Untersuchungen zur instationären Aerodynamik an einem vogelähnlichen Flügelschlagmodell

Vom Fachbereich Biologie der Technischen Hochschule Darmstadt
zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doctor rerum naturalium
genehmigte

Dissertation

von

Dipl. Biol. Tatjana Hubel

aus Homburg

Berichterstatter:	Prof. Dr. rer. nat. W. Himstedt
Mitbericherstatter:	Prof. Dr.-Ing. C. Tropea
Mitbericherstatter:	Prof. Dr. med. R. Galuske
Mitbericherstatter:	Prof. Dr.-Ing. R. Radespiel

Tag der Einreichung: 04.10.2006
Tag der mündlichen Prüfung: 28.11.2006

Darmstadt 2006
D17

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftliche Mitarbeiterin am Fachgebiet Strömungslehre und Aerodynamik der TU Darmstadt.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Tropea für seine Betreuung und insbesondere für seine Bereitschaft interdisziplinäre Arbeiten zu unterstützen und mich als Biologin an seinem Fachgebiet aufzunehmen. Ebenso gilt mein Dank Herrn Prof. Himstedt dafür, meine Betreuung im Fachbereich Biologie übernommen zu haben.

Herrn Prof. Galuske und Herrn Prof. Radespiel danke ich für die Bereitschaft, als Koreferenten zu fungieren.

Ich danke allen Mitarbeitern des Fachgebietes, die mich freundschaftlich und fachlich unterstützt haben. Besonders aber Sven Grundmann und Michael Weismüller. Vielen Dank auch an Ulf Meerwald für seine unverzichtbare Unterstützung zu Beginn meiner Arbeit und die gemeinsame Einarbeitung in die Tücken der PIV-Messtechnik.

Den Mitarbeitern des Windkanals und der Werkstatt gebührt mein Dank für die Unterstützung bei der Durchführung der Experimente.

Ferner danke ich meinen Seminar-, Studien- und Diplomarbeitern, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Für die großartige Hilfsbereitschaft bei allen Computer- und Programmierungsfragen sowie das Korrekturlesen meiner Arbeit danke ich Matthias Quade ganz herzlich.

Mein größter Dank gilt meinen Eltern, ohne deren Liebe und Unterstützung dies alles nicht möglich gewesen wäre.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung III

Nomenklatur V

1 Einleitung ... 1

2 Zielsetzung ... 4

3 Stand der Forschung ... 6

3.1 Der Schlagflug ... 7

3.1.1 Arbeiten zum Schlagflug ... 7

3.1.2 Terminologie des Schlagfluges ... 8

3.2 Wichtige Kennzahlen des Tierfluges ... 9

3.2.1 Reynoldszahl ... 9

3.2.2 Reduzierte Frequenz ... 11

3.3 Instationäre Strömungseffekte im Tierflug ... 12

3.3.1 Clap and Fling ... 12

3.3.2 Delayed Stall ... 13

3.3.3 Rotational Lift ... 15

3.3.4 Wake capture ... 16

3.4 Auftriebs- und Schuberzeugung am bewegten Tragflügel ... 16

3.4.1 Reine Hubbewegung ... 16

3.4.2 Reine Drehbewegung ... 17

3.5 Anatomische, kinematische und aerodynamische Grundlagen des Vogelfluges 19

3.5.1 Der Vogelflügel ... 19

3.5.2 Grundlegende Kinematik des Vogelfluges ... 21

3.5.3 Nachlaufstrukturen und damit einhergehende aerodynamische Effekte 23

3.5.4 Leistung und Wirkungsgrad im Vogelflug ... 25

3.6 Micro air vehicle (MAV) ... 28

4 Experimenteller Aufbau und Datenverarbeitung ... 31

4.1 Messprogramm ... 31

4.2 Das biologische Vorbild ... 31

4.3 Auslegung und Bau des Flügelschlagmodells 32
4.3.1 Rumpf und Antrieb 33
4.3.2 Flügel 36
4.4 Niedergeschwindigkeitswindkanal 41
4.5 PIV 44
4.5.1 Prinzip der Strömungsvisualisierung mittels Particle Image Velocimetry (PIV) 44
4.5.2 Experimenteller Aufbau PIV 45
4.5.3 Durchführung und Analyse der PIV-Messungen 52
4.5.4 Berechnung der Vektorbilder 54
4.5.5 Berechnung der Zirkulation aus dem Nachlauf 55
4.5.6 Fehlerbetrachtung 69
4.6 Waage 70
4.6.1 Analyse der Kraftmessungen 72
4.6.2 Validierung 79
5 Ergebnisse und Diskussion 87
5.1 Ergebnisse der Randwirbelvisualisierung 87
5.2 Ergebnisse der Querwirbelvisualisierung 127
5.3 Ergebnisse der Kraftmessungen 138
5.4 Dynamic Stall Effekt 159
5.5 Abschließende Diskussion und Ausblick 167
6 Literaturverzeichnis 172
7 Anhang 181

Zusammenfassung

Im Rahmen dieses Projektes sollen die Erkenntnisse zur instationären Aerodynamik des Schlagfluges vertieft und ausgebaut werden. Es wird eine Empfindlichkeitsanalyse der Haupteinflussparameter für den widerstandsarmen Schlagflug mit Augenmerk auf den Parameterbereich $10^4 < \mathrm{Re} < 10^5$ und $0.027 < \mathrm{k} < 0.27$ erstellt ($Re=U_\infty c/\nu$; $k=\pi fc/U_\infty$; ν=kin. Viskosität, f=Schlagfrequenz, c=Flügeltiefe, U_∞=Anströmgeschwindigkeit). Zusätzlich sollen die Methoden der Messtechnik an die Anforderungen der instatiönären Messungen angepasst und die gewonnenen Erkenntnisse in die Biologie übertragen werden. Die Untersuchungen erfolgten an einem mechanischen Schlagflugmodell, wobei die Messungen im Windkanal unter Einsatz der Particle-Image-Velocimetry (PIV) als bildgebendem Messverfahren sowie der Verwendung einer 3-Komponentenwaage zur direkten Kraftmessung erfolgten. Die Messsysteme ermöglichen es, das Verhalten der Strömung an einem schlagenden Flügel zu analysieren und den Einfluss von Parametervariationen genau zu bestimmen. Des Weiteren können die Ergebnisse unterschiedlicher Messsysteme miteinander verglichen werden und somit die Verwendbarkeit beider Systeme im Falle instationärer Untersuchungen genauer bestimmt werden. Als natürliches Vorbild für das Schlagflugmodell diente die Ringelgans, die sich durch ihre Größe, ihren kräftigen Rumpf und ihre geringe Flügelschlagfrequenz von 2-4 Hz auszeichnet.

Betrachtet werden die von der Hinterkante ablösenden Querwirbel in einem parallel zur Strömung orientierten Untersuchungsgebiet. Ursache dieser Wirbel sind die über den Flügelschlag hinweg auftretenden Zirkulationsänderungen, die eine Veränderung in der Auftriebserzeugung anzeigen. Des Weiteren wird der an der Flügelspitze auftretende Randwirbel, senkrecht zur Strömungsrichtung, visualisiert. Die Berechnung der Zirkulation des Wirbels erfolgt anschließend nach dem Satz von Stokes durch die Integration der Wirbelstärke über die Fläche. Von der Zirkulation des Randwirbels wiederum lassen sich Rückschlüsse auf den vom Flügel produzierten Auftrieb ziehen (Kutta-Joukowski). Die PIV-Messungen haben gezeigt, dass sich die Änderung des Auftriebs über dem Flügelschlag sehr gut aus der Zirkulation des Randwirbels berechnen lässt. Dies trifft für die Absolutwerte hingegen bislang nicht zu. Der Vergleich der aus der Visualisierung der Querwirbel ermittelten Zirkulationsänderung über dem Flügelschlag mit den Waagenmessungen erweist sich im Gegensatz zu den Vergleichen mit den Randwirbeln als weit problematischer, da die Zirkulationsverteilung über der Spannweite variiert und nur begrenzt für die verschiedenen Parameterkombinationen ermittelt werden kann. Dennoch stimmen die ermittelten Änderungen weitgehend mit den Ergebnissen der Randwirbelvisualisierung überein.

Die durch die Strömungsvisualisierung gewonnenen Ergebnisse werden anschließend mit den Resultaten der direkten Kraftmessungen verglichen. Die mit der 3-Komponenten-Waage durchgeführten Messungen weisen mit zunehmender reduzierter

Frequenz den Einfluss instationärer Effekte auf. Die weit über dem für stationäre Messungen ermittelten kritischen Anstellwinkel liegenden hohen C_z-Werte sowie die aerodynamische Phasenverschiebung lassen sich auf den „Dynamic Stall“-Effekt zurückführen, wobei das Auftreten eines Vorderkantenwirbels durch Visualisierungen auf dem Flügel bestätigt werden konnte. Bislang konnte das Auftreten eines Vorderkantenwirbels am Vogelflügel nur bei stationären Messungen am stark gepfeilten Flügelmodell eines Mauerseglers nachgewiesen werden (Videler et al. 2004). Das Auftreten des „Dynamic stall“-Effektes zeigt, dass die Betrachtungsweise, den Vogelflug als quasi-stationär anzusehen, nicht ganz zutreffend ist. Zwar kann die Nutzung instationärer Effekte im Rahmen dieser Arbeit nicht nachgewiesen werden, jedoch erfordert ihre mögliche Ausbildung eine aktive Kontrolle zur Vermeidung negativer Auswirkungen.

Summary

The research undertaken in this project encompasses the experimental investigation of unsteady effects within flapping flight. A sensitivity analysis of the main flight parameters has been performed, with specific attention to the flight envelope of $104 < Re < 105$ and $0.027 < k < 0.27$, ($Re=U_\infty c/\nu$; $k=\pi fc/U_\infty$; ν= kinematic viscosity, f= flapping frequency, c=average wing chord, U_∞= freestream velocity). Furthermore the associated development of experimental techniques for such an unsteady flow was undertaken. The results of the project have also been interpreted with reference to the biological factors in order to better understand bird flight.

The research was conducted in the low-speed wind tunnel of the TU Darmstadt using a mechanical flapping-wing model. Particle Image Velocimetry (PIV) was used for both qualitative and quantitative analysis, in addition to direct force measurements made with a three-component balance. Both these measurement techniques were used to better understand the effect of the unsteady flow around the model, and were simultaneously with one another validated in order to determine which techniques are well suited for such investigations. The flapping-wing model was based on a Brand goose, characterized by their length scales (relatively large body with respect to wing span) and their flapping frequencies of 2-4Hz.

The transverse vorticity shed from the wing was visualized on several planes parallel to the streamwise direction. The origin of these transverse vortices is the circulation change during the wing-beat cycle. On the other hand the tip vortex was visualized perpendicular to the streamwise direction at 2.3-chord-lengths downstream of the trailing edge. The circulation within the vortices was calculated by applying Stokes's theorem, in other words the integration of the vorticity over the measurement area. The circulation measured in the longitudinal tip vortices can be related to the lift production via the Kutta-Joukowsky theory. The resulting change in circulation from the PIV measurements in both the transverse and longitudinal vorticity agree with one another, as well as with the direct force measurements. However, the analysis of the transverse vortex was problematic since only small local changes in circulation could be measured for this case. Also there remained a disagreement between the absolute values of circulation when comparing PIV measurements in the tip vortex with the direct force measurements.

The results from the three-component balance show an increase in unsteady effects with an increase in reduced frequency. The maximum lift coefficient during a flapping cycle was typically higher than for the equivalent fixed-wing tests. This phenomenon, together with the measured aerodynamic phase-shift are caused by the dynamic stall effect over the wing surface. The dynamic stall effect can be attributed to the formation and convection of the leading-edge vortex over the wing, and was visualized for the

case of flapping wings. For the case of static wings, such a leading-edge vortex is found only with high sweep-back (delta wings) such as with swifts (Videler et al. 2004). The observation of the leading-edge vortex for typical bird flight reduced frequencies shows that this flow cannot be simplified as a quasi-steady flow. This in effect proves that adaptive wings, as found with live birds, are necessary to fully control these unsteady flow features such as dynamic stall.

Nomenklatur

a_z Beschleunigung in vertikaler Richtung

A Fläche

b Spannweite

b' Abstand der beiden Randwirbel

b_{mm} universelle Koeffizienten

b_{mn} universelle Koeffizienten

c mittlere Flügeltiefe

c_m örtliche Flügeltiefe

$\left\langle c_{\Pi,h} \right\rangle$ mittlerer Leistungsbeiwert der Schlagbewegung

$\left\langle c_{\Pi,g} \right\rangle$ mittlerer Leistungsbeiwert des Vortriebs

$\left\langle c_{\Pi,\alpha} \right\rangle$ mittlerer Leistungsbeiwert Drehbewegung

C Kontur

C_D Beiwert des Widerstandes

C_{Di} Beiwert des induzierten Widerstandes

C_{DPar} Beiwert des parasitären (Körper) Widerstandes

C_{DPro} Beiwert des Profil Widerstandes

$C_{Dinterf}$ Beiwert des Interferenzwiderstands

C_L Beiwert des Auftriebes

C_m Nickmomentenbeiwert

C_x Beiwert des Horizontalkraft

$C_{x(\alpha 0)}$ stationärer Beiwert des Horizontalkraft

C_z Beiwert der Vertikalkraft

$C_{z(\alpha 0)}$ stationärer Beiwert des Vertikalkraft

$C_{z(\alpha 0max)}$ maximaler stationärer Beiwert des Vertikalkraft

d Länge über die die Zirkulation der Querwirbel integriert wird

d_x Distanz zwischen Messebene und Flügelhinterkante

D Widerstand (Kraft parallel zur effektiven Anströmungsrichtung)

f Schlagfrequenz, Frequenz der Bewegung

F	Luftkraft
F_{vM}	durch die virtuelle Masse verursachte Kraft
Fx	Horizontalkraft (Kraft in horizontaler Richtung)
Fz	Vertikalkraft (Kraft in vertikaler Richtung)
h	Auslenkung eines Flügelpunktes aus der Horizontalen
k	reduzierte Frequenz
l	Strecke
L	Auftrieb (Kraft senkrecht zur effektiven Anströmungsrichtung)
M	Anzahl der Stützstellen
My	Nickmoment
n	Normalenvektor
N	Anzahl der Bilder pro Flügelschlagzyklus
p	statischer Druck
P	Leistung
q	Staudruck
r	Position in Spannweitenrichtung
R	Flügellänge
Re	Reynoldszahl
R_s,	spezifischen Gaskonstante
s	momentane Position der Schwenkbewegung
s_0	konstante Auslenkung der Schwenkbewegung
s_1	Amplitude der Schwenkbewegung
t	Zeit
t_{Kor}	zeitl. Abweichung zwischen Geschehen am Flügel und Aufnahme
T	Periodendauer der Bewegung, Temperatur
T_u	Turbulenzgrad
U_∞	Geschwindigkeit der freien Anströmung
$\overline{u}'$	mittlere Geschwindigkeitsschwankung in x-Richtung
$\vec{v}$	Geschwindigkeitsvektor
$v_n, \dot{v}_n$	Geschwindigkeit bzw. Beschleunigung normal zur Oberfläche
v_t	Tangentialgeschwindigkeit

v_z Vertikalgeschwindigkeit des Flügels

V Volumen

z momentane vertikale Auslenkung

z_0 konstante vertikale Auslenkung

z_1 Hubamplitude

Griechische Buchstaben

α momentaner Anstellwinkel

α_0 stationärer/ konstanter mittlerer Anstellwinkel

$\alpha_{0\max}$ kritischer Anstellwinkel bei stationärer Anströmung

α_D effektiver Anstellwinkel aufgrund der Drehbewegung

α_{eff} effektiver Anstellwinkel

α_H effektiver Anstellwinkel aufgrund der Hubbewegung

α_i induzierter Anstellwinkel

α_{in} örtlicher induzierter Anstellwinkel

α_m örtlicher geometrischer Anstellwinkel

α_N Nullauftriebswinkel

β_n Koeffizient der virtuellen Masse

γ normierte Zirkulation

γ_m normierte örtliche Zirkulation

Γ Zirkulation

η Wirkungsgrad

θ momentaner Amplitudenwinkel (Winkel der Schlagbewegung)

$\dot{\theta}$ Winkelgeschwindigkeit

$\ddot{\theta}$ Winkelbeschleunigung

θ_0 konstanter mittlerer Amplitudenwinkel

θ_1 Amplitude der Schlagbewegung

θ_o maximale Auslenkung der Schlagamplitude aus der Horizontalen nach oben

θ_u maximale Auslenkung der Schlagamplitude aus der Horizontalen nach unten

κ Phasenverschiebung zwischen Hub- und Drehbewegung

λ Verhältnis von Schlagamplitude z_1 zur Drehamplitude α_1

Λ Streckung

μ	dynamische Viskosität
ν	kinematische Viskosität
ρ	Dichte
τ	Scherspannung
ϕ	Phasenverschiebung zwischen Hub- und Schwenkbewegung
ω	Kreisfrequenz / Wirbelstärke (Vorticity)
ω_x	Wirbelstärke in der y-z-Ebene
ω_y	Wirbelstärke in der x-z-Ebene
ω_z	Wirbelstärke in der x-y-Ebene

Indizes

i, j	Indizes in x-z-Ebene
m,n	Indizes für die Stützstellen
x	Koordinate in Strömungsrichtung
y	Koordinate in Spannweitenrichtung
z	Koordinate vertikaler Richtung
π	Leistung

Begriffe und Abkürzungen

distal	von der Körpermitte weg
MAV	Micro air vehicle
max	maximal
min	minimal
Pronation	Drehung des Flügels um seine Längsachse, bei der die Vorderkante gesenkt und die Hinterkante gehoben wird.
proximal	zur Körpermitte hin
Supination	Drehung des Flügels um seine Längsachse, bei der die Vorderkante gehoben und die Hinterkante gesenkt wird.
VKW/LEV	Vorderkantenwirbel/Leading edge vortex

Bemerkung

Aufgrund der Darstellung der Diagramme in englischer Sprache wird in der gesamten Arbeit statt eines Kommas ein Punkt als Dezimalzeichen verwendet.

1 Einleitung

Lange bevor der Traum vom Fliegen für den Menschen in Erfüllung ging, wurde der Luftraum bereits von anderen Lebewesen erobert. Im Laufe der Evolution wurde die Fähigkeit zum Fliegen mehrere Male unabhängig voneinander von verschiedenen Tiergruppen entwickelt. Sowohl Vertebraten (Wirbeltiere) als auch Invertebraten (Wirbellose) erhoben sich in die Lüfte. Vor etwa 300 Mio. Jahren entwickelten die Insekten als Vertreter der Invertebraten als erste die Fähigkeit zum Fliegen. Sie sind die wahren Flugpioniere und bilden auch heute noch die formen- und artenreichste Gruppe flugfähiger Lebewesen. Lange Zeit blieben sie die einzigen Tiere, die sich den Luftraum als Lebensraum erschlossen hatten. Erst ca. 100 Mio. Jahre später folgten ihnen die Reptilien in Form von Flugsauriern (Pterosaurier) nach. Weitere 100 Mio. Jahre später begannen erste Vorfahren heutiger Vögel sich als weitere Vertretergruppe der Saurier zu entwickeln. Als vierte und letzte Gruppe entwickelte sich die Ordnung der Fledertiere, die von Fledermäusen und Flughunden gebildet wird. Sie zählen zu den einzigen Säugetieren, die zum aktiven Flug befähigt sind. Im Gegensatz zum aktiven Flug wurde der passive Flug von Vertretern vieler Tierordnungen entwickelt. Lage und Art der hierfür ausgebildeten Flughäute sind dabei je nach Tiergruppe verschieden. Fliegende Fische nutzen ihre vergrößerten Brust- und Bauchflossen, während südamerikanische Flugfrösche ihre Schwimmhaut zwischen Fingern und Zehen einsetzen. Verlängerte Brustrippen spreizen die seitliche Flughaut des Flugdrachen, während Gleitbeutler, Gleithörnchen und Pelzflatterer als Vertreter der Säugetiere eine Flughaut zwischen den Vorder- und Hinterextremitäten spannen. Sie alle sind in der Lage, mit Hilfe von Flughäuten von höheren Positionen aus herabzugleiten. Bis heute liegen die Anfänge des aktiven Tierfluges jedoch weitgehend im Dunkeln. Bei allen vier Tiergruppen ist nur wenig darüber bekannt, wie die Eroberung des Luftraumes ihren Anfang nahm. Bislang stehen sich zwei Theorien nahezu gleichberechtigt gegenüber. Dabei stellt sich die Frage, ob der aktive Flug sich aus dem Herabgleiten von Bäumen entwickelte und damit eine Weiterentwicklung des in allen Tierklassen auftretenden Gleitfluges darstellt oder vom Boden aus als Verlängerung der Sprungphase seinen Anfang nahm. Die Evolution mag hier bei den verschiedenen Tiergruppen vielleicht auch unterschiedliche Wege gegangen sein. Doch trotz aller Unterschiede in Entwicklung, Morphologie und Kinematik der verschiedenen Klassen und Spezies weisen alle flugfähigen Tiere auch einige unverzichtbare Gemeinsamkeiten auf. Eine dieser Gemeinsamkeiten liegt in ihrer ultraleichten und dennoch hochstabilen Bauweise (Materialkomposition). So weisen die Knochen der Wirbeltiere luftgefüllte Kammern auf die das Gewicht der Knochen reduzieren. Eine weitere Übereinstimmung liegt in der Entwicklung des Schlagfluges als Antriebsmechanismus. Er koppelt die Hub- und Schuberzeugung und unterscheidet sich damit grundlegend vom Antriebsprinzip

heutiger Flugzeuge. Gerade der Vogelflug diente in den Anfängen der Luftfahrt als natürliches Vorbild. Erst Otto Lilienthal erkannte jedoch, dass die Beobachtung des natürlichen Vorbildes zwar entscheidend für das Verständnis der Aerodynamik war, die Lösung jedoch nicht in der Kopie des Antriebsmechanismus liegen konnte. Im Gegensatz zum Menschen besitzen Vögel eine überaus mächtige Antriebsmuskulatur, die sie zum Flügelschlag befähigt. Ein muskelbetriebenes, flugfähiges Transportmittel muss daher schon aufgrund der vergleichsweise schwachen menschlichen Muskulatur scheitern. Doch obwohl der Schlagflug sich als ungeeignet für die Luftfahrt herausstellte, ging die von ihm ausgehende Faszination niemals vollständig verloren. Der Fortschritt in Elektronik, Optik und Messtechnik ermöglicht den Wissenschaftlern heute, nähere Einblicke in die Funktionsweise des Flügelschlags zu nehmen und ihm Stück für Stück seine Geheimnisse zu entlocken. Dabei bietet sich den Forschern aufgrund der nahezu unerschöpflichen Artenvielfalt die Möglichkeit, die Anpassung und Wirkungsweise des Flügelschlagantriebs auf unterschiedlichste aerodynamische Bedingungen zu erforschen. So erfordern bereits die immensen Größenunterschiede verschiedener Arten deutliche Unterschiede im Antriebskonzept. Allein der Einfluss der Reibungskräfte auf die nur 0,3mm große Zwergwespe gestaltet sich völlig anders als auf den mit einer Spannweite von 3,2m fast 10.000fach größeren Andenkondor. Noch größere Extrema finden sich unter Berücksichtigung bereits ausgestorbener Arten. Das bislang größte bekannte flugfähige Tier ist der *Quetzalcoatlus northropi*, ein Flugsaurier mit einer Spannweite von 11-12m. Im Gegensatz zu den kleineren Vertretern der Pterosaurier mit ihrem aktiven Flugverhalten flogen die großen Flugsaurier jedoch überwiegend im Segelflug, nutzten thermische Strömungen aus und benötigten zum Starten und Landen günstige Bodenverhältnisse. Neben den Größenverhältnissen spielen aber auch die Umweltbedingungen und die sich daraus ergebenden unterschiedlichen Anforderungen eine entscheidende Rolle in der Optimierung des Bewegungsapparats und der Kinematik der jeweiligen Art. So hat die Natur ausdauernde Langstreckenflieger (Zugvögel), schnelle Sprinter (Wanderfalke, 350 km/h), und wahre Flugakrobaten (Libellen) hervorgebracht. Neben den Segelfliegern, deren Flügel fast stationär angeströmt werden, können an den Flügeln aufgrund hoher Flügelschlagfrequenzen jedoch auch stark instationäre Zustände herrschen. Gerade im Bereich des Insektenfluges wurden in den letzten Jahren mit der Entdeckung verschiedener instationärer Mechanismen wichtige Erkenntnisse zur Auftriebserzeugung gewonnen. Aufgrund der in den letzten Jahren angestrebten Entwicklungen so genannter Micro air vehicle (MAV), die sich im gleichen Reynoldszahlenbereich wie der Tierflug bewegen, nimmt das Interesse sowohl am Vogel- als auch am Insektenflug stetig zu. Diente die Forschung lange Zeit hauptsächlich den Biologen dazu, den Tierflug in seiner Komplexität besser zu verstehen, so können die gewonnenen Erkenntnisse nun beim Bau technischer Flugobjekte genutzt werden. Auch wenn der Schlagflug nicht als Antriebssystem zum Einsatz kommt, können die bei geringen Reynoldszahlen gewonnenen Erkenntnisse

genutzt werden. Allerdings dient der Tierflug nicht nur unter aerodynamischen Gesichtspunkten als Vorbild sondern kann auch im Hinblick auf Materialkompositionen, Sensorik und Steuerung Anregungen liefern.

2 Zielsetzung

Das Ziel dieser Arbeit ist die Gewinnung grundlegender Erkenntnisse auf dem Gebiet der instationären Aerodynamik am Beispiel des Vogelfluges. Der Schwerpunkt der Untersuchungen liegt dabei auf der experimentellen Analyse der Auftriebs- und Vortriebserzeugung am schlagenden Flügel. Mit Hilfe bekannter Messverfahren, aber neuer Messmethodik, soll der bislang in weiten Teilen unerforschte Bereich der dreidimensionalen instationären Aerodynamik näher beleuchtet werden. In den letzten Jahren sind durch das steigende Interesse am Tierflug zahlreiche Modelle zur Auftriebserzeugung für Insekten und Vögel identifiziert worden. Besonders den im Insektenflug vorhandenen, zusätzlichen Auftrieb produzierenden, instationären Mechanismen wie *clap and fling* (Spedding und Maxworthy 1986), *rotational lift* (Bennet 1970; Dickinson und Götz 1993, Ellington et al. 1996) und *wake capture* (Dickinson 1994) wurde dabei große Aufmerksamkeit zuteil. Inwieweit solche Mechanismen für den Vogelflug mit seiner vergleichsweise geringen Schlagfrequenz von Bedeutung sind, ist bislang jedoch wenig bekannt. Hier fehlt es besonders an quantitativen Daten über einen großen Parameterbereich. In der durchgeführten Arbeit soll näher analysiert werden, inwieweit die bisherige Annahme, den Vogelflug als quasi-stationär zu behandeln, zutreffend ist. Ein mechanisches Modell, mit dessen Hilfe die Bewegung eines schlagenden Flügels simuliert wird, soll dabei die notwendigen umfassenden Studien zum Verhalten der Strömung an einem schlagenden Flügel ermöglichen. Dabei wird keine exakte Simulation des komplexen biologischen Systems angestrebt, sondern die Anzahl der Parameter reduziert und damit eine Untersuchung der Grundlagen der Auftriebserzeugung ermöglicht.

Eine Kernherausforderung dieser Arbeit liegt in der Erfassung des Strömungsfeldes um den schlagenden Flügel herum. Während eine Mehrkomponenten-Kraftmessung eine Aussage über das Lastkollektiv insgesamt liefert, sind für eine Analyse der Auftriebserzeugung nähere Kenntnisse über das lokale Strömungsfeld unabdingbar. Im Gegensatz zur konventionellen Messtechnik erlaubt der schlagende Flügel jedoch keinen eingebauten Strömungssensor und ein punktweises Abtasten des Strömungsfelds, z.B. mit einem Laser-Doppler-Anemometer (LDA), wie es in der stationären Aerodynamik der Fall ist, erweist sich nicht mehr als sinnvoll. Aus diesem Grund wird die Partikel-Image-Velocimetry (PIV)-Messtechnik im Nachlauf des Modells eingesetzt. Es werden dabei sowohl der Randwirbel in der Ebene senkrecht zur Anströmung als auch die sich aufgrund der Zirkulationsänderung von der Hinterkante ablösenden Querwirbel in der zur Anströmung parallel verlaufenden Ebene visualisiert. Bei einem einfachen stationär angeströmten Tragflügel ist es ausgehend von der Traglinientheorie und unter Berücksichtigung der Helmholtz'schen Wirbelsätze möglich, den am Flügel herrschenden Auftrieb mittels der Analyse des Nachlaufes zu ermitteln. Sowohl der Auftrieb als auch der induzierte Vortrieb, der im stationären Fall

gleich Null ist, lassen sich weitestgehend anhand der Wirbelsätze verstehen. Bedingt durch die Flügelbewegung besteht eine zeitlich veränderliche Zirkulation um den Flügel. Gemäß dem Kelvinschen Zirkulationstheorem müssen sich somit an der Hinterkante des Flügels freie Wirbel ablösen, die mit der örtlichen Geschwindigkeit fortgetragen werden. Das Band der freien Wirbel wird Unstetigkeitsfläche genannt und ist zeitlich veränderlich. Die Viskosität führt zu einer Aufweitung dieser Fläche, wirkt aber nicht unmittelbar auf die Gesamtzirkulation. Die Rückwirkung dieser Unstetigkeitsfläche (über Biot-Savart-Gesetz) auf die Anströmung ist für den induzierten Widerstand maßgebend (Spurk 1960). Inwieweit es möglich ist, auch für den bewegten dreidimensionalen Flügel mit seinem komplexen dreidimensionalen Nachlauf auf die Kräfte am Flügel zu schließen, soll der Vergleich zwischen den Ergebnissen der direkten Kraftmessung und der PIV-Messungen zeigen. Damit soll geklärt werden, inwieweit sich die PIV-Messtechnik zur quantitativen Analyse von Bewegungsvorgängen eignet. Ein Einsatzbereich, der sich gerade in der Biologie zunehmender Beliebtheit erfreut.

3 Stand der Forschung

Im Laufe der Zeit haben viele Forscher sich dem Studium des Tierfluges gewidmet. In früheren Zeiten stand hierbei meist der Vogelflug im Mittelpunkt der Aufmerksamkeit. Besonders bemerkenswert sind die sehr genauen Beobachtungen Leonardo da Vincis, dessen Zeichnungen noch heute beeindrucken. Nicht grundlos wird da Vinci heute oftmals als einer der ersten Bioniker bezeichnet, da seine Entwürfe technischer Geräte auf genauen Studien der Natur basierten, was zweifellos auch für den von ihm geplanten Schlagflügelapparat galt. Dennoch dauerte es noch über 350 Jahre bis der Traum vom aktiven Fliegen für die Menschheit in Erfüllung zu gehen begann. So gelang es Lilienthal durch seine präzisen Beobachtungen des Vogelfluges als Erstem, die Bedeutung gewölbter Tragflügel für die Auftriebserzeugung zu erfassen und in einen flugfähigen Apparat umzusetzen. Das von ihm verfasste Buch „Der Vogelflug als Grundlage der Fliegekunst“ zeigt, welche Bedeutung den Beobachtungen an der Entwicklung des Flugapparates zukommt (Lilienthal 1889). Seinen weiterführenden Untersuchungen zum Schlagflug wurde allerdings aufgrund seines tödlichen Unfalls ein Ende gesetzt. Obwohl die Beobachtung des Vogelfluges erste Erfolge im Bereich des Flugzeugbaus ermöglichte, stellte sich der Schlagflug als Flugzeugantrieb bald als ungeeignet heraus und trat im Hinblick auf technische Applikationen in den Hintergrund zurück. Gleichwohl blieb das Interesse an dem Thema erhalten und in den folgenden Jahren wurden sowohl analytische Berechnungen (Birnbaum 1924, Küssner 1936) als auch experimentelle Untersuchungen (von Holst 1942, 1947, 1948, 1951, Herzog 1968) hierzu durchgeführt. In den 70er Jahren wurde damit begonnen, Vögel für den Flug in Windkanälen zu trainieren. Auf diese Weise konnten wichtige neue Erkenntnisse im Bezug auf Energiehaushalt, Thermoregulation und Kinematik gewonnen werden. Gleichzeitig stieg auch das Interesse am Insektenflug. Vormals aufgrund der größenbedingten Beobachtungsproblematik eher vernachlässigt, ermöglicht es nun die fortschreitende Messtechnik auch auf diesem Gebiet zu forschen (Nachtigall 1966, 1979, Zarnack 1969, 1975, 1997). Neben den niedrigeren Reynoldszahlen und der höheren Schlagfrequenz unterscheiden sich Insekten auch im Flügelaufbau und Steuerung von Vögeln. Insektenflügel gleichen im Mittel meist einer ebenen Platte und die Steuerung erfolgt ausschließlich an der Flügelbasis, während Vogelflügel gewölbt sind, ein Gelenk zwischen Arm- und Handschwinge besitzen und sich im Flügel Muskeln befinden, die eine Kontroll- und Steuerungsfunktion übernehmen. Der Flügel weist damit eine wesentlich höhere Adaptionsmöglichkeit auf als es beim Insektenflügel der Fall ist.

Im Folgenden wird ein kurzer Überblick über die bislang erfolgte Forschung und die daraus gewonnenen Erkenntnisse im Bereich des Schlagfluges gegeben. Dabei liegt der

Schwerpunkt auf den in den letzten Jahren erfolgten bzw. für die Arbeit besonders relevanten Untersuchungen.

3.1 Der Schlagflug

3.1.1 Arbeiten zum Schlagflug

Die ersten instationären Rechnungen erfolgten durch Birnbaum (1924) und wurden von Küssner (1936), Theodorsen (1935) und Garrick (1936) erweitert. Diese Arbeiten, wie auch spätere Abhandlungen mit gleichen potentialtheoretischen Ansätzen (Spurk 1960, Send 1992) beschränken sich auf Hub- und Nickbewegungen, also zweidimensionale Konfigurationen. Grenzschichten, obwohl diese für die Zirkulationsentstehung verantwortlich sind, wurden nicht explizit berücksichtigt. Dass diese 'reibungslose' Betrachtungsweise Bestand hat, beweist die kürzlich erschienene Arbeit von Neef und Hummel (2000), die mit verhältnismäßig aufwendigen Euler- bzw. Navier-Stokes-Lösungen eine gute quantitative Übereinstimmung mit Aussagen von Küssner erhalten haben. Basierend auf der klassischen Profiltheorie bzw. auf dem erweiterten Panel-Verfahren sind im Laufe der Zeit eine Reihe von Arbeiten zu bewegten Tragflächen erschienen. Ebenfalls auf dem linearen Traglinienverfahren basierend wurde ein erweitertes Panel-Verfahren in den Arbeiten von Platzer und Jones eingesetzt. Gleichzeitig wurden diese Ergebnisse mit experimentellen Untersuchungen verifiziert (Jones und Platzer 1997, 1999, 2000). Die ersten experimentellen Arbeiten zur Identifizierung instationärer Effekte zur Auftriebserzeugung im Insektenflug wurden von Bennett (1970, 1977) und Maxworthy (1979) durchgeführt. Neben dem „Clap und Fling" Effekt, beruhend auf der Interaktion der beiden Flügel am oberen Umkehrpunkt, wurde von Maxworthy erstmals die Ausbildung eines Vorderkantenwirbels (LEV) beschrieben, der sich an dem Flügel schlagenden mechanischen Modell (basierend auf der Schlupfwespe *Encarsia formosa*) entwickelte (Spedding und Maxworthy 1986). Ebenfalls an einem mechanischen Modell und erstmals an lebenden Tieren konnte der von Maxworthy entdeckte Vorderkantenwirbel von der Arbeitsgruppe um Luttges an fixierten Libellen (*Libellula luctuosa*) und Tabakschwärmern (*Manduca sexta*) visualisiert werden (Somp und Luttges 1985, Reavis und Luttges 1988, Luttges 1989). Auch der Gruppe um Ellington an der Universität von Cambridge diente der Tabakschwärmer als Studienobjekt (Willmott et al. 1997) und Vorbild für ein mechanisches Modell, den „Flapper" (Van der Berg und Ellington 1997a, b). Hier stand ebenfalls die Ausbildung des LEV und der damit einhergehende „*Dynamic Stall"*-Effekt im Vordergrund der Untersuchungen. Neben dem „*Dynamic Stall"*- Effekt konnten zwei weitere auftriebssteigernde Effekte („*Rotational Lift*", „*Wake Capture*") von der Gruppe um Dickinson (Dickinson et al.1999) am Modell einer Fruchtfliege (Drosophila melanogaster) nachgewiesen werden. Weitere Arbeiten beschäftigen sich mit der Nachlauf-Flügel Interaktion (Birch und Dickinson 2003) sowie der Interaktion der Flügel miteinander (Lehmann et al. 2005). Wurden vor kurzem die Strömungen um

Schmetterlinge noch mit Rauch visualisiert (Strygley und Thomas 2002), begnügen sich neuere Arbeiten nicht mehr mit einer rein qualitativen Erfassung der Strömung sondern kommen mittels PIV Untersuchungen am Tabakschwärmer auch zu quantitativen Resultaten (Bomphrey et al. 2005). Weitere PIV Untersuchungen zum Flugverhalten der Drosophila werden von der BioFuture Research Group der Universität Ulm durchgeführt. Neben den experimentellen Arbeiten wurden auch verschiedene CFD Rechnungen zur instationären Aerodynamik des Insektenfluges durchgeführt. (Liu et al. 1998, Wang 2001, Wang et al. 2004, Ramamurti und Sandberg 2002, Sun and Tang 2002). Eine gute Zusammenfassung der bisherigen Erkenntnisse zur Aerodynamik des Insektenfluges findet sich bei Sane (2003) und McCroskey (1982). Ein ausführlicher Überblick über die analytischen, numerischen und experimentellen Arbeiten im Bereich des Tierfluges findet sich außerdem bei Neef (2002).

3.1.2 Terminologie des Schlagfluges

Der Schlagflug ist ein höchst instationäres Geschehen, da die Geschwindigkeit des Flügels relativ zur Anströmung sowohl zeitlich (über den Flügelschlagzyklus), als auch lokal (über die Spannweite hinweg) variiert. Damit ist es ein hochkomplexer Vorgang, dessen aerodynamische Wirkungsweise nicht leicht zu erfassen ist. Die für die Analyse des Schlagfluges verwendete Terminologie stammt größtenteils aus dem Bereich der Aerodynamik der starren Tragflächen. Allerdings bedürfen einige Begriffe und ihre Verwendung einer näheren Erläuterung.

Kräfte und Strömungen, die zeitlich unabhängig sind, werden als „stationär“ bezeichnet, während solche, die eine zeitliche Abhängigkeit aufweisen, als instationär bezeichnet werden. Der Begriff „stationär“ bedeutet im Schlagflug jedoch nicht notwendigerweise „unveränderlich“, da sich die Anströmbedingungen infolge der Flügelbewegung periodisch ändern und somit die Kräfte ebenfalls einer Änderung unterworfen sind. Lassen sich die Kräfte jedoch für jede einzelne Flügelstellung auf der Grundlage der zeitunabhängigen Aerodynamik ermitteln, so wird von einem „quasi-stationären“ Vorgang gesprochen.

Viele Arbeiten im Bereich der Aerodynamik von Tragflügeln beziehen sich auf zweidimensionale Profile, weshalb es wichtig ist, explizit zwischen unendlichen und endlichen Tragflügeln zu unterscheiden. Der unendliche zweidimensionale Flügel kann ausschließlich Nachlaufstrukturen parallel zur Strömung hervorrufen und wird im Experiment durch Endplatten an den beiden Flügelenden simuliert, die eine Strömung in Richtung der Spannweite unterbinden. Im Gegensatz hierzu entstehen am endlichen 3D-Flügel an den beiden Flügelenden Ausgleichsströmungen zwischen Ober- und Unterseite der Tragfläche, die eine laterale Strömungskomponente implizieren.

Bei einem 3D-Flügel handelt es sich also um einen Flügel endlicher Spannweite. Die Spannweite b ist die Distanz zwischen den Spitzen zweier ausgestreckter Flügel.

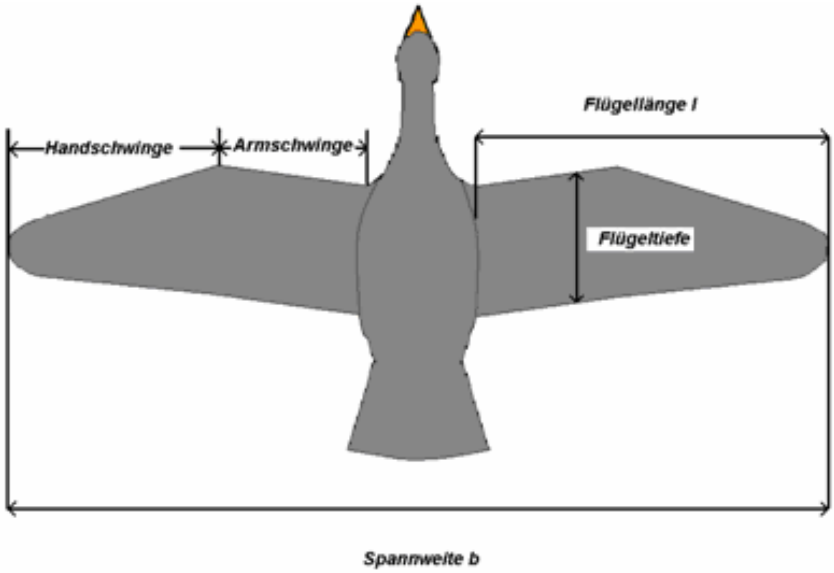


Abbildung 1: Umrisszeichnung eines Vogels mit entsprechender Terminologie.

Die Flügeltiefe *c* ist die Distanz zwischen Vorder- und Hinterkante und ändert sich bei Tieren über die Spannweite hinweg. Deshalb wird meist eine mittlere Flügeltiefe als Bezugsgröße gewählt, die im Folgenden mit *c* bezeichnet wird, die Flügelstreckung Λ

$$\Lambda = \frac{b^2}{A} \tag{3.1}$$

sowie die Flächenbelastung (Quotient aus Gewicht *G* und Flügelfläche *A*) sind wichtige morphologische Parameter, die Hinweise auf den Lebensraum und das Flugverhalten der Vögel geben. So erfordert der Lebensraum des Wanderalbatros im Westwindgürtel der Südhalbkugel mit seinen hohen Windgeschwindigkeiten eine Kombination von hoher Flügelstreckung und hoher Flächenbelastung, um den für den dynamischen Segelflug günstigen geringen induzierten Widerstand bei gleichzeitig geringer Böenempfindlichkeit zu erzeugen. Im Gegensatz hierzu lebt der Andenkondor in einem Gebiet mit weit variableren Windverhältnissen und besitzt daher eine vergleichsweise geringe Flügelstreckung und niedrige Flächenbelastung (Bilo et al. 1999).

3.2 Wichtige Kennzahlen des Tierfluges

3.2.1 Reynoldszahl

Eine wichtige Kennzahl im Bereich der Strömungsmechanik ist die Reynoldszahl. Sie beschreibt das Verhältnis von Trägheits- und Zähigkeitskräften.

$$\mathrm{Re} = \frac{U_\infty c}{\nu} \tag{3.2}$$

In sie gehen Objektgröße c (im Falle einer Tragfläche Flügeltiefe), Anströmgeschwindigkeit U_∞ und kinematische Viskosität ν des umgebenden Mediums mit ein. Obwohl sich die Objekte bzw. Lebewesen unterschiedlicher Größe im selben Medium fortbewegen, werden sie von diesem auf unterschiedliche Art und Weise beeinflusst. So dominiert bei kleinen Objekten der Einfluss der Zähigkeitskräfte, während auf größere Objekte hauptsächlich Trägheitskräfte einwirken.

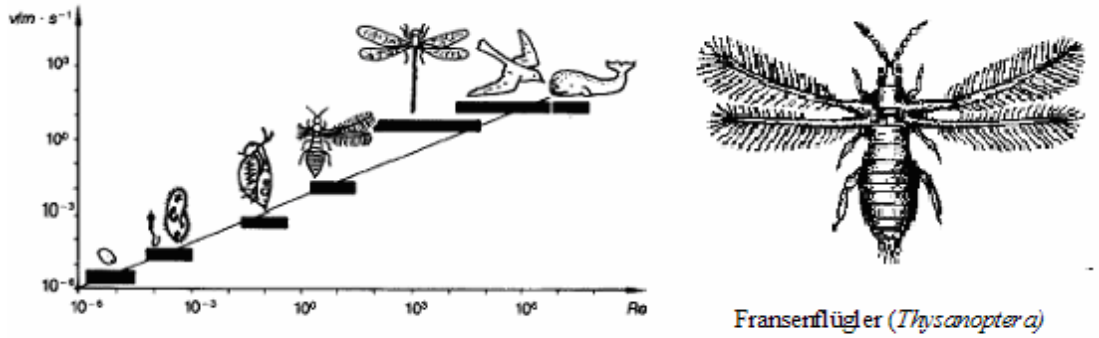


Abbildung 2: Zusammenhang von Geschwindigkeit und Reynoldszahl bei verschiedenen Lebewesen. Der Fransenflügler als Beispiel des Einflusses der Reynoldszahl auf die Ausbildung des Bewegungsapparates (verändert aus Nachtigall 1977).

In Abhängigkeit von der Reynoldszahl wurden im Laufe der Evolution unterschiedliche Körperformen und Bewegungsapparate ausgebildet (Abbildung 2). Neben der Überwindung des Widerstandes müssen fliegende Tiere gleichzeitig in der Lage sein, den ihrem Gewicht entsprechenden Auftrieb zu erzeugen. Ein eindrucksvolles Beispiel für den Einfluss der Reynoldszahl sei mit dem Fransenflügler hier aufgeführt, dessen außergewöhnliche Flügelform die Unterschiede des Umgebungseinflusses verdeutlicht. (Reynoldszahl Fransenflügler ca.0,01-10).

Die an einem Objekt bzw. Lebewesen gewonnenen strömungsmechanischen Erkenntnisse können nur dann auf andere Objekte übertragen werden, wenn die Reynoldszahlen ähnlich sind. Diese Voraussetzung ist bei MAVs und Vögeln weitgehend erfüllt. Der Reynoldszahlbereich des Vogelfluges liegt zwischen 40.000-200.000, im Gegensatz dazu fliegen Passagierflugzeuge bei Reynoldszahlen zwischen 40 Mio.-70 Mio.

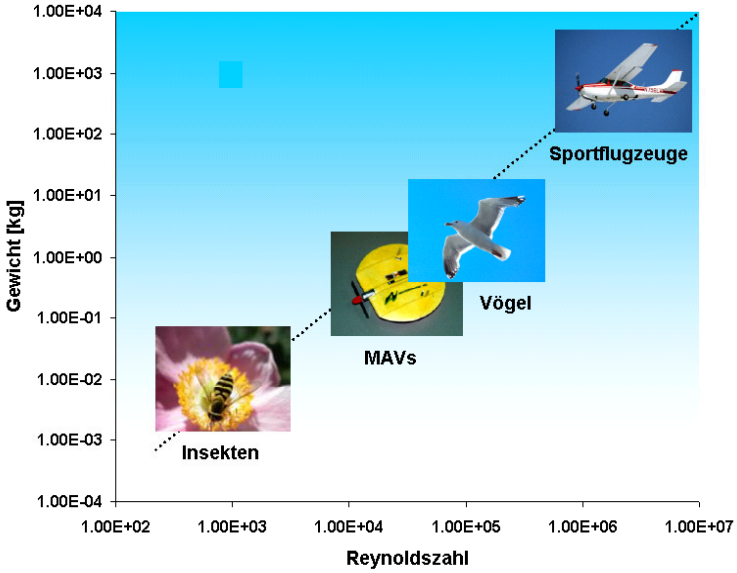


Abbildung 3:Zusammenhang von Gewicht und Reynoldszahl für verschiedene Tiere und technische Applikationen.

3.2.2 Reduzierte Frequenz

Eine weitere wichtige Kennzahl des Schlagfluges ist die reduzierte Frequenz k, die das Verhältnis von Schlagfrequenz f zu Anströmgeschwindigkeit U_∞ definiert. Sie ist Maß für die Instationarität der Strömung am Tragflügel.

$$k = \frac{\pi f c}{U_\infty} \tag{3.3}$$

Die reduzierte Frequenz gibt wieder, in welchem Umfang ein Fluidteilchen bei seinem Weg über die Tragfläche von der durch die Hubbewegung induzierten Vertikalbewegung beeinflusst wird und in welchem Maße instationäre Phänomene eine Rolle spielen. Gerade im Bereich des Insektenfluges haben diese Effekte einen maßgeblichen Anteil an der Auftriebserzeugung. Im Gegensatz dazu treten bei Vögeln vergleichsweise geringe reduzierte Frequenzen auf, so dass der Vogelflug oftmals weitgehend als quasisationär angesehen wird. Doch zunehmend mehren sich die Anzeichen, dass auch hier instationäre Phänomene eine nicht zu vernachlässigende Rolle spielen. So haben neuere Untersuchungen die Bildung eines Vorderkantenwirbels am Vogelflügel (Videler et al. 2004) nachgewiesen, wie er bislang nur aus dem Bereich des Insektenfluges (Ellington et al. 1996) bekannt war.

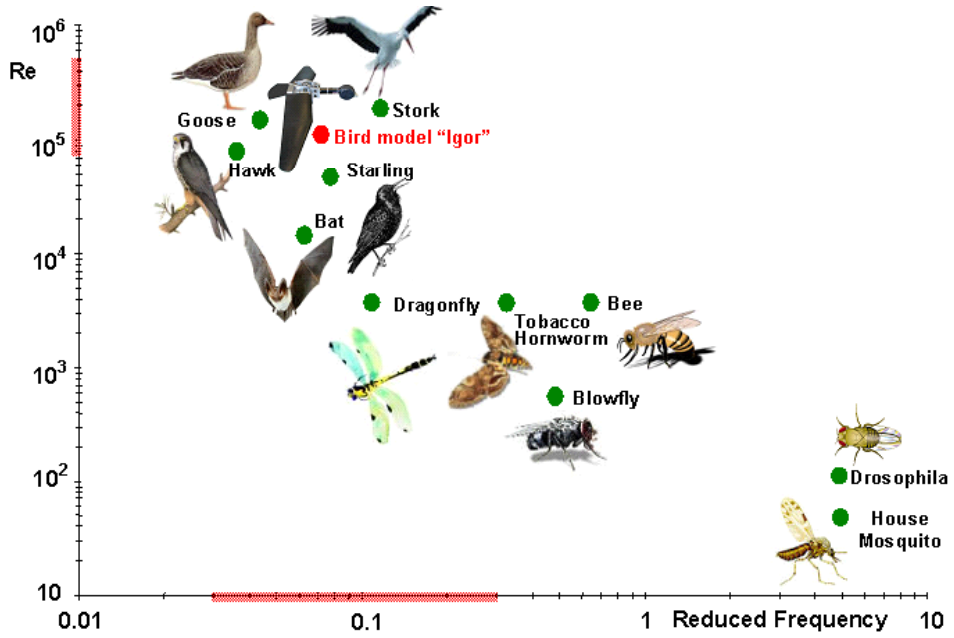


Abbildung 4: Zusammenhang von Reynoldszahl und reduzierter Frequenz für verschiedene Vögel und Insekten. Die roten Balken kennzeichnen den Bereich, in dem das Schlagflügelmodell „Igor" operiert.

In Abbildung 4 sind reduzierte Frequenzen für verschiedene Insekten und Vögel dargestellt. Dabei zeigt sich, dass die reduzierte Frequenz mit steigender Größe und Reynoldszahl abnimmt. Das für die Untersuchungen entwickelte mechanische Flügelschlagmodell ist im Bereich des Vogelfluges angesiedelt, kann jedoch für größere Insekten typische reduzierte Frequenzen erreichen. Allerdings können reduzierte Frequenz und Reynoldszahl nicht unabhängig voneinander eingestellt werden. Maximale reduzierte Frequenz und maximale Reynoldszahl können nicht gleichzeitig erreicht werden.

3.3 Instationäre Strömungseffekte im Tierflug

Lange Zeit stellte der Insektenflug die Forscher vor große Rätsel, da er sich mit der herkömmlichen Aerodynamik nicht erklären lässt. Zusätzlicher Auftrieb muss generiert werden, um das Gewicht des Tieres zu kompensieren. Die Flügelschlagkinematik spielt hierbei eine entscheidende Rolle. Einige entscheidende instationäre Effekte zur Auftriebserzeugung wurden in den letzten Jahren identifiziert.

3.3.1 Clap and Fling

Bereits 1973 untersuchte Weis-Fogh die zusätzliche Auftriebserzeugung mittels des „Clap and Fling" Mechanismus. Kleine Insekten, unter ihnen die von Weis-Fogh

untersuchte Schlupfwespe (*Encarsia formosa*), aber auch größere Insekten mit zusätzlicher Beutelast schlagen ihre Flügel am oberen Umkehrpunkt zusammen um sie kurz darauf wieder auseinander zu schleudern und somit zusätzlichen Auftrieb zu erzeugen (Weis-Fogh 1975, Ellington 1984, Srygley and Thomas 2002, Spedding and Maxworthy 1986). In der Phase des Zusammenklappens berühren sich hierbei zuerst die Vorderkanten (A), um die sich die Flügel anschließend drehen bis sie sich vollständig berühren (B). Die Luft zwischen den Flügeln wird hierbei nach hinten heraus beschleunigt und somit ein zusätzlicher Schub erzeugt (C). Beim Auseinanderschleudern rotiert der Flügel nicht wie beim Zusammenklappen um die Vorder- sondern um die Hinterkant (D). In den sich bildenden Raum zwischen den auseinanderklappenden Vorderkanten strömt Luft und erhöht somit die Zirkulation um den Flügel (E, F).

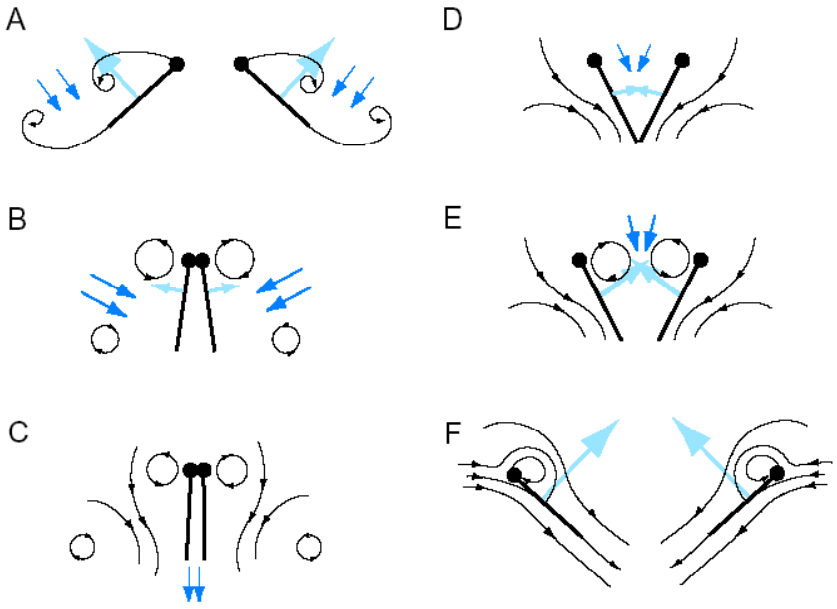


Abbildung 5: „Clap and Fling Mechanismus. (A-C) Phase des Zusammenklappens. (D-F) Phase des Auseinanderschleuderns (aus Sane 2003).

Im Vogelflug kann der Clap and Fling Mechanismus bei startenden Tauben beobachtet werden. Das Aneinanderschlagen der Flügel ist dabei deutlich zu hören. Sie sind wahre Flugkünstler und können unter den schwierigsten Bedingungen starten. Der benötigte Auftrieb wird hierbei ebenfalls unter Ausnutzung instationärer Effekte generiert.

3.3.2 Delayed Stall

„Delayed stall“, auch als „*Dynamic stall*“ bezeichnet, ist ein bekanntes Phänomen der bewegten Tragfläche. Essentiell für diesen Effekt ist die Ausbildung eines Vorderkantenwirbels (Leading edge vortex LEV) bei hohen Anstellwinkeln. Der durch den Wirbel erzeugte zusätzliche Unterdruck steigert den Auftrieb und führt zu einer

erhöhten Auftriebserzeugung über den stationären kritischen Anstellwinkel hinaus. Mit zunehmendem Anstellwinkel löst sich der Wirbel von der Vorderkante und bewegt sich über den Flügel hinweg zur Hinterkante. Sobald er dort abschwimmt, fällt der Auftrieb stark ab. Verringert sich der Anstellwinkel anschließend wieder, so verzögert sich das Anlegen der Strömung und es bildet sich die für den bewegten Tragflügel typische Hystereseschleife aus. Der Delayed Stall Effekt ist von entscheidender Bedeutung für Helikopter und Windkraftanlagen und wurde aufgrund dessen in einer Reihe von Windkanalexperimenten (Post 2004, Daley und Jumper 1984) und numerischen Berechnungen (Visbal und Shang 1989) genau untersucht und beschrieben.

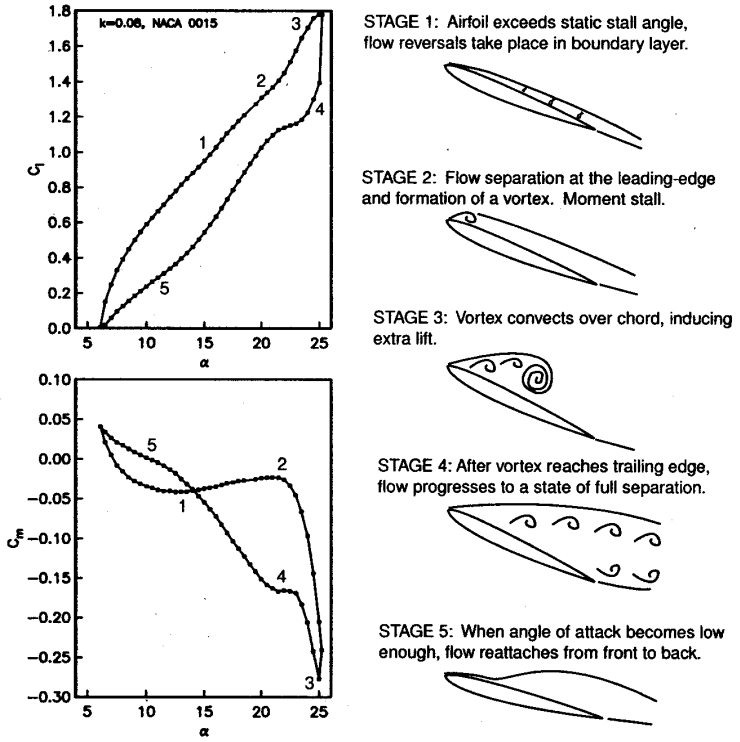


Abbildung 6: Delayed Stall Effekt am bewegten Tragflügel inklusive der typischen Hystereseschleife.(aus Post 2004)

Am bewegten Insektenflügel wird ebenfalls ein Vorderkantenwirbel ausgebildet, wodurch der Strömungsabriss verzögert oder sogar verhindert werden kann, obwohl der Flügel im Bereich hoher Anstellwinkel operiert. Allerdings bleibt der Vorderkantenwirbel beim 3-D-Flügel im Gegensatz zum 2-D-Flügel über den gesamten Ab- bzw. Aufschlag erhalten. Solche stabilen LEVs wurden an Tabakmotten (Bomphrey et al. 2005) und Schmetterlingen (Srygley u. Thomas 2002), verschiedenen flügelschlagenden Insektenmodellen (Ellington et al. 1996; van den Berg und Ellington 1997a; Willmott et al. 1997, Usherwood and Ellington 2002, Birch and Dickinson 2003) und 3D-CFD Simulationen nachgewiesen (Liu et al. 1998).

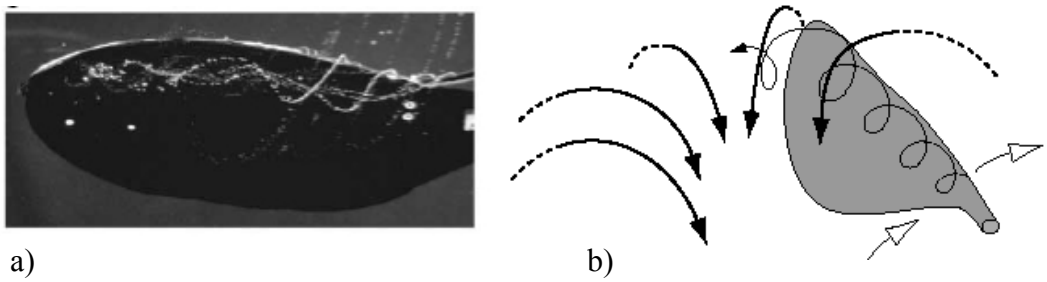


Abbildung 7: a) Visualisierung des spiralförmiger Vorderkantenwirbels am Flügelschlagmodell einer Drosophila (Birch2003). b) Schematische Darstellung (aus Sane. 2003).

Die Stabilisierung des Wirbels liegt nach Ellington (1999) und Liu et al. (1998) in der Existenz einer lateralen Strömungskomponente begründet, welche durch die Schlagbewegung erzeugt wird. Allerdings lassen die Untersuchungen von Birch et al. (2003) bei Reynoldszahlen von 120 und 1400 vermuten, dass der bei beiden Reynoldszahlen auftretende Vorderkantenwirbel auf unterschiedliche Art und Weise stabilisiert wird, da bei Re=120 keine axiale Strömung festgestellt werden konnte. Bislang wurde davon ausgegangen, dass sich die Nutzung des Delayed Stall Effektes auf den Insektenflug beschränkt. Neuere PIV-Untersuchungen am Flügel eines Mauerseglers (*Apus apus*) haben jedoch die Ausbildung eines Vorderkantenwirbels bei stationärer Anströmung gezeigt (Videler et al. 2004). Kennzeichnend für diese Tiere sind eine starke Flügelpfeilung und eine scharfe Vorderkante. Beides Charakteristika, welche die Ausbildung eines Vorderkantenwirbels begünstigen. Allerdings bleibt bislang die Frage offen, ob der Vorderkantenwirbel auch im Schlagflug erhalten bleibt und auch bei weniger stark gepfeilten Flügeln mit runderer Vorderkante auftreten kann.

3.3.3 Rotational Lift

Eine weitere Möglichkeit den Auftrieb zu steigern, liegt in der schnellen Rotation der Flügel an den Umkehrpunkten (Dickinson et al. 1999). Die Zirkulation erhöht sich hierbei aufgrund der Drehbewegung des Flügels analog zum Magnus Effekt, der die von einem rotierenden Zylinder bzw. Kugel erzeugte Querkraft beschreibt. Bekannt ist dieses strömungsmechanische Phänomen hauptsächlich aus dem Sportbereich. Hierbei überlagern sich die durch die Rotation erzeugte Zirkulation und die auf der Translation basierende Parallelströmung, woraus eine Geschwindigkeitsdifferenz zwischen Ober- und Unterseite resultiert und somit eine Querkraft erzeugt wird Allerdings wird die zusätzliche Zirkulation am Insektenflügel von einer ebenen Platte erzeugt, wobei davon ausgegangen wird, dass die Kraft senkrecht zur Oberfläche angreift.

3.3.4 Wake capture

Ein zweiter an den Umkehrpunkten auftretender Mechanismus zur Auftriebsteigerung ist das „*Wake capture*“, die Nutzung der von der vorangehenden Flügelbewegung erzeugten Luftströmung bzw. Wirbel (Dickinson 1994; Dickinson et al.1999). Es wird davon ausgegangen, dass die Anströmgeschwindigkeit des Flügels zu Beginn des Ab- bzw. Aufschlages aufgrund der vorangegangenen Bewegung erhöht wird, wobei der Rotationsgeschwindigkeit eine essentielle Bedeutung zukommt.

3.4 Auftriebs- und Schuberzeugung am bewegten Tragflügel

3.4.1 Reine Hubbewegung

Die Fähigkeit einer symmetrischen Tragfläche, mit einer sinusförmigen Hubbewegung Schub zu erzeugen, wurde erstmals zu Beginn des letzten Jahrhunderts von Knoller (1909) und Betz (1912) erläutert. Unabhängig voneinander hatten sie erkannt, dass der Flügel aufgrund der durch die Flügelbewegung induzierten Vertikalgeschwindigkeit unter einem effektiven Anstellwinkel angeströmt wird. Unter der Vorrausetzung einer reibungsfreien Strömung steht die resultierende Luftkraft senkrecht zur effektiven Anströmung und lässt sich somit im Abschlag in Schub und Auftrieb, im Aufschlag in Schub und Abtrieb zerlegen (Abbildung 8).

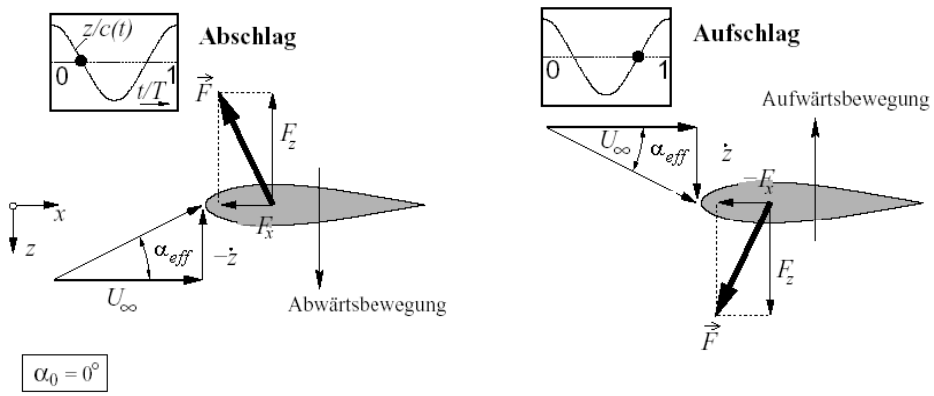


Abbildung 8: Hubbewegung eines symmetrischen Profils und die dazugehörigen Kräfte. A) Profil im Abschlag. Es werden Auftrieb und Schub produziert. B) Profil im Aufschlag. Es werden Abtrieb und Schub produziert (aus Neef 2002).

Die erste theoretische Erklärung zur Schub- und Auftriebserzeugung, basierend auf der visualisierten Nachlaufstruktur, erschien 1935 (von Karman und Burgers). Sie

erkannten, dass Position und Drehrichtung der Wirbel im Nachlauf einen Indikator für Widerstands- oder Schubproduktion darstellen. Numerische Berechnungen, basierend auf einem Panel Code und ihr Vergleich mit im Wasserkanal visualisierten Nachläufen finden sich bei Jones und Platzer (1998). Unbewegte Tragflügel oder solche mit niedriger reduzierter Frequenz bzw. geringer Hubamplitude produzieren Widerstand, die Nachlaufstruktur wird hierbei als Karmansche Wirbelstraße bezeichnet. Die Wirbel in der unteren Reihe rotieren in diesem Fall entgegen dem Uhrzeigersinn, die der oberen im Uhrzeigersinn. Der Widerstand lässt sich über den Impulserhaltungssatz aus der Nachlaufdelle berechnen. Tragflügel mit hoher reduzierter Frequenz und großer Hubamplitude hingegen produzieren Schub was zu einer Umkehr der Drehrichtung von oberer und unterer Wirbelreihe führt. Die gegenläufig rotierenden Wirbel induzieren nun in der Mittelebene eine nach hinten beschleunigte Strömung, erkennbar an der erhöhten Geschwindigkeit über dem Querschnitt.

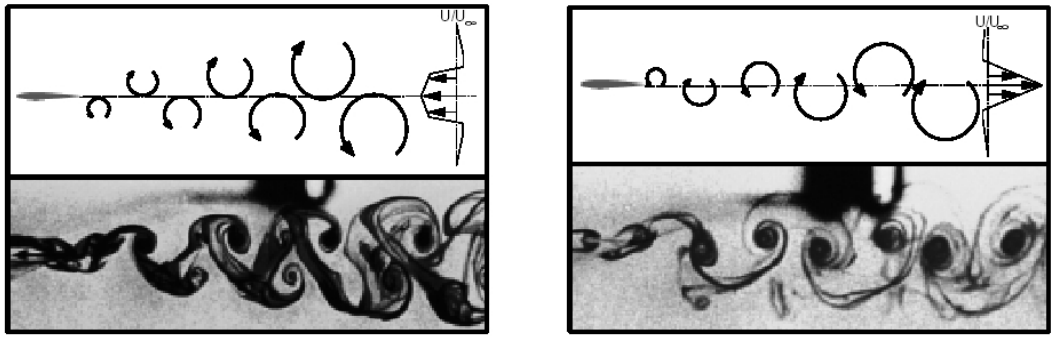


Abbildung 9: Im Wasserkanal visualisierte Nachlaufstrukturen einer Tragfläche. a)Karmansche Wirbelstrasse als Indikator der Widerstandsproduktion b) Inverse Karmansche Wirbelstrasse als Indikator der Schubproduktion (aus Jones und Platzer 1998)

3.4.2 Reine Drehbewegung

Im Gegensatz zur Hubbewegung bleibt der effektive Anstellwinkel von der reinen Drehbewegung weitgehend unbeeinflusst. Demzufolge ist auf den ersten Blick mit einer reinen Drehbewegung keine Schuberzeugung möglich. Durch die Drehbewegung ändert sich lediglich der Betrag der resultierenden Luftkraft.

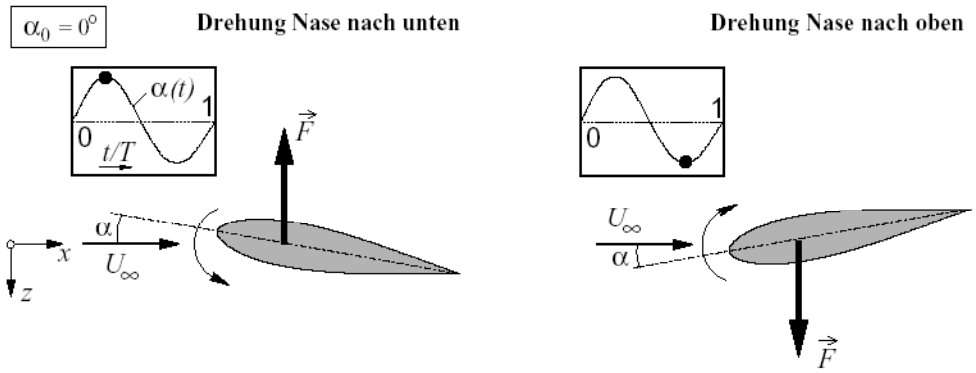


Abbildung 10: Drehbewegung eines symmetrischen Profils und die dazugehörigen Kräfte. A) Profil mit positivem Anstellwinkel. Es wird Auftrieb produziert. B) Profil mit negativem Anstellwinkel. Es wird Abtrieb produziert (aus Neef 2002).

Verglichen mit der reinen Hubbewegung wurde der reinen Drehbewegung bislang nur wenig Aufmerksamkeit zuteil. Strömungsvisualisierungen hinter Profilen mit reiner Drehbewegung zeigen bei geringen reduzierten Frequenzen die erwartete Karmansche Wirbelstraße als Widerstandsindikator. Bei sehr hohen reduzierten Frequenzen und einem von 0° abweichenden stationären Anstellwinkel ist jedoch eine deutliche Schubproduktion erkennbar (Freymuth 1988, Koochesfahani 1989). Die Ursache findet sich in der Rückwirkung des Nachlaufs auf die Tragflügel, sowie in den durch die Drehbewegung induzierten Vertikalgeschwindigkeiten entlang des Profilquerschnittes. Die lokalen effektiven Anstellwinkel nehmen Einfluss auf die resultierende Luftkraft und erzeugen gleichzeitig ein zusätzliches Nickmoment. Der Betrag von zusätzlicher Luftkraft und Nickmoment ist abhängig von der Position der Drehachse und der reduzierten Frequenz.

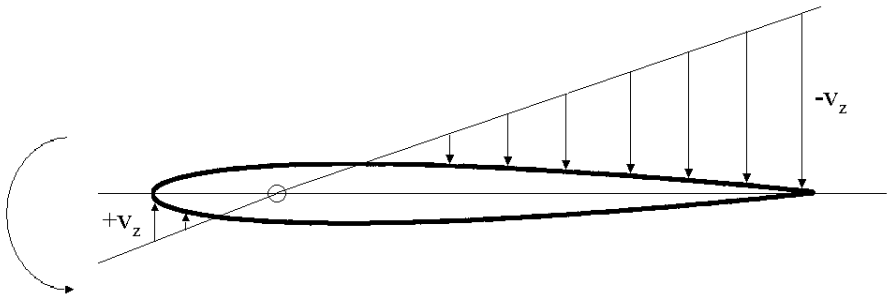


Abbildung 11: Durch die Drehbewegung induzierte Vertikalgeschwindigkeiten über den Profilquerschnitt hinweg.

3.5 Anatomische, kinematische und aerodynamische Grundlagen des Vogelfluges

3.5.1 Der Vogelflügel

Vögel besitzen die klassischen Vorderextremitäten der Tetrapoden, weisen jedoch einige funktionelle Besonderheiten auf. Hierzu gehören die am Oberarm sitzende große Muskelleiste, sowie starke Verschmelzungen im Bereich des Handwurzelknochens. Der abspreizbare Daumenfittich (*Alula spuria*) geht auf den zweiten Finger zurück und besitzt im Vergleich zu den restlichen Fingern eine erhöhte Beweglichkeit. Arm- und Handskelett sind durch zahlreiche Muskeln und Bänder verbunden, welche die Bewegung von Oberarm und Hand miteinander koppeln. Eine Streckung im Ellenbogengelenk geht mit einer Streckung des Handgelenks einher. Beim Anziehen des Unterarms hingegen wird die Hand ebenfalls angezogen, so dass Oberarm und Handknochen zu jeder Zeit parallel zueinander ausgerichtet sind (Abbildung 12). Eine weitere Kopplung erfolgt durch die exzentrische Befestigung des für den Abschlag verantwortlichen großen Brustmuskels (*M. pectoralis major*) an der großen Muskelleiste des Oberarmknochens (*Humerus*). Hier liegt die Ursache für die mit dem Abschlag einhergehende Vorwärtsverwindung (*Pronation*). Die Aufwärtsbewegung erfolgt durch den kleinen Brustmuskel (*M. pectoralis minor*) und wird vom Deltamuskel (*M. deltoideus*) und Hakenarmmuskel (*M. coracobrachialis posterior*), die auch für die Supination verantwortlich sind, unterstützt.

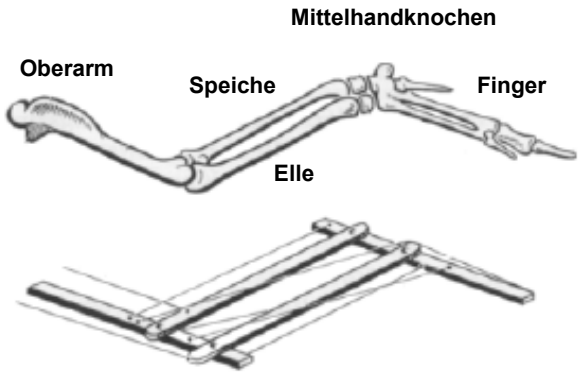


Abbildung 12: Parallelschienenführung von Elle und Speiche beim Vogelflügel (aus Herzog 1968).

Im Gegensatz zum Insektenflügel ist der Vogelflügel mit einem zusätzlichen Gelenk ausgestattet. Er wird funktionell in Armfittich und Handfittich gegliedert (Abbildung 13).

