin gerichtet ist. Für die Untersuchung bei einem Neigungswinkel von $+10^{\circ}$ wurde der Rotor umgedreht auf eine verkürzte Rotorwelle montiert und mit umgekehrter Drehrichtung der Rotorwelle auf der den Kameras abgewandten Seite der Lichtschnittebene betrieben.

Um eine ausreichende Ausleuchtung der Lichtschnittebene zu erhalten, erfolgte die Beleuchtung mit zwei Quantel EverGreen 200 Nd:YAG Doppelkammerlasern mit jeweils 200 mJ Pulsenergie und einer Wellenlänge von 532 nm. Die Laserstrahlen wurden von stromab in die Optik eingekoppelt und zu einer Lichtschnittebene aufgeweitet. Zur Bildaufnahme wurden zwei PCO.edge 5.5 CMOS-Kameras mit einer Auflösung von 2560 px × 2160 px und mit Objektiven mit einer Brennweite von f = 35 mm verwendet. Wie in Abb. 4.12 dargestellt, befanden sich die beiden



Abbildung 4.12: Kameraanordnung des PIV-Versuchsaufbaus im RTG

Kameras in einem Abstand von 1700 mm von der Lichtschnittebene und einem seitlichen Abstand von 1800 mm von der Mittelachse des Sichtfelds. Dies entspricht einem Winkel von 43° zwischen Lichtschnittebene und Mittelachse der Kameras. In der Nähe des Einlaufs des Windkanals wurden Di-Ethyl-Hexyl-Sebacate-Tröpfchen (DEHS) in die Strömung eingebracht. Zur Erzeugung der Tröpfchen (engl. *seeding*) wurden zwei Seedinggenaratoren mit Zweiphasendüsen (PIVcts1000) und zwei mit Laskin-Düsen (PIVpart45) verwendet. Der erstgenannte Seedinggenerator produziert Tröpfchen mit einem Durchmesser von ca. 2 µm, während der zweite Tröpfchen mit einem Durchmesser von ca. 0,9 µm erzeugt.

Zur Kalibrierung des Stereo-Kamerasystems wurden vor den Messungen Bilder einer 3D-Kalibrierplatte mit Punktmuster (LaVision Type 31), die im Sichtfeld der Kameras positioniert wurde, aufgenommen. Ein mithilfe der Kalibrierung entzerrtes Bild der Lichtschnittebene, das von Kamera 2 aufgenommen wurde, ist in Abb. 4.13 dargestellt. Die Auflösung der Aufnahmen beträgt 0,30 px/mm.

Für die korrelationsbasierte Auswertung der Aufnahmen wurde die Software DaVis von LaVision verwendet. Dazu wurden iterativ vier Korrelationen mit abnehmender Fenstergröße durchgeführt. Bei der ersten Iteration wurde ein ungewichtetes, quadratisches Auswertefenster mit einer Größe von $48 \text{ px} \times 48 \text{ px}$ und einer Überschneidung von 50 %, bei der letzten Iteration ein rundes, gaußgewichtetes Fenster



Abbildung 4.13: Beispiel eines von Kamera 2 aufgenommenen Partikelbilds bei einer Rotorneigung von $\alpha = -10^{\circ}$. Im vergrößerten Fenster ist das Auswertefenster der ersten (—) und letzten Iteration dargestellt (—).

mit einer Größe von $16 \text{ px} \times 16 \text{ px}$ und einer Überschneidung von 75% verwendet. Die Fenster der ersten und letzten Iteration sind in Abb. 4.13 dargestellt. Diese Einstellungen ergeben eine Auflösung von 0,84 Geschwindigkeitsvektoren pro mm.

Abbildung 4.13 zeigt, dass zusätzlich zum Licht, das von den Partikeln gestreut wurde, Streulicht von den Rotorblättern, der Rotorwelle und der Antriebseinheit aufgenommen wurde. Des Weiteren führte der Dichteunterschied zwischen Luft und Partikeln dazu, dass sich aufgrund der in den Blattspitzenwirbeln wirkenden Zentrifugalkraft Partikelleerstellen in den Wirbelkernen der Blattspitzenwirbel bildeten. Bei der Konfiguration zur Untersuchung der Rotorwelle einen Schatten warf. Da sich die Rotorblätter zwischen den Kameras und der Lichtschnittebene befanden, wurde die Sicht auf die Lichtschnittebene bei einem Neigungswinkel von -10° durch die Rotorblätter teilweise verdeckt. Die Bereiche, in denen aufgrund von Schattenwurf, Verdeckung, Reflexion und Partikelleerstellen keine Information über das Strömungsfeld vorliegen, werden maskiert. Die Maskierung erfolgt mittels Kriterien, die sich sowohl auf die Grauwerte in den Partikelbildern als auch auf die korrelierten Vektorfelder (Geschwindigkeiten in der PIV-Ebene, Stereo-Rekonstruktionsfehler > 1, Korrelationswert < 0,3) beziehen.

Für jeden untersuchten Fall wurden mit dem Stereo-PIV-System 1100 Doppelbilder mit einem Zeitversatz von $\Delta t = 80 \,\mu s$ aufgenommen. Durch eine leichte Vertrimmung der Aufnahmefrequenz gegenüber der Rotordrehfrequenz wurde eine Phasenverschiebung des Rotorazimuts der nacheinander aufgenommenen Doppelbilder erreicht. Dadurch konnten die Doppelbilder gleichmäßig über die azimutale Rotorstellung verteilt aufgenommen werden.

4.7 Simulation mit UPM und APSIM

Zur Berechnung der Aerodynamik der Rotoren CAMcarbon Light 16×6 , CAMcarbon Power 12×8 und KDE CF185-DP wurde das Panelverfahren UPM verwendet. Zur Modellierung der Rotorblätter erfolgte ein 3D-Scan der Rotoren. Die Scandaten wurden verwendet, um das Profil, die Sehnenlänge und den Einstellwinkel an 20 Blattschnitten entlang der Spannweite zu bestimmen. Basierend auf den aufbereiteten Geometriedaten wurde die Oberfläche mithilfe von PANGEN entlang der Spannweite in 15 und entlang der Blatttiefe in 95 Panele segmentiert. Um den Einfluss der Verkleidung der Antriebseinheit zu berücksichtigen, wurde diese als Verdrängungskörper in das UPM-Modell integriert. Die Modellierung des Rotornachlaufs erfolgte mit Wirbelpartikeln. Zur Berechnung der laminaren und turbulenten Grenzschichten wurde das Verfahren nach Eppler [32] und zur Abschätzung der Transition die e^n -Methode von Drela und Giles [29] verwendet. Die Berechnungen wurde eine initiale Schrittweite von 5° Rotorazimut gewählt, die danach auf 2° Rotorazimut reduziert wurde.

5 Ergebnisse und Diskussion

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Kraft- und Leistungsmessungen, den optischen Messungen mit BOS und PIV sowie der akustischen Messung präsentiert. Zunächst werden in Kap. 5.1 die Ergebnisse für den Schwebeflug diskutiert, um danach in Kap. 5.2 auf die Ergebnisse im Vorwärtsflug einzugehen.

5.1 Schwebeflug

5.1.1 Schub- und Leistungsmessungen

Für die Bewertung der Leistungsfähigkeit und Effizienz von Rotoren sind Schub und Leistung von zentraler Bedeutung. Eine Übersicht über den Schub und die Leistung aller untersuchten Zweiblattrotoren im Schwebeflug zeigt Abb. 5.1. Für die Rotoren der CAMcarbon Light und CAMcarbon Power Serie wurden Schub und Leistung in zwei voneinander unabhängigen Messungen mit neuem Waagennullpunkt gemessen. Die Fehlerbalken in Abb. 5.1 stellen den maximalen und minimalen Wert der beiden Messungen dar, der Mittelwert der beiden Messungen wird durch den Punkt wiedergegeben. Zusätzlich zu den experimentellen Untersuchungen wurden für jeweils einen Rotor aus jeder Rotorserie (CAMcarbon Light 16 × 6, CAMcarbon Power 12 × 8 und KDE CF185-DP) Simulationen des Schubs und der Leistung mit UPM durchgeführt.

Der Vergleich der Simulation mit dem Experiment weist für die Rotoren CAMcarbon Power 12 × 8 und KDE CF185-DP eine gute Übereinstimmung auf. Jedoch unterschätzt die Simulation für den Rotor CAMcarbon Light 16 × 6 den vom Rotor erzeugten Schub um 12 %. Wie die Aufnahmen mit den Hochgeschwindigkeitskameras im Rahmen der BOS-Messungen zeigen, kommt es im Betrieb zur Durchbiegung der Rotorblätter, welche in den Simulationen nicht modelliert wird. Aufgrund der höheren Einstellwinkel der CAMcarbon Power Rotoren und des größeren Elastizitätsmoduls der KDE Rotoren ist die Durchbiegung dieser Rotoren weniger stark ausgeprägt als bei den CAMcarbon Light Rotoren.



Abbildung 5.1: Einfluss der Drehzahl *n* auf den Rotorschub *T* und die Rotorleistung *P* im Schwebeflug für alle untersuchten Zweiblattrotoren.

Im Schwebeflug hängen der Schub *T* und die Leistung *P* eines Rotors von der Rotordrehzahl ab. Dabei nimmt nach der Blattelementtheorie der Rotorschub quadratisch und die Rotorleistung kubisch mit der Drehzahl zu [73]. Abbildung 5.2 zeigt den Schub und die Leistung des Rotors CAMcarbon Light 16×6 für die untersuchten Drehzahlen in Abhängigkeit der zweiten bzw. dritten Potenz der Blattspitzengeschwindigkeit. Die durchgeführten Messungen bestätigen die theoretischen Zusammenhänge.

Um die untersuchten Rotoren unterschiedlicher Größe miteinander vergleichen zu können, werden im Folgenden der dimensionslose Schubbeiwert C_T und der dimensionslose Leistungsbeiwert C_P der Rotoren betrachtet. Zusätzlich werden die experimentell gewonnenen Ergebnisse mit Abschätzungen der Strahltheorie verglichen. Dazu werden zunächst die Zusammenhänge zwischen dem Schubbeiwert und dem Leistungsbeiwert erläutert, welche sich aus der Strahltheorie ergeben.

Unter der Annahme einer gleichförmigen Einströmung über die Rotorkreisscheibe und bei Vernachlässigung von Reibungsverlusten liefert die Strahltheorie eine Abschätzung für den idealen Leistungsbeiwert:

$$C_{P,\text{id}} = \frac{C_T^{3/2}}{\sqrt{2}}$$
(5.1)

Um induzierte Verluste (d.h. Verluste durch ungleichförmige Einströmung, endliche Blattzahl sowie Blattspitzenverluste) und Verluste aufgrund des parasitären Wider-



Abbildung 5.2: Abhängigkeit des Rotorschubs *T* und der Rotorleistung *P* von der zweiten bzw. dritten Potenz der Blattspitzengeschwindigkeit V_{tip} für den Rotor CAM-carbon Light 16 × 6 im Schwebeflug

stands zu berücksichtigen, kann die Strahltheorie erweitert werden [73]:

$$C_P = \frac{\kappa C_T^{3/2}}{\sqrt{2}} + \frac{\sigma C_{w0}}{8}$$
(5.2)

Die induzierten Verluste werden durch Multiplikation des idealen Leistungsbeiwerts mit dem Korrekturfaktor κ berücksichtigt. Für Hubschrauberrotoren liegt der Wert des induzierten Leistungsfaktors typischerweise bei $\kappa \approx 1,15$ [73]. Der parasitäre Widerstand wird im zweiten Term von Gl. 5.2 berücksichtigt und hängt von der Flächendichte σ und dem Widerstandsbeiwert bei Nullauftrieb C_{w0} des Rotorprofils ab.

Im Schwebeflug kann der Figure of Merit, der als Verhältnis aus idealer Leistung und tatsächlich aufgenommener Leistung definiert ist, mithilfe der Strahltheorie wie folgt abgeschätzt werden:

$$FM = \frac{C_{T,\text{meas}}^{3/2}}{\sqrt{2}C_{P,\text{meas}}}$$
(5.3)

Mit der modifizierten Strahltheorie ergibt sich daraus:

$$FM = \frac{\frac{C_T^{3/2}}{\sqrt{2}}}{\frac{\kappa C_T^{3/2}}{\sqrt{2}} + \frac{\sigma C_{d0}}{8}}$$
(5.4)



Abbildung 5.3: Schubbeiwerte C_T und Leistungsbeiwerte C_P aller untersuchter Zweiblattrotoren im Schwebeflug. Neben den experimentell ermittelten und mit UPM berechneten Beiwerten ist der ideale Leistungsbeiwert aus der Strahltheorie (Gl. 5.1) dargestellt.

Die experimentell bestimmten Schub- und Leistungsbeiwerte sind für die untersuchten Zweiblattrotoren für alle Drehzahlen in Abb. 5.3 dargestellt. Aufgrund der Unabhängigkeit der Beiwerte von der Drehzahl fallen die Messungen bei verschiedenen Drehzahlen im C_T - C_P -Diagramm zusammen und bilden rotorspezifische Cluster. Allerdings variieren mit der Änderung der Drehzahl die Reynoldszahlen an den Blattschnitten, was die Schub- und Leistungsbeiwerte der Rotoren beeinflusst und zu einer Streuung der gemessenen Schub- und Leistungsbeiwerte im C_T - C_P -Diagramm führt. Neben der Reynoldszahl wird auch die Machzahl der Strömung an den Blattschnitten durch die Rotordrehzahl beeinflusst. Der Einfluss der Kompressibilität der Strömung auf den Schub- und den Leistungsbeiwert kann mit der Prandtl-Glauert-Regel [4] abgeschätzt werden. Wird der Abschätzung die Machzahl bei 75 % des Rotorradius zugrunde gelegt, so beträgt der Unterschied zwischen den unterschiedlichen Drehzahlen weniger als 1%. Der Einfluss der Reynoldszahl und der Machzahl für unterschiedliche Rotordrehzahlen ist so klein, dass die Unterschiede zwischen den Messpunkten bei unterschiedlichen Drehzahlen von der Messunsicherheit dominiert wird. Die Messung von C_T weist eine maximale relative Abweichung zum Mittelwert von 3,7 % (für den Rotor CAMcarbon Power 12×8) und für C_P eine maximale



Abbildung 5.4: Figure of Merit *FM* aller untersuchter Zweiblattrotoren im Schwebeflug. Die gestrichelten Linien veranschaulichen die Korrelation zwischen der Streuung der Schubbeiwerte und der Streuung des Figure of Merit.

relative Abweichung zum Mittelwert von 2,5 % (für den Rotor CF245-DP) auf. Der Vergleich der unterschiedlichen Rotoren zeigt, dass der Schubbeiwert mit zunehmendem Einstellwinkel zunimmt (vgl. Tab. 1.1). Mit zunehmendem Schubbeiwert steigt der Leistungsbeiwert an, was mit dem Trend der Strahltheorie übereinstimmt (vgl. Gl. 5.2).

Die experimentell bestimmten Werte für den Figure of Merit sind für die untersuchten Zweiblattrotoren für alle Drehzahlen in Abb. 5.4 dargestellt. Da der Figure of Merit nur vom Schub- und Leistungsbeiwert abhängt (siehe Gl. 5.3), ist dieser unabhängig von der Rotordrehzahl. In Abb. 5.4 ist für die einzelnen Rotoren eine Streuung der Messwerte entlang einer ansteigenden Kurve im C_T -FM-Diagramm zu beobachten. Diese Streuung wird durch die zuvor erwähnten Messfehler des Schubkoeffizienten verursacht. Gemäß Gl. 5.3 sind die Fehler im Schubbeiwert und im Figure of Merit nicht statistisch unabhängig, sondern weisen eine positive Korrelation auf. Die gestrichelte Linie in der Abbildung repräsentiert den Effekt einer fehlerbehafteten Schubmessung bei konstanter Leistung entsprechend Gl. 5.3.

Für die beiden Rotoren der CAMcarbon Light Serie, deren Rotorblätter geometrisch ähnlich sind, d.h. sich im Rotordurchmesser, aber nicht in der normierten Blatttiefen- und Einstellwinkelverteilung unterscheiden, gibt es keinen Einfluss der



Abbildung 5.5: Einfluss der Blattzahl (links) und des Einstellwinkels (rechts) auf den Schub- und Leistungsbeiwert. Links sind die experimentell ermittelten Schub- und Leistungsbeiwerte der Zwei- und Dreiblattrotoren der KDE Direct Serie, rechts der CAMcarbon Power Rotoren gezeigt. Zusätzlich sind Abschätzungen des Schubbeiwerts aus der Strahltheorie dargestellt.

Rotorblattgeometrie auf den Schub- und Leistungsbeiwert. Dennoch unterscheiden sich Schub- und Leistungsbeiwerte der beiden Rotoren voneinander. Die gemessenen Schub- und Leistungsbeiwerte des kleineren Rotors CAMcarbon Light 12×4.5 sind um 4% kleiner als die des größeren Rotors CAMcarbon Light 16×6 . Zum einen geht die Differenz auf die Geometrie des Rotorkopfs zurück, dessen Größe nicht mit dem Rotordurchmesser skaliert und deshalb einen relativ größeren Einfluss auf den kleineren Rotor hat. Zum anderen ist die Differenz auf die unterschiedlichen Reynoldszahlen zurückzuführen, bei denen die beiden Rotoren betrieben wurden. Die Reynoldszahl bei 75% des Rotorradius lag beim größeren Rotor CAMcarbon Light 16×6 abhängig von der Drehzahl zwischen 105.000 und 140.000 und beim kleineren Rotor CAMcarbon Light 12×4.5 zwischen 86.000 und 111.000. Wie Abb. 1.1 verdeutlicht, ist der Auftriebs- und Widerstandsbeiwert aber gerade im Bereich, in dem die Rotoren betrieben wurden, stark von der Reynoldszahl abhängig und erklärt den geringeren Schubbeiwert des kleineren Rotors.

Im Folgenden wird anhand der Rotoren aus der KDE Serie der Einfluss der Blattzahl untersucht. Die experimentell bestimmten Schub- und Leistungsbeiwerte für die Zwei- und Dreiblattrotoren der KDE Serie sind in der linken Hälfte von Abb. 5.5 dargestellt. Des Weiteren sind der ideale Leistungsbeiwert $C_{P,id}$ (durchgezogene Linie) und der Leistungsbeiwert unter Berücksichtigung der parasitären Verluste ($\kappa = 1$,



Abbildung 5.6: Einfluss der Blattzahl (links) und des Einstellwinkels (rechts) auf den Figure of Merit. Links sind die experimentell ermittelten Figure of Merits der Zweiund Dreiblattrotoren der KDE Direct Serie, rechts der CAMcarbon Power Rotoren gezeigt. Zusätzlich sind Abschätzungen aus der Strahltheorie dargestellt.

gestrichelte Linie) sowie der Leistungsbeiwert unter Berücksichtigung der parasitären und induzierten Verluste ($\kappa = 1,15$, strichpunktierte Linie) für die Zweiblattrotoren ($\sigma = 0.073$) und Dreiblattrotoren ($\sigma = 0.109$) dargestellt. Der Widerstandsbeiwert bei Nullauftrieb wurde für die untersuchten Rotoren mit XFOIL [28] für die Profile und Reynoldszahlen bei 75 % des Rotorradius berechnet. Alle Rotoren weisen ähnliche Widerstandsbeiwerte bei Nullauftrieb von ca. $C_{d0} = 0,02$ auf. Die experimentell ermittelten Schub- und Leistungsbeiwerte zeigen gute Übereinstimmung mit den Vorhersagen der modifizierten Strahltheorie. Die Zunahme der Blattzahl führt zu einer Erhöhung des Schub- und Leistungsbeiwerts. Aufgrund der mit der Zunahme der Blattzahl verbundenen Erhöhung der Flächendichte ist der parasitäre Anteil des Leistungsbeiwerts bei Dreiblattrotoren größer als bei Zweiblattrotoren (siehe Gl. 5.2). Somit wird die Differenz zwischen dem realen und dem idealen Leistungsbeiwert mit zunehmender Blattzahl größer. Die Auswirkung der Erhöhung der Blattzahl auf den Figure of Merit ist in der linken Hälfte von Abb. 5.6 dargestellt. Durch die Zunahme der parasitären Verluste ist der Figure of Merit der Dreiblattrotoren kleiner als der der Zweiblattrotoren.

Nachfolgend wird der Einfluss der Rotorsteigung anhand der Rotoren aus der CAMcarbon Power Serie analysiert. Die experimentell bestimmten Schub- und Leistungsbeiwerte der Rotoren der CAMcarbon Power Serie sind in der rechten Hälfte von Abb. 5.5 dargestellt. Zusätzlich sind der ideale Leistungsbeiwert $C_{P,id}$ und der Leistungsbeiwert unter Berücksichtigung der parasitären Verluste ($\kappa = 1$) sowie der Leistungsbeiwert unter Berücksichtigung der parasitären und induzierten Verluste ($\kappa = 1,15$) dargestellt. Für den Rotor mit der kleinsten Steigung (CAMcarbon Power 12 × 6) stimmen die experimentell ermittelten Beiwerte mit denen der modifizierten Strahltheorie ($\kappa = 1,15$) überein. Mit zunehmender Rotorsteigung steigt sowohl der Schub- als auch der Leistungsbeiwert. Jedoch übersteigt die experimentell ermittelte Zunahme des Leistungsbeiwerts die von der modifizierten Strahltheorie vorhergesagte Zunahme. Der überproportionale Anstieg des Leistungsbeiwerts kann durch beginnende Strömungsablösung an den beiden Rotoren mit höherer Rotorsteigung erklärt werden. Wie in der rechten Hälfte der Abb. 5.6 darstellt, nimmt der Figure of Merit mit zunehmender Rotorsteigung aufgrund des überproportionalen Anstiegs des Leistungsbeiwerts der Rotoren der CAMcarbon Power Serie ab. Da die Rotoren der CAMcarbon Power Serie für den Einsatz als axial angeströmte Propeller ausgelegt wurden, liegt der untersuchte Schwebeflug außerhalb des Auslegungsbereichs der Rotoren.

5.1.2 Strömungsfeld mit BOS

Eine mit BOS aufgenommene Momentaufnahme des Strömungsfelds des Rotors CAMcarbon Light 16×6 bei einer Drehzahl von 4000 min^{-1} und einer azimutalen Rotorstellung von 0° ist in Abb. 5.7 dargestellt. Aufgrund der von den Blattspitzenwirbeln verursachten Dichteinhomogenität im Strömungsfeld ist in der Aufnahme die Projektion des helixförmigen Wirbelsystems zu sehen. Da die Pixelverschiebung von der Lauflänge der Lichtstrahlen durch das Dichteobjekt abhängt (siehe Gl. 3.3), beeinflusst die Lage der Blattspitzenwirbel den Betrag der von diesen verursachten Pixelverschiebung. Für kleine Abstände zur Mittelebene x/R = 0 trifft das Licht senkrecht auf den Blattspitzenwirbel, weshalb hier eine kleine Pixelverschiebung verursacht wird und die Wirbel nur schwach sichtbar sind. Hingegen verlaufen die Lichtstrahlen an den Rändern der Stromröhre parallel zum Wirbelfilament, sodass die durch die Blattspitzenwirbel verursachte Pixelverschiebung an den Rändern größer ist. Die Aufnahmen zeigen Blattspitzenwirbel mit einem Wirbelalter von bis zu 700°, die mit zunehmendem Wirbelalter durch Dissipation schwächer werden. Ab einem Wirbelalter von etwa 360° weisen die Wirbelfilamente einen welligen Verlauf auf, was auf langwellige Wirbelinstabilität hindeutet. Für Hubschrauberrotoren wurden solche Instabilitäten unter anderem von Leishman und Bagai [74] sowie Schwarz et al. [111] dokumentiert.

Wie in Abb. 5.7 dargestellt, wurden die markanten seitlichen Umkehrpunkte der



Abbildung 5.7: Visualisierung des Wirbelsystems des Rotors CAMcarbon Light 16×6 im Schwebeflug bei einer Drehzahl von $n = 4000 \text{ min}^{-1}$ mit BOS. Die detektierten Positionen des Blattspitzenwirbels, die von den beiden Rotorblättern abgehen, sind farblich markiert.



Abbildung 5.8: Detektierte Positionen der Blattspitzenwirbel des Rotors CAMcarbon Light 16×6 im Schwebeflug bei einer Drehzahl von $n = 4000 \text{ min}^{-1}$. Die Blattspitzenwirbel wurden aus 180 BOS-Aufnahmen, die über einen Rotorazimut von 0° bis 278,2° verteilt aufgenommen wurden, extrahiert.