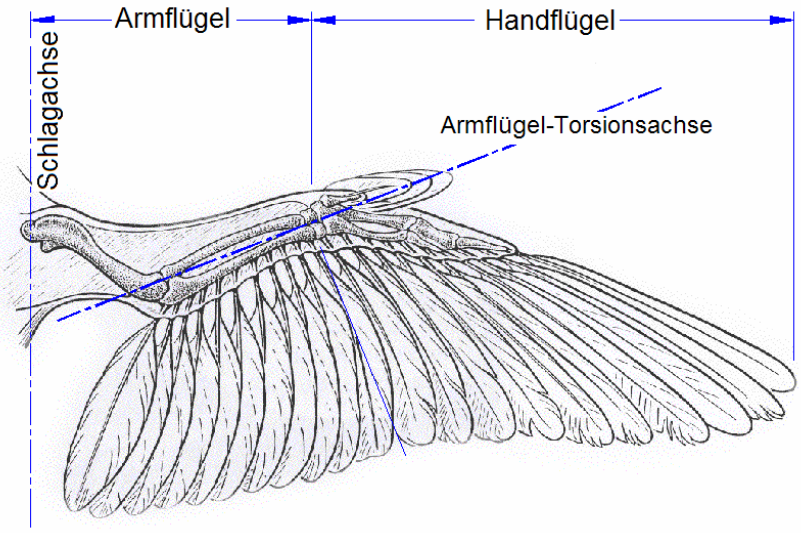


Abbildung 13: Einteilung des Vogelflügels in Arm und Handschwinge (aus Herzog 1968).

Die Knochen nehmen dabei nur einen kleinen Teil des Flügels ein. Besonders deutlich wird dies im Bereich des Handfittichs, wo große Teile der Flügelfläche durch keinerlei Knochen versteift werden. Die Form und Profilierung der Tragfläche wird zum großen Teil durch das Gefieder bestimmt. Die großen Schwungfedern bestimmen dabei die Silhouette des Flügels während die in mehreren Schichten angeordneten Deckfedern zusammen mit dem Propatagium und dem Metapatagium die erforderliche Profilierung ergeben und dem Flügel die notwendige mechanische Stabilität verleihen. Das Profil von Arm- und Handfittich unterscheidet sich dabei deutlich voneinander. Im Bereich des Armfittichs ist es stark gewölbt und relativ dick, die Profilnase ist stark abgerundet. Die Wölbung kann durch die beiden Spannhäute (Pro- und Metapatagium) variiert werden. In Richtung der Flügelspannweite nimmt sowohl Wölbung als auch Profildicke ab. Dies gilt besonders für den Bereich der Handschwinge, die nur noch von Schwungfedern geformt wird. Hier besitzt das Profil nun eine scharfe Vorderkante. Welche Profilierung an einem Vogelflügel dominiert, hängt vom Anteil des Handfittichs an der Gesamtspannweite ab, welcher nach Vogelart stark variieren kann. Eine ausführliche Beschreibung der Anatomie findet sich in Herzog 1968. Neben der Formgebung und Stabilisierung des Flügels kommen dem Gefieder weitere aerodynamische Bedeutungen zu. Seit langem wird die Funktion des Daumenfittichs als Vorflügel diskutiert, der beim Landen, Starten und im Kurvenflug zur Auftriebssteigerung beiträgt (Nachtigall 1985). Der Einfluss der Gefiedertopografie auf Turbulenz und Richtung der Lateralströmung wird untersucht. Eulenvögel besitzen Kämme an den ersten und zweiten Schwungfedern, die zusammen mit der Dunenstruktur die Fluggeräusche dämpfen. Das Aufspalten der Federn an den Flügelspitzen zur Spaltflügelkaskade dient der Reduzierung des induzierten Widerstands und der Auftriebserhöhung. Aufgrund dieser Erkenntnisse wurde der Split–Wing Loop oder auch „Spiroid-tipped wing“ entwickelt. Diese schlaufenförmige

Struktur am Tragflügelende bildet einen kontinuierlichen Übergang zwischen der Druck- und Saugseite des Flügels. Der Nachlauf entspricht damit dem eines Flügels mit unendlich vielen Winglets (Stache 2006). Die Deckfedern übernehmen mit der Ausbildung so genannter Rückstromtaschen eine weitere aerodynamische Funktion. Diese treten bei kritischen Flugmanövern und dem damit einhergehenden drohenden Strömungsabriss auf. Aufgrund der herrschenden Druckverhältnisse heben sich die Deckfedern an, ändern dabei die Wölbung des Flügels und verhindern gleichzeitig, dass der Strömungsabriss zur Vorderkante hin fortschreitet (Patone 1996).

3.5.2 Grundlegende Kinematik des Vogelfluges

Charakteristisch für den Schlagflug ist die gekoppelte Hub- und Schuberzeugung. Hub und Schub können allerdings über den Flügelschlag hinweg nicht konstant erzeugt werden sondern sind periodischen Schwankungen unterworfen. Im konstanten Horizontalflug müssen der über den Flügelschlag gemittelte Hub und Schub Gewicht und Widerstand des Vogels kompensieren. Erstmals genauere Aussagen über Flugbewegung, Flügelschlag, Flügelverwindung und Aerodynamik lieferten die Arbeiten von Bilo (1971, 1972), der die Flugbiophysik von Kleinvögeln anhand eines Haussperlings untersuchte. Weitere Untersuchungen zur Kinematik verschiedener Vogelarten folgten von Zarnack (1978), Nachtigall (1985), Biesel et al. (1985) Pennycuick et al (1996), Pennycuick (1996) und Tobalske (1995), Tobalske und Dial (1996, 2000), Tobalske et al. (1999). Die Untersuchungen zeigen, dass die Flügelschlagkinematik im Bereich des Vogelfluges einem sehr komplexen Bewegungsablauf folgen kann. Dabei lässt sich die Bewegung vereinfacht jedoch in 4 Hauptkomponenten unterteilen. Eine weitere Vereinfachung liegt in der Annahme des sinusförmigen Verlaufs der Bewegungen.

3.5.2.1 Hubbewegung

Dabei handelt es sich um eine periodische Auf- und Abbewegung der Tragfläche senkrecht zur Anströmung. Für einen 2D-Profilschnitt lässt sich die Bewegung mit folgender Formel beschreiben:

$$z(t) = z_0 + z_1 \sin(2\pi ft) \tag{3.4}$$

Die durch die Hubbewegung implementierte vertikale Geschwindigkeit des Flügels wird durch die erste Ableitung der Hubschwingung berechnet

$$\dot{z}(t) = v_z(t) = 2\pi f z_1 \cos(2\pi ft) \tag{3.5}$$

Der tatsächliche Winkel, unter dem der Flügel angeströmt wird ergibt sich unter Berücksichtigung der Hubbewegung aus

$$\alpha_H(t) = \arctan\left(\frac{v_z(t)}{U_\infty}\right) = \arctan\left(\frac{2\pi fz_1}{U_\infty}\cos(2\pi ft)\right) \tag{3.6}$$

3.5.2.2 Drehbewegung

Im Fall eines 2D-Profils erfolgt die Drehung um einen stationären Anstellwinkel α_0 herum.

$$\alpha_D(t) = \alpha_0 + \alpha_1 \sin(2\pi\, ft + \kappa) \tag{3.7}$$

dabei ist α_1 die Amplitude der Drehschwingung und κ die Phasenverschiebung zwischen Hub- und Drehschwingung.

Die Verwindungsschwingung wird durch die zur Flügelspitze hin zunehmende Verdrehung des Flügels um seine Längsachse erzeugt. Im Vogelflug beruht diese Verwindung zum einen auf dem Einfluss der angreifenden Luftkräfte, zum anderen auf aktiven Muskelbewegungen. Bei der Pronation während des Abschlags wird die Flügelvorderkante relativ zur Hinterkante abgesenkt, wohingegen bei der Supination während des Aufschlags die Vorderkante relativ zur Hinterkante angehoben wird. Dabei wird der Flügel im distalen Bereich gering proniert und supiniert, während die Pro- und Supination in distaler Richtung zunehmen. Infolge dieser Verwindung wird der Flügel über seine gesamte Länge unter einem günstigen Anstellwinkel angeströmt.

$$\alpha_{eff} = \alpha_D(t) + \alpha_H(t) \tag{3.8}$$

3.5.2.3 Schwenkbewegung

Beim Vogelflug wird die Schlag- und Drehbewegung des Flügels oftmals um eine Schwenkbewegung in horizontaler Richtung ergänzt. Dabei wird der Flügel während des Abschlags von hinten oben nach vorne unten geführt um sich dann während des Aufschlages von vorne nach hinten zu bewegen. Die Schwenkbewegung kann ebenfalls vereinfacht als harmonische Schwingung dargestellt werden.

$$s(t) = s_0 + s_1 \sin(2\pi\, ft + \phi) \tag{3.9}$$

3.5.2.4 Translation

Die Translation entsteht infolge der horizontalen Vorwärtsbewegung des Vogels und impliziert zusammen mit der vertikalen Schlagbewegung eine annähernd sinusförmige Bahnlinie der Flügel im Raum.

$$x(t) = U_\infty t \tag{3.10}$$

3.5.3 Nachlaufstrukturen und damit einhergehende aerodynamische Effekte

Bereits früh wurde versucht, im Bereich des Vogelfluges, ähnlich wie bei der terrestrischen Lokomotion, verschiedene Gangarten zu identifizieren (Brown 1953, Herzog 1968, Rüppel 1975). Während auffällige Unterschiede in der Kinematik jedoch bereits durch sorgfältige Beobachtungen erkennbar sind, ist zur Erfassung des Nachlaufes und der damit einhergehenden aerodynamischen Vorgänge die Visualisierung der Strömung unabdingbar. Untersuchungen hierzu wurden Mitte der 80er Jahre von Spedding durchgeführt und bestätigten die bis dato theoretisch ermittelten Nachlaufstrukturen (Spedding 1986, 1987a, 1987b). Stereoskopische Aufnahmen von durch Heliumbläschen frei fliegenden Tauben und Falken erlaubten dabei die Rekonstruktion zweier verschiedener Gangarten: dem „Ring vortex gait“ und dem „Continuous vortex gait“.

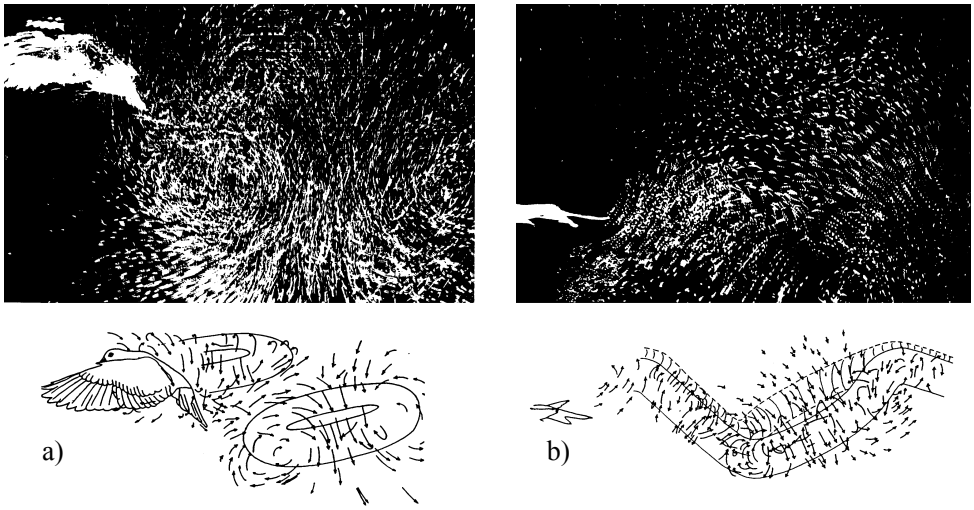


Abbildung 14: Strömungsvisualisierung und graphische Rekonstruktion des Strömungsfeldes hinter durch Heliumbläschen fliegenden Vögeln. a) Ringwirbelbildung, hinter einer Taube. b) kontinuierliche Wirbelbildung hinter einem Falken (aus Rayner und Gordon 1998).

Die durch die ringförmigen Wirbel im Nachlauf gekennzeichnete Gangart ist typisch für den langsamen Flug von Vögeln und Fledermäusen, sowie für Arten mit niedriger Flügelstreckung. Der Aufschlag verhält sich hierbei aerodynamisch weitgehend passiv, so dass sämtlicher Auftrieb während des Abschlages erzeugt werden muss. Start-, Rand- und Stoppwirbel verschmelzen dabei zu einem einzelnen Wirbelring, der während des Abschlages abgeschieden wird. Die im Aufschlag nicht vorhandene Zirkulation erklärt sich durch das nahe Heranziehen der Flügel an den Körper bzw. durch die bei gestrecktem Flügel aufgespreizten Handschwingen, die ein Durchströmen der Luft ermöglichen (Brown 1963, Tobalske & Dial 1996).

Die für schnelle Horizontalflüge und hohe Flügelstreckung charakteristische kontinuierliche (Randwirbel-)Struktur zeichnet sich hingegen durch eine während des Auf- und Abschlages gleich große Zirkulation aus. Lange Zeit wurde aufgrund der

fehlenden quer verlaufenden Start- und Stoppwirbelstrukturen davon ausgegangen, dass über den gesamten Flügelschlagzyklus hinweg die Zirkulation konstant gehalten werden kann, da jede Zirkulationsänderung mit dem Abscheiden eines Querwirbels von der Tragflügelhinterkante einhergeht (Rayner und Gordon 1998). Neuere kinematische Untersuchungen im Windkanal und darauf basierende quasistationäre Berechnungen (Hedrick et al. 2002) haben jedoch gezeigt, dass auch im „Continuous vortex gait“ die Zirkulation nicht über den gesamten Flügelschlag konstant gehalten werden kann. Die Zirkulation im Auf und Abschlag ist zwar gleich groß, dennoch können Zirkulationsänderungen gerade an den Umkehrpunkten nicht vollständig vermieden werden. Des Weiteren bestätigen die Untersuchungen von Hedrick et al. die von Pennycuick vorhergesagte leiterartige Nachlaufstruktur bei sehr hohen Geschwindigkeiten und in Phasen der Beschleunigung (Pennycuick 1988). Unter diesen Umständen sinkt die Notwendigkeit der Auftriebserzeugung, während die Schuberzeugung in den Vordergrund rückt. Der meiste Schub wird dabei vom distalen Bereich während des Abschlages erzeugt, während die Zirkulation im Aufschlag zwangsläufig Widerstand produziert und damit reduziert werden muss. Arm- und Handschwinge beteiligen sich in unterschiedlichen Phasen an der Zirkulationserzeugung. Im langsamen Flug dominiert die Zirkulation des distalen Flügelbereiches während des Abschlages. Aufschlag und proximaler Flügelbereich tragen kaum etwas zur Auftriebserzeugung bei. Steigt die Geschwindigkeit, dominiert im Abschlag weiterhin der distale Bereich; im Aufschlag wird nun jedoch eine gleich große Zirkulation vom proximalen Bereich erzeugt, so dass die Gesamtzirkulation über den Flügelschlag hinweg erhalten bleibt. Da der Auftrieb nun nicht länger nur im Abschlag erzeugt wird, geht die Zirkulation im Abschlag zurück. Steigt die Geschwindigkeit über einen bestimmten Wert, so sinkt die im Aufschlag erzeugte Zirkulation wieder ab (Abbildung 15).

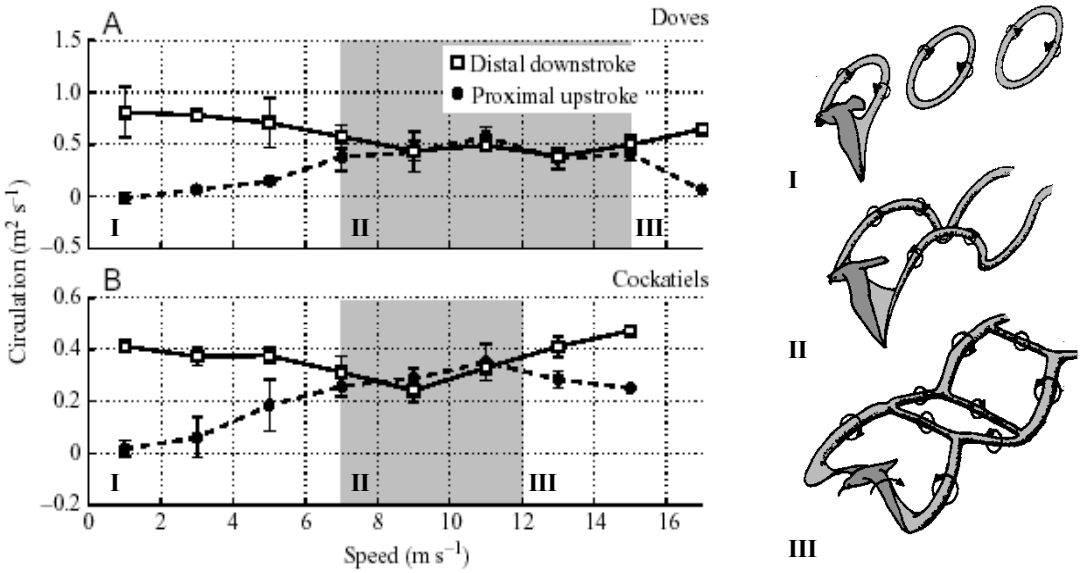


Abbildung 15: Vergleich der über den Auf- bzw. Abschlag gemittelten Zirkulation der Arm- und Handschwinge von Lachtaube (A) und Nymphensittichen(B) bei verschiedenen Geschwindigkeiten und die dazugehörigen Nachlaufstrukturen. (I) "Ring vortex gait" (II) "Continuous vortex gait" (III)"Ladder vortex gait". Aus (Hedrick et al. 2002)

Der Wechsel der Gangarten bei terrestrischer Lokomotion erfolgt abrupt und auf Grundlage energetischer und mechanischer Faktoren. Neuere Untersuchungen (Hedrick et al. 2002, Spedding et al. 2003) im Windkanal weisen darauf hin, dass im Gegensatz zur ursprünglichen Annahme (Rayner und Gordon 1998) der Wechsel im Vogelflug nicht abrupt eintritt sondern kontinuierlich verläuft. Allerdings muss bei dieser Betrachtungsweise dem Umstand Rechnung getragen werden, dass den Tieren die entsprechenden Fluggeschwindigkeiten aufgezwungen wurden. Es kann somit nicht ausgeschlossen werden, dass die Tiere im freien Flug bestimmte Geschwindigkeiten meiden und demzufolge ein diskreter Wechsel der Gangart der Norm entspricht.

3.5.4 Leistung und Wirkungsgrad im Vogelflug

Der notwendige Energieaufwand spielt neben den morphologischen Gegebenheiten eine entscheidende Rolle für das Flugverhalten und steht in direktem Zusammenhang mit der Wirbelstruktur des Nachlaufes. Aerodynamische und energetische Betrachtungen des Vogelfluges wurden daher oftmals parallel durchgeführt (Pennycuick 1968, Rayner 1999). Genaue Kenntnisse über die notwendige mechanische Leistung sind für die Vorhersage von Flugverhalten, optimale Fütterungs- und Migrationsstrategien essentiell. Die benötigte mechanische Leistung ist eine Funktion der Geschwindigkeit und nimmt, ähnlich wie bei Flugzeugen, einen U-förmigen Verlauf (Abbildung 16).

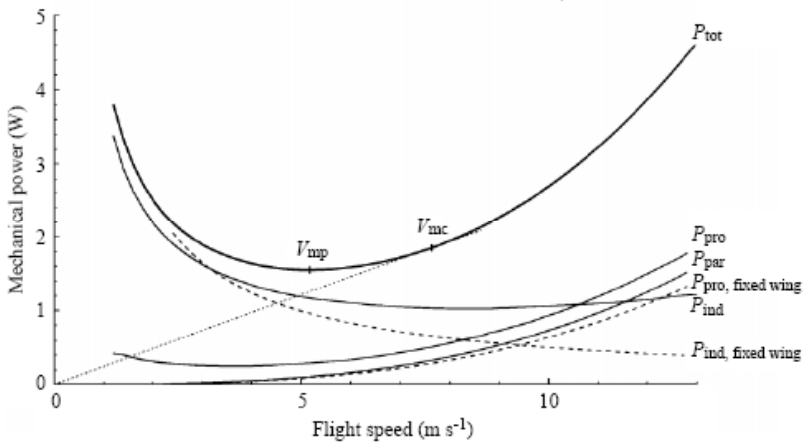


Abbildung 16: Leistungskurve im Vogelflug. Sehr niedrige und hohe Geschwindigkeiten führen zu einem erhöhten Energieverbrauch (aus Rayner 1999).

Niedrige Geschwindigkeiten gehen dabei, aufgrund des hohen induzierten Widerstands, mit hohen Energiekosten einher. Hohe Geschwindigkeiten erweisen sich aufgrund des quadratisch steigenden Gesamtwiderstands als ebenso kostenintensiv. Dies erklärt, warum der langsame Flug bzw. das „Hovering" für größere Vögel schwierig, wenn nicht unmöglich ist, während die für mittlere Geschwindigkeiten notwendige Leistung minimal ist. Obwohl die mechanische Leistungskurve ein wichtiges Instrument zur Erklärung kinematischer und aerodynamischen Prozesse bietet, darf jedoch nicht außer Acht gelassen werden, dass auch physiologische Prozesse, bislang oftmals als geschwindigkeitsunabhängig angenommen, einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss auf die Leistungskurve ausüben. Direkte Messungen zum Energieverbrauch fliegender Vögel sind daher trotz aller theoretischen Berechnungen unabdingbar und haben gezeigt, dass die theoretisch angenommene Kurve nicht immer erfüllt wird. Dennoch kann die Betrachtung der notwendigen Leistung wichtige Kenntnisse zum erforderlichen Bewegungsablauf und der daraus resultierenden aerodynamischen Performance bieten. So berechnete Send (1992, 1996) für den zweidimensionalen Fall des drehenden und schlagenden Flügels die mittlere Leistung, die pro Flügelschnitt je Periode umgesetzt wird und zwar aufgeteilt nach Beiwert Vortriebsleistung $\langle c_{\Pi,g} \rangle$, Beiwert der Drehbewegung $\langle c_{\Pi,\alpha} \rangle$ sowie dem Beiwert der Schlagbewegung $\langle c_{\Pi,h} \rangle$. Außerdem wird der Wirkungsgrad η als das Verhältnis Vortriebsleistung zur eingebrachten Schlag- und Drehleistung gebildet.

$$\eta = \frac{-\langle c_{\Pi,g} \rangle}{\langle c_{\Pi,h} \rangle + \langle c_{\Pi,\alpha} \rangle} \tag{3.11}$$

Die Ergebnisse dieser Betrachtung sind für eine reduzierte Frequenz $k=0.15$ in Abbildung 17 gezeigt (Send 1992). Die vertikale Achse gibt das Verhältnis Schlagamplitude z_1 zur Drehamplitude α_1 an.

$$\lambda = \frac{z_1}{\alpha_1 (c/2)} \tag{3.12}$$

Auf der Abszisse ist κ dargestellt. Dabei handelt es sich um die Voreilung der Schlag- gegenüber der Drehbewegung. Ein überraschendes Verhalten zeigt die Drehleistung. Mitten im Bereich des Schwingenfluges ändert sie ihr Vorzeichen. Daraus folgt, dass für die Drehung praktisch keinerlei Leistung aufgebracht werden muss. Die Leistung wird dem Luftstrom entnommen, die Drehbewegung ist somit ‚selbsterregt'. Dies stimmt mit der Tatsache überein, dass für die passive Drehung bzw. Verwindung von Flügeln in der Tierwelt nur eine schwache Muskulatur ausgebildet ist. Die Bedingung für eine passive Verstellung des Flügels $\langle c_{\Pi,\alpha} \rangle < 0$, fällt in einen Bereich niedrigen Wirkungsgrades. Ist aber nur wenig Leistung für eine aktive Drehbewegung notwendig, so lässt sich auf diese Weise der Wirkungsgrad, sogar bei reduzierter Schlagamplitude, beachtlich steigern. Gleichzeitig zeigt sich, dass nur ein kleiner Bereich mit hohem Wirkungsgrad existiert. Ein optimaler Wirkungsgrad lässt sich somit nur durch ein bestimmtes Amplitudenverhältnis und eine Phasenverschiebung von 90° zwischen Hub und Drehung erzielen.

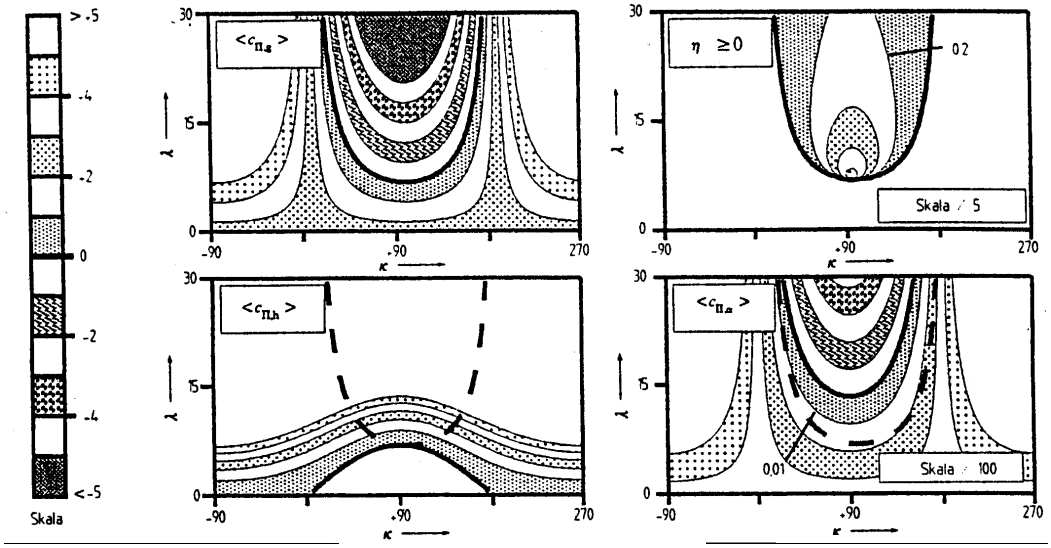


Abbildung 17: Leistungsbeiwerte und Wirkungsgrad im Flügelschnitt. Theorie des ebenen Profils mit den Freiheitsgraden Schagen und Drehen (Drehachse bei ¼ der Flügeltiefe); reduzierte Frequenz k=0,15 (Send 1992). Auch die 90° Phasenvoreilung der Schlag- gegenüber der Nickbewegung (Drehung), die bereits von Lilienthal (1889) in der Natur beobachtet wurde, konnte bestätigt werden.

Die Vorteile einer kombinierten Hub-Dreh-Bewegung werden durch numerische Berechnungen an einem bewegten NACA 4402 Profil bestätigt, die zeigen, dass eine kombinierte Bewegung essentiell für eine effiziente Schuberzeugung ist (Windte et al. 2005).

3.6 Micro air vehicle (MAV)

Unbemannte Flugzeuge sind keine Neuheit auf dem aerodynamischen Sektor. Ihre Entwicklung wird seit den 70er Jahren stetig vorangetrieben. Allerdings wird den Micro air vehicles unter ihnen in den letzten Jahren vermehrte Aufmerksamkeit geschenkt. MAVs sind maximal 30cm große, semiautonome Flugobjekte die sich mit einer Geschwindigkeit von 40km/h oder weniger fortbewegen und ca. 30 Minuten in der Luft bleiben können. Einhergehend mit der kontinuierlichen Miniaturisierung der Sensortechnik und den damit verbundenen vielfachen Anwendungsmöglichkeiten im militärischen und zivilen Bereich versprechen sie großen kommerziellen Erfolg und sind ein lohnendes Forschungsobjekt mit großen Zukunftsaussichten. Bislang wurden bereits eine Reihe verschiedener MAVs mit starren Flügeln und konventionellen Antriebs- und Steuerungssystemen entwickelt und unter anderem in der Agrarwirtschaft erfolgreich zum Einsatz gebracht. Allerdings sind die Verwendungsmöglichkeiten bislang aufgrund begrenzter Manövrierfähigkeiten limitiert. In Wäldern und unzugänglichem Gelände sowie Gebäuden können sie nicht eingesetzt werden. Aufgrund dessen ist der Schlagflug als mögliches Antriebssystem in das Interesse der Entwickler gerückt. Er ermöglicht den natürlichen Vorbildern mittels variabler Flügelbewegungen schnelle Richtungs- und Geschwindigkeitsänderungen. Jedoch sind umfangreiche Forschungen auf dem Gebiet der Ornithologie und Entomologie notwendig, um der Natur die Geheimnisse von Materialkomposition, neuronaler Steuerung, Sensortechnik, Kinematik und instationären Strömungseffekten zu entlocken. Das von der Universität von Florida entwickelte MAV (UF MAV) mit flexibler Flügelfläche zeigt, dass neben dem Schlagflug auch andere Aspekte des Tierflugs genutzt werden können. Die Flügel des UF MAVs wurden nach dem Konzept des Fledermausflügels gestaltet und bestehen aus einem Karbon-Epoxy Skelett das mit einer Latexmembran überzogen ist (Ifju 2002). Einige MAVs basieren jedoch bereits auf dem Prinzip des Flügelschlages. Darunter befindet sich auch das an der Berkeley Universität konstruierte “Micromechanical Flying Insect“ (MFI). Sein Konzept basiert auf Untersuchungen an Fruchtfliegen (Drosophila) und ihrem Flugverhalten. Die Forschung erfolgte unter anderem an einem eigens hierfür konstruierten Schlagflügelmodell das zur Einhaltung der Reynoldszahl in einem Öltank schlägt. (Dickinson 1999). Des Weiteren existiert der Ornithopter MAV “Microbat“, der, finanziert vom DARPA, im CalTech MEMS Laboratory des California Institute of Technology entwickelt wurde. Seine Flügel werden unter Einsatz von MEMS Technologie aus Titanium-Legierung und Parylen-C gefertigt. Wobei die Parylen

Membran zur adaptiven Strömungskontrolle mit pneumatischen Ventilen ausgestattet wird. Der Microbat ist bereits zu kurzen Flügen in der Lage, besitzt allerdings kein Steuerungssystem zur Veränderung der Flügelkinematik und ist deshalb ähnlich wie die mit starren Flügeln ausgestatteten MAVs in seiner Mobilität eingeschränkt. An der Vanderbilt University wird das "Elastodynamic Ornithoptic Robotic Insect" entwickelt. Der Antrieb des Ornithoptic Robotic Insect basiert auf einem Piezoelektrischen Aktuator der die schnelle Vibration der Flügel hervorruft. Auch hier stand die Natur Pate: die schnellen Flügelschläge der Insekten basieren ebenfalls auf einem Thorax-Flügel-Resonanzsystem das lediglich durch die Flügelmuskulatur angeregt wird. Besonders interessant für MAVs im oberen Größenbereich sind die Beobachtungen an Kolibris. Sie vereinen Komponenten des Vogelflugs mit denen des Insektenfluges und nehmen damit eine Sonderstellung ein. In diese Kategorie fällt der Ornithopter "Mentor", der von der Universität von Toronto und SRI International entwickelt wird. Er ist der erste Ornithopter, der in der Lage ist, auf der Stelle zu schweben. Mentor hat vier Flügel und wird durch vier Seitenleitwerke stabilisiert. Allerdings müssen Größe und Gewicht des Prototyps noch minimiert werden. Für Erkundungsflüge auf dem Mars wird am Georgia Tech Research Institute (GTRI) das "Entomopter" MAV Modell in Zusammenarbeit mit der University of Cambridge (England) entwickelt. Der Fügelschlagantrieb des „Entomopters" ist aufgrund der hohen kinematischen Viskosität der Marsatmosphäre und der damit verbundenen niedrigen Reynoldszahlen besonders geeignet. Das Konzept des Antriebs basiert auf den von Ellington am Tabakschwärmer (*Manduca sexta*) durchgeführten Untersuchungen zur Flügelschlagaerodynamik. Anhand des Tabakschwärmers wurden das Vorhandensein und die Wirkungsweise des Vorderkantenwirbels im Insektenflug genau dokumentiert (Ellington 1996).

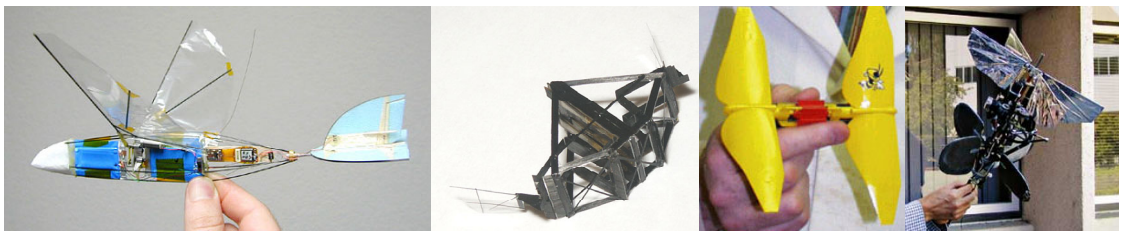


Abbildung 18: MAVs mit Flügelschlagantrieb." Microbat"[1]," MFI"[2], "Entomopter"[3], "Mentor"[4].

Ein mit zwei gegenphasig schlagenden Tragflächen ausgestattetes MAV wird von Jones und Platzer an der Naval Postgraduate School in Monterey entwickelt. Die biplanare

[1]http://www.eas.caltech.edu/engenious/spr02/beinterv2.html

[2]http://robotics.eecs.berkeley.edu/~ronf/MFI/artist.html

[3]http://www.gtri.gatech.edu/atas/teams/proj_entomopter.html

[4]http://www.andrew.cmu.edu/user/deberhar/Mentor.html.

Anordnung simuliert Bodennähe und die damit einhergehenden Vorteile des „Ground Effects“. Gleichzeitig werden durch den Schlag verursachte Beschleunigungen und Momente kompensiert.

4 Experimenteller Aufbau und Datenverarbeitung

Die Untersuchungen erfolgen am mechanischen Flügelschlagmodell, das sich an einem biologischen Vorbild orientiert. Die experimentellen Messungen werden im Unterschallwindkanal der TU Darmstadt durchgeführt. Dabei kommt sowohl die Particle Image Velocimetry als bildgebendes Messverfahren als auch eine 3-Komponenten Waage zur direkten Kraftmessung zum Einsatz.

4.1 Messprogramm

Aufgrund der sehr zeitintensiven Messvorgänge und Auswertungen, besonders bei der Strömungsvisualisierung, sind den möglichen Parametervariationen Grenzen gesetzt. Infolgedessen muss eine möglichst sinnvolle Auswahl an Parametereinstellungen getroffen werden. Allerdings zeigt sich, dass die beiden Messsysteme unterschiedlichen Einschränkungen unterworfen sind. So liegt die zu untersuchende maximale Schlagamplitude bei 22°, da eine Erhöhung des Flügelausschlags das Zusammenfügen dreier überlappender Bildpaare voraussetzt und somit den Messaufwand stark erhöht. Es zeigt sich außerdem, dass die bei einer Schlagfrequenz von 2Hz und Anströmgeschwindigkeiten von 12m/s bzw. 15m/s auftretenden Kräfte so groß sein können, dass die Maximallast der Waage überschritten wird. Aufgrund dessen entfallen die Messungen bei diesen Parametereinstellungen. Gleichzeitig fließen neu gewonnene Erkenntnisse in das Auswahlverfahren ein. Es wird jedoch darauf geachtet, dass bei einigen Einstellungen sowohl die direkte Kraftmessung als auch Rand- und Querwirbelvisualisierungen durchgeführt werden, so dass die aus allen drei Messungen gewonnenen Informationen verglichen werden können. Die durchgeführten Messungen werden im Anhang aufgelistet.

4.2 Das biologische Vorbild

Für den Bau des vogelähnlichen maßstabsgetreuen Schlagflügelmodells diente die Ringelgans (*Branta bernicla*) als Vorbild. Ringelgänse gehören zu den kleineren Vertretern der Meergänse und lassen sich in drei Unterarten aufgliedern, die in verschiedenen Verbreitungsgebieten auftreten. Die Flügelspannweite beträgt 1100 bis 1200mm, das Gewicht etwa 1 bis 1,5kg. Kennzeichnend sind schmale weiße Halsflecken, die je nach Unterart unterschiedlich groß ausgebildet sind

Abbildung 19: Ringelgans (Branta bernicla) im Flug(Foto© H-W. Grömping,).

Die Ringelgans ist als Zugvogel optimal an den horizontalen Streckenflug angepasst. Ihre Brutgebiete befinden sich in der Tundra Sibiriens und in der Arktis Nordamerikas, während sie an der europäischen Atlantik- und Nordseeküste überwintern. Dies setzt eine Flugstrecke von 3000 bis 8000km voraus, welche zweimal jährlich bewältigt werden muss. Voraussetzung hierfür ist eine außerordentliche Flugleistung und eine energetisch günstige Gangart, den „Continuous vortex gait“, zu der sie nach bisherigen Erkenntnissen (Rayner u. Gordon 1998) befähigt sind, da starke Erschöpfung und geringe Fettreserven bei der Ankunft im Brutgebiet sich negativ auf den Bruterfolg auswirken.

Die Ringelgans eignet sich aufgrund ihrer Größe, ihres kräftigen Rumpfes und ihrer geringen Flügelschlagfrequenz von 2-4Hz als Vorlage für das Modell. Der große Körper bietet genügend Raum für Antrieb und Messtechnik, während sich die vergleichsweise geringe Schlagfrequenz gut realisieren lässt.

4.3 Auslegung und Bau des Flügelschlagmodells

Das Modell (Abbildung 20) ist von der Firma „Bionic StreamForm Frank Wedekind“, Saarbrücken gefertigt. Es besitzt eine Flügelspannweite von 1130mm und entspricht damit der Größe einer Ringelgans. Als Grundfunktion implementiert ist das Auf- und Abschlagen der Flügel, wobei Anstellwinkel, Amplitude und Schlagfrequenz einstellbar sind. Die momentane Schlaggeschwindigkeit ist über eine Schlagphase elektronisch variierbar. Zur Vermeidung von Reflexionen beim Einsatz der Lasermesstechnik besitzt es eine mattschwarze Farbe.

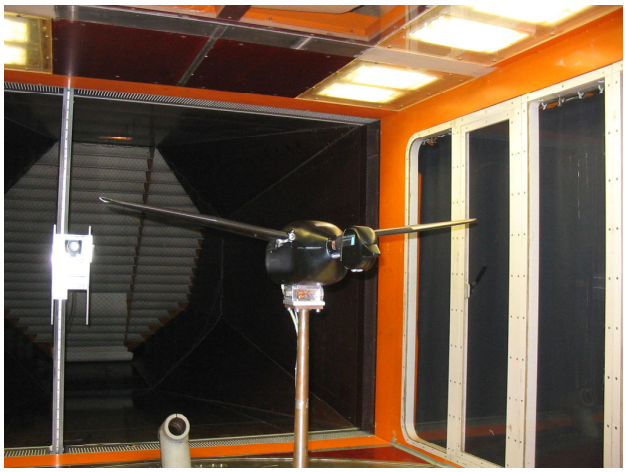
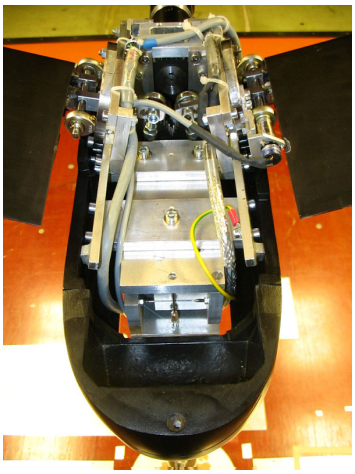
a)  b) 

Abbildung 20: a) Mechanisches Flügelschlagmodell im Windkanal. b) Antriebsmechanik und 3-Komponenten-Waage im Inneren des Schlagflügelmodells.

4.3.1 Rumpf und Antrieb

Der Rumpf besteht aus zwei abnehmbaren Schalen und verkleidet den Antrieb sowie die interne 3-Komponenten-Waage. Die Rumpfschalen sind klassische Holzkonstruktionen und bestehen aus, über Sperrholzspanten aufgezogenen, Lindenholzleisten. Ein Glasfaser-Kunstharz-Laminat gewährleistet anschließend die notwendige Festigkeit. Eine Öffnung in der unteren Schale ermöglicht den Anschluss eines zusätzlichen Gelenkes zur Änderung der Anstellung des gesamten Modells und die Befestigung auf einem Stiel. Die notwendigen Kabel werden ebenfalls aus dieser Öffnung heraus und an der Hinterseite des Stiels entlang geführt. Die Elemente der Antriebsmechanik bestehen aus Stahl-, Aluminium- und Kohlefaserbauteilen. Der verwendete elektrisch kommutierte 250W-Servomotor (Maxon Motor EC 45) ist aus Platzgründen so orientiert, dass er den Hals des Vogels nachbildet, wobei der Encoder durch die Nachbildung des Kopfes verdeckt wird. Die Übertragung der Umdrehungen geschieht über ein stark untersetztes Getriebe mit Pleueln zur Umsetzung der Rotation in eine Auf- und Abbewegung der Flügel. Mit dem gewählten Getriebe kann eine maximale Schlagfrequenz von 2,2Hz erreicht werden. Die Steuerung des Motors erfolgt über einen 4-Quadranten-EC Servoverstärker (Maxon DES 70/10), der die Regelung der Drehzahl innerhalb eines Schlagzyklus erlaubt. Dies ermöglicht einen schnelleren Wechsel der Schlagrichtung an den Umkehrpunkten und einen relativ langsamen Verlauf der eigentlichen Flügelauf- und -abschlagphasen.

Der Anstellwinkel des Flügels kann an der Schulter von –2° bis +12° manuell eingestellt werden. Ein Umbau am Modell erlaubt außerdem die Wahl zwischen sechs unterschiedliche Amplituden. Der Amplitudenwinkel θ beträgt dabei 0°, wenn sich beide Flügel in horizontaler Lage befinden.

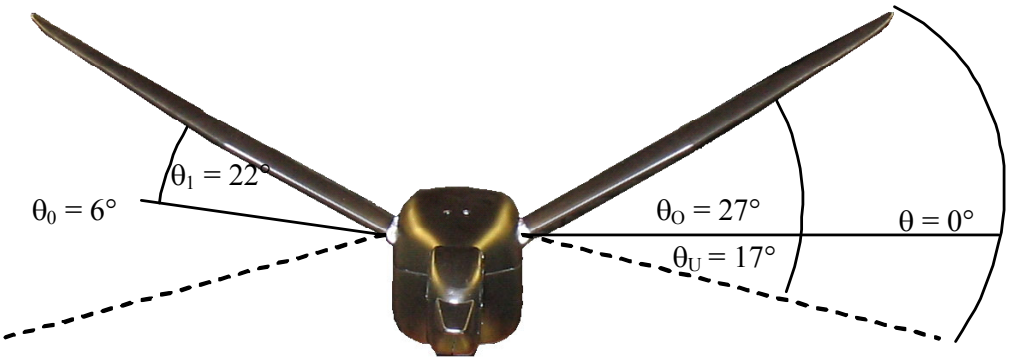


Abbildung 21: Angabe der Flügelposition über den Amplitudenwinkel. Bei 0° befinden sich die Flügel in horizontaler Stellung.

θ_O	+37°	+27°	+27°	+24°	+19°	+16°
θ_U	-23°	-17°	-14°	-10°	-8°	-4°

Die Position der Flügel wird durch einen an der Schulter angebrachten Winkelaufnehmer (Megatron MCP® 05) registriert und als Analogsignal ausgegeben. Die gesamten Steuerungsvorgänge des Modells laufen über den elektronischen Schaltkasten und die eigens hierfür entwickelte Steuerungssoftware. Die Software liefert die Möglichkeit, eine konstante Frequenz einzugeben oder die Frequenz über den Flügelschlag hinweg in einem begrenzten Rahmen nachzumodulieren. Hierzu muss eine entsprechende Datei erstellt werden, in der die Frequenz für jeden einzelnen Anstellwinkel festgelegt ist. Das Programm ermöglicht gleichzeitig die Wahl eines Anstellwinkels, bei dem ein analoges Triggersignal generiert wird. Da jeder Anstellwinkel über den Flügelschlagzyklus zweimal durchlaufen wird, erfolgt die Festlegung, ob der Trigger im Auf- oder Abschlag ausgelöst werden soll, über die Eingabe des vorhergehenden bzw. nachfolgenden Amplitudenwinkels. Die gebildete Differenz erlaubt eine absolute Positionsangabe. Aufgrund des Aufbaus der Antriebsmechanik und des dem Vogelflug angepassten geringeren Ausschlags nach unten durchläuft der Flügel über den Schlagzyklus hinweg keine reine Sinusbewegung. Aus diesem Grund nimmt auch die Winkelgeschwindigkeit keinen Sinusverlauf, sondern weist im Bereich des unteren Umkehrpunkts eine deutlich höhere Steigung auf. Für die Winkelgeschwindigkeit $\dot{\theta}$ gilt:

$$\dot{\theta} = \frac{d\theta}{dt} \tag{4.13}$$

Die Winkelbeschleunigung $\ddot{\theta}$ ergibt sich demzufolge aus:

$$\ddot{\theta} = \frac{d\dot{\theta}}{dt} \tag{4.14}$$

Der Verlauf der Winkelgeschwindigkeit und Winkelbeschleunigung ist in Abbildung 22 und Abbildung 23 exemplarisch für eine Schlagfrequenz von 1,28Hz bei einem Anstellwinkel von 0° dargestellt.

Erwartungsgemäß ist die Beschleunigung/Verzögerung an den Umkehrpunkten am höchsten, wobei sie im Bereich des oberen Umkehrpunkts längere Zeit auf einem nahezu konstanten Wert verbleibt. Im Gegensatz dazu ist die maximale Beschleunigung im Bereich des unteren Umkehrpunkts nahezu doppelt so hoch, bleibt jedoch nur kurzzeitig erhalten.

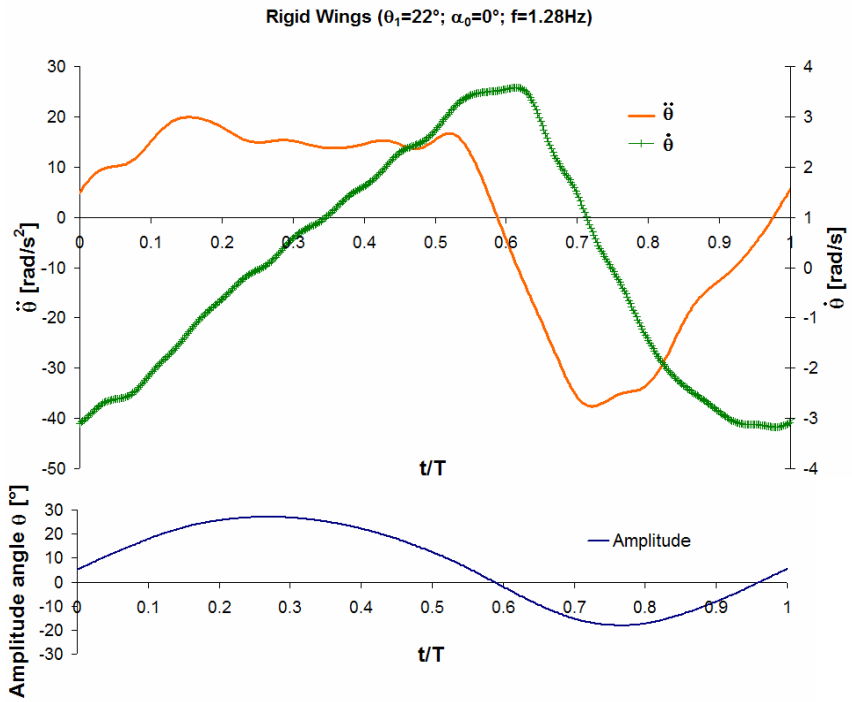


Abbildung 22: Für eine Schlagfrequenz von 1.28Hz und einen Anstellwinkel von 0° sind Amplitudenwinkel, Beschleunigung (a_z) und Vertikalgeschwindigkeit (v_z) des Flügels über der Periode aufgetragen. Aufgrund des geringeren Ausschlages im negativen Amplitudenwinkelbereich kommt es zu Abweichungen vom Sinusverlauf.

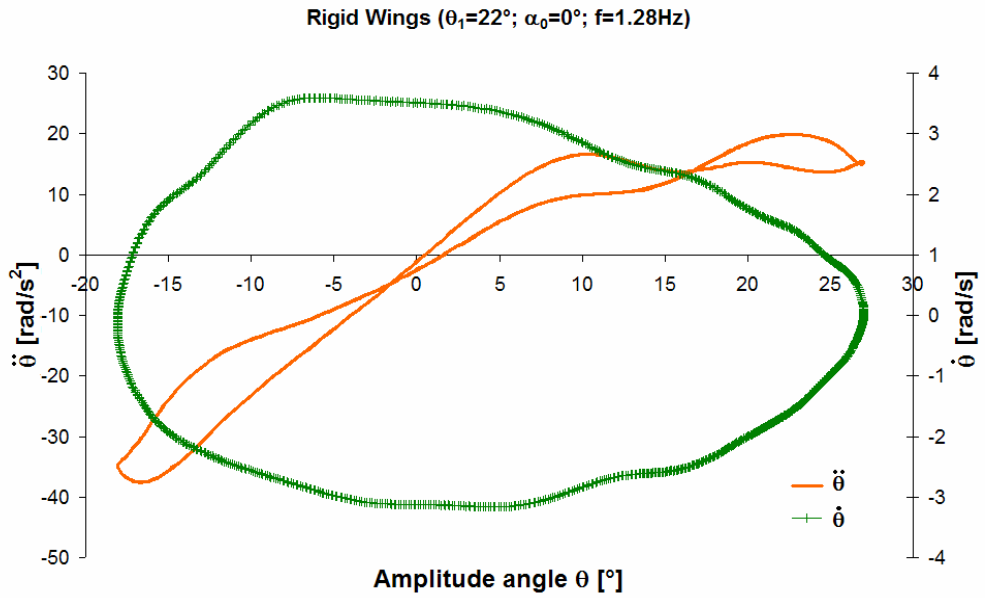


Abbildung 23: Für eine Schlagfrequenz von 1.28Hz und einen Anstellwinkel von 0° sind Beschleunigung (a_z) und Vertikalgeschwindigkeit (v_z) des Flügels über dem Amplitudenwinkel aufgetragen.

4.3.2 Flügel

Die Flügel am Modell sind austauschbar und es wurden vier Flügelpaare mit unterschiedlicher Flexibilität und Beweglichkeit gefertigt. Im Gegensatz zu einem Vogelflügel handelt es sich hierbei nicht um ein adaptives System. Form und Bewegung können nur in engen Grenzen variiert werden und sind an einen starr vorgegebenen Ablauf gebunden. Die Entwicklung einer adaptiven Tragfläche konnte nicht im Rahmen dieses Projektes erfolgen. Es sei an dieser Stelle jedoch auf einen ersten Ansatz verwiesen, der im Rahmen einer Kooperation des Fachgebietes Strömungslehre und Aerodynamik der TU Darmstadt mit dem Automobilhersteller Honda und dem Fraunhofer Institut für Betriebsfestigkeit und Systemzuverlässigkeit erfolgte.

Referenzflügel (Rigid Wings)

Als Referenz dienen möglichst starre Flügel die keinerlei passive Torsion zulassen. Ihre Form orientiert sich am natürlichen Vorbild, wobei sich die Profilgebung allerdings schwierig gestaltet. Zum einen muss das Profil eine Mindesthöhe aufweisen, damit die zur Stabilisierung notwendigen Holme darin versenkt werden können, zum anderen liegt der Grund in der unterschiedlichen Profilausbildung am ruhenden und angeströmten Vogelflügel. Untersuchungen an Star (*Sturnus vulgaris*) (Brill 1992) und Taube (*Columbia livia var. domestica*) (Biesel et al. 1985) haben gezeigt, dass sich das Profil des angeströmten Flügels ganz erheblich von dem des ruhenden Flügels unterscheidet. Im Vergleich zu den Profilen toter oder narkotisierter Tiere weisen die Profile gleitfliegender Tiere eine wesentlich geringere Wölbung auf und gleichen solchen Profilen, wie sie beim Bau von Segelflugmodellen im Wurzelbereich verwandt

werden (Abbildung 24). Aufgrund der fehlenden Daten für die Flügelprofilierung im Gänseflug und im Hinblick auf die Modellierbarkeit für später anschließende numerische Berechnungen wurde ein solch technisches Profil (Wortmann FX 60-126) ausgewählt und über den Flügel hinweg bis nahe der Flügelspitze beibehalten. Kennzeichnend für das Profil sind dabei seine gutmütigen Abrisseigenschaften und ein niedriger Widerstand, welcher über einen weiten Anstellwinkelbereich Bestand hat. Diese Eigenschaften bleiben auch bei vergleichsweise niedrigen Reynoldszahlen erhalten.

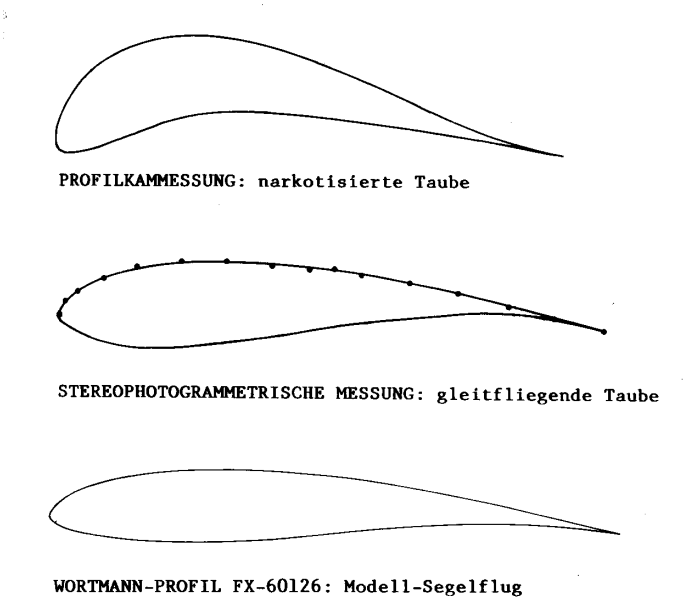


Abbildung 24: Unterschiede in der Profilform des ruhenden und angeströmten Taubenflügels und der Vergleich mit dem für das Schlagflugmodell verwendeten technischen Profil Wortmann Fx 60-126 (Biesel et al. 1985).

Die Flügelgeometrie wurde ebenfalls im Vergleich zum Original abstrahiert. Gleichzeitig wurde jedoch darauf geachtet, die grundlegende Gestalt beizubehalten (Abbildung 25). Zur Ermittlung einer möglichst gänsenahen Geometrie und zur Analyse des Bewegungsablaufes wurde umfangreiches Filmmaterial gesichtet, welches den Gänseflug aus unterschiedlichen Perspektiven, meist unter Einsatz eines nebenher fliegenden Ultraleichtflugzeugs, beleuchtet (Filmtitel: „Nomaden der Lüfte“, „Nachbarn der Wolken“). Die für den Abschlag typische gestreckte Flügelform dient als Grundlage für alle gefertigten Flügel.

Die Flügel sind aus Glasfasermatten und Epoxydharz gefertigt und bestehen aus zwei oberen und unteren Halbschalen. Sie sind mittels zweier Holme mit der Antriebsmechanik verbunden und können ausgetauscht werden.

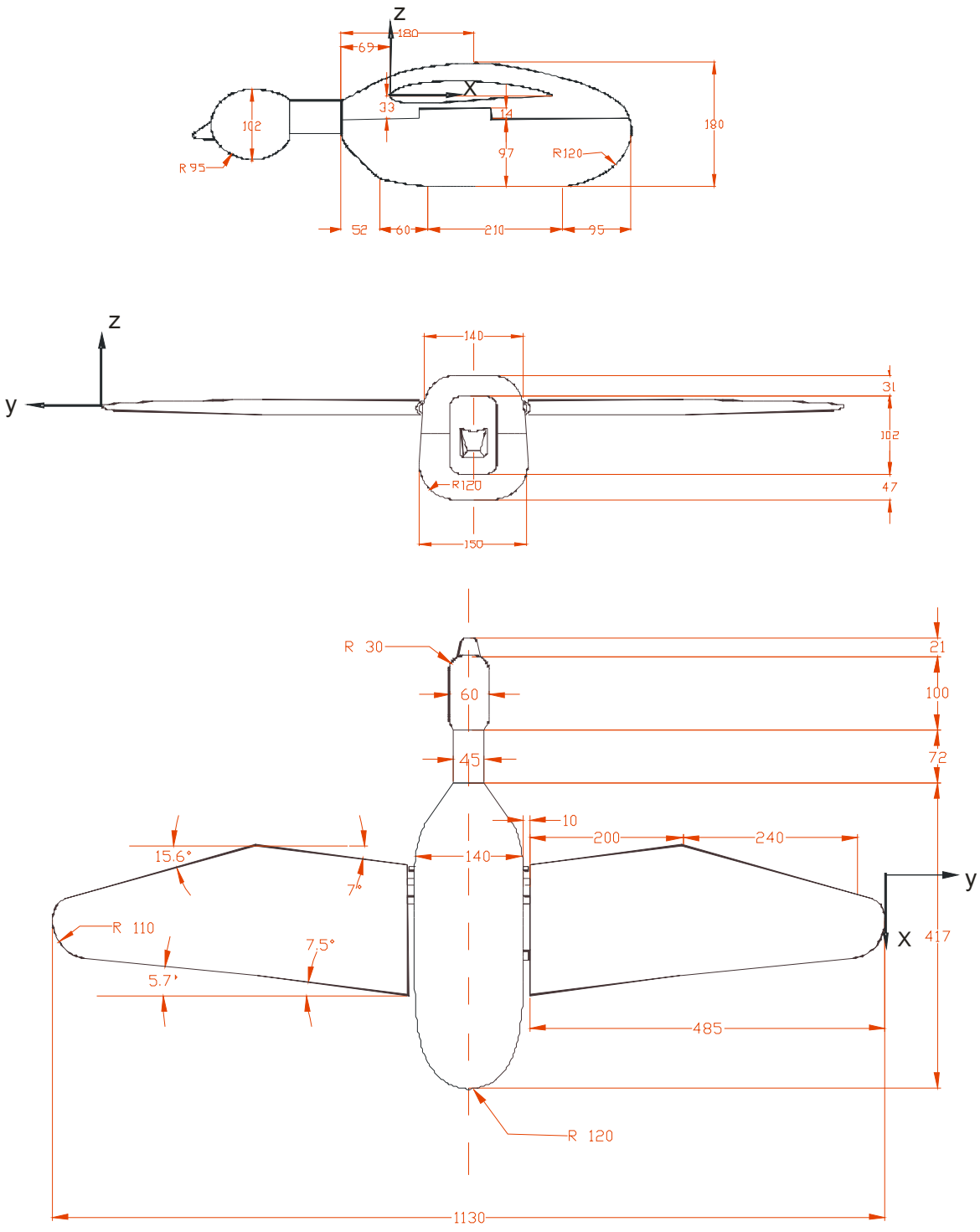


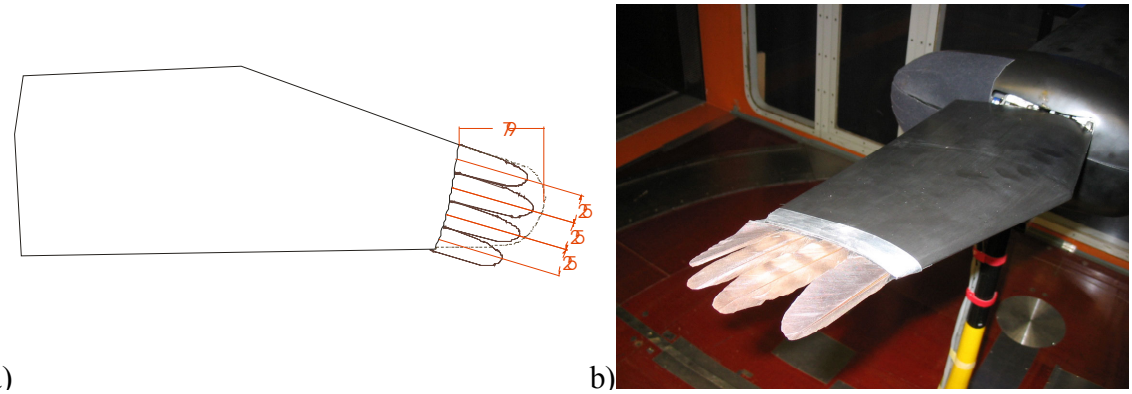
Abbildung 25: Seiten-, Vorder- und Draufsicht des Schlagflügelmodells.

Tabelle 1: Modelldaten

Flügelfläche (Einzelflügel) $A_{Flügel}$	0.141m^2
Flügelfläche (Flügel + Körperzwischenbereich) A	0.165m^2
Mittlere Flügeltiefe c	0.143m
Zuspitzung (Handschwinge)	0.45
Streckung Λ	7.96
Verwindung	0°
Momentenbezugspunkt	x=43mm, y=565mm, z=-78mm

Flügel mit Winglets

Die starren Referenzflügel werden an den Flügelenden mit verschiedenen Arten von Winglets versehen. Hierzu wird ein Teil der Flügel ersetzt, so dass die Flügelfläche möglichst unverändert bleibt. Die Winglets bestehen aus jeweils 4 Schwungfedern bzw. Aluminiumstreifen.



a) b)

Abbildung 26: a) Darstellung der aus Aluminiumstreifen gerfertigten Winglets. b) Federwinglets

Während die Federn lediglich in einer Ebene angebracht sind können die Aluminiumstreifen kaskadenförmig aufgebogen werden, so dass sie eine Aufzpreizung in vertikaler Richtung erhalten. Der Winkel zwischen den Aluminiumstreifen beträgt dabei jeweils 20°.

a) *b)*

Abbildung 27: Aluminium Winglets a) angeordnet in einer Ebene. b) aufgespreizt mit 20° (Alu Winglets“+20°“).

Flügel mit scharfer Vorderkante (Sharp Wings)

Die Profilierung des Vogelflügels ändert sich über die Spannweite hinweg. Der Handfittich ist sehr viel weniger profiliert, besitzt eine geringe Wölbung und eine scharfe Vorderkante. Im Hinblick auf die Ausbildung eines Vorderkantenwirbels werden daher zwei verschiedene Flügelpaare vermessen. Beide Flügel besitzen die gleiche Geometrie und unterscheiden sich in der Aufsicht nicht. Bei dem ersten Flügelpaar handelt es sich um die Referenzflügel. Das zweite Paar besteht aus durchsichtigem, steifem Kunststoff. Im Prinzip handelt es sich hierbei um eine gewölbte Platte wobei die Vorderkante des Profils, im Bereich des Armfittichs, mit zusätzlichem Material verdickt und abgerundet ist. Die Handschwinge hingegen bleibt unverdickt mit scharf zugeschliffener Vorderkante. Zur Flügelspitze hin verringert sich die Wölbung. Aufgrund der geringen Materialhöhe des Handfittichs verringert sich die Stabilität des Flügels. Die Flügel wurden im Rahmen einer gemeinsamen Messkampagne mit dem Department of Marine Biology der University of Groningen (Niederlande) von Dr. Eize Stamhuis hergestellt.

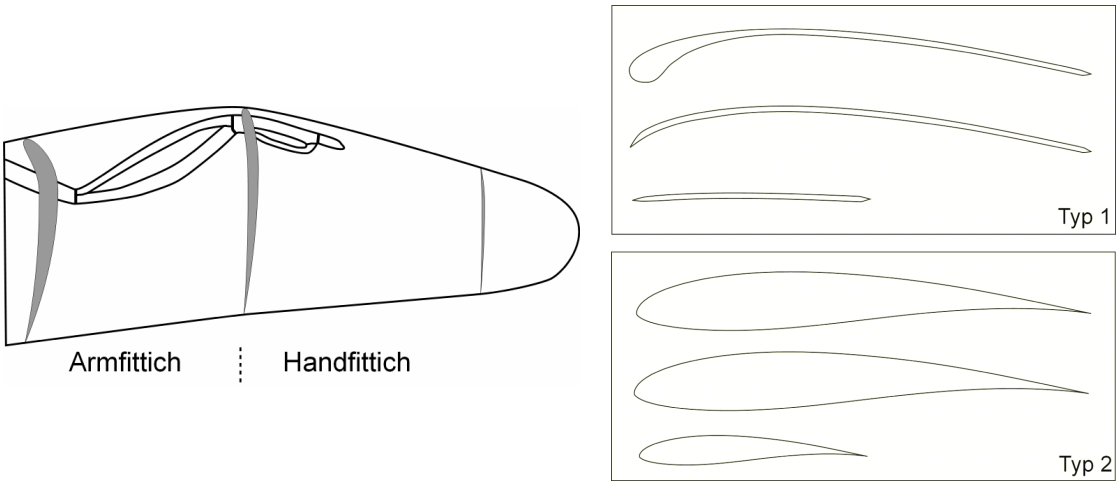


Abbildung 28: Darstellung der Profilierung des Flügels mit scharfer Vorderkante (Typ 1) und des Referenzflügels (Typ 2) an drei Positionen entlang der Spannweite.. Abgebildet ist jeweils das Profil an der Schulter, das Profil zwischen Arm- und Handschwinge, sowie das Profil an der Flügelspitze (von oben nach unten) Bild W. Thielicke.

Abbildung 29: Flügelschlagmodell mit scharfkantigem Flügelpaar.

4.4 Niedergeschwindigkeitswindkanal

Sowohl die direkten Kraftmessungen als auch die Strömungsvisualisierungen mittels PIV werden im atmosphärischen Unterschallwindkanal des Fachgebietes Strömungslehre und Aerodynamik der TU Darmstadt durchgeführt (Abbildung 30).

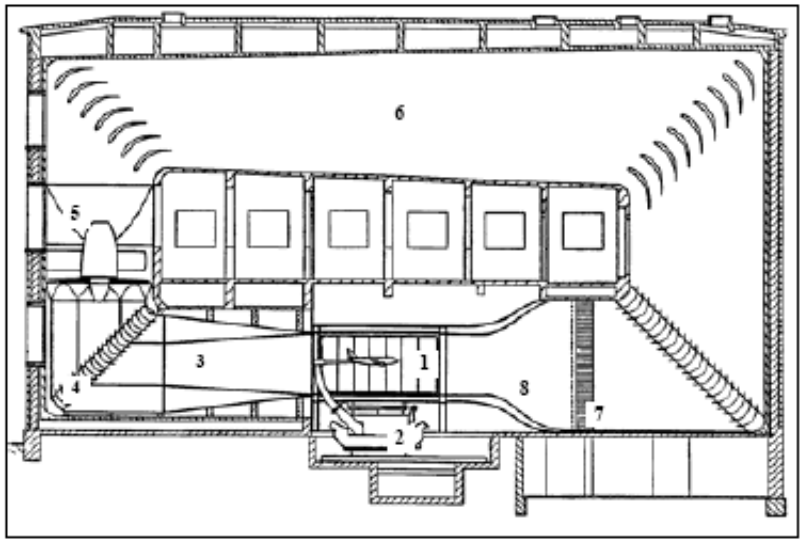


Abbildung 30: Niedergeschwindigkeitswindkanal des Fachgebiets Strömungslehre und Aerodynamik der TU Darmstadt. (1) Messstrecke,(2) 6-Komponenten Waage, (3) Diffusor, (4) Umlenkecke, (5) Antrieb,(6) Hauptdiffusor, (7) Gleichrichter, (8) Düse. (aus Runge 2001).

Es handelt sich dabei um einen Kanal Göttinger Bauart mit vertikaler Luftrückführung. Er besitzt eine geschlossene Messtrecke von 2.2m x 2.9m x 4.8m und hat eine maximale Antriebsleistung von 300kW. Die maximale Kanalgeschwindigkeit beträgt 68m/s und lässt sich stufenlos über eine Drehzahlregelung einstellen. Da die automatische Einstellung der Geschwindigkeit mit einer kurzzeitigen deutlichen Überschreitung der gewünschten Geschwindigkeit einher gehen kann, das Modell jedoch nur für eine maximale Geschwindigkeit von 15m/s ausgelegt ist, muss die Geschwindigkeit manuell eingestellt werden. Die Einstellung erfolgt über den Staudruck *q,* der in Abhängigkeit von der gewünschten Geschwindigkeit und den herrschenden Umgebungsbedingungen folgendermaßen berechnet wird:

$$q = \frac{1}{2} \rho U_{\infty}^2 \tag{4.1}$$

Die Dichte ρ berechnet sich in Abhängigkeit von der spezifischen Gaskonstante R_s, vom statischen Druck p und der im Windkanal herrschenden Temperatur [Kelvin] aus:

$$\rho = \frac{p}{T\ R_s} \tag{4.2}$$

Aufgrund der Drehzahlregelung des Kanals können periodische Schwankungen im Staudruck auftreten. Die Amplitude der Schwankungen liegt bei bis zu 3 Pascal, die Frequenz zwischen 0.14 und 0.2Hz. Damit wirken sie sich besonders auf Messungen bei niedrigen Geschwindigkeiten aus (Abbildung 31).

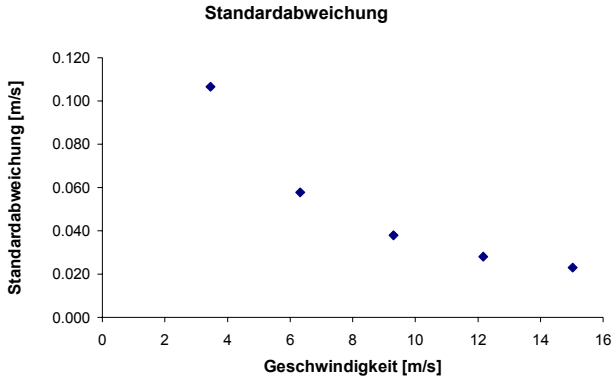


Abbildung 31: Darstellung der Standardabweichung für verschiedene Kanalgeschwindigkeiten. Mit zunehmender Geschwindigkeit verringern sich die Schwankungen deutlich.

Der Turbulenzgrad T_u des Kanals wird in Abhängigkeit von der mittleren Schwankungsgeschwindigkeit der Anströmung ermittelt und ergibt sich aus:

$$T_u = \frac{\sqrt{\overline{u}^{'2}}}{U_\infty} \tag{4.3}$$

Der für den Kanal angegebene Turbulenzgrad liegt bei 0.16% (Kalibriermessung 1990). Für die Untersuchung von Strömungsfeldern mit Druck- und Geschwindigkeitssonden befindet sich am Ende der Messstrecke ein kartesisches Traversiergerät. Eine auf zwei externen horizontalen Schienen geführte vertikale Traverse ermöglicht eine genaue Positionierung (1/10 Millimeter) über den Querschnitt hinweg. Bei Nichtgebrauch wird die Traverse in einer Bucht in der Wand eingeparkt. Die Traverse dient bei den PIV-Messungen zur Befestigung und Positionierung der Laserschnittoptik bzw. der CCD-Kameras.

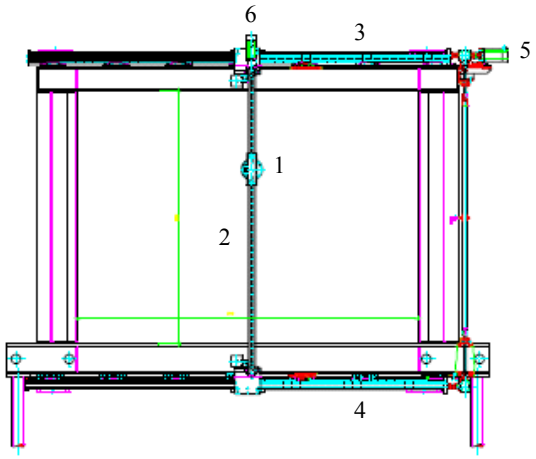


Abbildung 32: Traverse im hinteren Bereich der Messstrecke (Querschnitt). Die Vorrichtung ermöglicht sowohl eine vertikale als auch eine horizontale Positionierung. (1) vertikaler Schlitten, (2) horizontaler Schlitten, (3,4) obere und untere Führung, (5) horizontaler Antrieb, (6) vertikaler Antrieb (aus Runge 2001).

Unterhalb der Messstrecke befindet sich eine 6-Komponentenwaage, die jedoch nicht in der Lage ist, die Vorgänge am bewegten Flügel zeitaufgelöst zu erfassen. Gleichzeitig ist ihre Auflösung aufgrund ihres großen Messbereiches begrenzt, weshalb sie im Rahmen dieser Arbeit lediglich zu stationären Vergleichsmessungen mit der verwendeten internen Waage herangezogen wird. Seitenwände und Decke der Messstrecken bestehen zu großen Teilen aus Plexiglas, das an den für die PIV-Messungen relevanten Stellen gegen Glas ausgetauscht wird, welches der hohen Laserleistung standhält. Reflektierende Wandbereiche werden für die PIV-Messungen mit schwarzer Pappe abgeklebt, Teile des Rumpfes, die im Bild erscheinen werden mit schwarzer Samtfolie verkleidet. Im Rahmen der Arbeit werden keine Windkanalkorrekturen vorgenommen.

4.5 PIV

4.5.1 Prinzip der Strömungsvisualisierung mittels Particle Image Velocimetry (PIV)

Zur Visualisierung der Strömung kommt die PIV-Messtechnik zum Einsatz (Raffel et al. 1998). Es handelt sich um ein berührungsloses optisches Messverfahren zur Bestimmung von Geschwindigkeitsfeldern. Dabei werden dem strömenden Medium kleinste Partikel zugesetzt, von denen angenommen wird, dass sie der Strömung optimal folgen. Mittels eines zu einer Lichtschnittebene aufgeweiteten Laserstrahls werden die Partikel im Bereich des Untersuchungsgebiets beleuchtet und das von den Partikeln reflektierte Licht von einer CCD-Kamera in zwei kurz aufeinander folgenden Bildern festgehalten. Der zeitliche Abstand der beiden Aufnahmen ist für die Güte der Messungen dabei von entscheidender Bedeutung und deshalb sorgfältig zu wählen. Er ist dabei im Wesentlichen abhängig von der Hauptströmungsgeschwindigkeit und muss sich mit zunehmender Geschwindigkeit verringern. Aus dem Partikelversatz zwischen dem ersten und zweiten Bild wird anschließend mit Hilfe einer Korrelationsanalyse Richtung und Geschwindigkeit der Strömung bestimmt. Zur weiteren Verarbeitung der berechneten Vektorbilder stehen verschiedene Algorithmen und Auswertungsmethoden zur Verfügung.

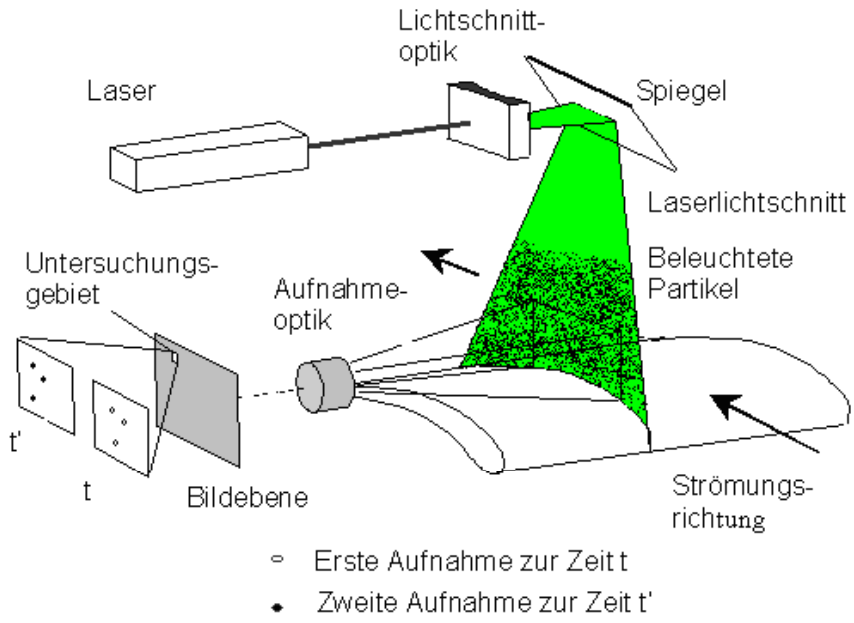


Abbildung 33: Prinzipieller Aufbau der Particle Image Velocimetry.