Abbildung 5.9: Trajektorien der Blattspitzenwirbel der beiden Rotorblätter des Rotors CAMcarbon Light 16×6 im Schwebeflug bei einer Drehzahl von $n = 4000 \text{ min}^{-1}$. Die Positionen der Blattspitzenwirbel beider Rotorseiten sind als 68%-Konfidenzellipsen dargestellt.

Projektion des helixförmigen Wirbelsystems aus den BOS-Aufnahmen detektiert. Dabei ist die Zuordnung der Blattspitzenwirbel zu den beiden Blättern durch unterschiedliche Farben gekennzeichnet. Die Detektion der Positionen der Blattspitzenwirbel erfolgte für alle BOS-Aufnahmen, die während zehn Rotorumdrehungen aufgenommen wurden (dies entspricht insgesamt 180 BOS-Aufnahmen). Abbildung 5.8 zeigt alle detektierten Blattspitzenwirbel, die aus den BOS-Aufnahmen extrahiert wurden. Zusammen bilden die extrahierten Wirbelpositionen die Trajektorien der Blattspitzenwirbel, die bei $x_R/R = -1$ und $x_R/R = 1$ entstehen. Der Vergleich der Trajektorien, die den beiden Rotorblättern zugeordnet sind, zeigt, dass die von Blatt 2 erzeugten Blattspitzenwirbel näher an der Rotorachse verlaufen als die von Blatt 1 erzeugten Wirbel. Da für den Rotorazimutbereich zwischen 278,2° und 360° keine Aufnahmen des Rotors gemacht wurden, sind die Trajektorien der Randwirbel in diesem Bereich unterbrochen. Aufgrund der Symmetrie des Strömungsfelds können die Trajektorien der linken und der rechten Seite zu einer zusammenhängenden Trajektorie kombiniert werden. Abbildung 5.9 zeigt die aus beiden Seiten kombinierte



Abbildung 5.10: Axiale (links) und radiale (rechts) Koordinate der Blattspitzenwirbelposition des Rotors CAMcarbon Light 16×6 im Schwebeflug bei einer Drehzahl von $n = 4000 \text{ min}^{-1}$. Vergleich zwischen experimentellen Trajektorien (68 %-Konfidenzintervalle), simulierten Trajektorien sowie empirischen Modellen.

Wirbeltrajektorie für beide Rotorblätter. Die Positionen der Blattspitzenwirbel sind in Form von 68 %-Konfidenzellipsen (einfache Standardabweichung) dargestellt. Mit zunehmendem Wirbelalter nimmt die Streuung der detektierten Position aufgrund der langwelligen Wirbelinstabilitäten zu.

In Abb. 5.10 sind die mit dem Rotorradius normierten axialen Wirbelposition z_R/R und radiale Wirbelposition x_R/R der Blattspitzenwirbel beider Seiten als Funktion des Wirbelalters Ψ_W dargestellt. Bis zu einem Wirbelalter von 180° sind die Wirbeltrajektorien der beiden Rotorblätter identisch und die Streuung der extrahierten Wirbelpositionen ist klein. Für größere Wirbelalter spalten sich die Trajektorien der beiden Rotorblätter auf.

Wie in Abb. 5.10 (a) dargestellt, weisen die von Rotorblatt 1 erzeugten Wirbel einen größeren Abstand von der Rotorachse auf als die von Rotorblatt 2 erzeugten Wirbel. Während, wie in Abb. 5.10 (b) gezeigt, der radiale Abstand der von Blatt 2 erzeugten Wirbel kontinuierlich abnimmt, nähern sich zunächst die von Blatt 1 erzeugten Wirbel bis zu einem Wirbelalter von 450° der Rotorachse auf $x_R/R = 0,79$, entfernen sich danach aber wieder von dieser. Die 68 %-Konfidenzintervalle zeigen, dass die Streuung in der radialen Position ab einem Wirbelalter von 180° zunimmt. Der Vergleich der axialen Koordinaten der beiden Wirbeltrajektorien zeigt, dass die von Blatt 2 erzeugten Wirbel schneller sinken als die von Blatt 1 erzeugten.

Die radiale und axiale Bewegung der von den beiden Rotorblättern erzeugten Wirbel lässt darauf schließen, dass benachbarte Wirbel, die von unterschiedlichen Blättern erzeugt wurden, beginnen sich umeinander zu drehen. Dieses Phänomen ist in der Literatur als Wirbelpaarung bekannt. Experimentelle und numerische Stabilitätsuntersuchungen des Rotornachlaufs von Bhagwat und Leishman [7] haben gezeigt, dass die Wirbelstruktur im Schwebeflug instabil ist und zur Wirbelpaarung tendiert. Sie identifizierten Wirbelpaarung als eine mögliche, instabile Verformungsmode des Rotornachlaufs. Außerdem zeigte die Untersuchung, dass die Blattspitzenwirbel eines Zweiblattrotors bis zur Passage des Folgeblattes (bis zu einem Wirbelalter von 180°) nahezu frei von Instabilitäten sind und sich deshalb die Trajektorien der Blattspitzenwirbel bis zu einem Wirbelalter von 180° kaum unterscheiden. Aufgrund der Instabilität des Rotornachlaufs reichen kleine Störungen aus, um Wirbelpaarung auszulösen. Beispielsweise kann Wirbelpaarung durch fertigungsbedingte Unterschiede in der Geometrie der Rotorblätter oder Unterschiede in der Wuchtung hervorgerufen werden [138]. Wirbelpaarung wurde unter anderen von Meunier und Leweke [86] und Schwarz et al. [111] untersucht.

Für die Geometrie der Blattspitzenwirbel im Rotornachlauf hat Landgrebe [71] ein empirisches Modell entwickelt, das später durch Kocurek und Tangler [62] erweitert wurde. Im Folgenden werden beide Modelle mit den experimentell ermittelten Wirbelpositionen verglichen. Abbildung 5.10 zeigt die Modellvorhersagen für die axiale und radiale Wirbelposition im Vergleich zu den gemessenen Daten. Für die axiale Wirbelposition sagen beide Modelle Trajektorien voraus, die durch zwei Abschnitte mit jeweils konstanter, aber unterschiedlicher Sinkgeschwindigkeit gekennzeichnet sind. Bis zu einem Wirbelalter von 180° bewegen sich die Blattspitzenwirbel mit moderater Geschwindigkeit nach unten und bleiben in der Nähe der Rotorebene. Bei der Passage des nachfolgenden Rotorblatts bei einem Wirbelalter von 180° wird den Blattspitzenwirbeln eine zusätzliche Vertikalgeschwindigkeit aufgeprägt und die Wirbel bewegen sich für größere Wirbelalter mit höherer Geschwindigkeit nach unten. Die experimentell ermittelten axialen Wirbeltrajektorien weisen ebenfalls zwei Abschnitte mit konstanten Sinkraten auf. Im ersten Abschnitt sagt das Modell von Landgrebe eine kleinere Sinkrate voraus als das Modell von Kucurek und Tangler und stimmt besser mit den gemessenen Trajektorien überein. Im zweiten Abschnitt gibt das Modell von Kocurek und Tangler die gemessene axiale Position besser wieder, während das Modell von Landgrebe zu hohe Sinkraten vorhersagt. Die bessere Übereinstimmung des Modells von Kocurek und Tangler ist auf die Streckung der verwendeten Rotorblätter zurückzuführen. Das Modell von Landgrebe basiert auf Experimenten mit Rotoren mit einer Rotorblattstreckung von 13,6 und 18,2. Der im

vorliegenden Experiment verwendete CAMcarbon Light 16×6 Rotor weist dagegen eine Rotorblattstreckung von 7,6 auf. Die Geometrie des CAMcarbon Light 16×6 Rotors weicht damit deutlich von den von Landgrebe untersuchten Rotoren ab. Kocurek und Tangler führten Experimente an Rotoren durch, die einen größeren Bereich der Rotorblattstreckung (zwischen 7,1 und 18,2) abdecken und berücksichtigten den Einfluss der Blattstreckung in ihrem Modell.

Für die radiale Wirbelposition unterscheiden sich die Vorhersagen der Modelle von Landgrebe und Kocurek und Tangler nicht voneinander. Beide Modelle stimmen für Wirbelalter kleiner als 180° gut mit den gemessenen radialen Positionen überein. Für höhere Wirbelalter liegen die Modellvorhersagen zwischen den von Blatt 1 und Blatt 2 erzeugten Wirbelpositionen. Die Modelle beschreiben damit auch für höhere Wirbelalter gut die gemittelte radiale Wirbelposition.

Schließlich werden die mit UPM berechneten Wirbelpositionen mit den experimentell ermittelten Wirbelpositionen verglichen. Die mit UPM berechneten axialen und radialen Wirbelpositionen der Blattspitzenwirbel sind ebenfalls in Abb. 5.10 dargestellt. Da der Rotor in UPM mit zwei identischen Rotorblättern simuliert wird und somit keine fertigungsbedingten Asymmetrien wie der im Experiment verwendete Rotor aufweist, kommt es in der Simulation nicht zur Ausbildung von Wirbelpaarung. In axialer Richtung weist die simulierte Trajektorie ebenfalls zwei Abschnitte mit konstanten Sinkraten auf. Jedoch sind die Sinkraten in beiden Abschnitten kleiner als die experimentell ermittelten. Dies steht im Einklang mit dem von UPM für diesen Rotor niedriger berechneten Rotorschub (siehe Abb. 5.1). Aufgrund des niedrigeren Schubs ist nach der Strahltheorie auch die induzierte Geschwindigkeit und damit die Sinkrate der Blattspitzenwirbel geringer. Bis zu einem Wirbelalter von ungefähr 300° nähern sich die mit UPM berechneten Wirbel der Rotorachse langsamer, für größere Wirbelalter schneller als die experimentell ermittelten Wirbel.

5.1.3 Strömungsfeld mit PIV

Wie in Kap. 4.6 erläutert wurde das Geschwindigkeitsfeld des Rotors CAMcarbon Light 16×6 mit PIV für verschiedene Rotorazimute bestimmt. Das über alle Rotorazimute gemittelte Geschwindigkeitsfeld ist in Abb. 5.11 dargestellt. Während die unterlegten Farben die Geschwindigkeit senkrecht zur rotorparallelen PIV-Ebene wiedergeben, repräsentieren die Vektoren die Geschwindigkeitskomponenten in der PIV-Ebene. In der Umgebung der Rotorachse konnten aufgrund von Reflexionen des Streulichts an den Rotorblättern und der Rotornabe keine validen Geschwindigkeitsvektoren ermittelt werden. Die Projektion der Rotorkreisscheibe auf die PIV-Ebene ist



Abbildung 5.11: Mittleres Geschwindigkeitsfeld des Rotors CAMcarbon Light 16×6 im Schwebeflug bei einer Drehzahl von $n = 4000 \text{ min}^{-1}$ in der PIV-Ebene 14 mm unterhalb der Rotorebene. Der Kreis repräsentiert die Projektion der Rotorkreisscheibe auf die PIV-Ebene.

durch einen Kreis repräsentiert.

Die Stromröhre hebt sich von der Umgebung durch höhere Geschwindigkeiten senkrecht zur PIV-Ebene ab. Da sich die PIV-Ebene in einem Abstand von 14 mm (bzw. $z_R/R = 0,07$) unterhalb der Rotorebene befindet, ist die Stromröhre bereits kontrahiert und deshalb kleiner als die Rotorkreisscheibe (vgl. Abb. 5.9). Innerhalb der Stromröhre weist die Geschwindigkeit eine radiale Komponente in Rotationsrichtung des Rotors auf. Diese rührt vom Drehimpuls her, der vom Rotor auf den Rotornachlauf übertragen wird. Des Weiteren haben die Geschwindigkeitsvektoren aufgrund der Kontraktion der Stromröhre eine radiale, zur Rotorachse hin gerichtete Komponente.

Außerhalb der Stromröhre sind die Geschwindigkeiten in der PIV-Ebene kleiner als innerhalb der Stromröhre. Das Strömungsfeld weist außerhalb der Stromröhre eine Geschwindigkeitskomponente in Richtung der Rotorachse auf, da aufgrund der Kontraktion der Stromröhre Fluid aus der Umgebung nachströmt.

Abbildung 5.12 zeigt die Geschwindigkeitskomponente v_z im Schnitt $y_R/R = 0$. Sowohl die über eine Rotation gemittelten Geschwindigkeiten als auch die minimalen und maximalen Geschwindigkeiten während einer Rotation sind dargestellt. Der



Abbildung 5.12: Vertikalgeschwindigkeit des Strömungsfelds des Rotors CAMcarbon Light 16 × 6 im Schwebeflug bei einer Drehzahl von $n = 4000 \text{ min}^{-1}$ im Schnitt $y_R = 0 \text{ mm}$. Neben dem mit PIV bestimmten Geschwindigkeitsprofil ist das mit UPM simulierte Geschwindigkeitsprofil dargestellt.

größte Gradient in der Geschwindigkeitsverteilung tritt am Rand der Stromröhre auf, wo die Blattspitzenwirbel die PIV-Ebene passieren. Die Position stimmt mit der mit BOS detektierten Position der Blattspitzenwirbel überein ($x_R/R = \pm 0,84$). Abbildung 5.12 zeigt, dass die Blattspitzenwirbel die vertikale Geschwindigkeitsverteilung am Rand der Stromröhre stark beeinflussen. Außerhalb der Stromröhre wird von den Blattspitzenwirbeln ein Aufwind mit mittleren Geschwindigkeiten von 1,9 m/s induziert. Innerhalb der Stromröhre ist die mittlere Abwindgeschwindigkeit mit 11,4 m/s bei $x_R/R = \pm 0,8$ am größten. Zur Rotorachse nimmt die Geschwindigkeit des Abwinds kontinuierlich ab, bis bei $x_R/R = -0,15$ die Geschwindigkeit stark ansteigt. Die radiale Verteilung der Abwindgeschwindigkeit wird von der Lastverteilung an den Rotorblättern und der von den Blattspitzenwirbeln induzierten Geschwindigkeiten bestimmt. Die starke Änderung der Geschwindigkeit im inneren Bereich des Rotors ist auf den Wirbel zurückzuführen, der an der Blattwurzel der Rotorblätter aufgrund der radialen Abnahme der gebundenen Zirkulation an der Blattwurzel entsteht.

Neben dem mit PIV gemessenen Geschwindigkeitsfeld ist in Abb. 5.12 das mit UPM berechnete Geschwindigkeitsfeld dargestellt. Der Vergleich mit dem gemessenen Geschwindigkeitsfeld zeigt, dass die Abwindgeschwindigkeiten in der Stromröhre von UPM unterschätzt werden. Dies steht in Übereinstimmung mit dem von UPM unterschätzten Schub (vgl. Kap. 5.1.1). Des Weiteren ist die radiale Änderung der Geschwindigkeit an den Positionen der Blattspitzenwirbel als auch im Bereich der Blattwurzel kleiner als im gemessenen Geschwindigkeitsfeld. Außerdem ist die Schwankungsbreite der vertikalen Geschwindigkeit im Bereich der Blattspitzenwirbel über eine Rotation in der Simulation kleiner als in der Messung. Dies deutet darauf hin, dass der Wirbelkernradius in der Simulation größer ist als im Experiment.

5.1.4 Akustik

Die vorliegende Untersuchung zur Akustik im Schwebeflug konzentriert sich auf die Messungen und Berechnungen, die für den Rotor CAMcarbon Light 16×6 durchgeführt wurden. Zunächst steht die Analyse des Frequenzspektrums des abgestrahlten Schalls im Fokus. Anschließend wird die Richtcharakteristik des tonalen Schalls des Rotors eingehend untersucht, gefolgt von einer Analyse der breitbandigen Schallquellen mittels akustischem Beamforming. Besonderes Augenmerk wird dabei auf die Lokalisierung der Schallquellen auf den Rotorblättern gelegt. Des Weiteren wird der Einfluss der Rotordrehzahl auf die Schallintensität der breitbandigen Schallquellen untersucht. Abschließend erfolgt ein Vergleich mit den Messergebnissen des Rotors CF125-TP.

Analyse des Frequenzspektrums

In Abb. 5.13 ist das Frequenzspektrum des Rotors CAMcarbon Light 16×6 im Schwebeflug bei einer Drehzahl von 4000 min^{-1} dargestellt. Das Spektrum stammt von der Aufnahme eines einzelnen Mikrofons des Mikrofonarrays, welches sich außerhalb des Rotorabwinds befindet (x = 0,017 m, y = 0,764 m, z = -1,35 m, siehe Abb. 4.8 (b)). Der Vergleich mit der Messung, die mit laufendem Motor, aber ohne Rotor stattgefunden hat, zeigt, dass der vom Rotor emittierte Schall die Schallemission über den ganzen Frequenzbereich dominiert. Da die Messungen in einem akustisch unverkleideten Windkanal stattgefunden haben, wird das vom Mikrofon aufgezeichnete akustische Signal von Reflexionen an den Wänden der Messkammer überlagert und kann deshalb nur qualitativ interpretiert werden. Die größte Schallemission findet bei der Blattfolgefrequenz von 133 Hz statt. Bis zu einer Frequenz von ca. 6 kHz sind Harmonische der Blattfolgefrequenz zu sehen, deren Pegel mit zunehmender Ordnung der Harmonischen in der Tendenz abnehmen. Zusätzlich treten im Spektrum bis zu einer Frequenz von 2 kHz neben den Harmonischen der Blattfolgefrequenz von



Abbildung 5.13: Schallleistungsdichtespektrum *PSD* des Rotors CAMcarbon Light 16×6 im Schwebeflug bei einer Drehzahl von $n = 4000 \text{ min}^{-1}$, aufgenommen mit einem Mikrofon des Arrays (x = 0,017 m, y = 0,764 m, z = -1,35 m), Frequenzauflösung $\Delta f = 10 \text{ Hz}$

frequenz Harmonische der Rotordrehfrequenz auf. Sowohl die erhöhten Pegel der Harmonischen der Blattfolgefrequenz als auch das Auftreten von Harmonischen der Rotordrehfrequenz deuten auf Asymmetrien im Versuchsaufbau hin. Zum einen ist die mechanische Anbindung des Rotors an den Drehteller asymmetrisch und führt zu einer einseitigen Verblockung des Rotorabwinds. Zum anderen fand der Versuch in einem geschlossenen Raum statt, was zur Ausbildung von Strömungsrezirkulation und asymmetrischer Einströmung führen kann. Nardari et al. [90] zeigten numerisch und experimentell, dass die Rezirkulation, die sich beim Betrieb eines Rotors in einem geschlossenen Raum einstellt, zu einer Erhöhung der Pegel der Höherharmonischen der Blattfolgefrequenz führt. Ab einer Frequenz von 6 kHz dominiert der Breitbandlärm das Spektrum. Da der Pegel des Breitbandlärms ca. 25 dB unter dem Pegel der Blattfolgefrequenz liegt, trägt dieser nur geringfügig zum Gesamtschalldruckpegel bei.



Abbildung 5.14: Richtcharakteristik des tonalen Rotationslärms des Rotors CAMcarbon Light 16 × 6 im Schwebeflug bei einer Drehzahl von $n = 4000 \text{ min}^{-1}$, berechnet mit UPM und APSIM

Rotationslärm

Im Folgenden wird der tonale Rotationslärm getrennt vom Breitbandlärm untersucht. Die Analyse der Richtcharakteristik des tonalen Lärms mit den Messungen des Mikrofonarrays ist aufgrund der akustischen Reflexionen an den Wänden des Plenums und der Ausbildung von Raummoden nur eingeschränkt möglich. Deshalb erfolgt die weitere Analyse des tonalen Lärms mit Simulationen, die mit UPM und APSIM durchgeführt wurden. Abbildung 5.14 zeigt die Richtcharakteristik des Rotationslärms des Rotors im Schwebeflug bei einer Drehzahl von 4000 min⁻¹. Die Simulation zeigt, dass der Belastungslärm den Dickenlärm für alle Emissionswinkel um ca. 10 dB übersteigt. Der Dickenlärm leistet also nur einen geringfügigen Beitrag zum tonalen Lärm des Rotors. Auf der Rotorachse findet destruktive Interferenz der Schallemission der beiden Rotorblätter statt, weshalb die entlang der Rotorachse emittierten Schalldruckpegel des Rotors klein sind. Die maximale Schallemission des Rotors tritt oberhalb der Rotorebene bei 110° und 250° auf.

Breitbandlärm

Im Folgenden wird der breitbandige Anteil des vom Rotor emittierten Schalls untersucht. Um die breitbandigen Schallquellen getrennt vom tonalen Dicken- und Belastungslärm zu analysieren, wurden Beamformingalgorithmen auf die Messungen des Mikrofonarrays angewendet. Die Trennung wird dadurch erreicht, dass beim Beamforming auf Punkte, die sich mit dem Rotor mitbewegen, fokussiert wird. Da die Druckverteilung der Rotorblätter im mitrotierenden Bezugssystem stationär ist, sind die Quellkarten beim Beamforming mit rotierenden Fokuspunkten frei von Beiträgen des Dicken- und Belastungslärms, die ein ruhender Beobachter wahrnimmt. Damit kann der breitbandige Schall (Profillärm, Interaktionslärm und turbulenzinduzierter Lärm) vom tonalen Rotationslärm (Dicken- und Belastungslärm) entkoppelt untersucht werden.

In Abb. 5.15 sind Quellkarten aus dem akustischen Beamforming für die drei Oktavbänder zwischen 1 kHz und 8 kHz sowohl im Blattsystem (Abb. 5.15 (a)-(c)) als



Abbildung 5.15: Quellkarten aus dem akustischen Beamforming im Blattkoordinatensystem ((a)-(c)) sowie im Rotorkoordinatensystem ((d)-(f)) für den Rotor CAMcarbon Light 16 × 6 im Schwebeflug bei einer Drehzahl von $n = 4000 \text{ min}^{-1}$



Abbildung 5.16: Lokalisierung der dominanten Lärmquelle am Rotorblatt des Rotors CAMcarbon Light 16 × 6 im Schwebeflug

auch im Rotorsystem (Abb. 5.15 (d)-(f)) dargestellt. Die Quellkarten im Blattsystem zeigen, dass der Breitbandlärm in allen drei untersuchten Oktavbändern hauptsächlich im äußeren Drittel des Rotors entsteht. Da die Auflösung des Arrays von der Frequenz des untersuchten Schalls abhängt (siehe Gl. 4.1), ist das Quellgebiet in den Beamforming-Quellkarten für hohe Frequenzen kleiner als für tiefe. Mit zunehmender Frequenz nimmt die Quellstärke ab.

Das im Blattsystem ortsfeste Schallentstehungsgebiet, das im äußeren Drittel der Rotorblätter liegt, erscheint im Bezugssystem des Rotors ringförmig. Unter ungestörten Bedingungen ist im Rotorsystem eine rotationssymmetrische Verteilung der Quellstärke zu erwarten. Jedoch ist die gemessene Quellstärke für den untersuchten Fall in allen drei Oktavbändern gleichermaßen vom Rotorazimut abhängig. Dies ist auf die bereits diskutierten Asymmetrien im Versuchsaufbau und die Strömungsrezirkulation, die sich im geschlossenen Raum ausbildet, zurückzuführen. Beides kann zu einer asymmetrischen Einströmung am Rotor führen und erklärt so die vom Rotorazimut abhängige Schallemission.

Die Lage der Maxima der drei untersuchten Oktavbänder ist in Abb. 5.16 dargestellt. Sowohl für eine Drehzahl von 3000 min⁻¹ als auch für 4000 min⁻¹ befinden sich die Maxima aller untersuchten Oktavbänder an der Hinterkante des Rotorblattes bei 80 % des Rotorradius. Die Lage der dominanten Schallquelle lässt darauf schließen, dass es sich bei der dominanten Schallquelle des Breitbandlärms um Hinterkan-



Abbildung 5.17: Mit Beamforming berechneter Schalldruckpegel entlang der Blatthinterkante des Rotors CAMcarbon Light 16×6 im Schwebeflug bei unterschiedlichen Drehzahlen

tenlärm handelt. Zur Identifizierung des Schallentstehungsmechanismus wurden Simulationen der Profilumströmung bei 80% des Rotorradius mit XFOIL durchgeführt. Die Simulationen zeigen, dass die Grenzschicht an der Hinterkante des Profils turbulent ist, weshalb von TBL-TE als Schallentstehungsmechanismus für den Hinterkantenlärm auszugehen ist.

Abbildung 5.17 zeigt die Verteilung des Schalldruckpegels entlang der Blatthinterkante für verschiedene Rotordrehzahlen. Für alle Drehzahlen nimmt der Schalldruckpegel von der Blattwurzel ausgehend mit zunehmendem Radius zu, erreicht bei ca. 80 % des Rotorradius ein Maximum und nimmt dann zur Blattspitze hin wieder ab. Die Zunahme der Schallemission mit zunehmendem Rotorradius kann durch die höhere Strömungsgeschwindigkeit erklärt werden. Nach dem Modell von Ffowcs Williams und Hall [34] ist die Intensität der Schallemission proportional zur fünften Potenz der Geschwindigkeit. Des Weiteren korreliert die radiale Verteilung der Schallemission mit der in Abb. 5.18 dargestellten radialen Auftriebsverteilung und erklärt die Abnahme des Schalldruckpegels an der Blattspitze.

Die experimentell ermittelte Position der dominanten Breitbandschallquelle stimmt mit Ergebnissen von Nardari et al. [90] überein, die die Entstehung von Breitbandlärm an Kleinrotoren mit numerischen Simulationen untersuchten. Wie in Abb. 2.8 dargestellt, zeigten die Simulationen ebenfalls, dass die dominante Schallquelle des Breitbandlärms an der Hinterkante des Rotorblatts bei 80 % des Rotorradius liegt.



Abbildung 5.18: Radiale Auftriebsverteilung des Rotors CAMcarbon Light 16×6 im Schwebeflug bei einer Drehzahl von 4000 min⁻¹, berechnet mit UPM

Im Folgenden wird der Einfluss der Drehzahl auf den Schalldruckpegel an der Hinterkante des Rotorblatts bei 80 % des Rotorradius untersucht. Für den Rotor CAMcarbon Light 16 × 6 wurden akustische Messungen im Drehzahlbereich von 3000 min⁻¹ bis 4000 min⁻¹ mit einer Schrittweite von 200 min⁻¹ durchgeführt. Für jede Drehzahl wurden zwei unabhängige Messungen durchgeführt. In Abb. 5.19 ist die Differenz des Schalldruckpegels ΔSPL im Vergleich zum Schalldruckpegel bei 3000 min⁻¹ dargestellt. Aus dem Diagramm geht hervor, dass der Schalldruckpegel mit zunehmender Rotordrehzahl zunimmt (mit Ausnahme eines Ausreißers bei 3600 min⁻¹). Die Streuung der Wiederholungsmessungen liegt dabei unter 2 dB. Das theoretische Modell von Ffowcs Williams und Hall [34] sagt voraus, dass die Intensität des TBL-TE-Hinterkantenlärms proportional zur fünften Potenz der Geschwindigkeit ist. Jedoch zeigen die Messungen eine Proportionalität zur sechsten Potenz der Geschwindigkeit.

Die aus den experimentellen Daten mit Beamforming berechnete Verteilung des Schalldruckpegels an der Hinterkante entspricht jedoch nicht direkt der physikalischen Quellverteilung des Hinterkantenlärms, da der Beamformingalgorithmus eine Konvolution aus der wahren Quellstärke und der Punktspreizfunktion (PSF) liefert. Die Breite der PSF hängt von der Frequenz, der Quellposition und der Geometrie des verwendeten Mikrofonarrays ab. Eine punktförmige akustische Quelle beeinflusst deshalb in der Quellkarte des Beamformings nicht nur den Schalldruckpegel am Quellort, sondern auch den Schalldruckpegel in ihrer Umgebung. Mithilfe von Dekonvolutionsalgorithmen wie CLEAN [50] oder DAMAS [14] kann der Einfluss der



Abbildung 5.19: Abhängigkeit des Schalldruckpegels der dominanten Schallquelle bei 80 % Rotorradius von der Rotordrehzahl *n*

PSF für punktförmige, ruhende Quellen eliminiert werden. Für bewegte Schallquellen wurden Dekonvolutionsalgorithmen von Guérin et al. [45], Fleury und Bulté [38] und Kujawski und Sarradj [67] verwendet. Die Anwendung von Dekonvolutionsalgorithmen auf kontinuierliche Quellverteilungen ist jedoch schwierig, da sich die PSFs der einzelnen Quellen überlappen und somit eine präzise Trennung der individuellen Quellbeiträge erschwert.

Aufgrund der Schwierigkeiten, die mit der Dekonvolution kontinuierlicher Schallquellen einhergehen, wird für die Untersuchung der Verteilung des Hinterkantenlärms ein alternativer Ansatz gewählt. Dabei wird die experimentell bestimmte Verteilung des Schalldruckpegels an der Hinterkante mit der Schalldruckpegelverteilung verglichen, die sich ergibt, wenn der Beamforming-Algorithmus auf das Signal einer bekannten Quellverteilung angewendet wird. Zwei verschiedene Quellverteilungen werden mit dem experimentellen Ergebnis für den Rotor CAMcarbon Light 16 × 6 bei einer Drehzahl von 4000 min⁻¹ verglichen: Erstens eine rotierende Monopolquelle, die sich bei 80 % des Rotorradius befindet, und zweitens mehrere Monopolquellen, die radial an der Hinterkante des Rotors verteilt sind und deren Quellstärke gemäß dem Skalierungsgesetz von Ffowcs Williams und Hall [34] mit der lokalen Strömungsgeschwindigkeit skaliert wird.

Zunächst wird die Modellierung des Hinterkantenlärms in Form einer rotierenden Punktquelle betrachtet. Die Punktquelle bei 80% des Rotorradius emittiert Schall mit den Oktavmittenfrequenzen der drei Oktavbänder zwischen 1 kHz und 8 kHz (1414 Hz, 2828 Hz und 5657 Hz). Der Schalldruckpegel für diese drei Frequenzen wird



Abbildung 5.20: Theoretische Verteilung der Quellstärke des TBL-TE Lärms entlang der Hinterkante eines Rotorblatts

so gewählt, dass bei 80 % des Rotorradius derselbe Schalldruckpegel erreicht wird wie im Experiment.

Im zweiten Modell wird der Hinterkantenlärm durch eine Verteilung von Monopolquellen an der Hinterkante der Rotorblätter zwischen 10% und 90% des Rotorradius im Abstand von 10% Rotorradius modelliert. Da die Quellstärke nach dem Skalierungsgesetz von Ffowcs Williams und Hall mit der fünften Potenz der Geschwindigkeit skaliert, wird die Quellstärke der Punktquellen entsprechend der vom Rotor abhängigen Anströmgeschwindigkeit angepasst. Abbildung 5.20 zeigt die radiale Pegelverteilung für Hinterkantenlärm nach dem Skalierungsgesetz nach Ffowcs Williams und Hall relativ zum Schalldruckpegel an der Blattspitze. Die Verteilung zeigt, dass die Quellpegel im Bereich der Blattwurzel um 50 dB unter den Quellpegeln an der Blattspitze liegen. Jede Punktquelle an der Blatthinterkante emittiert Schall mit den Mittenfrequenzen der drei Oktavbänder zwischen 1 kHz und 8 kHz (1414 Hz, 2828 Hz und 5657 Hz).

Die Verteilung des Schalldruckpegels entlang der Hinterkante wird in Abb. 5.21 für den gemessenen Fall, die rotierende Monopolquelle und die diskrete Quellverteilung dargestellt. Sowohl die Messung als auch die beiden Modelle zeigen ein Maximum bei 80 % des Rotorradius. Der Vergleich des gemessenen radialen Schalldruckpegels mit dem von der rotierenden Monopolquelle erzeugten Schalldruckpegel zeigt, dass die Monopolquelle den Hinterkantenlärm in der äußeren Blatthälfte gut approximiert. Da mit der Modellierung des Hinterkantenlärms als Punktquelle die Schallentstehung entlang des restlichen Hinterkantenbereichs vernachlässigt wird, sind die von



Abbildung 5.21: Gemessene und simulierte Schalldruckpegelverteilung entlang der Blatthinterkante des Rotors CAMcarbon Light 16×6 im Schwebeflug bei einer Drehzahl von $n = 4000 \text{ min}^{-1}$

der Punktquelle verursachten Pegel für $x_B/R \neq 0,5$ um bis zu 3 dB geringer als die experimentell ermittelten Pegel. Die Modellierung des Hinterkantenlärms durch die diskrete Quellverteilung entlang der Blatthinterkante berücksichtigt auch die Schallentstehung im inneren Blattbereich und liefert deshalb eine bessere Approximation der physikalischen Quelle. Lediglich an der Blattwurzel für $x_B/R \geq 0,3$ liegt der Pegel der diskreten Quellverteilung ca. 2 dB unter dem gemessenen Pegel.

Einfluss der Rotorgeometrie und Blattzahl

Die Ergebnisse der akustischen Messungen für die anderen untersuchten Rotoren zeigen qualitativ die gleichen Eigenschaften wie der bisher betrachtete Rotor CAMcarbon Light 16×6 . Abbildung 5.22 zeigt beispielhaft die Quellkarten aus dem akustischen Beamforming, sowohl im Blatt- als auch im Rotorsystem für den Dreiblattrotor CF125-TP. Auch für diesen Rotor befindet sich das Maximum der Schallemission an der Hinterkante der Rotorblätter bei 80 % des Rotorradius. Bei der Untersuchung des Einflusses der Drehzahl auf den Emissionspegel bei 80 % des Rotorradius ergab sich für die Rotoren der CAMcarbon Light und der CAMcarbon Power Serie ebenfalls eine Proportionalität zwischen der Schallintensität und der sechsten Potenz der lokalen Strömungsgeschwindigkeit.



Abbildung 5.22: Quellkarten aus dem akustischen Beamforming im Blattkoordinatensystem ((a)-(c)) sowie im Rotorkoordinatensystem ((d)-(f)) für den Rotor CF125-TP im Schwebeflug bei einer Drehzahl von $n = 5650 \text{ min}^{-1}$

5.2 Vorwärtsflug

5.2.1 Schub und Leistung

Schub und Leistung eines Rotors im Vorwärtsflug hängen von den Umgebungsbedingungen (Luftdichte ρ und dynamische Viskosität der Luft η), den Betriebsparametern (Anströmgeschwindigkeit V_{∞} , Rotorneigungswinkel α und Rotordrehzahl n) sowie der Geometrie des Rotors (Anzahl, Größe und der Geometrie der Rotorblätter) ab. Basierend auf den Schub- und Leistungsmessungen der untersuchten Rotoren wird der Einfluss der Betriebsparameter und der Rotorgeometrie untersucht. Hierfür wird zunächst am Beispiel des CAMcarbon Light 16×6 Rotors der Einfluss der Betriebsparameter diskutiert und mit Simulationsergebnissen aus UPM verglichen. Im Anschluss daran wird anhand der Rotoren der CAMcarbon Power Serie der Einfluss des Einstellwinkels untersucht. Schließlich zeigt der Vergleich der Zwei- und Dreiblattrotoren der KDE Direct Serie den Einfluss der Blattzahl auf den Schub und die Leistung.

Einfluss der Betriebsparameter

Im Folgenden wird auf die Abhängigkeiten des Rotorschubs und der Rotorleistung von der Anströmgeschwindigkeit, dem Rotorneigungswinkel und der Rotordrehzahl für den Rotor CAMcarbon Light 16×6 eingegangen. Die seitliche Anströmung des Rotors beeinflusst die Strömung auf zweierlei Weisen. Zum einen kommt es durch die Überlagerung der rotorparallelen Komponente der Anströmung mit der Rotati-



Abbildung 5.23: Unterschied der Geschwindigkeitsverteilung am Rotorblatt zwischen Schwebe- und Vorwärtsflug ($\mu = 0,2$) nach Goerttler [42]



Abbildung 5.24: Abhängigkeit des Schubs *T* und der Leistung *P* des Rotors CAMcarbon Light 16×6 von der Anströmgeschwindigkeit

onsbewegung der Rotorblätter zu einer Änderung der relativen Geschwindigkeiten an den Blattschnitten. Bei starren Rotoren ändert sich deshalb mit Änderung der Anströmgeschwindigkeit die Verteilung des Auftriebs und des Widerstands über die Rotorkreisscheibe. Wie in Abb. 5.23 dargestellt, nimmt die lokale Strömungsgeschwindigkeit an den Blattschnitten auf der vorlaufenden Rotorseite mit zunehmender Anströmgeschwindigkeit zu und auf der rücklaufenden Seite ab. Deshalb kommt es auf der vorlaufenden Seite zur Zunahme und auf der rücklaufenden Seite zur Abnahme des Auftriebs und Widerstands. Da Auftrieb und Widerstand des Blattprofils proportional zum Quadrat der lokalen Geschwindigkeit sind, überkompensiert die Schubzunahme bzw. Leistungszunahme auf der vorlaufenden Seite das Schub- bzw. Leistungsdefizit auf der rücklaufenden Seite.

Zum anderen weist die Anströmgeschwindigkeit für einen Rotorneigungswinkel $\alpha \neq 0^{\circ}$ eine Komponente senkrecht zur Rotorebene auf. Dies ändert den effektiven Anstellwinkel an den Blattschnitten. Für $\alpha < 0^{\circ}$ reduziert sich der effektive Anstellwinkel und für $\alpha < 0^{\circ}$ erhöht sich der effektive Anstellwinkel an den Blattschnitten.

Abbildung 5.24 zeigt den Schub und die Leistung in Abhängigkeit der Anströmgeschwindigkeit für alle untersuchten Rotorneigungswinkel und zwei Rotordrehzahlen. Für einen Neigungswinkel von 0° weist die Anströmung keine Komponente senkrecht zum Rotor auf. Aufgrund der erhöhten Relativgeschwindigkeit auf der vorlaufenden Seite nimmt der Schub und die Leistung mit zunehmender Anströmgeschwindigkeit zu. Für positive Rotorneigungswinkel weist die Anströmung eine nach oben



Abbildung 5.25: Abhängigkeit des Schubs *T* und der Leistung *P* des Rotors CAMcarbon Light 16 × 6 vom Neigungswinkel α

gerichtete Geschwindigkeitskomponente auf, die den effektiven Anstellwinkel an den Blattschnitten und damit den Schub und die Leistung wie in Abb. 5.24 dargestellt erhöht. Dagegen führt bei negativen Rotorneigungswinkeln die nach unten gerichtete Geschwindigkeitskomponente der Anströmung zur Reduktion des effektiven Anstellwinkels und damit zur flacheren Zunahme von Schub und Leistung mit der Anströmgeschwindigkeit. Ab einem Neigungswinkel von -20° nimmt der Schub mit zunehmender Anströmgeschwindigkeit ab.

Der Einfluss des Neigungswinkels auf den Rotorschub ist in Abb. 5.25 dargestellt. Mit zunehmendem Neigungswinkel nimmt der Schub des Rotors zu. Dabei ist die Zunahme des Rotorschubs umso größer, je höher die Anströmgeschwindigkeit ist. Während für Rotorneigungswinkel kleiner als -20° der Schub mit zunehmender Anströmgeschwindigkeit abnimmt, steigt der Schub für Rotorneigungswinkel größer als -20° mit zunehmender Anströmgeschwindigkeit an.

Als Nächstes werden Schub und Leistung aus der UPM-Simulation mit den experimentell ermittelten Werten verglichen. Abbildung 5.26 zeigt den Schub und die Leistung für einen im Vorwärtsflug typischen Neigungswinkel von -10° in Abhängigkeit der Anströmgeschwindigkeit. Während die von UPM vorhergesagte Rotorleistung für alle untersuchten Fälle gut mit der gemessenen Rotorleistung übereinstimmt, unterschätzt UPM den Rotorschub um 12 - 14 %. Wie bereits in Kap. 5.1.1 erläutert, wird vermutet, dass die Differenzen zwischen gemessenem und berechnetem Rotorschub auf Ungenauigkeiten bei der Modellierung der Rotorgeometrie zurück-


Abbildung 5.26: Vergleich des experimentell ermittelten Schubs *T* und der Leistung *P* des Rotors CAMcarbon Light 16×6 mit UPM-Simulationen bei einem Neigungswinkel von $\alpha = -10^{\circ}$

zuführen sind. Dennoch wird von der Simulation der Trend eines mit steigender Anströmgeschwindigkeit zunehmenden Schubs korrekt wiedergegeben.

Dimensionslose Betrachtung

Wie oben gezeigt wurde, beeinflussen verschiedene Betriebsparameter den Schub und die Leistung eines Rotors. Einen systematischen Ansatz um die Betriebsparameter sowie die Umgebungsbedingungen (Luftdichte und Viskosität) und den Rotorradius auf einen minimalen Satz von dimensionslosen Parametern, die Schub und Leistung des Rotors bestimmen, zu reduzieren, bietet die Ähnlichkeitstheorie. Mithilfe der Dimensionsanalyse (Buckingham-II-Theorem, siehe Anhang) lässt sich zeigen, dass der Schub- und Leistungsbeiwert vom Fortschrittsgrad $\mu = V_{\infty}/(\Omega R)$, dem Neigungswinkel α und der Reynoldszahl *Re* abhängt:

$$C_T = f(\mu, \alpha, Re), C_P = f(\mu, \alpha, Re)$$
(5.5)

Mit diesem Zusammenhang ist eine vollständige Beschreibung des Schub- und Leistungskennfelds eines Rotors gegeben.

Abbildung 5.27 zeigt das experimentell ermittelte Schub- und Leistungskennfeld des CAMcarbon Light 16×6 Rotors (**A**) und des CAMcarbon Light 12×4.5 Rotors (**O**). Die beiden Rotoren der CAMcarbon Light Serie sind geometrisch ähnlich, d.h. sie

weisen die gleiche normierte Blatttiefen- und Einstellwinkelverteilung auf. Für beide Rotoren liegen die Messungen, die bei gegebenem Rotorneigungswinkel durchgeführt wurden, im C_T - μ -Diagramm auf einer gemeinsamen Kurve. Dies zeigt, dass der Einfluss der Reynoldszahl auf den Schubbeiwert klein ist verglichen mit dem Einfluss des Fortschrittsgrads und des Neigungswinkels. (Der Rotor CAMcarbon Light 16 × 6 wurde bei 98.000 < Re < 130.000 und der Rotor CAMcarbon Light 12 × 4.5 bei 80.000 < Re < 103.000 bezogen auf 75 % des Rotorradius betrieben.) Die gemessenen Leistungsbeiwerte der beiden Rotoren im C_P - μ -Diagramm liegen ebenfalls auf gemeinsamen Kurven. Allerdings ist die Streuung der Werte größer als für den Schubbeiwert.

Abbildung 5.27 zeigt, dass der Schub- und Leistungsbeiwert vom Neigungswinkel abhängt und je nach Neigungswinkel mit zunehmendem Fortschrittsgrad entweder steigt oder fällt. Für Neigungswinkel $\alpha \ge 20^{\circ}$ und 0,07 $\le \mu \le 0,17$ tritt eine lokale Erhöhung des Schub- und Leistungsbeiwerts auf, die in Abb. 5.28 detailliert dargestellt ist. Eine mögliche Erklärung für diese lokale Erhöhung liegt in der Topologie des Rotornachlaufs. Für die Fortschrittsgrade 0,05 und 0,11 wurde das Wirbelsystem des Rotors mithilfe von BOS-Messungen visualisiert (grau markierte Bereiche in Abb. 5.28). Die Trajektorien der Blattspitzenwirbel bei beiden Fortschrittsgraden und verschiedenen Rotorneigungswinkeln sind in Abb. 5.39 und Abb. 5.40 dargestellt. Wie in Kap. 5.2.2 ausführlicher erläutert werden wird, kommt es für einen Fortschrittsgrad von 0,11 bei zunehmendem Neigungswinkel zu einer Änderung der Durchströmungsrichtung im vorderen Bereich der Rotorkreisscheibe. Für Neigungswinkel $\alpha \leq 0^{\circ}$ wird die Rotorkreisscheibe über ihre gesamte Fläche von oben nach unten durchströmt. Ab einem Neigungswinkel von 10° ändert sich die Durchströmungsrichtung im vorderen Bereich des Rotors, während die Strömung im hinteren Bereich weiterhin von oben nach unten gerichtet ist. In diesem Betriebsbereich ist die Durchströmung der Rotorkreisscheibe komplex und instationär [9]. Da der Wechsel der Strömungsrichtung im vorderen Rotorbereich mit der lokalen Erhöhung des Schub- und Leistungsbeiwerts zusammenfällt, wird vermutet, dass ein Zusammenhang zwischen dem erhöhten Schub- und Leistungsbeiwerts und der Strömungsrichtung besteht. Der genaue aerodynamische Mechanismus, der zur lokalen Erhöhung des Schub- und Leistungsbeiwerts führt, bleibt jedoch unbekannt.

In Abb. 5.27 sind neben den experimentell ermittelten Schub- und Leistungsbeiwerten auch die mit UPM berechneten Schub- und Leistungsbeiwerte für die Neigungswinkel 0°, -10° und -20° dargestellt. Für den Schubbeiwert zeigt der Vergleich der Simulation mit dem Experiment, dass die Simulation für einen Rotorneigungswinkel von 20° mit der Messung gut übereinstimmt. Jedoch unterschätzt



Abbildung 5.27: Schub- und Leistungsbeiwert der Rotoren CAM
carbon Light 16 \times 6 und CAM
carbon Light 12 \times 4.5 im Vorwärtsflug



Abbildung 5.28: Lokale Erhöhung des Schubbeiwerts C_T (markierter Bereich). Zusätzlich sind die Betriebsbereiche eingezeichnet, für die BOS-Messungen für den Rotor CAMcarbon Light 16 × 6 durchgeführt wurden. Legende wie in 5.27

die Simulation den Schubbeiwert mit zunehmendem Rotorneigungswinkel. Dennoch stimmt der Trend des Schubbeiwerts für alle drei Neigungswinkel zwischen der Simulation und dem Experiment miteinander überein.

Für den Leistungsbeiwert zeigen sich gute Übereinstimmungen zwischen der Simulation und den Messungen für Rotorneigungswinkel von -20° und -10° . Allerdings liegen die mit UPM für einen Rotorneigungswinkel von 0° berechneten Leistungsbeiwerte unterhalb der gemessenen Werte. Während der experimentell ermittelte Leistungsbeiwert zunimmt, wenn der Neigungswinkel von -10° auf 0° erhöht wird, nimmt der Leistungsbeiwert in der Simulation ab.

Einfluss des Einstellwinkels

Um den Einfluss des Blatteinstellwinkels auf den Schub und die Leistung von Rotoren zu untersuchen, werden zusätzlich die Schub- und Leistungsmessungen der Rotoren aus der CAMcarbon Power Serie und der KDE Direct Serie betrachtet. Abb. 5.29 und Abb. 5.31 zeigen den Schub und die Leistung von Rotoren aus der CAMcarbon Power Serie bzw. der KDE Direct Serie in Abhängigkeit des Rotorneigungswinkels. Alle Rotoren zeigen mit steigendem Neigungswinkel aufgrund der Zunahme des lokalen Blattanstellwinkels ein Ansteigen des Rotorschubs. Hingegen unterscheiden sich die Abhängigkeit der Rotorleistung vom Neigungswinkel zwischen den Rotoren der drei Serien qualitativ. Während die Rotorleistung für die CAMcarbon Light und CAMcarbon Power Rotoren mit steigendem Neigungswinkel konstant bleibt oder zunimmt



Abbildung 5.29: Einfluss des Einstellwinkels α auf den Schub *T* und die Leistung *P*, Vergleich der Rotoren CAMcarbon Power 12 × 6 und CAMcarbon Power 12 × 10

(siehe Abb. 5.25 und Abb. 5.29), nimmt die Leistung der Zwei- und Dreiblattrotoren der KDE Direct Serie (CF125-DP und CF125-TP) für Anströmgeschwindigkeiten bis zu 9,5 m/s kontinuierlich ab (siehe Abb. 5.31). Für höhere Anströmgeschwindigkeiten ist bis zu Anstellwinkeln von -10° zunächst eine Zunahme der Rotorleistung und bei weiterer Winkelerhöhung eine Abnahme der Leistung zu beobachten. Numerische Simulationen der Rotorleistung, die von Kostek et al. [65] für den Rotor CF125-DP bei einer Anströmgeschwindigkeit von 12,9 m/s durchgeführt wurden, zeigen ebenfalls eine Zunahme der Rotorleistung bei Erhöhung des Neigungswinkels bis zu einem Neigungswinkel von -10° , gefolgt von einer Abnahme der Rotorleistung bei weiterer Erhöhung des Neigungswinkels.

Um den qualitativen Unterschied der Rotoren in der Abhängigkeit des Schubs und der Leistung vom Rotorneigungswinkel zu verstehen, hilft eine Untersuchung von Washizu et al. [131]. Die Autoren untersuchten den Einfluss des Einstellwinkels von Rotoren im axialen Sinkflug. Sie führten Experimente mit einem Rotor mit linear verwundenen Rotorblättern durch und variierten die Sinkgeschwindigkeit und den Einstellwinkel. Die Messungen zeigten, dass der Schub für alle untersuchten Blatteinstellwinkel die gleiche qualitative Abhängigkeit von der Sinkgeschwindigkeit aufweist und mit zunehmender Sinkgeschwindigkeit zunimmt. Im Gegensatz dazu fanden Washizu et al. für die Rotorleistung, dass diese qualitativ vom Einstellwinkel der Rotorblätter abhängt: Während für große Einstellwinkel eine Zunahme der Leistung mit steigender Sinkgeschwindigkeit beobachtet wurde, nahm die Leistung für kleine Einstellwinkel mit steigender Sinkgeschwindigkeit ab. Für kleine Einstellwinkel kann die Rotorleistung sogar negativ werden. Dieser Effekt wird bei der Autorotation von Hubschraubern ausgenutzt. Im Gegensatz zum Experiment von Washizu et al. wurden die Rotoren im vorliegenden Experiment nicht rein axial angeströmt. Dennoch steigt mit zunehmendem Rotorneigungswinkel die Geschwindigkeitskomponente der Anströmung, die senkrecht zur Rotorebene ist. Die Untersuchung von Washizu et al. deutet darauf hin, dass der qualitative Unterschied der Leistung in den kleineren Einstellwinkeln der KDE Direct Rotoren zu finden ist.