4.5.2 Experimenteller Aufbau PIV

Das für die vorliegende Arbeit verwendete Standard-2D-PIV-System besteht zum größten Teil aus Hard- und Softwarekomponenten der *Firma Dantec Dynamics*®.

Das System setzt sich aus folgenden Komponenten zusammen:

- Traversierung
- Laser
- Laserlichtschnittoptik
- Kamera
- Seeding
- Computer und Prozessor
- Auswertesoftware (FlowManager, Matlab)

Im Rahmen der Arbeit werden sowohl die Randwirbel zur Ermittlung des Gesamtauftriebes als auch die Querwirbel zur Analyse der Änderung der Zirkulation über den Flügelschlag hinweg detektiert.

Zur Visualisierung der Randwirbel ist eine Ausrichtung des Laserlichtschnitts senkrecht zur Hauptströmungsrichtung erforderlich (Abbildung 34).

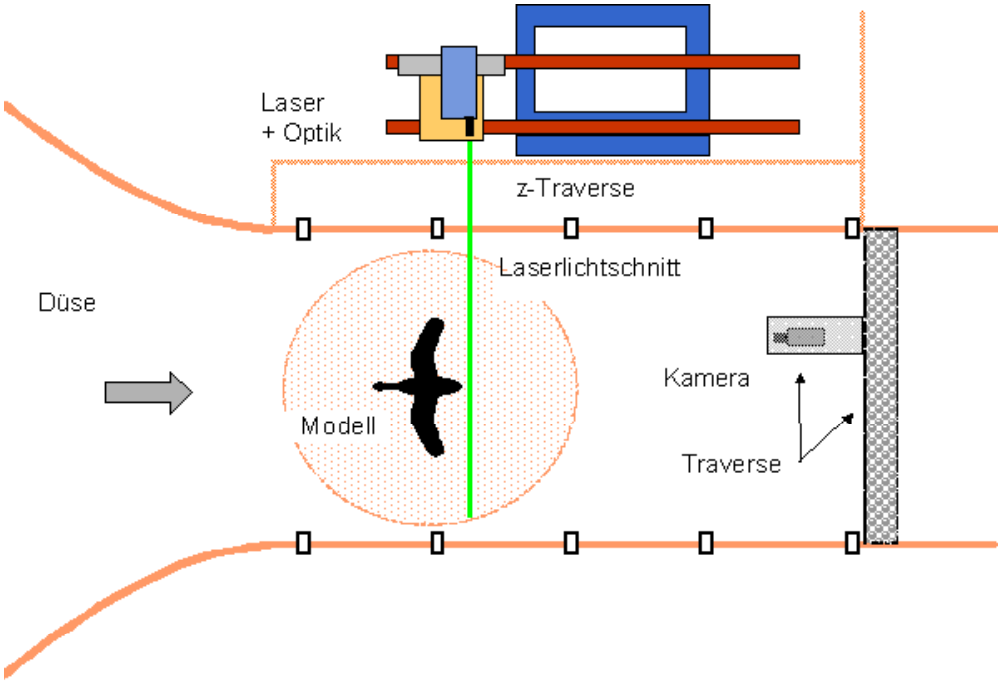


Abbildung 34: Experimenteller Aufbau zur Visualisierung der vom Schlagmodell erzeugten Randwirbel. Montage der Kamera auf der internen Traversierung des Windkanals.

Der Laser ist auf der externen Z-Traverse befestigt, wobei die Aufweiteoptik direkt am Laserkopf montiert ist. Die Kameras sind in zwei übereinander liegenden Boxen an der internen Kanaltraverse befestigt und können in der Höhe und in Spannweitenrichtung bewegt werden. Zum Schutz der Kameras vor den sich in der Strömung befindenden Partikeln sind die Kameraboxen luftdicht verschlossen (Abbildung 35).

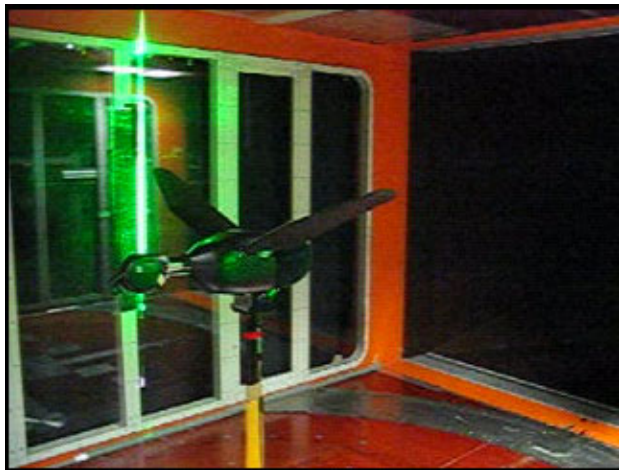
a) b) 

Abbildung 35: a) Kameraboxen auf der windkanalinternen Traverse.
b) Laserlichtschnitt zur Randwirbelmessung.

Zur Visualisierung der Querwirbel ist es erforderlich, den Laserlichtschnitt parallel zur Hauptströmungsrichtung zu positionieren (Abbildung 36). Gleichzeitig ist es notwendig, den Lichtschnitt und die Kamera in Spannweitenrichtung zu traversieren, um das Verhalten der Strömung über die Flügellänge hinweg zu erfassen. Laser und Kameras sind auf einer außerhalb des Kanals aufgebauten Traverse montiert und können somit gemeinsam in der Höhe traversiert werden. Zusätzlich sind die Kameras auch in x- und y-Richtung verfahrbar (Abbildung 37). Zur Einstellung von Positionen die nach der Justierung nicht mehr geändert werden, wie die Höhe der Kameras zueinander und zum Laser, werden die Komponente auf Linearprofilen (Typ X95) der Firma *Linos* montiert.

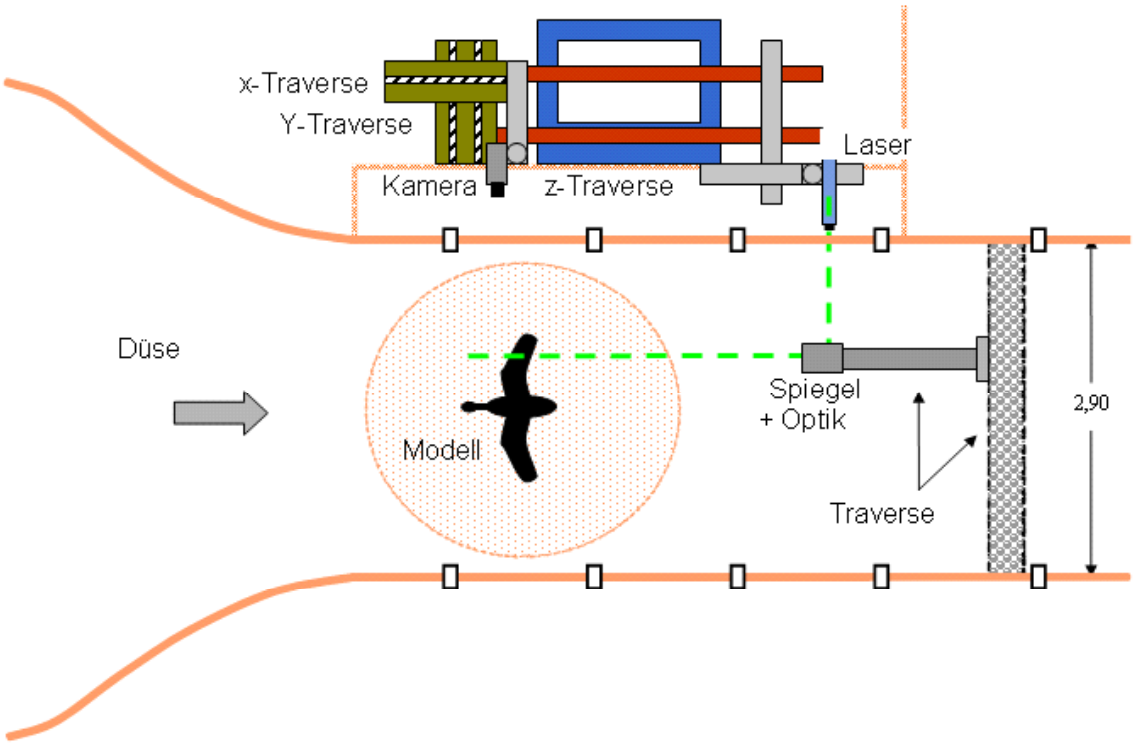


Abbildung 36: Aufsicht auf den experimentellen Aufbau zur Visualisierung der vom Schlagflügelmodell erzeugten Querwirbel. Umlenkung des Laserstrahls mit Hilfe eines auf der internen Traverse befestigten Spiegels.

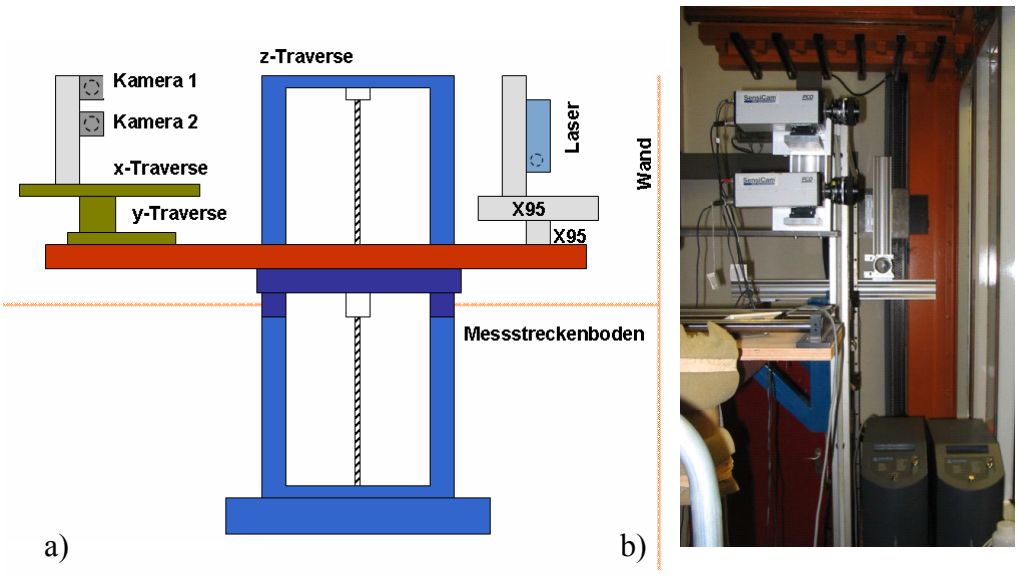


Abbildung 37: a) schematische Vorderansicht der Aufbauten außerhalb der Messstrecke. b) Seitenansicht. Traversierung der Kameras in alle 3 Raumrichtungen möglich. Kopplung der Höheneinstellung von Kamera und Laser. Ausrichtung unter Verwendung von X95-Profilen.

Der Abstand beider Kameras ist so gewählt, dass zwei übereinander liegende Messbereiche gleichzeitig aufgenommen werden können. Beide Kameras sind senkrecht zum Laserlichtschnitt ausgerichtet. Die parallele Verschiebung von Laserlichtschnitt und Kamera in y-Richtung ermöglicht Aufnahmen an unterschiedlichen Positionen der Spannweite, ohne dass eine erneute Kalibrierung des Systems notwendig ist. Dabei müssen die interne Windkanaltraverse und die externen Positioniersysteme um die gleiche Beträge verschoben werden, da keine automatische Kopplung beider Systeme besteht. Zur Erzeugung eines zu den Windkanalwänden parallel orientierten Laserlichtschnitts wird der Laserstrahl über einen Spiegel um einen Winkel von 90° umgelenkt. Der Spiegel ist auf der sich am Ende der Testsektion befindenden internen Traverse befestigt. Die Erzeugung einer konstant aufgeweiteten Lichtschnittebene an verschiedenen Positionen über der Spannweite wird dadurch ermöglicht, dass die Aufweitung des Laserstrahl zur Lichtschnittebene erst nach der Umlenkung erfolgt und somit von der Position in y-Richtung unabhängig ist. Umlenkspiegel und Aufweiteoptik werden dabei von einer Box vor den sich im Kanal befindlichen Partikeln geschützt (Abbildung 38). Dabei muss sichergestellt sein, dass keine Vibrationen von der Strömung auf die Halterung übertragen werden.

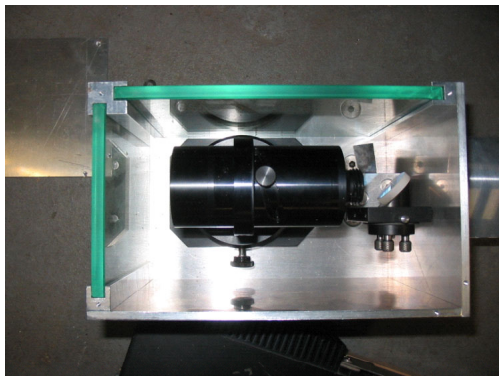
a) b) 

Abbildung 38: Halterung für den Umlenkspiegel und die Aufweiteoptik auf der internen Windkanaltraverse.

Seeding

Zur Erzeugung der Partikel wird ein Flüssigkeitsdispergierer (Flow Tracker 435) der Firma *Flow Visualisation Components* eingesetzt. Bei der zu zerstäubenden Flüssigkeit handelt es sich um das auf Alkohol basierende Di-ethyl-hexyl-sebacat (DEHS) ein farbloses, geruchloses Fluid das nach einiger Zeit rückstandsfrei verfliegt. Die Partikel werden in die Vorkammer des Windkanals eingebracht. Eine für die Messungen erforderliche homogene Verteilung der Partikel wird dadurch gefördert, dass die Partikel über die gesamte Höhe zweier vertikaler Träger in der Vorkammer über zwei Kupferrohre ausgeblasen werden. Gleichzeitig trägt der Betrieb des Windkanals automatisch zu einer gleichmäßigen Partikelverteilung bei. Die erzeugten Partikel besitzen im Mittel eine Größe von 1µm aufgrund derer davon ausgegangen wird, dass

die Partikel wegen der geringen Trägheit der Strömung optimal folgen. Im Versuchsbetrieb ist darauf zu achten, dass dem Partikelgenerator genügend DEHS zur Verfügung steht, und dass der Versorgungsdruck bei 1bar liegt.

Im Zeitraum des Projektes wurde die gesundheitliche Unbedenklichkeit, die vormals im Datenblatt des Fluids aufgeführt wurde, von Seiten des Herstellers relativiert. Aus diesem Grund wurde zeitweise ein von der Firma *Safex* hergestelltes Nebelfluid (Super/Royal) und der dazugehörige Generator (Safex Nebelgerät) verwendet. Die für das Fluid Super/Royal typische Partikelgröße liegt bei 0.85µm und somit geringfügig unter der von DEHS. Signifikante qualitative Unterschiede in den Ergebnissen konnten nicht nachgewiesen werden. Der Nachteil beim Einsatz dieses gesundheitlich völlig unbedenklichen Fluids liegt jedoch in der Kurzlebigkeit der Partikel und dem auftretenden Niederschlag an Modell und Kanalwänden. Nach Abklärung mit dem Arbeitsschutz und daraufhin vorgenommenen Abdichtungsvorkehrungen an den Türen zum Windkanal sowie der Verwendung eines Atemschutzgerätes (Pureflo PF33ESM) beim Betreten der Messstrecke konnte DEHS wieder verwendet werden.

Kamera

Die Aufnahmen erfolgen mit einer CCD Kamera (PCO® Sensicam), deren Hauptkomponenten sich aus einem CCD-Chip (1280 x 1024 Pixel), einer Speichereinheit und einer Kühlvorrichtung zusammensetzen. Mit Hilfe der Zwischenspeicherung lassen sich die extrem kurzen Intervalle zwischen den einzelnen Doppelbildern mit einer Kamera realisieren. Die Kühlung der Kamera erfolgt durch den Einsatz eines Peltier-Elementes mit zusätzlichem Lüfter. Da die Versuchsanordnung teilweise voraussetzt, dass die Kameras zum Schutz vor den Partikeln in luftdicht verschlossenen Boxen im Windkanal montiert werden, wurde die Betriebstemperatur der Kameras im Vorfeld als kritischer Faktor betrachtet. Im Versuchsbetrieb traten jedoch keinerlei Probleme mit überhitzten Kameras auf. Die Messungen erfolgen mit zwei Objektiven der Firma Nikon mit einer Brennweite von 50mm und einer Lichtstärke von 1,4.

Laser

Aufgrund des großen Untersuchungsgebietes und der großen Distanz zwischen Laser und Aufnahmeoptik ist die Verwendung eines Pulslasers unerlässlich. Zur Beleuchtung der Partikel kommt daher ein Laser des Typs Wave Gemini der Firma *New Wave Research* zum Einsatz. Dabei handelt es sich um einen Doppelpuls Nd:YAG Laser der Klasse 4 mit einer Leistung von 200mJ und einer Wellenlänge von 532nm. Die Pulsdauer beträgt 10ns. Aufgrund zweier getrennter Laserkavitäten ist der zeitliche Abstand zwischen einem Doppelpuls beliebig kurz einstellbar. Der Laserkopf kann direkt auf der vor der Messstrecke aufgebauten Traverse befestigt werden.

Anschließend wird der Laserstrahl mittels einer geeigneten Optik zum Laserlichtschnitt aufgeweitet. Divergenz und Dicke des Lichtschnitts können dabei variiert werden.

Laserlichtschnittoptik

Zur Erzeugung des Lichtschnittes wird eine spezielle Optik eingesetzt (80x70 High Power Nd:YAG light sheet series von *Dantec Dynaqmics*). Mit dieser können Divergenz und Dicke der Laserlichtschnittebene in Abhängigkeit vom Durchmesser des eingehenden Laserstrahls in bestimmten Grenzen eingestellt werden.

Externe Traverse

Die Traversierung in Z-Richtung erfolgt mittels eines Schrittmotors und einer Spindel. Die Einstellung erfolgt manuell und weist eine maximale Genauigkeit von 1-2mm auf. Bei der Untersuchung der Querwirbel ist die Ausleuchtung des Untersuchungsgebietes nur dann gewährleistet, wenn die Höhen der internen und externen Traverse präzise aufeinander abgestimmt sind und der Laserstrahl den Umlenkspiegel genau trifft. Da sich die Höhe der externen Traverse nicht exakt einstellen lässt, muss die Abstimmung beider Traversen nach jeder Änderung in der Höhe erneuert werden. Da die interne Traverse vom Rechner aus bis auf 0,1mm genau eingestellt werden kann, stellt dies kein Problem dar. Sie wird so lange in der Höhe verstellt bis die Qualität der während der Ausrichtung aufgenommenen PIV Bilder wieder zufrieden stellend ist.

Bei den für die Verschiebung in x-und y-Richtung eingesetzten Traversen handelt es sich um zwei Positioniersysteme der Firma *Dantec Dynamics*®. Beide haben einen Verfahrweg von 500mm und können bis auf 0,1mm genau eingestellt werden. Die Steuerung kann über einen PC mit GPIB-Karte erfolgen, wobei die Software (PDA flow + particle software Beta 1.0) Windows 95 voraussetzt. Aus diesem Grund erfolgte die Einstellung über die Handsteuerung, die ebenfalls eine sehr genaue Positionierung ermöglicht.

Prozessor und Steuerungssoftware

Als Prozessor wird der Flowmap 1500 der Firma *Dantec Dynamics*® eingesetzt. Er ist die Schnittstelle zwischen Lasersystem, Kamera und PC. Der Prozessor besteht aus drei verschiedenen Komponenten: der Synchronisationseinheit, dem Eingabepuffer mit dem Kameraadaptermodul und der Korrelationseinheit.

Die Synchronisationseinheit dient zur zeitlichen Abstimmung der Laserpulse und der Bildaufnahme der CCD-Kamera. Der Eingabepuffer und das Kameraadaptermodul sorgen für die Ansteuerung der Kameras und die Zwischenspeicherung der Bilder. Über das Kameraadaptermodul können unterschiedliche CCD basierende Kameras angeschlossen werden. Die Korrelationseinheit unterstützt den angeschlossenen PC bei der Online Berechnung der Vektorbilder aus den digitalen Aufnahmen. Der Prozessor bietet darüber hinaus die Möglichkeit, über einen analogen Eingang externe Signale einzuspeisen und zusammen mit den Bildern aufzuzeichnen. Diese Funktion ermöglicht es, die Daten des am Modell angebrachten analogen Winkelgebers zusammen mit den Bildern einzulesen und dadurch zu jedem Bild die Stellung des Flügels aufzuzeichnen. Des Weiteren kann die Windgeschwindigkeit als weiteres Signal registriert werden.

4.5.3 Durchführung und Analyse der PIV-Messungen

Die Steuerung der Messungen und die Berechnung der Vektorbilder erfolgen mit dem von Dantec bereitgestellten Flowmanager® Programm. Dabei wird zur Berechnung der Vektorbilder eine adaptive Korrelationsanalyse herangezogen.

Der Laser wird durch den an der Schulter des Modells angebrachten Winkelaufnehmer getriggert, der bei einem beliebig einstellbaren Amplitudenwinkel ein analoges Signal zur CPU des PIV-Systems sendet. Für das erste Bildpaar nach dem Triggersignal ist die Leistung des Lasers jedoch nicht stark genug. Aus diesem Grund wird nur einmal getriggert und alle nachfolgenden Bildpaare werden mit einem festgesetzten Zeitabstand aufgenommen. Weil die Flügelschlagfrequenz bis zu 2,2Hz betragen kann, die Wiederholungsrate des Lasers jedoch lediglich bei 10Hz liegt und damit nur 5 Aufnahmen über den Flügelschlagzyklus hinweg ermöglicht, erfolgen die Aufnahmen über mehrere Flügelschläge hinweg und werden am Ende zu einem Schlagzyklus zusammengesetzt. Somit beträgt die Zeit zwischen zwei Aufnahmen T+Δt, wobei T die Periodendauer des Flügelschlags ist. Am Ende wird damit eine phasengemittelte „pseudo“-zeitaufgelöste Rekonstruktion des Strömungsfelds ermöglicht.

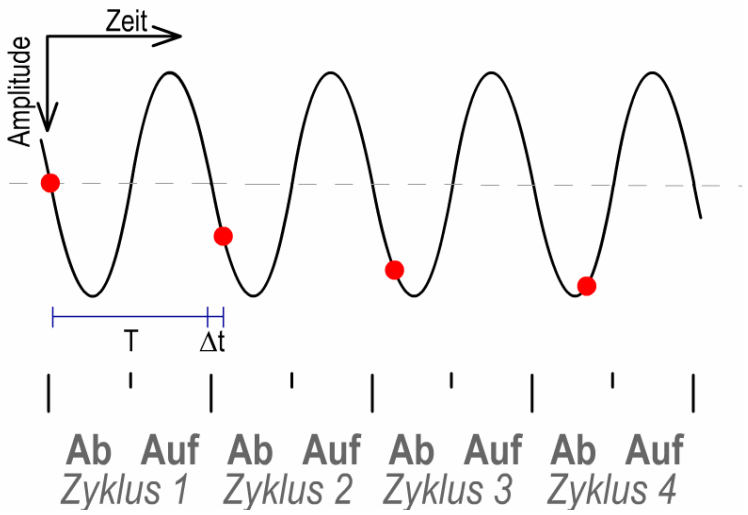


Abbildung 39: Prinzip der „pseudo“-zeitaufgelösten Rekonstruktion des Strömungsfeldes (Bild W. Thielicke).

Die Größe des Modells bedingt, dass zur Aufnahme des gesamten Flügelschlagzyklus bei großen Schlagamplituden das Beobachtungsgebiet aus mehreren Aufnahmen zusammengesetzt werden muss. Zur Reduzierung des Messaufwands kommen aus diesem Grund zwei Kameras zum Einsatz, deren Aufnahmebereiche sich an der Grenze überlappen. Das Messfeld zur Randwirbelvisualisierung setzt sich aus 6 Aufnahmen zusammen (Abbildung 40). Die übereinander liegenden Felder werden dabei simultan aufgenommen. Anschließend werden die beiden Kameras in Spannweitenrichtung

verfahren. Das Aufnahmegebiet befindet sich ausgehend von der Hinterkante der Flügelspitze 300mm stromabwärts.

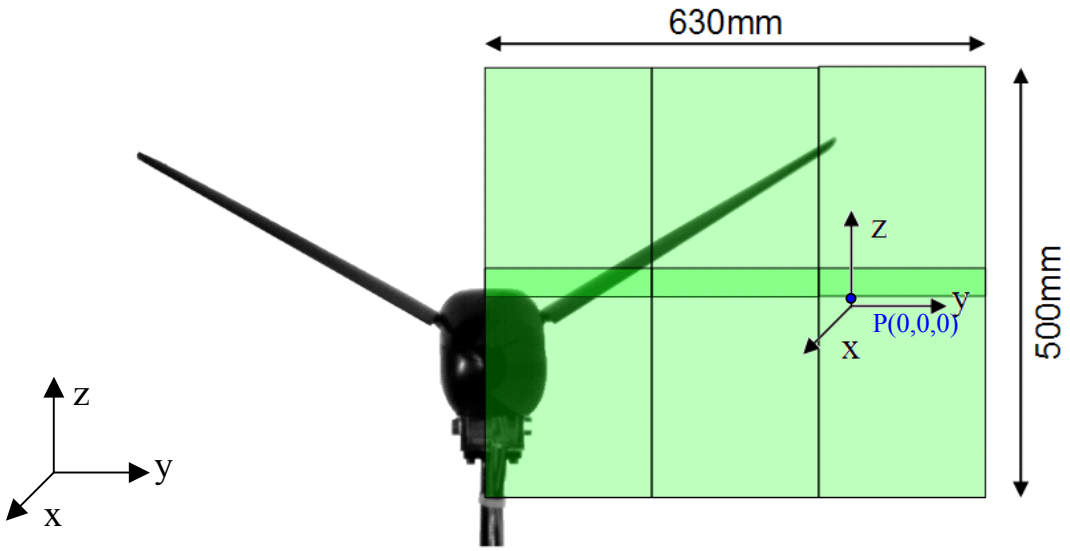


Abbildung 40: Visualisierung der Randwirbelbildung hinter dem Flügel. Das Untersuchungsgebiet ist dabei aus sechs sich an den Ober- und Unterkanten um 25mm überlappenden Bildern zusammengesetzt. Die Messungen erfolgen 300mm von der Hinterkante der Flügelspitze stromabwärts. Der Ursprung des Koordinatensystems P(0,0,0) liegt hierbei an der Spitze des horizontal ausgestreckten rechten Flügels (blauer Punkt).

Das Beobachtungsgebiet im Falle der Querwirbelvisualisierung beginnt direkt an der Hinterkante des Flügels und besitzt eine Gesamtgröße von 460 x 200mm (je Kamera 240 x 200mm, 20mm Überlappung). Die Messungen erfolgen an verschiedenen Positionen der Spannweite, die durch ihren Abstand von der Flügelwurzel beschrieben werden (Abbildung 41). Die Untersuchung der Querwirbelbildung erfolgt hierbei an 4, die Visualisierung des Vorderkantenwirbels an 7 Positionen.

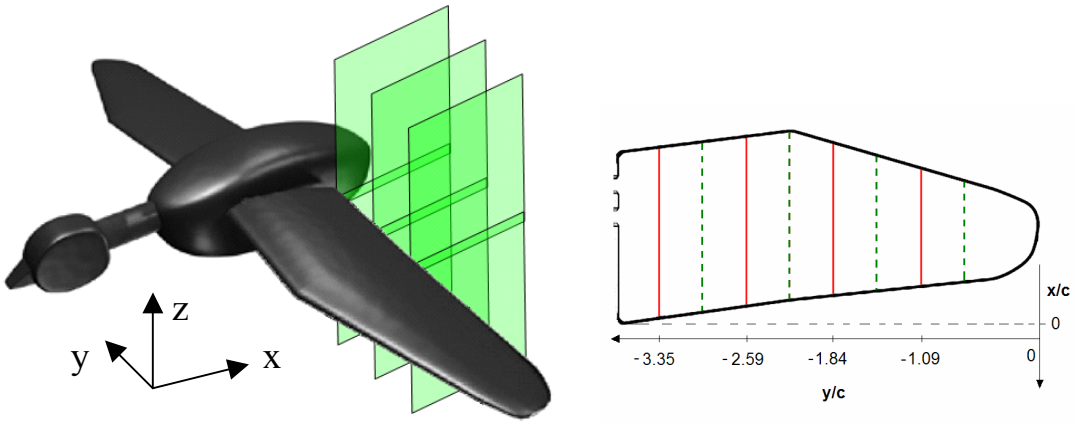


Abbildung 41: Visualisierung der Querwirbelbildung hinter dem Flügel. Das Untersuchungsgebiet ist dabei aus zwei sich überlappenden Bildern zusammengesetzt. Die Messungen erfolgen an verschiedenen Positionen der Spannweite. Die durchgezogenen Linien kennzeichnen die Positionen der Querwirbelerfassung. Die Visualisierung des Vorderkantenwirbels erfolgte zusätzlich auch an den gestrichelten Punkten. (entgegen der Darstellungen erfolgen die Messungen am rechten Flügel).

Neben dem Nachlauf soll auch die Strömung am Flügel selbst visualisiert werden. Neben der Problematik von Reflexionen an der Flügeloberfläche treten dabei auch Probleme der Verdeckung durch den Flügel selber auf. So setzt die Visualisierung der Vorderkantenwirbel voraus, dass die Oberseite des Flügels sichtbar ist. Dies erfordert eine parallele Ausrichtung der Kamera zur Flügeloberseite. Ist die Kamera stationär, verdeckt der Flügel seine Oberseite aufgrund der Schlagbewegung in weiten Bereichen des Schlagzyklus. Die Kamera ist auf der Höhe der Flügelhorizontalen ausgerichtet, folglich wird die Oberseite des Flügels erst in der zweiten Hälfte des Abschlags sichtbar. In dieser Phase erreicht der Flügel seine maximale Geschwindigkeit und damit einhergehend maximale effektive Anstellwinkel. Das Auftreten eines Vorderkantenwirbels ist hiermit am wahrscheinlichsten. Die Anordnung der Kamera erlaubt Aufnahmen bei Amplitudenwinkeln von 0°, -2.4°, -4.9°, -7.5°, -10.1°, -12,6°. Es muss jedoch bedacht werden, dass mit zunehmendem Amplitudenwinkel die Blickrichtung nicht länger senkrecht zum Flügelquerschnitt erfolgt.

4.5.4 Berechnung der Vektorbilder

Die Vektorbilder werden mittels adaptiver Korrelation aus dem Partikelversatz zwischen den Bildpaaren berechnet. Hierzu wird das Untersuchungsgebiet in Abfragegebiete unterteilt, in denen nach übereinstimmenden Partikelgruppen gesucht wird. Für jedes Abfragegebiet wird somit ein Vektor ermittelt, der Richtung und Geschwindigkeit der Strömung in diesem Bereich wiedergibt. Die Auflösung des Untersuchungsgebietes kann durch eine Überlappung der Abfragegebiete erhöht werden, sowohl in horizontaler als auch in vertikaler Richtung. Der Vorteil der adaptiven Korrelation liegt in der Verminderung des als „Dropout“ bzw. „Loss of Pairs“

bezeichneten Effekts. Die Partikel verlassen dabei im zweiten Bild aufgrund der Strömungsgeschwindigkeit den Abfragebereich. Das Grundprinzip der adaptiven Korrelation liegt nun in einem iterativen Prozess, in dem die Verschiebung der Partikel berechnet wird und wonach die Lage des zweiten Abfragegebietes bestimmt wird (Abbildung 42). Besonders bei turbulenten Strömungen mit hohen Geschwindigkeitsgradienten kann durch die vermehrte Anzahl der in die Berechnung eingehenden Vektoren die Qualität der Vektorbilder deutlich verbessert werden.

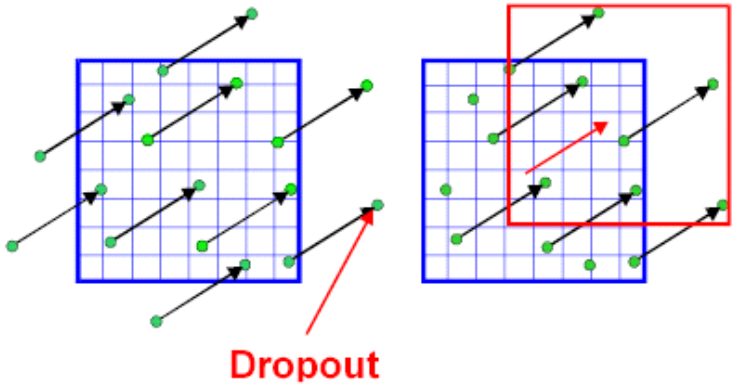


Abbildung 42: Verschiebung des Abfragegebietes zur Vermeidung des „Dropout"-Effekts bei der adaptiven Korrelationsanalyse der Bildpaare (aus FlowMap PIV Installation & Unser's guide von Dantec Dynamics)

Fehlvektoren werden eliminiert, indem ein Vergleich benachbarter Vektoren durchgeführt wird. Unterscheidet sich ein Vektor zu stark von denen benachbarter Gebiete wird er auf der Grundlage der benachbarten Gebiete neu berechnet und ersetzt. Für die Validierung werden die in direkter Nachbarschaft liegenden Vektoren herangezogen. Die adaptive Korrelation wurde für einen Abfragebereich von 32x32Pixel und 50% Überlappung durchgeführt. Das Validierungsgebiet umfasst 3x3 Pixel, der dazugehörige Akzeptanzfaktor, d.h. der maximal erlaubte Gradient, beträgt 0.1. Darüber hinaus werden drei Iterationsschritte für die Adaption verwendet.

Im Anschluss an die Korrelationsanalyse werden die Vektorbilder mit Hilfe eines Kalibrierbildes skaliert und entzerrt. Die Kalibrierung erfolgt vor und gegebenenfalls auch nach der Messkampagne. Die Kameras werden dabei auf eine Kalibrierplatte fokussiert, die 270x220mm groß ist und schwarze Punkte mit einem Durchmesser von 2mm und einem Abstand von 5mm auf weißem Hintergrund aufweist.

Gegebenenfalls werden Gebiete mit starken Reflektionen maskiert und damit aus der weiterführenden Datenanalyse entfernt.

4.5.5 Berechnung der Zirkulation aus dem Nachlauf

Für die Auswertung der PIV-Messdaten werden diese über den im Flowmanager® implementierten Matlablink als Matrizen an Matlab® übergeben. Neben den u- und w-

Geschwindigkeitskomponenten sowie den x- und z-Koordinaten werden auch die während der Messungen aufgezeichneten Analogsignale (Geschwindigkeit, Temperatur und Amplitudenwinkel) übertragen.

In Matlab® wird sodann mit einem entsprechend erstellten Auswerteprogramm die im Nachlauf auftretende Wirbelstärke ω berechnet:

$$\omega_x = \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \quad (streamwise) \qquad \omega_y = \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \quad (transverse) \tag{4.4}$$

In Abbildung 43 sind das aus den Partikelbildern berechnete Vektorfeld des Randwirbels und das darauf beruhende Bild der Wirbelstärke zu sehen. Nach europäischer Norm wird die Zirkulation im Uhrzeigersinn drehender Wirbel dabei als negativ, die von Wirbeln mit entgegengesetzter Drehrichtung als positiv definiert.

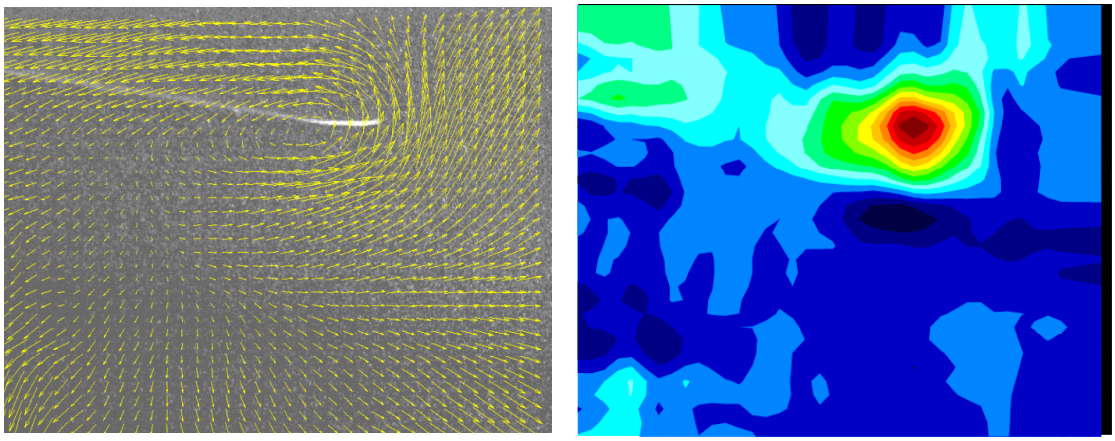


Abbildung 43: Vektorbild des hinter dem rechten Flügel entstehenden Randwirbels und das daraus ermittelte Bild der Wirbelstärke (Ausschnittvergrößerung). Die Wirbelstärke gegen den Uhrzeigersinn drehender Wirbel ist positiv (rot), die im Uhrzeigersinn drehender Wirbel negativ (blau).

Eine vereinfachte Darstellung des Wirbelsystems um eine Tragfläche findet sich in Abbildung 44. Dem 2. Helmholtz-Theorem folgend, welches besagt, dass ein Wirbelfilament in einem Fluid nicht einfach enden kann, bilden der gebundene Wirbel um die Tragfläche und die beiden Randwirbel zusammen mit dem Startwirbel, der sich beim Anfahren der Tragfläche bildet, ein geschlossenes Wirbelsystem. Ebenfalls nach Helmholtz muss die Zirkulation in einer reibungsfreien Strömung konstant sein, d.h. trotz unterschiedlicher Drehrichtung des gebundenen Wirbels und des Startwirbels sowie der beiden Randwirbel besitzen sie die gleiche Stärke. Ändert sich nun die Zirkulation des gebundenen Flügels durch Änderungen im Auftrieb, so ändert sich auch die Zirkulation der Randwirbel und es löst sich ein Querwirbel von der Hinterkante ab, der zusammen mit dem Startwirbel dazu führt, dass sich die Gesamtzirkulation des Wirbelringes weiterhin aufhebt. Stärke und Richtung des sich ablösenden Wirbels zeigen die Größe der Änderung an, sowie den Umstand, ob es sich um eine

Auftriebszunahme bzw. -abnahme handelt. Steigt der Auftrieb am Flügel, löst sich ein Wirbel mit gleicher Drehrichtung wie der Startwirbel, sinkt er, so dreht der Wirbel in entgegengesetzter Richtung. Aus Beobachtungen in der Ebene des Randwirbels und somit senkrecht zur Anströmung kann daher auf die Gesamtzirkulation am Flügel geschlossen werden, während die Beobachtungen in der Ebene der Querwirbel und damit parallel zur Anströmung die lokalen zeitlichen Änderungen der Zirkulation an der entsprechenden Position des Flügels wiedergeben.

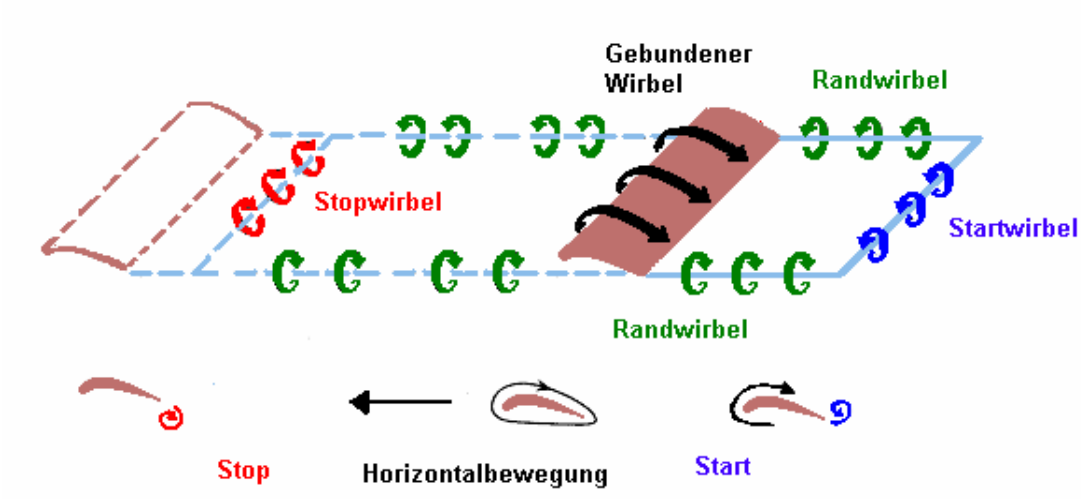


Abbildung 44: Vereinfachte Darstellung des Wirbelsystems um eine Tragfläche.

Sowohl Auftrieb als auch Zirkulation werden vom Anstellwinkel und der Strömungsgeschwindigkeit beeinflusst. Beide sind am schlagenden Flügel starken Änderungen unterworfen. Besonders an den Umkehrpunkten kommt es zu extremen Änderungen in der Zirkulation und damit zur Querwirbelablösung. Numerische (Neef 2002) und experimentelle Untersuchungen zeigen in der Tat, dass sich hinter einem auf- und abschlagenden Flügel mit phasenverschobener Drehung eine leiterartige Struktur ausbildet. Bislang existieren jedoch vergleichsweise wenige Untersuchungen im Nahfeld bewegter Tragflügel. Diese zeigen, dass es sich um eine komplexe dreidimensionale Strömung handelt, bei der starke örtliche Geschwindigkeitsgradienten auftreten können.

Der Impulssatz, angewendet auf ein Kontrollvolumen wie in Abbildung 45 gezeigt lautet:

$$\vec{\mathrm{F}}(t) = -\iiint_{V} \frac{\partial \rho \vec{\mathrm{v}}}{\partial t} dV - \iint_{A} \rho \cdot (\vec{\mathrm{v}} \cdot \vec{\mathrm{n}}) \mathrm{v} dA + \iint_{A} (-p\vec{\mathrm{n}} + \tau \cdot \vec{\mathrm{n}}) dA \qquad (4.5)$$

Wobei $\vec{\mathrm{F}}(t)$ die Kraft ist, welche die Strömung auf den Flügel ausübt, V das Volumen des Kontrollvolumens, A seine Oberfläche abzüglich der den Flügel benetzenden Fläche und $\vec{\mathrm{n}}$ der Normalenvektor, der grundsätzlich von der Kontrollvolumenfläche nach

außen gerichtet ist. Das letzte Integral kann normalerweise vernachlässigt werden, wenn der Druckgradient über dem Kontrollvolumen in Strömungsrichtung sowie die Scherspannung τ der Nachlaufebene des Kontrollvolumens vernachlässigbar klein sind. Das zweite Integral beschreibt den konvektiven Impulsstrom, der über die Oberfläche *dA* des Kontrollvolumens fließt. Das erste Integral gibt die lokale zeitliche Änderung des Impulses im Inneren des Kontrollvolumens wieder.

Unter stationären Bedingungen ist die zeitliche Änderung des Impulses im Inneren Null. Bei instationären Messungen ist es jedoch notwendig, das zeitabhängige Geschwindigkeitsfeld im Inneren des Kontrollvolumens zu bestimmen, um die am Tragflügel angreifenden Kräfte zu ermitteln.

Dies erfordert jedoch die zeitabhängige Erfassung aller drei Geschwindigkeitskomponenten über das gesamte Kontrollvolumen, was mit einem einfachen PIV-System nicht möglich ist. Im Rahmen dieser Arbeit wird daher ermittelt, inwieweit 2D-PIV Messungen die Kräfte am bewegten Modell wiedergeben können.

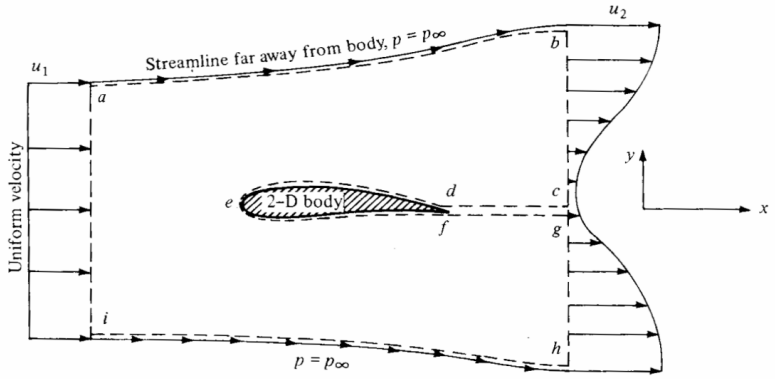


Abbildung 45: Kontrollvolumen um einen Flügel (Anderson 2001).

Die Grundlage für die durchgeführten Berechnungen zur Vorhersage der Auftriebskräfte am Flügel aus den Nachlaufmessungen bildet Prandtls klassische Traglinientheorie, die auch heute noch zur Berechnung der Aerodynamik endlicher Tragflügel herangezogen wird. Dabei wird der Tragflügel durch eine große Anzahl von Wirbelsystemen ersetzt, die die Zirkulationsverteilung auf dem Tragflügel widerspiegeln und sich erst stromabwärts zu den beiden großen Randwirbeln aufrollen (Abbildung 46).

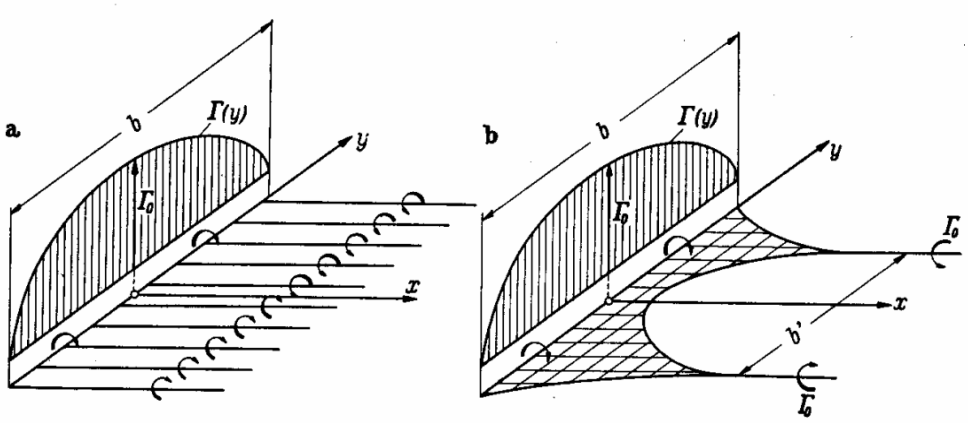


Abbildung 46: Darstellung der Zirkulationsverteilung und der von der Traglinie ausgehenden Wirbelfilamente (a), die sich im Nachlauf zu den beiden Randwirbeln aufrollen (b). (Schlichting und Truckenbrodt 1960)

Die Zirkulation Γ ergibt sich dabei nach dem Satz von Stokes zu:

$$\Gamma = \iint_A \omega \cdot dA \tag{4.6}$$

Dabei gilt für die normierte Zirkulation:

$$\gamma = \frac{\Gamma}{U_\infty c} \tag{4.7}$$

Die Berechnung des Auftriebs L erfolgt nach Kutta-Joukovsky:

$$L = \rho U_\infty \int_{-b/2}^{b/2} \Gamma(y) dy \tag{4.8}$$

Somit ergibt sich der Auftriebsbeiwert aus

$$C_L = \frac{2L}{\rho U_\infty^2 A} = \frac{2}{U_\infty A} \int_{-b/2}^{b/2} \Gamma(y) dy \tag{4.9}$$

Zur Berechnung der Auftriebsbeiwerte des Schlagflügelmodells aus der Zirkulation des Nachlaufes in der Ebene der Randwirbel wird das Untersuchungsgebiet in Spannweitenrichtung in 21 Gebiete aufgeteilt, innerhalb derer die Zirkulation durch Integration der Wirbelstärke über die Fläche ermittelt wird.

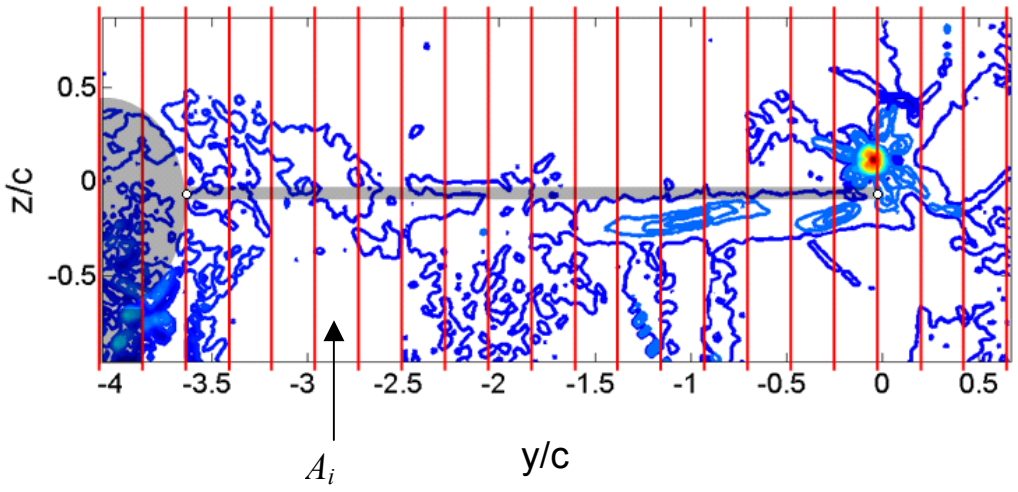


Abbildung 47: Darstellung des in 21 Teilgebiete unterteilten Beobachtungsgebietes in der Ebene des Randwirbels (Blick von hinten).

Die in den einzelnen Feldern A_i berechnete Zirkulation entspricht der Zirkulationsänderung in Spannweitenrichtung und wird deshalb im weiteren Verlauf als $\Delta\Gamma_i$ bezeichnet. Sie berechnet sich aus:

$$\Delta\Gamma_i = \iint_A \omega_{x,i} dA_i \tag{4.10}$$

$$\Delta\gamma_i = \frac{\Delta\Gamma_i}{U_\infty c} \tag{4.11}$$

Anschließend wird zur Bestimmung der Zirkulationsverteilung die ermittelte Zirkulationsänderung über den jeweils entsprechenden Bereich der Spannweite aufsummiert.

$$\gamma_i = \sum_{j=1}^{i} \Delta\gamma_j \tag{4.12}$$

Die Berechnung erfolgt unter der Annahme, dass sich kleine, durch Turbulenzen verursachte, Wirbelgebiete gegenseitig aufheben. Überlappende Bildbereiche werden nach Berechnung der Wirbelstärke entsprechend beschnitten. Die Überlappung dient lediglich der korrekten Berechnung der Wirbelstärke in den Randbereichen der Bilder. Die normierte Zirkulationsänderung $\Delta\gamma$ bzw. die Verteilung der Zirkulation γ über der Spannweite im Nachlauf kann durch die Splittung in Teilgebiete entlang der Spannweite entsprechend Abbildung 48 dargestellt werden.

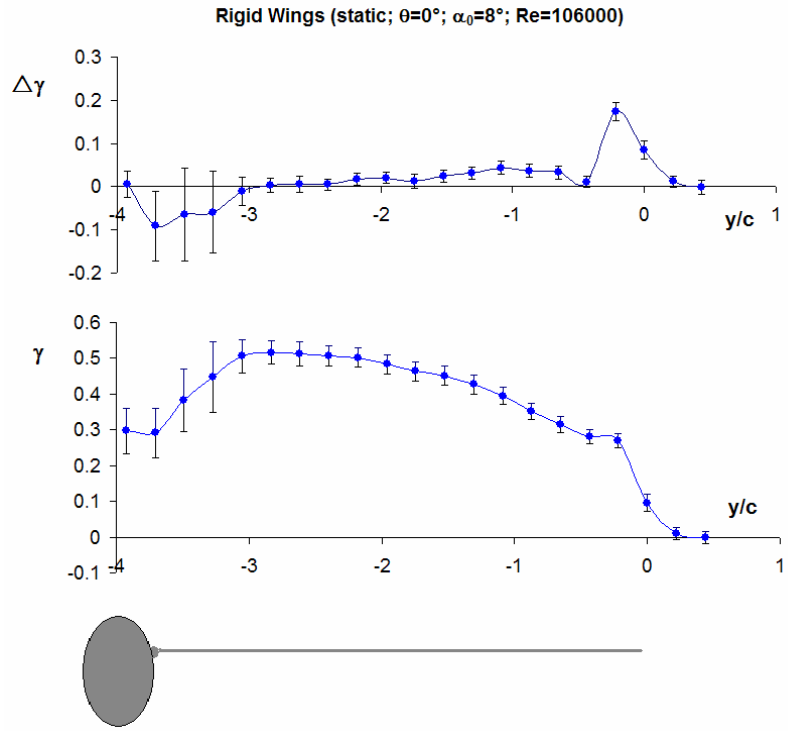


Abbildung 48: Darstellung der Zirkulationsänderung bzw. -verteilung im Nachlauf am Beispiel eines stationär angeströmten Flügels. (Rigid Wings; static; θ=0°, α_0=4°; U_∞=12m/s; über 500 Bildpaare gemittelt).

Allerdings stellt sich bei dieser Methode das Gebiet im Bereich des Körpers und des Stiels als problematisch heraus. In diesem Gebiet treten starke Reflexionen auf und trotz Maskierung dieses Bereiches erscheinen relativ hohe Turbulenzen, deren Ursprung in den Reflexionen und der Körper-Flügel-Interaktion liegt. Aufgrund dessen ist die Standardabweichung der Zirkulation in Abhängigkeit von Geschwindigkeit und Schlagfrequenz in dieser Region deutlich höher (16%-30%) als in weiter distal gelegenen Bereichen (4-10%). Die Ergebnisse in Abbildung 48 zeigen, dass der Aufrollprozess bei einem Abstand der Messebene von 2,26c stromabwärts der Flügelhinterkante noch nicht abgeschlossen ist und somit das gesamte Messfeld in die Berechnung der Gesamtzirkulation mit eingehen muss.

Bei der Analyse stromabwärts eines bewegten Tragflügels stellt sich das Problem, den beobachteten Wirbel der entsprechenden Position des Tragflügels zuordnen zu müssen. Je weiter stromabwärts die Messebene liegt und je kleiner die Anströmgeschwindigkeit ist, desto größer ist der zeitliche Unterschied zwischen dem tatsächlichen Geschehen am Tragflügel und der Beobachtung. Zur genauen Zuordnung der Beobachtung muss die Position des Flügels rückwirkend aus der Anströmgeschwindigkeit und den bei den Messungen aufgezeichneten Winkelangaben für den Flügel berechnet werden. Allerdings ist zu beachten, dass die Anströmgeschwindigkeit im Bereich des Randwirbels durch den selbigen beeinflusst werden kann. Die axiale Geschwindigkeit im Wirbelzentrum variiert dabei in Abhängigkeit von Anstellwinkel, Flächenbelastung

und Flügelgeometrie. Eine möglichst genaue Korrektur erfolgt bei den Hitzdrahtmessungen im Randwirbel eines sich drehenden Flügels von Chang und Park (Chang und Park 2000). Dabei gehen sie von der Annahme aus, dass die Konvektionsgeschwindigkeit der über den Bereich des Randwirbels gemittelten axialen Geschwindigkeit 0.5c hinter dem Flügel entspricht und ermitteln selbige für jeden Anstellwinkel unter stationären Anströmbedingungen. Lee und Lee (2006) hingegen gehen davon aus, dass die Konvektionsgeschwindigkeit im Nahfeld des von ihnen untersuchten rechteckigen Flügels der Anströmgeschwindigkeit entspricht. Eine Annahme, die auch durch die Arbeiten von Send (1986, 1988) bestätigt wird. Des Weiteren führt diese Annahme zur geringsten möglichen Korrektur. Da es sich bei den durchgeführten PIV-Messungen um zweidimensionale Aufnahmen handelt, liegen die entsprechenden Informationen über die axiale Geschwindigkeit nicht vor. Es kann sich bei der Korrektur also lediglich um eine Annäherung handelt, da die genaue Korrektur exakte Kenntnisse über die Materiallinien der Fluidteilchen zur Voraussetzung hat. Zur Korrektur der Phasenverschiebung zwischen dem aufgenommenen Strömungsbild und dem gleichzeitig registrierten Winkelsignal wird die Korrekturzeit t_{Kor} folgendermaßen ermittelt:

$$t_{Kor} = \frac{d_x}{U_\infty} \tag{4.13}$$

wobei d_x die Distanz zwischen Flügelhinterkante und Messfeld angibt. Anschließend werden Amplitudenwinkel und Zirkulation entsprechend t_{Kor} interpoliert und gegeneinander verschoben. Beispielhaft ist dies in Abbildung 49 dargestellt, der Einfluss der Verschiebung wird dabei umso deutlicher, je geringer die Anströmgeschwindigkeit ist. Bei einer sehr niedrigen Anströmgeschwindigkeit von 3m/s zeigt sich trotz identischer maximaler bzw. minimaler Auftriebsbeiwerte eine drastische Änderung im Kurvenverlauf.

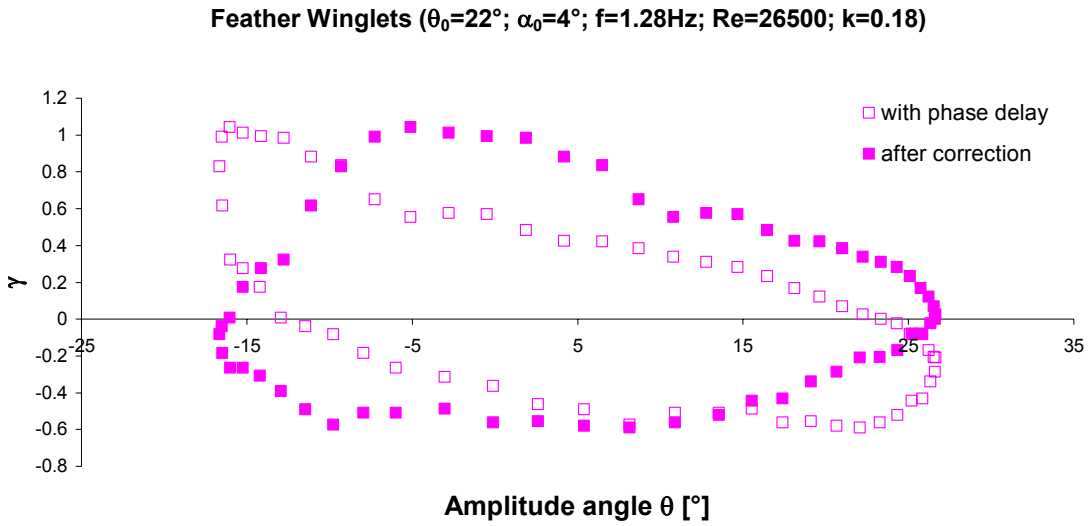


Abbildung 49: Darstellung der aus der Zirkulation des Randwirbels ausgerechneten Auftriebsbeiwerte vor und nach der Korrektur der Phasenverschiebung, die aufgrund der Distanz zwischen Modell und der 300mm Stromabwärts liegenden Messebene entsteht (Feather Winglets θ_1=22°, α_0=4°, f=1.28Hz, k=0.18; U_∞=3m/s; über je 25 Bildpaare gemittelt).

Neben der Erfassung der Gesamtzirkulation soll, obwohl der Aufrollvorgang noch nicht abgeschlossen ist, der Randwirbel näher analysiert werden. Aus diesem Grund wird zusätzlich die Zirkulation berechnet, die sich weitgehend auf den Bereich des Randwirbels beschränkt. Hierbei werden zwei weitere Möglichkeiten der Berechnung herangezogen. Da hierbei lediglich die in der Umgebung des Randwirbels enthaltene Information verwendet werden, kann die Problematik im Bereich hinter dem Körper vermieden werden. Der Vergleich erfolgt dabei am stationär angeströmten Referenzflügel unter einem Anstellwinkel von 8°. Die erste Möglichkeit zur Berechnung der Zirkulation des Randwirbels besteht in der Isolierung des Wirbels von der Umgebung. Dies geschieht durch die Verwendung eines positiven/negativen Wirbelstärke-Grenzwertes. Es wird davon ausgegangen, dass alle Werte unter-/oberhalb dieses Grenzwertes auf Turbulenz zurückzuführen sind und daher eliminiert, d.h. auf Null gesetzt, werden können. Problematisch gestaltet sich die Festlegung des Grenzwerts. Bei Querwirbeluntersuchungen hinter einem fliegenden Sprosser (*Luscinia luscinia*) wurde die Wirbelstärke aller zusammenhängenden Zellen, deren Stärke 20% des Maximalwertes übersteigt, integriert (Spedding et al. 2003). Anschließend wurden, von einer Gaußverteilung ausgehend, die unterhalb des Grenzwerts liegenden Anteile des Wirbels hinzuaddiert. Diese Vorgehensweise wird jedoch umso schwieriger je diffuser die Wirbelstruktur ausgeprägt ist. Im Fall des konzentrierten Randwirbels lässt sich das Verfahren noch relativ gut anwenden. Allerdings muss der Grenzwert für jede reduzierte Frequenz neu definiert werden, da die Turbulenz der Umgebung des Wirbels in hohem Maße von Geschwindigkeit und Flügelschlagfrequenz abhängt. Eine erhöhte Turbulenz erschwert bzw. verhindert die Identifikation von Randwirbeln mit geringer

Zirkulation, wie es im Aufschlag der Fall sein kann. Besonders deutlich wird diese Problematik beim Vergleich mit den in Horizontalstellung fixierten Flügeln. Hier sind Randwirbel mit einer Zirkulation von 0,01 m^2/s noch klar von der Umgebung zu unterscheiden, während die durch den bewegten Flügel induzierte Turbulenz diesen Wert bereits deutlich überschreitet. In Abbildung 50 und Abbildung 51 zeigt sich die Auswirkung der Wahl des Grenzwertes. Neben der Verringerung der Turbulenz nimmt auch der zu integrierende Bereich des Randwirbels mit höherem Grenzwert deutlich ab, es ist jedoch nicht möglich, die umgebenden Wirbelstrukturen vollständig zu eliminieren.

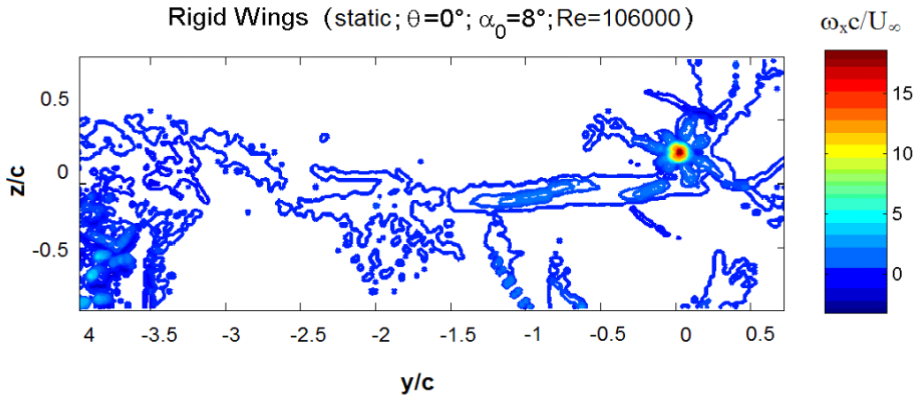


Abbildung 50: Darstellung der Wirbelstärke des Randwirbels als Konturverlauf. Betrachtet wird der aus 3 Bildausschnitten zusammengesetzte und über 500 Bilder gemittelte Nachlauf des in Horizontalstellung arretierten Referenzflügels. Die Turbulenzgrenze liegt bei einer Wirbelstärke von $10s^{-1}$ (Rigid Wings; static; θ=0°, α_0=8°; über 500 Bildpaare gemittelt).

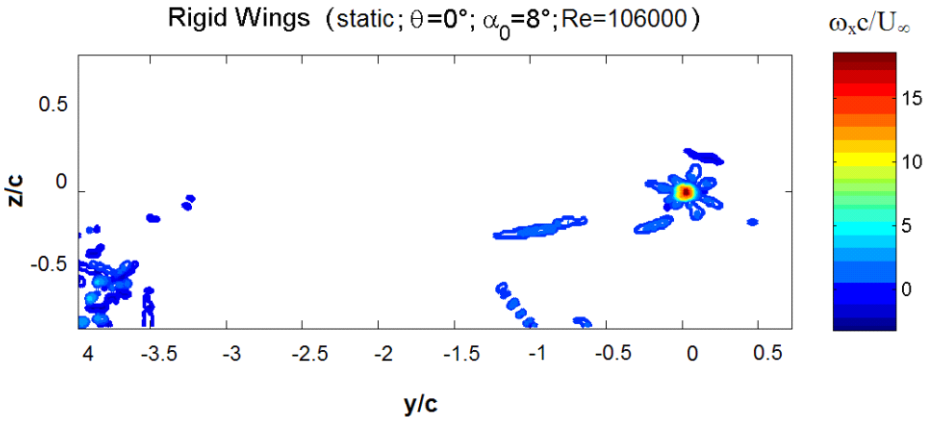


Abbildung 51: Darstellung der Wirbelstärke des Randwirbels als Konturverlauf. Betrachtet wird der aus 3 Bildausschnitten zusammengesetzte und über 500 Bilder gemittelte Nachlauf des in Horizontalstellung arretierten Referenzflügels. Die Turbulenzgrenze liegt bei einer Wirbelstärke von $100s^{-1}$ (Rigid Wings; static; θ=0°, α_0=8°; über 500 Bildpaare gemittelt).

Zur Berechnung der Zirkulation, d.h. zur Integration der Wirbelstärke über die Fläche, muss der Randwirbel detektiert werden. Dies geschieht automatisch durch die Bestimmung des jeweiligen globalen Minimums/Maximums. Ausgehend vom maximalen Werte wird die Wirbelstärke so lange gegen den Uhrzeigersinn aufintegriert bis ein kompletter Umlauf ausschließlich Nullwerte enthält bzw. es aufgrund angrenzender gegensinnig drehender Wirbelstrukturen zu einem Vorzeichenwechsel kommt. Die Vorgehensweise wird in Abbildung 52 verdeutlicht:

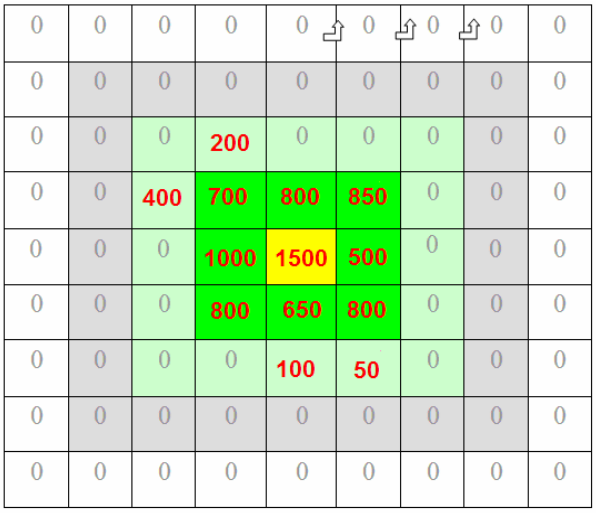


Abbildung 52: Schematische Darstellung der Integrationsbereiche zur Zirkulationsberechnung. Die Zahlen geben die jeweilige Wirbelstärke wieder.

Ausgehend vom globalen Maximum mit der Wirbelstärke von 1500s^{-1} werden im ersten Umlauf die grün unterlegten Werte hinzu addiert, im zweiten Umlauf kommen die türkis hinterlegten Werte hinzu, wohingegen der dritte Umlauf lediglich Nullwerte enthält und somit nicht mehr in die Berechnung mit eingeht. Die Zirkulation ergibt sich anschließend aus der über die Umläufe summierten Wirbelstärke, welche mit der Fläche eines einzelnen Segmentes multipliziert wird. Sollen mehrere Wirbel detektiert werden, können alle in die Rechnung eingegangenen Werte anschließend auf Null gesetzt werden, so dass im nächsten Durchlauf ein neues globales Maximum/Minimum lokalisiert und berechnet werden kann.

Eine zweite Möglichkeit, die Zirkulation des Randwirbels zu berechnen, liegt in der Integration der tangentialen Geschwindigkeitskomponente über das Linienintegral.

$$\Gamma = \int_C \vec{v}_t d\vec{l} \tag{4.14}$$

Dabei ist $\vec{v}_t$ der tangentiale Geschwindigkeitsvektor, $\vec{l}$ ist die Konturstrecke um den Wirbel.

Ausgehend von einer reibungsfreien Strömung und einem reinen Potentialwirbel ergibt sich dabei unabhängig von der gewählten Kontur die gleiche Zirkulation. Dies stellt sich für die durchgeführten Berechnungen außerhalb des Wirbelzentrums als zutreffend heraus. Allerdings gilt für die Praxis, dass bei zu groß gewähltem Umfang die berechnete Zirkulation überschätzt wird, da das Integral aufgrund der sehr kleinen Geschwindigkeiten mit Unsicherheiten einhergeht (Abbildung 53).

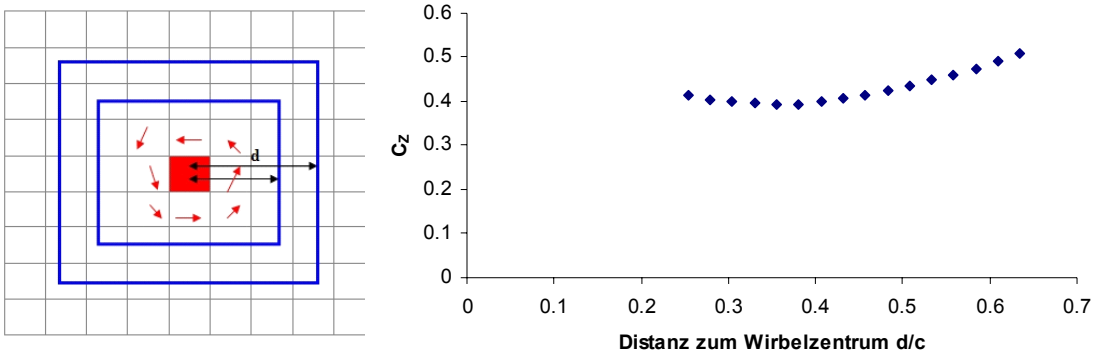


Abbildung 53: Beiwerte der vertikalen Kraftkomponente basierend auf der über das Linienintegral berechneten Zirkulation für verschiedene Distanzen vom Wirbelzentrum. Mit zunehmender Distanz steigt die Zirkulation und damit der resultierende Beiwert an. (Rigid Wings;static; θ=0°, α_0=8°, U_∞=6m/s; über 500 Bildpaare gemittelt).

Die Ergebnisse der beiden Berechnungsmethoden für die Zirkulation des Randwirbels liegen im gleichen Größenbereich (Abweichungen von 3-7%). Beiden Verfahren gereicht jedoch zum Nachteil, dass ihre Zuverlässigkeit mit abnehmender Wirbelstärke und zunehmender Streuung der Wirbel deutlich sinkt, da große Teile der Information verloren gehen. Aus diesem Grund wird im Folgenden zur Bestimmung der Zirkulation des Randwirbels ein Gebiet im Bereich der Flügelspitze definiert, in dem die Wirbelstärke über die Fläche integriert wird. Die sich daraus ergebende Zirkulation wird dann auf die gesamte Spannweite bezogen und der entsprechende Auftrieb bzw. sein Auftriebsbeiwert berechnet. In Abbildung 54 ist deutlich zu erkennen, dass der Bereich, in dem die Wirbelstärke des Randwirbels erscheint, eng begrenzt ist. Die Grenzen des Integrationsbereiches für die Randwirbelzirkulation liegen daher in y-Richtung bei ±0.6c, in z-Richtung erstreckt er sich über die Gesamthöhe des Beobachtungsbereiches.

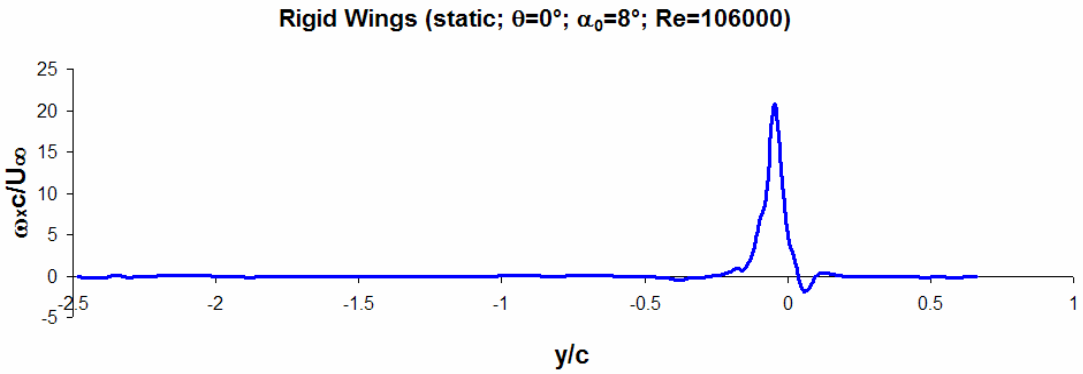


Abbildung 54: Darstellung der Verteilung der normierten Wirbelstärke im Querschnitt des Randwirbels eines stationär angeströmten Flügels. (Rigid Wings; static; θ=0°, α_0=8°; U_∞=12m/s, über 500 Messungen gemittelte).

Zur Berechnung der Zirkulation der Start- und Stoppwirbel in der parallel zur Anströmung ausgerichteten Messebene wird ebenfalls die Integration der Wirbelstärke über die Fläche herangezogen. Im Gegensatz zum Randwirbel beinhalten die Querwirbel lediglich die Änderung der Zirkulation am Flügel und besitzen damit einen vergleichsweise geringen Wert. Zusätzlich wird die Identifizierung einzelner Wirbel aufgrund der gleichzeitig visualisierten Scherschicht hinter dem Flügel erschwert bzw. verhindert. Die Daten erfordern eine Glättung, die über einen gleitenden Durchschnitt von 7 Werten erfolgt.

Bei der Berechnung der Zirkulationsänderung über einen Flügelschlagzyklus hinweg muss in die Überlegung mit einbezogen werden, dass vorangegangene Ereignisse am Flügel im Bild enthalten sind. Zur Abbildung eines kompletten Flügelschlagzyklus muss in Abhängigkeit von der Anströmgeschwindigkeit eine bestimmte Anzahl von Bildern aufgenommen werden. Eine zu geringe Bilderzahl führt zu Informationslücken (Abbildung 55b), bei einer zu hohen Anzahl sind Informationen doppelt enthalten (Abbildung 55c). Da die Strömung bei niedrigen Geschwindigkeiten im gleichen Zeitraum längst nicht so weit davon getragen wird, reicht zur Beobachtung des gesamten Nachlaufs ein viel kürzerer Bereich hinter dem Flügel aus. Während sich beim Zusammensetzen der Bildausschnitte bei hohen Geschwindigkeiten nun gerade ein Flügelschlagzyklus ergibt, überschneiden sich die Aufnahmen bei niedrigen Geschwindigkeiten, so dass der zu integrierende Bereich entsprechend verringert werden muss, damit bestimmte Bereiche des Nachlaufs, die bereits im vorangegangenen Bild berücksichtigt wurden, nicht doppelt in die Berechnung eingehen. Zur Reduzierung des Messaufwands kann bei gleich bleibender Bildanzahl die zu integrierende Fläche der jeweiligen Geschwindigkeit angepasst werden.