Als nächstes werden Schub und Leistung der beiden Rotoren CAMcarbon Power 12×6 und CAMcarbon Power 12×10 in Abb. 5.29 betrachtet. Da beide Rotoren den gleichen Radius und eine identische radiale Blatttiefenverteilung besitzen und sich nur hinsichtlich des Einstellwinkels der Rotorblätter voneinander unterscheiden (siehe Abb. 4.7), kann der Einfluss des Einstellwinkels auf den Schub und die Leistung isoliert untersucht werden. Aufgrund des größeren Einstellwinkels sind die effektiven Anstellwinkel am CAMcarbon Power 12×10 Rotor größer als am CAMcarbon Power 12×6 Rotor. Wie in Abb. 5.29 dargestellt ist deshalb der Schub und die Leistung des Rotors CAMcarbon Power 12×10 für alle untersuchten Fälle größer als für den Rotor CAMcarbon Power 12×6 . Die Messungen der Leistung des CAMcarbon Power 12×10 Rotors weisen ein Ansteigen der Leistung mit zunehmendem Neigungswinkel auf. Dabei ist der Gradient der Leistungszunahme im Bereich zwischen $\alpha = -10^{\circ}$ und $\alpha = 10^{\circ}$ am größten. Mit zunehmender Anströmgeschwindigkeit verschiebt sich der maximale Gradient zu kleineren Rotorneigungswinkeln. Wie in Kap. 5.1 gezeigt wurde, kommt es für den CAMcarbon Power 12×10 Rotor bereits im Schwebeflug in Teilen der Rotorkreisscheibe zur Strömungsablösung. Dies deutet darauf hin, dass der starke Anstieg der Leistung zwischen $\alpha = -10^{\circ}$ und $\alpha = 10^{\circ}$ mit zunehmender Strömungsablösung zusammenhängt. Da der lokale Anstellwinkel am Blattprofil umso höher wird je größer der Neigungswinkel und die Anströmgeschwindigkeit ist, erklärt diese Hypothese sowohl die Neigungswinkel- als auch die Geschwindigkeitsabhängigkeit des größten Gradienten. Der CAMcarbon Power 12×6 Rotor mit kleinerem Einstellwinkel weist hingegen für eine Anströmgeschwindigkeit von 4,4 m/s keine Zunahme der Leistung mit zunehmendem Neigungswinkel auf. Die Erhöhung des effektiven Anstellwinkels durch Neigung des Rotors reicht nicht aus um eine Strömungsablösung hervorzurufen. Erst für höhere Anströmgeschwindigkeiten ist eine Zunahme der Leistung zu beobachten. Aufgrund der kleineren Einstellwinkel tritt Strömungsablösung später als beim CAMcarbon Power 12×10 Rotor auf, weshalb der größte Gradient zwischen Neigungswinkeln von 10° und 20° und damit bei höheren Winkeln als beim CAMcarbon Power 12×10 Rotor auftritt.



Abbildung 5.30: Einfluss des Einstellwinkels auf den Schubbeiwert C_T , Vergleich der Rotoren CAMcarbon Power 12 × 6 und CAMcarbon Power 12 × 10

Abbildung 5.30 zeigt den Schubbeiwert in Abhängigkeit des Fortschrittsgrads für drei Neigungswinkel. Während der Unterschied der Schubbeiwerte der beiden Rotoren für Rotorneigungswinkel von -30° mit zunehmendem Fortschrittsgrad zunimmt, wird für größere Anstellwinkel die Differenz mit zunehmendem Fortschrittsgrad kleiner. Diese Beobachtung bestätigt die Hypothese einer Strömungsablösung für große Neigungswinkel. Aufgrund der geringeren Einstellwinkel tritt bei dem CAMcarbon Power 12×6 Rotor für positive Neigungswinkel die Strömungsablösung erst bei höheren Fortschrittsgraden auf als bei dem CAMcarbon Power 12×10 Rotor. Sobald jedoch bei beiden Rotoren die Strömungsablösung einsetzt, nähern sich die Schubbeiwerte der beiden Rotoren einander an.

Einfluss der Blattzahl

Der Einfluss der Blattzahl wird anhand des Zweiblattrotors CF125-DP und des Dreiblattrotors CF125-TP untersucht. Beide Rotoren bestehen aus identischen Rotorblättern und unterscheiden sich lediglich in der Anzahl der Rotorblätter. Abbildung 5.31 zeigt den Schub und die Leistung der beiden Rotoren in Abhängigkeit des Neigungswinkels und der Anströmgeschwindigkeit. Aufgrund der größeren Flächendichte ist der Schub und die Leistung des Dreiblattrotors für alle untersuchten Betriebszustände größer als der Schub und die Leistung des Zweiblattrotors. Da bei konstanter Fläche der Rotorkreisscheibe die induzierte Geschwindigkeit mit höherem Schub zunimmt



Abbildung 5.31: Einfluss der Blattzahl auf den Schub *T* und die Leistung *P*, Vergleich des Zweiblattrotors CF125-DP und des Dreiblattrotors CF125-TP. Beide Rotoren haben identische Rotorblätter.



Abbildung 5.32: Einfluss der Blattzahl auf den Schubbeiwert *C*_{*T*}, Vergleich des Zweiblattrotors CF125-DP und des Dreiblattrotors CF125-TP. Beide Rotoren haben identische Rotorblätter.

(siehe Gl. 2.10), ist der effektive Anstellwinkel der Rotorblätter beim Dreiblattrotor geringer als beim Zweiblattrotor. Daher nimmt der Schub nicht proportional zur Anzahl der Rotorblätter zu. Im Schwebeflug ergibt sich durch die Erhöhung der Blattzahl von zwei auf drei eine Schubzunahme um 24,8 %.

Abbildung 5.32 zeigt den Schubbeiwert des Zwei- und Dreiblattrotors in Abhängigkeit des Fortschrittsgrads und des Neigungswinkels. Der Vergleich der Schubbeiwerte der beiden Rotoren zeigt, dass die relative Differenz über den gesamten untersuchten Betriebsbereich konstant bleibt.

5.2.2 Strömungsfeld mit BOS

Für den Vorwärtsflug wurden aus den aufgenommenen BOS-Bildern die Wirbel detektiert, die von den Rotorblättern bei einem Rotorazimut von 0° ($x_R/R = 1$) und 180° ($x_R/R = -1$) generiert wurden. In Abb. 5.33 sind sowohl die Trajektorien der Blattspitzenwirbel für den Vorwärtsflug mit einem Fortschrittsgrad von 0,05 als auch die bereits in Kap. 5.1.2 diskutierten Trajektorien für den Schwebeflug dargestellt. Durch die Überlagerung des Rotorabwindes mit der äußeren Strömung werden die Trajektorien der Blattspitzenwirbel bei seitlicher Anströmung abgelenkt.



Abbildung 5.33: Wirbelpaarung der Blattspitzenwirbel des Rotors CAMcarbon Light 16×6 bei einer Drehzahl von $n = 4000 \text{ min}^{-1}$ im Schwebeflug und im Vorwärtsflug mit einem Fortschrittsgrad von $\mu = 0.05$



Abbildung 5.34: Schematische Darstellung des Einflusses der seitlichen Anströmung auf die induzierten Geschwindigkeiten der Blattspitzenwirbel eines Rotors

Der Vergleich der Wirbeltrajektorien im Vorwärts- und Schwebeflug in Abb. 5.33 zeigt eine geringere Ausprägung des Instabilitätseffekts der Wirbelpaarung im Vorwärtsflug als im Schwebeflug. Während sich die Trajektorien der Blattspitzenwirbel der beiden Rotorblätter im Schwebeflug bereits ab einem Wirbelalter von 180° zu separieren beginnen, erfolgt dies im Vorwärtsflug erst ab einem Wirbelalter von etwa 360°. Der stabilisierende Effekt der seitlichen Anströmung beruht auf der zunehmenden Distanz zwischen benachbarten Blattspitzenwirbeln. Wie in der schematischen Darstellung in Abb. 5.34 illustriert, verringert sich durch die Zunahme des Abstands zwischen den benachbarten Blattspitzenwirbeln die induzierte Geschwindigkeit nach dem Biot-Savart-Gesetz, was wiederum zu einer Abnahme der Wechselwirkung zwischen den benachbarten Blattspitzenwirbeln führt, auf der Wirbelpaarung beruht. Dies wird durch numerische Untersuchungen von Chung et al. [22] bestätigt, die Simulationen an einem Zweiblattrotor durchführten und zeigten, dass die seitliche Anströmung eine stabilisierende Wirkung auf den Rotornachlauf hat und zur Unterdrückung der Wirbelpaarung führt. Ab einem Fortschrittsgrad von 0,5 trat in den Simulationen keine Wirbelpaarung auf.

In Abb. 5.35 werden die axiale Koordinate z_R und die radiale Koordinate x_R der detektierten Blattspitzenwirbel für den Vorwärtsflug mit einem Fortschrittsgrad von 0,05 separat analysiert. Die experimentell ermittelten Trajektorien werden mit einer modifizierten Version des Modells von Kocurek und Tangler [62] verglichen, das durch die Superposition des Modells im Schwebeflug mit der äußeren Anströmung entsteht. Da die Anströmung im Vorwärtsflug mit einem Neigungswinkel von 0° keine Komponente in z_R -Richtung aufweist, hat die Superposition mit der Anströmung im untersuchten Fall keinen Einfluss auf die axiale Position.

Die Trajektorien der vorne entstehenden Wirbel sind im Vorwärtsflug wie im Schwebeflug durch zwei Segmente mit unterschiedlichen, aber konstanten Sinkraten charakterisiert. Jedoch ist die Sinkrate bis zu einem Wirbelalter von $\Psi_W = 180^\circ$ kleiner als vom modifizierten Modell vorhergesagt. Im Gegensatz zu den vorne entstehenden Blattspitzenwirbeln sinken die am hinteren Rotorende erzeugten Wirbel mit einer



Abbildung 5.35: Axiale und radiale Koordinate der Blattspitzenwirbelposition des Rotors CAMcarbon Light 16 × 6 im Vorwärtsflug mit einer Geschwindigkeit von $V_{\infty} = 4.4 \text{ m/s}$ und einer Drehzahl $n = 4000 \text{ min}^{-1}$ ($\mu = 0.05$). Vergleich zwischen experimentellen Trajektorien und dem modifizierten empirischen Modell von Kucurek und Tangler

höheren und konstanten Geschwindigkeit ab. Für die radiale Koordinate stimmen die gemessenen Trajektorien mit dem modifizierten Modell von Kocurek und Tangler überein. Lediglich die vordere Wirbeltrajektorie weicht für $\Psi_W \ge 360^\circ$ von der Modellvorhersage ab, was auf die Strömungsblockage durch die Motorverkleidung zurückzuführen ist.

Die Unterschiede zwischen den experimentell ermittelten axialen Positionen der Wirbeltrajektorien und dem modifizierten Modell von Kocurek und Tangler haben zwei Ursachen. Zum einen wird das Wirbelsystem des Rotors im Vorwärtsflug deformiert, was zu einer Änderung der Interaktion zwischen den Blattspitzenwirbeln führt. Zum anderen ist die induzierte Geschwindigkeitsverteilung an der Rotorkreisscheibe im Vorwärtsflug im Gegensatz zum Schwebeflug inhomogen, was zu einer Änderung der Sinkgeschwindigkeit der Blattspitzenwirbel führt. Auf beide Einflüsse wird im Folgenden näher eingegangen.

Abbildung 5.34 zeigt schematisch die Änderung der Positionen der Blattspitzenwirbel im Rotornachlauf beim Übergang vom Schwebeflug in den Vorwärtsflug. Im Vorwärtsflug überlagert sich die nach unten gerichtete induzierte Geschwindigkeit mit der vertikalen Anströmgeschwindigkeit. Dies führt zu einer Verschiebung der Blattspitzenwirbel in x_R -Richtung. Dadurch nimmt, wie in Abb. 5.34 dargestellt, der Abstand benachbarter Wirbel in der vorderen Rotorhälfte zu und in der hinteren Rotorhälfte ab. Die Änderung der Wirbelpositionen beeinflusst Stärke und Richtung der Geschwindigkeit, mit der benachbarte Blattspitzenwirbel aufeinander einwirken. Durch den größeren Abstand der Wirbel der vorderen Trajektorie ist die Wechselwirkung benachbarter Wirbel im Vorwärtsflug schwächer als im Schwebeflug, was zu einem langsameren Absinken der Wirbel führt. Im Gegensatz dazu führt die Verringerung des Abstands der Blattspitzenwirbel im hinteren Bereich des Rotors zu einem schnelleren Absinken der Wirbel als im Schwebeflug.

Außerdem wird die axiale Geschwindigkeit der Blattspitzenwirbel von der Verteilung der induzierten Geschwindigkeit in der Rotorebene beeinflusst. Für Fortschrittsgrade $\mu \ge 0,15$ entwickelte Glauert [41] ein empirisches Modell zur Abschätzung des induzierten Durchflussgrads $\lambda_i = v_i/(\Omega R)$

$$\lambda_i = \lambda_0 (1 + k_x r \cos \Psi) \tag{5.6}$$

mit dem Durchflussgrad im Schwebeflug λ_0 und dem normierten Radius *r*. Der longitudinale Gradient des Durchflussgrads k_x hängt vom Flugzustand des Rotors ab. Empirische Formeln zur Berechnung des longitudinalen Gradienten k_x geben unter anderem Glauert [41] und Pitt und Peters [99] an. Wie in Abb. 5.36 dargestellt, liefert das Modell einen linearen Anstieg des induzierten Durchflussgrads entlang der x_R -Richtung. Dabei kann der Durchflussgrad und damit die induzierte Geschwindigkeit im vorderen Bereich der Rotorkreisscheibe negativ werden. Die nach hinten zunehmende induzierte Geschwindigkeit erklärt, warum die im vorderen Bereich des Rotors entstehenden Blattspitzenwirbel langsamer absinken als die im hinteren Bereich des Rotors entstehenden Blattspitzenwirbel.

Der Einfluss der Anströmung auf die Trajektorien der Blattspitzenwirbel hängt vom Fortschrittsgrad und dem Rotorneigungswinkel ab. Im Folgenden wird der



Abbildung 5.36: Lineares Modell zur Approximation der induzierten Geschwindigkeitsverteilung im Vorwärtsflug nach Glauert [41, 73]



Abbildung 5.37: Einfluss des Fortschrittsgrads μ auf die Trajektorien der Blattspitzenwirbel des Rotors CAMcarbon Light 16 × 6 bei einem Neigungswinkel von $\alpha = -10^{\circ}$

Einfluss des Fortschrittsgrads und des Rotorneigungswinkels auf die Trajektorien der Blattspitzenwirbel getrennt analysiert. Besonderes Augenmerk wird dabei auf die Untersuchung der Interaktion der vorne entstehenden Blattspitzenwirbel mit dem nachfolgenden Rotorblatt gelegt.

Einfluss des Fortschrittsgrads

Zur Untersuchung des Einflusses des Fortschrittgrads auf die Trajektorien der Blattspitzenwirbel wird das Strömungsfeld des Rotors für einen Rotorneigungswinkel von -10° und 10° bei unterschiedlichen Fortschrittsgraden untersucht. In Abb. 5.37 sind die detektierten Positionen der Blattspitzenwirbel für einen Rotorneigungswinkel von -10° und Fortschrittsgrade $0 \le \mu \le 0,22$ dargestellt. Mit zunehmendem Fortschrittsgrad verringert sich der Einfluss der induzierten Geschwindigkeit im Vergleich zur äußeren Anströmung, wodurch die Blattspitzenwirbel immer stärker der äußeren Strömung folgen und deshalb die Trajektorien zunehmend flacher in Bezug auf die Rotorebene verlaufen.

Des Weiteren macht Abb. 5.37 deutlich, dass im Schwebeflug ausgeprägte Umlenkung der Wirbeltrajektorie bei einem Wirbelalter von 180° mit zunehmendem Fortschrittsgrad schwächer wird. Mit zunehmendem Fortschrittsgrad verlagern sich



Abbildung 5.38: Einfluss des Fortschrittsgrads μ auf die Trajektorien der Blattspitzenwirbel des Rotors CAMcarbon Light 16 × 6 bei einem Neigungswinkel von $\alpha = 10^{\circ}$

die Blattspitzenwirbel weiter stromab. Aufgrund des größeren Abstands zum folgenden Rotorblatt nimmt die vom Folgeblatt auf die Blattspitzenwirbel induzierte axiale Geschwindigkeit ab.

In Abb. 5.38 sind die Trajektorien der Blattspitzenwirbel für einen Rotorneigungswinkel von 10° und Fortschrittsgrade $0 \le \mu \le 0,29$ dargestellt. Bei positiven Rotorneigungswinkeln hat die Anströmung eine Geschwindigkeitskomponente in positive z_R -Richtung, die der induzierten Geschwindigkeit des Rotors entgegengerichtet ist. Deshalb sinken die Blattspitzenwirbel generell bei einem Rotorneigungswinkel von 10° langsamer nach unten als bei -10° . Im Vorwärtsflug mit $\mu = 0,05$ sinken die Blattspitzenwirbel, die bei einem Rotorazimut von 180° entstehen, nur sehr langsam unter die Rotorebene. Aufgrund der räumlichen Nähe des Wirbels zur Rotorebene wird deshalb beim Passieren des nachfolgenden Rotorblattes eine größere vertikale Geschwindigkeit induziert. Dies führt dazu, dass die Trajektorie einen stärkeren Knick bei einem Wirbelalter von 180° aufweist.

Bei einem Fortschrittsgrad von 0,07 heben sich die induzierte Geschwindigkeit mit der axialen Komponente der äußeren Strömung gerade auf, sodass die Blattspitzenwirbel in der Rotorebene verbleiben. Beim Passieren des Folgeblattes trifft das Rotorblatt auf den Blattspitzenwirbel, der bei der Interaktion zerstört wird. Bei größeren Fortschrittsgraden ist die vertikale Komponente der Anströmung größer als die induzierte Geschwindigkeit im vorderen Bereich der Rotorkreisscheibe, sodass die Trajektorien der Blattspitzenwirbel oberhalb der Rotorebene verlaufen. Mit zunehmendem Fortschrittgrad folgen die Blattspitzenwirbel immer stärker der äußeren Strömung.

Die Blattspitzenwirbel, die hinten am Rotor ($x_R/R = 1$) entstehen, verhalten sich anders als die Blattspitzenwirbel, die vorne am Rotor ($x_R/R = -1$) entstehen. Aufgrund der höheren induzierten Geschwindigkeiten im hinteren Teil des Rotors (vgl. Abb. 5.36) bewegen sich die Wirbel bis zu einem Fortschrittsgrad von 0,21 nach unten. Erst beim größten untersuchten Fortschrittsgrad von 0,29 verlaufen die Trajektorien oberhalb der Rotorebene. Der Betriebsbereich des Rotors bei einem Neigungswinkel von 10° lässt sich somit in drei Strömungszustände einteilen. Für Fortschrittsgrade bis zu 0,05 wird der Rotor über die gesamte Rotorkreisscheibe von oben nach unten durchströmt. Im Übergangsbereich $0,11 \le \mu \le 0,21$ ändert sich die Richtung der Durchströmung der Rotorkreisscheibe. Während sich die vorderen Blattspitzenwirbel nach ihrer Entstehung nach oben bewegen, bewegen sich die hinteren Blattspitzenwirbel nach unten. In diesem Betriebsbereich kann es beim Durchtritt der Blattspitzenwirbel durch die Rotorebene zur Interaktion dieser mit den Rotorblättern kommen. Bei Fortschrittsgraden von $\mu \ge 0,29$ ist die Durchströmung des Rotors sowohl an der vorderen als auch an der hinteren Blattspitze nach oben gerichtet.

Einfluss des Rotorneigungswinkels

Für die Diskussion des Einflusses des Rotorneigungswinkels auf die Trajektorien der Blattspitzenwirbel werden die Trajektorien für Fortschrittsgrade von 0,05 und 0,11 betrachtet. In Abb. 5.39 sind die aus den BOS-Bildern detektierten Trajektorien der Blattspitzenwirbel für einen Fortschrittsgrad von 0,05 und alle untersuchten Rotorneigungswinkel dargestellt. Der Abstand der Blattspitzenwirbel von der Rotorebene nimmt für kleine Neigungswinkel schneller zu, da die vertikale Komponente der Anströmung mit zunehmendem Rotorneigungswinkel größer wird. Während sich für einen Rotorneigungswinkel von 10° die Wirbel nach ihrer Entstehung zunächst nur langsam von der Rotorebene entfernen, werden diese nach Passieren des Folgeblattes von diesem nach unten abgelenkt. Für einen höheren Rotorneigungswinkel von 20° verläuft die Trajektorie oberhalb der Rotorebene. Für diesen Neigungswinkel sind die Blattspitzenwirbel in den BOS-Aufnahmen nach dem Passieren des Folgeblattes nicht mehr zu sehen, was darauf schließen lässt, dass diese bei der Interaktion mit



Abbildung 5.39: Einfluss des Rotorneigungswinkels α auf die Trajektorien der Blattspitzenwirbel des Rotors CAMcarbon Light 16 × 6 bei einem Fortschrittsgrad von $\mu = 0.05$

dem Folgeblatt zerstört werden. Bei weiterer Erhöhung des Rotorneigungswinkels auf 30° verläuft die Trajektorie bis zu einem Wirbelalter von $\Psi_W = 197^\circ$ oberhalb der Rotorebene. Nach der Passage des darauffolgenden Rotorblattes setzt sich die Trajektorie ab einem Wirbelalter von $\Psi_W = 230^\circ$ unterhalb der Rotorebene fort. Dies zeigt, dass der Blattspitzenwirbel bei einem Rotorneigungswinkel von 30° nicht durch das folgende Rotorblatt zerstört wird, sondern dieses knapp oberhalb passiert und erst im Nachlauf des Rotorblatts unter die Rotorebene gedrückt wird.

In Abb. 5.40 sind die Trajektorien der Blattspitzenwirbel für einen Fortschrittsgrad von 0,11 dargestellt. Im Vergleich zum Fortschrittsgrad von 0,05 ist die axiale Komponente der äußeren Strömung größer, sodass der Einfluss des Rotorneigungswinkels stärker ist und die Trajektorien weiter auseinander liegen. Für einen Fortschrittsgrad von 0,11 liegt die Trajektorie bereits für einen Neigungswinkel von 10° oberhalb der Rotorebene, während dies bei einem Fortschrittsgrad von 0,05 erst bei einem höheren Neigungswinkel von 20° beobachtet werden konnte. Für negative Rotorneigungswinkel treffen die Wirbel im Nachlauf auf die Verkleidung des Motors und folgen deren Kontur. Im Gegensatz zur Interaktion mit den Rotorblättern werden die Blattspitzenwirbel bei der Interaktion mit der Verkleidung nicht zerstört.



Abbildung 5.40: Einfluss des Rotorneigungswinkels α auf die Trajektorien der Blattspitzenwirbel des Rotors CAMcarbon Light 16 × 6 bei einem Fortschrittsgrad von $\mu = 0,11$

5.2.3 Strömungsfeld mit PIV

Um den Einfluss des Rotorneigungswinkels und der Anströmgeschwindigkeit auf das Strömungsfeld von Kleinrotoren zu untersuchen, wurden PIV-Messungen für den Rotor CAMcarbon Light 16×6 durchgeführt. Dabei wurde das Strömungsfeld für die Rotorneigungswinkel -10° und $+10^{\circ}$ sowie Anströmgeschwindigkeiten V_{∞} von 3,6 m/s bis 12,7 m/s bei einer Rotordrehzahl von 4000 min⁻¹ untersucht. Die über alle Rotorazimut gemittelten Geschwindigkeitsfelder für die niedrigste Anströmgeschwindigkeit 3,6 m/s ($\mu = 0,04$) und die höchste Anströmgeschwindigkeit 12,7 m/s ($\mu = 0,15$) sowie für die Rotorneigungswinkel -10° und $+10^{\circ}$ sind in Abb. 5.41 dargestellt. Die Projektion der Rotorkreisscheibe auf die Lichtschnittebene wird durch einen Kreis repräsentiert. Die Farben in der Darstellung zeigen die Geschwindigkeiten v_z senkrecht zur PIV-Ebene an, während die Vektoren die Geschwindigkeitskomponenten innerhalb der PIV-Ebene darstellen.

Bei einer Anströmgeschwindigkeit von 3,6 m/s erfolgt eine deutliche Abgrenzung der Stromröhre des Rotors von der freien Anströmung, die sich durch hohe Geschwindigkeiten senkrecht zur Lichtschnittebene von bis zu 13 m/s auszeichnet. Aufgrund des Abstands von 14 mm zwischen Rotorebene und Lichtschnittebene ($z_R/R = 0,07$)



Abbildung 5.41: Einfluss der Anströmgeschwindigkeit V_{∞} und des Rotorneigungswinkels α auf das mittlere Geschwindigkeitsfeld des Rotors CAMcarbon Light 16 × 6 in der PIV-Ebene 14 mm unterhalb der Rotorebene

ist die Stromröhre in der Lichtschnittebene bereits kontrahiert und weist deshalb einen kleineren Querschnitt auf als die Rotorkreisscheibe (vgl. Visualisierung der Blattspitzenwirbel mit BOS in Abb. 5.37 und Abb. 5.38). Die Strahlkontraktion ist dabei für einen Rotorneigungswinkel von $+10^{\circ}$ stärker ausgeprägt als für -10° . Durch die seitliche Anströmung ist der Mittelpunkt der Stromröhre gegenüber der Rotorachse stromabwärts verschoben.

Bei einer Anströmgeschwindigkeit von 12,7 m/s weist der Nachlauf des Rotors im Gegensatz zum langsameren Vorwärtsflug keine deutlich abgegrenzte Stromröhre auf. Durch die höheren Anströmgeschwindigkeit entfernen sich die Blattspitzenwirbel in einem flacheren Winkel von der Rotorebene. Dies führt zu einem gestreckten Rotornachlauf stromabwärts des Rotors.

Als nächstes werden die vertikalen Geschwindigkeitsverteilungen des Strömungsfelds aller untersuchter Anströmgeschwindigkeiten miteinander verglichen. In Abb. 5.42 (a) und (b) ist die Geschwindigkeit v_z senkrecht zur Lichtschnittebene für die beiden untersuchten Rotorneigungswinkel -10° und $+10^{\circ}$ quer zur Strömung



Abbildung 5.42: Einfluss der Anströmgeschwindigkeit V_{∞} und des Rotorneigungswinkels α auf die mittlere Geschwindigkeit senkrecht zur Lichtschnittebene quer (x = 0 mm) und längs (y = 0 mm) der Strömung

im Schnitt $x_R = 0$ mm dargestellt. Aufgrund der höheren Relativgeschwindigkeiten am vorlaufenden Blatt im Vergleich zum rücklaufenden Blatt ist der Auftrieb des starren Rotors auf der vorlaufenden Rotorseite höher als auf der rücklaufenden Rotorseite, weshalb es auf der vorlaufenden Seite zu einem stärkeren Abwind als auf der rücklaufenden Seite kommt. Mit zunehmender Anströmgeschwindigkeit nimmt die Asymmetrie der Auftriebsverteilung und damit die Asymmetrie der Abwindgeschwindigkeit zwischen vor- und rücklaufender Seite zu. Dabei ist der Einfluss der Anströmgeschwindigkeit auf der rücklaufenden Seite bei einer Rotorneigung von $+10^\circ$ stärker als bei -10° . Bedingt durch die Blattspitzenwirbel an der vor- und rücklaufenden Seite kommt es bei $y_R = -200$ mm und $y_R = 200$ mm zu positiven Vertikalgeschwindigkeiten.

In Abb. 5.42 (c) und (d) ist die Geschwindigkeit v_z senkrecht zur Lichtschnittebene für die untersuchten Anströmgeschwindigkeiten längs der Strömung im Schnitt $y_R = 0$ mm dargestellt. Mit zunehmender Geschwindigkeit verschiebt sich die Stromröhre stromabwärts. Bei einem Neigungswinkel von $+10^{\circ}$ kommt es am vorderen Rand der Stromröhre zwischen x = -150 mm und x = -70 mm zu einer Änderung des Geschwindigkeitsgradienten. Die Änderung der Gradienten verlagert sich mit zunehmender Geschwindigkeit stromab. Der Vergleich mit den Trajektorien der Blattspitzenwirbel in Abb. 5.38 zeigt, dass der Knick in der Geschwindigkeitsverteilung mit der Position der vorderen Blattspitzenwirbel beim Passieren des Folgeblattes, die im vorderen Bereich des Rotors entstehen, zusammenfällt. Wie mithilfe der Auswertung der BOS-Bilder gezeigt werden konnte, bleiben die Blattspitzenwirbel für Neigungswinkel von $+10^{\circ}$ bis zu einem Wirbelalter von 180° in der Nähe der Rotorebene. Bis zu diesem Wirbelalter induzieren die Blattspitzenwirbel stromauf eine nach oben gerichtete Geschwindigkeit in der Rotorebene.

Da sich das Wirbelsystem im Vorwärtsflug durch die Anströmung mit zunehmender Geschwindigkeit in einem immer flacheren Winkel nach hinten verlagert, wird das Strömungsfeld hinter dem Rotor (y > 200mm) immer stärker durch dieses beeinflusst. Im untersuchten Bereich hinter dem Rotor ist die Geschwindigkeit senkrecht zur Lichtschnittebene negativ und annähernd konstant. Bei einer Rotorneigung von -10° ist die Geschwindigkeit senkrecht zur Lichtschnittebene umso kleiner, je größer die Anströmgeschwindigkeit ist. Bei einer Rotorneigung von $+10^{\circ}$ gilt diese Tendenz bis zu einer Anströmgeschwindigkeit von 7,3 m/s. Für höhere Anströmgeschwindigkeiten nimmt die Geschwindigkeit senkrecht zur Lichtschnittebene wieder zu. Die Zunahme der Geschwindigkeit senkrecht zur Rotorebene ist darauf zurückzuführen, dass der Rotornachlauf bei großen Anströmgeschwindigkeiten oberhalb der PIV-Ebene verläuft.

In Abb. 5.43 werden die Geschwindigkeiten für drei Anströmgeschwindigkeiten aus den PIV-Messungen mit UPM-Simulationen verglichen. Die Ergebnisse der Simulation stimmen gut mit der Messung überein. Lediglich der Gradient des Übergangs zwischen Stromröhre und Außenströmung ist in der Messung größer als in der Simulation. Dies weist darauf hin, dass der Wirbelkernradius der Blattspitzenwirbel in der Simulation überschätzt wurde und deshalb im Experiment räumlich konzentrierter ist als in der Simulation. Ein Vorteil der Simulation gegenüber der Messung besteht darin, dass die Geschwindigkeiten nahe der Rotorachse abgeschätzt werden können, wo aufgrund von Abschattungen und Reflexionen keine Informationen aus den PIV-Messungen vorliegen. Zur Mitte der Stromröhre hin nehmen die Abwindgeschwindigkeiten aufgrund des geringeren Auftriebs, den die Rotorblätter durch die kleineren Relativgeschwindigkeiten in der Nähe der Rotornabe erzeugen, ab. Zusätzlich induziert der Wirbel, der sich an der Blattwurzel bildet, im inneren Bereich der Stromröhre eine nach oben gerichtete Geschwindigkeit.



Abbildung 5.43: Vergleich der mit PIV gemessenen und mit UPM berechneten Geschwindigkeit v_z senkrecht zur Lichtschnittebene längs der Strömung (y = 0 mm)

Abbildung 5.44 zeigt die mit UPM simulierte Geschwindigkeitsverteilung in der PIV-Ebene sowie die Wirbelpartikel, die sich oberhalb der PIV-Ebene befinden. In Abb. 5.45 ist das Wirbelsystem mit Blickrichtung entgegen der Anströmung dargestellt. Aus den beiden Perspektiven wird deutlich, dass bei einer Neigung des Rotors um -10° die Wirbel nach ihrer Entstehung unter die PIV-Ebene absinken. Im Gegensatz dazu bleiben die Wirbel für einen Rotorneigungswinkel von $+10^{\circ}$ in der Nähe der Rotorebene. Dies spiegelt die Ergebnisse der BOS-Messungen wider (vgl. Abb. 5.40). Die Blattspitzenwirbel, die seitlich an der vor- und rücklaufenden Seite des Rotors entstehen, rollen sich zu kegelförmigen Randwirbeln auf. Während das Aufrollen auf der vorlaufenden Seite zu einem kompakten Wirbel führt, bildet sich auf der rücklaufenden Seite ein Wirbelkegel mit größerem Durchmesser aus. Abbildung 5.45 zeigt, dass sich der aufgerollte Wirbel auf der rücklaufenden Seite oberhalb der Rotorebene befindet, während der Randwirbel auf der vorlaufenden Seite auf Höhe der Rotorebene liegt. Die unterschiedliche Lage des Randwirbels auf den beiden Seiten ist auf den stärkeren Abwind auf der vorlaufenden Seite des Rotors zurückzuführen. Insgesamt ergibt sich eine hufeisenförmige Wirbelstruktur, die den Wirbelschleppen eines Tragflügels ähnelt. Ein Aufrollen der Blattspitzenwirbel auf der vor- und rücklaufenden Rotorseite konnte unter anderem experimentell durch Rauchvisualisierungen von Ghee und Elliott [40] und numerisch von Tan und Wang [124] nachgewiesen werden.

Mit Kenntnis der Wirbelstruktur können die in Abb. 5.46 dargestellten Geschwindigkeitsfelder in der PIV-Ebene interpretiert werden. Für $\alpha = -10^{\circ}$ liegen die Randwirbel des Rotors unterhalb der PIV-Ebene und induzieren in der PIV-Ebene hinter



Abbildung 5.44: Mit UPM berechnetes Geschwindigkeitsfeld bei einer Anströmgeschwindigkeit von $V_{\infty} = 12,7 \text{ m/s}$, einem Rotorazimut von $\Psi = 0^{\circ}$ und einem Rotorneigungswinkel von $\alpha = -10^{\circ}$ bzw. $\alpha = +10^{\circ}$. Die Wirbelpartikel des Nachlaufs sind durch Punkte visualisiert.



Abbildung 5.45: Mit UPM simulierte Wirbelstruktur des Rotornachlaufs bei einer Anströmgeschwindigkeit von $V_{\infty} = 12,7 \text{ m/s}$ und einem Rotorneigungswinkel von $\alpha = -10^{\circ}$ bzw. $\alpha = +10^{\circ}$. Zusätzlich ist die Rotorebene (—) und die Lichtschnittebene (—) eingezeichnet.

dem Rotor eine zur Mittelachse ($y_R = 0 \text{ mm}$) gerichtete Geschwindigkeitskomponente. Für einen Rotorneigungswinkel von $+10^\circ$ befindet sich der Randwirbel des Rotors auf der rücklaufenden Seite oberhalb der PIV-Ebene, sodass von diesem in der PIV-Ebene eine von der Mittelachse weg gerichtete Geschwindigkeitskomponente induziert wird. Da, wie in Abb. 5.45 gezeigt, der Randwirbel auf der vorlaufenden Seite näher an der PIV-Ebene liegt, sind die durch diesen Wirbel verursachten Geschwindigkeiten in der PIV-Ebene größer als auf der rücklaufenden Seite. Für $x_R < 250 \text{ mm}$ weisen die Geschwindigkeitsvektoren auf der vorlaufenden Seite von der Mittelachse



Abbildung 5.46: Geschwindigkeitsfeld des Rotors CAMcarbon Light 16×6 bei einem Rotorazimut von $\Psi = 0^{\circ}$, einer Anströmgeschwindigkeit von $V_{\infty} = 12,7$ m/s, und einem Rotorneigungswinkel von $\alpha = -10^{\circ}$ bzw. $\alpha = +10^{\circ}$

weg und ändern für $x_R \ge 250$ mm ihre Richtung hin zur Mittelachse. Die Änderung der Richtung zeigt an, dass der Randwirbel auf der vorlaufenden Rotorseite bei $x_R = 250$ mm von oben nach unten durch die PIV-Ebene tritt.

Zur Visualisierung der Wirbelstruktur im Rotornachlauf eignet sich die Rotation des Geschwindigkeitsfelds $\omega_z = \frac{\partial v_y}{\partial x} + \frac{\partial v_x}{\partial y}$. Diese ist in Abb. 5.47 und Abb. 5.48 für eine Rotorneigung von -10° und $+10^{\circ}$ dargestellt. Für eine Neigung von -10° sind die Blattspitzenwirbel im Rotornachlauf deutlich erkennbar und heben sich von der Umgebung ab. Da sich die Blattspitzenwirbel schnell von der PIV-Ebene entfernen, sind diese nur bis zu einem Wirbelalter von $\Psi_W = 180^\circ$ sichtbar. Des Weiteren ist hinter den beiden Rotorblättern der Durchgang der Scherschicht durch die PIV-Ebene zu erkennen. Für eine Rotorneigung von +10° ist in der vorderen Rotorhälfte ein Blattspitzenwirbel zu erkennen. Wie die BOS-Messungen und die UPM-Simulation zeigen, wandern die im vorderen Bereich des Rotors erzeugten Blattspitzenwirbel nach oben, interagieren mit dem nachfolgenden Blatt und werden bei der Interaktion zerstört. Deshalb ist der Blattspitzenwirbel bei einer Rotorneigung $von + 10^{\circ}$ nur diffus zu sehen. An den Seiten hinter dem Rotor sind die Randwirbel zu sehen, die durch Aufrollen der Blattspitzenwirbel entstehen. Da wie in Abb. 5.45 (b) gezeigt wurde, der Randwirbel auf der vorlaufenden Seite näher an der PIV-Ebene liegt, ist dieser in der Rotation des Strömungsfeldes stärker ausgeprägt als auf der rücklaufenden Seite. Innerhalb des konischen Randwirbels sind die Durchgänge der einzelnen Blattspitzenwirbel, aus denen der Randwirbel besteht, durch die PIV-Ebene zu erkennen. Hinter dem Rotormast ist der turbulente Nachlauf der Rotorwelle zu erkennen.



Abbildung 5.47: Rotation des Geschwindigkeitsfelds des Rotors CAMcarbon Light 16×6 bei einem Rotorazimut von $\Psi = 90^{\circ}$, einer Anströmgeschwindigkeit von $V_{\infty} = 8,9$ m/s und einem Neigungswinkel von $\alpha = -10^{\circ}$



Abbildung 5.48: Rotation des Geschwindigkeitsfelds des Rotors CAMcarbon Light 16×6 bei einem Rotorazimut von $\Psi = 90^{\circ}$, einer Anströmgeschwindigkeit von $V_{\infty} = 9,2 \text{ m/s}$ und einem Neigungswinkel von $\alpha = 10^{\circ}$

5.2.4 Akustik

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der akustischen Messungen im Vorwärtsflug vorgestellt. Der Schwerpunkt der Analyse liegt dabei auf der Untersuchung der Schallentstehungsmechanismen des Rotors CAMcarbon Light 16×6 bei einer Rotordrehzahl von 4000 min⁻¹. Abbildung 5.49 zeigt die Quellkarten für unterschiedliche Kombinationen aus Rotorneigungswinkel und Anströmgeschwindigkeit für das Oktavband 4 - 8 kHz. Weil die Leistungsgrenze des Motors erreicht wurde, konnten für hohe Anströmgeschwindigkeiten und große Rotorneigungswinkel keine Messungen durchgeführt werden. Die Quellkarten zeigen, dass grundsätzlich die Schallemission aufgrund der höheren relativen Anströmgeschwindigkeiten auf der vorlaufenden Rotorseite um bis zu 10 dB stärker ist als auf der rücklaufenden Seite. Des Weiteren zeigen die Quellkarten, dass die Emission von Breitbandlärm stark vom Rotorneigungswinkel und der Anströmgeschwindigkeit abhängt. Im Folgenden werden die Schallentstehungsmechanismen, die zur Änderung der Schallemission bei Erhöhung des Neigungswinkels und der Anströmgeschwindigkeit führen, getrennt untersucht.

Abschließend wird analysiert, ob die Schallentstehungsmechanismen, die beim Rotor CAMcarbon Light 16×6 unter Variation des Neigungswinkels und der Anströmgeschwindigkeit auftreten, spezifisch für diesen Rotor sind oder auch bei anderen Kleinrotoren mit anderer Blattgeometrie und Blattzahl beobachtet werden können. Dazu werden die Quellkarten des Rotors CAMcarbon Light 16×6 mit denen des Rotors CF125-TP, der sich sowohl in der Blattgeometrie als auch in der Blattzahl vom Rotor CAMcarbon Light 16×6 unterscheidet, verglichen.

Einfluss des Rotorneigungswinkels

Im Folgenden wird der Einfluss des Rotorneigungswinkels auf die Schallemission untersucht. Dazu werden die akustischen Messungen, die bei einer Anströmgeschwindigkeit von 4,4 m/s und Neigungswinkeln zwischen für -10° und 30° durchgeführt wurden, analysiert. Des Weiteren werden zur Untersuchung des Schallentstehungsmechanismus zusätzlich UPM-Simulationen und BOS-Messungen (vgl. Kap. 5.2.2) herangezogen.

In Abb. 5.50 sind die Schallleistungsdichtespektren des bei Neigungswinkeln zwischen -10° und 30° emittierten Schalls dargestellt. Die Abbildung verdeutlicht, dass der Neigungswinkel sowohl die tonalen als auch die breitbandigen Komponenten des Schalls beeinflusst. Für alle Rotorneigungswinkel tritt die höchste Schallemission bei der Blattfolgefrequenz des Rotors auf. Mit Zunahme des Neigungswinkels von -10° auf 30° nimmt der Schalldruckpegel der Blattfolgefrequenz leicht zu. Der







Abbildung 5.50: Schallleistungsdichtespektrum des Rotors CAMcarbon Light 16×6 im Vorwärtsflug bei einer Drehzahl von $n = 4000 \text{ min}^{-1}$, einer Anströmgeschwindigkeit von $V_{\infty} = 4,4 \text{ m/s}$ und variierendem Rotorneigungswinkel α , aufgenommen mit einem Mikrofon des Arrays (x = 0,017 m, y = 0,764 m, z = -1,35 m), Frequenzauflösung $\Delta f = 10 \text{ Hz}$

Schalldruckpegel der Harmonischen der Blattfolgefrequenz steigt mit zunehmendem Neigungswinkel um bis zu 15 dB an.

Abbildung 5.50 zeigt, dass der Breitbandlärm vor allem für höhere Frequenzen eine Rolle spielt. Mit zunehmendem Neigungswinkel nimmt der Schalldruckpegel des Breitbandlärms um bis zu 20 dB bei einem Neigungswinkel von 30° zu. Die größte Zunahme erfolgt dabei bei der Erhöhung des Neigungswinkels von 10° auf 20°. Für die Neigungswinkel $\alpha \ge 20^\circ$ ist der Breitbandlärm bereits ab einer Frequenz von 1 kHz lauter als der tonale Lärm.

Um die Zunahme des Breitbandlärms bei Erhöhung des Rotorneigungswinkels weiter zu untersuchen, werden die akustischen Quellkarten für das Frequenzband 4 - 8 kHz in Abb. 5.51 betrachtet. Der Vergleich der Quellkarten zeigt, dass bei Erhöhung des Neigungswinkels ab 0° ein Schallentstehungsgebiet im vorderen Teil der Rotorkreisscheibe entsteht. Mit zunehmendem Neigungswinkel wird das Schallentstehungsgebiet lauter und dehnt sich zu einem sichelförmigen Quellgebiet aus. Ab einem Neigungswinkel von 10° befinden sich die Maxima des Quellgebiets seitlich



Abbildung 5.51: Akustische Quellkarten des Rotor CAMcarbon Light 16×6 im Vorwärtsflug bei einer Drehzahl von 4000 min⁻¹, einer Anströmgeschwindigkeit von $V_{\infty} = 4.4$ m/s und verschiedenen Rotorneigungswinkeln α für das Oktavband 4 - 8 kHz. Die mit UPM ermittelten Positionen der Blattspitzenwirbel beim Durchlauf der Rotorebene sind in grau dargestellt.

auf der vor- und rücklaufenden Rotorseite.

Sowohl die Zunahme des tonalen Lärms als auch des Breitbandlärms deuten darauf hin, dass eine grundlegende Änderung der Rotorströmung bei Erhöhung des Rotorneigungswinkels stattfindet. Durch die Änderung des Neigungswinkels kommt es zu einer Erhöhung des effektiven Anstellwinkels an den Rotorblättern. Abbildung 5.52 zeigt den mit UPM berechneten effektiven Anstellwinkel der Rotorblätter über die Rotorkreisscheibe für Neigungswinkel von -10° bis 30° . Die größten Anstellwinkel treten an der Blattspitze zwischen 135° und 270° Azimut auf und nehmen mit steigendem Neigungswinkel bis auf 8° zu. Simulationen mit XFOIL zeigen, dass es bei diesen Anstellwinkeln bei stationärer Strömung nicht zur Strömungsablösung kommt.



Abbildung 5.52: Mit UPM berechneter lokaler Anstellwinkel des Rotor CAMcarbon Light 16 × 6 im Vorwärtsflug bei einer Drehzahl von $n = 4000 \text{ min}^{-1}$, einer Anströmgeschwindigkeit von $V_{\infty} = 4.4 \text{ m/s}$ und verschiedenen Rotorneigungswinkeln α

Die Zunahme der Schallemission mit zunehmendem Rotorneigungswinkel könnte auf eine Wechselwirkung der Blattspitzenwirbel im Rotornachlauf mit den Rotorblättern zurückzuführen sein. Mit steigendem Rotorneigungswinkel nimmt die zur Rotorebene senkrechte Komponente der Anströmung zu, was dazu führt, dass die Blattspitzenwirbel in der Nähe der Rotorebene bleiben und mit den nachfolgenden Rotorblättern interagieren. Um zu untersuchen ob dieser Schallentstehungsmechanismus beim untersuchten Kleinrotor für die Zunahme der Schallemission bei steigendem Rotorneigungswinkel verantwortlich ist, wird die Lage der Blattspitzenwirbel und der Wirbelschicht im Rotornachlauf untersucht.

Abbildung 5.39 zeigt die Trajektorien der Blattspitzenwirbel für die untersuchten Rotorneigungswinkel bei einer Anströmgeschwindigkeit von 4,4 m/s. Mit zunehmendem Neigungswinkel wird der vertikale Abstand zwischen dem Nachlauf der Rotorblätter, insbesondere der Blattspitzenwirbel, die vorne am Rotor entstehen, und der Rotorebene mit zunehmendem Neigungswinkel bis zu 10° kleiner. Die Verringerung dieses Abstands erhöht die Turbulenz der Zuströmung, was zur Erzeugung von turbulenzinduziertem Rotorlärm führt und den moderaten Anstieg der breitbandigen Lärmquelle zwischen -10° und 10° erklärt (vgl. Abb. 5.50 und Abb. 5.51). Wie Abb. 5.39 zeigt, kommt es ab einer Rotorneigung von 20° zur Interaktion der vorderen Blattspitzenwirbel mit dem folgenden Rotorblatt, bei dem die Blattspitzenwirbel zerstört werden. Dabei stimmen die mithilfe der BOS-Aufnahmen ermittelten Positionen der Blatt-Wirbel-Interaktion im Schnitt $y_R = 0$ mm mit der Position der Lärmquelle in den Quellkarten in Abb. 5.51 überein. Akustisch führt die Interaktion zur Zunahme der Schalldruckpegel der Harmonischen der Blattfolgefrequenz und des Breitbandlärms (siehe Abb. 5.50). Sowohl die Zunahme des tonalen als auch des breitbandigen Lärms ist typisch für Blatt-Wirbel-Interaktionslärm [148].

Die Analyse des Wirbelsystems mit BOS ermöglicht Aussagen über die Trajektorien der Blattspitzenwirbel, die sich im Schnitt $y_R = 0$ mm befinden. Um die Position der Blatt-Wirbel-Interaktion in der gesamten Rotorebene zu bestimmen, wird das Wirbelsystem des Nachlaufs mit UPM simuliert. Die mit UPM berechneten Positionen der Blattspitzenwirbel des Rotornachlaufs, die in der Rotorebene liegen, sind in den Quellkarten in Abb. 5.51 eingezeichnet. Ab einem Neigungswinkel von 0° passieren die Blattspitzenwirbel die Rotorebene auf einem Kreisbogen im vorderen Bereich des Rotors. Dabei stimmen die Positionen des Wirbeldurchgangs durch die Rotorebene mit der Lage des sichelförmigen akustischen Quellgebiets überein. Dies verdeutlicht, dass es sich bei der dominanten breitbandigen Schallquelle um Blatt-Wirbel-Interaktionslärm handelt.