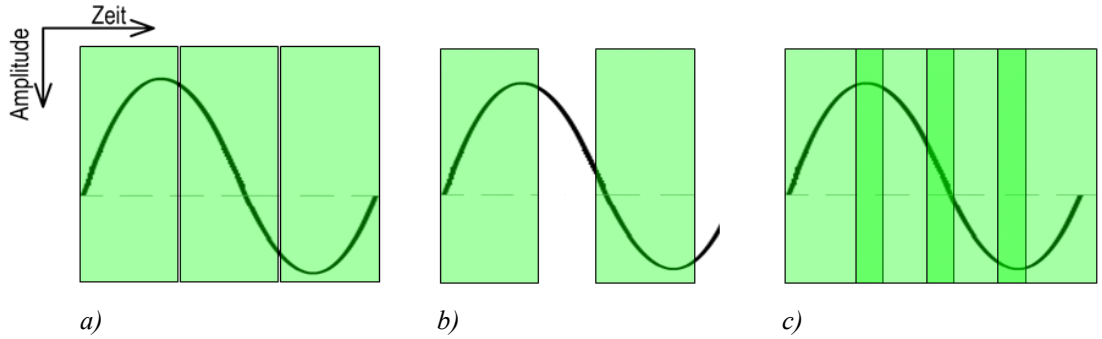


Abbildung 55: Schematische Darstellung der Problematik bei einer der Periode des Flügelschlagzyklus und der Anströmgeschwindigkeit unangepassten Anzahl der Aufnahmen.

Die Änderung der Zirkulation am Flügel während eines Zeitintervalls $\Delta t=t_{i+1}-t_i$ lässt sich folgendermaßen berechnen:

$$\Delta\Gamma = \oint_{C_{i+1}} \vec{v}\,d\vec{l} = \iint_{A_{i+1}} \omega_y\,dA \tag{4.15}$$

Wobei die Kontur C_{i+1} oder Fläche A_{i+1} von den Materiallinien der Fluidelemente abhängt, die von einer starren Referenzlinie hinter der Hinterkante ausgehen (Abbildung 56)

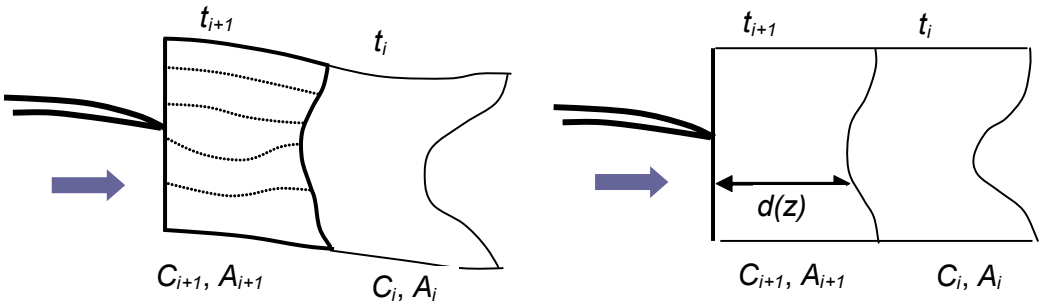


Abbildung 56: Kontur des Integrationsgebietes im Nachlauf zur Berechnung der Zirkulationsänderung am Flügel. (a) Lagrangian Partikelverfolgung. (b) auf Geschwindigkeitskomponente in Strömungsrichtung beschränkt.

Die Kontur des Integrationsgebietes kann jedoch nur durch eine zeitaufgelöste Erfassung des Nachlauffeldes und die entsprechende Partikelverfolgung nach Lagrangian bestimmt werden. Eine Annäherung stellt die Nutzung der Geschwindigkeitskomponente in Strömungsrichtung da.

$$d(z) = \frac{[u_i(z) + u_{i+1}(z)]}{2}\Delta t \tag{4.16}$$

wobei u_i und u_{i+1} die Geschwindigkeiten zu Beginn und Ende des Integrationsbereiches darstellen. Δt ergibt sich aus der Anzahl (N) der über eine Flügelschlagperiode (T) aufgenommenen Bilder $\Delta t = T/N$.

4.5.6 Fehlerbetrachtung

Aufgrund des großen Beobachtungsgebietes ergibt sich für die Aufnahmen eine relative Auflösung von 127ppi bzw. 5Pixel/mm. Niedrige Turbulenzen bzw. Wirbelstrukturen mit geringen Geschwindigkeiten von ca. 0.1m/s liegen damit deutlich unter der Grenze der Primärauflösung. Zwar lässt sich die Auflösung durch Subpixelinterpolation um das 10-50fache steigern. Hierbei kann es jedoch zu systematischen Fehlern kommen, die durch die Überlagerung von Teilchenabbildungen und Hintergrundintensität bzw. Reflexionen zu einer Positionsverschiebung führen. Des Weiteren wird die quantitative Bestimmung durch eine mit zunehmender Schlagfrequenz erhöhte Turbulenz sowie eine für den bewegten Flügel relativ geringe Bildzahl pro Amplitudenwinkel erschwert. Ebenso muss dem Einfluss der Dissipation sowie der starken 3D-Strömung Rechnung getragen werden. Aufgrund der senkrechten Messebene und der Bewegung des Flügels werden die Randwirbel außerdem während langer Phasen des Flügelschlagzyklus nicht senkrecht sondern schräg geschnitten.

Neben den bereits genannten Gründen für diese Abweichungen müssen weitere mögliche Gründe für die geringere Zirkulation der Randwirbel berücksichtigt werden.

So sind bei hohen Anstellwinkeln bzw. Reynoldszahlen und einer damit verbundenen starken Zirkulation im Wirbelzentrum aufgrund der starken Zentrifugalkräfte keine Partikel vorhanden (Abbildung 57). Im Kern des Wirbels können somit keine Informationen gewonnen werden. Bei einem Potentialwirbel befindet sich dort jedoch die maximale Wirbelstärke.

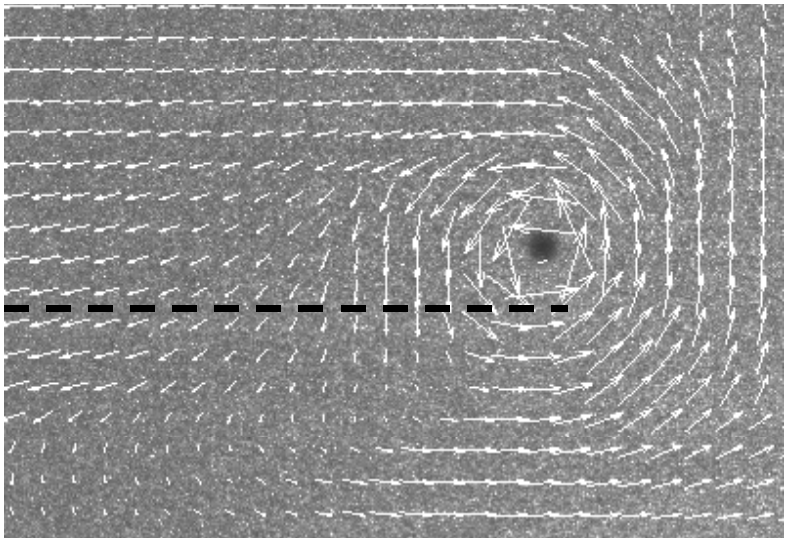


Abbildung 57: Darstellung des Randwirbels des horizontal arretierten Referenzflügels bei α_0=8°. Aufgrund der Zentrifugalkräfte ist das Wirbelzentrum durch einen partikelfreien Bereich gekennzeichnet.

4.6 Waage

Die zur direkten Kraftmessung benötigte 3-Komponenten-Waage (Abbildung 58) ist entsprechend dem modellspezifischen Kraftbereich ausgelegt und in der institutseigenen mechanischen Werkstatt gefertigt worden. Dabei wurden 4 Druck-Zug-Kraftaufnehmer der Firma Entran verwendet (ELPM-T2M). Drei der Aufnehmer (125N) sind vertikal und einer (50N) horizontal zwischen zwei aus Aluminium bestehende Platten montiert. Die untere Platte dient dabei der Befestigung des auf dem Halterungsstiel sitzenden Gelenks, während die obere Platte drei Bohrungen für die Montage des Flügelschlagmodells enthält. Als Abstandshalter zwischen den beiden Aluminiumplatten dienen Stäbe aus Federstahl, an deren Enden Messingbuchsen mit Gewindebohrungen sitzen. Trotz präziser Fertigungsarbeit ist es erforderlich, den Abstand beider Platten im Anschluss an die Montage der Einzelteile nachzujustieren. Dies wird durch die in den Buchsen befindlichen Gewinde ermöglicht. Die Kalibrierung der Waage erfolgte an dem institutseigenen Kalibrierstand unter Einzel- und Kombinationslast. Die dabei ermittelten Daten wurden in eine Kalibriermatrix eingegeben. Die Genauigkeit der Waage kann Tabelle 2 entnommen werden.

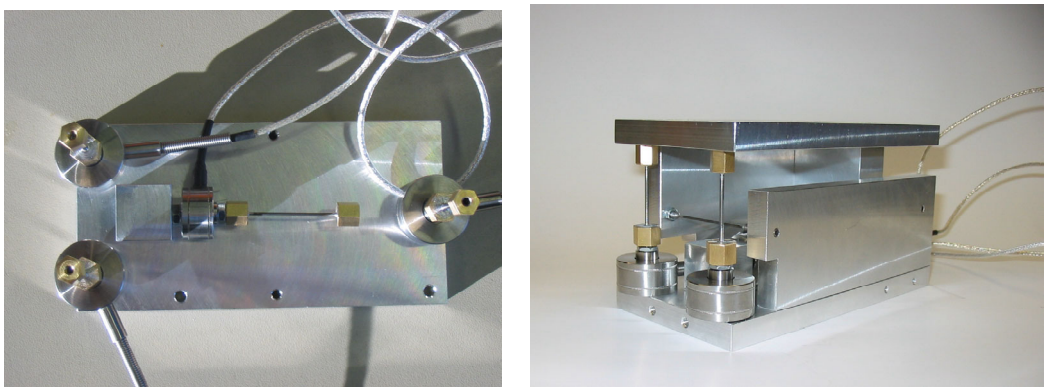


Abbildung 58: Montage der 3-Komponenten-Waage.

Tabelle 2: Spezifikationen der 3-Komponenten-Waage

Komponenten	Messbereich	Genauigkeit
Auftrieb	±115 N	0,02%
Widerstand	±40,5 N	0,6%
Nickmoment	±5,3 Nm	1,5%

Die Aufnahme der Messwerte erfolgt durch einen Digitalen Messverstärker (DMC 9012). Zur Triggerung und Steuerung der Aufnahme kommt das Programm „Wgmess“ zum Einsatz, mit dem alle institutseigenen Waagen angesteuert werden. „Wgmess“ dient der Verarbeitung der Waagensignale zu komponentenbezogenen Signalvektoren, woraus unter Berücksichtigung der waageneigenen Kalibriermatrix („Vogelwaage“) die entsprechenden Kräfte berechnet werden. Neben den 4 Signalen der Kraftaufnehmer werden Zeit, Amplitudenwinkel, Triggersignal, Temperatur und Geschwindigkeit vom DMC aufgezeichnet und zusammen mit den berechneten Kräften in einer csv-Datei ausgegeben. Die Waage ist in der Lage, diese Kräfte zeitaufgelöst zu erfassen. Die Messrate kann in Abhängigkeit von der Schlagfrequenz variiert werden. Schlagfrequenzen unter 0.9 Hz werden mit einer Messrate von 300 Messungen/sec, Schlagfrequenzen von über 0.9 Hz mit einer Messrate von 600 Messungen/sec registriert.

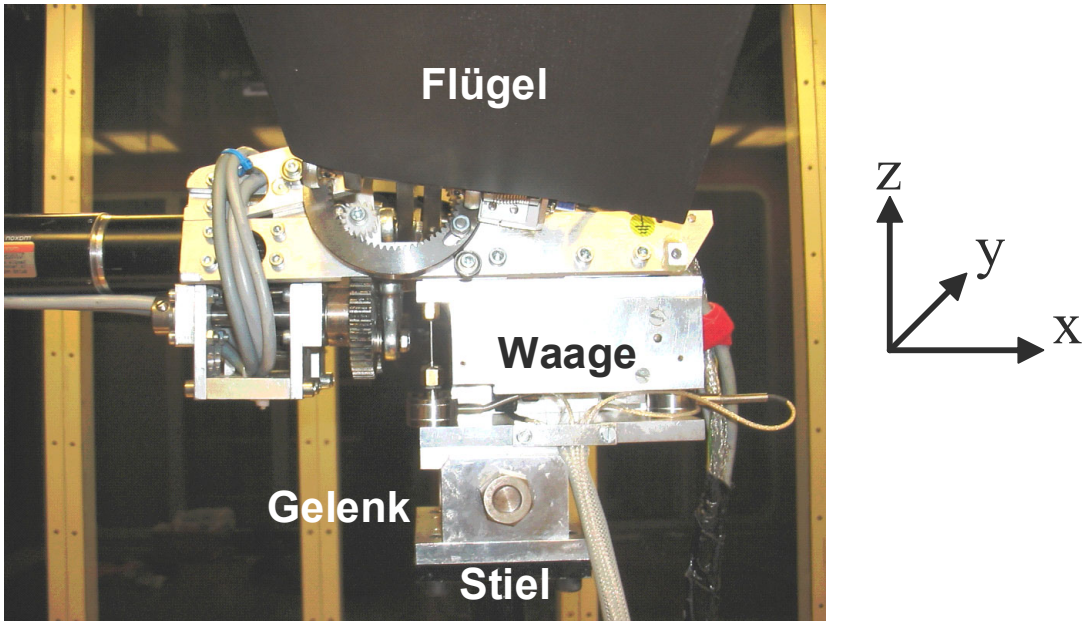


Abbildung 59: Befestigung des Flügelschlagmodells auf Waage und Gelenk.

Die Waage befindet sich zwischen Stiel und Flügelschlagmodell. Somit beziehen sich alle Messungen auf ein raumfestes Koordinatensystem.

4.6.1 Analyse der Kraftmessungen

Die Auswertung der Kraftmessung erfolgt mittels einer in Matlab® erstellten Programmroutine. Zuerst werden alle Dateien eingelesen, die zur selben Schlagparameterkonfiguration gehören und sich lediglich in den Anströmgeschwindigkeiten unterscheiden.

Im Regelfall handelt es sich dabei um 6 Dateien, die bei Geschwindigkeiten von 0, 3, 6, 9, 12 und 15 m/s erzeugt wurden.

Folgende Schritte sind im Programm implementiert:

- Filterung der Werte
- Subtraktion der durch den Antrieb hervorgerufenen mechanischen Kräfte, der durch die virtuellen Masse erzeugten Kräfte sowie der Gewichtskraft.
- Mittelwertbildung durch Interpolation
- Berechnung der Beiwerte
- Berechnung des effektiven Anstellwinkels
- Vergleich der Ergebnisse mit denen stationärer Messungen
- Graphische Darstellung

Filterung

Die aufgenommenen Messwerte sind mit hohen Frequenzen behaftet (Abbildung 60). Umfassende Frequenzanalysen zeigen, dass diesen Frequenzen unterschiedliche Ursachen zugrunde liegen. In den Daten spiegeln sich die Eigenfrequenzen der Waage (11Hz, 19Hz) und der Flügel (30Hz) wieder. Ebenso lässt sich das Ineinandergreifen der Zahnräder in den Messergebnissen wiederfinden. Die Frequenzen um 50Hz entstammen dem Netzteil. Des Weiteren treten Frequenzen von 100Hz und 180Hz auf, deren Ursachen nicht genau ermittelt werden konnten. Die Annahme, dass die hohen Frequenzen eine Folge der sich vom Flügel ablösenden und mittels PIV erfassten Wirbeln sind, konnte nicht bestätigt werden, da deren Ablösefrequenzen deutlich höher liegen (270-600Hz). Zur Erfassung aller auftretenden Frequenzen wurden Messungen mit einer Messrate von 1200 und 2400 durchgeführt.

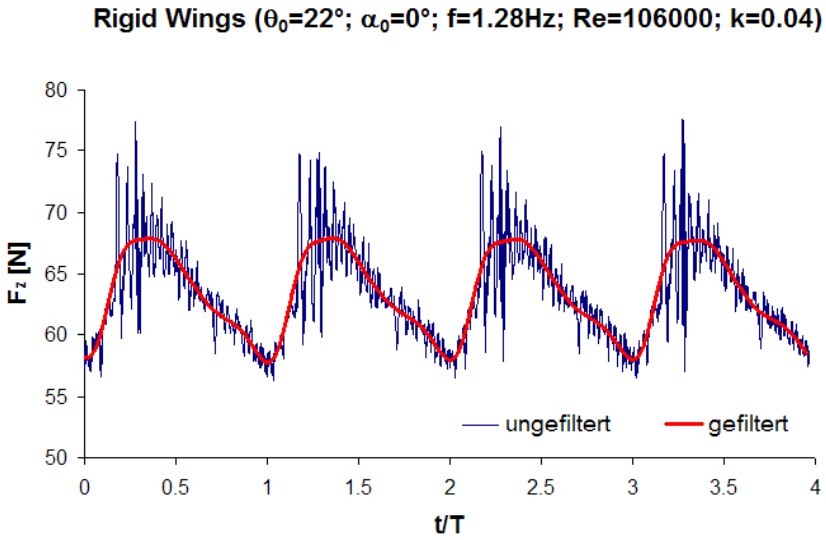


Abbildung 60: Darstellung der Vertikalkraft über der Periode. Die Darstellung zeigt, dass die Ergebnisse mit Störfrequenzen behaftet sind. Die erst durch ein Herausfiltern aller Frequenzen über 10 Hz eliminiert werden können.

Zur Eliminierung der hohen Frequenzen ist ein Butterworth Lowpass Filter im Programm implementiert, mittels dessen alle Frequenzen über 10Hz herausgefiltert werden. Zur Verhinderung einer aufgrund der Filterung auftretenden Phasenverschiebung werden die Werte sowohl vorwärts als auch rückwärts gefiltert. Anschließend werden die zweihundert ersten und letzten Werte eliminiert.

Trägheitskräfte und virtuelle Masse

Bei der Untersuchung bewegter Objekte müssen neben den Luftkräften auch der Einfluss der Trägheitskräfte und der virtuellen Masse berücksichtigt werden. Die virtuelle Masse ist die Luftmasse, die in Bewegung gesetzt wird, wenn der Flügel senkrecht zur Flügeltiefe beschleunigt wird. Das Zentrum der virtuellen Masse befindet sich bei halber Flügeltiefe. Die durch die virtuelle Masse verursachte Kraft F_{vM} lässt

sich durch Integration über Zeit und Spannweite für einen sinusförmig bewegten Flügel folgendermaßen berechnen (Walker 2002):

$$F_{vM}(r,t) = \frac{\pi}{4} \rho \, c^2(r) \, \dot{v}_n(r,t) \, \beta_n dR \tag{4.17}$$

Dabei ist R die Flügellänge und r die Position in Spannweitenrichtung. c ist die Flügeltiefe, während es sich bei β_n um den Koeffizient der virtuellen Masse handelt (β_n=1). Bei einer reinen Schlagbewegung gilt für die Beschleunigung normal zur Oberfläche $\dot{v}_n$:

$$\dot{v}_n(r,t) = r\ddot{\theta}(t) \tag{4.18}$$

$$\theta(t) = \theta_1 \sin(\omega t) \tag{4.19}$$

$$\dot{\theta}(t) = \omega\theta_1 \cos(\omega t) \tag{4.20}$$

$$\ddot{\theta}(t) = -\omega^2\theta_1 \sin(\omega t) \tag{4.21}$$

Aufgrund der Bewegungssymmetrie kann davon ausgegangen werden, dass sich der Einfluss der virtuellen Masse über den Flügelschlagzyklus hinweg aufhebt und die über den Schlagzyklus gemittelten Werte keiner signifikanten Änderung unterworfen sind. Allerdings werden die Momentanwerte von ihr beeinflusst. Im Rahmen dieser Arbeit werden die durch die virtuelle Masse verursachten Kräfte zusammen mit den Trägheitskräften experimentell ermittelt und anschließend von den Gesamtkräften subtrahiert.

Die dynamischen Kräfte und die Kräfte der virtuellen Masse werden erfasst, indem Messungen mit schlagenden Flügeln aber ohne Anströmung durchgeführt werden (Abbildung 61a). Die Trennung der dynamischen Kräfte von denen der virtuellen Masse erfolgt mittels Austausch der Flügel durch zwei Stangen, die das gleiche Gewicht und die gleiche Massenverteilung wie die Flügel aufweisen (Abbildung 61b). Es wird dabei davon ausgegangen, dass die Stangen die gleichen dynamischen Kräfte hervorrufen, die auch von den Flügeln erzeugt werden, die aerodynamischen Kräfte jedoch vernachlässigbar sind. Durch Subtraktion können die Kräfte der virtuellen Masse isoliert und anschließend mit den für eine reine Sinusschwingung berechneten Werten verglichen werden (Abbildung 62). Wie zu erwarten ruft die von der Sinusbewegung abweichende Flügelschlagkinematik eine Änderung in den virtuellen Massekräften hervor. Die Beschleunigung am unteren Umkehrpunkt ist durch einen schnelleren Anstieg der Kräfte in diesem Abschnitt des Flügelschlagzyklus gekennzeichnet. Die asymmetrische Auslenkung zur Nulllage zeigt sich hingegen in einer im Bezug zur Sinusschwingung verzögerten Phasenlage. Insgesamt liegen die Kräfte im berechneten Größenordnungsbereich.

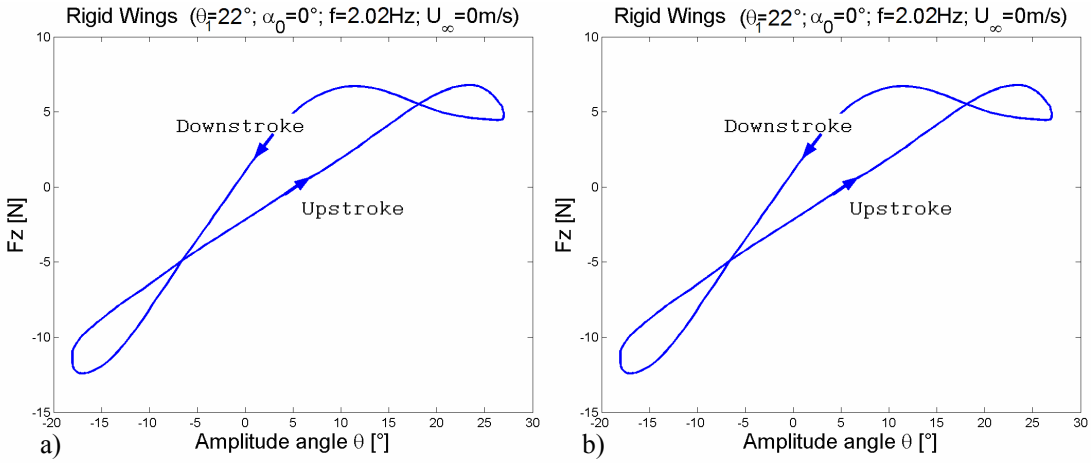


Abbildung 61: Darstellung der Auftriebskräfte über dem Amplitudenwinkel für verschiedene Konfigurationen bei einer Schlagfrequenz von 2.02 Hz. a) Ersatzstäbe. c) Flügelschlag ohne Kanalströmung.

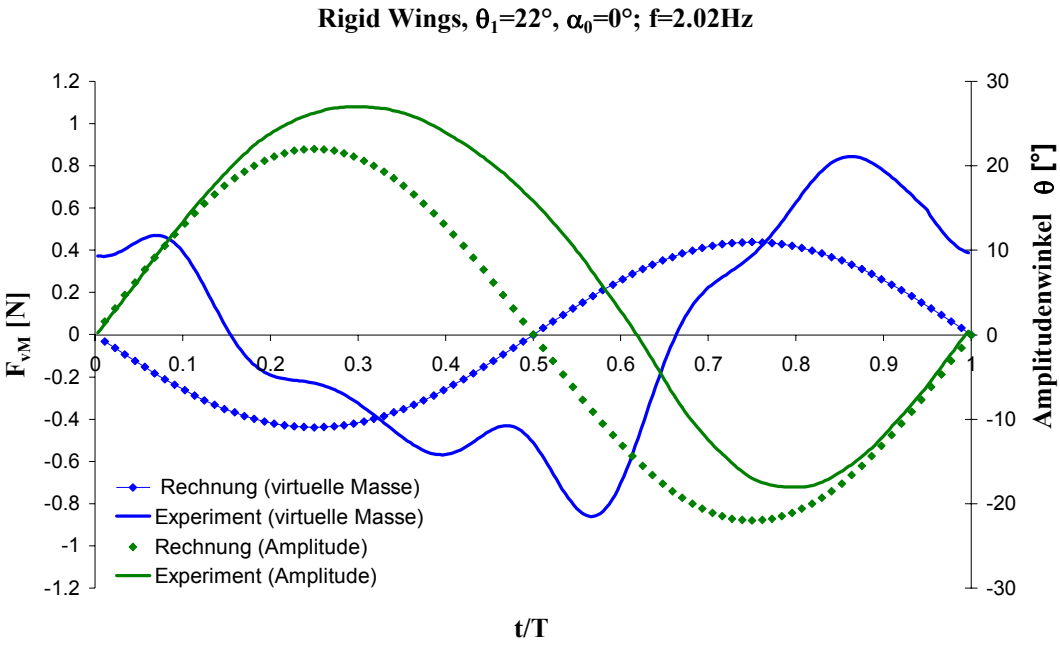


Abbildung 62: Darstellung der experimentell ermittelten Kräfte der virtuellen Masse im Vergleich mit den für eine Sinusschwingung berechneten Werten.

Zur Ermittlung der aerodynamischen Kräfte werden die Trägheitskräfte und die Kräfte der virtuellen Masse von der Gesamtkraft subtrahiert, indem die mit Flügelschlag aber ohne Anströmung erzeugten Werte von den unter Anströmung gewonnenen abgezogen werden. Gleichzeitig wird somit das in den Kräften enthaltene Gewicht des Modells herausgerechnet, welches ansonsten durch eine zusätzliche Messung ermittelt werden

muss. Eventuell montagebedingte Änderungen in der Gewichtsverteilung werden damit automatisch eliminiert. Dies ist besonders von Vorteil, da jedes Wechseln der Flügel sowie der Amplitudeneinstellung zum Schutz der Waage eine Trennung von Modell und Waage erfordert.

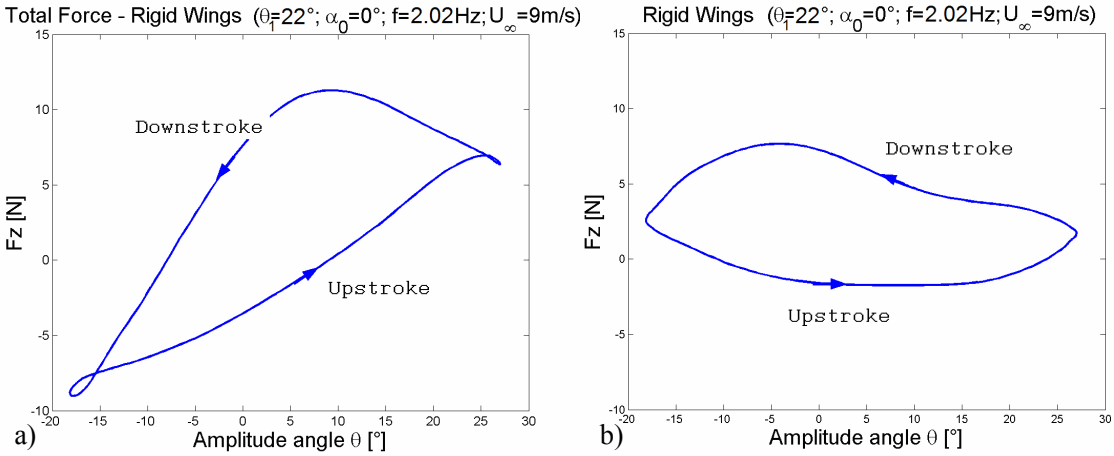


Abbildung 63: Darstellung der Auftriebskräfte bei einer Schlagfrequenz von 2.02 Hz und einer Kanalströmung von 9m/s (Re=80000) vor a) und nach b) Abzug der mechanischen Kräfte und den durch die virtuelle Masse verursachten Kräften.

Abbildung 63 zeigt beispielhaft für eine Frequenz von 2.02Hz wie sich die vertikale Kraft über Auf- und Abschlag vor und nach Abzug der mechanischen Kräfte und der virtuellen Masse darstellen. Die aufgrund der Mechanik hervorgerufenen Kräfte liegen dabei in etwa der gleichen Größenordnung wie die aerodynamischen Kräfte, während die Kräfte der virtuellen Masse maximal bei 10% liegen. Wie in Abbildung 63 zu sehen ist, zeigt die Kurve erst nach Abzug der am schlagenden Modell ohne Anströmung gemessenen Kräfte den erwarteten Verlauf, in dem während des gesamten Abschlages mehr Auftrieb erzeugt wird als während des Aufschlages.

Mittelwertbildung und Interpolation

Die Anzahl der aufgenommenen Flügelschlagzyklen ist abhängig von der Flügelschlagfrequenz, da Messrate und Anzahl der aufgenommenen Werte festgelegt sind. Die gemessenen Kräfte werden daher über 5-10 Zyklen gemittelt. Hierzu werden die Phasen von Auf- und Abschlag getrennt, die Werte über den Anstellwinkel interpoliert und anschließend gemittelt

Berechnung der Beiwerte

Die gemittelten Kräfte und Momente werden in die entsprechenden Beiwerte umgerechnet, wobei sich die Beiwerte trotz der durch die Bewegung verursachte Änderung in der Horizontalprojektion auf eine konstante Flügelfläche beziehen.

Vertikaler Kraftbeiwert

$$C_Z = \frac{2Fz}{\rho U_\infty^{\,2} A} \tag{4.22}$$

Horizontaler Kraftbeiwert

$$C_x = \frac{2Fx}{\rho U_\infty^{\,2} A} \tag{4.23}$$

Nickmomentenbeiwert

$$C_m = \frac{2My}{\rho U_\infty^{\,2} A\, c} \tag{4.24}$$

Der Momentenbezugspunkt ist dem Kapitel 4.3 zu entnehmen. Die Berechnung der Geschwindigkeit aus dem gemessenen Analogsignal erfolgt unter Berücksichtigung des Luftdrucks und der im Kanal herrschenden Temperatur. Dies ist notwendig, da der Windkanal nicht über ein Kühlsystem verfügt. Bei der berücksichtigten Fläche handelt es sich um die Fläche beider Flügel inklusive des zwischen ihnen liegenden Rumpfbereiches.

Berechnung des effektiven Anstellwinkels

Von besonderem Interesse sind die von der stationären Anströmung abweichenden Kraftbeiwerte. Eine Möglichkeit eventuelle Unterschiede grafisch aufzuzeigen, besteht im direkten Vergleich mit den für das Modell bei stationärer Anströmung ermittelten Beiwerten. Hierzu werden die Werte des bewegten Modells in die für stationäre Messungen übliche Darstellung der Auftriebsbeiwerte über dem Anstellwinkel integriert. Bei der bewegten Tragfläche ergibt sich die effektive Anströmrichtung aus der horizontalen Strömungskomponente und der auf der Schlagbewegung beruhenden vertikalen Geschwindigkeitskomponente. Bei einem zweidimensionalen unendlichen Tragflügel mit reiner Hubbewegung ergibt sich der effektive Anstellwinkel unter Berücksichtigung des stationären Anstellwinkels aus:

$$\alpha_{eff}(t) = \alpha_0 + \arctan\frac{v_z(t)}{U_\infty} \tag{4.25}$$

Handelt es sich wie bei dem Modell um eine Tragfläche und erfolgt die Bewegung um ein Schultergelenk, so ist die Amplitude des Schlags abhängig von der Position in Spannweitenrichtung. Unter Vernachlässigung einer Flügeldurchbiegung steigt die Amplitude zur Flügelspitze hin linear an. Damit nimmt der Einfluss der Vertikalgeschwindigkeit auf die effektive Anströmrichtung kontinuierlich zu.

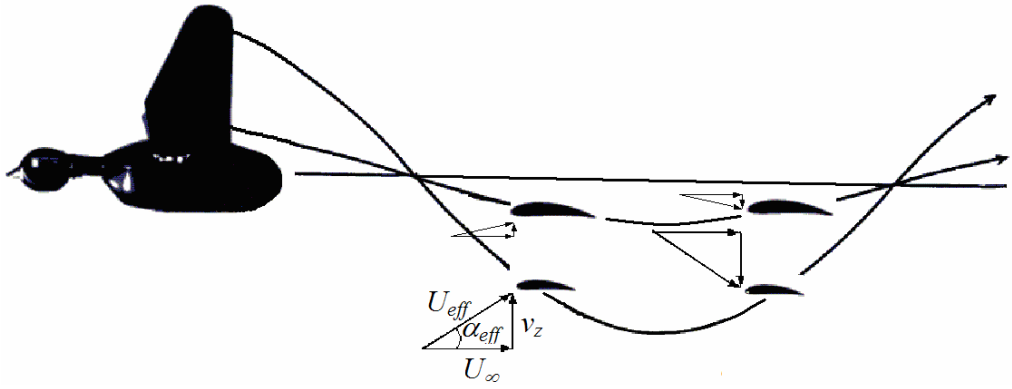


Abbildung 64: Bewegungsbahnen der proximalen und distalen Flügelbereiche. Zunehmender Einfluss der Vertikalgeschwindigkeit auf die effektive Anströmgeschwindigkeit und –winkel in Richtung der Flügelspitze.

Die Darstellung der Beiwerte über dem Anstellwinkel erfordert also die Auswahl einer Position entlang der Spannweite, über deren effektive Anstellwinkel die Beiwerte aufgetragen werden. Die Wahl fällt dabei auf die halbe Flügellänge, also 250mm distal des Körpers. Zum einen handelt es sich dabei um den mittleren effektiven Anstellwinkel des Flügels, zum anderen kann davon ausgegangen werden, dass, wenn die effektiven Anstellwinkel dieser Flügelposition über dem kritischen Anstellwinkel des Flügelprofils liegen, bei nahezu der Hälfte der auftriebserzeugenden Fläche ein Strömungsabriss zu erwarten ist.

Damit ergibt sich die zur Berechnung des effektiven Anstellwinkels notwendige Vertikalgeschwindigkeit v_z zu:

$$v_z(t) = \frac{h(t_2) - h(t_1)}{t_2 - t_1} \tag{4.26}$$

Dabei gilt für die Auslenkung eines Flügelpunktes aus der Horizontalen h:

$$h(t) = r \sin \theta(t) \tag{4.27}$$

wobei r die Position von der Flügelbasis ausgehend darstellt. Beim Modell fällt die Wahl dabei auf die Hälfte der Flügellänge d.h. r=0.25m. Der Einfluss des induzierten Widerstandes auf den effektiven Anstellwinkel eines endlichen Tragflügels bleibt bei der Rechnung unberücksichtigt.

Ausgabe

Die für den gemittelten Flügelschlagzyklus berechneten Beiwerte werden zusammen mit dem entsprechenden Amplitudenwinkel in einer .txt-Datei ausgegeben. Gleichzeitig werden die Informationen zu Reynoldszahl, Geschwindigkeit, Dichte sowie den Beiwerten im Auf- und Abschlag in einer weiteren Datei gespeichert (siehe Anhang). Dies ermöglicht einen direkten Vergleich der für die verschiedenen Konfigurationen

ausgegebenen Werte. Des Weiteren werden Auftriebs- und Widerstandsbeiwerte unterschiedlicher Konfigurationen in verschiedenen grafischen Darstellungen miteinander verglichen.

4.6.2 Validierung

Stationäre Messungen

Zur Bestimmung der Güte der durchgeführten Messungen und aus Vergleichsgründen werden Auftriebs- und Widerstandsbeiwert im stationären Zustand gemessen. Hierzu wird das Modell mit horizontal fixierten Flügeln untersucht. Zur Analyse der Reynoldszahlabhängigkeit wird das Modell dabei mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten angeströmt. Der Auftriebsanstieg eines idealen dünnen Profils, der mit $2\pi\alpha$ angenommen wird, dient dabei zu einer ersten Bewertung der Ergebnisse. Zum besseren Vergleich werden die Werte des 2D Profils auf den 3D Fall umgerechnet. Die Berechnung erfolgt auf Grundlage der Traglinientheorie:

$$C_{L3D} = C_{l2D}\left(\frac{\Lambda}{\Lambda + 2}\right) \tag{4.28}$$

Dabei ist Λ die Streckung des Flügels.

Im Vergleich mit dem C_L-α-Diagramm des unendlichen idealen Flügels (Abbildung 65) zeigen die gemessenen Werte, wie zu erwarten, niedrigere C_L-Werte und eine geringere Steigung. Allerdings liegt diese auch unterhalb der für den 3D Fall berechneten Steigung. Aus diesem Grund werden zum direkten Vergleich zusätzlich das Polardiagramm des verwendeten Wortmann Fx-60-126 Profils herangezogen, das dem Profilkatalog von Althaus (1988) entnommen wird und mit Hilfe der Traglinientheorie ebenfalls für den Fall des endlichen Flügels umgerechnet wird (Abbildung 66).

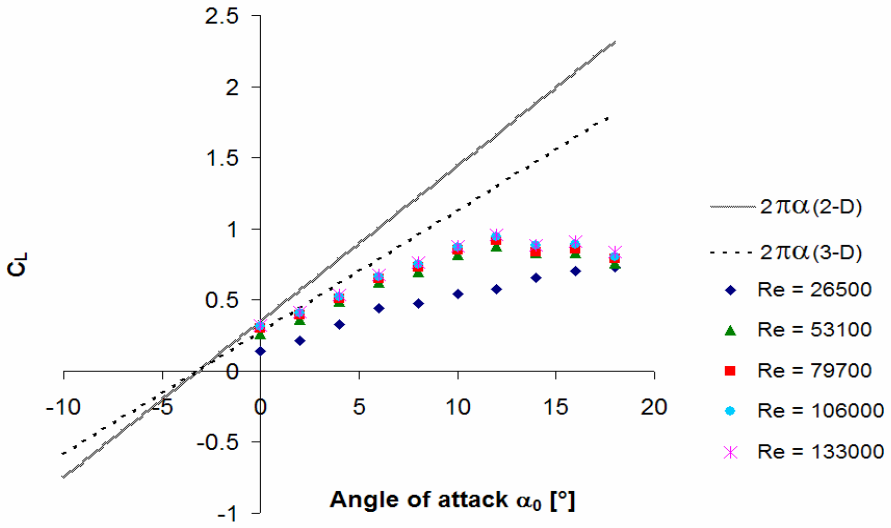


Abbildung 65: Auftriebsbeiwerte der horizontal fixierten starren Flügel für verschiedene Reynoldszahlen im Vergleich mit der $2\pi\alpha$ Kurve für den unendlichen und endlichen Tragflügel. Die Umrechnung von 2-D zu 3-D erfolgt mittels der Traglinientheorie.

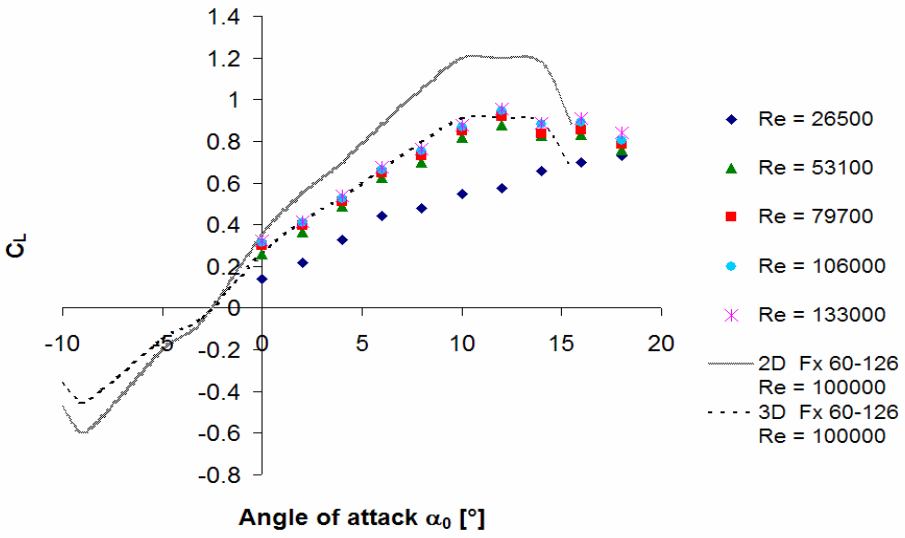


Abbildung 66: Auftriebsbeiwerte der horizontal fixierten starren Flügel für verschiedene Reynoldszahlen im Vergleich mit dem im Stuttgarter Profilkatalog angegebenen Wert für das Wortmann Fx 60-126 Profil. Die Umrechnung von 2-D zu 3-D erfolgt mittels der Traglinientheorie.

Die bei höheren Reynoldszahlen gemessenen Werte des Modells stimmen im linearen Anstiegsbereich mit der 3-D Polare überein. Die Steigung des 3D Flügels entspricht nun der des Schlagflügelmodells. Die Werte bei höheren Anstellwinkeln liegen etwas unter denen des 3D Flügels. Die Unterschiede können in der Interferenz zwischen Körper und Flügel bzw. in Flügelgeometrie und Fertigungsungenauigkeiten begründet liegen. Aufgrund möglicher Interferenzerscheinungen wird es vermieden, die Kräfte des Körpers einfach durch Messungen ohne den Flügel zu erfassen und abzuziehen.

Die bei einer Anströmgeschwindigkeit von 3m/s (Re=26500) gemessenen Kraftbeiwerte liegen deutlich tiefer als die höherer Reynoldszahlen. Allerdings zeigt sich auch bei höheren Reynoldszahlen eine erkennbare Geschwindigkeitsabhängigkeit. Eine Erklärung hierfür findet sich in der Berücksichtigung des Reynoldszahleffektes. Bei 3m/s und einer mittleren Reynoldszahl von 26500 liegen große Teile der Flügel noch im laminaren Bereich. Bei höheren Geschwindigkeiten liegen sowohl Bereiche mit laminaren, als auch mit turbulenten Grenzschichten vor, wobei der Übergang laminar-turbulent vermutlich über eine lokale Ablösung, d.h. eine sogenannte laminare Ablöseblase verläuft. Die Reynoldszahl ändert sich entlang der Spannweite und liegt bei 15m/s zwischen 141000 und 28000. Die ermittelten Widerstandsbeiwerte zeigen ebenfalls eine deutliche Reynoldszahlabhängigkeit. Auch hier ist der Einfluss der Transition deutlich zu verzeichnen (Abbildung 67).

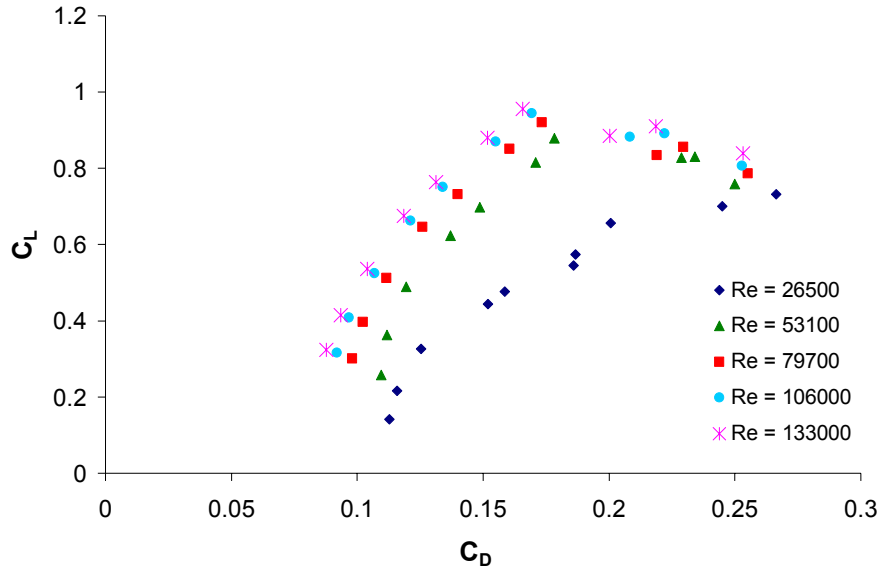


Abbildung 67: Auftriebsbeiwerte der horizontal fixierten starren Flügel über den Widerstandsbeiwerten für verschiedene mittlere Reynoldszahlen aufgetragen.

In Abbildung 68 sind die Nickmomentbeiwerte über den Anstellwinkeln aufgetragen. Dabei ist zu erkennen, dass das Moment mit steigendem Anstellwinkel zu einem positiven schwanzlastigen Moment übergeht.

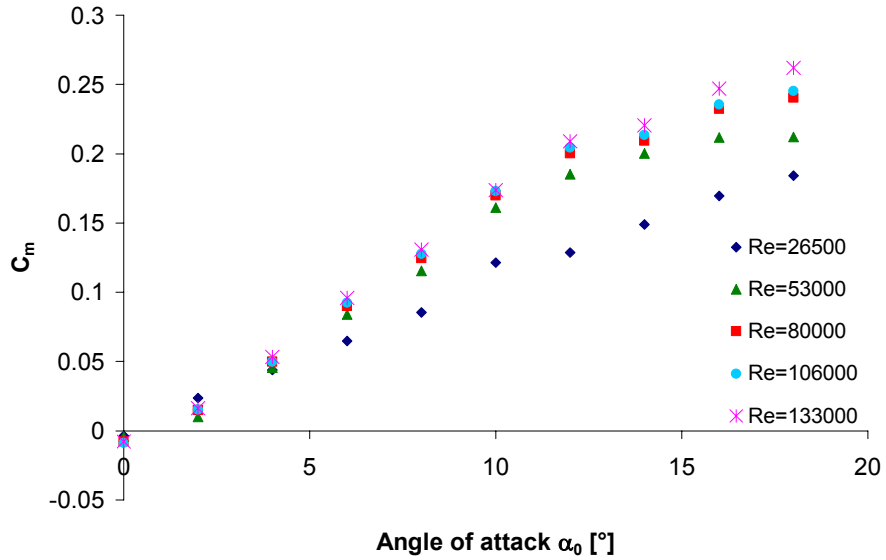


Abbildung 68: Nickmomentenbeiwerte der horizontal fixierten starren Flügel über dem Anstellwinkel für verschiedene mittlere Reynoldszahlen aufgetragen.

In Abbildung 69 und Abbildung 70 sind die Beiwerte des Modells mit und ohne Flügel dargestellt. Dabei zeigt sich, dass der Körper alleine kaum Auftrieb produziert, er jedoch einen deutlichen Widerstand aufweist. Da keine Informationen zur Körper-Flügel-Interaktion vorliegen, wird im Normalfall keine Korrektur durchgeführt, bei der die am Körper gemessenen Werte abgezogen werden.

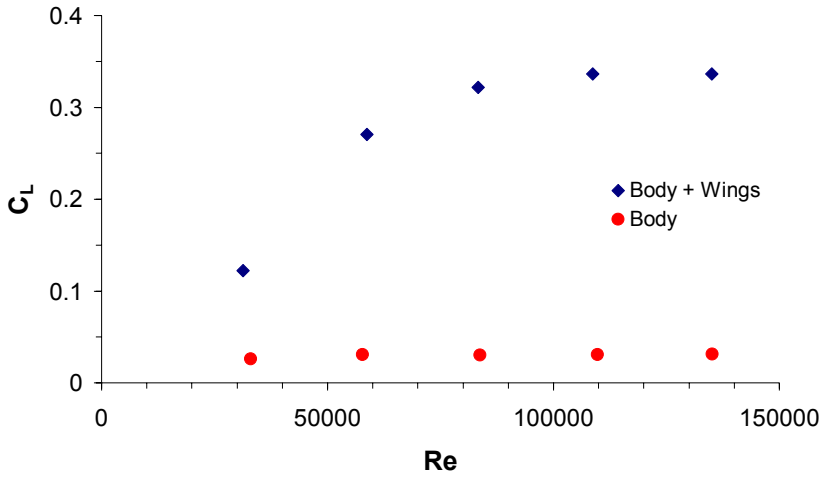


Abbildung 69: Auftriebsbeiwerte der horizontal fixierten (α_0=0°) starren Flügel (Körper+Flügel) und des Körpers ohne Flügel über der Reynoldszahl aufgetragen.

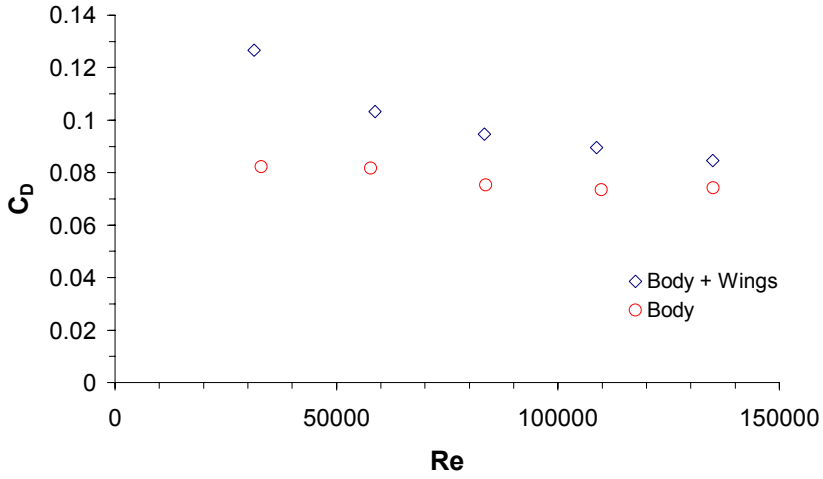


Abbildung 70: Widerstandsbeiwerte der horizontal fixierten (α_0=0°) starren Flügel (Körper+Flügel) und des Körpers ohne Flügel über der Reynoldszahl aufgetragen.

Im Falle der stationären Anströmung des Modells entspricht der Auftriebsbeiwert (unter Vernachlässigung des Einflusses des induzierten Widerstands) dem Beiwert der Vertikalkraft. Es muss jedoch beachtet werden, dass der senkrecht zur Anströmrichtung

stehende Auftrieb beim bewegten Modell aufgrund der vertikalen Geschwindigkeitskomponente entlang der Spannweite und der sich daraus ergebenden Änderung in der Anströmrichtung seine Richtung entsprechend ändert und daher sowohl eine Komponente in vertikaler als auch in horizontaler Richtung besitzt. Gleiches gilt für den Widerstand.

Vergleichende Messungen mit einer externen Waage

Zur Absicherung der mittels interner Waage gemessenen Ergebnisse dient eine synchron durchgeführte Messung mit der unterhalb des Kanals fest installierten externen Waage. Obwohl diese für die zeitaufgelösten Messungen des bewegten Modells nicht einsetzbar ist, so können doch die Ergebnisse stationärer Messungen miteinander verglichen werden. Auch bei Messungen mit der internen Waage dient die Plattform der externen Waage zur Befestigung des sich im Kanal befindenden Halterungsstiels für das Vogelmodell, so dass bezüglich der Befestigung keinerlei Änderungen vorgenommen werden müssen. Die am Stiel angreifenden Kräfte werden in einer separaten Messung erfasst und gemeinsam mit der Gewichtskraft von den Ergebnissen subtrahiert. Abbildung 71 zeigt die Ergebnisse der Vergleichsmessungen an einem stationär, unter einem Anstellwinkel von 0°, angeströmten Model. Die Messungen erfolgen bei verschiedenen Geschwindigkeiten.

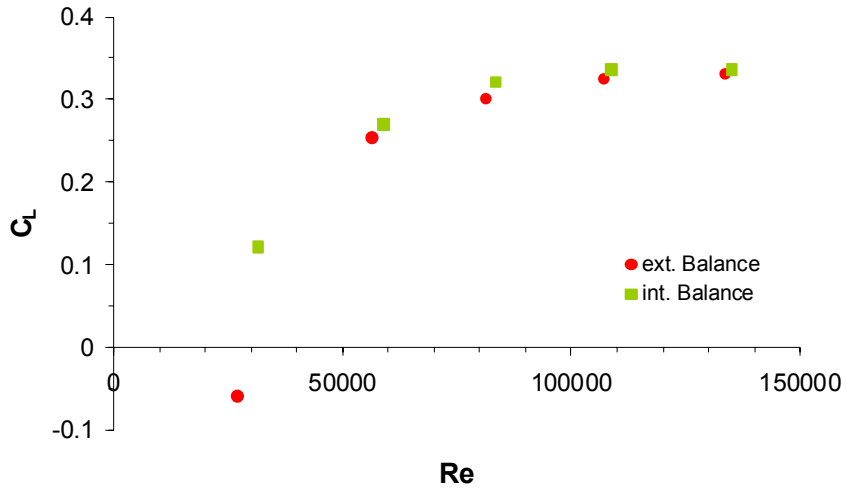


Abbildung 71: Vergleich der Auftriebsbeiwerte von interner und externer Waage bei verschiedenen stationären Anströmgeschwindigkeiten (α_0=0°).

Der Vergleich zwischen interner und externer Waage zeigt eine weitreichende Übereinstimmung. Abweichungen lassen sich durch die unbekannte Stiel-Rumpf-Interferenz erklären. Bei der Zunahme in den Abweichungen mit abnehmender Geschwindigkeit muss berücksichtigt werden, dass der Messbereich der externen Waage hier an die Grenze seiner Auflösung stößt. Gleichzeitig wird in dem Diagramm

deutlich, welchen Einfluss der Spalt zwischen Rumpf und Flügel auf die Auftriebserzeugung nimmt.

Reproduzierbarkeit

Die Standardabweichung der über den Flügelschlag hinweg gemittelten Kräfte innerhalb einer Messreihe zeigt eine deutliche Reynoldszahlabhängigkeit und liegt im Auftrieb zwischen 0.01N und 0.13N, im Widerstand zwischen 0.01N und 0.07N (f=2.02Hz; Re=26500-106000). Damit liegt die Standardabweichung im Auftrieb bei 1-2% und Widerstand bei 2-3.5%. Widerholungsmessungen an unterschiedlichen Tagen und nach erneuter Montage des Modells auf der Waage zeigen eine deutlich höhere Abweichung als die Messungen innerhalb einer Messreihe (Widerstand bis zu 8%). Hierbei macht sich bemerkbar, dass die Genauigkeit, mit der die Geschwindigkeit des Windkanals eingestellt werden kann, begrenzt ist. Da die Ergebnisse aufgrund der Transition am Flügel nicht völlig Reynoldszahlunabhängig sind, kann der Einfluss der Geschwindigkeit auch durch die Berechnung der Beiwerte nicht völlig kompensiert werden und schlägt sich in der Genauigkeit der Ergebnisse nieder.

Verfahren nach Multhopp

Um einen Anhaltspunkt für die Zirkulationsverteilung am bewegten Flügel zu erhalten, wird das Verfahren von Multhopp auf der Grundlage der einfachen Traglinientheorie herangezogen. Dabei wird die dimensionslose Zirkulation γ ($\gamma=\Gamma/(U_\infty c)$) für bestimmte Stützstellen des Tragflügels berechnet. Die Berechnung wird für M=31 Stützstellen durchgeführt. Die Verteilung der Stützstellen ist dabei so gewählt, dass im Außenbereich der Flügel mit den hohen Zirkulationsänderungen eine entsprechend genauere Auflösung erfolgt. Die Ermittelung der Zirkulation an den Schnittstellen erfolgt mit Hilfe eines Systems von linearen Gleichungen. Unter Anwendung der in Formel 5.15 berechneten universellen Koeffizienten können Auftriebsverteilung, Auftriebsbeiwert und induzierter Widerstand des Tragflügels berechnet werden. Im Falle des unbewegten Tragflügels ergibt sich der zur Berechnung herangezogene Anstellwinkel unter Berücksichtigung des Nullauftriebswinkel, des stationären Anstellwinkels und der Schränkung des Flügels. Für die Berechnung des bewegten Flügels wird hierbei der effektive Anstellwinkel an der Flügelspitze als Ersatz für die Schränkung herangezogen. Dieser ändert sich über den Flügelschlagzyklus hinweg, wobei die Zirkulationsverteilung für die verschiedenen Flügelstellungen jeweils neu berechnet wird. Das Verfahren ist in die Auswertung der Kraftmessungen integriert, in der die Berechnung des jeweiligen effektiven Anstellwinkels an der Flügelspitze erfolgt, der sodann direkt übernommen werden kann. Es muss bei den Ergebnissen berücksichtigt werden, dass sowohl der Einfluss des Körpers als auch die leichte Pfeilung des Flügels in dem angewendeten Berechnungsverfahren nicht integriert sind. Des Weiteren wird für die Steigung von C_L-α (Profileigenschaft) entsprechend den direkten Kraftmessungen in Abschnitt 4.6.3 ausgegangen, wobei die Ergebnisse mit Hilfe der Traglinientheorie (Formel 4.28) von 3D auf 2D umgerechnet werden.

Abrisserscheinungen bleiben hierbei unberücksichtigt, da lediglich die Steigung im linearen Bereich der C_L-α Kurve in die Berechnungen nach Multhopp eingeht. Die Koeffizienten b_{mm} und b_{mn} berechnen sich folgendermaßen:

$$b_{mm} = \frac{M+1}{4\sin\vartheta_m}$$

$$b_{mn} = \frac{1-(-1)^{m-n}}{2(M+1)} \frac{\sin\vartheta_n}{(\cos\vartheta_m - \cos\vartheta_n)^2} \qquad (m \neq n) \tag{4.29}$$

Dabei gilt:

$$\vartheta_n = \frac{\pi n}{M+1} \quad ; \qquad \vartheta_m = \frac{\pi m}{M+1} \tag{4.30}$$

Wobei *m, n* die Indizes der Stützstellen darstellen, deren Anzahl mit *M* angegeben wird.

Die örtliche dimensionslose Zirkulation γ, der induzierte Anstellwinkel α_i sowie die Beiwerte von Auftrieb C_L und induziertem Widerstand C_{Di} ergeben sich durch das Lösen des folgenden Gleichungssystems:

$$\alpha_m = \left(\frac{2b}{\left(\frac{dC_L}{d\alpha}\right) c_m} + b_{mm} \right) \gamma_m - \sum_{n=1}^{M}{}' b_{mn}\gamma_n \tag{4.31}$$

Hierbei gibt c_m die örtliche Flügeltiefe wieder, während α_m den geometrischen Anstellwinkel darstellt.

Mit Hilfe des induzierten Anstellwinkels,

$$\alpha_{in} = b_{mm}\gamma_m - \sum_{n=1}^{M}{}' b_{mn}\gamma_n \tag{4.32}$$

lassen sich die Beiwerte des Gesamtflügels aus den Summenformeln

$$C_L = \frac{\pi\Lambda}{M+1} \sum_{n=1}^{M} \gamma_n \sin\vartheta_n \tag{4.33}$$

$$C_{Di} = \frac{\pi\Lambda}{M+1} \sum_{n=1}^{M} \gamma_n \alpha_{in} \sin\vartheta_n \tag{4.34}$$

berechnen. Der Schrägstrich' am Summenzeichen bedeutet hierbei, dass bei der Summation das Glied mit b_{mm} auszulassen ist.

Eine genaue Beschreibung des Verfahrens findet sich in Schlichting und Truckenbrodt 1960.

5 Ergebnisse und Diskussion

5.1 Ergebnisse der Randwirbelvisualisierung

Im Folgenden sind die Ergebnisse der Strömungsvisualisierung hinter dem Flügel quer zur Strömungsrichtung dargestellt.

Randwirbelcharakteristik stationär angeströmter Flügel

In Abbildung 72 sind die normierten Geschwindigkeitsvektoren (v/U_∞ ,w/U_∞) und die Wirbelstärke ($\omega_x c/U_\infty$) über die gesamte Halbspannweite des stationär angeströmten Schlagflügelmodelles (U_∞=6m/s, α_0=8°) aufgetragen. Die gestrichelte Linie symbolisiert hierbei die Hinterkante des Tragflügels. Die Abbildung dieses Bereiches erfordert einen großen Abstand zwischen Rumpf und Messebene damit die Beleuchtung durch den Laserlichtschnitt minimiert wird. Eine weit stromabwärts gelegene Messebene kann mit dem gegenwärtigen Messaufbau jedoch nicht realisiert werden. In beiden Bildern ist der Randwirbel deutlich zu erkennen. Der Haupanteil der im Bild vorhandenen Wirbelstärke konzentriert sich auf den relativ kleinen Bereich des Wirbelzentrums. In Bereichen außerhalb dieses Zentrums gehen die Werte der Wirbelstärke gegen Null. Der Ursprung des Koordinatensystems liegt an der Spitze des horizontal ausgestreckten Flügels. Eine genauere Betrachtung zeigt, dass das Zentrum des Randwirbels oberhalb des Flügels liegt und leicht nach innen verschoben ist. Nähere Details zum Aufbau des Randwirbels können den nachfolgenden Diagrammen entnommen werden.

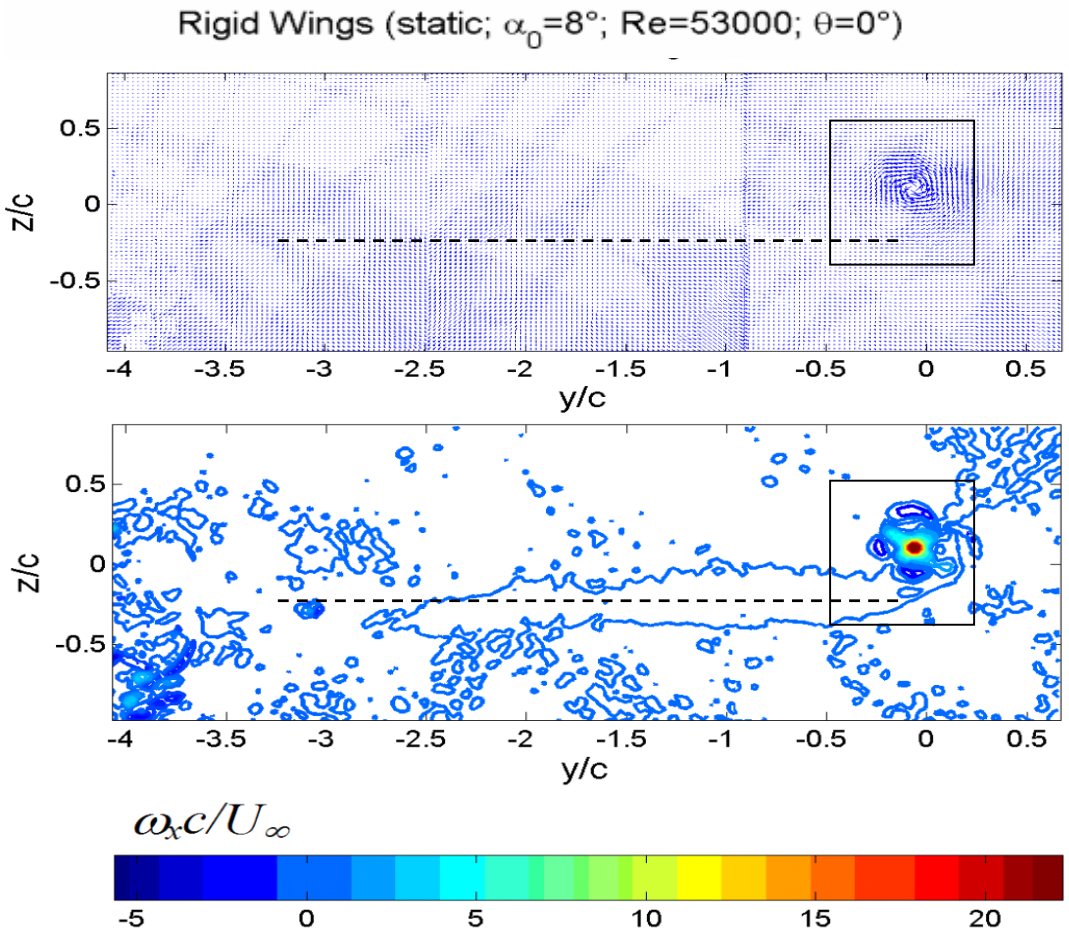


Abbildung 72: Darstellung der auf die Anströmung normierten Geschwindigkeitsvektoren und der Wirbelstärke beim stationär angeströmten Flügel. (Rigid Wings θ_M=0°, α_0=8°, f=0Hz, k=0; U_∞=6m/s; über 500 Bildpaare gemittelt).

Die im Nachlauf auftretende Zirkulationsverteilung ist in Abbildung 73 dargestellt. Sie wird für 500 Einzelmessungen bestimmt und anschließend gemittelt. Dabei zeigt sich, dass sich die Standardabweichung im Bereich des Körpers stark erhöht. Des Weiteren kommt es zu einem Zirkulationseinbruch. Dies geschieht sowohl bei der Anströmung unter einem Anstellwinkel von 4° als auch von 8°. Ansonsten zeigen die beiden Kurven den klassischen Verlauf der Zirkulationsverteilung einer auftriebserzeugenden Tragfläche. Dies ist auch in Abbildung 74 deutlich zu erkennen, in der die aus dem Nachlauf ermittelte Zirkulationsverteilung mit der nach Multhopp berechneten Verteilung auf dem Flügel für zwei unterschiedliche Anstellwinkel verglichen wird. Allerdings zeigt sich hier ein deutlicher Unterschied in den Absolutwerten, sowie im Bereich des Körpers, der beim Verfahren von Multhopp keine Berücksichtigung findet.

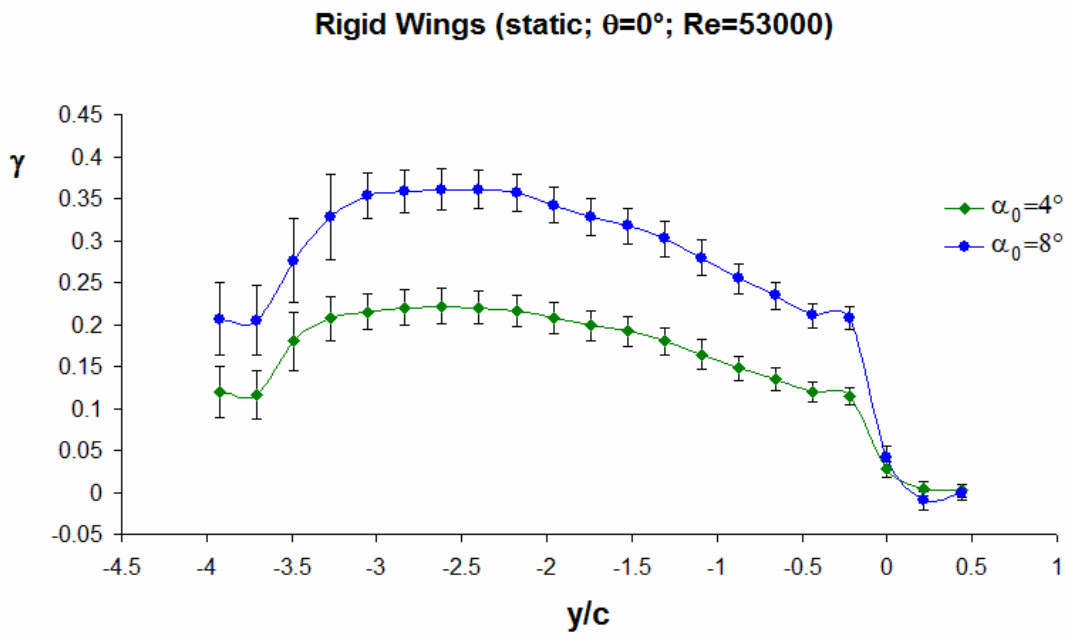


Abbildung 73: Darstellung der Zirkulationsverteilung im Nachlauf des Flügels am Beispiel eines unter 4° und 8° stationär angeströmten Flügels. (Rigid Wings; static; θ=0°, α_0=4° bzw. 8°; U_∞=6m/s; über 500 Bildpaare gemittelt).

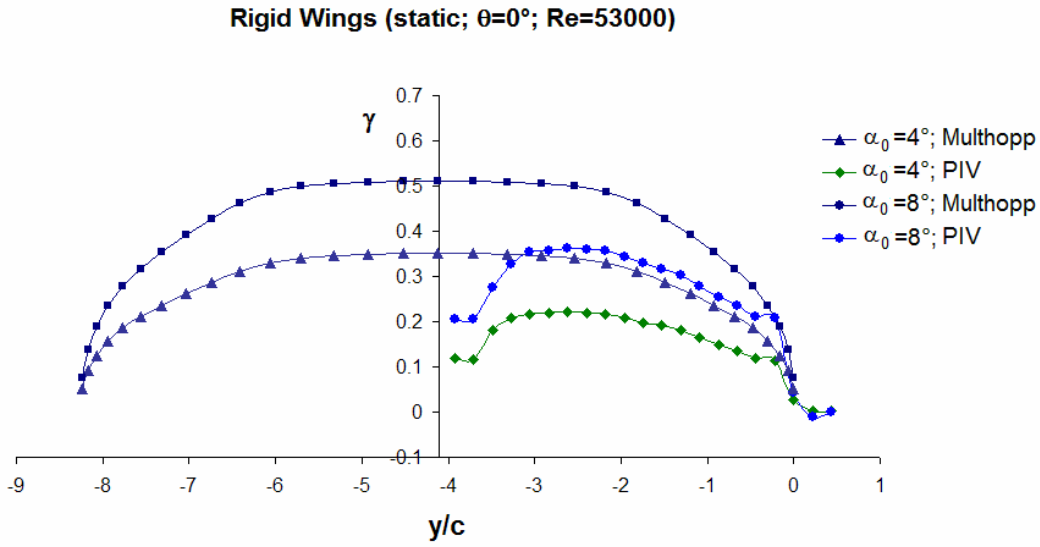


Abbildung 74: Darstellung der Zirkulationsverteilung im Nachlauf des Flügels am Beispiel eines unter 4° und 8° stationär angeströmten Flügels bei einer Reynoldszahl von 53000 im Vergleich zu der mittels Muthopp-Verfahren ermittelten Verteilung. (Rigid Wings; static; θ=0°, α_0=4° bzw. 8°; U_∞=6m/s; über 500 Bildpaare gemittelt).

Abbildung 75 zeigt einen Ausschnitt des dimensionslosen Vektor- und Wirbelstärkefeldes rund um den Randwirbel. Der Hauptanteil der Wirbelstärke ist achsensymmetrisch um den inneren Wirbelkern verteilt. Die äußeren Regionen hingegen zeigen eine mehr oder weniger asymmetrische Beschaffenheit und werden von den Strömungseigenschaften (Abwind, Zirkulationsverteilung) des Flügels geprägt. Dies führt zu einer spiralenförmigen Aufrollung des Wirbels, die besonders deutlich in den außerhalb des Flügels liegenden Bereichen zu erkennen ist, während der Bereich zum Flügel hin von dem Geschehen auf und hinter der Tragfläche beeinflusst wird. Die Asymmetrie in der äußeren Kontur der Wirbelstärke kann ein Hinweis darauf sein, dass der Aufrollprozess des Randwirbels noch nicht vollständig beendet ist. In diesem Fall würde eine Messung weiter stromabwärts eine symmetrische Verteilung der Wirbelstärke sowie der Tangentialgeschwindigkeiten ergeben. Dies gilt insbesondere für höhere Geschwindigkeiten. Der Vergleich der aus 500 Einzelmessungen gemittelten Vektor- und Wirbelstärkefelder mit denen einer Einzelmessung zeigt wie erwartet eine deutliche Stabilisierung der Achsensymmetrie. Gleichzeitig verdeutlicht jedoch das Vektorfeld der Einzelmessung den Einfluss der inneren Flügelregionen auf den Aufrolleffekt des Randwirbels. Ein Einfluss, der auch an der asymmetrischen Verteilung der v- und w- Geschwindigkeiten um das Wirbelzentrum zu erkennen ist (Abbildung 76a-b).

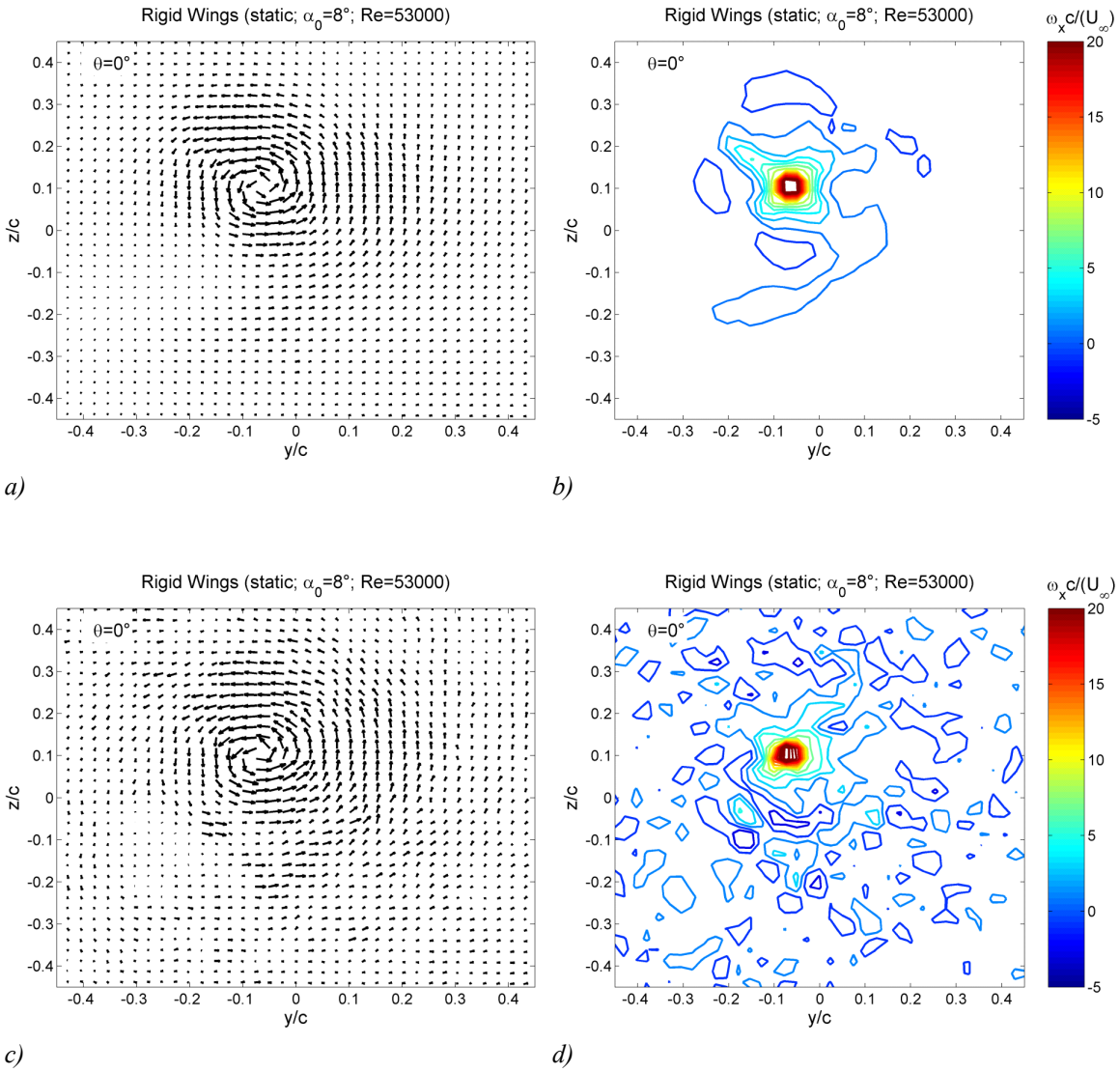


Abbildung 75: Ausschnitt aus dem normierten Vector- und Wirbelstärkefeld eines stationären Flügels. a-b) für das über 500 Messungen gemittelte Feld. c-d) für eine Momentaufnahme. (Rigid Wings; static; θ=0°, α_0=8°).