Abbildung 5.53 stellt die akustischen Quellkarten im Blattsystem für das Oktavband 4 - 8 kHz dar. Für alle untersuchten Rotorneigungswinkel befindet sich die dominante Schallquelle an der Hinterkante der Rotorblätter. Für einen Rotorneigungswinkel von -10° findet keine Blatt-Wirbel-Interaktion statt und die dominante Schallquelle liegt wie im Schwebeflug bei 80 % des Rotorradius. Für größere Rotorneigungswinkel, bei denen Blatt-Wirbel-Interaktion stattfindet, liegt die dominante Schallquelle weiter innen bei 70 % des Rotorradius. Wie die Wirbeltrajektorien in Abb. 5.39 zeigen, findet die Blatt-Wirbel-Interaktion mit dem Folgeblatt ebenfalls bei 70 % des Rotorradius statt.

Im Folgenden werden die spektralen Eigenschaften des vom Rotor emittierten Breitbandlärms untersucht. Dazu wird das Zeitsignal, das durch Fokussierung des Arrays auf die Schallquelle an der Hinterkante des Rotorblatts bei 80 % des Rotorradius berechnet wurde, analysiert. Im rotierenden Bezugssystem ist das Zeitsignal frei von den tonalen Beiträgen des Dicken- und Belastungslärms, sodass der am Rotorblatt erzeugte Breitbandlärm vom tonalen Rotationslärm entkoppelt analysiert werden kann.



Abbildung 5.53: Akustische Quellkarten des Rotor CAMcarbon Light 16×6 im Vorwärtsflug bei einer Drehzahl von $n = 4000 \text{ min}^{-1}$, einer Anströmgeschwindigkeit von $V_{\infty} = 4.4 \text{ m/s}$ und verschiedenen Rotorneigungswinkeln α im Blattkoordinatensystem für das Oktavband 4 - 8 kHz.



Abbildung 5.54: Schallleistungsdichtespektrum des mittels Beamforming berechneten akustischen Signals an der Blatthinterkante des Rotors CAMcarbon Light 16×6 bei 80 % des Rotorradius, einer Drehzahl von $n = 4000 \text{ min}^{-1}$, einer Anströmgeschwindigkeit von $V_{\infty} = 4.4 \text{ m/s}$ und verschiedenen Rotorneigungswinkeln α



Abbildung 5.55: Abhängigkeit des Schalldruckpegels der dominanten Quelle für Breitbandlärm vom Rotorazimut Ψ und der Rotorneigung α . Dargestellt ist der Schalldruckpegel im Frequenzband 1 - 12 kHz. Der Analyse liegen die mittels Beamforming berechneten Zeitsignale für die akustische Quelle an der Blatthinterkante bei 80 % des Rotorradius zugrunde.

Abbildung 5.54 zeigt die Leistungsdichtespektren der Schallquelle an der Hinterkante für die verschiedenen Neigungswinkel des Rotors. Mit zunehmendem Neigungswinkel nimmt der Breitbandlärm an der untersuchten Quellposition aufgrund der Blatt-Wirbel-Interaktion zu. Bei einem Neigungswinkel von 10° weist der Breitbandlärm ein Maximum bei 2500 Hz auf, das sich mit zunehmendem Neigungswinkel zu tieferen Frequenzen verschiebt.

Die Abhängigkeit des Schalldruckpegels des Breitbandlärms vom Rotorazimut wird in Abb. 5.55 dargestellt. Die Abbildung zeigt den Schalldruckpegel der Schallquelle bei 80 % des Rotorradius für das Frequenzband 1 - 12 kHz in Abhängigkeit vom Rotorazimut. Bei einer Rotorneigung von -10° , bei der keine Blatt-Wirbel-Interaktion auftritt, variiert der Schalldruckpegel über den Rotorazimut zwischen 53 dB und 62 dB. Bei größeren Rotorneigungswinkeln kommt es wie oben gezeigt im



Abbildung 5.56: Spektrogramm des von der dominanten Schallquelle für Breitbandlärm emittierten Signals für einen Neigungswinkel von $\alpha = 30^{\circ}$. Der Analyse liegen die mittels Beamforming berechneten Zeitsignale für die akustische Quelle an der Blatthinterkante bei 80 % Rotorradius zugrunde.

vorderen Rotorbereich zur Blatt-Wirbel-Interaktion. Dies äußert sich in einer Zunahme des Schalldruckpegels zwischen 30° und 330° Rotorazimut auf bis zu 77 dB an. Dabei ist die Zunahme auf der vorlaufenden Seite ($\Psi = 90^{\circ}$) und der rücklaufenden Seite ($\Psi = 270^{\circ}$) am ausgeprägtesten. Im hinteren Bereich des Rotors, wo keine Blatt-Wirbel-Interaktion stattfindet, hat die Erhöhung des Neigungswinkels keinen Einfluss auf den Schalldruckpegel.

Für einen Neigungswinkel von 30° zeigt Abb. 5.56 das Spektrogramm der Schallquelle bei 80% des Rotorradius über eine Rotorumdrehung. Das Spektrogramm zeigt, dass der Schalldruckpegel für alle Frequenzen zwischen 1 kHz und 12 kHz gleichermaßen vom Rotorazimut abhängt.

Abschließend wird untersucht, wie stark sich die Schallemissionen der beiden Rotorblätter voneinander unterscheiden. Abbildung 5.57 zeigt die Schalldruckpegel der Schallquellen bei 80 % des Rotorradius der beiden Rotorblätter für einen Rotorneigungswinkel von 30°. Die Abbildung zeigt, dass sich die Emission von Breitbandlärm der beiden Rotorblätter über den gesamten Rotorazimut nur marginal unterscheidet.

Zusammenfassend konnte gezeigt werden, dass sowohl die tonale als auch die



Abbildung 5.57: Vergleich der Schallemission an der Hinterkante der beiden Rotorblätter für einen Neigungswinkel von $\alpha = 30^{\circ}$. Dargestellt ist der Schalldruckpegel im Frequenzband 1 - 12 kHz. Der Analyse liegen die mittels Beamforming berechneten Zeitsignale für die akustischen Quellen an der Blatthinterkante bei 80 % Rotorradius der beiden Rotorblätter zugrunde.

breitbandige Schallemission des untersuchten CAMcarbon Light 16×6 Rotors bei einer Anströmgeschwindigkeit von 4,4 m/s stark vom Rotorneigungswinkel abhängt. Als Schallentstehungsmechanismus konnte Blatt-Wirbel-Interaktionslärm identifiziert werden. Die Visualisierung der Blattspitzenwirbel mit BOS und UPM haben gezeigt, dass sich der Abstand zwischen Blattnachlauf und Rotorebene mit zunehmendem Neigungswinkel verringert. Ab einem Neigungswinkel von 0° kommt es zur Interaktion des Blattnachlaufs, insbesondere des Blattspitzenwirbels, mit dem folgenden Rotorblatt. Dabei kommt es zur Ausbildung eines sichelförmigen Schallentstehungsgebiets im vorderen Bereich des Rotors. Die Interaktion findet bei 70 % des Rotorradius statt.

Einfluss der Anströmgeschwindigkeit

Wie die Übersicht der akustischen Quellkarten in Abb. 5.49 zeigt, hängt die Emission von Breitbandlärm wesentlich von der Fluggeschwindigkeit ab. Grundsätzlich nimmt die Emission des untersuchten Rotors mit zunehmender Fluggeschwindigkeit zu. Dies steht in Übereinstimmung mit der theoretischen Erwartung, da die Schallentstehungsmechanismen des Profillärms mit der Relativgeschwindigkeit zwischen Rotorblatt und Fluid skalieren (siehe Kap. 2.2.2). Der Einfluss der Anströmgeschwindigkeit ist besonders stark bei einem Rotorneigungswinkel von 0° und 10°. Bei diesen Neigungswinkeln entstehen mit zunehmender Anströmgeschwindigkeit zwei markante Schallentstehungsgebiete auf der vor- und rücklaufenden Rotorseite. Die folgende Analyse fokussiert sich auf die Untersuchung der Entstehung dieser beiden Gebiete. Dies erfolgt anhand der akustischen Messungen, die bei einem Rotorneigungswinkel von 10° aufgenommen wurden. Für die Interpretation der akustischen Quellkarten ist ein Verständnis der aerodynamischen Vorgänge am Rotor hilfreich. Dazu werden PIV-Messungen, die bei diesem Rotorneigungswinkel durchgeführt wurden, herangezogen.

Der Einfluss der Anströmgeschwindigkeit auf die Schallemission des Rotors CAMcarbon Light 16×6 bei einem Rotorneigungswinkel von 10° geht aus den spektralen Schallleistungsdichtespektren in Abb. 5.58 hervor. Die Abbildung zeigt die Spektren für Anströmgeschwindigkeiten zwischen 0 m/s und 9,5 m/s. Wie bereits in Kap. 5.1.4 diskutiert, sind die Harmonischen der Blattfolgefrequenz im Schwebeflug bis zu einer Frequenz von 6 kHz im Schallleistungsdichtespektrum sichtbar. Die hohen Pegel der Harmonischen wurden auf Asymmetrien im Versuchsaufbau und der sich im Plenum ausbildenden Rezirkulation der Strömung zurückgeführt. Bereits bei einer seitlichen Anströmung mit einer Geschwindigkeit von 4,4 m/s wird die Rezirkulation unterbunden. Dies führt dazu, dass der Schalldruckpegel der Harmonischen der Blattfolgefrequenz im Vergleich zum Schwebeflug abnimmt. Gleichzeitig nimmt der Breitbandlärm durch die seitliche Anströmung ab einer Frequenz von 2 kHz zu. Bei weiterer Erhöhung der Anströmgeschwindigkeit nimmt die Asymmetrie zwischen vor- und rücklaufender Rotorseite zu, was zu einer starken Zunahme des Pegels der Blattfolgefrequenz führt. Außerdem kommt es durch die Erhöhung der Anströmgeschwindigkeit zu einem Anstieg des Breitbandlärms. Dabei findet die Zunahme des Breitbandlärms nicht gleichmäßig mit der Zunahme der Anströmgeschwindigkeit statt. Während der Breitbandlärm bei einer Erhöhung der Anströmgeschwindigkeit zwischen 4,4 m/s und 7,8 m/s um 3 dB bis 17 dB zunimmt, kommt es durch die Geschwindigkeitserhöhung zwischen 7,8 m/s und 9,5 m/s zu einer deutlich schwä-



Abbildung 5.58: Schallleistungsdichtespektrum des Rotors CAMcarbon Light 16×6 im Vorwärtsflug bei einer Drehzahl von $n = 4000 \text{ min}^{-1}$, einem Rotorneigungswinkel von $\alpha = 10^{\circ}$ und variierender Anströmgeschwindigkeit V_{∞} , aufgenommen mit einem Mikrofon des Arrays (x = 0,017 m, y = 0,764 m, z = -1,35 m), Frequenzauflösung $\Delta f = 10 \text{ Hz}$

cheren Zunahme um maximal 2 dB.

Abbildung 5.59 (a)-(c) zeigt die akustischen Quellkarten des Rotors für eine Anströmgeschwindigkeit von 4,4 m/s, 7,8 m/s und 9,5 m/s für das Frequenzband 4 - 8 kHz. Die Quellkarten weisen in der vorderen Rotorhälfte die bereits oben diskutierten sichelförmigen Schallentstehungsgebiete im vorderen Bereich der Rotorkreisscheibe auf, die auf Blatt-Wirbel-Interaktion zurückzuführen sind. Zusätzlich kommt es bei Erhöhung der Anströmgeschwindigkeit von 4,4 m/s auf 7,8 m/s auf der vor- und rücklaufenden Rotorseite zur Ausbildung zweier markanter Schallentstehungsgebiete. Mit weiterer Erhöhung der Geschwindigkeit auf 9,5 m/s tritt keine signifikante Änderung der Schallemission auf.

Im Folgenden wird die Abhängigkeit der Schallemission vom Rotorazimut näher analysiert. Dazu wird das Array auf die Schallquelle auf die Hinterkante des Rotor-


Abbildung 5.59: Akustische Quellkarten für das Oktavband 4 - 8 kHz ((a)-(c)) und Rotation des Strömungsfelds ((d)-(f)) des Rotor CAMcarbon Light 16 × 6 im Vorwärtsflug bei einer Drehzahl von $n = 4000 \text{ min}^{-1}$, einem Rotorneigungswinkel von $\alpha = 10^{\circ}$ und verschiedenen Anströmgeschwindigkeiten V_{∞}



Abbildung 5.60: Abhängigkeit des Schalldruckpegels der dominanten Quelle für Breitbandlärm vom Rotorazimut Ψ und der Anströmgeschwindigkeit V_{∞} . Dargestellt ist der Schalldruckpegel im Frequenzband 1 - 12 kHz. Der Analyse liegen die mittels Beamforming berechneten Zeitsignale für die akustische Quelle an der Blatthinterkante bei 80 % Rotorradius zugrunde.

blatts bei 80 % des Rotorradius fokussiert. Abbildung 5.60 zeigt den Schalldruckpegel der Schallquelle bei 80 % des Rotorradius für das Frequenzband 1 - 12 kHz in Abhängigkeit vom Rotorazimut für die unterschiedlichen Anströmgeschwindigkeiten. Im Schwebeflug fluktuiert der Schalldruckpegel über eine Rotation aufgrund der sich im Plenum ausbildenden Strömungsrezirkulation und der damit verbundenen größeren Turbulenz der Einströmung zwischen 56 dB und 69 dB. Bei einer Anströmung mit 4,4 m/s ist der Schalldruckpegel im vorderen Bereich des Rotors (Rotorazimut zwischen 60° und 300°) um 10 dB bis 15 dB höher als auf der hinteren Rotorseite. Der Unterschied zwischen der vorderen und hinteren Rotorseite wurde oben diskutiert und ist auf Blatt-Wirbel-Interaktion zurückzuführen. Bereits bei einer Geschwindigkeit von 4,4 m/s ist die Schallquelle auf der vorlaufenden Seite ($\Psi = 90^{\circ}$) und der rücklaufenden Seite ($\Psi = 270^{\circ}$) am lautesten. Mit Zunahme der Anströmgeschwin-

digkeit auf 7,8 m/s nimmt der Pegel für alle Rotorazimut um 5 - 8 dB zu. Eine weitere Erhöhung der Geschwindigkeit auf 9,5 m/s führt lediglich auf der vorlaufenden Seite zu einer Zunahme des Pegels um bis zu 3 dB.

Um die Ursache für die starke Emission von Breitbandlärm auf der vor- und rücklaufenden Rotorseite zu untersuchen, werden im Folgenden die PIV-Messungen herangezogen. In Abb. 5.59 (d)-(f) ist die Rotation des Strömungsfelds für die untersuchten Anströmgeschwindigkeiten in der PIV-Ebene 14 mm unterhalb der Rotorebene dargestellt. Wie bereits in Kap. 5.2.3 diskutiert, ist in den Rotationsfeldern ab einer Anströmgeschwindigkeit von 7,8 m/s zu erkennen, dass sich die Blattspitzenwirbel zunächst hinter der rücklaufenden Seite und bei weiterer Erhöhung der Anströmgeschwindigkeit auch hinter der vorlaufenden Seite zu konischen Randwirbeln aufrollen (siehe Abb. 5.45). Das Aufrollen der Randwirbel beginnt bereits im Bereich der Rotorkreisscheibe bei einem Rotorazimut von 50° - 90° auf der vorlaufenden bzw. 290° - 320° auf der rücklaufenden Seite. Dabei transportieren die Randwirbel ältere Blattspitzenwirbel und Wirbelschichten des Rotornachlaufs zurück in die Rotorkreisschen Quellgebieten deutet darauf hin, dass die Schallentstehungsgebiete durch Interaktionen der Rotorblätter mit den entstehenden Randwirbeln entstehen.

Einfluss der Blattgeometrie und der Blattzahl

Bisher konnten mithilfe der akustischen und optischen Messtechniken Quellmechanismen identifiziert werden, die bei Erhöhung des Neigungswinkels und der Anströmgeschwindigkeit zu einer Zunahme der Schallemission des Rotors CAMcarbon Light 16 × 6 führen. Die bisherigen Untersuchungen lassen die Frage offen, ob die identifizierten Schallentstehungsmechanismen spezifisch für den untersuchten Rotor sind oder auch für andere Kleinrotoren gelten. Zur Untersuchung dieser Frage werden die bisher betrachteten Quellkarten des Zweiblattrotors CAMcarbon Light 16×6 mit denen des Dreiblattrotors CF125-TP verglichen.

In Abb. 5.61 sind die Quellkarten des Rotors CF125-TP bei einer Drehzahl von 5150 min^{-1} dargestellt. Bei dieser Drehzahl weist der Rotor die gleiche Blattspitzengeschwindigkeit und somit den gleichen Fortschrittsgrad wie der bisher untersuchte Rotor CAMcarbon Light 16×6 Rotor bei 4000 min⁻¹ auf. Da die Leistungsaufnahme des Rotors CF125-TP kleiner ist als die des Rotors CAMcarbon Light 16×6 , konnten im Experiment auch Messungen für höhere Geschwindigkeiten und Neigungswinkel durchgeführt werden.

Der Vergleich der Quellkarten des Rotors CAMcarbon Light 16×6 in Abb. 5.49





119

mit den Quellkarten des Rotors CF125-TP in Abb. 5.61 zeigt, dass die Schallemission für beide Rotoren auf der vorlaufenden Rotorseite aufgrund der höheren Relativgeschwindigkeiten größer ist als auf der rücklaufenden Seite. Wie der Rotor CAMcarbon Light 16×6 zeigt auch der Rotor CF125-TP die Tendenz, dass die Schallemission mit steigendem Rotorneigungswinkel und zunehmender Anströmgeschwindigkeit zunimmt.

Für den Rotor CAMcarbon Light 16×6 hat die Untersuchung des Einflusses des Rotorneigungswinkels gezeigt, dass es bei einer Anströmgeschwindigkeit von 4,4 m/s ab einem Rotorneigungswinkel von 10° zur Blatt-Wirbel-Interaktion im vorderen Bereich des Rotors kommt, was zur Entstehung eines sichelförmigen Schallentstehungsgebiets führt. Die Quellkarten des Rotors CF125-TP zeigen, dass es mit der Zunahme des Neigungswinkels ebenfalls zur Entstehung des Schallentstehungsgebiets kommt. Im Gegensatz zum Rotor CAMcarbon Light 16×6 Rotor entsteht dieses jedoch erst ab einem Neigungswinkel von 20°. Dass Blatt-Wirbel-Interaktion beim Rotor CF125-TP erst für höhere Neigungswinkel auftritt, lässt sich auf die Unterschiede in der Blattgeometrie und der Blattzahl zurückführen. Durch die Änderung der Blattgeometrie verändert sich die Lastverteilung und damit die Verteilung der induzierten Geschwindigkeit über die Rotorkreisscheibe. Zudem kommt es durch die Zunahme der Blattzahl zur Reduktion des Wirbelabstands. Sowohl die Verteilung der induzierten Geschwindigkeit als auch die Reduktion des Wirbelabstands wirkt sich auf die Trajektorien der Blattspitzenwirbel und damit auf das Auftreten der Blatt-Wirbel-Interaktion aus.

Die Untersuchung des Einflusses der Anströmgeschwindigkeit bei einem Rotorneigungswinkel von 10° hat für den Rotor CAMcarbon Light 16 × 6 gezeigt, dass es durch Erhöhung der Anströmgeschwindigkeit zur Entstehung von Schallentstehungsgebieten auf der vor- und rücklaufenden Rotorseite kommt. Mithilfe von PIV-Messungen konnte gezeigt werden, dass die Schallemission mit der Interaktion der Rotorblätter mit den Randwirbeln, die an den Seiten des Rotors entstehen, im Zusammenhang steht. Wie Abb. 5.61 zeigt, kommt es für den Rotor CF125-TP ab einem Neigungswinkel von 0° auf der vorlaufenden Rotorseite bei einem Rotorazimut zwischen 45° und 90° zur Entstehung eines vergleichbaren Schallentstehungsgebiets. Jedoch kommt es beim Rotor CF125-TP im Gegensatz zum Rotor CAMcarbon Light 16×6 auf der rücklaufenden Seite zu keiner ausgeprägten Schallemission.

6 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die Aerodynamik und die Aeroakustik von Kleinrotoren im Schwebe- und Vorwärtsflug untersucht. Dabei lag der Schwerpunkt auf der Erforschung der Zusammenhänge zwischen dem Strömungszustand und der Schallemission. Dazu wurden Windkanalexperimente mit elf kommerziellen Zwei- und Dreiblattrotoren mit Durchmessern zwischen 30,5 cm und 62,2 cm im RTG des DLRs in Göttingen durchgeführt. Die Experimente umfassten Rotorneigungswinkel relativ zur Anströmung zwischen -30° (nach vorne geneigt) und $+30^{\circ}$ (nach hinten geneigt) sowie Fortschrittsgrade von bis zu 0,28. Um den Einfluss des Rotorneigungswinkels und des Fortschrittsgrads auf die Leistungsfähigkeit der Rotoren zu untersuchen, wurden Schub- und Leistungsmessungen durchgeführt. Zusätzlich wurde der Rotor CAMcarbon Light 16×6 mit optischen Messtechniken detaillierter untersucht. Dazu wurde das Wirbelsystem mit BOS visualisiert und das Strömungsfeld unterhalb der Rotorebene mit PIV gemessen. Für die Untersuchung der Akustik der Rotoren wurden Messungen mit einem planaren Mikrofonarray bestehend aus 512 MEMS-Mikrofonen unterhalb der Rotorebene durchgeführt. Zur Lokalisierung und Charakterisierung der Schallquellen der Rotoren wurden Beamforming-Algorithmen im rotierenden und nicht-rotierenden System eingesetzt.

Die wichtigsten Ergebnisse der Untersuchung stellen sich wie folgt dar:

- Die Kraft- und Leistungsmessungen der geometrisch ähnlichen CAMcarbon Light Rotoren haben gezeigt, dass die Reynoldszahl einen nicht vernachlässigbaren Einfluss auf den Figure of Merit von Kleinrotoren hat. Da die maximale Gleitzahl von Profilen für *Re* ≈ 100.000 stark von der Reynoldszahl abhängt, wurde für den größeren Rotor CAMcarbon Light 16 × 6 ein um 0,04 größerer Figure of Merit gemessen als für den kleineren Rotor CAMcarbon Light 12 × 4.5. Der Vergleich der Zwei- und Dreiblattrotoren der KDE Direct Serie zeigte, dass der parasitäre Anteil des Leistungsbeiwerts durch Erhöhung der Blattzahl zunimmt, was sich in einer Abnahme des Figure of Merit niederschlägt.
- Die für den Rotor CAMcarbon Light 16 × 6 mit BOS gemessenen Trajektorien

der Blattspitzenwirbel im Schwebeflug stimmten mit der Modellvorhersage von Kocurek und Tangler sowohl für die axiale als auch für die radiale Koordinate besser überein als mit dem Modell von Landgrebe. Die bessere Übereinstimmung des Modells von Kocurek und Tangler geht auf die Berücksichtigung der Blattstreckung zurück, die für Kleinrotorblätter typischerweise kleiner ist als für Hubschrauberrotoren. Im Schwebeflug trat Wirbelpaarung auf, die bereits durch eine leichte seitliche Anströmung mit einem Fortschrittsgrad von 0,05 unterdrückt wurde. Im Vorwärtsflug hingen die Trajektorien der Blattspitzenwirbel vom Neigungswinkel der Rotorebene gegenüber der Anströmung und vom Fortschrittsgrad ab. Bei ausreichender Rückwärtsneigung des Rotors konnte Blatt-Wirbel-Interaktion zwischen den vorne entstehenden Blattspitzenwirbeln und den nachfolgenden Rotorblättern beobachtet werden.

- Für den Rotor CAMcarbon Light 16 × 6 wurde das Geschwindigkeitsfeld des Nachlaufs in einer Ebene parallel zur Rotorebene im Schwebeflug und im Vorwärtsflug bei einer Rotorneigung von –10° und 10° mit Stereo-PIV bestimmt. Mithilfe dieser Geschwindigkeitsfelder konnten Simulationen mit UPM validiert werden. Die PIV-Messungen und die Wirbelvisualisierung der UPM-Simulationen zeigten, dass es im Vorwärtsflug mit einem Neigungswinkel von 10° zum Aufrollen der Blattspitzenwirbel an den Seiten des Rotors kommt. Dabei bilden sich konische Randwirbel, die den Wirbelschleppen von Starrflüglern ähnlich sind.
- Im Schwebeflug und im Vorwärtsflug mit einem Rotorneigungswinkel von bis zu 10° zeigten die akustischen Messungen, dass der tonale Belastungslärm die dominante Lärmquelle des Rotors ist. In diesen Betriebszuständen ist der breitbandige Profillärm an der Hinterkante der Rotorblätter bei 80% des Rotorradius am stärksten. Dabei skaliert die Intensität mit der lokalen Anströmgeschwindigkeit V⁶. Im Vorwärtsflug mit negativen Rotorneigungswinkeln befindet sich die dominante Breitbandschallquelle aufgrund der höheren Relativgeschwindigkeit auf der vorlaufenden Rotorseite.
- Für den Rotor CAMcarbon Light 16 × 6 bildet sich im Vorwärtsflug bei Erhöhung des Neigungswinkels ab 0° und einem Fortschrittsgrad von 0,05 eine sichelförmige Schallquelle in der vorderen Rotorhälfte. Mithilfe der Visualisierung des Wirbelsystems mit BOS und Simulationen mit UPM konnte als Quellmechanismus die Interaktion des Blattspitzenwirbels mit dem nachfolgenden Rotorblatt identifiziert werden. Die Blatt-Wirbel-Interaktion wurde auch

beim Dreiblattrotor KDE CF125-TP beobachtet. Für diesen Rotor trat die Interaktion aufgrund der anderen Rotorgeometrie und Blattzahl erst ab einem Rotorneigungswinkel von 20° auf.

 Für den Rotor CAMcarbon Light 16 × 6 entstehen durch Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit bei einem Rotorneigungswinkel von 10° zwei breitbandige Schallentstehungsgebiete auf der vor- und rücklaufenden Rotorseite. Die Übereinstimmung der Position des entstehenden Randwirbels mit den akustischen Quellgebieten auf der vor- und rücklaufenden Rotorseite deutet darauf hin, dass die Schallentstehungsgebiete durch Interaktionen der Rotorblätter mit den entstehenden Randwirbeln entstehen.

Die Forschungsfragen der Arbeit können wie folgt beantwortet werden:

• Wie beeinflussen die Betriebszustände die Strömungstopologie und die Entstehung von Lärmquellen kleiner Rotoren?

Im Schwebeflug dominiert der Hinterkantenlärm den Breitbandlärm der untersuchten Rotoren. Die dominante Schallquelle befindet sich bei 80 % des Rotorradius. Mithilfe von BOS konnte gezeigt werden, dass es bei positiven Rotorneigungswinkeln zur Blatt-Wirbel-Interaktion in der vorderen Rotorhälfte kommen kann, was zu einem sichelförmigen Schallentstehungsgebiet führt. Bei positiven Neigungswinkeln wurde mit zunehmender Anströmgeschwindigkeit auf der vor- und rücklaufenden Rotorseite Schallentstehungsgebiete identifiziert. Die durchgeführten PIV-Messungen und UPM-Simulationen deuten darauf hin, dass die Schallentstehungsgebiete durch Interaktionen der Rotorblätter mit den entstehenden Randwirbeln entstehen. Damit tragen die Untersuchungen in dieser Arbeit wesentlich dazu bei, den Einfluss der Betriebszustände auf die Strömungstopologie und die Entstehung von Lärmquellen kleiner Rotoren besser zu verstehen.

• Kann die Kombination akustischer und optischer Messtechniken zur Verbesserung der Analyse von Lärmquellen kleiner Rotoren beitragen?

Die Kombination akustischer und optischer Messtechniken kann zur Verbesserung der Analyse von Lärmquellen beitragen. Mithilfe von Mikrofonarray-Messungen und akustischem Beamforming können Schallquellen kleiner Rotoren im rotierenden und nicht-rotierenden Bezugssystem lokalisiert werden. Eine akustische Analyse ist alleine jedoch oft nicht ausreichend für eine Analyse der Schallentstehungsmechanismen. Optische Messtechniken stellen eine wertvolle Ergänzung der akustischen Analyse dar, die helfen die komplexen Strömungsvorgänge am Rotor zu verstehen und die akustischen Quellkarten zu interpretieren. Dabei eignen sich BOS und PIV zur Visualisierung des Wirbelsystems und zur Detektion von Blatt-Wirbel-Interaktionen.

Ausblick

Der Schwerpunkt der akustischen Untersuchungen in dieser Arbeit lag auf der Erforschung der breitbandigen Schallquellen und deren Entstehungsmechanismen. Für die Entwicklung geräuscharmer Rotoren ist neben der Emission von Breitbandlärm die Emission von tonalem Rotationslärm von großem Interesse. Für den Schwebeflug wurde der Rotationslärm mit APSIM, basierend auf aerodynamischen Simulationen mit UPM, simuliert. Um die Richtcharakteristik des Rotationslärms von Kleinrotoren auch experimentell bestimmen zu können, müssen Experimente in einem aeroakustischen Windkanal mit einer absorbierenden Wandverkleidung durchgeführt werden, die eine Reflexion des emittierten Schalls an den Wänden der Messstrecke verhindert. Um in zukünftigen Messkampagnen die Untersuchung der Richtcharakteristika des tonalen Rotorlärms von Kleinrotoren im RTG zu ermöglichen, wird die Messstrecke des Windkanals zur Zeit mit Plattenabsorbern verkleidet.

Des Weiteren sind aerodynamische und akustische Interaktionseffekte zwischen den einzelnen Rotoren für die Auslegung von Multikoptern von Interesse. Erste Untersuchungen der aerodynamischen Interaktionen auf den Schub und die Leistung von Kleinrotoren erfolgten sowohl simulativ als auch experimentell im RTG [64]. Zur Untersuchung der akustischen Interaktionen zwischen Rotoren sind akustische Messungen an Multikopterkonfigurationen im RTG geplant.

Literaturverzeichnis

- Adrian, R. J. und Westerweel, J., *Particle image velocimetry*, Cambridge University Press, New York, NY, USA, 2011, DOI: 10.1017/S0001924000006734.
- [2] Ahmed, S. R. und Vidjaja, V. T., "Unsteady panel method calculation of pressure distribution on BO 105 model rotor blades", *Journal of the American Helicopter Society*, Vol. 43, No. 1, 1998, S. 47–56, DOI: 10.4050/JAHS.43.47.
- [3] Amiet, R. K., "Noise produced by turbulent flow into a propeller or helicopter rotor", *AIAA Journal*, Vol. **15**, No. 3, 1977, S. 307–308, DOI: 10.2514/3.63237.
- [4] Anderson, J. D., *Fundamentals of aerodynamics*, 6. Aufl., McGraw Hill, New York, NY, 2017.
- [5] Arias Ramirez, W. und Wolf, W. R., "Effects of trailing edge bluntness on airfoil tonal noise at low Reynolds numbers", *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, Vol. 38, 2016, S. 2369–2380, DOI: 10.1007 /s40430-015-0308-6.
- [6] Bauknecht, A., Ewers, B., Wolf, C., Leopold, F., Yin, J. und Raffel, M., "Threedimensional reconstruction of helicopter blade-tip vortices using a multicamera BOS system", *Experiments in fluids*, Vol. 56, No. 1, 2015, S. 1–13, DOI: 10.1007/s00348-014-1866-6.
- Bhagwat, M. J. und Leishman, J. G., "Stability analysis of helicopter rotor wakes in axial flight", *Journal of the American Helicopter Society*, Vol. 45, No. 3, 2000, S. 165–178, DOI: 10.4050/JAHS.45.165.
- [8] Bohorquez, F., Pines, D. und Samuel, P. D., "Small rotor design optimization using blade element momentum theory and hover tests", *Journal of Aircraft*, Vol. 47, No. 1, 2010, S. 268–283, DOI: 10.2514/1.45301.
- [9] Brand, A., Dreier, M., Kisor, R. und Wood, T., "The nature of vortex ring state", *Journal of the American Helicopter Society*, Vol. 56, No. 2, 2011, S. 22001–22001, DOI: 10.4050/JAHS.56.022001.

- [10] Brandt, J. B. und Selig, M. S., "Propeller performance data at low Reynolds numbers", 49th AIAA Aerospace Sciences Meeting, Orlando, FL, USA, 4–7 Jan. 2011.
- Brentner, K. S. und Farassat, F., "Modeling aerodynamically generated sound of helicopter rotors", *Progress in aerospace sciences*, Vol. 39, No. 2-3, 2003, S. 83–120, DOI: 10.1016/S0376-0421(02)00068-4.
- [12] Brooks, T. F. und Burley, C. L., "Blade wake interaction noise for a main rotor", *Journal of the American helicopter Society*, Vol. 49, No. 1, 2004, S. 11–27, DOI: 10.4050/JAHS.49.11.
- Brooks, T. F. und Hodgson, T. H., "Trailing edge noise prediction from measured surface pressures", *Journal of sound and vibration*, Vol. 78, No. 1, 1981, S. 69–117, DOI: 10.1016/S0022-460X (81) 80158-7.
- [14] Brooks, T. F. und Humphreys, W. M., "A deconvolution approach for the mapping of acoustic sources (DAMAS) determined from phased microphone arrays", *Journal of sound and vibration*, Vol. **294**, No. 4-5, 2006, S. 856–879, DOI: 10.1016/j.jsv.2005.12.046.
- [15] Brooks, T. F. und Marcolini, M. A., "Airfoil tip vortex formation noise", AIAA Journal, Vol. 24, No. 2, 1986, S. 246–252, DOI: 10.2514/3.9252.
- [16] Brooks, T. F., Marcolini, M. A. und Pope, D. S., "Main rotor broadband noise study in the DNW", *Journal of the American Helicopter Society*, Vol. 34, No. 2, 1989, S. 3–12, DOI: 10.4050/JAHS.34.2.3.
- [17] Brooks, T. F., Pope, D. S. und Marcolini, M. A., "Airfoil self-noise and prediction", NASA Reference Publication 1218, 1989.
- [18] Buckingham, E., "On physically similar systems; illustrations of the use of dimensional equations", *Physical Review*, Vol. 4, No. 4, 1914.
- [19] Budinger, M., Reysset, A., Ochotorena, A. und Delbecq, S., "Scaling laws and similarity models for the preliminary design of multirotor drones", *Aerospace Science and Technology*, Vol. 98, 2020, DOI: 10.1016/j.ast.2019.105658.
- [20] Casalino, D., Grande, E., Romani, G., Ragni, D. und Avallone, F., "Definition of a benchmark for low Reynolds number propeller aeroacoustics", *Aerospace Science and Technology*, Vol. 113, 2021, DOI: 10.1016/j.ast.2021.106707.

- [21] Chiariotti, P., Martarelli, M. und Castellini, P., "Acoustic beamforming for noise source localization - reviews, methodology and applications", *Mechanical Systems and Signal Processing*, Vol. **120**, 2019, S. 422–448, DOI: 10.1016/j.ym ssp.2018.09.019.
- [22] Chung, K., Hwang, C., Lee, D. und Yim, J., "Numerical Investigation on a Rotor Tip-Vortex Instability in Very Low Advance Ratio Flight", *International Journal of Aeronautical and Space Sciences*, Vol. 6, No. 2, 2005, S. 84–96, DOI: 10.5139/IJASS.2005.6.2.084.
- [23] Cohen, A. P., Shaheen, S. A. und Farrar, E. M., "Urban air mobility: History, ecosystem, market potential, and challenges", *IEEE Transactions on Intelligent Transportation Systems*, Vol. 22, No. 9, 2021, S. 6074–6087, DOI: 10.1109/TITS. 2021.3082767.
- [24] Dalziel, S. B., Hughes, G. O. und Sutherland, B. R., "Whole-field density measurements by 'synthetic schlieren'", *Experiments in Fluids*, Vol. 28, No. 4, 2000, S. 322–335, DOI: 10.1007/s003480050391.
- [25] Deters, R. W., Ananda, G. K. und Selig, M. S., "Reynolds number effects on the performance of small-scale propellers", 32nd AIAA applied aerodynamics conference, Atlanta, GA, USA, 16–20 Juni 2014.
- [26] Devenport, W. J., Rife, M. C., Liapis, S. I. und Follin, G. J., "The structure and development of a wing-tip vortex", *Journal of fluid mechanics*, Vol. 312, 1996, S. 67–106, DOI: 10.1017/S0022112096001929.
- [27] Domogalla, V., "Quantification of the influence of particle voids on PIV measurements via synthetic-PIV", New Results in Numerical and Experimental Fluid Mechanics XIII, hrsg. von A. Dillmann, G. Heller, E. Krämer und C. Wagner, Springer International Publishing, 2021, S. 325–334, DOI: 10.1007/978-3-0 30-79561-0_31.
- [28] Drela, M., "XFOIL: An analysis and design system for low Reynolds number airfoils", *Low Reynolds number aerodynamics*, Springer, Berlin, Heidelberg, 1989, S. 1–12, DOI: 10.1007/978-3-642-84010-4_1.
- [29] Drela, M. und Giles, M. B., "Viscous-inviscid analysis of transonic and low Reynolds number airfoils", *AIAA Journal*, Vol. 25, No. 10, 1987, S. 1347–1355, DOI: 10.2514/3.9789.
- [30] EASA, "Study on the societal acceptance of urban air mobility in Europe", 2021.

- [31] Eißfeldt, H., Vogelpohl, V., Stolz, M., Papenfuß, A., Biella, M., Belz, J. und Kügler, D., "The acceptance of civil drones in Germany", *CEAS Aeronautical Journal*, Vol. 11, No. 3, 2020, S. 665–676, DOI: 10.1007/s13272-020-00447 -w.
- [32] Eppler, R. A. und Somers, D. M., "A computer program for the design and analysis of low-speed airfoils", NASA Technical Memorandum, 1980.
- [33] Ernst, D., Geisler, R., Kleindienst, T., Ahlefeldt, T. und Spehr, C., "Portable 512 MEMS-microphone-array for 3D-intensity-and beamforming-measurements using a FPGA based data-acquisition-system", 8th Berlin Beamforming Conference, 2–3 März 2020.
- [34] Ffowcs Williams, J. E. und Hall, L. H., "Aerodynamic sound generation by turbulent flow in the vicinity of a scattering half plane", *Journal of fluid mechanics*, Vol. 40, No. 4, 1970, S. 657–670, DOI: 10.1017/S0022112070000368.
- [35] Ffowcs Williams, J. E. und Hawkings, D. L., "Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion", *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, Vol. 264, No. 1151, 1969, S. 321–342, DOI: 10.1098/rsta.1969.0031.
- [36] Ffowcs Williams, J. E. und Hawkings, D. L., "Theory relating to the noise of rotating machinery", *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 10, No. 1, 1969, S. 10–21, DOI: 10.1016/0022-460X(69)90125-4.
- [37] Fiedler, O., *Strömungs- und Durchflussmesstechnik*, Oldenbourg Industrieverlag, 1992.
- [38] Fleury, V. und Bulté, J., "Extension of deconvolution algorithms for the mapping of moving acoustic sources", *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. **129**, No. 3, 2011, S. 1417–1428, DOI: 10.1121/1.3531939.
- [39] Gardner, A. D., Wolf, C. C., Heineck, J. T., Barnett, M. und Raffel, M., "Helicopter rotor boundary layer transition measurement in forward flight using an infrared camera", *Journal of the American Helicopter Society*, Vol. 65, No. 1, 2020, S. 2–14.
- [40] Ghee, T. A. und Elliott, J. W., "The wake of a small-scale rotor in forward flight using flow visualization", *Journal of the American Helicopter Society*, Vol. 40, No. 3, 1995, S. 52–65, DOI: 10.4050/JAHS.40.52.
- [41] Glauert, H., "A general theory of the autogyro", HM Stationery Office, 1926.

- [42] Goerttler, A., "Numerical Investigations of the Blade-tip Vortex of a Rotor with Axial Inflow", Diss., Leibniz Universität Hannover, 2020.
- [43] Gojon, R., Jardin, T. und Parisot-Dupuis, H., "Experimental investigation of low Reynolds number rotor noise", *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 149, No. 6, 2021, S. 3813–3829, DOI: 10.1121/10.0005068.
- [44] Grande, E., Romani, G., Ragni, D., Avallone, F. und Casalino, D., "Aeroacoustic investigation of a propeller operating at low Reynolds numbers", *AIAA Journal*, Vol. 60, No. 2, 2022, S. 860–871, DOI: 10.2514/1.J060611.
- [45] Guérin, S., Weckmüller, C. und Michel, U., "Beamforming and deconvolution for aerodynamic sound sources in motion", 1st Berlin Beamforming Conference, 21–22 Nov. 2006.
- [46] Gutin, L., "On the sound field of a rotating propeller", Übersetzung aus: Physikalische Zeitschrift der Sowjetinion, Band 9, Heft 1, 1936, No. NACA-TM-1195, 1948.
- [47] Hanson, D. B., "Helicoidal surface theory for harmonic noise of propellers in the far field", *AIAA Journal*, Vol. 18, No. 10, 1980, S. 1213–1220, DOI: 10.2514 /3.50873.
- [48] Hanson, D. B., "Influence of propeller design parameters on far-field harmonic noise in forward flight", AIAA Journal, Vol. 18, No. 11, 1980, S. 1313–1319, DOI: 10.2514/3.50887.
- [49] Hein, B. R. und Chopra, I., "Hover performance of a micro air vehicle: Rotors at low Reynolds number", *Journal of the American Helicopter Society*, Vol. 52, No. 3, 2007, S. 254–262, DOI: 10.4050/JAHS.52.254.
- [50] Högbom, J. A., "Aperture synthesis with a non-regular distribution of interferometer baselines", *Astronomy and Astrophysics Supplement*, Vol. 15, 1974, S. 417–426.
- [51] Homicz, G. F. und George, A. R., "Broadband and discrete frequency radiation from subsonic rotors", *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 36, No. 2, 1974, S. 151– 177, DOI: 10.1016/S0022-460X (74) 80292-0.
- [52] Howe, M. S., "A review of the theory of trailing edge noise", *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 61, No. 3, 1978, S. 437–465, DOI: 10.1016/0022-460X (78) 90391-7.
- [53] Hubbard, H. H., "Aeroacoustics of flight vehicles: Theory and practice", NASA Reference Publication 1258, 1991.

- [54] Hutcheson, F. V. und Brooks, T. F., "Effects of angle of attack and velocity on trailing edge noise determined using microphone array measurements", *International Journal of Aeroacoustics*, Vol. 5, No. 1, 2006, S. 39–66, DOI: 10.126 0/147547206775220425.
- [55] Ingraham, D., Gray, J. S. und Lopes, L. V., "Gradient-based propeller optimization with acoustic constraints", *AIAA Scitech 2019 Forum*, San Diego, CA, USA, 7–11 Jan. 2019.
- [56] Jia, Z. und Lee, S., "Aeroacoustic analysis of a side-by-side hybrid VTOL aircraft", *Vertical Flight Society 76th Annual Forum*, Virginia Beach, VA, USA, 5–8 Okt. 2020.
- [57] Jia, Z. und Lee, S., "Computational study on noise of urban air mobility quadrotor aircraft", *Journal of the American Helicopter Society*, Vol. **67**, No. 1, 2022, S. 1–15.
- [58] Kampa, K., Enenkl, B., Polz, G. und Roth, G., "Aeromechanic aspects in the design of the EC135", *Journal of the American Helicopter Society*, Vol. 44, No. 2, 1999, S. 83–93, DOI: 10.4050/JAHS.44.83.
- [59] Kandias, C. S. und Miller, M. A., "Scaling of hovering rotorcraft aerodynamics in hyperbaric experimental conditions", *AIAA SciTech Forum*, National Harbor, MD, USA, 23–27 Jan. 2023.
- [60] Keil, S., Technology and practical use of strain gages with particular consideration of stress analysis using strain gages: With particular consideration of stress analysis using strain gages, Hoboken, USA: Wiley-VCH, 2017, DOI: 10.1002/9783433 606667.
- [61] Klimczyk, W. A., "Aerodynamic design and optimization of propellers for multirotor", *Aircraft Engineering and Aerospace Technology*, Vol. 94, No. 1, 2021, S. 21–30, DOI: 10.1108/AEAT-12-2020-0288.
- [62] Kocurek, J. D. und Tangler, J. L., "A prescribed wake lifting surface hover performance analysis", *Journal of the American Helicopter Society*, Vol. 22, No. 1, 1977, S. 24–35, DOI: 10.4050/JAHS.22.24.
- [63] Kolaei, A., Barcelos, D. und Bramesfeld, G., "Experimental analysis of a smallscale rotor at various inflow angles", *International Journal of Aerospace Engineering* 2018, DOI: 10.1155/2018/2560370.

- [64] Kostek, A. A., Braukmann, J. N., Lößle, F., Miesner, S., Visingardi, A., Boisard, R., Riziotis, V., Keßler, M. und Gardner, A. D., "Experimental investigation of quadrotor aerodynamics with computational cross-validation", *Vertical Flight Society 79th Annual Forum*, West Palm Beach, FL, USA, 16–18 Mai 2023.
- [65] Kostek, A. A., Lößle, F., Wickersheim, R., Keßler, M., Boisard, R., Reboul, G. und Gardner, A. D., "Experimental investigation of UAV rotor aeroacoustics and aerodynamics with computational cross-validation", 48th European Rotorcraft Forum, Winterthur, Schweiz, 5–9 Sep. 2022.
- [66] Krebs, T., Bramesfeld, G. und Cole, J., "Transient thrust analysis of rigid rotors in forward flight", *Aerospace*, Vol. 9, No. 1, 2022, DOI: 10.3390/aerospace9 010028.
- [67] Kujawski, A. und Sarradj, E., "Application of the cleant method for high speed railway train measurements", 8th Berlin Beamforming Conference, 2–3 März 2020.
- [68] Kuntz, M., "Ein nichtlineares aeroakustisches Verfahren zur Lärmvorhersage für Hubschrauberrotoren im Vorwartsflug", Diss., DLR Forschungsbericht 1999-29, 1999.
- [69] Lacagnina, G., Chaitanya, P., Berk, T., Kim, J., Joseph, P., Ganapathisubramani, B., Hasheminejad, S. M., Chong, T. P., Stalnov, O., Choi, K. u. a., "Mechanisms of airfoil noise near stall conditions", *Physical Review Fluids*, Vol. 4, No. 12, 2019, DOI: 10.1103/PhysRevFluids.4.123902.
- [70] Lakshminarayan, V. K. und Baeder, J. D., "Computational investigation of micro hovering rotor aerodynamics", *Journal of the American Helicopter Society*, Vol. 55, No. 2, 2010, S. 22001, DOI: 10.4050/JAHS.55.022001.
- [71] Landgrebe, A. J., "The wake geometry of a hovering helicopter rotor and its influence on rotor performance", *Journal of the American Helicopter Society*, Vol. 17, No. 4, 1972, S. 3–15, DOI: 10.4050/JAHS.17.4.3.
- [72] Lee, S., Ayton, L., Bertagnolio, F., Moreau, S., Chong, T. P. und Joseph, P., "Turbulent boundary layer trailing-edge noise: Theory, computation, experiment, and application", *Progress in Aerospace Sciences*, Vol. **126**, 2021, DOI: 10.1016/j.paerosci.2021.100737.
- [73] Leishman, J. G., *Principels of helicopter aerodynamics*, 2. Aufl., Cambridge, U.K.: Cambridge University Press, 2006, DOI: 10.1017/S0001924000087352.

- [74] Leishman, J. G. und Bagai, A., "Challenges in understanding the vortex dynamics of helicopter rotor wakes", *AIAA Journal*, Vol. 36, No. 7, 1998, S. 1130– 1140, DOI: 10.2514/2.510.
- [75] Leishman, J. G. und Bagai, A., "Fundamental studies of rotor wakes in low speed forward flight using wide-field shadowgraphy", 9th Applied Aerodynamics Conference, Baltimore, MD, USA, 23–26 Sep. 1991.
- [76] Leslie, A., Wong, K. C. und Auld, D., "Broadband noise reduction from a mini-UAV propeller through boundary layer tripping", *Annual Conference of the Australian Acoustical Society*, Geelong, VIC, Australien, 24–26 Nov. 2008.
- [77] Leslie, A., Wong, K. C. und Auld, D., "Experimental analysis of the radiated noise from a small propeller", *Proceedings of 20th International Congress on Acoustics*, *ICA*, 2010, S. 23–27.
- [78] Lighthill, M. J., "On sound generated aerodynamically I. General theory", *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, Vol. 211, No. 1107, 1952, S. 564–587, DOI: 10.1098/rspa.1952.00
 60.
- [79] Lößle, F., Kostek, A., Schwarz, C. und Schmid, R., "Experimental measurement of a UAV rotor's acoustic emission", STAB/DGLR Symposium 2020: New Results in Numerical and Experimental Fluid Mechanics XIII, Springer, 2020, S. 387–396, DOI: 10.1007/978-3-030-79561-0_37.
- [80] Lowson, M. V. und Ollerhead, J. B., "A theoretical study of helicopter rotor noise", *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 9, No. 2, 1969, S. 197–222, DOI: https://doi.org/10.1016/0022-460X(69)90028-5.
- [81] Martin, P. B. und Leishman, J. G., "Trailing vortex measurements in the wake of a hovering rotor blade with various tip shapes", *58th AHS International Annual Forum*, 2003.
- [82] Martin, R. M. und Hardin, J. C., "Spectral characteristics of rotor blade/vortex interaction noise", *Journal of Aircraft*, Vol. 25, No. 1, 1988, S. 62–68, DOI: 10.25 14/3.45542.
- [83] Maxey, M. R. und Riley, J. J., "Equation of motion for a small rigid sphere in a nonuniform flow", *The Physics of Fluids*, Vol. 26, No. 4, 1983, S. 883–889, DOI: 10.1063/1.864230.
- [84] McCrink, M. und Gregory, J. W., "Blade element momentum modeling of low-Re small UAS electric propulsion systems", 33rd AIAA Applied Aerodynamics Conference, Dallas, TX, USA, 22–26 Juni 2015.