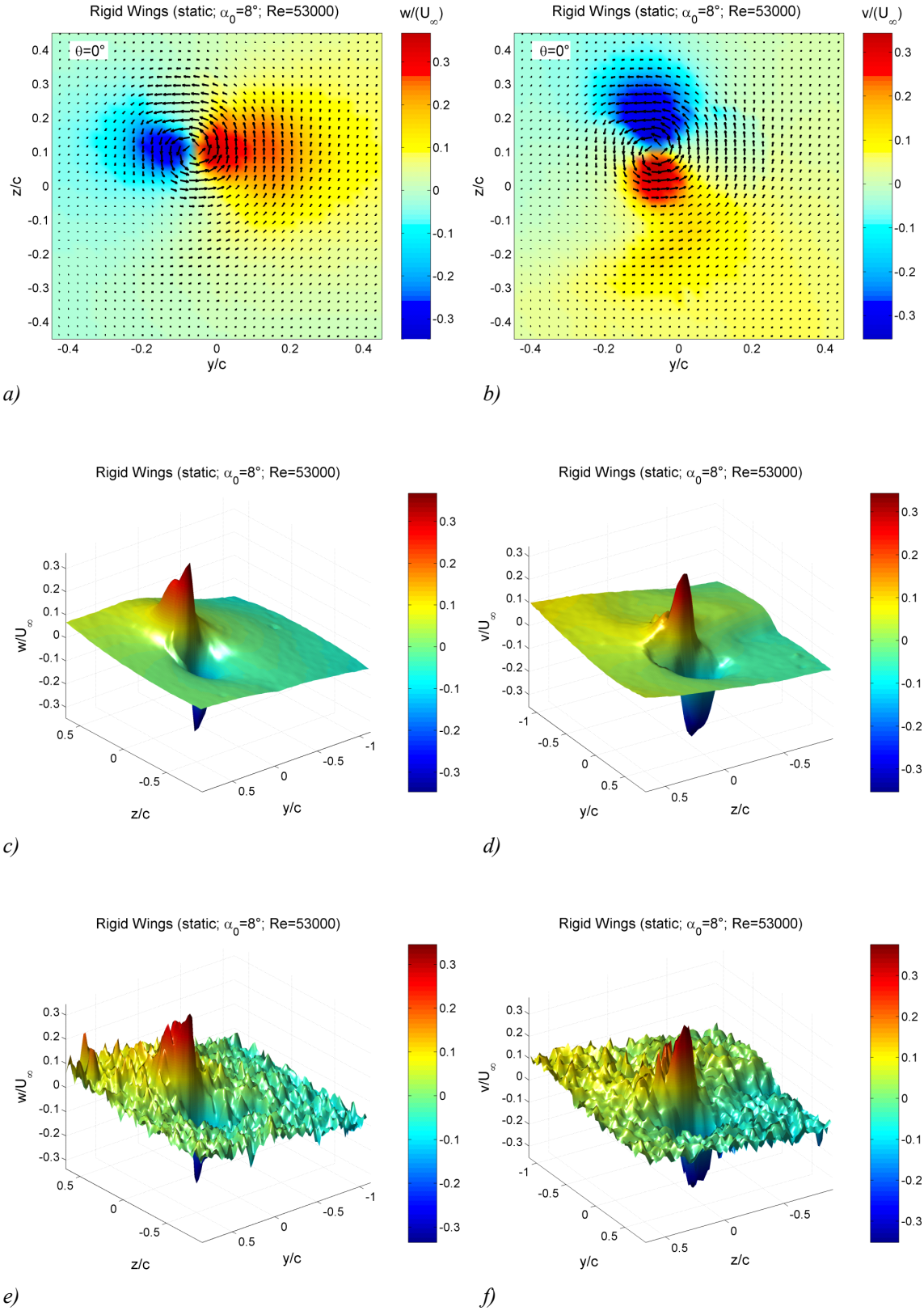


Abbildung 76: Darstellung der normierten v- und w Geschwindigkeitskomponenten im Randwirbel eines stationär angeströmten Flügels. (Rigid Wings; static; θ=0°, α_0=8°).

Abbildung 76c-f zeigen die auf die Anströmgeschwindigkeit normierten v- und w-Geschwindigkeitskomponenten aus 500 Bildpaaren gemittelten Messungen im Vergleich zu den Ergebnissen einer Einzelmessung. Die den Wirbel umgebende Turbulenz, die bei der Einzelmessung deutlich zu erkennen ist, mittelt sich über die hohe Anzahl der Bildpaare heraus. Dies unterstützt die getroffene Annahme, dass sich bei der Integration der Wirbelstärke über die Fläche die Turbulenz auch innerhalb eines Bildes eliminiert. Im Gegensatz zur Turbulenz bleiben die charakteristischen Geschwindigkeitsverläufe jedoch weitgehend erhalten.

In Abbildung 77 ist das normierte Geschwindigkeits- und Wirbelstärkefeld für den gleichen unter einem Anstellwinkel von 8° stationär angeströmten Flügel dargestellt. Die Anströmgeschwindigkeit beträgt in diesem Fall 12m/s, womit sich die Reynoldszahl von 53000 auf 106000 erhöht. Im Wesentlichen bleibt das hervorgerufene Strömungsbild im Vergleich zu der geringeren Anströmgeschwindigkeit erhalten. Auch in diesem Fall konzentriert sich der größte Anteil der dargestellten Wirbelstärke auf den Bereich des Randwirbels. Neben dem Randwirbel ist auch hier der Nachlauf im Bereich der Flügelhinterkante als zweite charakteristische Struktur zu erkennen und hat im Vergleich zur geringeren Geschwindigkeit in Anbetracht des erhöhten Auftriebs an Stärke gewonnen. Gleichzeitig nimmt damit auch ihr Einfluss auf den Randwirbel zu. Eine Effekt, der sich besonders in den Randgebieten des Wirbels erkennen lässt, die deutliche Abweichungen von einer Achsensymmetrie aufweisen. Im inneren Bereich des Wirbels bleibt die Symmetrie jedoch weitgehend erhalten. Lediglich in dem Bereich, der in Richtung des Flügels ausgerichtet ist, weist die Kontur der Wirbelstärke eine deutliche Einbuchtung auf (Abbildung 80).

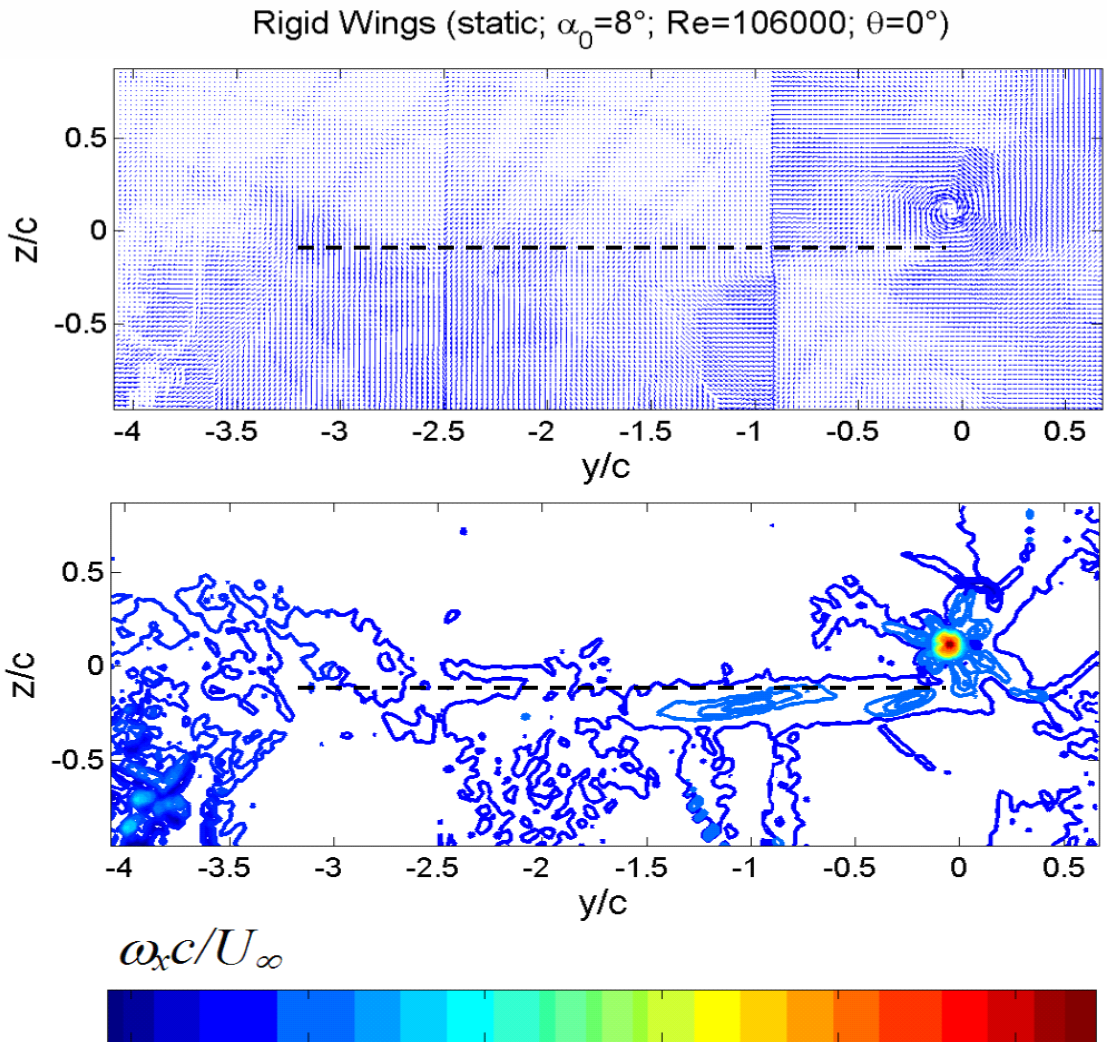


Abbildung 77: Darstellung der normierten Geschwindigkeitsvektoren und der Wirbelstärke beim stationär angeströmten Flügel. (Rigid Wings; static; θ=0°, α_0=8°, U_∞=12m/s; über 500 Bildpaare gemittelt).

In Abbildung 78 und Abbildung 79 ist die Zirkulationsverteilung für den mit 12m/s stationär angeströmten Flügel dargestellt. Auch hier sind die Standardabweichungen im Bereich des Körpers sehr hoch, der Vergleich mit dem Verfahren nach Multhopp zeigt jedoch eine geringere Differenz in den Absolutwerten. Die Ursache hierfür findet sich in der Reynoldszahlabhängigkeit der Auftriebserzeugung am Schlagflügelmodell.

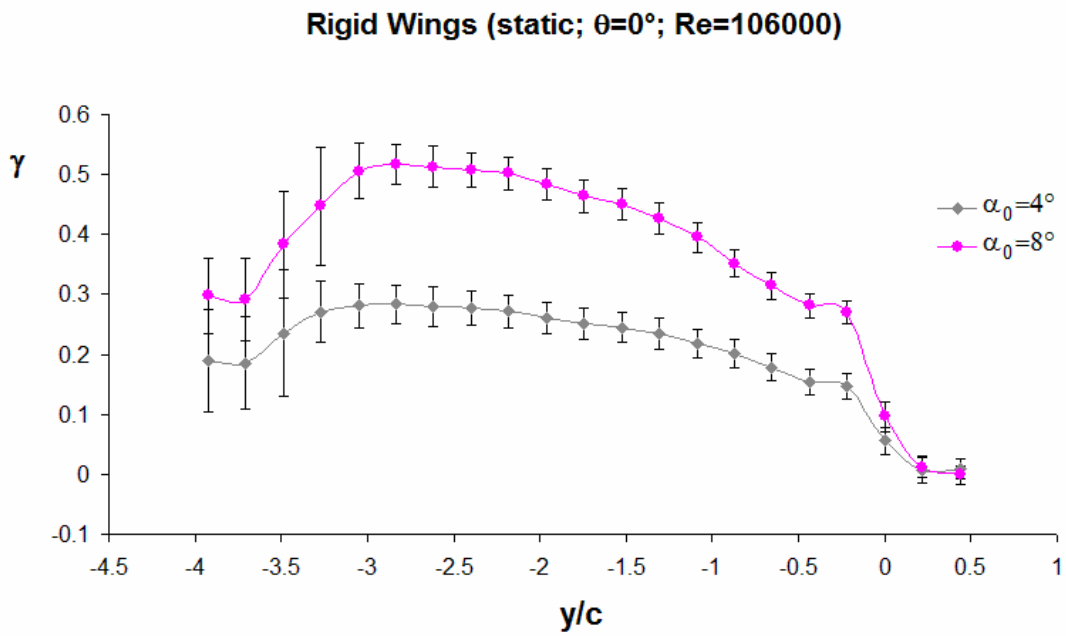


Abbildung 78: Darstellung der Zirkulationsverteilung im Nachlauf des Flügels am Beispiel eines unter 4° und 8° stationär angeströmten Flügels bei einer Reynoldszahl von 106000. (Rigid Wings; static; θ=0°, α_0=4° bzw. 8°; U_∞=12m/s; über 500 Bildpaare gemittelt).

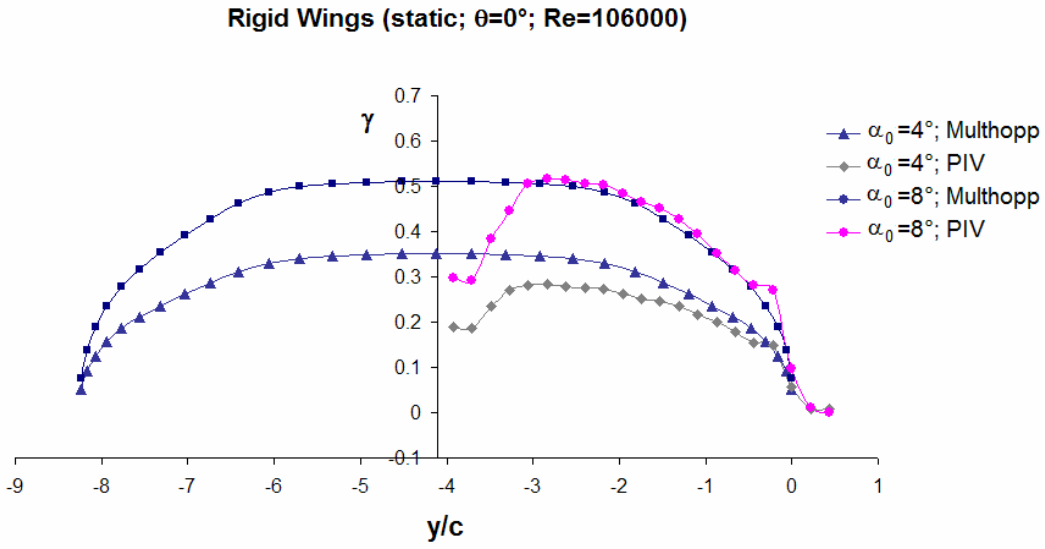


Abbildung 79: Darstellung der Zirkulationsverteilung im Nachlauf des Flügels am Beispiel eines unter 4° und 8° stationär angeströmten Flügels bei einer Reynoldszahl von 106000 im Vergleich zu der mittels Multhopp-Verfahren ermittelten Verteilung. (Rigid Wings; static; θ=0°, α_0=4° bzw. 8°; U_∞=6m/s; über 500 Bildpaare gemittelt).

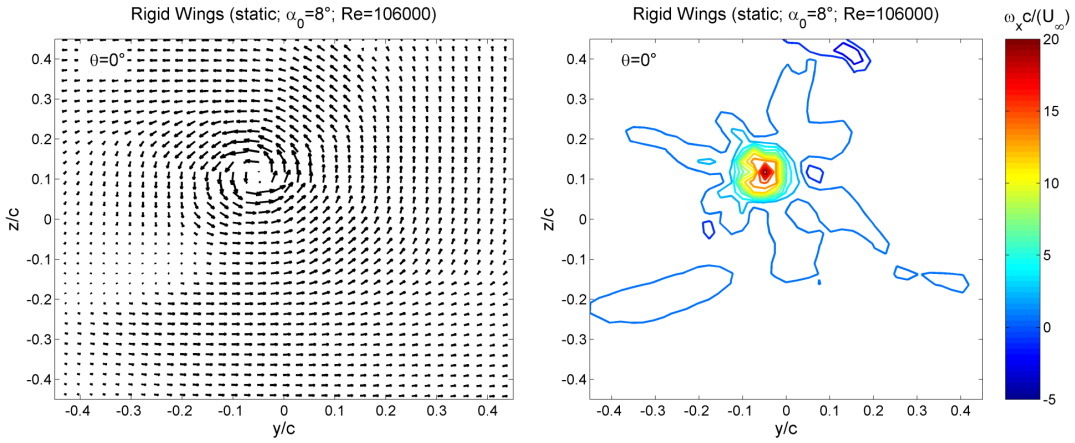


Abbildung 80: Ausschnitt aus dem normierten Vektor- und Wirbelstärkefeld eines stationären Flügels. (Rigid Wings; static; θ=0°, α_0=8°, U_∞=12m/s, über 500 Messungen gemittelt).

Abbildung 81, Abbildung 82 und Abbildung 83 zeigen die Verteilung der normierten w- und v-Geschwindigkeitskomponente sowie der Wirbelstärke im Zentrum des Randwirbels. Dabei werden zwei verschiedene Reynoldszahlen und Anstellwinkel miteinander verglichen. Der Bereich, in dem die Geschwindigkeit annähernd linear zunimmt, kennzeichnet den Wirbelkern. Dabei handelt es sich um ein sehr kleines Gebiet. Besonders deutlich wird dies bei Betrachtung der Wirbelstärkeverteilung. Ein Vergleich der linearen Anstiegsbereiche der w-Geschwindigkeitskomponente für die unterschiedlichen Reynoldszahlen und Anstellwinkel zeigt, dass diese in allen vier Fällen sehr genau übereinander liegen. Die Position des Wirbelkerns bleibt somit trotz Änderung der Parameter erhalten. Von der Flügelspitze ausgehend ist das Zentrum des Wirbels selber leicht zur Körpermitte hin verschoben (Verschiebung 0.06c). Im Gegensatz dazu zeigen die linearen Anstiegsbereiche der v-Geschwindigkeitskomponente eine leichte Verschiebung der Position zueinander, d.h. die Höhe des Wirbels liegt zwar in allen Fällen deutlich über der Flügelspitze, variiert jedoch leicht mit Reynoldszahl und Anstellwinkel. Erklärungen hierfür liegen in dem unterschiedlichen Abwind für verschiedenen Anstellwinkel, sowie der Änderung der Dicke des Flügelnachlaufes. Dieser zeigt sich auch deutlich in den äußeren Bereichen des Wirbels. Obwohl die Minimal- und Maximalwerte der jeweiligen normierten Geschwindigkeitskomponente eine nur leichte Abhängigkeit von der Reynoldszahl zeigen (hier sei auf die direkten Kraftmessungen verwiesen, die diese leichte Reynoldszahlabhängigkeit bestätigen), kann der Verlauf in den äußeren Bereichen deutlich voneinander abweichen. Dies zeigt auch der Querschnitt durch die Verteilung der Wirbelstärke, in der sich die oben genannten Unterschiede bezüglich der Geschwindigkeitskomponenten niederschlagen. Neben leichten Variationen in Höhe und Breite können sich hier in den Randbezirken auch kleinere leicht negative Wirbelstärkebereiche ausbilden.

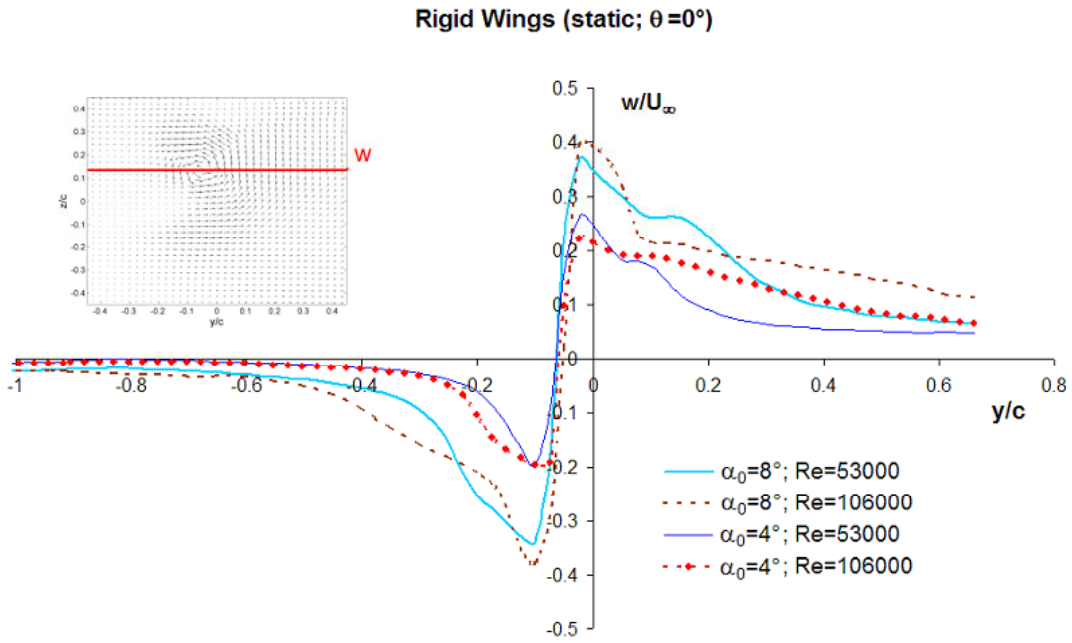


Abbildung 81: Darstellung der Verteilung der normierten w-Geschwindigkeitskomponente im Bereich des Wirbelzentrums eines stationär angeströmten Flügels. Das Diagramm enthält jeweils zwei unterschiedliche Reynoldszahlen (Re=53000; Re=106000) und Anstellwinkel (α_0=4°; α_0=8°).

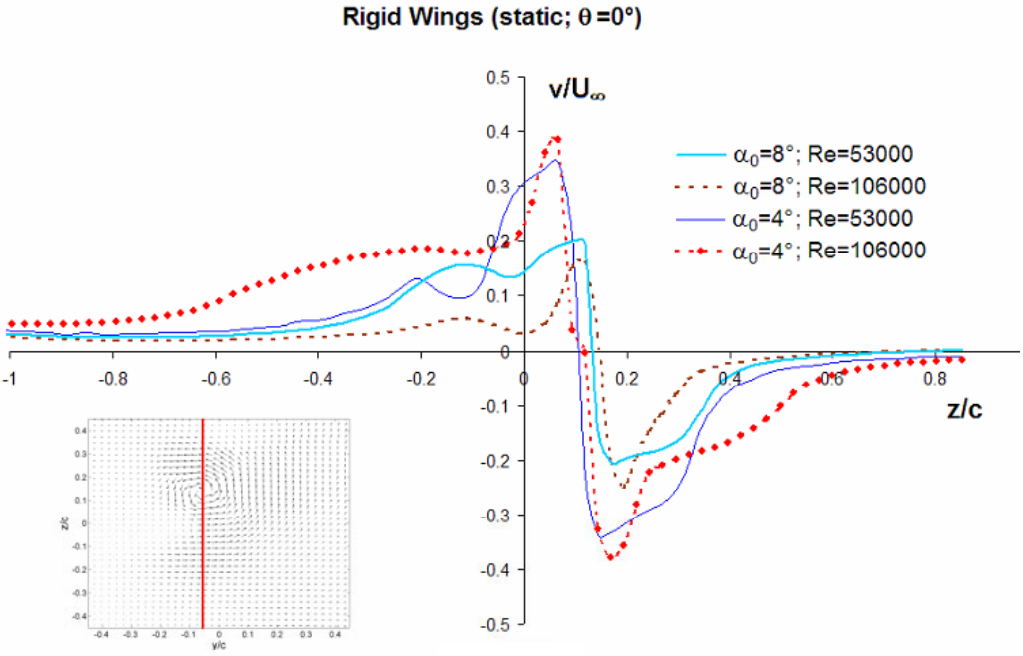


Abbildung 82: Darstellung der Verteilung der normierten v-Geschwindigkeitskomponente im Bereich des Wirbelzentrums eines stationär angeströmten Flügels. Das Diagramm enthält jeweils zwei unterschiedliche Reynoldszahlen (Re=53000; Re=106000) und Anstellwinkel (α_0=4°; α_0=8°).

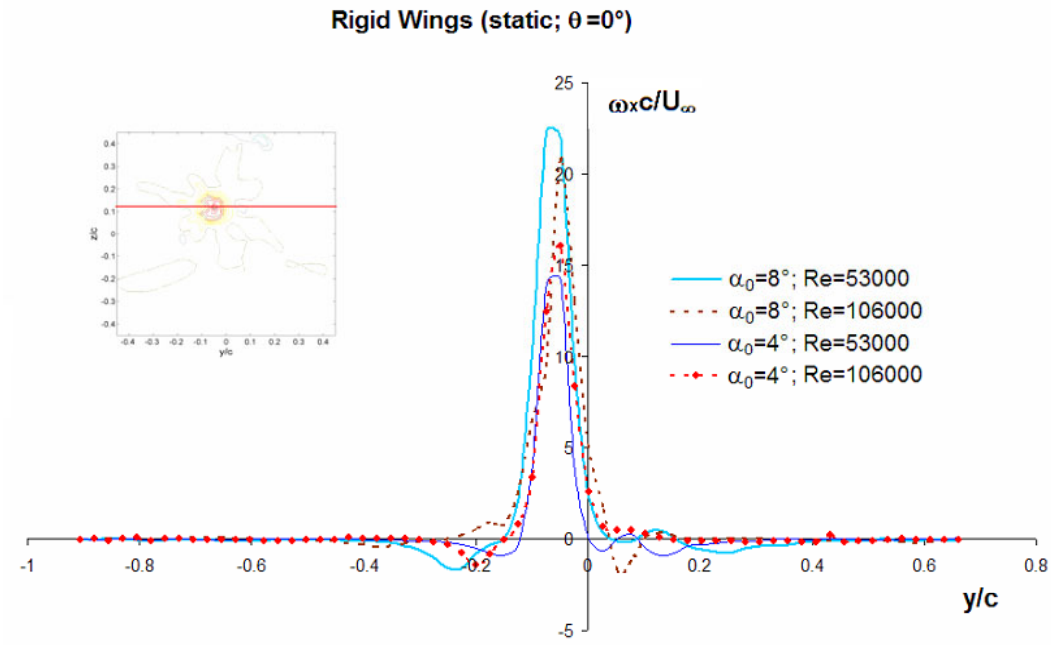


Abbildung 83: Darstellung der Verteilung der normierten Wirbelstärke im Bereich des Wirbelzentrums eines stationär angeströmten Flügels. Das Diagramm enthält jeweils zwei unterschiedliche Reynoldszahlen (Re=53000; Re=106000) und Anstellwinkel (α_0=4°; α_0=8°).

In Abbildung 84 sind die Auftriebsbeiwerte des stationär angeströmten Flügels für zwei verschiedene Anstellwinkel dargestellt. Dabei werden die Ergebnissen der PIV-Messung (unter Berücksichtigung des gesamten Messfeldes), der Waagenmessung und die nach Multhopp berechneten Werte einander gegenübergestellt. Es zeigt sich dabei ein deutlicher Unterschied in den Absolutwerten aller drei Ermittlungsverfahren. Aufgrund des beim Multhopp-Verfahren vernachlässigten Rumpf- und Grenzschichtinflusses, liegen die ermittelten Beiwerte am höchsten und sind geschwindigkeitsunabhängig. Sowohl die Waagenmessungen als auch die PIV-Messungen liegen deutlich unter diesen theoretisch ermittelten Werten. Beide Fälle zeigen eine Reynoldszahlabhängigkeit in den Auftriebsbeiwerten, allerdings liegen die Ergebnisse der direkten Kraftmessung dabei deutlich über denen der PIV-Messungen. Die Standardabweichung der PIV-Messungen liegt dabei in Abhängigkeit von der Anströmgeschwindigkeit zwischen 4-10%.

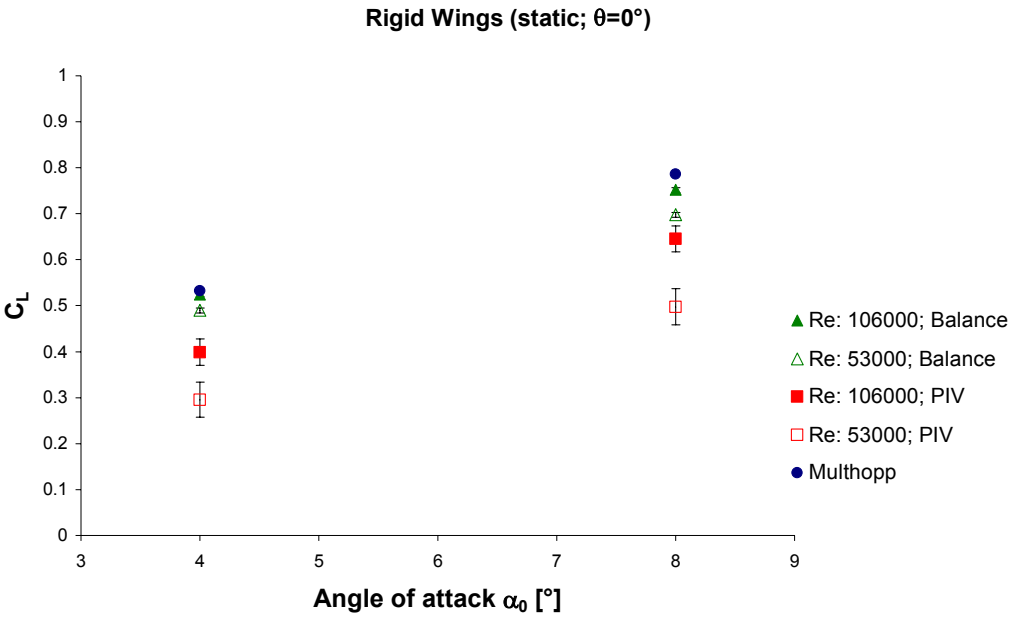


Abbildung 84: Darstellung der Auftriebsbeiwerte von in Horizontalstellung arretierten Flügeln bei 4° und 8° Anstellwinkel. Die Auftriebsbeiwerte sind sowohl aus den direkten Kraftmessungen als auch aus den Visualisierungen der gesamten Randwirbelebene berechnet. Ebenfalls dargestellt sind die nach Multhopp berechneten Auftriebsbeiwerte..

Die Ursachen für die Differenz zwischen Kraft- und PIV-Messungen können vielschichtiger Natur sein. Zwar wird unter Einsatz der Traglinientheorie und der Helmholtz'schen Wirbelsätze davon ausgegangen, dass die gesamte Zirkulation eines durchgehenden Tragflügels sich zu den beiden an den Flügelenden existierenden Randwirbeln aufrollt, so dass sich von der Zirkulation eines Randwirbels Rückschlüsse auf die Zirkulation am Flügel selbst ziehen lässt. Allerdings handelt es sich bei dem Schlagflügelmodell um ein wesentlich komplexeres Wirbelsystem. Neben dem Rumpf existiert jeweils eine Lücke zwischen Flügel und Rumpfübergang, welche die Beweglichkeit des Flügels erst ermöglicht. Die Spaltbreite variiert dabei in Abhängigkeit von der Flügelposition und beträgt maximal 0.08c. Rumpf und Spalt führen zu ineinander übergehenden Wirbelsystemen. Der Spalt ermöglicht einen begrenzten Druckausgleich in diesem Bereich, so dass ein gegenläufig zum äußeren Randwirbel drehender kleinerer zweiter Randwirbel zu erwarten ist. Bei einem separaten Tragflügel ergibt die Integration der Wirbelstärke über den gesamten Tragflügel hinweg gleich Null, da sich die beiden gegenläufig rotierenden Randwirbel aufheben. Auch wenn der einzelne Flügel aufgrund der Flügel-Rumpf Interaktion nicht komplett als separater Tragflügel angesehen werden kann, führt eine Integration über das gesamte Gebiet wenn auch nicht zur kompletten Aufhebung, doch zu einer deutlichen Abschwächung, da weite Bereiche des Flügel-Rumpf Überganges und des Rumpfes selber aufgrund der Reflexionen nur unzureichend erfasst werden können.

Eine Ermittlung des Absolutwertes der am Modell herrschenden gebundenen Zirkulation ist damit nicht möglich.

Der bewegte Flügel in der Ebene des Randwirbels

Die Erzeugung des Auftriebes am bewegten Flügel wird maßgeblich von der Schlagamplitude, Schlagfrequenz, Anströmgeschwindigkeit, dem stationären Anstellwinkel, dem Flügelprofil sowie der Flügelgeometrie bestimmt. Entscheidend hierbei ist die Änderung des effektiven Anstellwinkels über die Spannweite hinweg. Während diese Änderungen an der Flügelbasis lediglich geringfügig sind, nehmen sie zur Flügelspitze hin stark zu und führen damit zu großen Änderungen im dort produzierten Auftrieb. In Abbildung 85 ist die Änderung der Zirkulationsverteilung über der Halbspannweite zu unterschiedlichen Zeiten des Flügelschlagzyklus exemplarisch für vier verschiedene Reynoldszahlen nach Multhopp berechnet dargestellt. Dabei zeigt sich, wie stark die Änderungen in der Zirkulationsverteilung sein können. Besonders bei niedrigen Reynoldszahlen und den damit verbundenen hohen reduzierten Frequenzen zeigt sich hier der Einfluss der starken Änderungen im effektiven Anstellwinkel. Im Aufschlag wird hier im Bereich der Flügelspitze aufgrund der negativen effektiven Anstellwinkel Abtrieb produziert, während der proximale Bereich des Flügels noch Auftrieb generiert. Da mit abnehmender reduzierter Frequenz die Änderungen im effektiven Anstellwinkel abnehmen, sinken auch die Unterschiede in der Auftriebserzeugung zwischen Auf- und Abschlag. Im Bereich der beiden Umkehrpunkten ist der Einfluss der Vertikalgeschwindigkeit Null bzw. minimal, wodurch dieser Bereich als nahezu quasi-stationär betrachtet werden kann. Da die aerodynamische Phasenverschiebung in der Berechnung nicht berücksichtigt wird, sind die Auftriebsverteilungen am oberen und unteren Umkehrpunkt identisch.

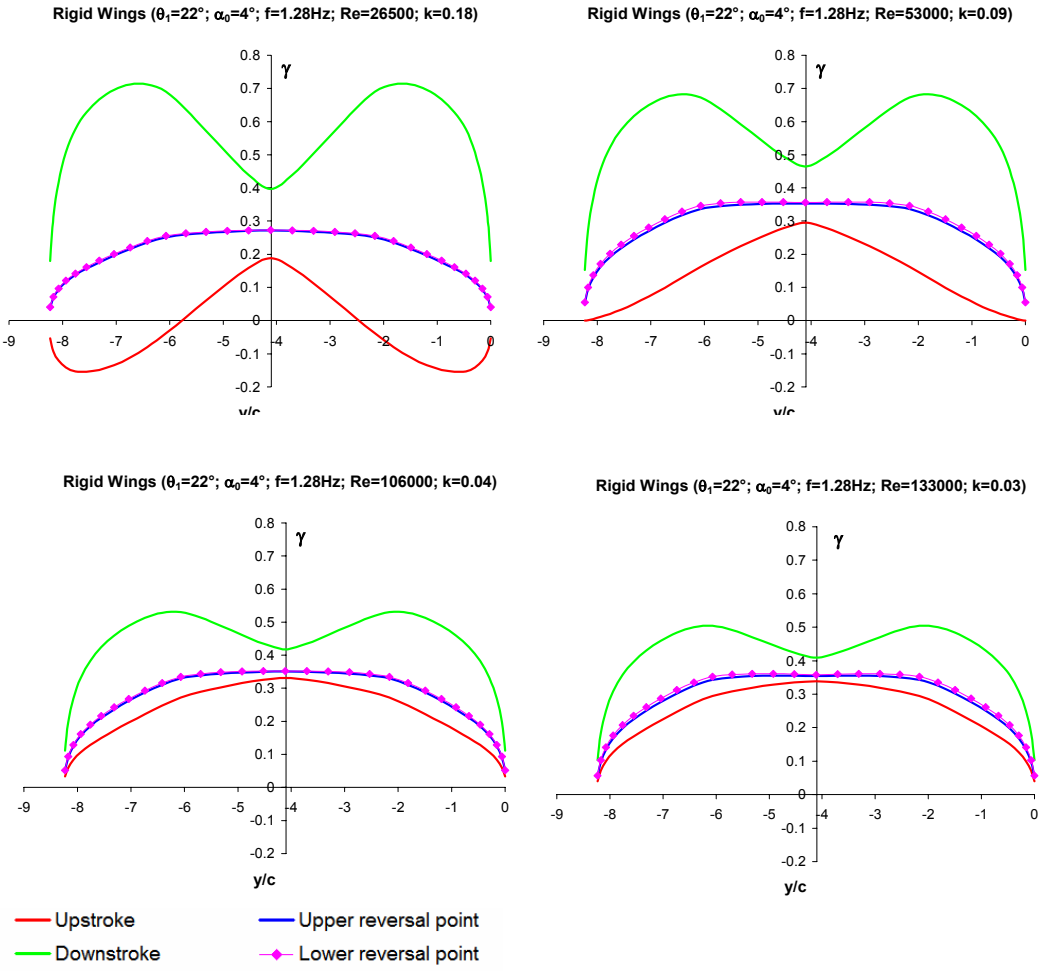


Abbildung 85: Darstellung der mittels des Multhopp-Verfahrens berechneten Zirkulationsverteilung auf dem Flügel für Reynoldszahlen von 26500, 53000, 106000 und 133000 zu verschiedenen Zeiten des Flügelschlagzyklus. (Rigid Wings θ_1=22°, α_0=4°, f=1.28Hz, U_∞=3m/s,. 6m/s, 12m/s und 15m/s).

Im Folgenden sind die Zirkulationsverteilungen für verschiedene reduzierte Frequenzen, wobei sowohl Reynoldszahl (53000, 106000) als auch Schlagfrequenzen (1.28, 2.02Hz) variieren, zu verschiedenen Zeitpunkten des Flügelschlagzyklus dargestellt (Abbildung 87 - Abbildung 90). Aus Gründen der Übersichtlichkeit werden hierbei lediglich die oberen und unteren Umkehrpunkte sowie die zu dem minimalen bzw. maximalen Auftriebsbeiwert gehörigen Positionen im Auf- und Abschlag dargestellt, während in Abbildung 86 beispielhaft die Entwicklung über den gesamten Flügelschlagzyklus hinweg verfolgt werden kann. Des Weiteren werden die aus der Zirkulation ermittelten Auftriebsbeiwerte über dem Amplitudenwinkel dargestellt und mit den entsprechenden Kraftmessungen verglichen (Abbildung 91 - Abbildung 94). Der Auftriebsbeiwert wird dabei aus der gesamten Fläche hinter dem Flügel ermittelt. Bei dem Vergleich muss berücksichtigt werden, dass hierbei die Auftriebsbeiwerte der PIV-Messungen mit den

vertikalen Kraftbeiwerten der Waagenmessungen verglichen werden. Eine Umrechnung der vertikalen Kraftbeiwerte in die entsprechenden Auftriebsbeiwerte würde genaue Kenntnisse über die Zirkulationsverteilung erfordern. Außerdem müssen der entsprechende horizontale Kraftbeiwert und der induzierte Anstellwinkel für alle Flügelschlagphasen bekannt sein. Da dies nicht im notwendigen Maße gegeben ist, wird von der Umrechnung abgesehen. Allerdings zeigen Überschlagungen, dass die maximale Differenz zwischen C_z-Wert und C_L-Wert bei einer Reynoldszahl von 106000 und einer Schlagfrequenz von 1.28Hz im Abschlag bei ca. 4% liegt. Ein Wert, der mit steigender reduzierter Frequenz aufgrund der zunehmenden effektiven und induzierten Anstellwinkel ansteigt.

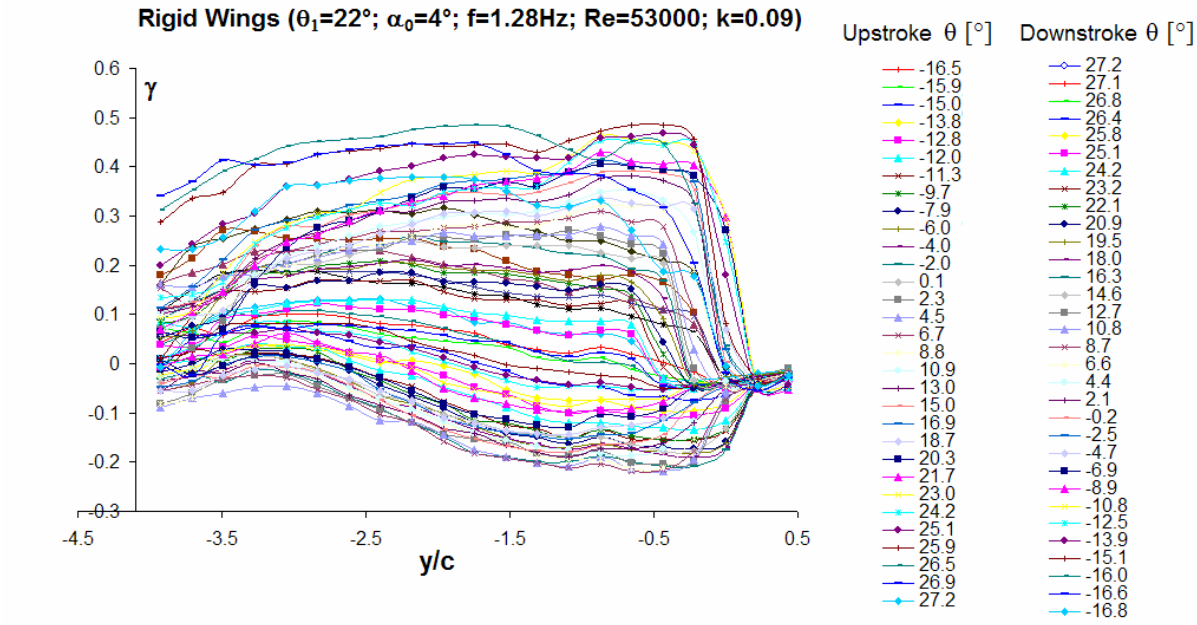


Abbildung 86: Darstellung der Zirkulationsverteilung im Nachlauf eines schlagenden Flügels. (Rigid Wings; θ_1=22°; α_0=4°; f=1.28Hz, k=0.04; U_∞=12m/s; über je 25 Bildpaare gemittelt).

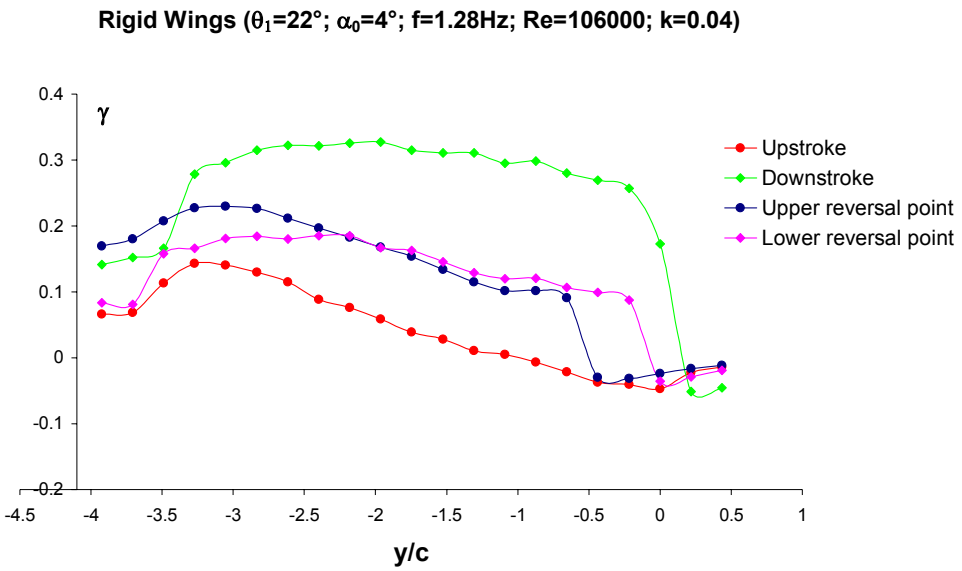


Abbildung 87: Darstellung der Zirkulationsverteilung im Nachlauf eines schlagenden Flügels. (Rigid Wings; θ_1=22°; α_0=4°; f=1.28Hz, k=0.04; U_∞=12m/s; über je 25 Bildpaare gemittelt).

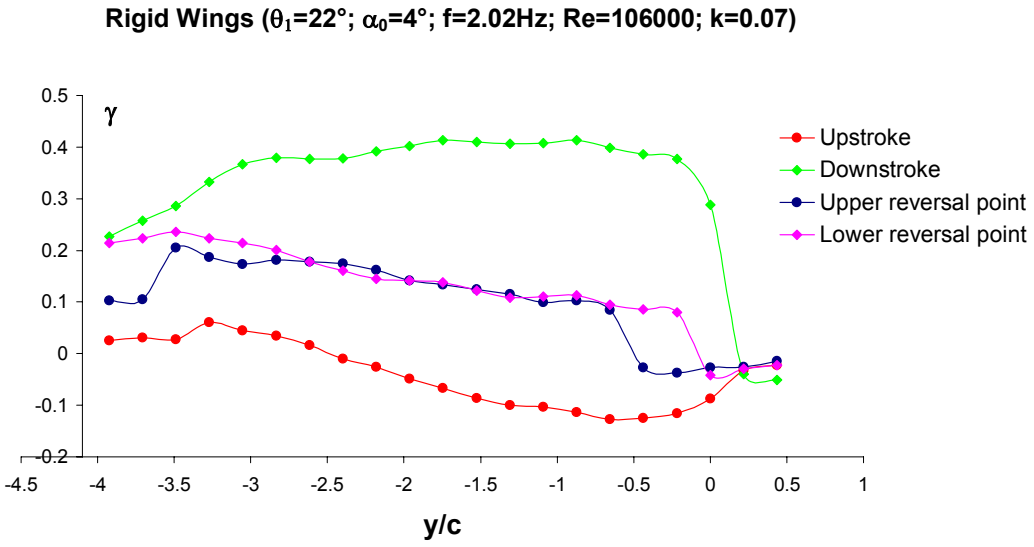


Abbildung 88: Darstellung der Zirkulationsverteilung im Nachlauf eines schlagenden Flügels. (Rigid Wings θ_1=22°; α_0=4°; f=2.02Hz, k=0.07; U_∞=12m/s; über je 25 Bildpaare gemittelt).

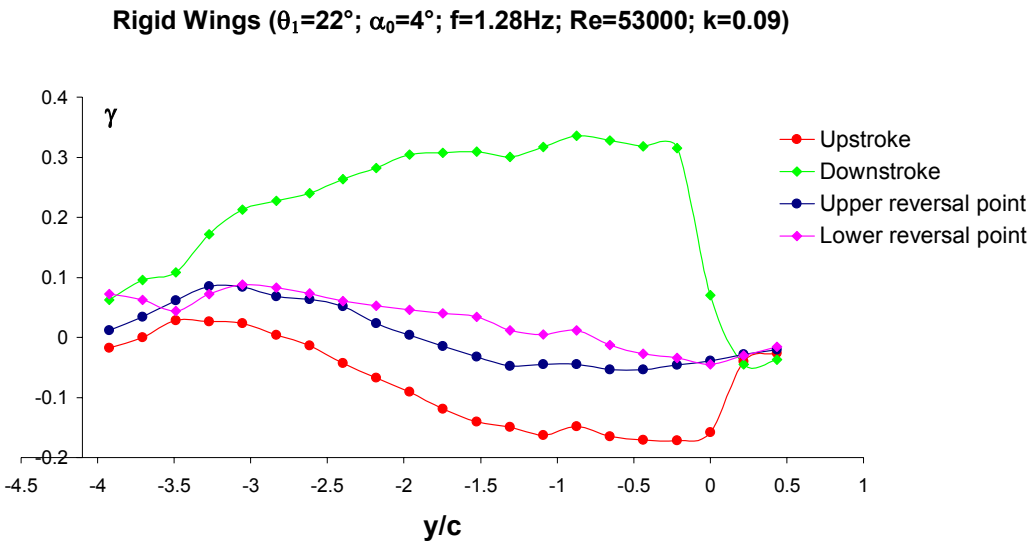


Abbildung 89: Darstellung der Zirkulationsverteilung im Nachlauf eines schlagenden Flügels. (Rigid Wings θ_1=22°; α_0=4°; f=1.28Hz, k=0.09; U_∞=6m/s; über je 25 Bildpaare gemittelt).

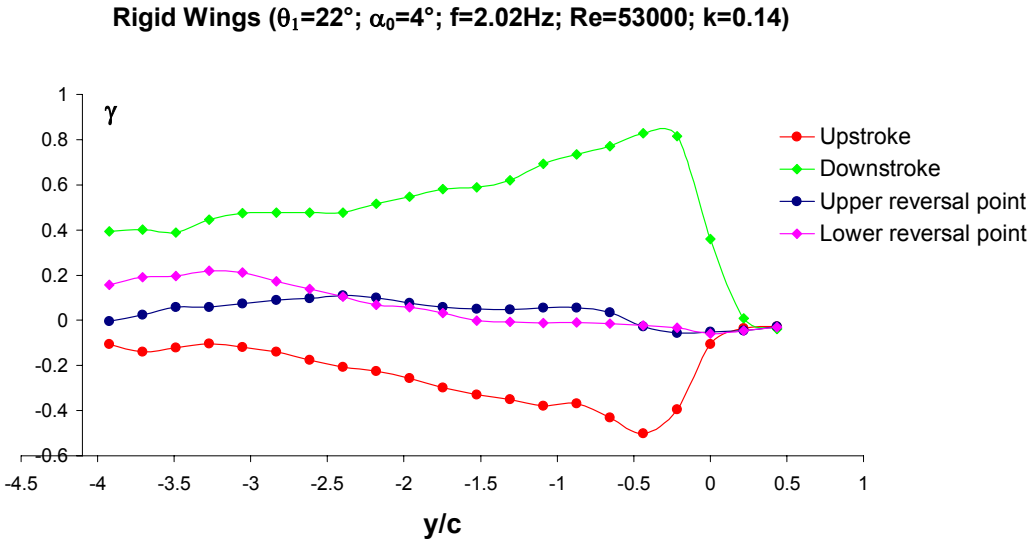


Abbildung 90: Darstellung der Zirkulationsverteilung im Nachlauf eines schlagenden Flügels. (Rigid Wings θ_1=22°; α_0=4°; f=2.02Hz, k=0.14; U_∞=6m/s; über je 25 Bildpaare gemittelt).

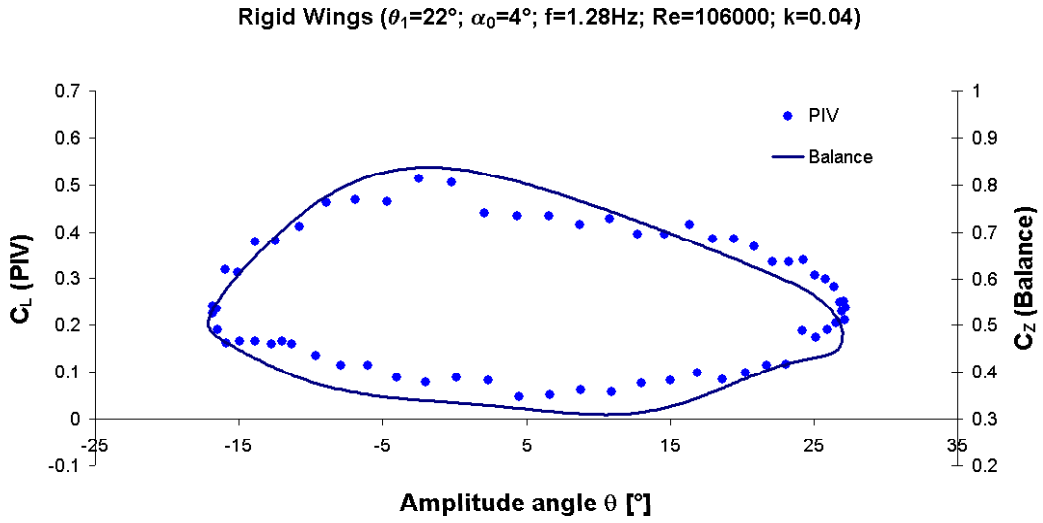


Abbildung 91: Darstellung der aus der Zirkulation der Randwirbelebene berechneten C_L-Werte über dem Amplitudenwinkel. Die Integration erfolgt im Nachlauf des gesamten Flügelbereiches. Zum Vergleich werden die C_z-Werte der Kraftmessungen herangezogen. (Rigid Wings θ_1=22°; α_0=4°; f=1.28Hz, k=0.04; U_∞=12m/s; über je 25 Bildpaare gemittelt).

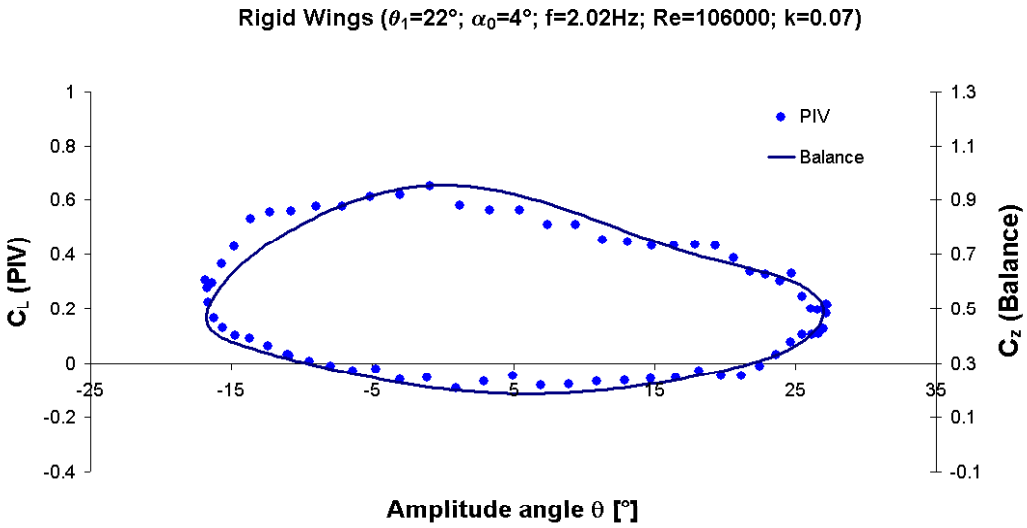


Abbildung 92: Darstellung der aus der Zirkulation der Randwirbelebene berechneten C_L-Werte über dem Amplitudenwinkel. Die Integration erfolgt im Nachlauf des gesamten Flügelbereiches. Zum Vergleich werden die C_z-Werte der Kraftmessungen herangezogen. (Rigid Wings θ_1=22°; α_0=4°; f=2.02Hz, k=0.07; U_∞=12m/s; über je 25 Bildpaare gemittelt).

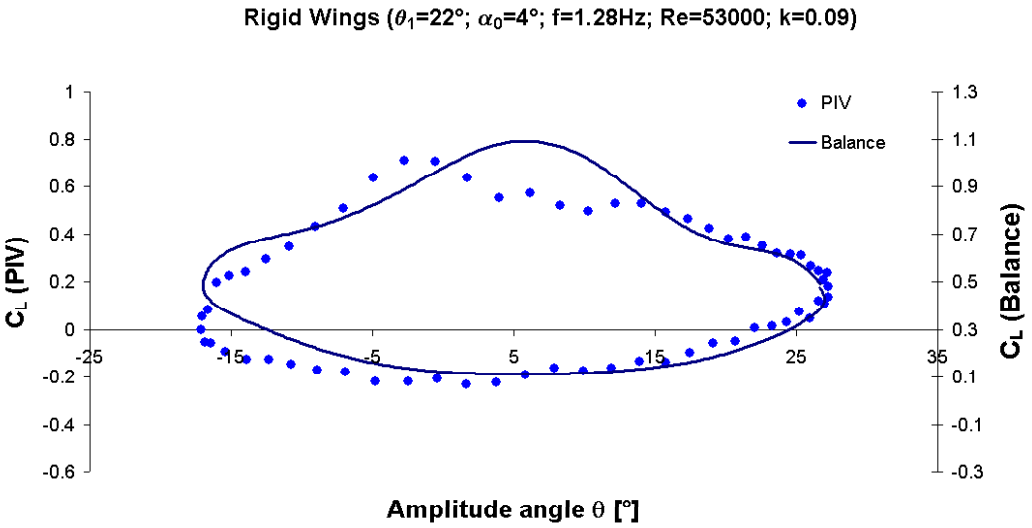


Abbildung 93: Darstellung der aus der Zirkulation der Randwirbelebene berechneten C_L-Werte über dem Amplitudenwinkel. Die Integration erfolgt im Nachlauf des gesamten Flügelbereiches. Zum Vergleich werden die C_z-Werte der Kraftmessungen herangezogen. (Rigid Wings θ_1=22°; α_0=4°; f=1.28Hz, k=0.09; U_∞=6m/s; über je 25 Bildpaare gemittelt).

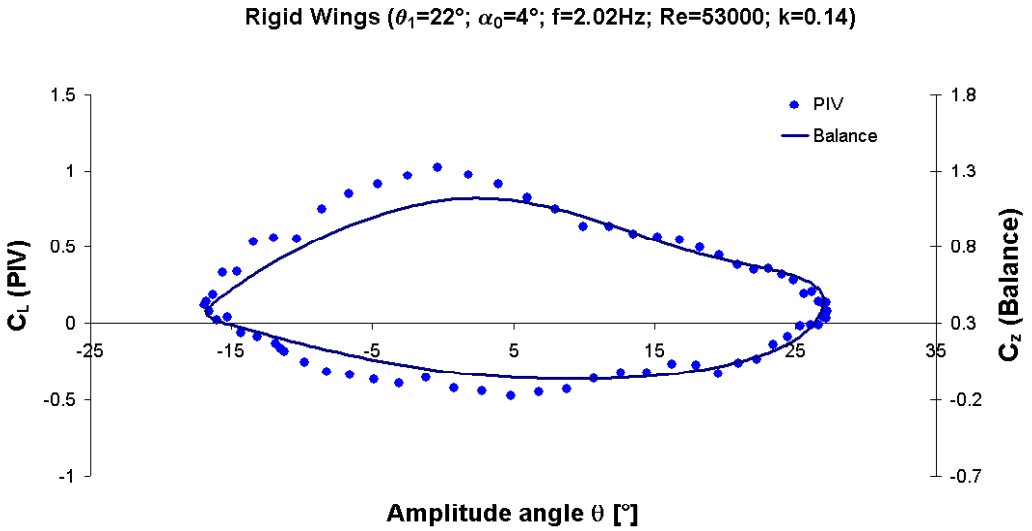


Abbildung 94: : Darstellung der aus der Zirkulation der Randwirbelebene berechneten C_L-Werte über dem Amplitudenwinkel. Die Integration erfolgt im Nachlauf des gesamten Flügelbereiches. Zum Vergleich werden die C_z-Werte der Kraftmessungen herangezogen. (Rigid Wings θ_1=22°; α_0=4°; f=2.02Hz, k=0.14; U_∞=6m/s; über je 25 Bildpaare gemittelt).

Abbildung 87 - Abbildung 90 zeigen den Einfluss der reduzierten Frequenz auf die Zirkulationsverteilung. Dabei folgen die Kurven dem durch die Berechnungen von Multhopp erwarteten Verlauf, bei dem mit zunehmendem *k* während des Aufschlages im distalen Flügelbereich zunehmend Abtrieb produziert wird. Allerdings liegen die Absolutwerte, wie die Werte des stationär angeströmten Flügels, deutlich niedriger. Hinzu kommt der Einfluss der bei hohen reduzierten Frequenzen auftretenden Strömungsabrisse und instationären Effekte sowie die Reynoldszahlabhängigkeit. Die Änderung in der Zirkulation über der Spannweite zeigt, dass der Aufrollprozess des Randwirbels 2.3c hinter dem Flügel noch nicht abgeschlossen ist. Es muss jedoch beachtet werden, dass von der im Nachlauf gemessenen Zirkulationsverteilung nur bedingt auf die Verteilung auf dem Flügel selbst geschlossen werden kann. Im Gegensatz zu den direkten Kraftmessungen wird im Nachlauf nicht mehr das Geschehen zu einem bestimmten Zeitpunkt dokumentiert, da nicht alle Materialteilchen mit der gleichen Geschwindigkeit davongetragen werden.

Der Vergleich der mittels PIV ermittelten Auftriebsbeiwerte mit den direkten Kraftmessungen (Abbildung 91 - Abbildung 94) zeigt eine deutliche Übereinstimmung in den Änderungen über den Flügelschlagzyklus hinweg, allerdings existiert ein Offset zwischen den PIV- und Waagenmessungen, der über den bei den stationären Messungen auftretenden Unterschieden liegt. Es hat sich gezeigt, dass somit die Absolutwerte zwar nicht zu ermitteln sind, in den gewählten Bereichen von Reynoldszahl und reduzierter Frequenz die relativen Änderungen der C_L-Werte über den Flügelschlagzyklus hingegen gut mit den C_z-Werten der Waagenmessungen übereinstimmen (Abbildung 91 - Abbildung 94). Diese dokumentieren den Verlauf der Auftriebserzeugung über den Flügelschlagzyklus hinweg und zeigen besonders bei hohen Reynoldszahlen eine sehr gute Übereinstimmung mit der durch die Kraftmessungen ermittelten Entwicklung. Abbildung 95 und Abbildung 96 zeigen den Vergleich der PIV-Messungen untereinander für verschiedenen Reynoldszahlen und Schlagfrequenzen und den damit einhergehenden unterschiedlichen reduzierten Frequenzen. Entsprechend den Erwartungen zeigen sich unabhängig von der Reynoldszahl bei höheren Schlagfrequenzen deutlich zunehmende Unterschiede der normierten Zirkulation im Vergleich von Auf- und Abschlag

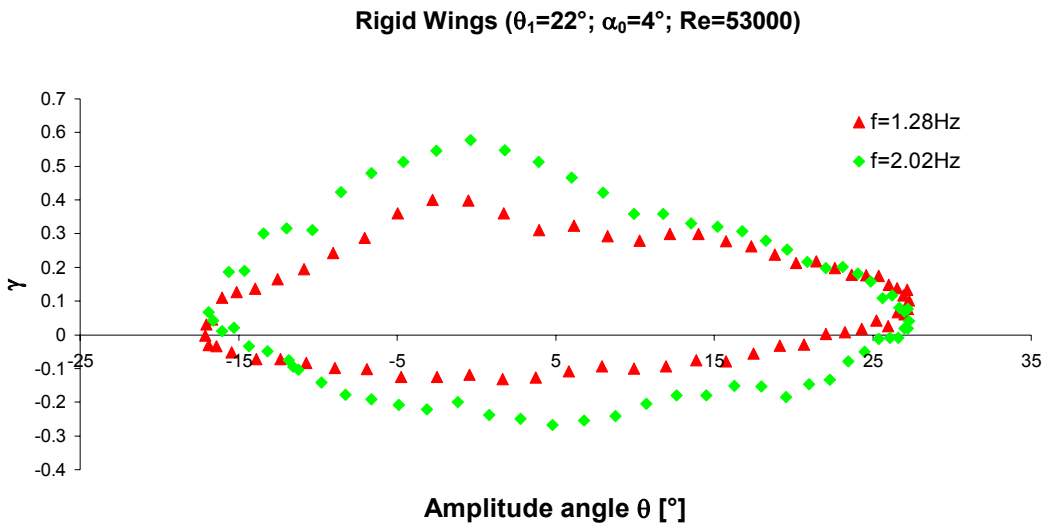


Abbildung 95: Darstellung der normierten Zirkulation über dem Amplitudenwinkel für verschiedene Flügelschlagfrequenzen. Die Integration erfolgt im Nachlauf des gesamten Flügelbereiches (Rigid Wings θ_1=22°; α_0=4°; U_∞=6m/s; über je 25 Bildpaare gemittelt).

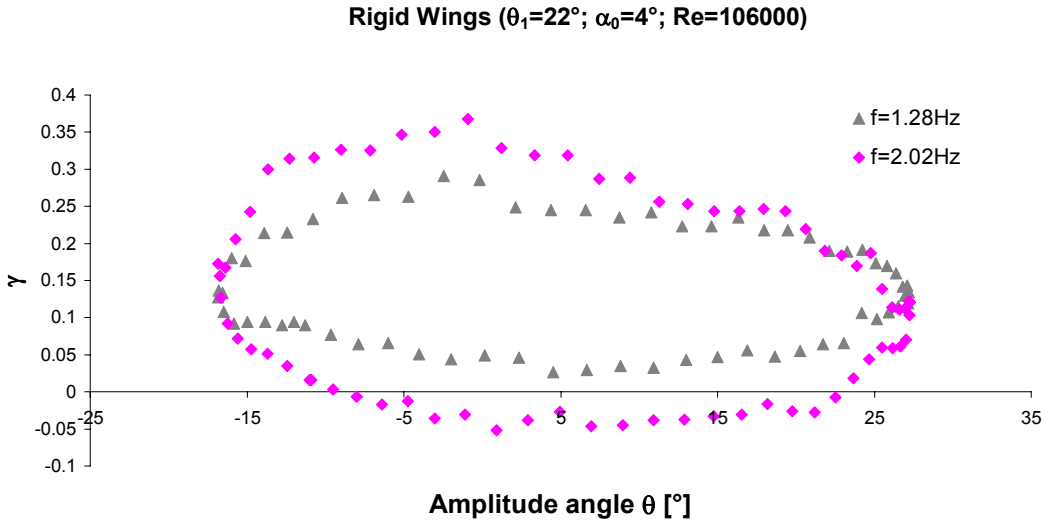


Abbildung 96: Darstellung der normierten Zirkulation über dem Amplitudenwinkel für verschiedene Flügelschlagfrequenzen. Die Integration erfolgt im Nachlauf des gesamten Flügelbereiches (Rigid Wings θ_1=22°; α_0=4°; U_∞=6m/s; über je 25 Bildpaare gemittelt).

Der Randwirbel

Die aus dem begrenzten Bereich des Randwirbels ermittelten Beiwerte zeigen deutlich größere Unterschiede im Auf- und Abschlag als die aus der Zirkulation des gesamten Beobachtungsgebiets, und sagen wenig aus über den vom gesamten Flügel erzeugten

Auftrieb. Allerdings spiegelt sich in ihnen besonders deutlich die Entwicklung des Randwirbels wieder, dessen Aufrollprozess noch nicht beendet ist.

Im Gegensatz zu stationär angeströmten Flügeln, bei denen die Stärke des Randwirbels lediglich geringen Fluktuationen unterworfen ist, ändert sich seine Stärke mit zunehmender reduzierter Frequenz. Hohe reduzierte Frequenzen führen dabei nicht nur zu starken Änderungen in der Wirbelstärke sondern können gegebenenfalls auch zu einer Umkehr der Drehrichtung führen. Dies ist der Fall, wenn der Flügel im Aufschlag unter stark negativem Anstellwinkel angeströmt wird. Abbildung 97 zeigt einen solchen Fall, für den die aus der Zirkulation berechneten Auftriebsbeiwerte in Abhängigkeit von der Position des Flügels dargestellt werden. Der Integrationsbereich beschränkt sich dabei auf das den Randwirbel umgebende Gebiet, da dies seine Charakteristik am besten widerspiegelt. Anhand der zugehörigen Vektorbilder wird die Entwicklung des Randwirbels über den Flügelschlagzyklus hinweg dargestellt.

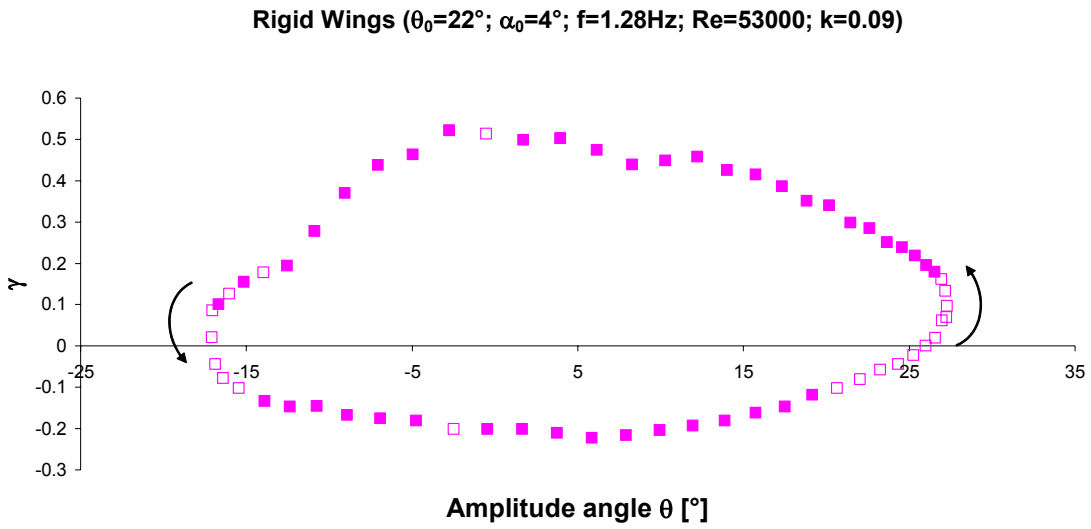
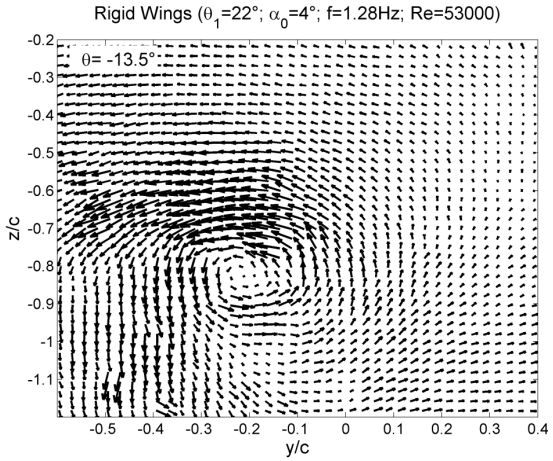


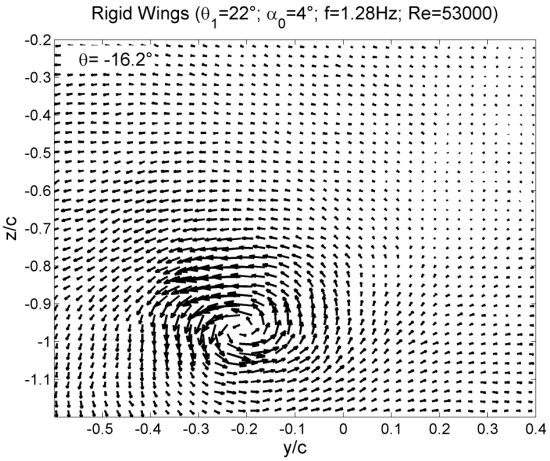
Abbildung 97: Darstellung der normierten Zirkulation über dem Amplitudenwinkel. Die Integration erfolgt im Bereich der Flügelspitze. Die ungefüllten Kästchen markieren die Bilder anhand derer die Entwicklung des Randwirbels dokumentiert wird (Rigid Wings θ_l=22°; α_0=4°; f=1.28Hz, k=0.09; U_∞=6m/s; über je 25 Bildpaare gemittelt).

Von besonderem Interesse sind hierbei der obere und untere Umkehrpunkt, bei denen sich im hier beispielhaft aufgeführten Fall die Drehrichtung des Randwirbels ändert. Bei den Vektorbildern handelt es sich um vergrößerte Ausschnitte des Gesamtbildes, die in Abhängigkeit von der Position der Wirbel ausgewählt sind. In Abbildung 98 ist die Entwicklung des Randwirbels am unteren Umkehrpunkt dargestellt. Vor Erreichen des unteren Umkehrpunktes ist ein deutlicher, gegen den Uhrzeigersinn drehender, Wirbel ausgebildet (a), dessen Stärke in Richtung des Umkehrpunktes deutlich abnimmt (a-e). Das Wirbelzentrum, das im Normalfall eine klare konzentrierte Struktur aufweist, fängt an sich aufzulösen (d), bis der Wirbel und seine Drehrichtung kaum noch zu erkennen

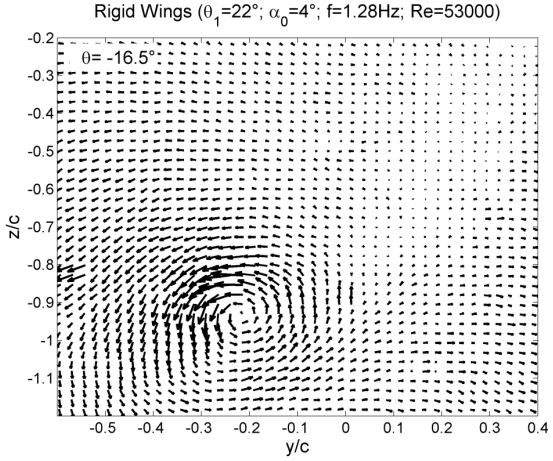
sind (e). Anschließend fängt ein neuer Randwirbel an, sich auszubilden, der schnell an Stärke zunimmt und eine Drehrichtung im Uhrzeigersinn aufweist (f, g).