- [85] McMasters, J. H. und Henderson, M. L., "Low-speed single-element airfoil synthesis", *Technical Soaring*, Vol. **6**, No. 2, 1980, S. 1–21.
- [86] Meunier, P. und Leweke, T., "Elliptic instability of a co-rotating vortex pair", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 533, 2005, S. 125–159, DOI: 10.1017/S002211 2005004325.
- [87] Milluzzo, J. und Leishman, J. G., "Fluid dynamics of the helicoidal wake sheets trailed from a hovering rotor", *Journal of the American Helicopter Society*, Vol. 61, No. 1, 2016, S. 1–17, DOI: 10.4050/JAHS.61.012002.
- [88] Moreau, S., Roger, M. und Christophe, J., "Flow features and self-noise of airfoils near stall or in stall", 15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (30th AIAA Aeroacoustics Conference), 2009, DOI: 10.2514/6.2009-3198.
- [89] Müller, G. und Möser, M., Strömungsgeräusche, Springer, 2017, DOI: 10.1007 /978-3-662-55438-8.
- [90] Nardari, C., Casalino, D., Polidoro, F., Coralic, V., Lew, P. und Brodie, J., "Numerical and experimental investigation of flow confinement effects on UAV rotor noise", 25th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Delft, Niederlande, 20–23 Mai 2019.
- [91] Ning, Z., Wlezien, R. und Hu, H., "An experimental study on small UAV propellers with serrated trailing edges", 47th AIAA fluid dynamics conference, Denver, CO, USA, 5–9 Juni 2017.
- [92] Olsman, W. F. J. und Schuchardt, B. I., "Segmentwise measurement of helicopter approach noise with a reduced microphone setup", *Journal of the American Helicopter Society*, Vol. 60, No. 4, 2015, S. 1–18, DOI: 10.4050/JAHS.60.0420 05.
- [93] Pagliaroli, T., Camussi, R., Candeloro, P., Giannini, O., Bella, G. und Panciroli, R., "Aeroacoustic study of small scale rotors for mini drone propulsion: Serrated trailing edge effect", 2018 AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Atlanta, GA, USA, 25–29 Juni 2018.
- [94] Paterson, R. und Amiet, R., "Acoustic radiation and surface pressure characteristics of an airfoil due to incident turbulence", *3rd Aeroacoustics Conference*, 1976, S. 571, DOI: 10.2514/6.1976-571.
- [95] Paterson, R. W. und Amiet, R. K., "Noise and surface pressure response of an airfoil to incident turbulence", *Journal of Aircraft*, Vol. 14, No. 8, 1977, S. 729–736, DOI: 10.2514/3.58845.

- [96] Paterson, R. W. und Amiet, R. K., "Noise of a model helicopter rotor due to ingestion of isotropic turbulence", *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 85, No. 4, 1982, S. 551–577, DOI: https://doi.org/10.1016/0022-460X(82)903 23-6.
- [97] Paterson, R. W., Vogt, P. G., Fink, M. R. und Munch, C. L., "Vortex noise of isolated airfoils", *Journal of Aircraft*, Vol. 10, No. 5, 1973, S. 296–302, DOI: 10.2514/3.60229.
- [98] Pettingill, N. A., Zawodny, N. S., Thurman, C. und Lopes, L. V., "Acoustic and performance characteristics of an ideally twisted rotor in hover", AIAA Scitech 2021 Forum, 11–21 Jan. 2021.
- [99] Pitt, D. M., "Rotor dynamic inflow derivatives and time constants from various inflow models", Diss., 1980.
- [100] Pollet, F., Delbecq S.and Budinger, M. und Moschetta, J. M., "Design optimization of multirotor drones in forward flight", 32nd Congress of the International Council of the Aeronautical Sciences, Shanghai, China, 6–10 Sep. 2021.
- [101] Pott-Pollenske, M., von Heesen, W. und Bergmann, A., "Acoustical preexamination work and characterization of the low noise wind tunnel DNW-NWB", 18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Colorado Springs, CO, USA, 4–6 Juni 2012.
- [102] Raffel, M., "Background-oriented schlieren (BOS) techniques", *Experiments in Fluids*, Vol. 56, No. 3, 2015, S. 1–17, DOI: 10.1007/s00348-015-1927-5.
- [103] Raffel, M., Richard, H. und Meier, G. E. A., "On the applicability of background oriented optical tomography for large scale aerodynamic investigations", *Experiments in Fluids*, Vol. 28, No. 5, 2000, S. 477–481, DOI: 10.1007/s0034800 50408.
- [104] Raffel, M., Willert, C. E., Wereley, S. T. und Kompenhans, J., *Particle image velocimetry: A pactical guide*, Cham, Schweiz: Springer International Publishing, 2018, DOI: 10.1007/978-3-319-68852-7.
- [105] Ramasamy, M., Gold, N. P. und Bhagwat, M. J., "Rotor hover performance and flowfield measurements with untwisted and highly-twisted blades", 36th European Rotorcraft Forum, Paris, France, 7–9 Sep. 2010.
- [106] Ramasamy, M., Johnson, B. und Leishman, J. G., "Understanding the aerodynamic efficiency of a hovering micro-rotor", *Journal of the American Helicopter Society*, Vol. 53, No. 4, 2008, S. 412–428, DOI: 10.4050/JAHS.53.412.

- [107] Ramasamy, M., Lee, T. E. und Leishman, J. G., "Flowfield of a rotating-wing micro air vehicle", *Journal of Aircraft*, Vol. 44, No. 4, 2007, S. 1236–1244, DOI: 10.2514/1.26415.
- [108] Schlinker, R. H. und Amiet, R. K., "Helicopter rotor trailing edge noise", NASA Contractor Report 3470, 1981.
- Schmitz, F. H., "Reduction of blade-vortex interaction (BVI) noise through X-force control", *Journal of the American Helicopter Society*, Vol. 43, No. 1, 1998, S. 14–24, DOI: 10.4050/JAHS.43.14.
- [110] Schmitz, F. H. und Yu, Y. H., "Helicopter impulsive noise: Theoretical and experimental status", NASA Technical Memorandum 84390, 1983.
- [111] Schwarz, C., Bauknecht, A., Wolf, C. C., Coyle, A. und Raffel, M., "A full-scale rotor-wake investigation of a free-flying helicopter in ground effect using BOS and PIV", *Journal of the American Helicopter Society*, Vol. 65, No. 3, 2020, S. 1–20, DOI: 10.4050/JAHS.65.032007.
- [112] Schwarz, C. und Braukmann, J. N., "Practical aspects of designing backgroundoriented schlieren (BOS) experiments for vortex measurements", *Experiments in Fluids*, Vol. 64, No. 4, 2023, S. 67, DOI: 10.1007/s00348-023-03602-1.
- [113] Seiferth, R., "Vorausberechnung und Beseitigung der Schwingungen von Freistrahl-Windkanälen", *Monographien über Fortschritte der deutschen Luftfahrtforschung seit* 1939, Aerodynamische Versuchsanstalt Göttingen, 1946.
- [114] Serrano, D., Ren, M., Qureshi, A. J. und Ghaemi, S., "Effect of disk angle-ofattack on aerodynamic performance of small propellers", *Aerospace Science and Technology*, Vol. 92, 2019, S. 901–914, DOI: 10.1016/j.ast.2019.07.022.
- [115] Serré, R., Gourdain, N., Jardin, T., Jacob, M. C. und Moschetta, J., "Towards silent micro-air vehicles: Optimization of a low Reynolds number rotor in hover", *International Journal of Aeroacoustics*, Vol. 18, No. 8, 2019, S. 690–710, DOI: 10.1177/1475472X19890260.
- [116] Shaheen, S., Cohen, A. und Farrar, E., "The potential societal barriers of urban air mobility (UAM)" 2018, DOI: 10.7922/G28C9TFR.
- [117] Sijtsma, P., "Acoustic beamforming for the ranking of aircraft noise", National Aerospace Laboratory NLR, TP-2012-137, 2012.
- [118] Simmons, B. M. und Hatke, D. B., "Investigation of high incidence angle propeller aerodynamics for subscale eVTOL aircraft", NASA, TM-20210014010, 2021.

- [119] Smith, B., Niemiec, R. und Gandhi, F., "A comparison of multicopter noise characteristics with increasing number of rotors", *Vertical Flight Society 76th Annual Forum*, Virginia Beach, VA, USA, 5–8 Okt. 2020.
- [120] Sommerfeld, M., in: *Bewegung fester Partikel in Gasen und Flüssigkeiten*, hrsg. von P. Stephan, D. Mewes, S. Kabelac, M. Kind, K. Schaber und T. Wetzel, Springer Berlin, Heidelberg, 2018, S. 1–17, DOI: 10.1007/978-3-662-52991-1_88-2.
- [121] Spurk, J. H., *Dimensionsanalyse in der Strömungslehre*, Springer, Berlin, Heidelberg, 2013, DOI: 10.1007/978-3-662-01581-0.
- [122] Stephenson, J. H., Weitsman, D. und Zawodny, N. S., "Effects of flow recirculation on unmanned aircraft system (UAS) acoustic measurements in closed anechoic chambers", *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 145, No. 3, 2019, S. 1153–1155, DOI: 10.1121/1.5092213.
- Tam, C. K. W., "Discrete tones of isolated airfoils", *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 55, No. 6, 1974, S. 1173–1177, DOI: 10.1121/1.19146
 82.
- [124] Tan, J. und Wang, H., "Simulating unsteady aerodynamics of helicopter rotor with panel/viscous vortex particle method", *Aerospace Science and Technology*, Vol. 30, No. 1, 2013, S. 255–268, DOI: 10.1016/j.ast.2013.08.010.
- [125] Theys, B., Dimitriadis, G., Hendrick, P. und De Schutter, J., "Experimental and numerical study of micro-aerial-vehicle propeller performance in oblique flow", *Journal of Aircraft*, Vol. 54, No. 3, 2017, S. 1076–1084, DOI: 10.2514/1 .C033618.
- [126] Thurman, C., Zawodny, N. S., Pettingill, N. A., Lopes, L. V. und Baeder, J. D., "Physics-informed broadband noise source identification and prediction of an ideally twisted rotor", *AIAA SciTech 2021 Forum*, 2021, S. 1925, DOI: 10.2514 /6.2021-1925.
- [127] Thurman, C. S., Zawodny, N. S. und Pettingill, N. A., "The effect of boundary layer character on stochastic rotor blade vortex shedding noise", *The Vertical Flight Society's 78th Annual Forum and Technology Display*, Fort Worth, TX, USA, 10–12 Mai 2022.
- [128] Tinney, C. E. und Valdez, J., "Acoustic scaling for small rotors in hover", 75th American Helicopter Society (AHS) Annual Forum, Philadelphia, PA, USA, 14–15 Mai 2019.

- [129] Van der Wall, B. G., Grundlagen der Hubschrauber-Aerodynamik, Springer, Berlin, Heidelberg, 2015, DOI: 10.1007/978-3-662-60365-9.
- [130] Van Treuren, K. W., Hays, A., Wisniewski, C. und Byerley, A., "A comparison of the aerodynamic performance and aeroacoustic behavior of commercial and custom designed quadcopter propellers", *AIAA SciTech Forum*, Grapevine, TX, USA, 9–13 Jan. 2017.
- [131] Washizu, K., Azuma, A., Koo, J. und Oka, T., "Experiments on a model helicopter rotor operating in the vortex ringstate", *Journal of Aircraft*, Vol. 3, No. 3, 1966, S. 225–230, DOI: 10.2514/3.43729.
- [132] Wilke, G., "Aerodynamic performance of two eVTOL concepts", New Results in Numerical and Experimental Fluid Mechanics XII: Contributions to the 21st STAB/DGLR Symposium, Darmstadt, Germany, 2018, Springer, 2020, S. 392–402, DOI: 10.1007/978-3-030-25253-3_38.
- [133] Wilke, G., Lüdeke, H., Yin, J. und Delfs, J., *Prediction of acoustic far field with DLR's acoustic code APSIM+*, DLR.
- [134] Winckelmans, G. S. und Leonard, A., "Contributions to vortex particle methods for the computation of three-dimensional incompressible unsteady flows", *Journal of Computational Physics*, Vol. **109**, No. 2, 1993, S. 247–273, DOI: 10.1006/jcph.1993.1216.
- [135] Winslow, J., Otsuka, H., Govindarajan, B. und Chopra, I., "Basic understanding of airfoil characteristics at low Reynolds numbers", *Journal of Aircraft*, Vol. 55, No. 3, 2018, S. 1050–1061, DOI: 10.2514/1.C034415.
- [136] Wisniewski, C. F., Byerley, A., Van Treuren, K. W. und Hays, A., "Experimentally testing commercial and custom designed quadcopter propeller static performance and noise generation", 23rd AIAA/CEAS aeroacoustics conference, Denver, CO, USA, 5–9 Juni 2017.
- [137] Wittmer, K. S., Devenport, W. J., Rife, M. C. und Glegg, S. A. L., "Perpendicular blade vortex interaction", *AIAA journal*, Vol. 33, No. 9, 1995, S. 1667–1674, DOI: 10.2514/3.12802.
- [138] Wolf, C. C., Weis, A., Schwarz, C., Braukmann, J. N., Koch, S. und Raffel, M., "Wake unsteadiness and tip vortex system of full-scale helicopters in ground effect", *Journal of the American Helicopter Society*, Vol. 67, No. 1, 2022, S. 1–17, DOI: 10.4050/JAHS.67.012010.

- [139] Yamauchi, G. K., Signor, D. B., Watts, M. E., Hernandez, F. J. und LeMasurier, P., "Flight measurements of blade-vortex interaction noise including comparisons with full-scale wind tunnel data", *Journal of the American Helicopter Society*, Vol. 41, No. 4, 1996, S. 291–301, DOI: 10.4050/JAHS.41.291.
- [140] Yang, H., Xia, W., Wang, K. und Hu, S., "Aerodynamic performance of a small-scale tilt rotor: Numerical simulation and experiment in steady state", *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part C: Journal of Mechanical Engineering Science* 2020, DOI: 10.1177/0954406220950352.
- [141] Yang, Y., Liu, Y., Li, Y., Arcondoulis, E. und Wang, Y., "Aerodynamic and aeroacoustic performance of an isolated multicopter rotor during forward flight", *AIAA Journal*, Vol. 58, No. 3, 2020, S. 1171–1181, DOI: 10.2514/1.J05 8459.
- [142] Ye, J., Wang, J., He, S. und Song, T., "Rotor performance analysis and modeling of multirotor using wind-tunnel test", 2020 International Conference on Unmanned Aircraft Systems (ICUAS), Athens, Greece, 1–4 Sep. 2020, DOI: 10.1109/ICUAS48674.2020.9214059.
- Ye, J., Wang, J., Song, T., Wu, Z. und Tang, P., "Nonlinear modeling the quad-copter considering the aerodynamic interaction", *IEEE Access*, Vol. 9, 2021, S. 134716–134732, DOI: 10.1109/ACCESS.2021.3116676.
- [144] Yedavalli, P. und Mooberry, J., "An assessment of public perception of urban air mobility (UAM)", Airbus, 2019.
- [145] Yin, J. und Ahmed, S. R., "Helicopter main-rotor/tail-rotor interaction", Journal of the American Helicopter Society, Vol. 45, No. 4, 2000, S. 293–302, DOI: 10.405 0/JAHS.45.293.
- [146] Yin, J. und Ahmed, S. R., "Treatment of unsteady rotor aerodynamics", IB 129-94/21, DLR, 1994.
- [147] Yin, J. und Kunze, P., *DLR free wake unsteady panel method (UPM) user guide*, Mai 2011.
- [148] Yung, Y. H., "Rotor blade-vortex interaction noise", Progress in Aerospace Sciences, Vol. 36, No. 2, 2000, S. 97–115, DOI: 10.1016/S0376-0421 (99) 00012-3.
- [149] Zhang, T., Geyer, T., de Silva, C., Fischer, J., Doolan, C. und Moreau, D., "Experimental investigation of tip vortex formation noise produced by wall-mounted finite airfoils", *Journal of Aerospace Engineering*, Vol. 34, No. 6, 2021, DOI: 10.1 061/ (ASCE) AS.1943-5525.0001315.

[150] Zhu, W. J., Shen, W. Z., Sørensen, J. N. und Leloudas, G., "Improvement of airfoil trailing edge bluntness noise model", *Advances in mechanical engineering*, Vol. 8, No. 2, 2016, DOI: 10.1177/1687814016629343.

Anhang

Ähnlichkeitstheorie in der Rotoraerodynamik

Strömungsphänomene unterliegen häufig einer Vielzahl von Einflussgrößen. In der Aerodynamik werden dimensionslose Kennzahlen oft zur Identifizierung relevanter Größen für diese Strömungsphänomene herangezogen. Durch die Anwendung der Ähnlichkeitstheorie kann eine Reduktion der Einflussgrößen auf einen minimalen Satz dimensionsloser Kennzahlen erreicht werden. Dadurch wird einerseits eine Fokussierung auf die wesentlichen Zusammenhänge ermöglicht, andererseits erlauben die dimensionslosen Kennzahlen den Vergleich von Experimenten, die unterschiedliche Größenordnungen aufweisen [4, 121].

In der Hubschrauberaerodynamik kann die Ähnlichkeitstheorie zur Beschreibung des Rotorschubs und der Rotorleistung angewandt werden [73]. Mithilfe des Buckingham-II-Theorems [18] werden im Folgenden grundlegende Zusammenhänge für einen Rotor im Vorwärtsflug hergeleitet. Bei inkompressibler Strömung hängt der Rotorschub *T* eines Rotor mit gegebener Blattzahl und Blattgeometrie vom Rotorradius *R*, der Anströmgeschwindigkeit V_{∞} , dem Rotorneigungswinkel α , der Winkelgeschwindigkeit Ω , der Luftdichte ρ und der dynamischen Viskosität η ab:

$$T = f_1(R, V_{\infty}, \alpha, \Omega, \rho, \eta) \tag{A.1}$$

Folglich besteht eine funktionale Beziehung zwischen sieben dimensionsbehafteten Parametern (N = 7). Jeder dieser Parameter lässt sich aus den drei Basisgrößen der Länge l, der Zeit t und der Masse m ableiten (K = 3). Beispielsweise setzt sich der Schub T wie folgt zusammen:

$$[T] = [l]^{1}[t]^{-2}[m]^{1}$$
(A.2)

Die Exponenten der Basisgrößen für alle in Gl. A.1 vorkommenden Parameter sind in Tab. A.1 aufgelistet. Nach dem Buckingham-II-Theorem lässt sich der physikali-

Tabelle A.1: Exponenten der Basisgrößen für die Zusammensetzung der dimensionsbehafteten Einflussparameter

Basisgröße	Т	R	V_{∞}	α	Ω	$ \rho$	η
1	1	1	1	0	0	-3	-1
t	-2	0	-1	0	-1	0	-1
т	1	0	0	0	0	1	1

sche Zusammenhang aus Gl. A.1 durch N - K = 4 dimensionslose Kennzahlen Π_i beschreiben:

$$f_2(\Pi_1, \Pi_2, \Pi_3, \Pi_4) = 0 \tag{A.3}$$

Zur Identifikation der dimensionslosen Kennzahlen Π_i wird zunächst die Zuordnung der Exponenten der Basisgrößen zu den dimensionsbehafteten Parametern aus Tab. A.1 als $K \times N$ -Matrix P geschrieben:

$$P = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & 0 & 0 & -3 & -1 \\ -2 & 0 & -1 & 0 & -1 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 1 \end{pmatrix}$$
(A.4)

Die gesuchten dimensionslosen Kennzahlen sind durch die Basiselemente des Kerns der Matrix *P* gegeben:

$$\operatorname{Kern}\{P\} = \left\{ s \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ -1 \\ 1 \\ 0 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + t \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + u \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ -4 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ -2 \\ -1 \\ 0 \end{pmatrix} + v \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \middle| s, t, u, v \in \mathbb{R} \right\} \quad (A.5)$$

Dabei korrespondiert jedes Basiselement des Kerns mit einer dimensionslosen Kennzahl. Die Einträge des Basiselements geben an, mit welchen Exponenten die dimensionsbehafteten Einflussgrößen zur Bildung der dimensionslosen Kenngrößen kombiniert werden müssen. Zur Beschreibung des Rotorschubs ergeben sich folgende dimensionslose Kenngrößen:

$$\Pi_1 = T^0 R^{-1} V_{\infty}^1 \alpha^0 \Omega^{-1} \rho^0 \eta^0 = \frac{V_{\infty}}{\Omega R} = \mu$$
 (A.6)

Tabelle A.2: Exponenten der Basisgrößen für die Zusammensetzung der dimensionsbehafteten Einflussparameter

Basisgröße	Р	R	V_{∞}	α	Ω	ρ	η
1	2	1	1	0	0	-3	-1
t	-3	0	-1	0	-1	0	-1
т	1	0	0	0	0	1	1

$$\Pi_2 = T^0 R^1 V_{\infty}^1 \alpha^0 \Omega^0 \rho^1 \eta^{-1} = \frac{\rho V_{\infty} R}{\eta} = Re$$
(A.7)

$$\Pi_3 = T^1 R^{-4} V_{\infty}^0 \alpha^0 \Omega^{-2} \rho^{-1} \eta^0 = \frac{T}{\rho R^2 (\Omega R)^2} = \pi C_T$$
(A.8)

$$\Pi_4 = T^0 R^0 V_\infty^0 \alpha^1 \Omega^0 \rho^0 \eta^0 = \alpha \tag{A.9}$$

Folglich kann der Schubbeiwert als Funktion des Fortschrittgrads μ , des Neigungswinkels α und der Reynoldszahl *Re* geschrieben werden:

$$C_T = f(\mu, \alpha, Re) \tag{A.10}$$

Analog lässt sich der Zusammenhang für die Leistung entdimensionalisieren. Die Exponenten der Basisgrößen sind in Tab. A.2 zusammengefasst. Diese unterscheiden sich nur in der ersten Spalte von den Exponenten in Tab. A.1. Für die dimensionslosen Kennzahlen ergibt sich:

$$\Pi_1 = \frac{V_\infty}{\Omega R} = \mu \tag{A.11}$$

$$\Pi_2 = \frac{\rho V_\infty R}{\eta} = Re \tag{A.12}$$

$$\Pi_3 = \frac{P}{\rho R^2 (\Omega R)^3} = \pi C_P \tag{A.13}$$

$$\Pi_4 = \alpha \tag{A.14}$$

Folglich kann der Leistungsbeiwert C_P als Funktion des Fortschrittgrads μ , des Neigungswinkels α und der Reynoldszahl *Re* geschrieben werden:

$$C_P = f(\mu, \alpha, Re) \tag{A.15}$$

Lebenslauf

Felix Martin Lößle geboren am 20. Juni 1994 in Herrenberg felix.loessle@dlr.de

Wissenschaftlicher Werdegang

Seit 05/2019	Wissenschaftlicher Mitarbeiter Institut für Aerodynamik und Strömungstechnik DLR, Göttingen
05/2017-11/2017	Masterarbeit Robert Bosch GmbH, Renningen
10/2015-05/2016	Bachelorarbeit Institut für Luftfahrtantriebe, Universität Stuttgart
04/2015-07/2015	Praktikum MTU Aero Engines AG

Ausbildung

Seit 05/2019	Promotion zum Thema "Experimentelle Untersuchung der Aerodynamik und Aeroakustik kleiner Rotoren im Schwebe- und Vorwärtsflug" Leibniz Universität Hannover
04/2015-08/2020	Bachelorstudium der Wirtschaftswissenschaft Fernuniversität in Hagen
07/2016-08/2018	Masterstudium der Luft- und Raumfahrttechnik Universität Stuttgart
10/2012-06/2016	Bachelorstudium der Luft- und Raumfahrttechnik Universität Stuttgart