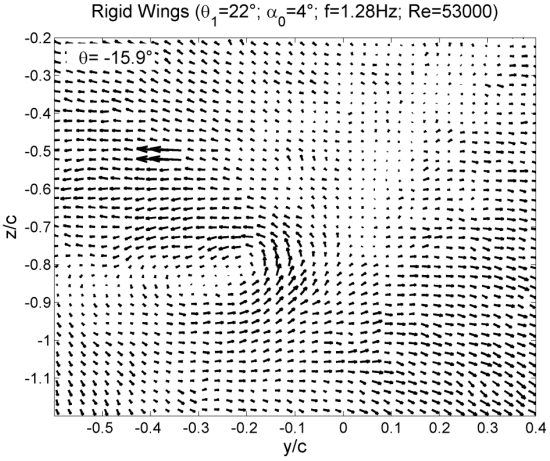
a)



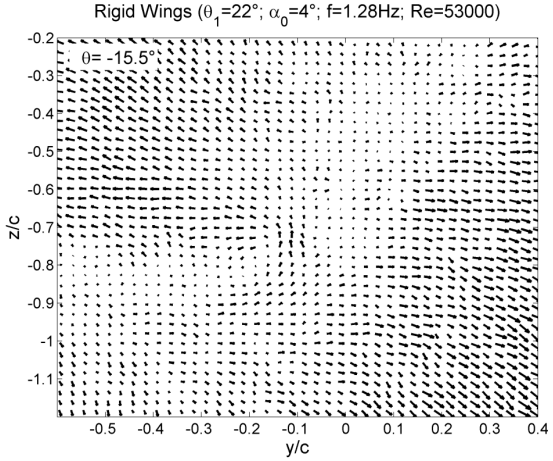
b)



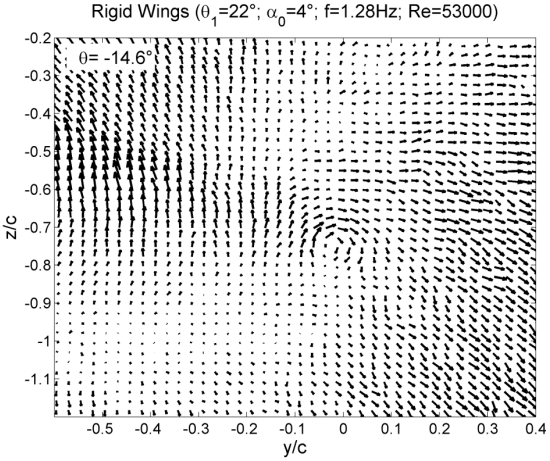
c)



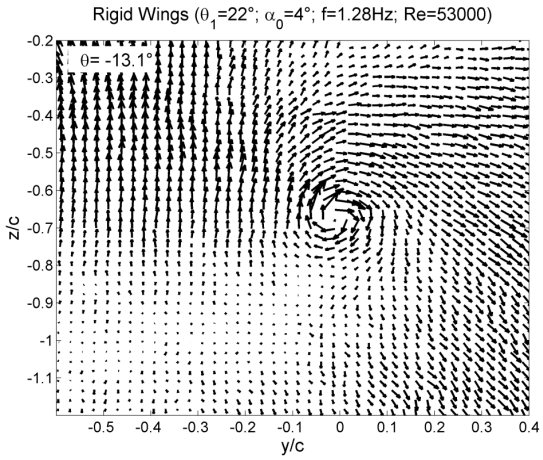
d)



e)



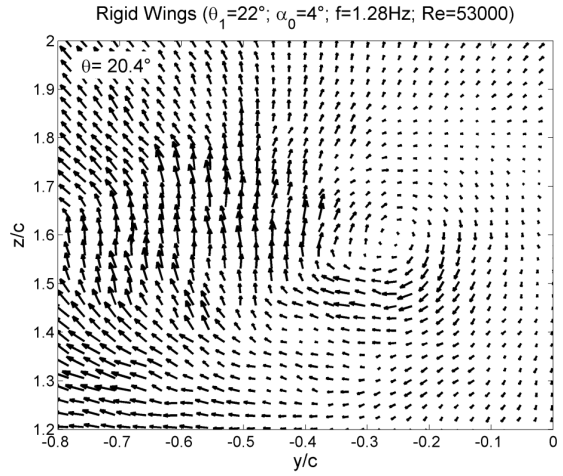
f)



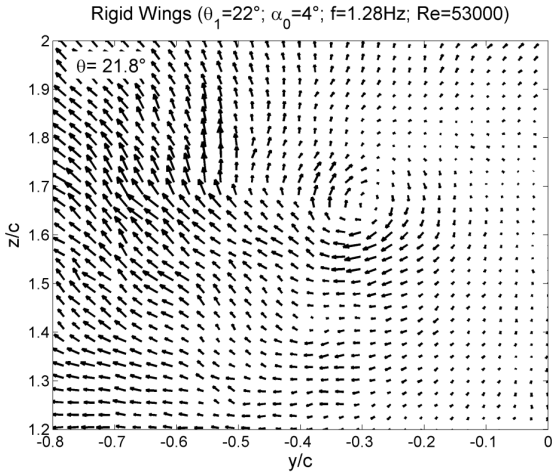
g)

Abbildung 98: Ausschnittsweise Darstellung der Randwirbelentwicklung im Bereich des unteren Umkehrpunktes (Rigid Wings; θ_1=22°; α_0=4°; f=1.28Hz, k=0.09; U_∞=6m/s; über je 25 Bildpaare gemittelt).

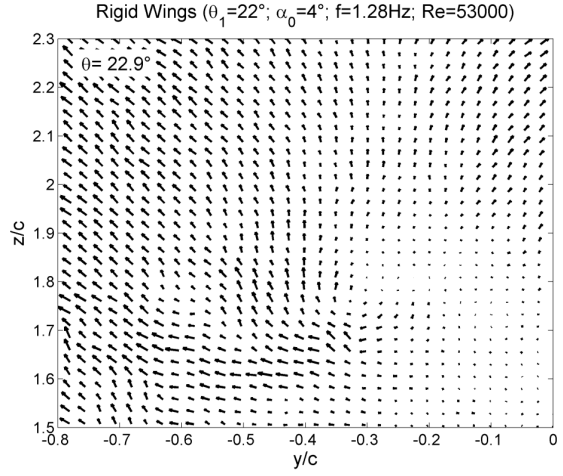
In Abbildung 99 ist in gleicher Weise wie für den unteren Umkehrpunkt das Geschehen am oberen Umkehrpunkt dokumentiert. Der im Uhrzeigersinn drehende Wirbel, der sich am unteren Umkehrpunkt ausgebildet hat, hat während des Aufschlages an Stärke zugenommen und verliert in der zweiten Phase des Aufschlages wieder an Stärke, um sich gegen Ende komplett aufzulösen (a-c). Die Dokumentation des Geschwindigkeitsverlaufes des Flügelschlagzyklus zeigt, dass sich der Flügel länger am oberen als am unteren Umkehrpunkt aufhält, ebenso dauert die Ausbildung eines neuen gegenläufig drehenden Wirbels deutlich länger. So ist in den Bildern (d-f) kein Wirbel zu erkennen. Erst in (g) ist wieder ein Ansatz zur Wirbelbildung zu erkennen. Dieser entgegen dem Uhrzeigersinn drehende Wirbel nimmt in den folgenden Bildern deutliche Konturen an (h-j), wobei das Wirbelzentrum zu Beginn noch nicht völlig klar definiert ist, sich jedoch zunehmend konzentriert, wobei am Ende ein deutlicher Wirbel zu verzeichnen ist.


Rigid Wings (θ_1=22°; α_0=4°; f=1.28Hz; Re=53000)
θ= 20.4°
z/c
y/c

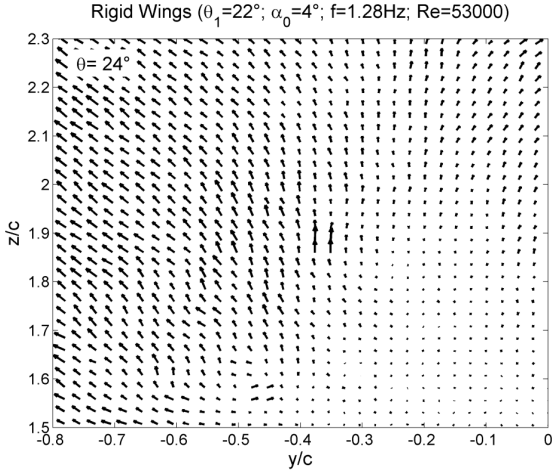
a)


Rigid Wings (θ_1=22°; α_0=4°; f=1.28Hz; Re=53000)
θ= 21.8°
z/c
y/c

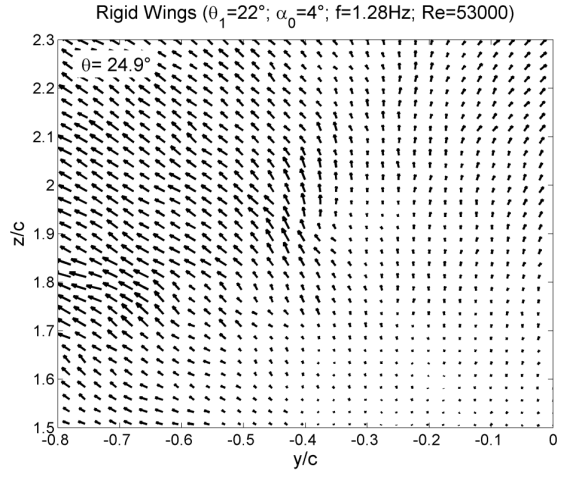
b)


Rigid Wings (θ_1=22°; α_0=4°; f=1.28Hz; Re=53000)
θ= 22.9°
z/c
y/c

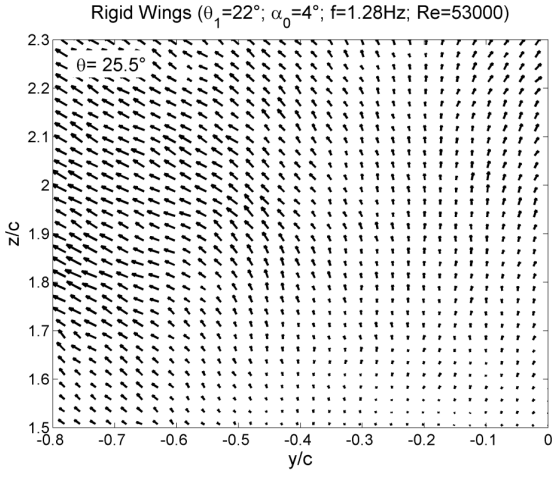
c)


Rigid Wings (θ_1=22°; α_0=4°; f=1.28Hz; Re=53000)
θ= 24°
z/c
y/c

d)


Rigid Wings (θ_1=22°; α_0=4°; f=1.28Hz; Re=53000)
θ= 24.9°
z/c
y/c

e)


Rigid Wings (θ_1=22°; α_0=4°; f=1.28Hz; Re=53000)
θ= 25.5°
z/c
y/c

f)

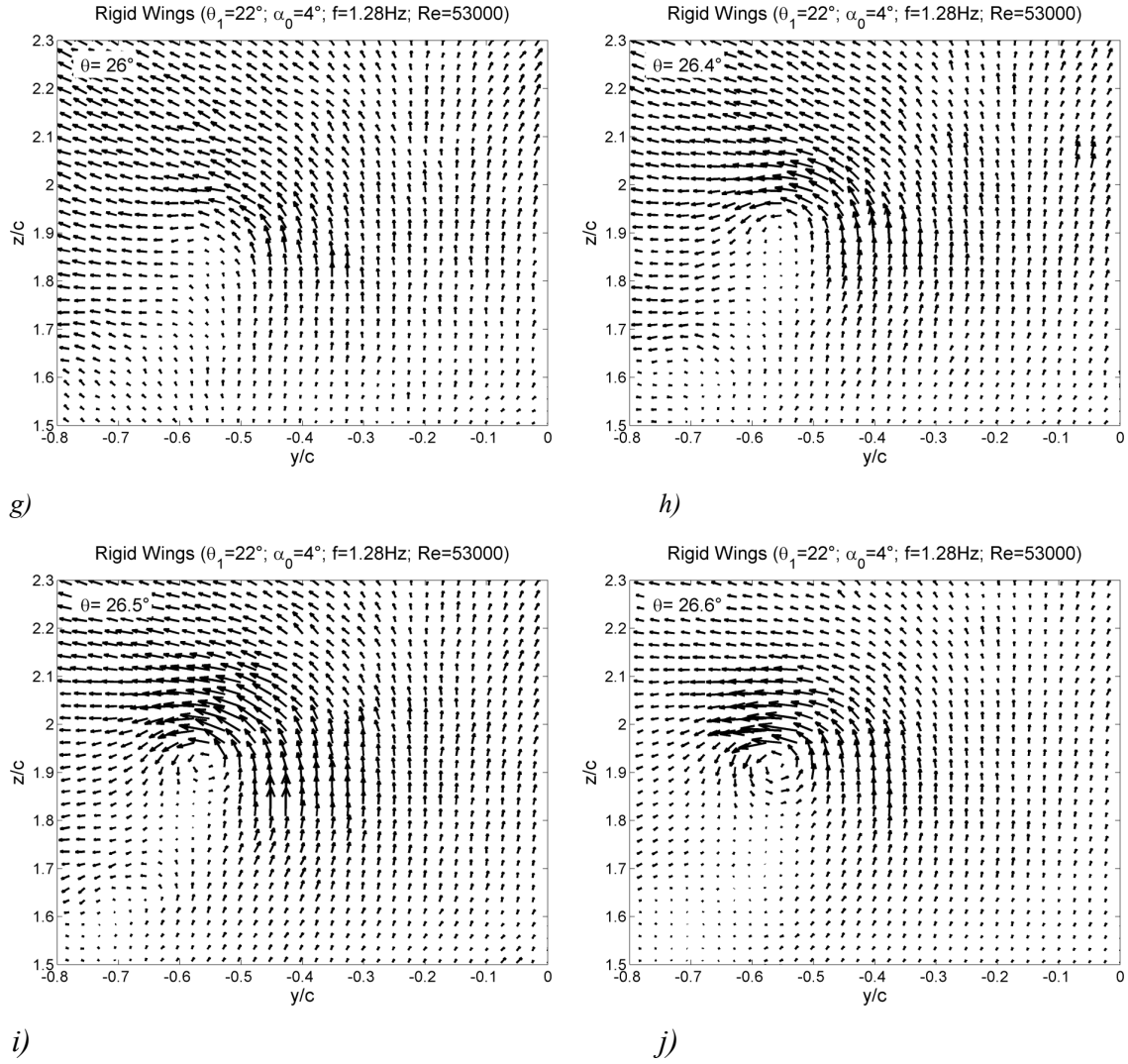
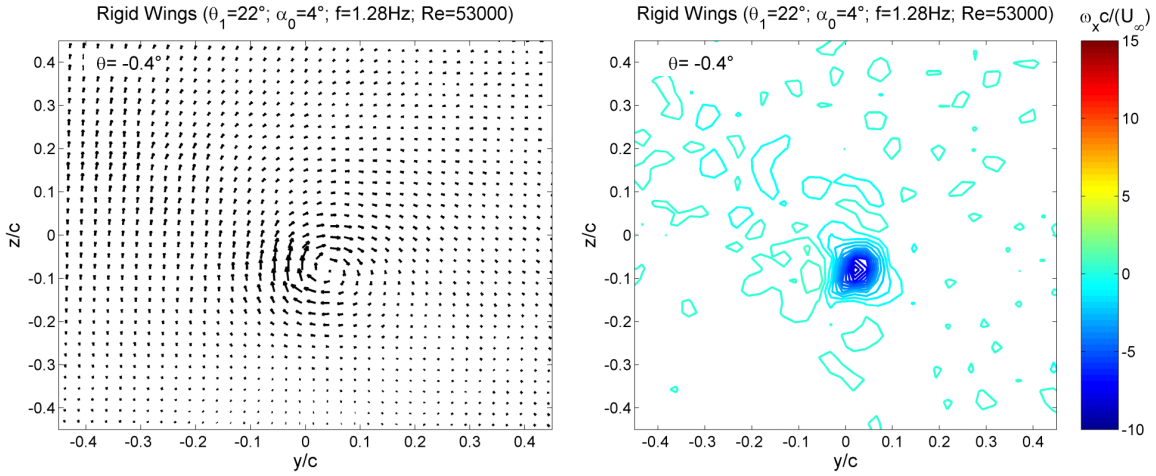


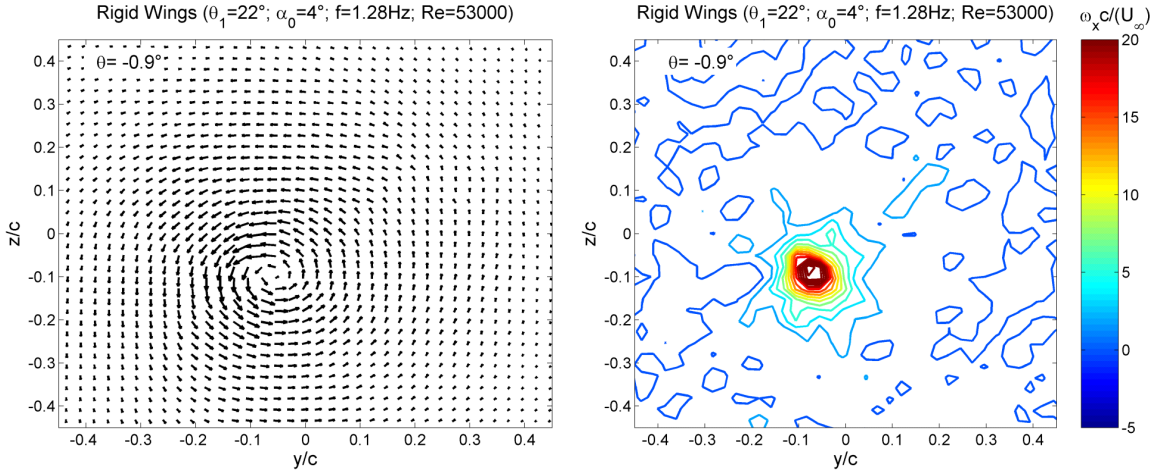
Abbildung 99: Ausschnittsweise Darstellung der Randwirbelentwicklung im Bereich des oberen Umkehrpunktes (Rigid Wings θ_1=22°; α_0=4°; f=1.28Hz, k=0.09; U_∞=6m/s; über je 25 Bildpaare gemittelt).

In Abbildung 100 und Abbildung 101 sind die beiden gegenläufig drehenden Randwirbel des Auf- und Abschlages nahe der Horizontalstellung des Flügels dargestellt. Entsprechend der in Abbildung 97 abgebildeten Auftriebsbeiwerte ist die Stärke des Randwirbels im Abschlag deutlich höher als die Stärke des gegenläufig drehenden Aufschlagswirbels, der auch eine geringere Achsensymmetrie aufweist.



a) *b)*

Abbildung 100: Darstellung eines Ausschnitts aus dem Vektor- bzw. Wirbelstärkefeld des im Uhrzeigersinn drehenden Randwirbels im Aufschlag des Flügels nahe der Horizontalposition (Rigid Wings θ_1=22°; α_0=4°; f=1.28Hz, k=0.09; U_∞=6m/s; über je 25 Bildpaare gemittelt).



a) *b)*

Abbildung 101: Darstellung eines Ausschnitts aus dem Vektor- bzw. Wirbelstärkefeld des gegen den Uhrzeigersinn drehenden Randwirbels im Abschlag des Flügels nahe der Horizontalposition (Rigid Wings θ_1=22°; α_0=4°; f=1.28Hz, k=0.09; U_∞=6m/s; über je 25 Bildpaare gemittelt).

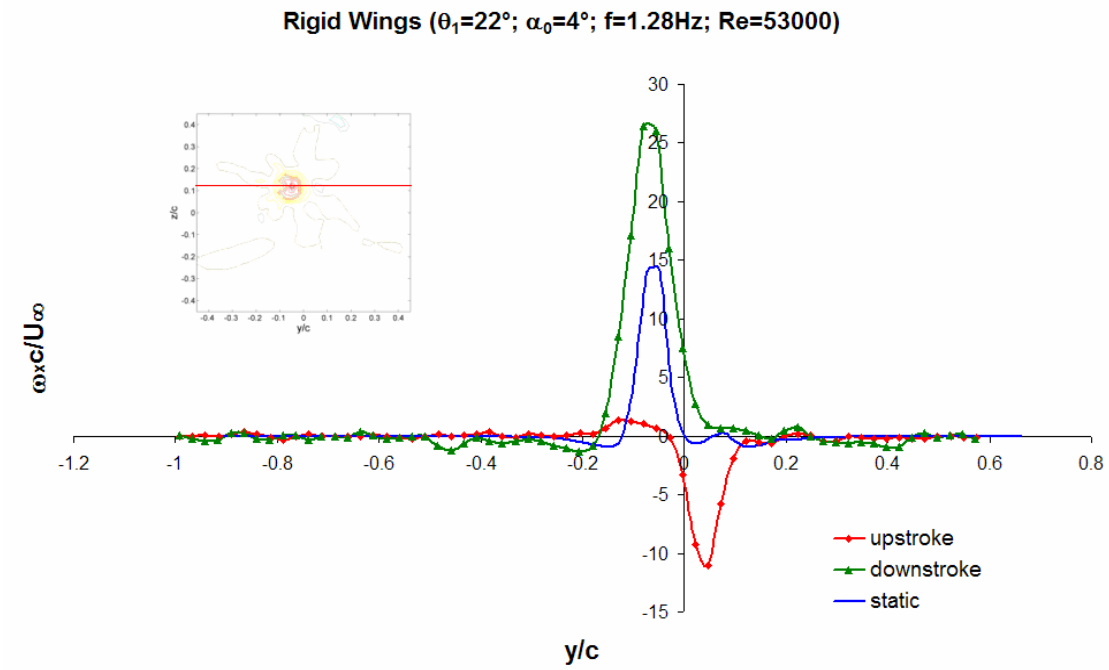


Abbildung 102: Darstellung der Verteilung der normierten Wirbelstärke im Bereich des Wirbelzentrums für einen stationär angeströmten und einen bewegten Flügel im Auf- und Abschlag. Das Diagramm zeigt einen horizontalen Querschnitt durch das Wirbelzentrum im Bereich der Horizontalstellung. (Rigid Wings θ_1=22°; α_0=4°; f=1.28Hz, k=0.09; U_∞=6m/s; Rigid Wings static; θ=0°; α_0=4°; U_∞=6m/s).

In Abbildung 102 ist die Wirbelstärke-Verteilung im Bereich des Wirbelzentrums eines stationär mit 6m/s angeströmten Flügels unter einem Anstellwinkel von 4° dargestellt. Ebenfalls aufgetragen ist die Verteilung der Wirbelstärke im Auf- und Abschlag des unter denselben Bedingungen in Bewegung gesetzten Flügels mit einer Schlagfrequenz von 1.28Hz. Die Positionen des Flügels, an denen die Messungen erfolgen, entsprechen dabei weitestgehend denen der Horizontalstellung. Entsprechend den Erwartungen zeigt sich im Abschlag eine deutlich höhere Wirbelstärke als im stationären Fall. Hingegen ist sie im Aufschlag entsprechend der Drehrichtung des Randwirbels negativ und liegt vom Betrag her unterhalb des stationären Flügels. Gleichzeitig zeigt sich ein deutlicher Unterschied im Bezug auf die Position auf der x-Achse. Während das Wirbelzentrum beim stationären Flügel und im Abschlag ausgehend von der Flügelspitze leicht nach innen verschoben ist, liegt das Zentrum im Aufschlag in entgegengesetzter Richtung und befindet sich damit außerhalb des Flügels. Nach Schlichting und Truckenbrodt 1960 (S.32) wird das Verhältnis des Randwirbelabstandes *b'* zur Spannweite *b* von der Zirkulationsverteilung auf dem Flügel bestimmt. Diese ändert sich über den Flügelschlagzyklus hinweg, wodurch es zu einer Änderung der Position des Wirbelzentrums in y-Richtung kommt. Gleichzeitig beschreibt der Flügel während seiner Bewegung eine Kreisbahn, womit sich die Position der Wirbelzentren in y-Richtung zusätzlich ändert. Demnach verringert sich der Abstand der Randwirbel zu

den Umkehrpunkten hin, während er in der Horizontalstellung sein Maximum erreicht. Dies impliziert eine zusätzliche Richtungskomponente in den aufgerollten Randwirbeln. In der Bewegung des Flügels, der damit einhergehenden Zirkulationsverteilung, sowie der durch die Bewegung induzierten Lateralströmung liegen mögliche Erklärungen für die Verschiebung des Wirbelzentrums über die Flügelspitze hinaus, wohingegen beim stationären Flügel lediglich Verschiebungen in proximaler Richtung erfolgen. Welche Ursachen hier im Vordergrund stehen, konnte bislang jedoch nicht abschließend geklärt werden.

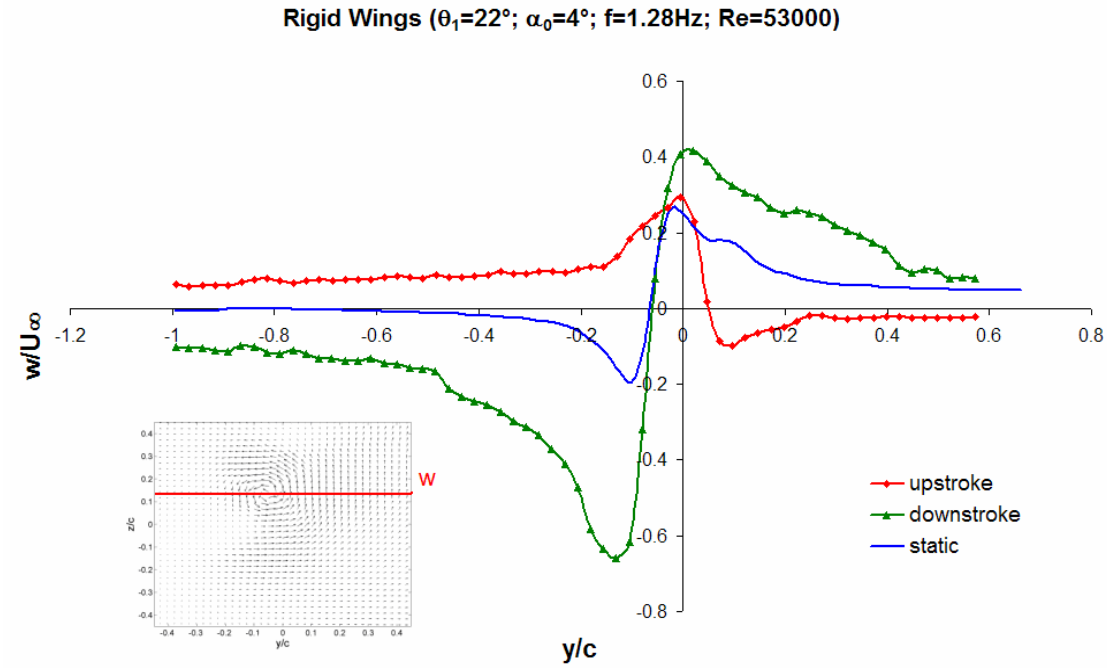


Abbildung 103: Darstellung der Verteilung der normierten w-Geschwindigkeitskomponente im Bereich des Wirbelzentrums eines stationär angeströmten und eines bewegten Flügels im Auf- und Abschlag. Das Diagramm zeigt einen horizontalen Querschnitt durch das Wirbelzentrum im Bereich der Horizontalstellung. (Rigid Wings θ_1=22°; α_0=4°; f=1.28Hz, k=0.09; U_∞=6m/s; Rigid Wings static; θ=0°; α_0=4°; U_∞=6m/s).

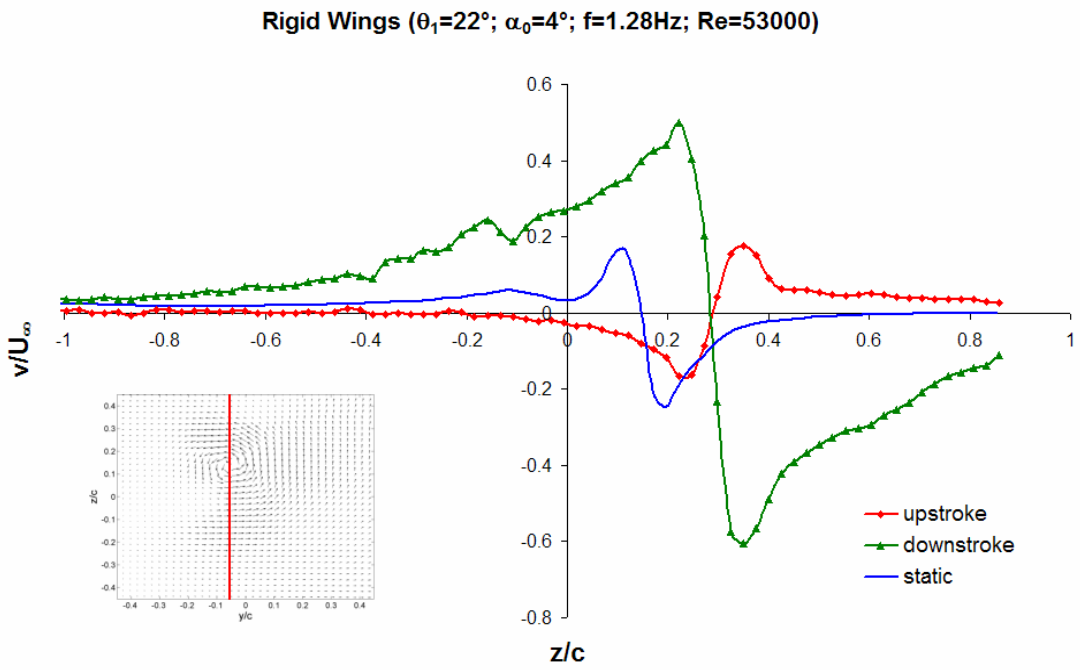


Abbildung 104: Darstellung der Verteilung der normierten v-Geschwindigkeitskomponente im Bereich des Wirbelzentrums eines stationär angeströmten und eines bewegten Flügels im Auf- und Abschlag. Das Diagramm zeigt einen horizontalen Querschnitt durch das Wirbelzentrum im Bereich der Horizontalstellung. (Rigid Wings θ_1=22°; α_0=4°; f=1.28Hz, k=0.09; U_∞=6m/s; Rigid Wings; static; θ=0°; α_0=4°; U_∞=6m/s).

Es ist zu erwarten, dass die mit hohen reduzierten Frequenzen einhergehenden instabilen Grenzschichten, Vorderkantenwirbel und Ablösungen die Form der Randwirbel deutlich beeinflussen. In Abbildung 105 ist die Zirkulation zweier unterschiedlicher Schlagfrequenzen (1.28Hz und 2.02Hz) über dem Amplitudenwinkel dargestellt. Dabei zeigt sich, dass es im bislang betrachteten Fall mit einer Schlagfrequenz von 1.28Hz und einer Reynoldszahl von 53000 zu einem Abfall der Zirkulation in der zweiten Phase des Abschlages nach Durchschreiten der Horizontalstellung kommt, der jedoch vergleichsweise sanft erfolgt. Im Gegensatz hierzu nehmen die Zirkulationswerte bei der Schlagfrequenz von 2.02Hz wesentlich schneller und deutlicher ab. Aufgrund der hohen reduzierten Frequenz und den damit verbundenen hohen effektiven Anstellwinkeln in dieser Phase des Flügelschlagzyklus ist davon auszugehen, dass dies die Auswirkungen eines von der Flügelspitze zum Rumpf hin fortschreitenden Strömungsabrisses sind.

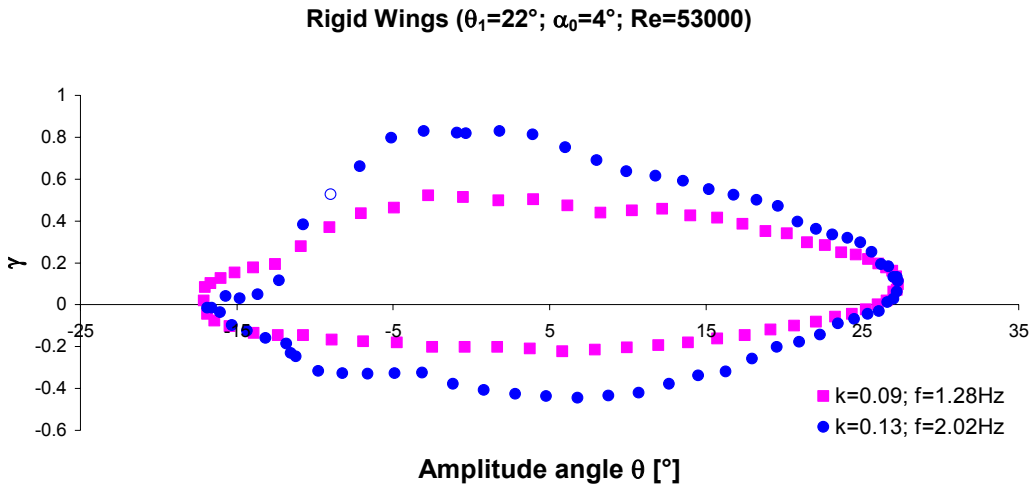


Abbildung 105: Darstellung der normierten Zirkulation über dem Amplitudenwinkel. Die Integration erfolgt im Bereich der Flügelspitze. Das ungefüllte Kästchen markiert die Position, an der der Randwirbel in Abbildung 106 dargestellt ist.

Abbildung 106 zeigt, dass der Randwirbel im Zuge der Strömungsablösung seine klar strukturierte Form verliert und in mehrere, teils gegensinnig drehende, Wirbel zerfällt. Der Zerfall schreitet fort und endet in der kompletten Auflösung der Randwirbelstruktur. Anschließend bildet sich ein neuer, klar strukturierter, gegensinnig drehender Randwirbel aus.

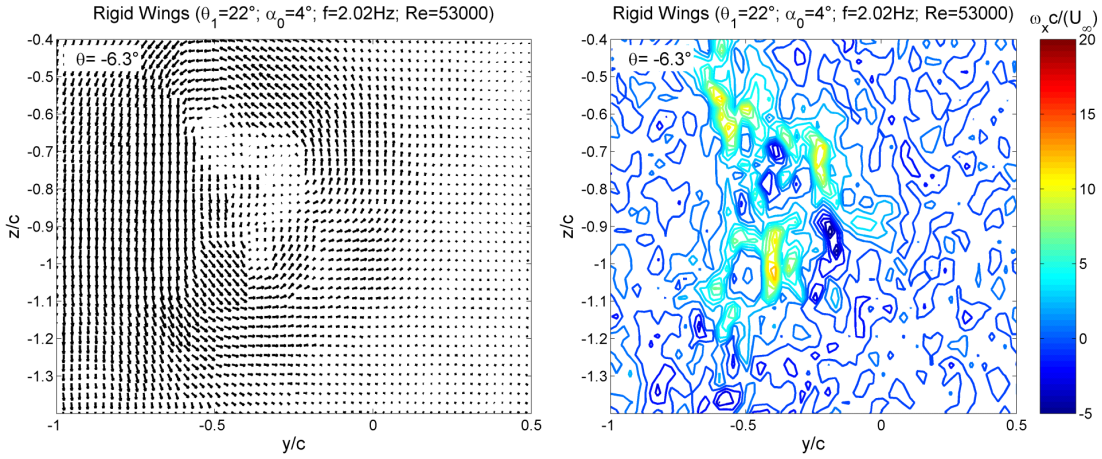


Abbildung 106: Darstellung des Vektor- und Wirbelstärkefelds im Bereich des Randwirbels bei hoher reduzierter Frequenz und damit einhergehendem Strömungsabriss im Außenbereich des Flügels während des Abschlags. (Rigid Wings; θ_1=22°; α_0=4°; f=2.02Hz, k=0.14; U_∞=6m/s; Rigid Wings; static).

In Abbildung 107 ist die Zirkulation für zwei verschiedene Reynoldszahlen dargestellt. Neben der Differenz in den maximalen und minimalen Beiwerten lässt sich auch der zunehmende Einfluss der aerodynamischen Phasenverschiebung erkennen. Am oberen und unteren Umkehrpunkt entsprechen die Anströmbedingungen am ehesten einem quasistationären Fall. Aufgrund der fehlenden Vertikalgeschwindigkeit wird die Anströmung dort alleine von der Horizontalströmung bestimmt, woraus am oberen und unteren Umkehrpunkt gleiche Zirkulationswerte resultieren sollten. Unter Berücksichtigung des Umstands, dass die Auslenkung des Flügels aus der Horizontalen nach unten deutlich geringer ist, sollten die Zirkulation unter quasistationären Bedingungen am unteren Umkehrpunkt geringfügig oberhalb der des oberen Umkehrpunktes liegen. Tatsächlich ist jedoch bereits bei einer niedrigen reduzierten Frequenz von 0.07 das genaue Gegenteil zu erkennen. Weitaus deutlicher jedoch zeigt sich die aerodynamische Phasenverschiebung bei der höheren reduzierten Frequenz, bei der der Unterschied in den Zirkulation der Umkehrpunkte noch deutlicher in Erscheinung tritt.

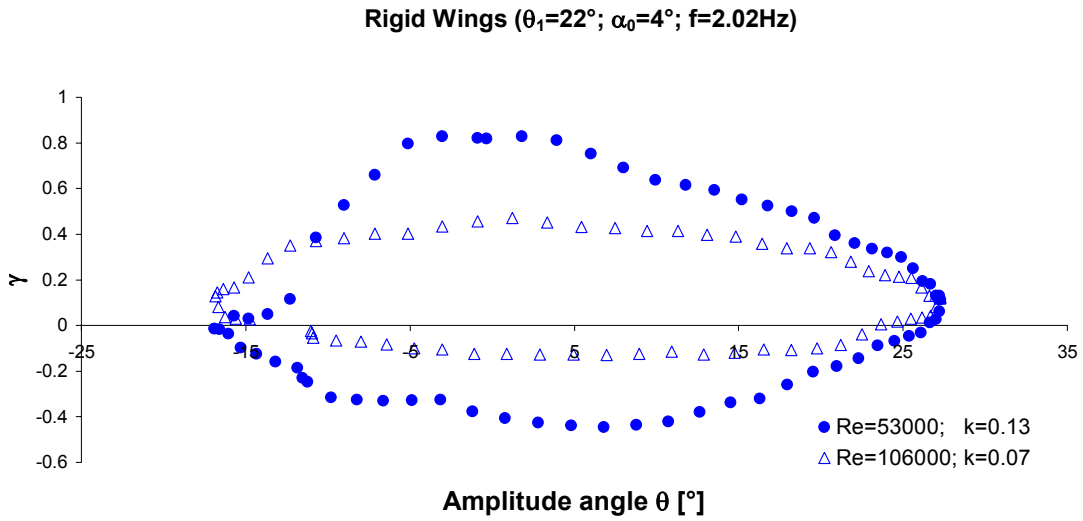


Abbildung 107: Darstellung der normierten Zirkulation über dem Amplitudenwinkel. Die Integration erfolgt im Bereich der Flügelspitze.

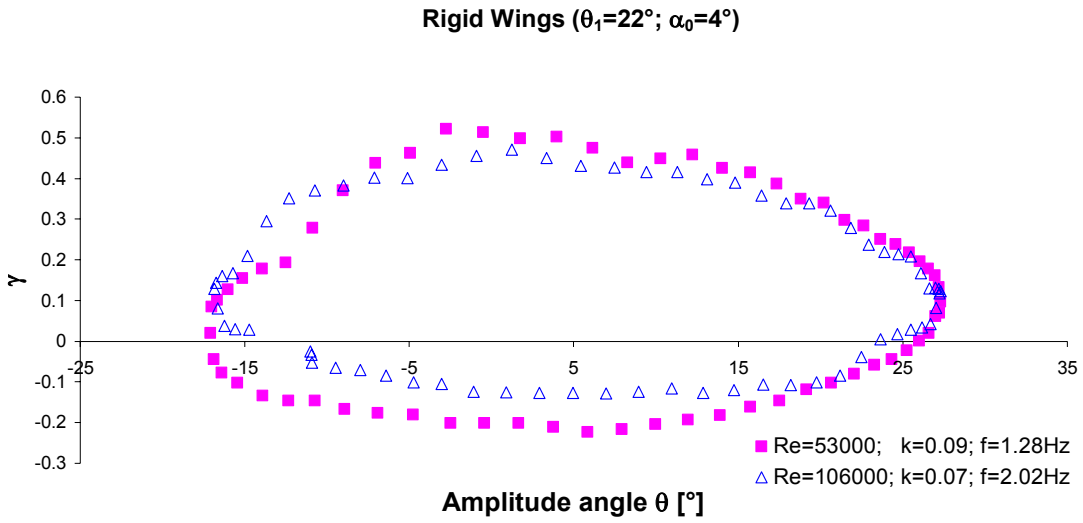


Abbildung 108: Darstellung der normierten Zirkulation über dem Amplitudenwinkel. Die Integration erfolgt im Bereich der Flügelspitze.

In Abbildung 108 sind zwei unterschiedliche Parametereinstellungen dargestellt, aus denen ähnliche reduzierte Frequenzen resultieren.

Winglets

Im Rahmen der Arbeit werden die starren Referenzflügel (Rigid Wings) an den Flügelspitzen mit verschiedenen Winglets ausgestattet, um ihre Auswirkung auf den Randwirbel zu dokumentieren. Aufgespreizte Handschwingen sind im Vogelflug ein weit verbreitetes Phänomen. Besonders in extremen Flugsituationen, während Start- und Landungen sowie Manövern ist der kaskadenförmige Verlauf der Flügelspitze oftmals zu beobachten, aber auch im Schlagflug tritt er auf, wenn auch vermindert. Im konventionellen Flugzeugbau gibt es zahlreiche Forschungen zur Reduzierung des induzierten Widerstandes und zur Förderung der Randwirbelauflösung, um die Gefahr für nachfolgende Flugzeuge zu minimieren (Rennich und Lele 1999, Corsiglia und Dunham 1976). So besitzt Boeing das Patent für den Split-Wing Loop, eine Schleife an den Flügelenden soll dabei den Übergang zwischen Unter- und Überdruckgebiet glätten. Ausgehend von den aufgespreizten Winglets des Vogelflügels führten Untersuchungen zur optimalen Kaskadenkonfiguration Berliner Wissenschaftler des Fachgebietes Evolutionsbiologie und Bionik zum gleichen Ergebnis. Hierbei wurden evolutive Algorithmen zur Optimierung genutzt. Inwieweit Winglets auf den Randwirbel am schlagenden Flügel Einfluss nehmen, ist bislang jedoch nicht bekannt. Dabei handelt es sich im Gegensatz zum stationären Flügel bereits um ein bewegtes, ineinander greifendes System. Abbildung 109 und Abbildung 110 zeigen die Form des Randwirbels beim starren Referenzflügel und für die Flügel mit kaskadenförmig

angeordneten Aluminium Winglets im Fall einer stationären Anströmung von 12m/s bei einem Anstellwinkel von 4°. Im Gegensatz zum Referenzflügel, dessen Randwirbel sehr konzentriert und nahezu achsensymmetrisch ist, weist das Vektor- bzw. Wirbelstärkefeld der mit Winglets ausgestatteten Flügel deutlich niedrigere Geschwindigkeiten bzw. Wirbelstärke auf, die jedoch über ein weiteres Gebiet verbreitet sind. Die Achsensymmetrie des Randwirbels hebt sich auf und es bildet sich ein weiteres Wirbelzentrum aus. Während sich die Konturen und Geschwindigkeiten der Randwirbel stark unterscheiden liegt die Zirkulation des Flügels mit Winglets lediglich 2.8% unterhalb der für den normalen Flügel berechneten, allerdings ist die Standardabweichung 14% höher als beim Referenzflügel. Die Ausbildung eines zweiten Wirbelzentrums ist auch für Geschwindigkeiten von 6m/s und 3m/s deutlich zu erkennen (Abbildung 111).

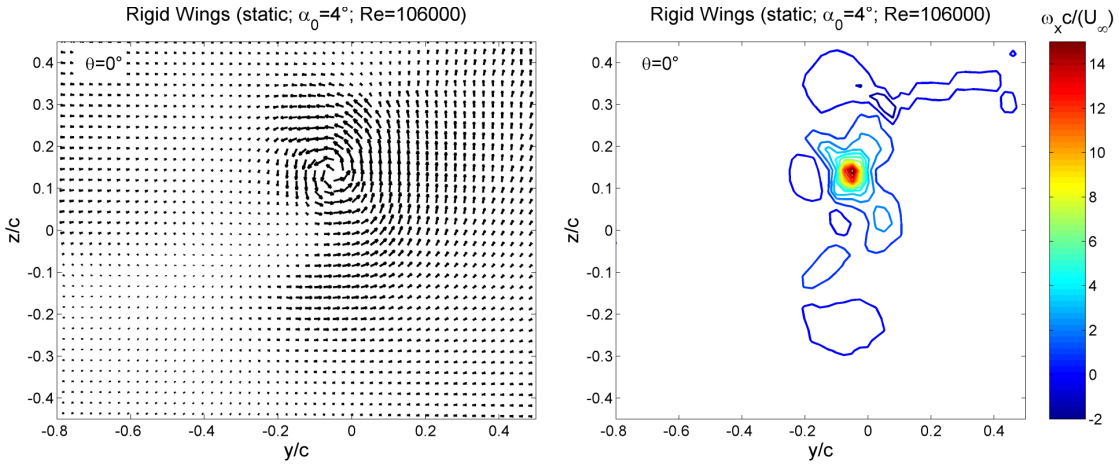


Abbildung 109: Ausschnitt aus dem normierten Vektor- und Wirbelstärkefeld eines stationär angeströmten Flügels. (Rigid Wings; static; θ =0°; α_0=4°; f=0Hz, k=0; U_∞=12m/s, über 500 Messungen gemittelt).

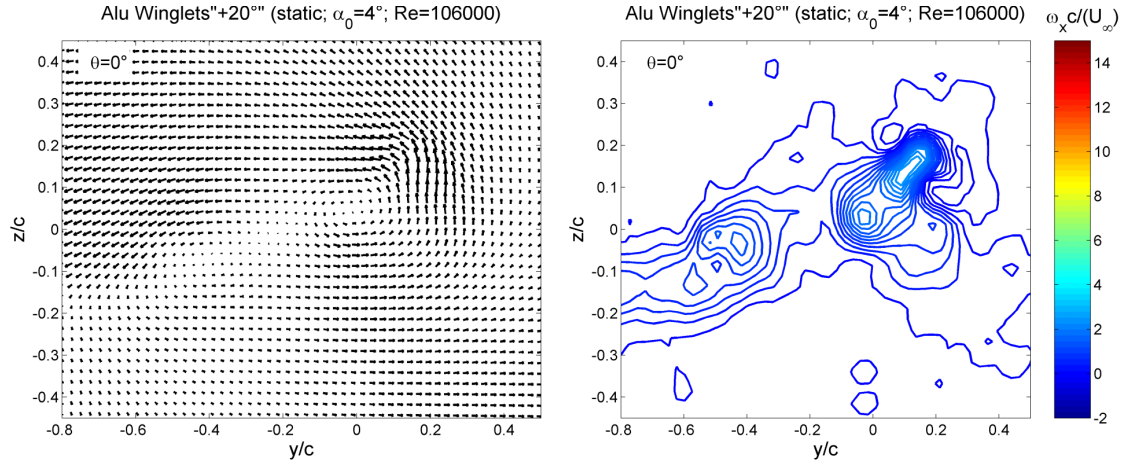


Abbildung 110: Ausschnitt aus dem normierten Vektor- und Wirbelstärkefeld eines stationär angeströmten Flügels mit Aluminium Winglets. (Alu Winglets"+20°"; static; θ=0°; α_0=4°; U_∞=12m/s, über 150 Messungen gemittelt).

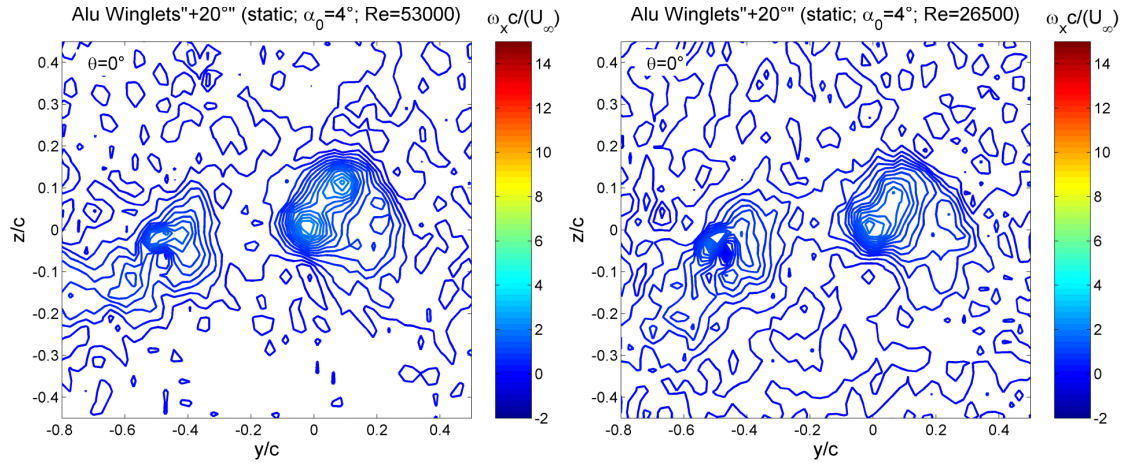


Abbildung 111: Ausschnitt aus dem normierten Vektor- und Wirbelstärkefeld eines stationär angeströmten Flügels mit Aluminium Winglets. Die Integration erfolgt im Bereich der Flügelspitze. (Alu Winglets"+20°"; static; θ=0°; α_0=8°; U_∞=6m/s und U_∞=3m/s, über 150 Messungen gemittelt).

Der Vergleich der über den Flügelschlag berechneten Zirkulation für den bewegten Referenzflügel und den Flügel mit aufgespreizten Aluminium Winglets in Abbildung 112 zeigt, dass sich im Gegensatz zum stationären Fall die berechneten Werte stark voneinander unterscheiden können. Während die Werte des starren Referenzflügels einen kontinuierlichen Verlauf nehmen, bleibt beim Flügel mit Winglet der Verlauf über Auf- und Abschlag zwar im Großen und Ganzen erhalten, dennoch können aufeinander folgenden Werte stark voneinander abweichen ($\Delta\gamma$). Die unterschiedliche Skalierung in Abbildung 112 und Abbildung 113 vermittelt den Eindruck, als ob die Streuung der Werte mit steigender Reynoldszahl zunimmt. Ein genauer Vergleich bei konstanter Skalierung zeigt jedoch, dass sich die Streuung der Zirkulationswerte nur

leicht verändert. Während sie bei den aufgespreizten Aluminium Winglets tatsächlich mit zunehmender Reynoldszahl von einem Δγ von 0.15 auf 0.13 leicht abfällt (Abbildung 114), können bei den gefiederten Winglets keine signifikanten Änderungen in der Streuung verzeichnet werden: sie liegen bei einem Δγ um 0.07 (Abbildung 115). Bei allen drei Reynoldszahlen weisen die gefächerten Aluminium Winglets eine deutlich höhere Streuung (Δγ=0.13-0.15) auf als die aus Federn bestehenden (Δγ=0.07) bzw. die ungefächerten Aluminium Winglets (Δγ=0.08-0.09). Neben der geringeren Streuung der gefiederten Winglets ist im Vergleich zum Referenzflügel ein leicht erhöhter Auftriebsbeiwert zu verzeichnen.

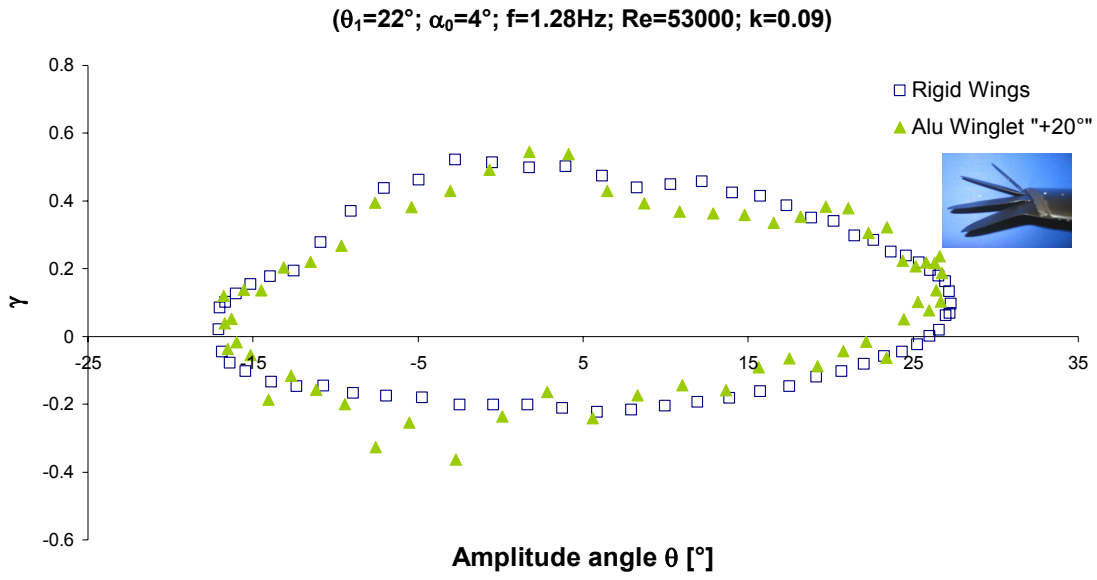


Abbildung 112: Darstellung der normierten Zirkulation über dem Amplitudenwinkel. Die Integration erfolgt im Bereich der Flügelspitze. (Alu Winglets (spread +20°) θ_1 =22°; α_0=4°; f=1.28Hz, k=0.09 U_∞=6m/s).

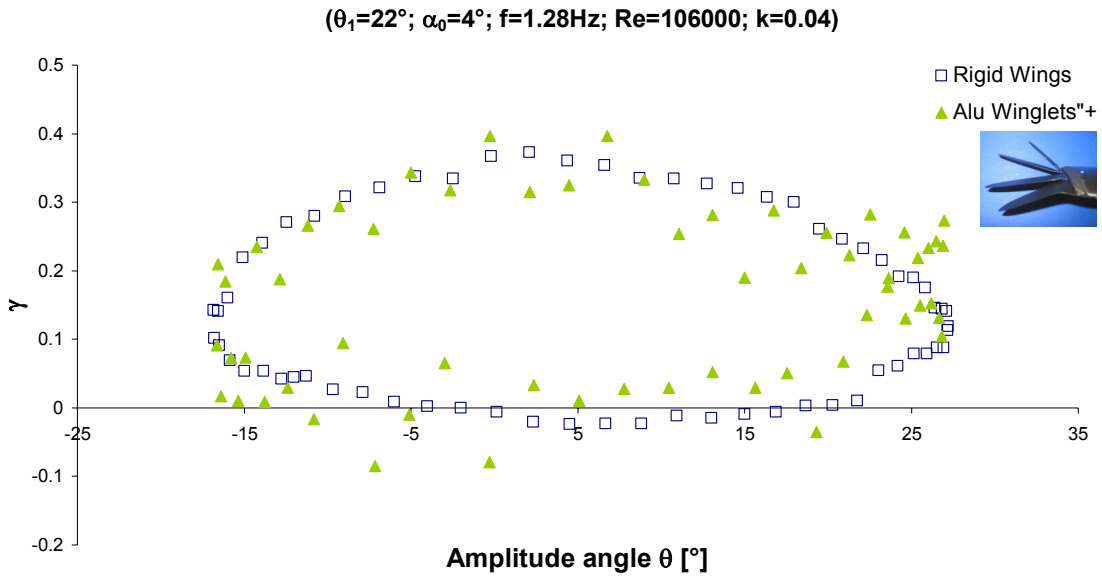


Abbildung 113: Darstellung der normierten Zirkulation über dem Amplitudenwinkel. Die Integration erfolgt im Bereich der Flügelspitze. (Alu Winglets (spread +20°) θ_1 =22°; α_0=4°; f=1.28Hz, k=0.04 U_∞=12m/s).

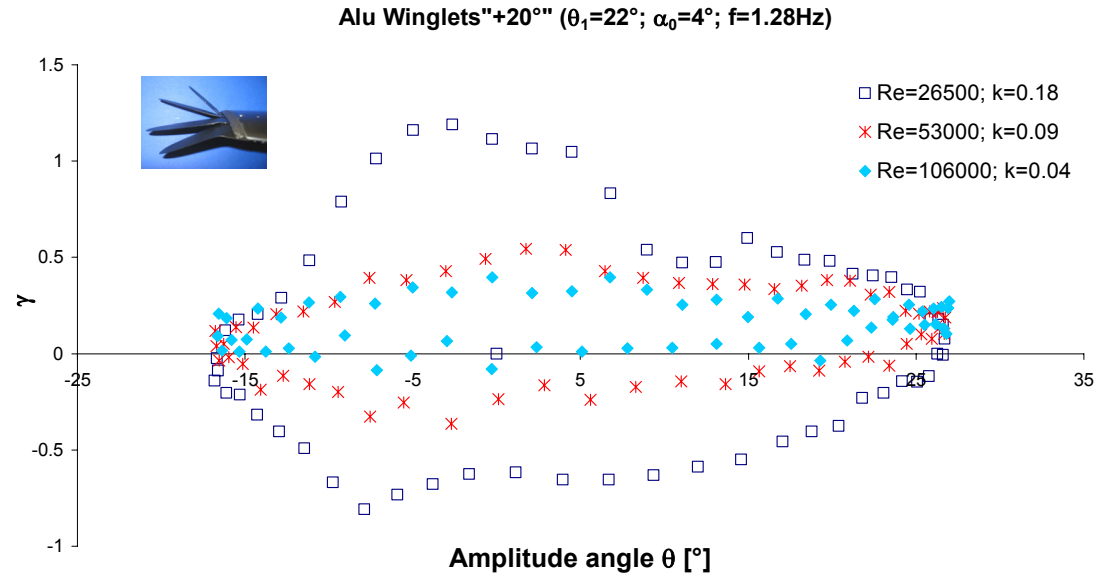


Abbildung 114: Darstellung der normierten Zirkulation über dem Amplitudenwinkel. Die Integration erfolgt im Bereich der Flügelspitze. (Alu Winglets (spread +20°); θ_1 =22°; α_0=4°; f=1.28Hz).

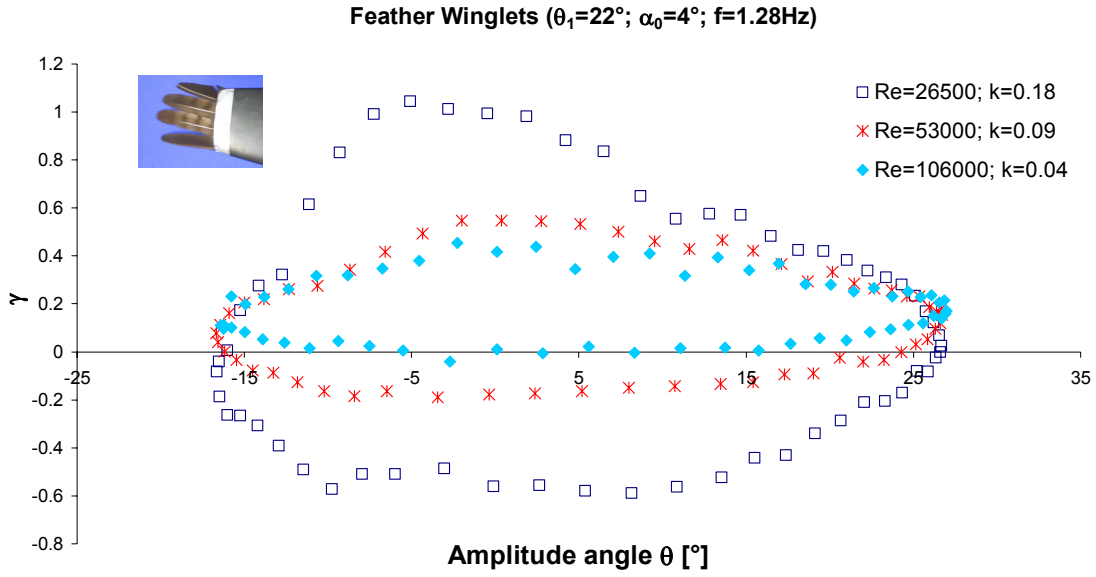


Abbildung 115: Darstellung der normierten Zirkulation über dem Amplitudenwinkel. Die Integration erfolgt im Bereich der Flügelspitze. (Feather Winglets; θ_1 =22°; α_0=4°; f=1.28Hz).

Im Vergleich zu den gefiederten Winglets zeigen die Flügel mit den gespreizten Aluminium Winglets eine geringfügig höhere maximale bzw. minimale Zirkulation bei kleineren Reynoldszahlen.

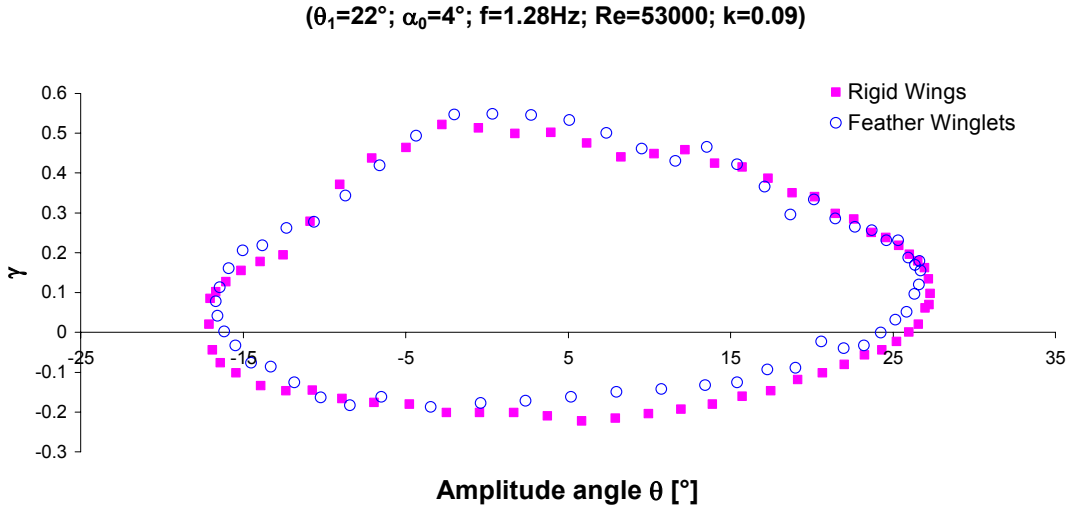
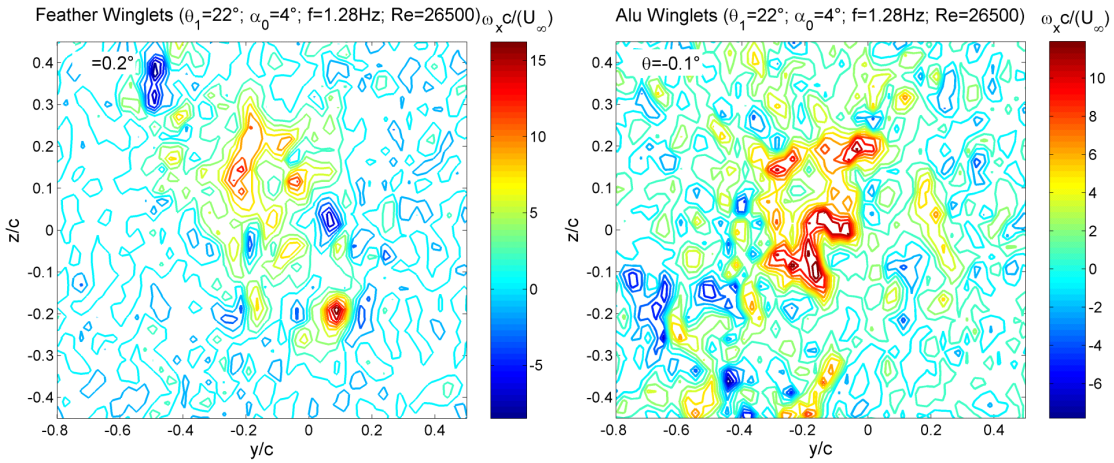


Abbildung 116: Darstellung der aus der Zirkulation berechneten Auftriebsbeiwerte über dem Amplitudenwinkel. Die Integration erfolgt im Bereich der Flügelspitze. (θ_1 =22°; α_0=4°; f=1.28Hz, k=0.09 U_∞=6m/s).

Bei allen mit Winglets ausgestatteten Flügeln weisen die Randwirbel deutliche Abweichungen von einer achsensymmetrischen Form auf (Abbildung 117 und Abbildung 118). Diese Abweichungen zeigen sich über den gesamten Flügelschlagzyklus. Der vormals stark konzentrierte Randwirbel löst sich in mehrere kleinere Wirbelstärkezentren auf. Im Gegensatz zur Zirkulation des stationär angeströmten Flügels können sich die Zirkulationswerte in Einzelfällen stark von denen des Referenzflügels unterscheiden. Obwohl das Wirbelstärkefeld des Flügels mit gefiederten Winglets bzw. ungespreizten Aluminium Winglets ebenfalls eine deutliche Dezentralisierung des Randwirbels aufweist, liegt die Streuung der Zirkulation deutlich niedriger als beim Flügel mit gespreizten Aluminium Winglets. Der Grund für die starke Streuung der Flügel mit kaskadenförmig angeordneten Aluminium Winglets ist eine Auffächerung des Randwirbels in vertikaler Richtung, während die sich in einer Ebene befindenden Winglets die Kontur des Randwirbels zwar aufbrechen in seiner Ebene jedoch nur wenig verschieben. Für genauere Untersuchungen hierzu müssen stereoskopische Aufnahmen durchgeführt werden und die Entwicklung des Randwirbels in den verschiedenen Ebenen an und hinter der Flügelspitze untersucht werden.



a) *b)*

Abbildung 117: Ausschnitt aus dem normierten Vector- und Wirbelstärkefeld eines bewegten Flügels. a) mit gefiederten Winglets. b) mit Aluminium Winglets.. (Winglets; θ_1 =22°; α_0=4°; f=1.28Hz, k=0.18; U_∞=3m/s).

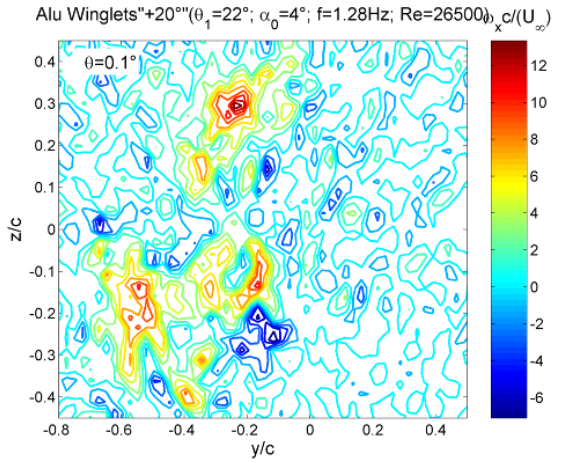
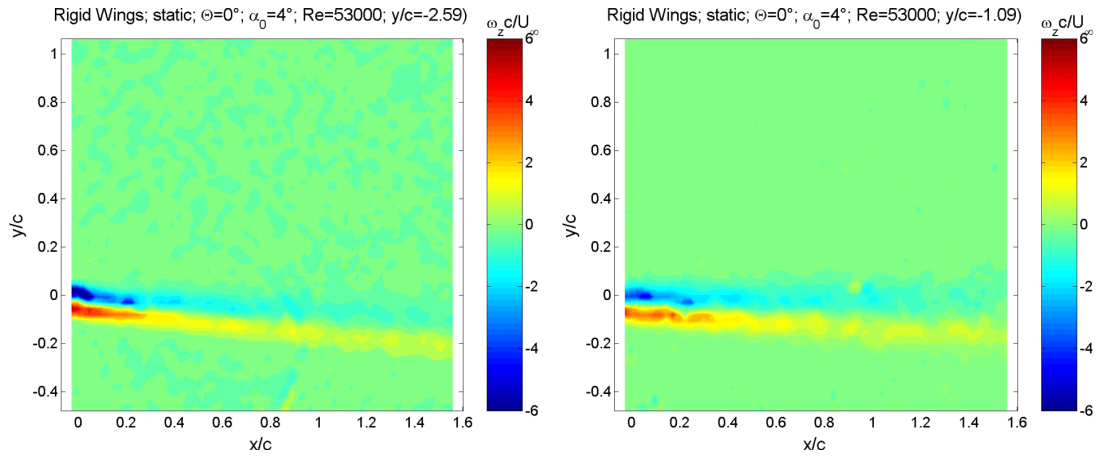


Abbildung 118: Ausschnitt aus dem normierten Vector- und Wirbelstärkefeld eines bewegten Flügels mit aufgespreizten Aluminium Winglets. (Alu Winglets"+20°";θ_1 =22°; α_0=4°; f=1.28Hz, k=0.18; U_∞=3m/s).

5.2 Ergebnisse der Querwirbelvisualisierung

Änderungen in der Zirkulation des gebundenen Wirbels zeigen sich im Nachlauf durch sich von der Hinterkante des Flügels abscheidende Querwirbel. Bei dem mit einer konstanten Geschwindigkeit unter einem Anstellwinkel von 4° angeströmten unbewegten Flügel sollten sich daher aufgrund der konstanten Auftriebsproduktion keine Querwirbel von der Hinterkante ablösen. Der Nachlauf dieses Flügels bei einer Reynoldszahl von 53000 ist für zwei Positionen entlang der Spannweite in Abbildung 119 dargestellt. Gezeigt wird die normierte Wirbelstärke, die über 100 Bilder gemittelt ist. Die Scherschicht und die daraus resultierende Wirbelstraße sind dabei gut zu erkennen. Die Messungen erfolgen ausgehend von der Flügelspitze an Positionen von -1.09*c*, -1.84c, -2.59 und -3.35*c* in proximaler Richtung. Vom Körper aus gesehen liegen die beiden dargestellten Positionen damit bei etwa 33% bzw. 66% der Halbspannweite. Da der Flügel mit konstanter Geschwindigkeit angeströmt wird, sollte die Änderung der Zirkulation im Nachlauf gegen Null gehen. Die für den Nachlauf des Flügels berechnete Zirkulationsänderung ist entsprechend niedrig, jedoch vorhanden und nimmt dabei zur Flügelspitze hin zu. Sie steigt von $\Delta\gamma(-3.35c)$=0.0021 auf $\Delta\gamma(-1.09c)$=0.0036, allerdings ergibt sich bei der Mittelung über 100 Bilder eine sehr hohe Standardabweichung die bei 0.02 bzw. 0.026 liegt und sich damit im Größenordnungsbereich der für den bewegten Flügel angenommenen Zirkulationsänderungen befindet. Eine Mittlung von lediglich 25 Bildern zeigt keine signifikanten Abweichungen in der Standardabweichung.



a) *b)*

Abbildung 119:Darstellung der normierten Wirbelstärke im Nachlauf eines stationär angeströmten Flügels. (Rigid Wings; static; θ=0°; α_0=4°; U_∞=6m/s; über 100 Bildpaare gemittelt).

Der Grund für die erhöhte Zirkulationsänderung im distalen Bereich des Flügels kann in dem zunehmenden Einfluss des Randwirbels liegen. Die hohe Dreidimensionalität der Strömung kann in diesem Bereich von den 2D Messungen nur unzureichend erfasst werden.

In Abbildung 120 ist die Änderung der normierten Zirkulation für eine reduzierte Frequenz von *k=0.18* über den Flügelschlagzyklus hinweg für verschiedene Positionen entlang der Spannweite dargestellt. Negative $\Delta\gamma$-Werte bedeuten hierbei, dass die Zirkulation des gebundenen Wirbels abnimmt, während positive $\Delta\gamma$-Werte einen Anstieg und damit eine Zunahme des Auftriebs anzeigen. Die Zirkulationsänderungen sind vergleichsweise hoch und nehmen zur Flügelspitze hin deutlich zu, wie auch die Darstellungen in Abbildung 121 erkennen lassen.

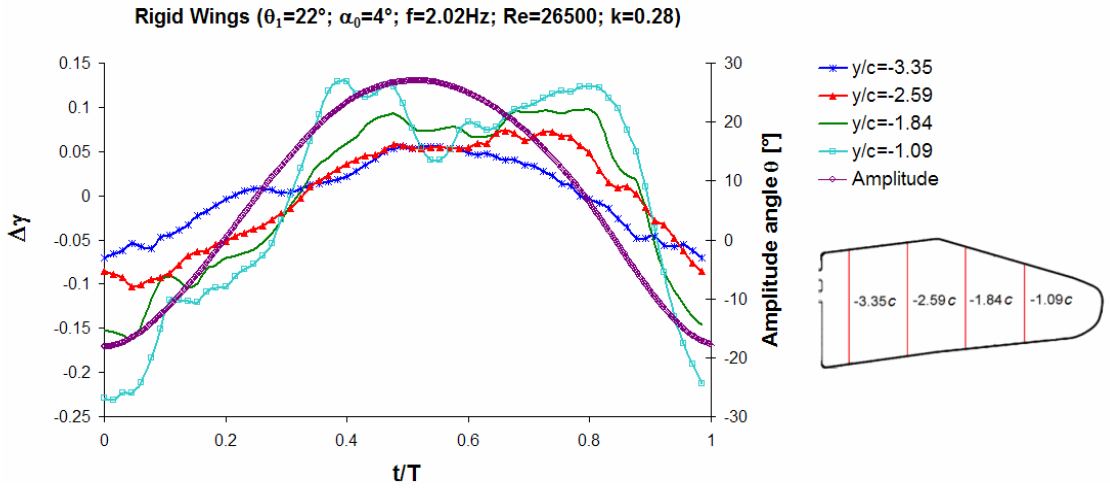


Abbildung 120: Darstellung der normierten Zirkulationsänderung über den Flügelschlagzyklus für 4 verschiedene Positionen entlang der Spannweite. Der Flügelschlagzyklus beginnt hierbei am unteren Umkehrpunkt. (Rigid Wings; θ_1=22°; α_0=4°; f=2.02Hz, Re=26500).

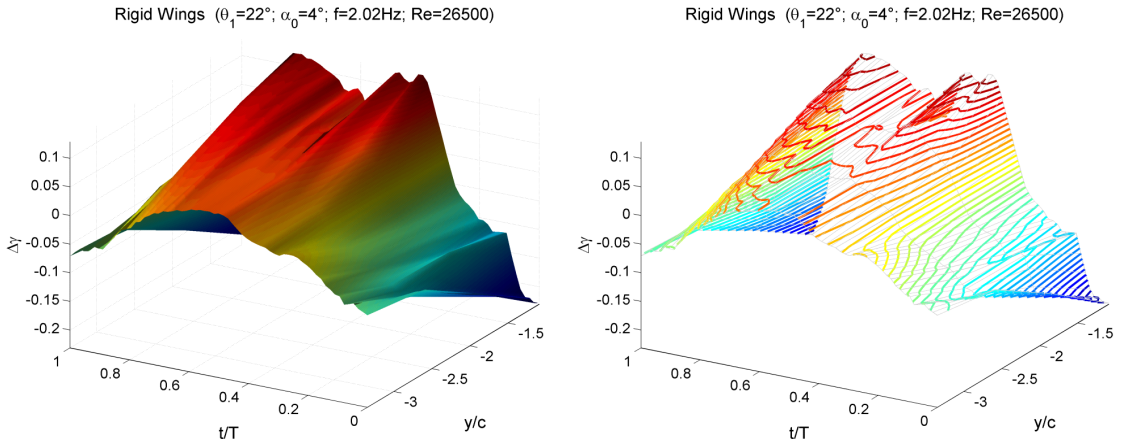


Abbildung 121: 3-D Darstellung der normierten Zirkulationsänderung über den Flügelschlagzyklus. Der Flügelschlagzyklus beginnt hierbei am unteren Umkehrpunkt. Die Darstellung verdeutlicht das Geschehen entlang der Spannweite. (Rigid Wing θ_1=22°; α_0=4°; f=2.02Hz, Re=26500).

Die Zirkulationsänderung im Nachlauf zeigt, dass die Zirkulation des gebundenen Wirbels vom unteren Umkehrpunkt aus während der ersten Phase des Aufschlages sinkt. Dies erklärt sich durch die bis etwa zur Mitte des Aufschlages zunehmende Vertikalgeschwindigkeit und den daraus resultierenden abnehmenden effektiven Anstellwinkel. Zum oberen Umkehrpunkt hin sinkt die Geschwindigkeit des Flügels wieder ab, was zu einem zunehmenden Auftrieb und damit zu positiven $\Delta\gamma$-Werten im Nachlauf führt. Die Zunahme des Auftriebs und die damit einhergehenden positiven $\Delta\gamma$-Werte erfolgt bis über die Mitte des Abschlages hinaus, von wo aus der Auftrieb wieder

sinkt und zu steigenden negativen $\Delta\gamma$-Werten führt. Die Änderungen sind dabei an den Umkehrpunkten maximal, da dort die Geschwindigkeitsänderungen am größten sind. Der Kurvenverlauf der drei äußeren Positionen zeigt außerdem einen plateauförmigen Verlauf im Bereich der maximalen positiven Zirkulationsänderungen des oberen Umkehrpunktes. Abbildung 122 zeigt den Zusammenhang zwischen der Änderung der Zirkulation und der Winkelbeschleunigung der Flügel über den Flügelschlagzyklus hinweg.

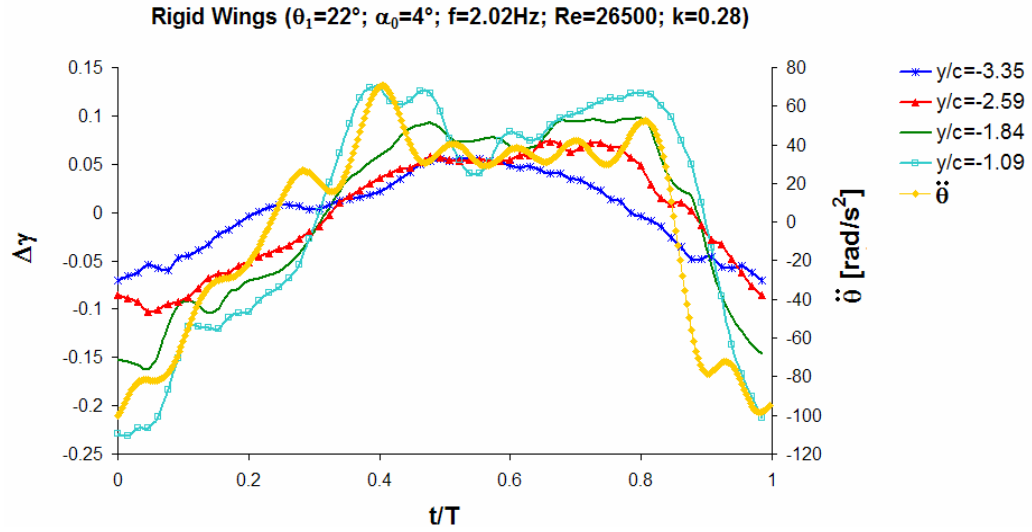


Abbildung 122: Darstellung der normierten Zirkulationsänderung und der für die Schlagfrequenz typischen Winkelbeschleunigung der Flügel über den Flügelschlagzyklus hinweg. (Rigid Wings; θ_1=22°; α_0=4°; f=2.02Hz, Re=26500).

Der direkte Zusammenhang zwischen Winkelbeschleunigung und Zirkulationsänderung zeigt sich auch bei weiteren Frequenzen und Reynoldszahlen wie Abbildung 123 und Abbildung 124 erkennen lassen. Aufgrund der starken Abweichungen von den Ergebnissen der übrigen Positionen ist der Zirkulationsverlauf der körpernahen Position (y/c=-3.35) in den Diagrammen nicht dargestellt. Die starken Abweichungen resultieren zum einen aus dem Auftriebseinbruch im Bereich des Körpers, zum anderen aus den hohen Standardabweichungen aufgrund der durch die Reflexionen bedingten Störungen.

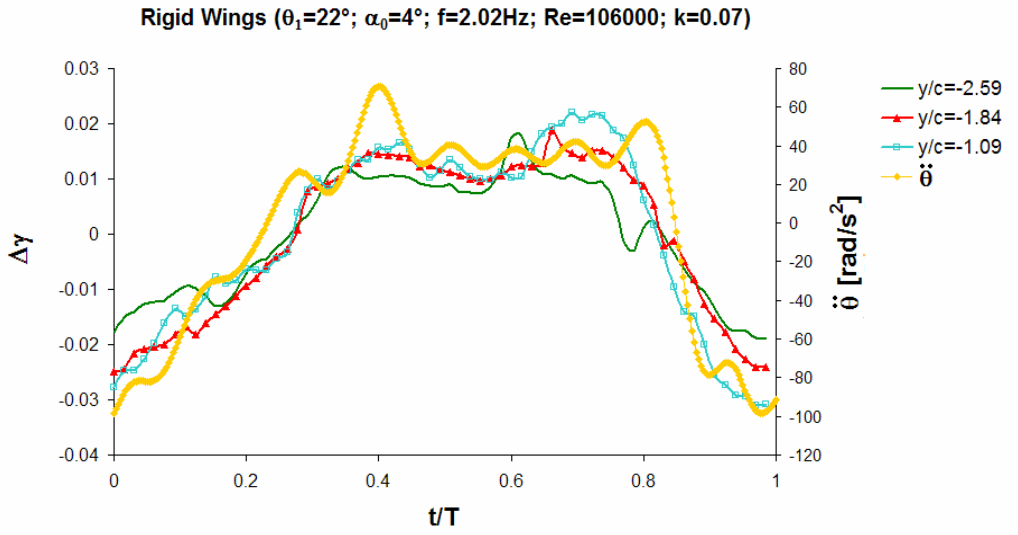


Abbildung 123: Darstellung der normierten Zirkulationsänderung für verschiedene Positionen entlang der Spannweite und der für die Schlagfrequenz von 2.02Hz typischen Winkelbeschleunigung der Flügel über den Flügelschlagzyklus hinweg. (Rigid Wings; θ_1=22°; α_0=4°; f=2.02Hz, Re=106000).

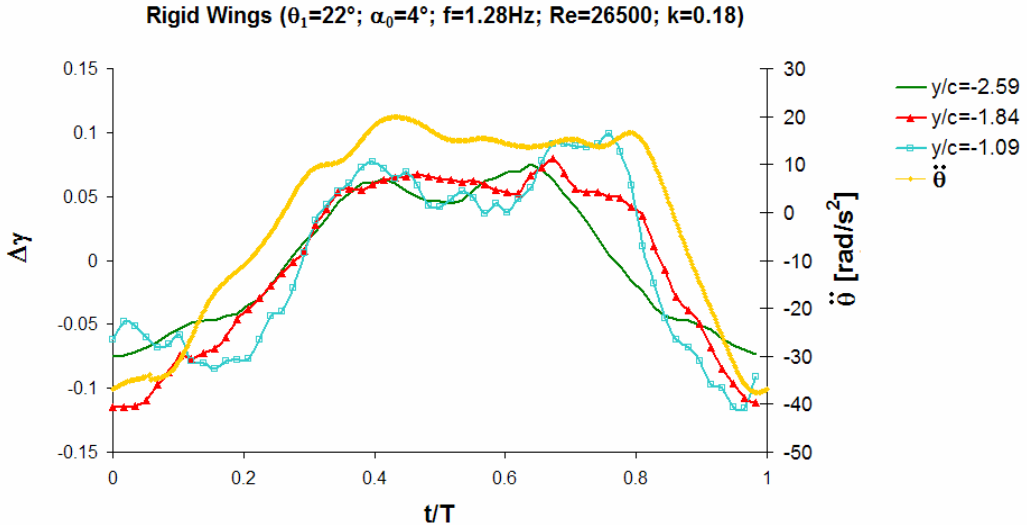


Abbildung 124: Darstellung der normierten Zirkulationsänderung für verschiedene Positionen entlang der Spannweite und der für die Schlagfrequenz von 1.28Hz typischen Winkelbeschleunigung der Flügel über den Flügelschlagzyklus hinweg. (Rigid Wings; θ_1=22°; α_0=4°; f=1.28Hz, Re=26500).

Der Zusammenhang von Zirkulationsänderung und Winkelbeschleunigung lässt sich besonders gut bei 2.02Hz erkennen. Gleichzeitig zeigen die vorherigen Diagramme sowie Abbildung 125 und Abbildung 126 die Abhängigkeit von Zirkulationsänderung

und reduzierter Frequenz. Dabei sinken die $\Delta\gamma$-Werte mit abnehmender reduzierter Frequenz, wodurch das Signal/Rausch-Verhältnis deutlich abnimmt.

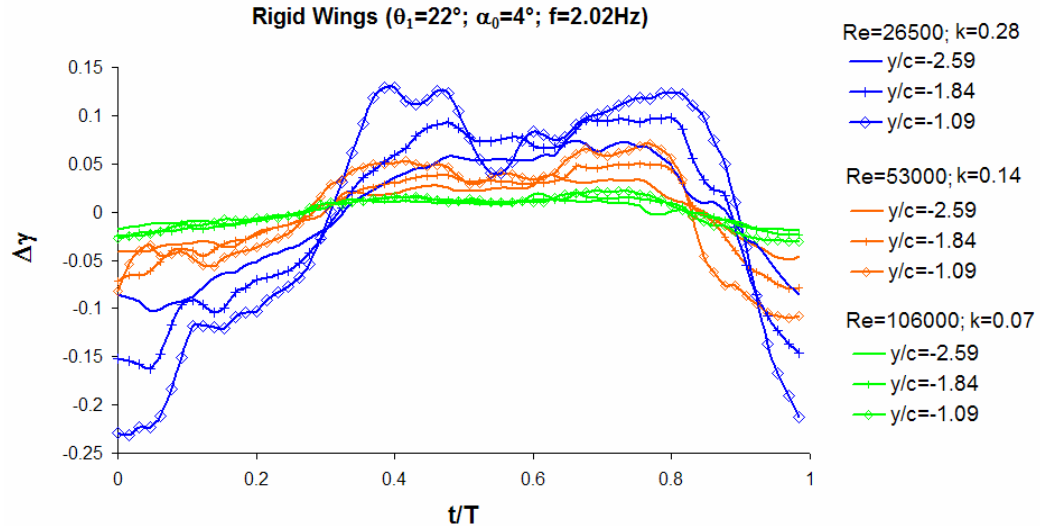


Abbildung 125: Darstellung der normierten Zirkulationsänderung für verschiedene reduzierte Frequenzen bei einer konstante Schlagfrequenz von 2.02Hz. (Rigid Wings; θ_1=22°; α_0=4°; f=2.02Hz).

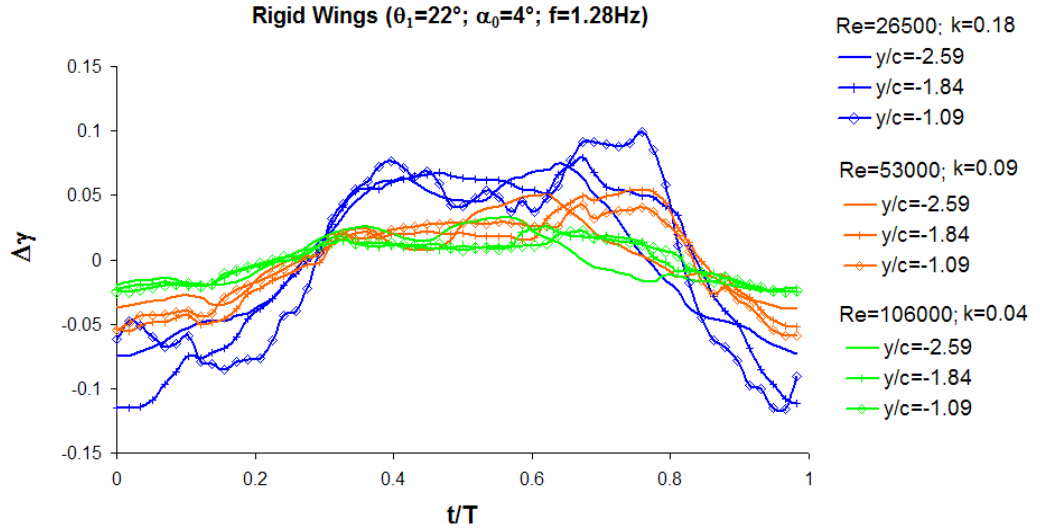


Abbildung 126: Darstellung der normierten Zirkulationsänderung für verschiedene reduzierte Frequenzen bei einer konstante Schlagfrequenz von 1.28Hz. (Rigid Wings; θ_1=22°; α_0=4°; f=1.28Hz).

Ob die Größenordnung der Zirkulationsänderung stimmt, die durch die ablösenden Querwirbel ermittelt wird, zeigt ein Vergleich mit den Ergebnissen aus den Messungen in der Ebene senkrecht zur Anströmrichtung. Die Änderung der Zirkulation wird hierbei

aus der Änderung der Auftriebsbeiwerte über den Flügelschlagzyklus hinweg ermittelt und in die entsprechenden $\Delta\gamma$-Werte umgerechnet. Dabei handelt es sich jedoch nicht um die Änderung der Zirkulation in den einzelnen Ebenen sondern um die Änderung am gesamten Flügel. Die Werte werden wie die Ergebnisse aus den Querwirbeln mittels eines gleitenden Durchschnitts über 7 Werte geglättet. Der Vergleich bei zwei verschiedenen Frequenzen in Abbildung 127 und Abbildung 128 zeigt, dass der prinzipielle Kurvenverlauf sowie die Größenordnung weitgehend übereinstimmen.

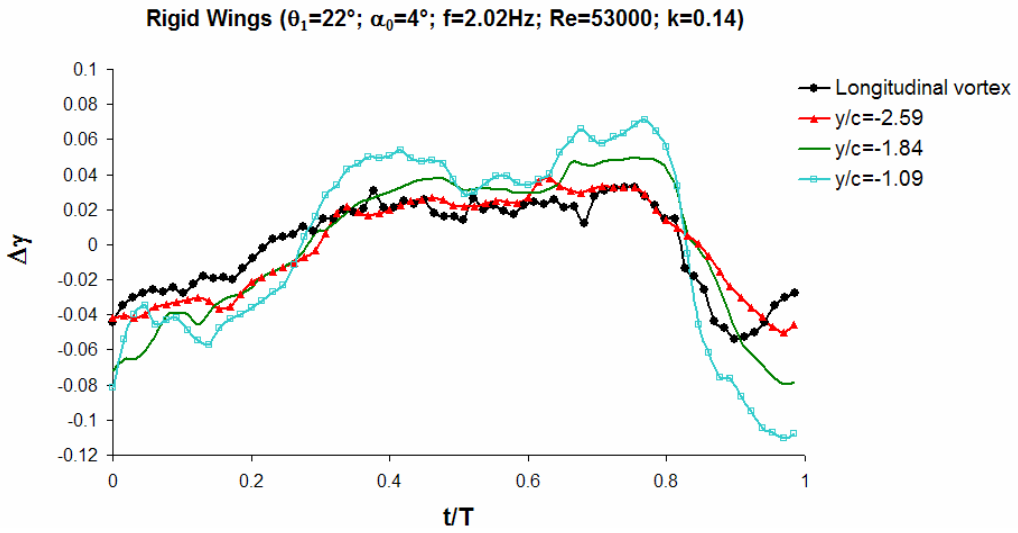


Abbildung 127: Darstellung der normierten Zirkulationsänderung über den Flügelschlagzyklus hinweg. Das Diagramm zeigt den Vergleich zwischen den Zirkulationsänderungen der verschiedenen Positionen entlang der Spannweite und der in der Ebene senkrecht zur Anströmrichtung ermittelten Zirkulationsänderung. (Rigid Wings; θ_1=22°; α_0=4°; f=2.02Hz, Re=53000).

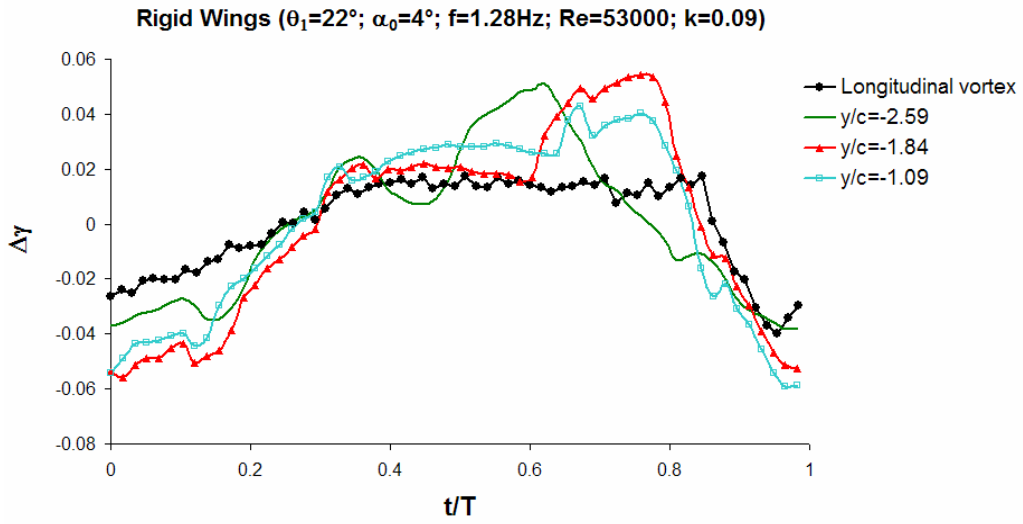


Abbildung 128: Darstellung der normierten Zirkulationsänderung über den Flügelschlagzyklus hinweg. Das Diagramm zeigt den Vergleich zwischen den Zirkulationsänderungen der verschiedenen Positionen entlang der Spannweite und der in der Ebene senkrecht zur Anströmrichtung ermittelten Zirkulationsänderung. (Rigid Wings; θ_1=22°; α_0=4°; f=1.28Hz, Re=53000).

Ein genauer Vergleich der in der x-z-Ebene und y-z-Ebene ermittelten Zirkulationsänderungen an den entsprechenden Positionen entlang der Spannweite ist nicht möglich, da hierfür die Auflösung in der y-z-Ebene nicht ausreicht. Der bestmögliche Vergleich ist in Abbildung 129 und Abbildung 130 dargestellt. Dabei beziehen sich die Änderungen der Zirkulation aus der zum Randwirbel gehörenden Ebene nicht auf den gesamten Flügel sondern auf Bereiche entlang der Spannweite, die eine Breite von 0.22c besitzen und in der Nähe der entsprechenden Positionen der Querwirbelvisualisierung liegen. Auch hier zeigen sich weitgehende Übereinstimmungen, die noch deutlicher zu Tage treten als beim Vergleich mit der Änderung über den gesamten Flügel.

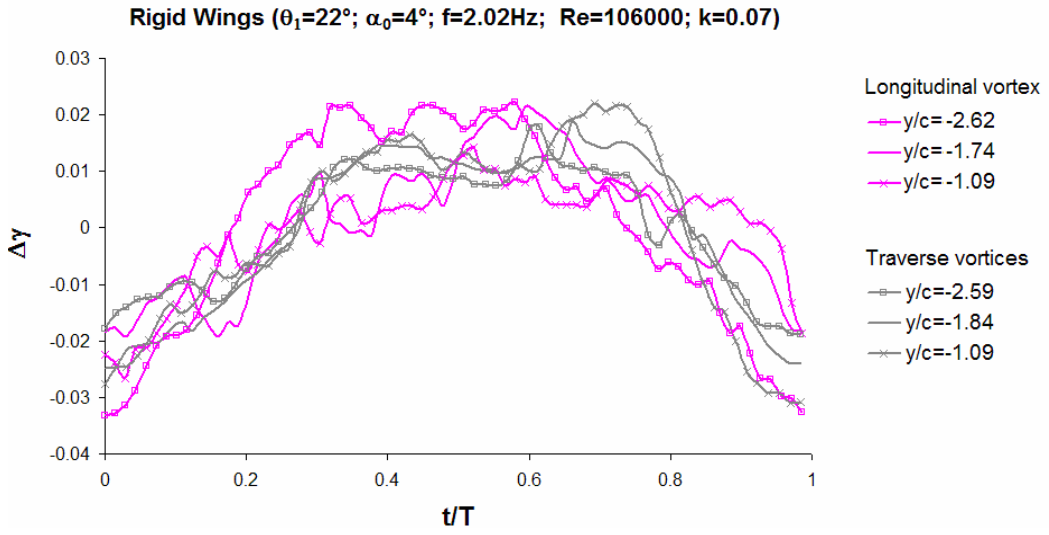


Abbildung 129: Darstellung der normierten Zirkulationsänderung über den Flügelschlagzyklus hinweg. Das Diagramm zeigt den Vergleich zwischen den Zirkulationsänderungen der verschiedenen Positionen entlang der Spannweite und der in der Ebene senkrecht zur Anströmrichtung ermittelten Zirkulationsänderung, ebenfalls für verschiedene Positionen. (Rigid Wings; θ_1=22°; α_0=4°; f=2.02Hz, Re=106000).

In Abbildung 130 zeigt sich, dass auch die Änderungen im körpernahen Bereich aus den beiden verschiedenen Ebenen ähnlich verlaufen. Sie liegen deutlich über denen der distalen Flügelbereiche und zeigen einen leicht verschobenen Verlauf der möglicherweise auf die Körper-Flügel-Interaktion zurückzuführen ist. Auch Abbildung 131 zeigt in der 3-D Ansicht, wie groß die Unterschiede in der Zirkulationsänderung entlang der Spannweite sein können. Allerdings ist der Bereich der größten Schwankungen, der Randwirbel, von den Messungen ausgenommen, da Querwirbelmessungen in diesem Bereich kaum möglich sind.

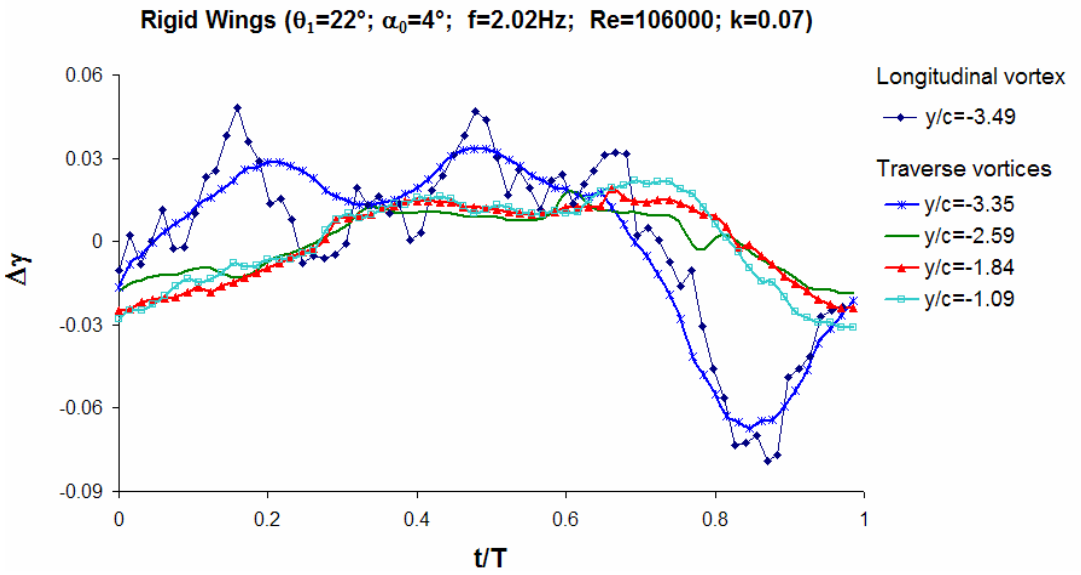


Abbildung 130: Darstellung der normierten Zirkulationsänderung über den Flügelschlagzyklus hinweg. Das Diagramm zeigt den Vergleich zwischen den Zirkulationsänderungen aus der Ebene senkrecht zur Anströmrichtung und der x-z-Ebene der proximalen Position. (Rigid Wings; θ_1=22°; α_0=4°; f=2.02Hz, Re=106000).

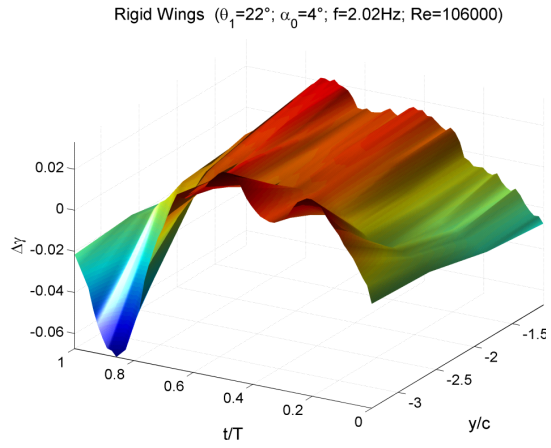


Abbildung 131: 3-D Darstellung der normierten Zirkulationsänderung über den Flügelschlagzyklus. Der Flügelschlagzyklus beginnt hierbei am unteren Umkehrpunkt. Die Darstellung verdeutlicht das Geschehen entlang der Spannweite. (Rigid Wings; θ_1=22°; α_0=4°; f=2.02Hz, Re=106000).

Die Visualisierung des Nachlaufes in der x-z-Ebene hat gezeigt, dass sich die Änderungen der Zirkulation über den Flügelschlagzyklus hinweg durch Integration der Wirbelstärke über den entsprechenden Bildausschnitt prinzipiell erfassen lassen. Allerdings besteht dadurch, dass lediglich die Änderungen der Zirkulation und nicht wie bei der Visualisierung des Randwirbels die gesamte Zirkulation des Flügels erfasst

wird, ein äußerst ungünstiges Signal-Rausch-Verhältnis, wodurch eine starke Glättung der Kurven notwendig wird. Die Zirkulationsänderung zeigt einen starken Zusammenhang mit der zu der jeweiligen Flügelschlagfrequenz gehörenden Winkelbeschleunigung der Flügel. Die Zirkulationsänderungen im körpernahen Bereich sind deutlich stärker als im distalen Bereich der Flügel, wobei jedoch keine Messungen im Bereich des Randwirbels erfolgten. Die Ergebnisse aus der Ebene der Querwirbel und der Randwirbelebene zeigen den gleichen Verlauf des Geschehens, wobei jedoch starke Abweichungen in den einzelnen Werten auftreten können. Rein mit dem Auge lassen sich die Stop- und Startwirbel bei den starren Referenzflügeln im Nachlauf nicht erfassen, da sie von der abgehenden Scherschicht und der daraus resultierenden Wirbelstrasse nicht zu unterscheiden sind.

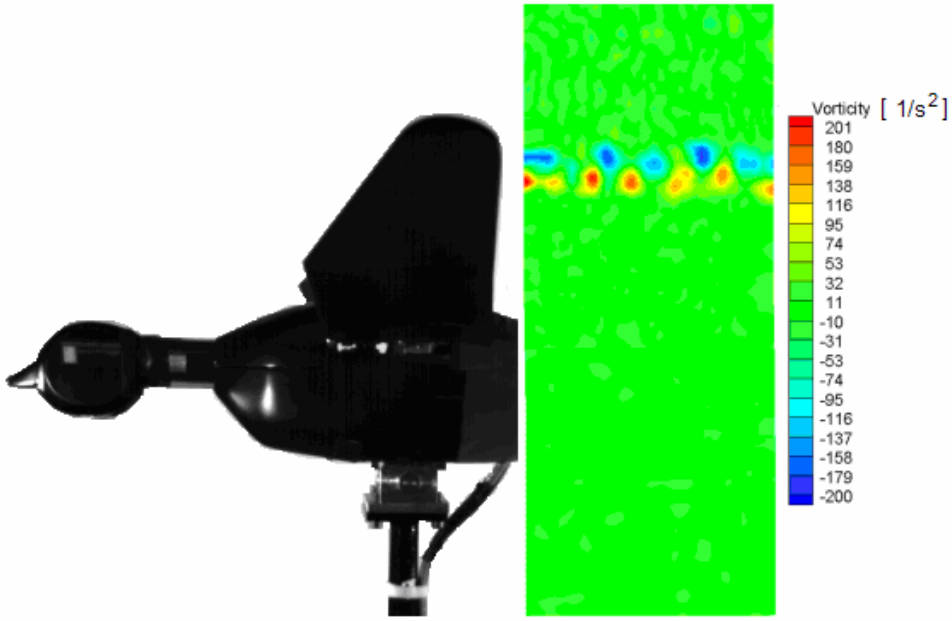


Abbildung 132:Darstellung der Wirbelstärke im Nachlauf eines bewegten Flügels. (Rigid Wings; θ_l=22°; α_0=4°; f=1.28Hz, Re=53000, y/c=-1.09, t/T=0.7).

5.3 Ergebnisse der Kraftmessungen

Ausgiebige Untersuchungen zum Einfluss der verschiedenen Flugparameter wie Flügelschlagfrequenz, Amplitude, Anströmgeschwindigkeit und stationärer Anstellwinkel werden anhand der starren Referenzflügel durchgeführt. Die Beiwerte der Vertikalkraft Fz, der Horizontalkraft Fx sowie der Nickmomentenbeiwert werden zur Analyse herangezogen. Ein weiteres Auswertekriterium stellt die Zirkulationsänderung über dem Flügelschlagzyklus hinweg dar. Maximaler Hub und maximale Schuberzeugung sollen dokumentiert werden. Die grafische Darstellung wird in Abhängigkeit vom zu dokumentierenden Kriterium gewählt. Weitere Darstellungen finden sich im Anhang.

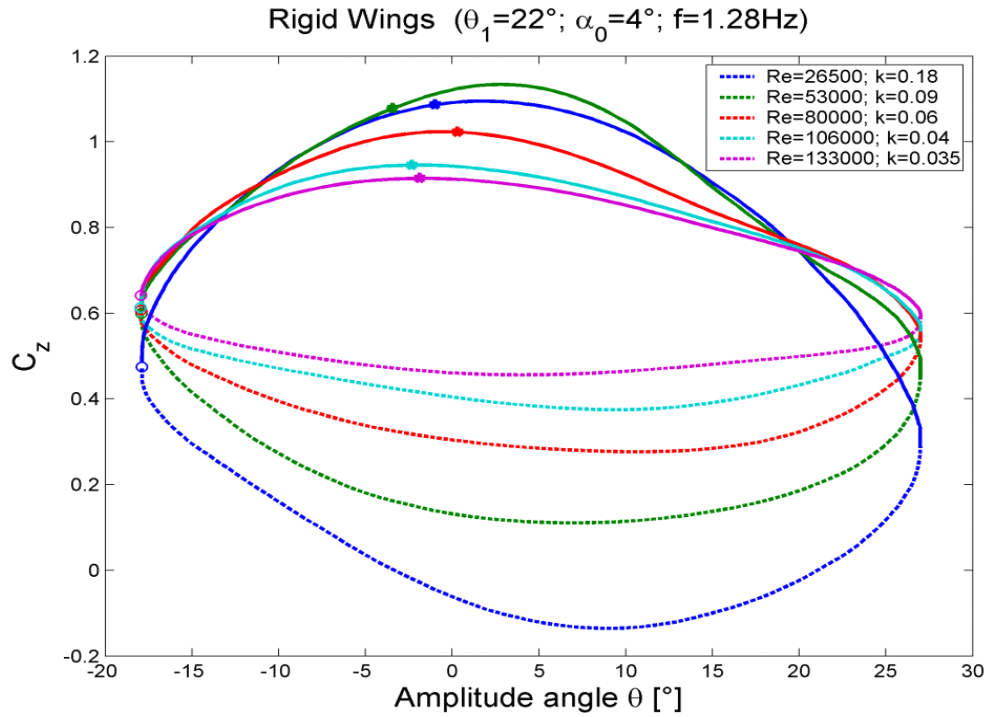


Abbildung 133: Darstellung der Beiwerte der Vertikalkraft über dem Amplitudenwinkel bei verschiedenen Anströmgeschwindigkeit. (--) Aufschlag, (—) Abschlag. (o) unterer Umkehrpunkt, (•) maximaler effektiver Anstellwinkel.

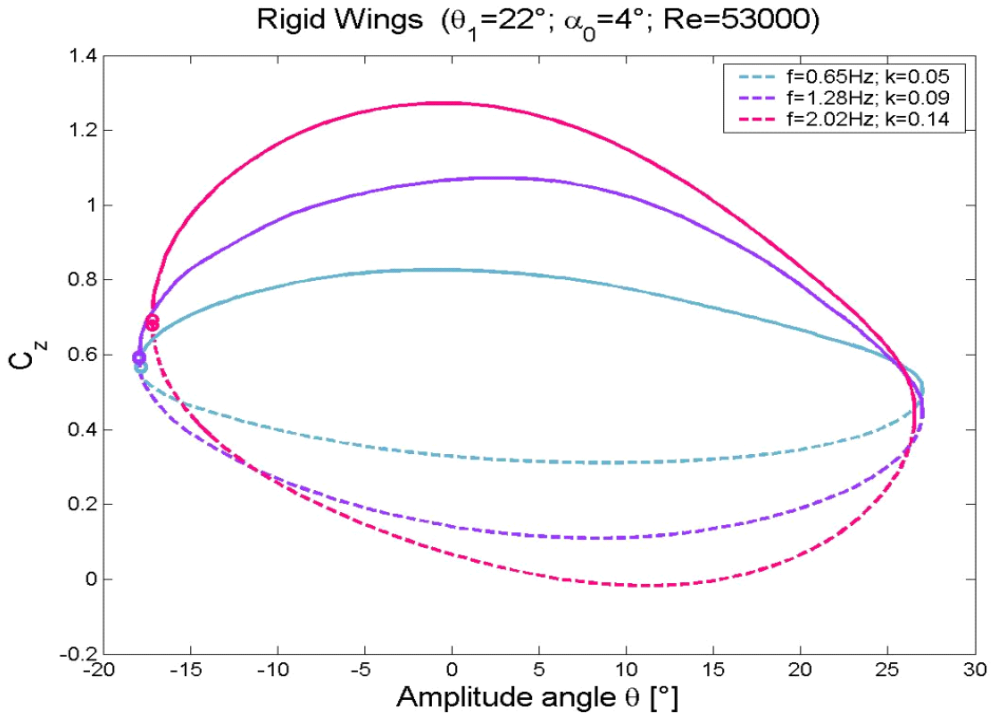


Abbildung 134: Darstellung der Beiwerte der Vertikalkraft über dem Amplitudenwinkel bei verschiedenen Schlagfrequenzen.

In Abbildung 133 und Abbildung 134 ist die Entwicklung des C_z-Wertes über dem Flügelschlagzyklus für verschiedene reduzierte Frequenzen dargestellt. Die Variation von k erfolgt dabei in Abbildung 133 über die Änderung der Anströmgeschwindigkeit, in Abbildung 134 über die Änderung der Schlagfrequenz. Zur eindeutigen Markierung der Bewegungsabfolge ist der untere Umkehrpunkt jeweils mit einem Kreis markiert. Hiervon ausgehend führt der mit einer gestrichelten Linie gekennzeichnete Aufschlag zum oberen Umkehrpunkt, woraufhin der als durchgezogene Linie dargestellte Abschlag erfolgt. Entsprechend den Erwartungen wird im Abschlag über alle reduzierten Frequenzen hinweg deutlich höhere Normalkraft produziert als im Aufschlag. Bei hohen reduzierten Frequenzen kommt es während einer Phase des Aufschlages sogar zur Produktion von negativer Normalkraft. In beiden Fällen zeigen die Diagramme die mit steigender reduzierter Frequenz zunehmenden Unterschiede im C_z-Wert auf. Der Grund hierfür findet sich in den mit k steigenden effektiven Anstellwinkeln, unter denen der Flügel angeströmt wird. Bei einem k von 0.29 entstehen so aufgrund der durch die Schlagbewegung induzierten Vertikalgeschwindigkeit extrem hohe positive Anstellwinkel, die an der Flügelspitze bis zu *52°* erreichen (ohne Berücksichtigung des induzierten Anstellwinkels). Im Aufschlag hingegen wird der Flügel an den Flügelspitzen unter einem extrem negativen Anstellwinkel angeströmt. Die beiden Umkehrpunkte kommen dem stationär angeströmten Zustand am nächsten, da hier zwar die maximale Beschleunigung des Flügels auftritt, die vertikale Geschwindigkeit jedoch noch sehr klein ist. Deutlich ist

die bereits bei stationären Messungen festgestellte Reynoldszahlabhängigkeit der C_z-Werte zu erkennen (Abbildung 133). Die bei einer Geschwindigkeit von 3m/s (Re=26500) aufgezeichneten Werte liegen an den Umkehrpunkten deutlich unterhalb denen höherer Reynoldszahlen. Eine Tatsache, die sich nicht nur durch eine erhöhte aerodynamische Phasenverschiebung erklären lässt. Die C_x-Werte lassen sich ebenfalls über dem Amplitudenwinkel auftragen (Abbildung 135 und Abbildung 136). Die Darstellungen lassen erkennen, dass die C_x-Werte im Aufschlag deutlich höher liegen als im Abschlag. Außerdem sinken sie mit zunehmender reduzierter Frequenz.

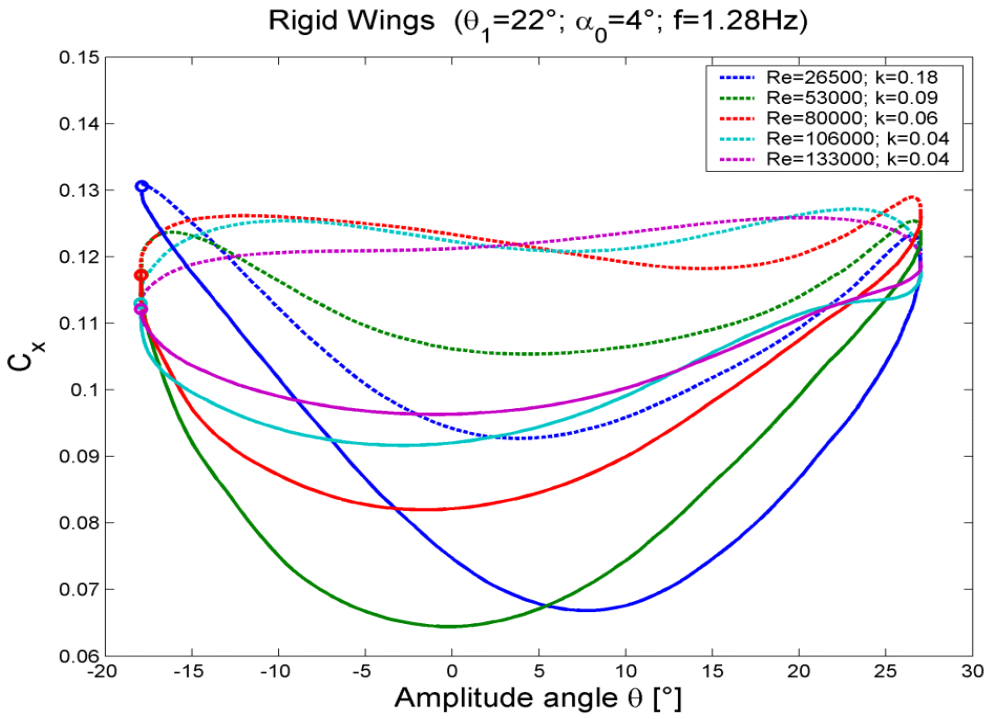


Abbildung 135: Darstellung der Beiwerte der Vertikalkraft über dem Amplitudenwinkel bei verschiedenen Anströmgeschwindigkeit. (--) Aufschlag, (—) Abschlag. (o) unterer Umkehrpunkt, (•).

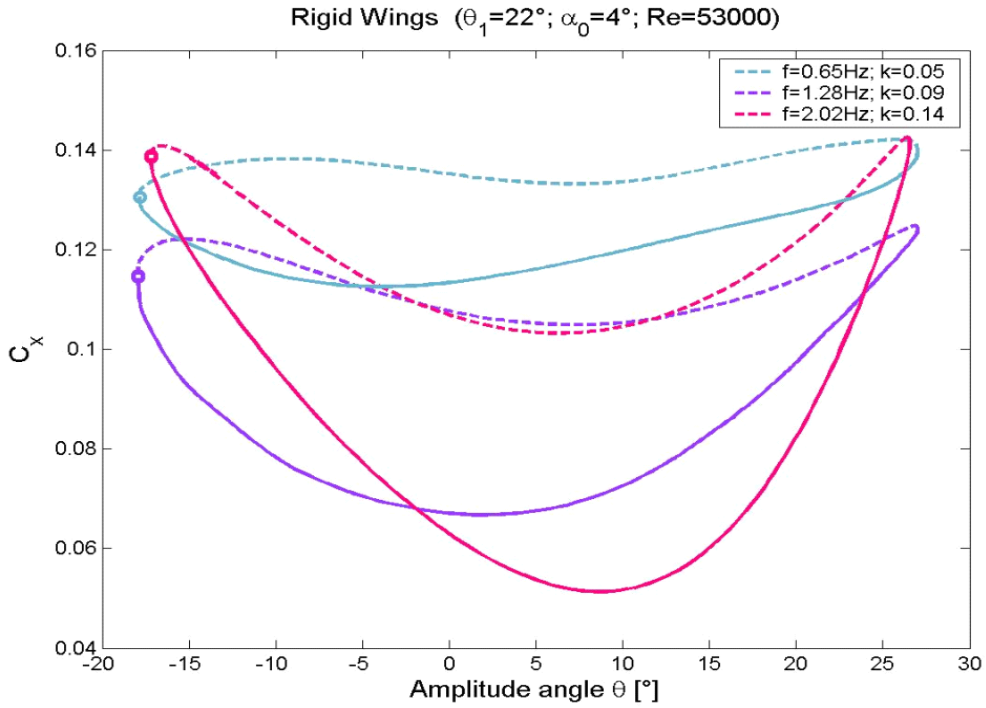


Abbildung 136: Darstellung der Beiwerte der Vertikalkraft über dem Amplitudenwinkel bei verschiedenen Anströmgeschwindigkeit. (--) Aufschlag, (—) Abschlag. (o) unterer Umkehrpunkt, (•) maximaler effektiver Anstellwinkel.

In Abbildung 137 und Abbildung 138 sind die C_z-Werte bei *k=0.04* und *k=0.09* für verschiedene, an der Schulter einstellbare stationäre Anstellwinkel dargestellt. Die C_z-Werte des mit hoher Reynoldszahl angeströmten Modells zeigen dabei mit steigenden stationären Anstellwinkeln sowohl im Auf- als auch im Abschlag einen konstanten Zuwachs. Lediglich bei α_0=12° weist eine geringere Zuwachsrate darauf hin, dass sich das Modell im Bereich von $\alpha_{0max.}$ bewegt. In Abbildung 138 führt die geringere Reynoldszahl zu deutlich stärkeren Unterschieden zwischen Auf- und Abschlag. Gleichzeitig zeigen sich die Auswirkungen des Strömungsabrisses in der zweiten Phase des Abschlages durch C_z-Werte, die von α_0=8° aufwärts kaum oder gar nicht mehr ansteigen bzw. bei α_0=12° sogar unterhalb der Werte des vorherigen α_0 liegen.

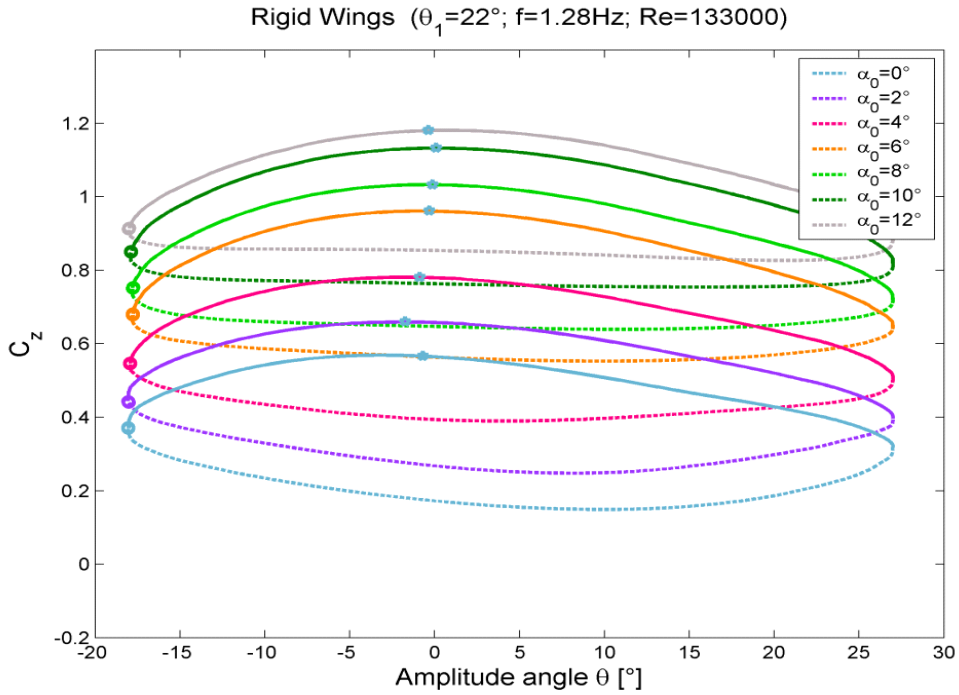


Abbildung 137: Darstellung der Beiwerte der Vertikalkraft über dem Amplitudenwinkel für verschiedene Anstellwinkel bei einer Reynoldszahl von 133000. (--) Aufschlag, (—) Abschlag. (o) unterer Umkehrpunkt, (•) maximaler effektiver Anstellwinkel.

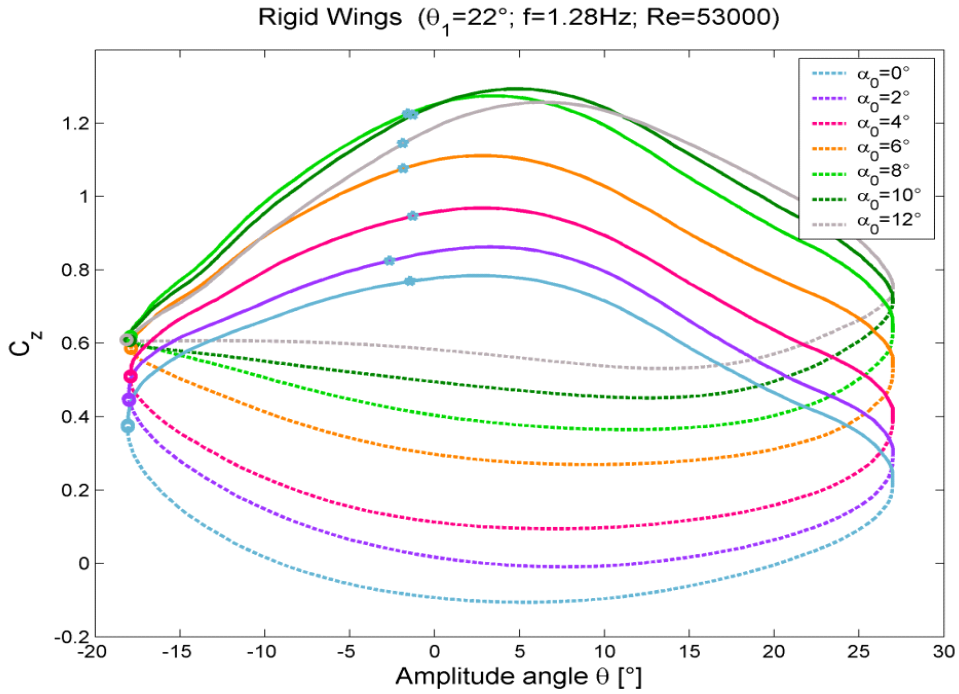


Abbildung 138: Darstellung der Beiwerte der Vertikalkraft über dem Amplitudenwinkel für verschiedene Anstellwinkel bei einer Reynoldszahl von 53000. (--) Aufschlag, (—) Abschlag. (o) unterer Umkehrpunkt, (•) maximaler effektiver Anstellwinkel.

Eine weitere Möglichkeit, die Beiwerte darzustellen, ist die Auftragung gegen den effektiven Anstellwinkel, der für die Mitte der Halbspannweite berechnet wird. Dies ermöglicht den direkten Vergleich mit den Ergebnissen der stationären Messungen. Abbildung 139 zeigt diese Art der Darstellung für k=0.035 bei einer Reynoldszahl von 133000. Dabei zeigt sich, dass die C_z-Werte der Umkehrpunkte bei dieser niedrigen reduzierten Frequenz eng bei denen der Messungen des jeweiligen stationären Anstellwinkels liegen. Gleichzeitig ist erkennbar, dass die C_z-Werte deutlich über die maximal erreichbaren C_z-Werte des stationär angeströmten Modells hinausgehen, wobei ihre Steigung zunimmt.

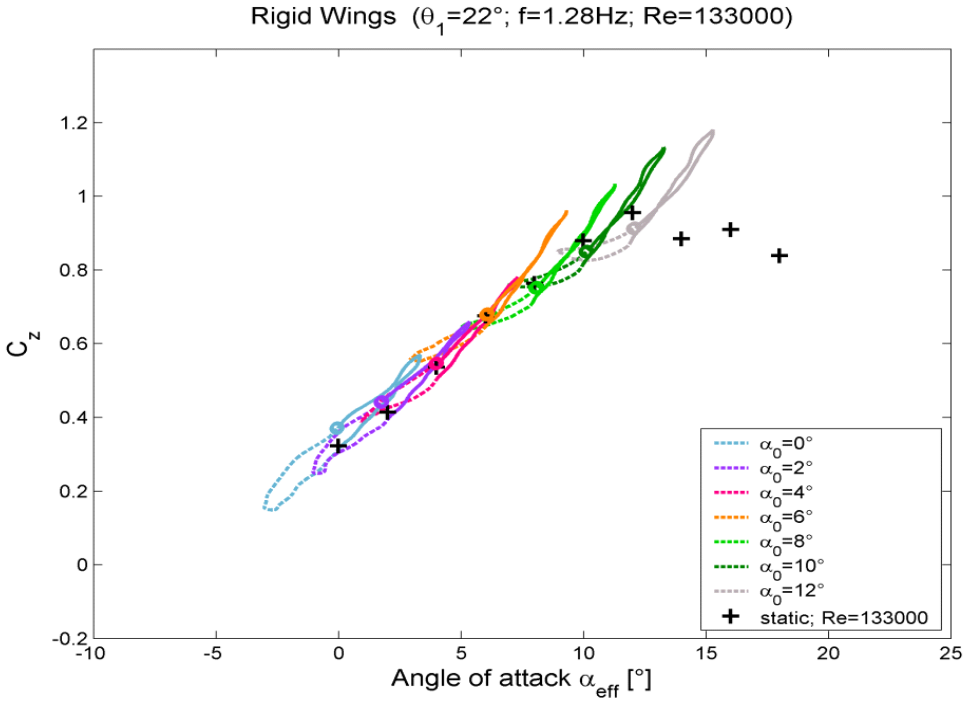


Abbildung 139: Darstellung der Beiwerte der Vertikalkraft über dem effektiven Anstellwinkel für verschiedene stationäre Anstellwinkel. (--) Aufschlag, (—) Abschlag. (o) unterer Umkehrpunkt.

In Abbildung 140 sind die C_z-Werte für *k=0.09* aufgetragen, wobei der Einfluss der instationären Effekte deutlich steigt. Neben der aerodynamischen Phasenverschiebung, die durch unterschiedliche C_z-Werte bei gleichem effektivem Anstellwinkel angezeigt wird, liegen die C_z-Werte bereits bei α_0=4° über dem bei stationärer Anströmung maximal erreichbaren Wert ($C_{z(\alpha 0max)}$). Im Gegensatz zu Abbildung 139 zeigen sich hier jedoch bereits deutliche Auswirkungen eines Strömungsabrisses in Form von rapide fallenden C_z-Werten im Bereich der maximalen effektiven Anstellwinkel.

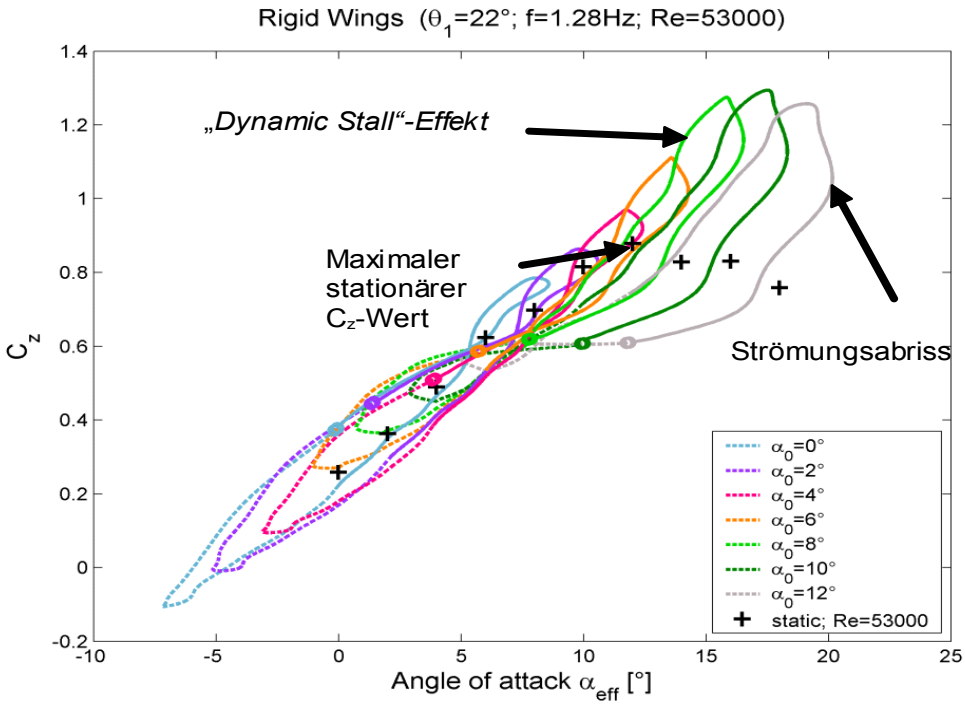
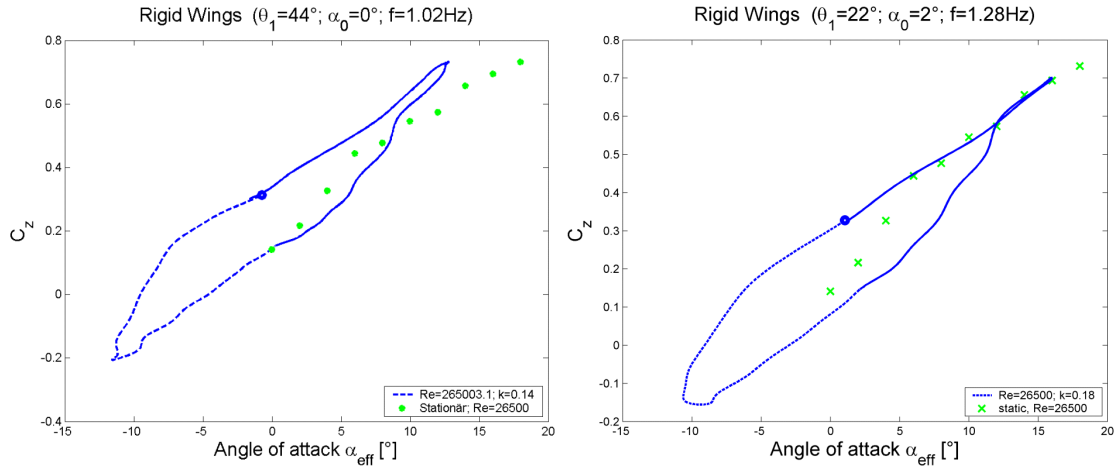


Abbildung 140: Darstellung der Beiwerte der Vertikalkraft über dem effektiven Anstellwinkel für verschiedene stationäre Anstellwinkel. (--) Aufschlag, (—) Abschlag. (o) unterer Umkehrpunkt.

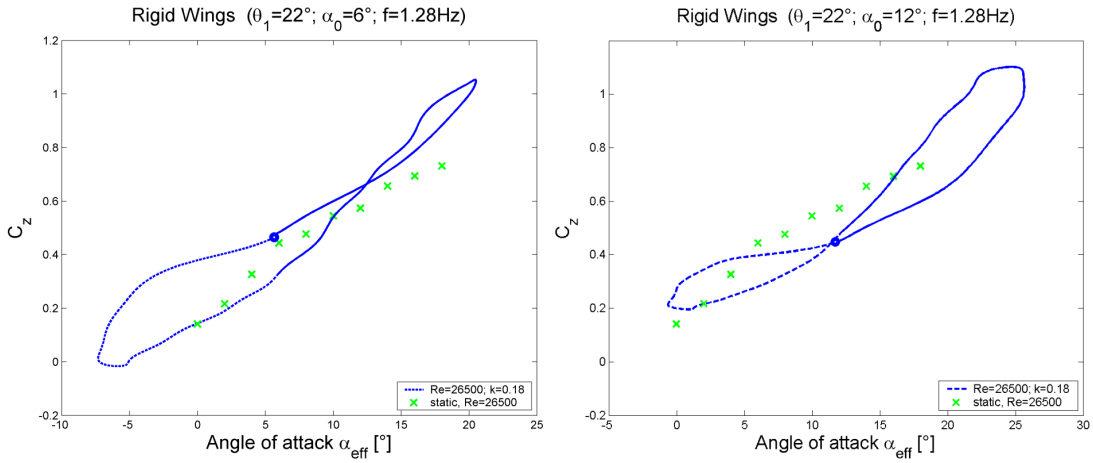
Die Überschreitung des $C_{z(\alpha 0max)}$ sowie der darauf folgende deutliche Strömungsabriss legen die Vermutung nahe, dass es sich dabei um den „*Dynamic stall*"-Effekt handelt. In Abbildung 141 und Abbildung 142 ist eine Entwicklung bei einer Reynoldszahl von 26500 beispielhaft dargestellt. Abbildung 141a zeigt die Änderung der C_z-Werte über den Flügelschlagzyklus im unterkritischen Anstellwinkelbereich. Der minimale Anstellwinkel wird etwa in der Mitte des Aufschlages erreicht. Von dort an nimmt der C_z-Wert wieder zu, bis in der Mitte des Abschlages der maximale effektive Anstellwinkel überschritten wird. Deutlich zu sehen sind die Unterschiede in den C_z-Werten gleicher effektiver Anstellwinkel, deren Ursache in der aerodynamischen Phasenverschiebung liegt. Mit zunehmendem effektivem Anstellwinkel besteht im Abschlag die Gefahr eines Strömungsabrisses. Erkennbar ist dies in der Stagnation bzw. der Abnahme der C_z-Werte im Bereich der maximalen Anstellwinkel. Die C_z-Werte der zweiten Hälfte des Abschlages liegen damit auf (Abbildung 141b) bzw. unter (Abbildung 142a,b) denen der ersten Hälfte. Je weiter der Strömungsabriss dabei vom Außen- zum Innenflügel hin vordringt, desto niedriger sind die C_z-Werte der zweiten Hälfte des Abschlages. Verringert sich der effektive Anstellwinkel gegen Ende des Abschlages, kommt es zum Wiederanlegen der Strömung. Aufgrund des „*Dynamic stall*"-Effekts kommt es dabei zum Auftritt einer starken Hysterese, da der

auftriebssteigernde Vorderkantenwirbel nach dem Strömungsabriss nicht wieder aufgebaut werden kann.



a) *b)*

Abbildung 141: Darstellung des Beiwertes der Vertikalkraft über dem effektiven Anstellwinkel im Vergleich mit den bei stationärer Messung erhaltenen Werten. a) deutliche aerodynamische Phasenverschiebung im Auf- und Abschlag. b) aerodynamische Phasenverschiebung und beginnende Ablösung im Abschlag.



a) *b)*

Abbildung 142: Darstellung des Beiwerte der Vertikalkraft über dem effektiven Anstellwinkel im Vergleich mit den bei stationärer Messung erhaltenen Werten bei gleicher reduzierter Frequenz und verschiedenen stationären Anstellwinkeln. a) Hysteresebildung b) stark ausgebildete Hysterese.

Die Hysterese ist umso ausgeprägter, je größer der maximale effektive Anstellwinkel ist und je mehr Bereiche des Flügels von der Strömungsablösung betroffen sind. Die Kurven folgen damit dem von McCroskey (1981) beschriebenen Verlauf des „*Dynamic stall*“ Phänomens an einer oszillierenden Tragfläche. Demnach bildet sich bei hohen Anstellwinkeln an der Oberseite eine wirbelartige Störung aus, welche in ihrer Umgebung einen zeitlich ungleichmäßig verlaufenden Unterdruck induziert. Sind

Frequenz, Anstellwinkel und Amplitude hoch genug, kommt es seiner Beschreibung nach zur Ausbildung einer gut organisierten und klar abgegrenzten Struktur. Die in den letzten Jahren gewonnenen Erkenntnisse über das Auftreten dieser als Vorderkantenwirbel bezeichneten Wirbelstruktur und der damit einhergehenden erhöhten Auftriebserzeugung im Insektenflug (Lehmann 2004) legen die Vermutung nahe, dass es sich auch hier trotz der geringen reduzierten Frequenzen um den „*Dynamic stall*"-Effekt handelt. Die Bestätigung für diese Annahme wird daher anhand von PIV-Messungen im Bereich des Flügels überprüft und bestätigt. Die Ergebnisse hierzu finden sich unter Kapitel 5.4.

Verweilt der Flügel zu lange im überkritischen Anstellwinkelbereich oder sind die maximalen Anstellwinkel zu groß, wird die Wirbelstruktur von der Vorderkante zur Hinterkante transportiert und dort abgeschieden. Dies führt zu einem starken Auftriebseinbruch. Der Einbruch der C_z-Werte erfolgt im Fall des oszillierenden 2-D Tragflügels noch abrupter, als es bei den Messungen des 3-dimensionalen schlagenden Flügels der Fall ist, da die Ablösung hierbei über die gesamte Länge des Flügels gleichzeitig erfolgt, während dies beim schlagenden Flügel nicht der Fall ist. Die Ablösung der Strömung ist auch an den C_x-Werten zu erkennen (Abbildung 143). Sie zeigt sich in einer deutlichen Zunahme der Werte in der Phase der Strömungsablösung. Normalerweise liegen die Werte des Abschlages deutlich unter denen des Aufschlages, wobei sie ihr Minimum etwa in der Mitte des Abschlages erreichen. Der beginnende Strömungsabriss führt jedoch zu einem deutlichen Anstieg, der bei starken Ablöseerscheinungen dazu führt, dass die C_x-Werte des Aufschlages deutlich überstiegen werden.

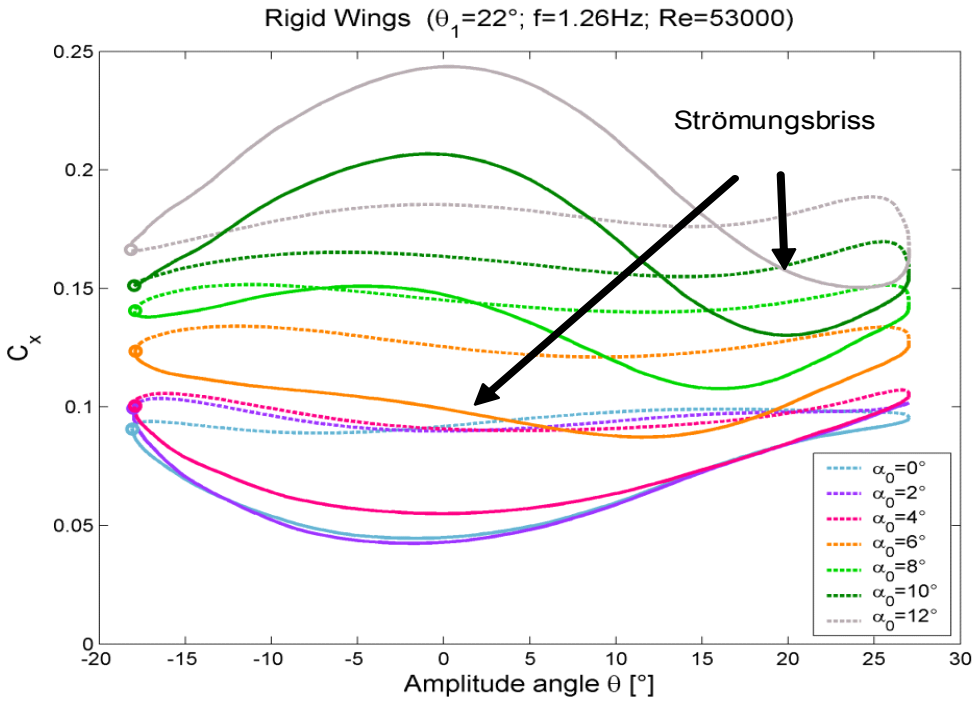


Abbildung 143: Darstellung der Beiwerte der Vertikalkraft über dem Amplitudenwinkel bei verschiedenen Anströmgeschwindigkeiten. (--) Aufschlag, (—) Abschlag. (o) unterer Umkehrpunkt, (•) maximaler effektiver Anstellwinkel.

Noch deutlicher werden die Auswirkungen bei der Darstellung der C_x-Werte über dem Amplitudenwinkel. Daraus geht klar hervor, dass die Werte bei maximalem effektivem Anstellwinkel ihr Minimum erreichen. Wird der stationäre Anstellwinkel jedoch zu groß, so kommt es an diesem Punkt zu einem plötzlichen, sehr starken Anstieg. Bei einer Reynoldszahl von 26500 und einer Schlagfrequenz von 1.28Hz ist dies erstmals bei α_0=6° der Fall. Im Gegensatz dazu bleibt der Verlauf der Kurven bei Re=133000 und f=1.28Hz über alle Änderungen des stationären Anstellwinkels erhalten. Die C_x-Werte des Abschlages liegen unterhalb derer des Aufschlages, ein Unterschied der mit zunehmendem α_0 deutlicher wird. Maximale C_x-Werte gehen mit dem kleinsten effektiven Anstellwinkel einher, während der maximale α_{eff} den meisten Schub erzeugt. Das Auseinanderdriften der Kurven sowie die zunehmend negative Steigung liegen in der quadratischen Zunahme des induzierten Widerstandes mit steigenden C_L-Werten.

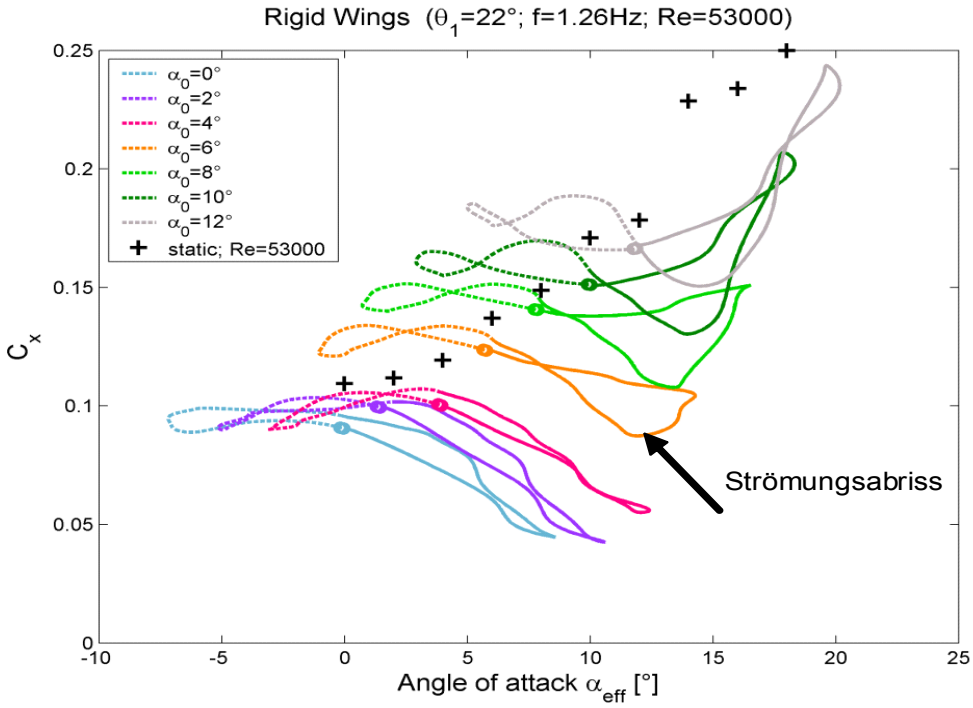


Abbildung 144: Darstellung der Beiwerte der Horizontalkraft über dem effektiven Anstelwinkel bei verschiedenen stationären Anstellwinkeln. (--) Aufschlag, (—) Abschlag. (o) unterer Umkehrpunkt, (•) maximaler effektiver Anstellwinkel.

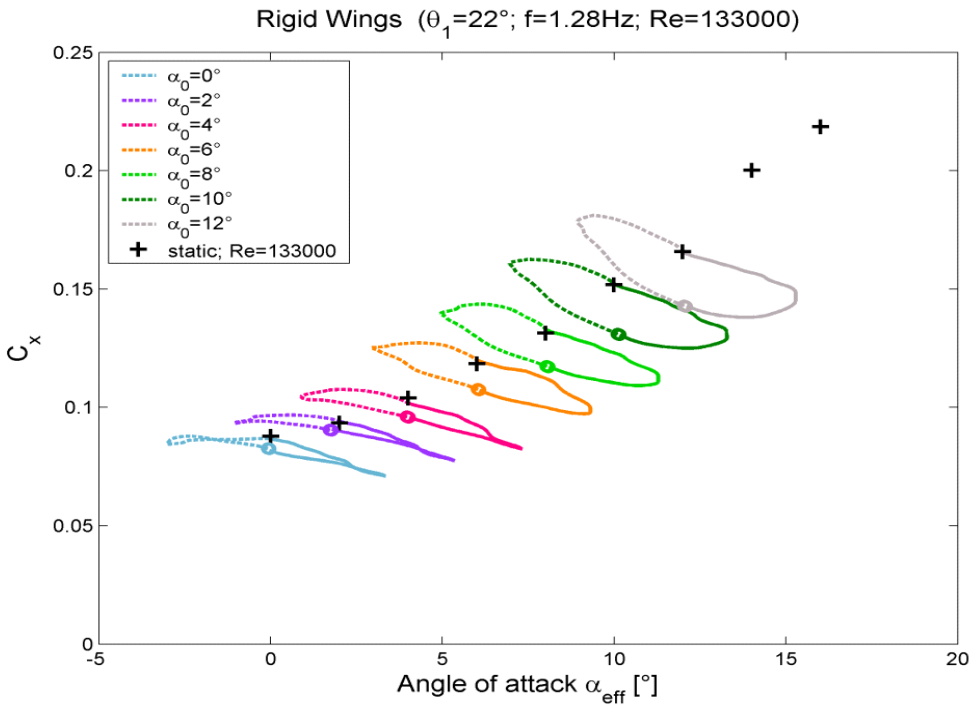


Abbildung 145: Darstellung der Beiwerte der Horizontalkraft über dem effektiven Anstellwinkel bei verschiedenen stationären Anstellwinkeln.. (--) Aufschlag, (—) Abschlag. (o) unterer Umkehrpunkt, (•) maximaler effektiver Anstellwinkel.

Das Nickmoment wird ebenfalls vom Strömungsabriss beeinflusst. Entsprechend den stationären Messungen, nach denen die C_m-Werte mit steigendem Anstellwinkel zunehmen, liegen die Werte des Abschlages oberhalb derer des Aufschlages. Der Strömungsabriss verursacht jedoch einen sehr plötzlichen Abfall der C_m-Werte, der einen deutlichen Knick in der im anderen Fall kontinuierlich verlaufenden Kurve bildet.

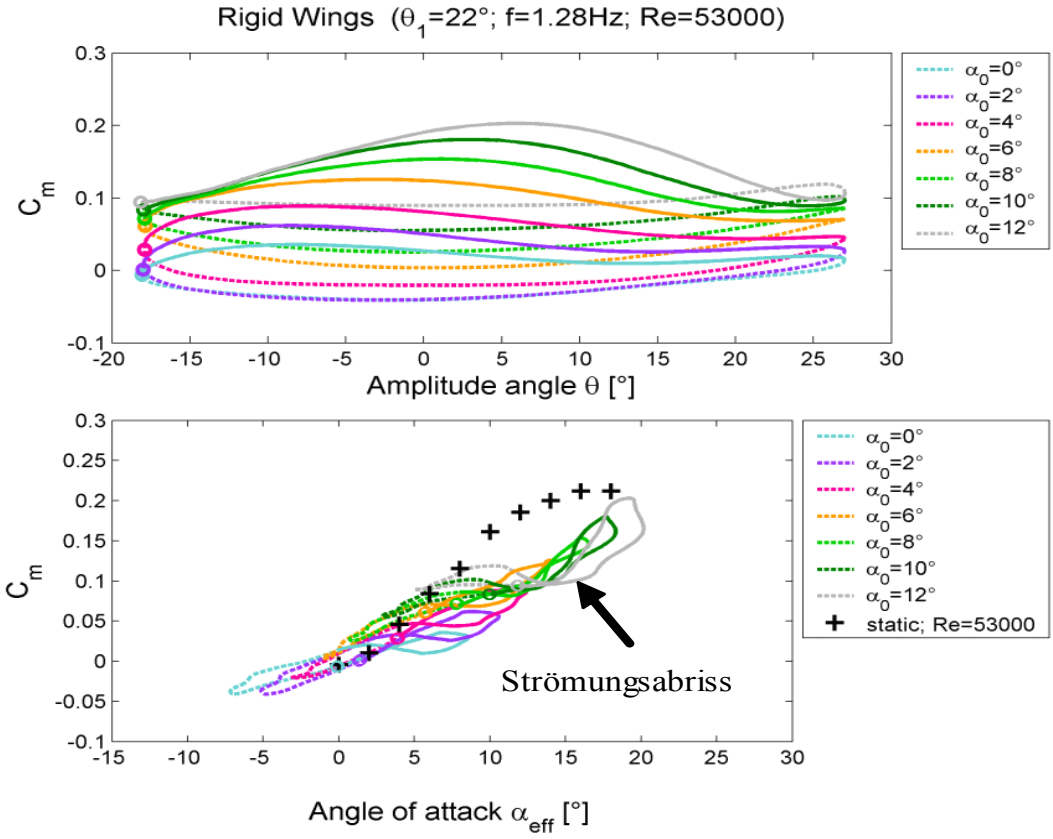


Abbildung 146: Darstellung der Nickmomentenbeiwerte über dem effektiven Anstellwinkel bei verschiedenen stationären Anstellwinkeln. (--) Aufschlag, (—) Abschlag. (o) unterer Umkehrpunkt, (•) maximaler effektiver Anstellwinkel.

In Abbildung 147 und Abbildung 148 sind die C_z-Werte und C_x-Werte bezogen auf den jeweiligen stationären Wert gegeneinander aufgetragen. Hierbei lässt sich auf den ersten Blick erkennen, in welchen Phasen des Flügelschlagzyklus mehr oder weniger Normal- bzw. Horizontalkraft erzeugt wird als am stationär angeströmten Flügel. Abbildung 147 zeigt, dass bei hohen reduzierten Frequenzen und einem α_0 von 2° über den gesamten Flügelschlagzyklus hinweg weniger Rücktrieb erzeugt wird als beim stationär angeströmten Flügel.

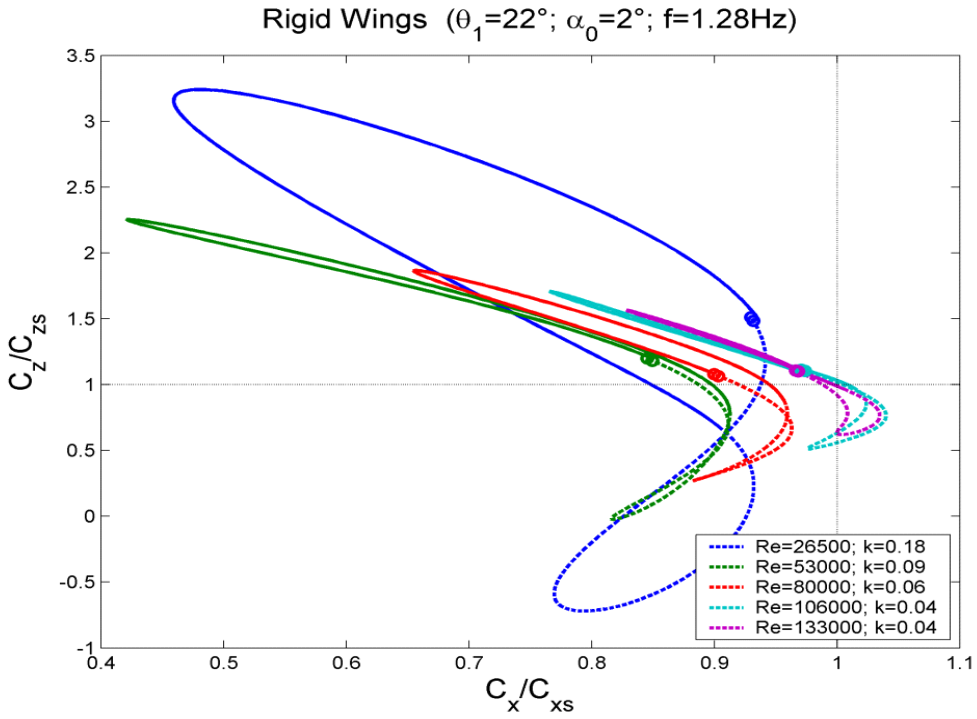


Abbildung 147: Darstellung der Beiwerte der Vertikal- und Horizontalkraft normiert auf die Beiwerte des stationären Anstellwinkels. (--) Aufschlag, (—) Abschlag. (o) unterer Umkehrpunkt.

Abbildung 148 zeigt hingegen, dass bei einem sehr hohen stationären Anstellwinkel (α_0=12°) aufgrund der Strömungsablösung im Abschlag bei hohen reduzierten Frequenzen zusätzlicher Rücktrieb erzeugt wird.

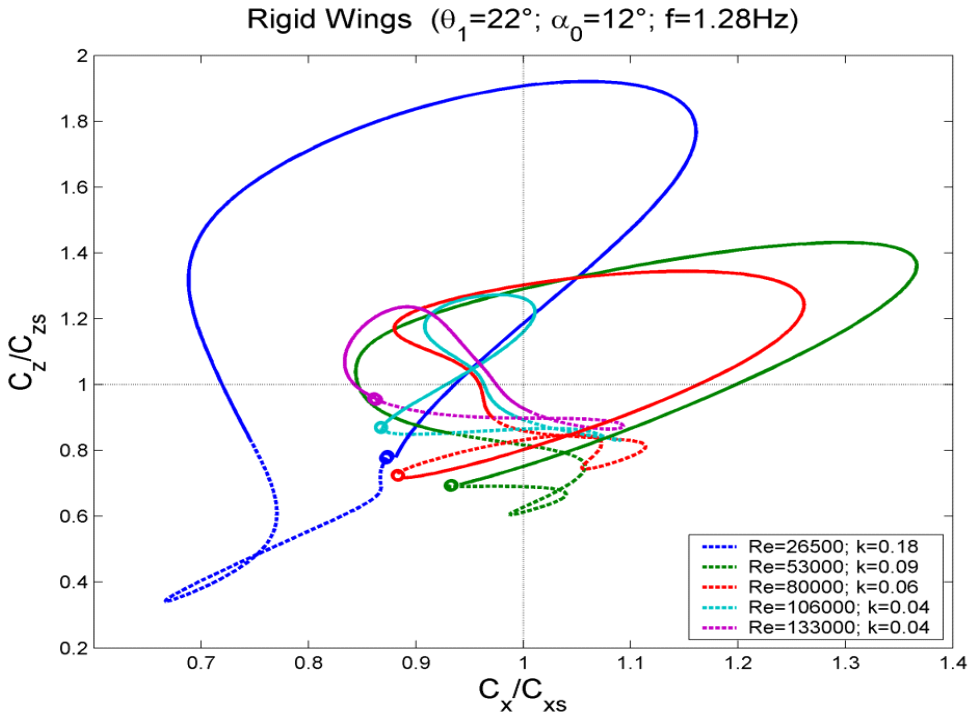


Abbildung 148: Darstellung der Beiwerte der Vertikalkraft über dem Amplitudenwinkel bei verschiedenen Anströmgeschwindigkeiten. (--) Aufschlag, (—) Abschlag. (o) unterer Umkehrpunkt, (•) maximaler effektiver Anstellwinkel.

Der vom Modell erzeugte Widerstand steht in keinerlei Bezug zu dem Widerstand eines tatsächlichen Vogels. Die Angaben in der Literatur zum Widerstandsbeiwert von Vögeln können stark voneinander abweichen und zeigen eine starke Abhängigkeit von Größe und Fluggeschwindigkeit der Tiere. Spezielle Angaben zu Widerstandsbeiwerten im Gänseflug konnten nicht gefunden werden. Allgemein liegen deutlich mehr Erkenntnisse zu kleineren Vögel vor. Bei Terres (1968) ist für kleine Vögel ein Gesamtwiderstandsbeiwert von 0.02 bezogen auf die Gesamtflügelfläche angegeben. Die Beiwerte großer Vögel werden generell als niedriger angesehen. Bei Azuma (2006) wird der Gesamtwiderstandsbeiwert für Steinadler mit 0.013, der für Albatrosse mit 0.009 angegeben. Der Vergleich dieser Informationen mit den für verschiedene Spezies angegebenen Gleitzahlen führt zu der Einschätzung, dass für den Streckenflug großer Vögel ein Wert zwischen 0.015-0.035 als realistisch angesehen werden kann.

Der Gesamtwiderstandsbeiwert eines Vogels lässt sich in verschiedene Widerstandsanteile aufspalten. Neben dem parasitären Widerstand (C_{DPar}), in welchem Körper, Schnabel, Kopf, Füße und Schwanzblatt enthalten sind, und dem Profilwiderstand (C_{DPro}) spielen der induzierte Widerstand (C_{Di}) und der Interferenzwiderstand ($C_{Dinterf}$) eine bedeutende Rolle. Der induzierte Widerstand kann auf experimentellem Wege bei Vögeln nicht ermittelt werden und ist im Schlagflug

auch theoretisch nicht zu erhalten. Er steht mit dem Auftriebskoeffizienten in folgendem Zusammenhang:

$$C_{Di} = \frac{C_L^2}{\pi \Lambda e} \tag{5.35}$$

Wobei *e* den Effizienzfaktor des Flügels darstellt, der den Einfluss von morphologischen Parametern wie Flügelfläche, Flügelform und Verwindung widerspiegelt. Selbst wenn die Flügelfläche beim Streckenflug großer Vögel als konstant angenommen werden kann und von einer elliptischen Flügelform ausgegangen wird, so bleibt die Flügelverwindung und ihre Änderung über den Flügelschlagzyklus hinweg ein nicht zu bestimmender Faktor. Die für fixierte Flügel verschiedener Vogelarten berechneten Werte von *e* erstrecken sich nach Withers (1981) über einen großen Bereich von 0.3 bis 0.8, allerdings wird der Wert oftmals als wesentlich höher angenommen (*e*=1.0 bei Pennycuick 1969; *e*=0.9 bei Tucker 1973). Es bleibt jedoch das Problem, dass der induzierte Widerstand am bewegten Flügel nicht mit ausreichender Zuverlässigkeit bestimmt werden kann. Der Interferenzwiderstand ist am lebenden Vogel ebenfalls nicht zu ermitteln. Eine Positionierung der Flügel an entsprechender Stelle ohne eine kraftschlüssige Verbindung zum Rumpf würde im Fall des Modells eine entsprechende Bestimmung erlauben. Allerdings müssen die Messungen für ausreichend viele Positionen der Flügel über den Flügelschlagzyklus hinweg durchgeführt werden, was aufgrund des großen Messaufwandes innerhalb der vorliegenden Arbeit nicht möglich war.

Ausgiebige Untersuchung zum Beiwert des Körperwiderstandes (C_{DPar}) kleinerer Vögel enthält die Arbeit von Hedenström und Liechti (2001). Die Werte liegen dabei im Mittel bei 0.4 und sind auf die Stirnfläche des Rumpfes bezogen. Beispielhafte Umrechnungen, die den Bezug zur Gesamtflügelfläche herstellen, ergeben Werte um etwa 0.019. Gleichzeitig wird der Profilwiderstand (C_{DPro}) von Pennycuick (1989, 1992) mit 0.014 bzw. 0.0207 angegeben.

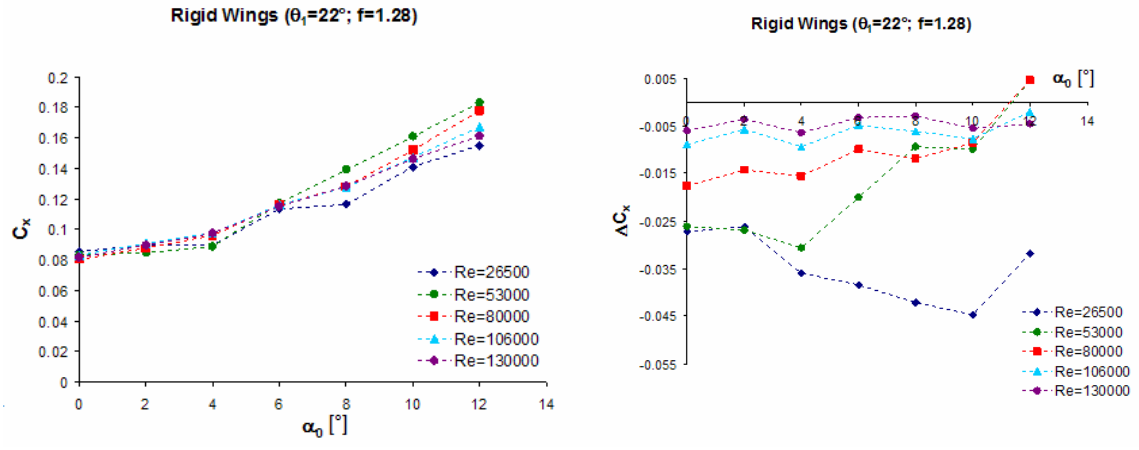
Ein Vergleich zwischen den in der Literatur für den Vogelflug angegebenen Widerstandsbeiwerten für C_{DPar} und C_{DPro} mit den für das Modell ermittelten Werten für Körper- und Flügelwiderstand zeigte einen bedeutend höheren Widerstandsbeiwert für den Modellkörper. Der für den Rumpf des Modells berechnete, auf die Flügelfläche bezogene Wert liegt bei C_{DPar}=0.09 und ist damit wesentlich höher als der von Hedenström und Liechti (2001) postulierte Wert für große Vögel. Hingegen liegt der von Pennycuick für den Profilwiderstand angegebene Wert (C_{DPro}=0.014-0.02) in etwa im Größenordnungsbereich der für die Modellflügel bei α_0=0° zutreffenden Werte für den Flügelwiderstand ($C_{DPro} + C_{Di}$).

Im Folgenden soll nun geprüft werden, ob die über den Flügelschlag hinweg produzierten Vertikal- und Horizontalkräfte zur Kompensation der Gewichts- und Widerstandskraft im Vogelflug ausreichend sind. Da der Widerstand des Modells wesentlich höher ist als im Vogelflug, wird über den Flügelschlagzyklus hinweg kein Nettovortrieb erzeugt. Aus diesem Grund sind in Abbildung 149 neben den über den

Flügelschlagzyklus gemittelten Beiwerten der Horizontalkräfte auch die Änderungen der Beiwerte im Bezug zu den Werten des stationär angeströmten Modells dargestellt, d.h. die Werte der stationären Messung bei dem entsprechenden α_0 um den der Flügel schlägt, werden von den gemittelten Werten subtrahiert. Die Auswirkungen der Strömungsablösung zeigen sich im Anstieg der C_x-Werte, bei großem k und α_0. Bei kleineren α_0-Werten wird im Mittel vom bewegten Flügel weniger Rücktrieb erzeugt als vom unbewegten Modell. Allerdings liegen die C_x-Werte etwas unterhalb derer, die zur Überwindung des Widerstandes im Vogelflug notwendig wären. Bei hohen reduzierten Frequenzen nähern sie sich den notwendigen Werten von 0.015-0.035 an.

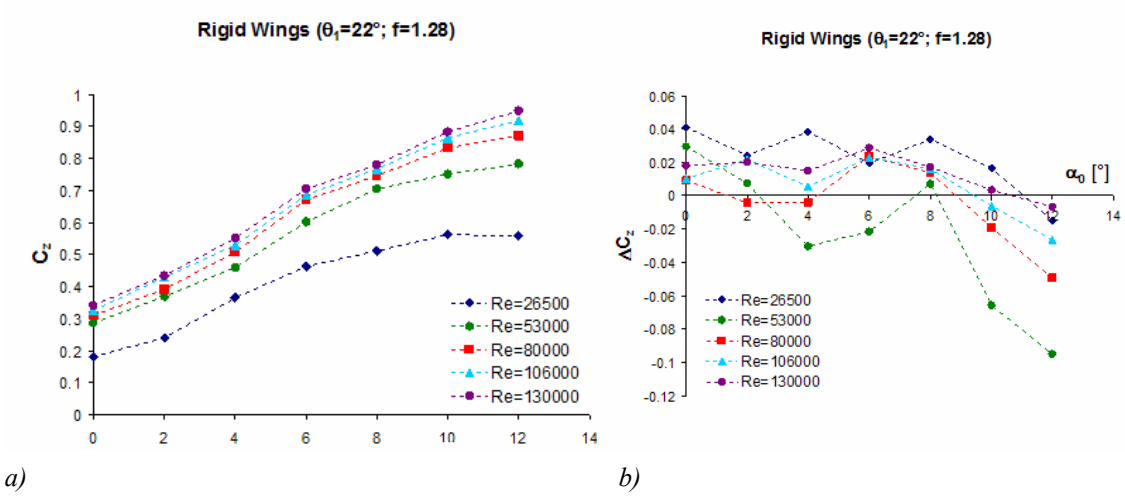
In Abbildung 150 zeigt sich, dass die Beiwerte der Vertikalkraft maximal 10% von denen der stationären Werte abweichen. Aufgrund der massiven Strömungsablösungen wird bei hohen α_0-Werten und großem k im Mittel etwas weniger Auftrieb über dem Flügelschlagzyklus hinweg erzeugt als es beim stationär angeströmten Modell der Fall wäre. Allerdings wird der für die Gams erforderliche Auftriebsbeiwert von 0.6-0.7 hier nicht ganz erreicht.

Für den horizontalen Gänseflug bedeuten die Ergebnisse der C_z-Werte und C_x-Werte, dass die Tiere mit einer derart einfachen Kinematik, wie sie das Modell aufweist, mit einer höheren reduzierten Frequenz fliegen müssten als sie das tatsächlich tun, um genügend Nettoauftrieb und Nettovortrieb zu erzeugen. Bei der Re=26500 und k=0.14 wird über einen weiten α_0-Bereich eine vorwärts gerichtete Kraft produziert. Grund hierfür könnte die Ausbildung eines stabileren Vorderkantenwirbels sein, der die Auswirkungen des Strömungsabrisses kompensiert. Der Grund für die Stabilisierung kann dabei zum einen in der hohen reduzierten Frequenz liegen, zum anderen im erhöhten Einfluss der lateralen Geschwindigkeitskomponente.



a) *b)*

Abbildung 149: C_x-Werte (a) über den Flügelschlagzyklus hinweg gemittelt, (b) Änderung der C_x-Werte über den Flügelschlagzyklus hinweg gemittelt. Die Werte sind aufgetragen über dem stationären Anstellwinkel für verschiedene Reynoldszahlen bei einer Schlagfrequenz von 1.28Hz.



a) *b)*

Abbildung 150: C_z-Werte (a) über den Flügelschlagzyklus hinweg gemittelt, (b) Änderung der C_z-Werte über den Flügelschlagzyklus hinweg gemittelt. Die Werte sind aufgetragen über dem stationären Anstellwinkel für verschiedene Reynoldszahlen bei einer Schlagfrequenz von 1.28Hz.

Abbildung 151 und Abbildung 152 zeigen die C_z-Werte über dem Amplitudenwinkel, die für verschiedene reduzierte Frequenzen nach Multhopp berechnet bzw. mit der Waage gemessen wurden. Die berechneten Werte zeigen aufgrund der konstanten Steigung der Auftriebsbeiwerte und ihrer Reynoldszahlunabhängigkeit zunehmende Unterschiede in Auf- und Abschlag, welche symmetrisch um den $C_{z(\alpha 0)}$-Wert schwanken.

Der Vergleich von Multhopp und Messung zeigt bei niedrigen reduzierten Frequenzen eine gute Übereinstimmung, wenn vom Einfluss der aerodynamischen Phasenverschiebung abgesehen wird (Abbildung 152). Dies gilt bis zu einer reduzierten Frequenz von 0.09. Aufgrund der mit zunehmendem k einhergehenden sehr kleinen Reynoldszahlen weicht die Kurve der Messungen bei k=0.18 dann deutlich von dem mit Multhopp vorhergesagten Verlauf ab. Aus diesem Grund werden im Folgenden die C_z-Werte auf die bei der entsprechenden Reynoldszahl gemessenen $C_{z(\alpha 0)}$-Werte normiert.

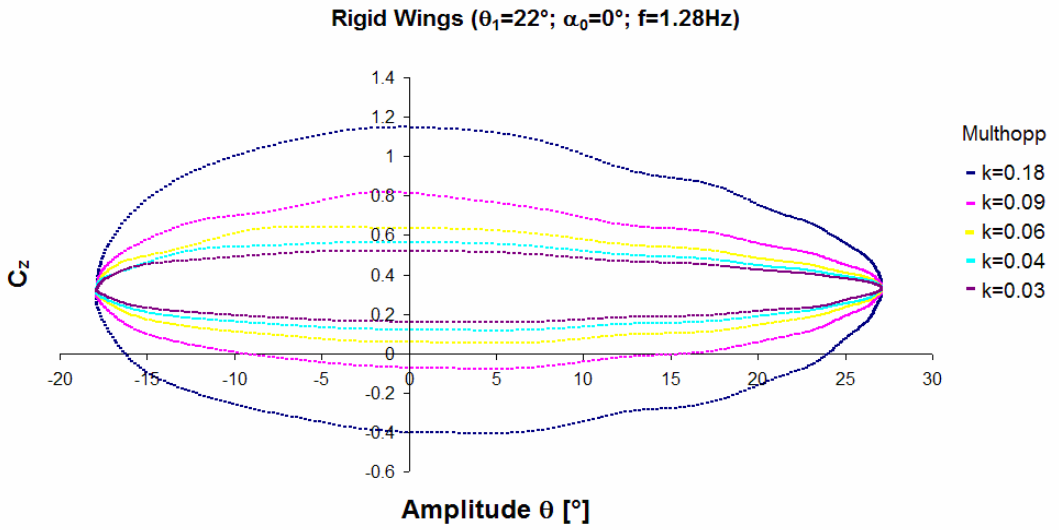


Abbildung 151: Darstellung der auf die $C_{z(\alpha 0)}$-Werte normierten nach Multhopp berechneten C_z-Werte über der Schlagamplitude. Verglichen werden die Ergebnisse für verschiedene reduzierte Frequenzen.

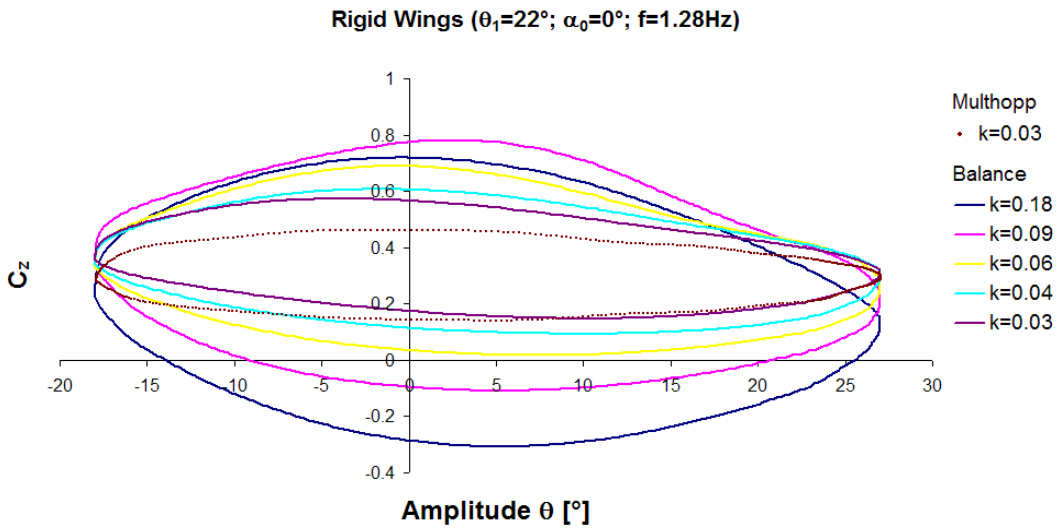


Abbildung 152: Darstellung der auf die $C_{z(\alpha 0)}$-Werte normierten gemessenen C_z-Werte über der Schlagamplitude. Verglichen werden die Ergebnisse für verschiedene reduzierte Frequenzen.

In Abbildung 153, Abbildung 154 und Abbildung 155 sind die Ergebnisse der quasistationären Berechnungen nach Multhopp und der direkten Kraftmessungen bezüglich C_z-Werte gegenübergestellt. Der Vergleich soll zeigen, inwieweit die Ergebnisse der Kraftmessungen in Abhängigkeit von der reduzierten Frequenz von der quasi-stationären Vorhersage abweichen. In Abbildung 153 sind die über den gesamten

Flügelschlagzyklus hinweg gemittelten Beiwerte aufgetragen. Die mittels Multhopp berechneten Beiwerte werden hierbei einmal dargestellt, da sie unbeeinflusst von Anstellwinkel und reduzierter Frequenz immer bei 1 liegen. Die gemessenen Werte hingegen zeigen auch bei kleinen reduzierten Frequenzen eine gewisse Anstellwinkelabhängigkeit, d.h. die Werte sinken mit zunehmendem Anstellwinkel. Der Grund hierfür kann sowohl in eventuellen Strömungsablösungen liegen als auch im Einfluss der Flügel-Rumpf Interferenz. Die Abweichungen nehmen mit steigender reduzierter Frequenz zu, was auf eventuelle Auswirkungen von Strömungsablösungen und „*Dynamik stall*"-Effekt zurückzuführen ist. Wie bereits in Abbildung 149 und Abbildung 150 zu erkennen ist, weichen die über den gesamten Flügelschlagzyklus hinweg produzierten C_z-Werte in der Regel nur geringfügig von dem zum entsprechenden α_0 gehörigen Wert ab. Allerdings ist bereits bei niedrigen reduzierten Frequenzen eine Abhängigkeit vom stationären Anstellwinkel zu verzeichnen, die die Vermutung nahe legt, dass Strömungsablösungen einen entsprechenden Einfluss nehmen. Den Erwartungen entsprechend muss der Unterschied mit steigender reduzierter Frequenz zunehmen, eine Tendenz, die in der nachfolgenden Abbildung bestätigt wird. Allerdings liegen die Werte nicht wie erwartet alle unterhalb der $C_{z(\alpha 0)}$-Werte sondern nehmen mit steigender reduzierter Frequenz wieder leicht zu. Ein Hinweis darauf, dass eventuell auftretende „*Dynamic stall*"-Effekte den Einfluss des Strömungsabrisses teilweise kompensieren.

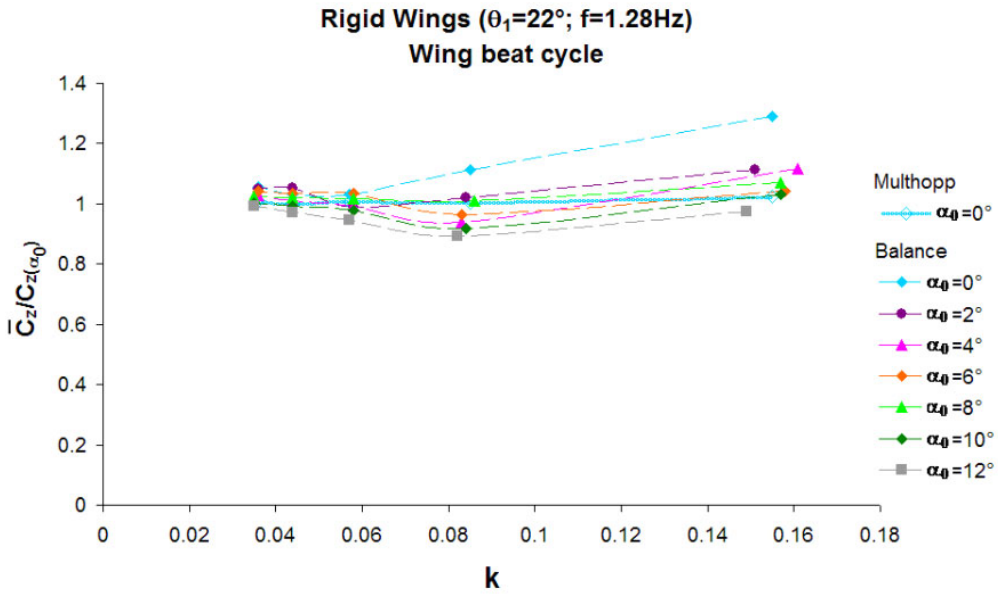


Abbildung 153: Darstellung der auf die $C_{z(\alpha 0)}$-Werte normierten C_z-Werte über der reduzierten Frequenz. Verglichen werden die Ergebnisse aus den direkten Kraftmessungen und den Berechnungen nach Multhopp für verschiedene Anstellwinkel. Die Mittelung erfolgt über den gesamten Flügelschlagzyklus hinweg.

Abbildung 154 und Abbildung 155 zeigen die $C_z/C_{z(\alpha 0)}$-Werte der Messungen und Berechnungen nach Multhopp für den Ab- und Aufschlag. Auch hier zeigen sich zunehmende Abweichungen von der ursprünglichen Steigung bei hohen reduzierten Frequenzen und hohen Anstellwinkeln. Allerdings muss berücksichtigt werden, dass die Trennung der C_z-Werte bezüglich ihrer Entstehung im Auf- bzw. Abschlag aufgrund der aerodynamischen Phasenverschiebungen nicht vollständig durchgeführt werden kann.

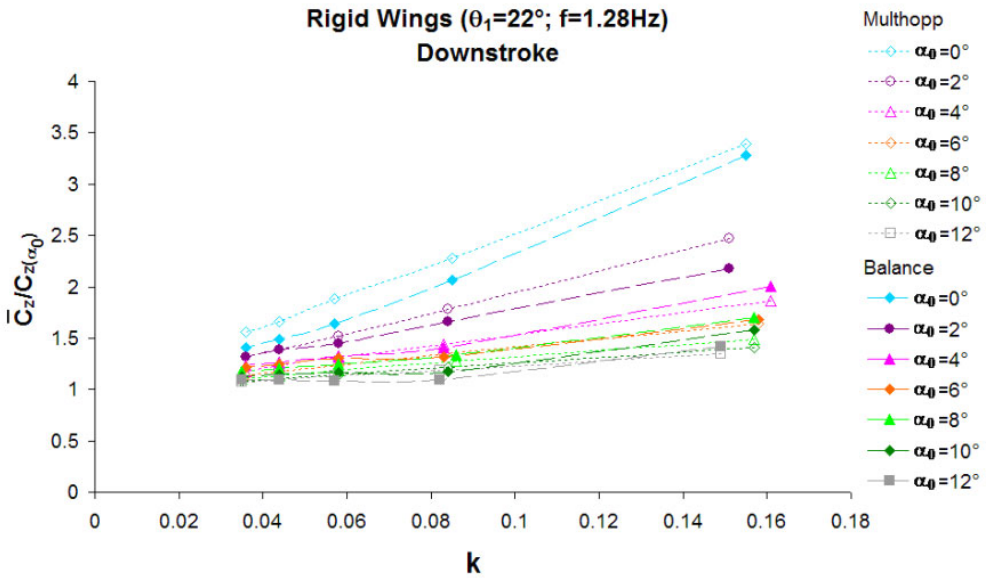


Abbildung 154: Darstellung der auf die $C_{z(\alpha 0)}$-Werte normierten C_z-Werte über der reduzierten Frequenz. Verglichen werden die Ergebnisse aus den direkten Kraftmessungen und den Berechnungen nach Multhopp für verschiedene Anstellwinkel. Die Mittelung erfolgt über den Abschlag hinweg

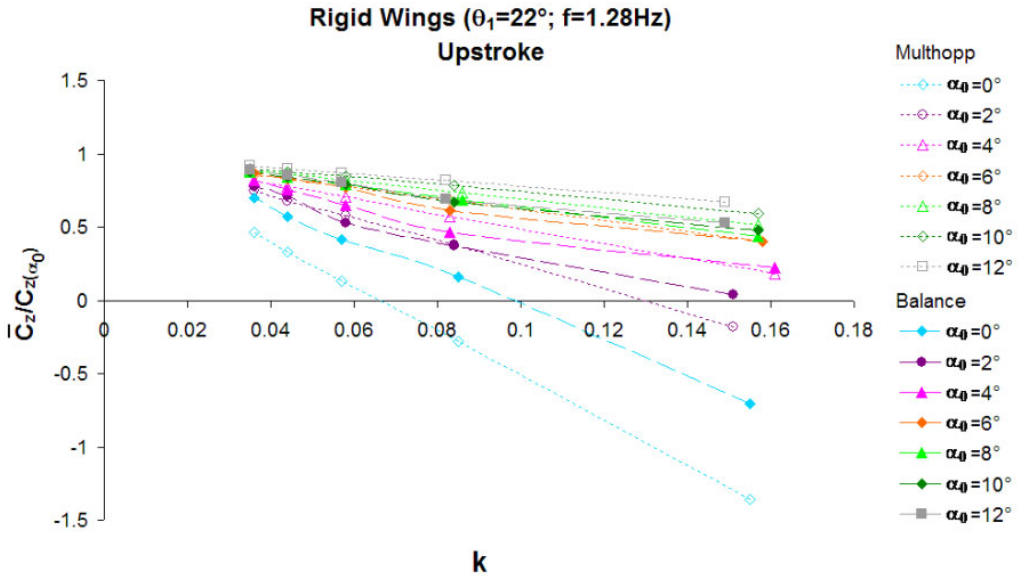


Abbildung 155: Darstellung der auf die $C_{z(\alpha 0)}$-Werte normierten C_z-Werte über der reduzierten Frequenz. Verglichen werden die Ergebnisse aus den direkten Kraftmessungen und den Berechnungen nach Multhopp für verschiedene Anstellwinkel. Die Mittelung erfolgt über den Aufschlag hinweg

Zur Überprüfung der Abhängigkeit der Ergebnisse höherer reduzierter Frequenzen von der Reynoldszahl werden in Abbildung 156 reduzierte Frequenzen aufgetragen, die durch den Einsatz verschiedener Schlagfrequenzen erzeugt werden. Dabei zeigt sich eine Fortsetzung des Trends höherer C_z-Werte mit steigendem k, wobei sich zunehmende α_0-Werte negativ auswirken. Eine Erklärung für die Zunahme könnte in der Stabilisierung des „*Dynamic stall*"-Effektes liegen. Allerdings stellt sich die Frage, ob solch eine drastische Zunahme bei doch relativ geringen reduzierten Frequenzen tatsächlich als realistisch einzuschätzen ist. Andererseits zeigen auch die Ergebnisse in Abbildung 150 um bis zu 10% höhere C_z-Werte bei kleinen stationären Anstellwinkeln. Dabei darf nicht vergessen werden, dass es sich um eine komplexe 3-dimensionale Strömung am Flügel handelt, wobei sich benachbarte Bereiche gegenseitig positiv bzw. negativ beeinflussen können. Die Ergebnisse der Visualisierung des mit dem „*Dynamic stall*"-Effekt einhergehenden Vorderkantenwirbels finden sich in nachfolgendem Kapitel.

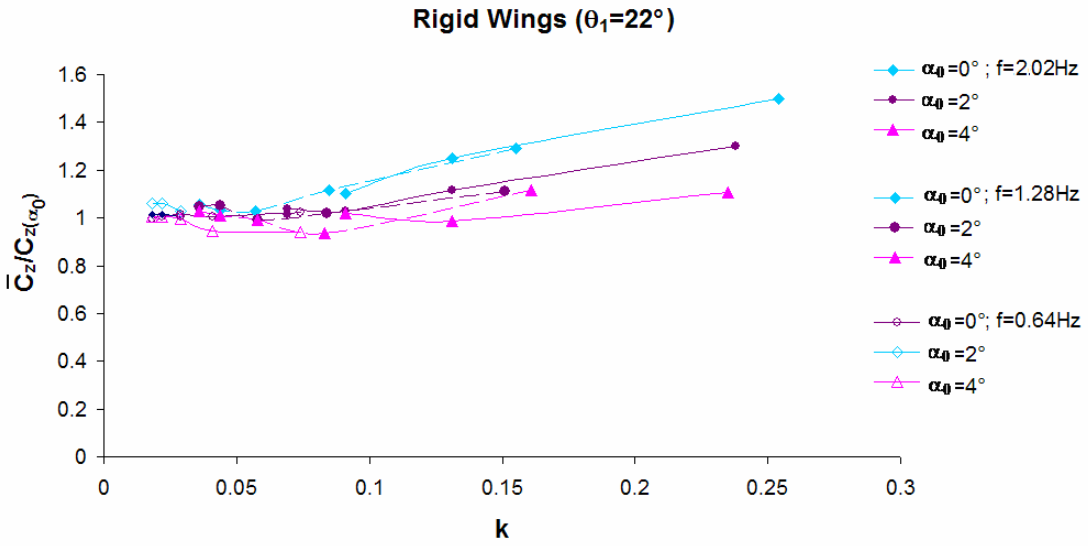


Abbildung 156: Darstellung der auf die $C_{z(\alpha 0)}$-Werte normierten C_z-Werte über der reduzierten Frequenz. Verglichen werden die Ergebnisse aus den direkten Kraftmessungen und den Berechnungen nach Multhopp für verschiedene Anstellwinkel. Die Mittelung erfolgt über den gesamten Flügelschlagzyklus hinweg.

5.4 Dynamic Stall Effekt

Die Visualisierung der Vorderkantenwirbel erfolgte an zwei verschiedenen Flügelpaaren, zum einen an dem starren Referenzflügelpaar zum anderem am Flügelpaar mit scharfer Vorderkante, wobei die Messungen an letzterem in Zusammenarbeit mit Dr. Eize Stamhuis (Department of Marine Biology der University of Groningen) durchgeführt wurden.

Die Messungen auf der Oberseite der Tragfläche gestalten sich schwierig und machen eine nachträgliche Maskierung des Flügelbereiches unerlässlich. Zusätzlich zur Flügelkontur müssen Bereiche mit großen Reflexionen bzw. die vom Flügel geworfenen Schatten ebenfalls eliminiert werden. Die Maske ist für jeden Amplitudenwinkel und jede Spannweitenposition neu zu erstellen, da der im Bild sichtbare Flügelausschnitt sich mit zunehmendem Amplitudenwinkel und zum Rumpf hin vergrößert. Die Maskierung erfolgt mit der im Dantec FlowManager® vorhandenen Maskierungsfunktion, dabei wird die erstellte Maske im Anschluss an die adaptive Korrelation über das erstellte Vektorbild gelegt. Die Unterscheidung zwischen einer kleineren Ablöseblase eines ausgeprägten Vorderkantenwirbels und einem vollständigen Strömungsabriss gestaltet sich aufgrund der ausgeprägten Mischformen oftmals schwierig und wird durch die Reflexionen zusätzlich erschwert. Umfangreiche Analysen zum Verhalten der Strömung auf einem bewegten Tragflügel bis in den Bereich der Grenzschicht finden sich bei Radespiel et al. (2006) und Windte et al. (2006). Zur Erleichterung der Identifizierung wird die mittlere

Strömungsgeschwindigkeit vom Vektorbild subtrahiert. Dies erleichtert die Feststellung, ob es sich um einen Vorderkantenwirbel (VKW) oder einen Strömungsabriss handelt. Bei einem VKW legt sich die Strömung wieder an das Profil an. Neben dem VKW (Abbildung 157) wird auch der gebundene Wirbel um den Tragflügel erkennbar. Gleichzeitig zeigt sich die Verlangsamung der Geschwindigkeit im Bereich der Nachlaufdelle. Oftmals kommt es zum gleichzeitigen Auftreten eines VKWs und eines von der Hinterkante ausgehenden Strömungsabrisses. Der VKW dreht sich dabei im Uhrzeigersinn während der an der Hinterkante beginnende Strömungsabriss meist durch mehrere kleinere gegen den Uhrzeigersinn drehende Wirbelzentren gekennzeichnet ist.

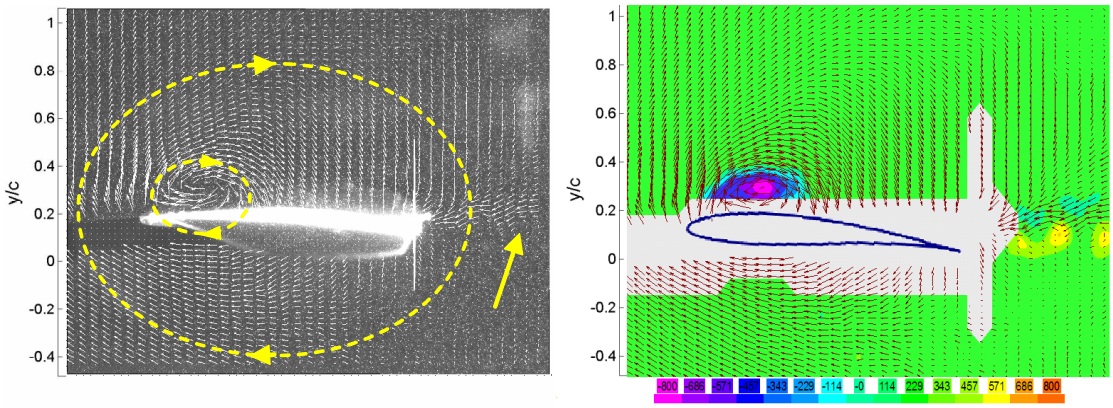


Abbildung 157: Darstellung des VKW beim Flügel mit scharfer Vorderkante (Sharp Wing θ_0=22°; α_0=8°; f=2.02Hz, k=0.27, θ=-2.4°. a) Darstellung der Geschwindigkeitsvektoren nach Abzug der mittleren Strömungsgeschwindigkeit. Gebundener Wirbel um den Tragflügel (großer Kreis), VKW (kleiner Kreis), Nachlaufdelle (Pfeil). b) Vektordarstellung und Vorticiy.

In Abbildung 158 und Abbildung 159 wird das Strömungsbild um die Tragfläche bei der Ausbildung eines VKWs und eines kompletten Strömungsabrisses miteinander verglichen. Zu diesem Zweck sind die Geschwindigkeitsprofile der u-Geschwindigkeit nach Abzug der mittleren Geschwindigkeit an jeweils drei Positionen entlang der Strömungsrichtung aufgetragen. Zusätzlich sind die u-Geschwindigkeiten zusammen mit dem Tragflügel farblich dargestellt.

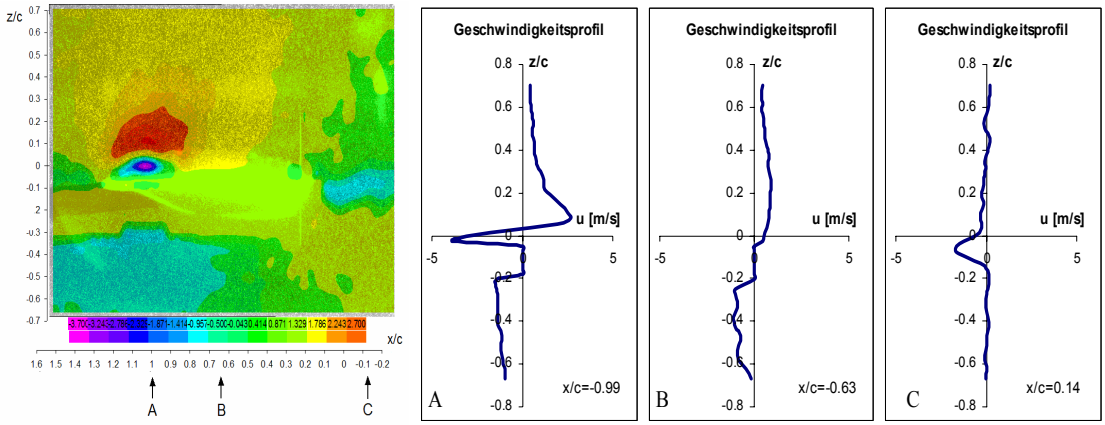


Abbildung 158: Darstellung der Geschwindigkeitsprofile von u an 3Positionen in Strömungsrichtung nach Subtraktion der mittleren Geschwindigkeit. (Sharp Wing θ_0=22°; α_0=8°; f=2.02Hz, k=0.27, θ=-2.4, Position 245 mm distal). Im Bereich von Flügeln und Reflexionen, also Gebieten, in denen keine Daten zur Verfügung stehen, wird die Geschwindigkeit als Null angenommen. Die Bilder sind dem Dantec FlowManager® entnommen weshalb eine Normierung der Längenangaben unterbleibt.

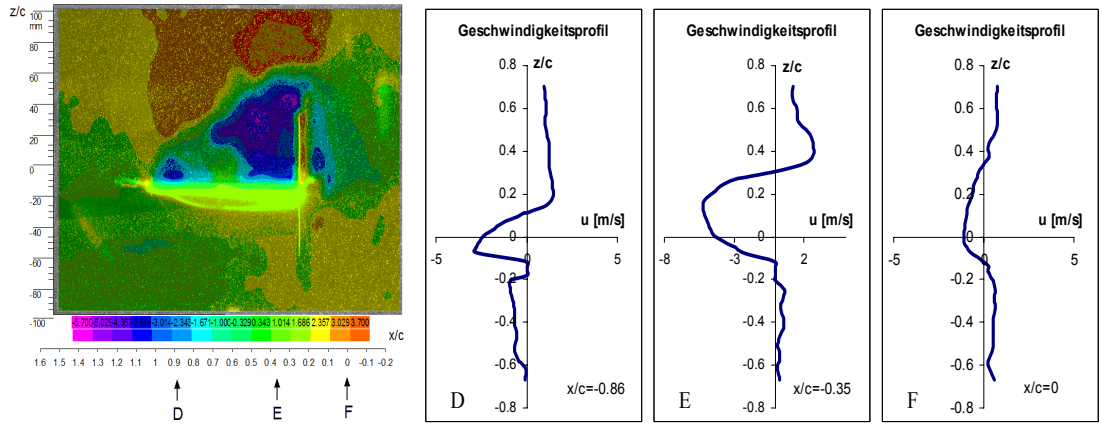


Abbildung 159: Darstellung der Geschwindigkeitsprofile von u an 3Positionen in Strömungsrichtung nach Subtraktion der mittleren Geschwindigkeit. (Sharp Wings θ_l=22°; α_0=8°; f=2.02Hz, k=0.27, θ =-2.4, Position 345 mm distal) Im Bereich von Flügeln und Reflexionen, also Gebieten, in denen keine Daten zur Verfügung stehen, wird die Geschwindigkeit als Null angenommen.

In Abbildung 158 ist das für einen Tragflügel charakteristische Auftreten einer Geschwindigkeitsdifferenz auf Ober und Unterseite (B) sowie die Existenz einer Nachlaufdelle (C) klar erkennbar. Im Bereich des VKWs zeigt sich zusätzlich zur in B dargestellten Geschwindigkeitsdifferenz ein lokal auftretender starker Unterschied in der Geschwindigkeit auf der Flügeloberseite, der durch den VKW initiiert wird. In Abbildung 159 hingegen lässt sich auf der Oberseite im Bereich der Vorderkante (D) lediglich eine Verlangsamung der Strömung erkennen. Die Strömung reißt hier ab und es kommt im Gegensatz zum VKW nicht zu einem Wiederanlegen im hinteren Bereich der Tragfläche (E). Gekennzeichnet ist der vollständige Strömungsabriss mit dem

einhergehenden hohen Widerstand durch eine starke Geschwindigkeitsabnahme auf der Flügeloberseite, deren Höhe in Richtung der Hinterkante zunimmt. Auch die Nachlaufdelle beschränkt sich hier nicht auf einen lokalen Bereich sondern erstreckt sich über einen deutlich höheren Bereich.

Unbewegter Referenzflügel

Aus Gründen der Vergleichbarkeit werden zusätzliche Messungen am statischen Flügel durchgeführt. Zu diesem Zweck werden die Flügel in horizontaler Position ($\theta = 0°$) arretiert. Die Ergebnisse werden über 25 Bildpaare hinweg gemittelt. Wie erwartet lassen sich beim stationär angeströmten Flügel keine VKW erkennen. Es gelingt jedoch bei höheren Geschwindigkeiten, die Ausbildung einer laminaren Ablöseblase zu identifizieren. Aufgrund der Flügelreflexion kann der Bereich der Grenzschicht jedoch nicht erfasst werden.

Bewegter Referenzflügel

Basierend auf den Ergebnissen der Kraftmessungen kann davon ausgegangen werden, dass der Referenzflügel trotz seiner runden Vorderkante bei bestimmten Parametereinstellungen einen Vorderkantenwirbel aufweist. Die Voraussetzung hierfür ist eine hohe reduzierte Frequenz. In Abbildung 160 sind die vertikalen Kraftbeiwerte verschiedener reduzierter Frequenzen bei α_0=8° gegen den effektiven Anstellwinkel der Halbspannweite aufgetragen. Deutlich lassen sich die erhöhten Kraftbeiwerte des bewegten Flügels im Vergleich zu den stationären Beiwerten erkennen. Basierend auf der Annahme, dass die Ausbildung eines Vorderkantenwirbels die Ursache der erhöhten Beiwerte darstellt, werden Aufnahmen der Tragflügeloberseite bei gleichen Parametereinstellungen analysiert. Aufgrund der Kraftmessungen ist zu erwarten, dass sich zumindest bei Reynoldszahlen von 26500 und 53000 die Ausbildung eines Vorderkantenwirbels nachweisen lässt. Gleichzeitig zeigen die Ergebnisse der Kraftmessungen, gekennzeichnet durch den Auftritt einer Hystereseschleife, dass es bei sehr hohen effektiven Anstellwinkeln an der Flügelspitze zum Strömungsabriss kommt, der sich in Richtung der Flügelwurzel ausbreitet. Es kann daher davon ausgegangen werden, dass im distalen Bereich des Flügels bei hohen reduzierten Frequenzen neben einem möglichen VKW auch ein Strömungsabriss visualisiert werden kann.

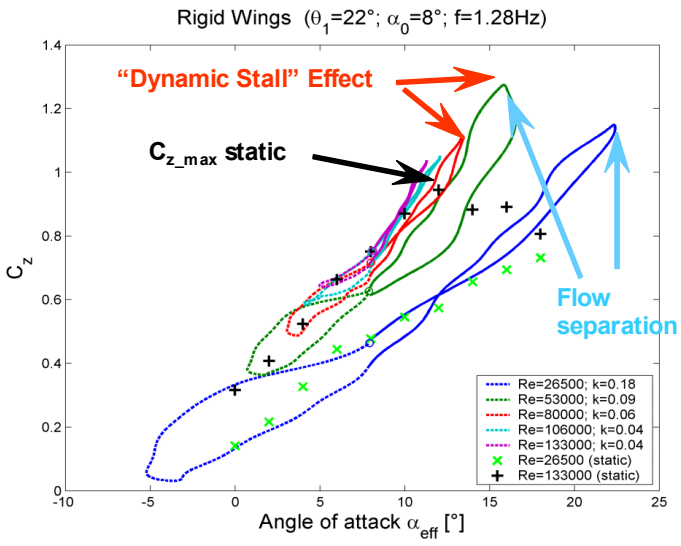


Abbildung 160: Darstellung der vertikalen Kraftbeiwerte über dem effektiven Anstellwinkel der halben Halbspannweite. Die auf den „Dynamic Stall"-Effekt zurückgeführten erhöhten Kraftbeiwerte sowie der durch die Hystereseschleife indizierte Strömungsabriss sind bei Geschwindigkeiten von 3m/s, 6m/s und 9m/s deutlich zu erkennen. Bei 12m/s und15m/s ist kein Strömungsabriss mehr zu verzeichnen.

Die Ergebnisse der Messungen auf der Flügeloberseite sind in Tabelle 3 zusammengefasst. Es zeigt sich, dass es bei hohen reduzierten Frequenzen in der Tat zur Ausbildung eines VKWs kommt. Im Gegensatz zum Strömungsabriss ist der VKW durch ein deutliches Wiederanlegen der Strömung an der Flügeloberseite gekennzeichnet. Die Visualisierung an verschiedenen Positionen entlang der Spannweite zeigt, dass der VKW in einem relativ engen Bereich angesiedelt ist, distal geht er in einen Strömungsabriss über. Die Position, an der der VKW entsteht, ist bei k=0.09 zur Flügelspitze hin verschoben, dies ist auf die geringeren effektiven Anstellwinkel zurückzuführen. Bei niedrigeren reduzierten Frequenzen kann kein VKW im Bereich der untersuchten Phase des Schlagzyklus nachgewiesen werden. Im Gegensatz hierzu sind durch die direkten Kraftmessungen auch bei niedrigeren reduzierten Frequenzen noch erhöhte Kraftbeiwerte zu verzeichnen, allerdings in deutlich abnehmendem Maße. Da die untersuchte Phase des Schlagzyklus die höchsten effektiven Anstellwinkel aufweist, die Strömung jedoch bis zur Flügelspitze hin anliegt, kann davon ausgegangen werden, dass die Erhöhung nicht auf einen VKW zurückzuführen ist.

Rigid Wings θ_1=22°; α_0=8°; f=1.28Hz				
Position [mm]	k=0.18	k=0.09	k=0.06	k=0.04
-2.97	0	0	0	0
-2.59	0	0	0	0
-2.26	0	0	0	0
-1.84	VKW	0	0	0
-1.44	Stall	VKW	0	0
-1.09	Stall	Stall	0	0
-0.74	Stall	Stall	0	0

Tabelle 3: Darstellung der im Abschlag zwischen θ =0° und θ =-12.6° identifizierten Strömungszustände auf der Oberseite des Referenzflügels für verschiedene reduzierte Frequenzen. („0“ steht für anliegende Strömung, „VKW“ bedeutet das Auftreten eines Vorderkantenwirbels an mindestens einer der analysierten Amplitudenwinkelpositionen, „Stall“ steht für Strömungsabriss).

Zur genaueren Analyse des Strömungsverlaufes über den Flügelschlagzyklus hinweg wird die Untersuchung bei ausgewählten Parametern auf den beginnenden Aufschlag erweitert. Bei einer reduzierten Frequenz von 0.27 bildet sich im Aufschlag kurz vor Erreichen des Horizontaldurchganges ein VKW auf der Unterseite des distalen Tragflügels aus.

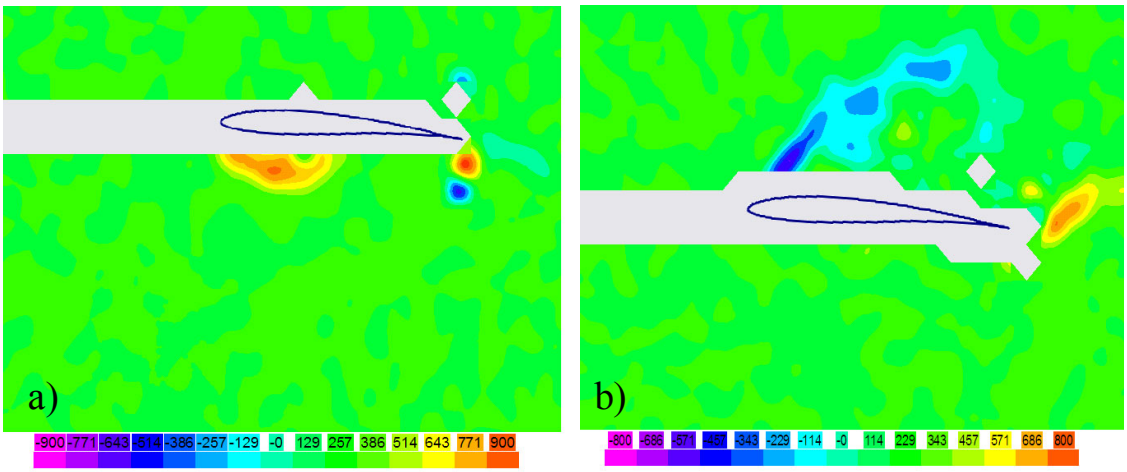


Abbildung 161: Wirbelstärke des Referenzflügels (Rigid Wing θ_1=22°; α_0=8°; f=2.02Hz, k=0.28). a) Vorderkantenwirbel im Aufschlag θ =-3.2°;b) Strömungsablösung im Abschlag θ =-7.5°.

Der Bereich des Abschlages hingegen ist durch eine mehr oder weniger abgerissene Strömung gekennzeichnet. Zum unteren Umkehrpunkt hin bilden sich VKW aus, die jedoch keine Stabilität besitzen und nach hinten abschwimmen und somit wieder in einen Strömungsabriss übergehen. Bei solch hohen reduzierten Frequenzen ist jedoch davon auszugehen, dass sich die VKW bereits in der beginnenden Phase des Abschlages bilden. Eine Annahme, die sowohl durch die vorangegangenen Messungen als auch durch den im proximalen Bereich stabileren VKW gestützt wird. In Verbindung mit den direkten Kraftmessungen bieten die beiden konträr ausgebildeten VKW eine Erklärung für die starke ausgeprägte aerodynamische Phasenverschiebung.

Scharfkantiger Flügel

Bekanntermaßen wird die Ausbildung eines VKW von dem Vorhandensein einer scharfen Vorderkante begünstigt. Es ist daher davon auszugehen, dass das bereits bestätigte Auftreten der VKW beim zweiten untersuchten Flügelpaar in deutlich ausgeprägterer Form zu verzeichnen ist. Dies wird durch die die folgende Tabelle bestätigt.

Sharp Wings θ_1=22°; α_0=8°; f=1.28Hz					**Sharp Wings θ_1=22°; α_0=8°; f=2.02Hz**				
Position [mm]	k=0.18	k=0.09	k=0.06	k=0.04	Position [mm]	k=0.28	k=0.14	k=0.09	k=0.07
-2.97	0	0	0	0	-2.97	-	-	-	-
-2.59	VKW	0	0	0	-2.59	VKW	VKW	0	0
-2.26	VKW	VKW	VKW	0	-2.26	VKW	VKW	VKW	VKW
-1.84	Stall	Stall	VKW	VKW	-1.84	VKW	VKW	VKW	VKW
-1.44	Stall	Stall	Stall	VKW	-1.44	Stall	Stall	Stall	Stall
-1.09	Stall	Stall	Stall	Stall	-1.09	-	-	-	-

Tabelle 4: Darstellung der im Abschlag zwischen θ=0° und θ=-12.6° identifizierten Strömungszustände auf der Oberseite der mit einer scharfer Vorderkante versehenen Tragfläche.

Zur genaueren Analyse des VKWs über die Spannweite hinweg wird die Gestalt des VKWs in Form von Länge, Höhe und Abstand zur Vorderkante des Flügels bei einem Amplitudenwinkel von -2.4° im Abschlag bestimmt.

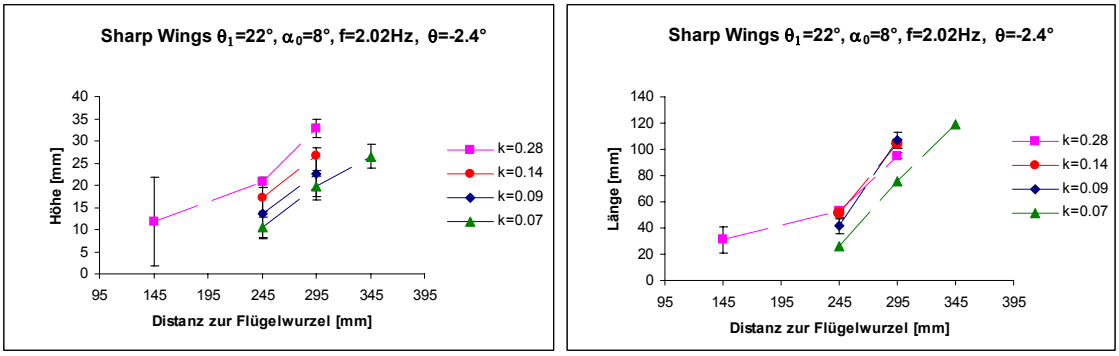


Abbildung 162: Darstellung von Höhe und Länge des VKWs anhand der berechneten Wirbelstärke. Es handelt sich um die Mittelwerte und Standardabweichungen aus jeweils 5 Einzelmessungen.

Die Vermessung erfolgt auf Grundlage der zuvor berechneten Wirbelstärke. Zur Erfassung des Wirbels werden geeignete Grenzwerte festgelegt, welche die Abgrenzung zur umgebenden Turbulenz ermöglichen. Eine quantitative Bestimmung des VKW ist mit diesem Verfahren nicht möglich, die charakteristische Entwicklung des VKW über die Spannweite hinweg lässt sich jedoch deutlich erkennen. Sowohl Höhe als auch Länge des VKW wachsen mit zunehmender Distanz zum Rumpf hin. Mit zunehmender Anströmgeschwindigkeit flacht sich der VKW ab, wohingegen die Länge kaum zunimmt. Die Bestimmung der Lage zur Vorderkante des Flügels wird durch auftretende Reflexionen erschwert, die Vorderkante des Flügels lässt sich daher nicht immer zuverlässig bestimmen. Dennoch zeigt sich eine deutliche Tendenz, dass der Abstand zur Vorderkante sowohl mit zunehmender Anströmgeschwindigkeit als auch mit zunehmend distaler Position entlang der Spannweite zunimmt. Die gewonnenen Erkenntnisse werden anhand einer 3-dimensionalen Rekonstruktion des VKW in den beiden folgenden Abbildungen verdeutlicht.

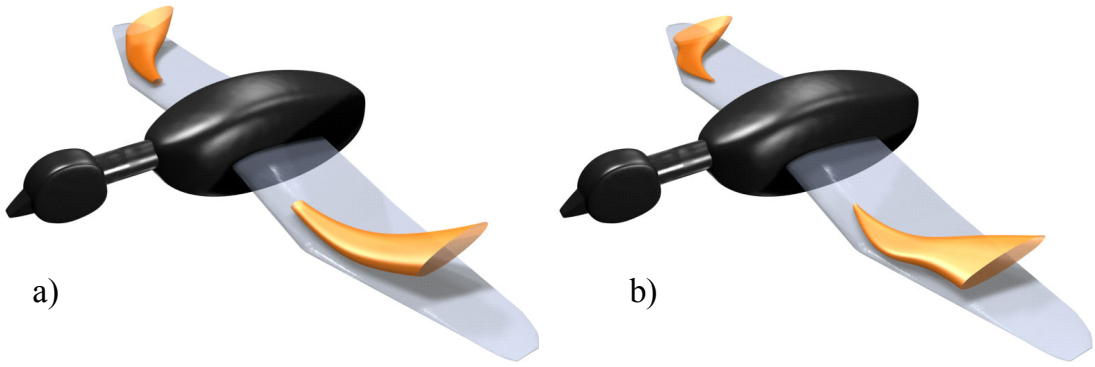


Abbildung 163: 3-dimensionale Rekonstruktion des VKW basierend auf der Form der berechneten Wirbelstärke. Die Rekonstruktion endet mit dem in beiden Fällen 345mm distal auftretenden Strömungsabriss. Sharp Wings θ_l=22°; α_0=8°; f=2.02Hz, θ=-2.4° a) k=0.28, Re=26500; b) k=0.14, Re=53000 (Bild W. Thielicke).

5.5 Abschließende Diskussion und Ausblick

Im Folgenden sollen die Ergebnisse im Hinblick auf die Zielsetzung der Arbeit diskutiert und ein kurzer Ausblick gegeben werden.

Eine Kernherausforderung der Arbeit lag in der Erfassung des Strömungsfeldes um den schlagenden Flügel herum und in der Berechnung der am Flügel angreifenden Kräfte unter Verwendung der Helmholtz'schen Wirbelsätze und der Traglinientheorie.

Die Ergebnisse der Strömungsvisualisierung in der Ebene quer zur Anströmung haben hierbei gezeigt, dass die Änderungen der Auftriebserzeugung über den Flügelschlag hinweg im Nachlauf relativ gut erfasst werden können. Es war jedoch nicht möglich, die Absolutwerte des Auftriebs durch Integration der Zirkulationsänderung über die Halbspannweite hinweg zu erfassen. Die Problematik liegt hierbei in der vom stationären Flügel abweichenden Zirkulationsverteilung, bei der das Maximum der Zirkulation in der Flügelmitte liegt. Es hat sich gezeigt, dass der Aufrollprozess der Randwirbel in der gewählten Messebene 2.3c stromabwärts nicht beendet ist, so dass eine Zirkulationsverteilung über die Spannweite hinweg ermittelt werden konnte. Diese folgt dem nach dem quasistationären Verfahren nach Multhopp berechneten Verlauf über den Flügelschlagzyklus hinweg, wobei jedoch beachtet werden muss, dass hierbei nicht die Zirkulationsverteilung auf dem Flügel selbst wiedergegeben wird. Da sich die Messebene hinter dem Flügel befindet, die Materiallinien der Fluidteilchen jedoch nicht bekannt sind und sich nicht zwingend alle zu einem bestimmten Zeitpunkt vom Flügel ablösenden Fluidteilchen in der gleichen Ebene wieder finden, ist es unmöglich, die Vorgänge im Nachlauf dem Geschehen am Flügel zu einem bestimmten Zeitpunkt bzw. einer bestimmten Flügelstellung genau zuzuordnen. Dennoch zeigt der Vergleich mit den direkten Kraftmessungen, dass die Korrektur des Phasenversatzes unter der Annahme, dass die Konvektionsgeschwindigkeit der Anströmgeschwindigkeit entspricht, näherungsweise gute Ergebnisse liefert.

Die Auswertung der Querwirbelmessungen im Bereich verschiedener Flügelsegmente zur Erfassung der Zirkulationsänderung über der Spannweite gestaltet sich in der Auswertung problematischer als die der Randwirbeluntersuchungen. Dies liegt an dem geringen Signal-Rausch Verhältnis, da lediglich die Änderung der Zirkulation und nicht die Zirkulation selber gemessen wird. Bereits die Messungen am stationär angeströmten Flügel weisen eine extrem hohe Standardabweichung auf, die im Größenordnungsbereich der zu messenden Zirkulationsänderung liegt. Eine Glättung der Kurven ist daher unabdingbar. Da der Aufrollprozess der Randwirbel noch nicht abgeschlossen war und somit auch in der Ebene quer zur Anströmung Informationen zur Zirkulationsverteilung gewonnen werden konnten, wurde ein direkter Vergleich der Ergebnisse aus den beiden senkrecht zueinander stehenden Ebenen möglich. Die Zirkulationsänderungen in den verschiedenen Ebenen zeigen hierbei von Verlauf und Größenordnung her eine gute Übereinstimmung.

Folgende Probleme sind sowohl den Quer- als auch den Randwirbelmessungen gemeinsam und ergeben sich aus der Größe des Modells und seiner Bewegung.

Bei der Strömungsvisualisierung liegt ein Problem darin, dass der Nachlauf über den Flügelschlagzyklus hinweg sowohl räumlich als auch zeitlich aus mehreren Aufnahmen zusammengesetzt werden muss. Ersteres lässt sich bei der Größe des Untersuchungsgebietes kaum vermeiden, letzteres ließe sich durch den Einsatz eines Time Resolved PIV-Systems beheben. Ein weiteres großes Problem besteht darin, dass die Auflösung der Bilder aufgrund der Größe des Beobachtungsgebietes vergleichsweise gering ist. Dies erschwert die Berechnung der Zirkulation im Nachlauf und kann trotz Subpixelinterpolation zum Informationsverlust führen. Zur möglichst genauen Erfassung der Zirkulationsverteilung sollten die Messungen so nahe wie möglich am Flügel durchgeführt werden, allerdings werden die Untersuchungen in diesem Bereich oftmals durch Reflexionen erschwert, die besonders am bewegten Flügel mit seinen ständig wechselnden Positionen nur schwer zu vermeiden sind. Auch sind derart nahe am Untersuchungsobjekt liegende Messgebiete bei Versuchen mit lebenden Tieren kaum zu realisieren. Weiter stromabwärts liegende Beobachtungsgebiete bergen jedoch die Gefahr, dass Dissipation und Diffusion die Messgenauigkeit beeinflussen, da sie einen signifikanten Einfluss auf die Stärke und Größe der Wirbel besitzen.

Im Hinblick auf die Anwendung der PIV-Messtechnik zur quantitativen Analyse von Bewegungsvorgängen hat sich herausgestellt, dass die quantitative Analyse der Nachlaufstrukturen sich an einem bewegten Modell schwierig gestaltet. Abgesehen davon, dass die Größe des Untersuchungsgebietes problematisch ist, fanden die Untersuchungen im Vergleich zu denen im Nachlauf lebender Tiere unter vergleichsweise guten Bedingungen statt, da sie an einem Modell mit festem Bezugspunkt durchgeführt wurden. Gerade zur Analyse von Bewegungsabläufen kommt die PIV-Messtechnik in der Biologie jedoch immer öfter zum Einsatz und erfreut sich wachsender Beliebtheit, besonders da direkte Kraftmessungen bei lebenden

Tieren kaum möglich sind. Die PIV-Messtechnik stellt ohne Zweifel einen großen Fortschritt in diesem Bereich dar und verschafft bereits tiefgehende Einblicke in die Bewegungen unterschiedlichster Tierarten wie Fröschen (Stamhuis und Nauwelaerts 2005), Vögeln (Spedding 2003, Warrick et al. 2005), Insekten (Bomphrey et al. 2005) und Fischen (Tytell und Lauder 2004, Day et al. 2005). Allerdings zeigen die Untersuchungen des Modells, dass quantitative Untersuchungen schwierig und mit der entsprechenden Vorsicht zu bewerten sind.

Mit den direkten Kraftmessungen können gemäß der Zielsetzung sowohl Hub- als auch Vortriebserzeugung am schlagenden Modell analysiert werden. Dabei geben die Ergebnisse der direkten Kraftmessungen die Vorgänge am Modell im Vergleich zu den PIV-Messungen genauer wieder. Allerdings treten auch hier mit der Bewegung des Modells verbundene Probleme auf, welche die Messungen im Vergleich zu denen stationär angeströmter Modell deutlich erschweren. Hierzu gehört unter anderem, dass die zu messenden Kräfte im gleichen Größenordnungsbereich wie die am Modell angreifenden mechanischen Kräfte liegen. Besonders die Erfassung der Horizontalkräfte gestaltet sich damit schwierig. Die Trennung der aerodynamischen und der mechanischen sowie der auf der virtuellen Masse beruhenden Kräfte beruht des Weiteren auf der Annahme, dass sich die durch den Antrieb hervorgerufenen mechanischen Kräfte mit und ohne Anströmung nicht unterscheiden. Zudem machen die Einflüsse der Eigenfrequenzen von Waage und Flügeln sowie die durch die Zahnräder bzw. elektrische Spannungen hervorgerufenen Frequenzen den Einsatz eines Low-Pass Filters notwendig, um diese zu eliminieren. Dennoch können zuverlässige Erkenntnisse zum Kräfteverlauf über den Flügelschlagzyklus hinweg gewonnen werden.

Bezüglich der Hub- und Vortriebserzeugung des Modells im Vergleich mit dem biologischen Vorbild hat sich herausgestellt, dass trotz der sehr einfachen Kinematik die notwendigen Beiwerte, wenn nicht ganz, doch zumindest annähernd erreicht werden. Über den Flügelschlagzyklus hinweg wird im Mittel sowohl Hub- als auch Schub erzeugt, allerdings müssten die Tiere mit einer höheren reduzierten Frequenz fliegen, um entsprechende Beiwerte zu generieren. Dabei muss der stark vereinfachten Kinematik des Flügelschlagmodells Rechnung getragen werden. Die Ergebnisse weisen darauf hin, dass bereits kleine Korrekturen, die einen Abriss der Strömung verhindern bzw. eine Optimierung des Bewegungsablaufes dahingehend, dass entgegen einer Sinusschwingung der Aufenthalt an den Umkehrpunkten vermindert wird, zu den entsprechend notwendigen Beiwerten führen. Dies entspricht auch den Bewegungsabläufen im horizontalen Streckenflug von Gänsen, die nur geringfügige Änderungen im Auf- und Abschlag erkennen lassen.

Die Frage, ob instationäre Effekte bei solch niedrigen reduzierten Frequenzen, wie sie vermessen wurden, eine Rolle spielen, kann aufgrund der Ergebnisse mit ja beantwortet werden. In Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Kraftmessungen zeigen die Visualisierungen auf dem rundnasigen Referenzflügel den sich bei hohen reduzierten

Frequenzen dort ausbildenden Vorderkantenwirbel, welcher allerdings nur eine geringe Stabilität aufweist und oftmals in einen Strömungsabriss übergeht. Im Gegensatz hierzu sind die VKW des Flügels mit scharfer Vorderkante erwartungsgemäß sehr viel stabiler und erstrecken sich über einen wesentlich längeren Bereich der Spannweite. Eine Erhöhung der Schlaggeschwindigkeiten geht dabei nicht zwangsläufig mit einem früher einsetzenden Strömungsabriss einher. Die Stabilität des VKWs kann sogar erhöht werden. Erklärungen hierfür bieten eine erhöhte Lateralströmung aufgrund der auftretenden Zentrifugalkräfte, sowie eine schnellere Änderung des effektiven Anstellwinkels. Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass bereits bei geringen reduzierten Frequenzen Vorderkantenwirbel ausgebildet werden, die zur Hub- und Schuberzeugung beitragen können. Im Gegensatz zum Schlagflügelmodell, bei dem die Stabilität der VKW aufgrund der limitierten Kinematik eingeschränkt wird, sind Vögel in der Lage durch Adaption des Flügels die Beständigkeit des VKWs zu erhöhen. Obwohl Vogelfedern keine Sensoren besitzen, zeigen Untersuchungen, dass die Bewegung der Tiere durch unterschiedliche Anströmungen verschiedener Körperregionen beeinflusst werden kann (Gewecke and Woike, 1978; Bilo and Bilo, 1983; Bilo et al. 1985). Dabei können Mechanorezeptoren in der Nähe der Federfolikel Informationen über die Strömung am Flügel liefern. Ein beginnender Strömungsabriss kann dadurch detektiert und Informationen über die Fluggeschwindigkeit können gewonnen werden (Brown und Fedde 1993). Infolgedessen sind die Tiere in der Lage, einem Strömungsabriss, beruhend auf zu hohen effektiven Anstellwinkeln, aktiv durch Verwindung der Flügel entgegenzuwirken. Allerdings spielen auch passive Mechanismen eine entscheidende Rolle. So sind Vögel nicht nur in der Lage, den Daumenfittich aktiv einzusetzen, sondern es kommt bei entsprechend hohen Anstellwinkeln zu einer automatischen Abspreizung der Alula (Graham, 1930a,b,c; Nachtigall and Kempf, 1971), wodurch der Auftrieb bis zu 22% gesteigert werden kann (Meseguer et al. 2005). Ebenso passiv ist das Anheben der Deckfedern und ihre Funktion als Rückstromklappe. Im Bereich des Insektenfluges wird der stabilisierende Einfluss der lateralen Strömungskomponente auf den Vorderkantenwirbel seit längerem diskutiert. Dabei hat sich eine Reynoldszahlabhängigkeit des Phänomens herauskristallisiert. Sind die Reynoldszahlen zu klein, konnte bislang keine laterale Strömung festgestellt werden. Es ist mit Sicherheit interessant zu untersuchen, welche Bedeutung diesem Effekt im Reynoldszahlbereich des Vogelfluges zukommt. Das spontane, wenn auch nicht stabile Auftreten des Vorderkantenwirbels bei solch niedrigen reduzierten Frequenzen zeigt jedoch, dass ein adaptiver Flügel in diesem Flugparameter eine grundlegende Voraussetzung für einen stabilen Flug bedeutet. Auch unter der Annahme, dass der „*Dynamic stall*“-Effekt von großen Vögeln nicht genutzt werden sollte, da sich die Stabilisierung als schwierig erweist, so ermöglicht ein adaptiver Flügel doch zumindest die Kontrolle darüber, das Auftreten zu verhindern. Mit zunehmender reduzierter Frequenz stabilisiert sich der Einfluss der instationären Effekte, wodurch eine aktive Kontrolle der Strömung am Flügel an Bedeutung verliert, eine weitere Erklärung für die Unterschiede im Aufbau von Vogel- und Insektenflügeln.

Ausblick

Die Beeinflussung und Kontrolle instationärer Strömungseffekte am bewegten Tragflügel ist zweifellos auch für technische Anwendungen (Tragflügel, Rotorblätter, Propeller usw.) von großem Interesse. Die im Rahmen dieser Arbeit erfolgten Untersuchungen erfolgten allerdings lediglich an starren Flügeln. Der Einfluss verschiedener Flugparameter wie Wölbung, Torsion und Phasenverschiebung sind bislang nicht bekannt. Auch ihr Einfluss auf die Schub- und Auftriebserzeugung sind nur begrenzt erforscht. Ein adaptiver Flügel mit aktiver Torsions- und Wölbungsänderung würde unter Nutzung der PIV-Messtechnik die Möglichkeit bieten, sowohl die Strömung auf dem Flügel als auch den Nachlauf über die Spannweite hinweg in Abhängigkeit von der Parametervariation zu beobachten und ihren Einfluss auf Ausbildung, Form und Stabilität des Vorderkantenwirbels zu analysieren. Gleichzeitig könnte eine Optimierung für bestimmte Zielfunktionen, wie maximaler Schub bei konstantem Auftrieb, mittels direkter Kraftmessungen durchgeführt werden.

Abschließend lässt sich sagen, dass im Bereich der instationären Aerodynamik noch viele Fragen offen bleiben, die in den nächsten Jahren unzweifelhaft mit Hilfe der fortschreitenden Messtechnik in Angriff genommen werden. Allerdings hat die Arbeit auch gezeigt, wie vielfältig die Problematik bei der Untersuchung bewegter Modelle sein kann und dass die Entwicklung einer an die Problematik angepassten Messtechnik von großer Bedeutung ist.

6 Literaturverzeichnis

Anderson, J. D. (2001) Fundamentals of Aerodynamics. 3rd edition, McGraw-Hill Companies.

Azuma, A. (2006) The biokinetics of flying and swimming. 2nd ed. AIAA.

Batchelor, G. K. (1964) Axial flow in trailing line vortices. J. Fluid Mech. 20, pp. 645-658.

Bennett, L. (1970) Insect flight: lift and the rate of change of incidence. Science 167, pp. 177-179.

Bennett, L. (1977) Clap and fling aerodynamics – an experimental evaluation. J. Exp. Biol. 69, pp. 261-272.

Betz, A. (1912) Ein Beitrag zur Erklärung des Segelfluges. Zeitschrift für Flugtechnik und Motorluftschiffahrt, 3, pp. 269–272.

Biesel, W., Butz, H. & Nachtigall, W. (1985) Erste Messungen der Flügelgeometrie bei frei gleitfliegenden Haustauben (Columba livia var. domestica) unter Benutzung neu ausgearbeiteter Verfahren der Windkanaltechnik und der Stereophotogrammetrie. In Biona Report 3, Bird flight – Vogelflug, ed. W. Nachtigall, pp. 139–160, 508 & plates. Stuttgart: Gustav Fischer.

Biesel, W., Butz, H. und Nachtigall, W. (1985) Erste Messungen der Flügelgeometrie bei frei gleitfliegenden Haustauben (Columba. liv. var. dom.) unter Benutzung neu ausgearbeiteter Verfahren der Windkanaltechnik und der Stereophotogrammetrie. Biona-Report 3, Gustav Fischer Verlag, Mainz.

Bilo D, Bilo A, Nachtigall W (1999) Der Flug der Vögel. In. Spitzenleistungen - Unglaubliches aus dem Tierreich. Udo Ganslosser (Hrsg.) Filander Verlag.

Bilo, D. (1971) Flugbiophysik von Kleinvögeln I: Kinematik und Aerodynamik des Flügelabschlags beim Haussperling (Passer domesticus L.). Z. vergl. Physiol. 71, pp. 382-454.

Bilo, D. (1972) Flugbiophysik von Kleinvögeln II: Kinematik und Aerodynamik des Flügelaufschlags beim Haussperling (Passer domesticus L.). Z. vergl. Physiol. 76, pp. 426-437.

Bilo, D. And Bilo, A. (1983) Neck flexion related activity of flight control muscles in the flowstimulated pigeon. J. comp. Physiol. 153, pp. 111–122.

Bilo, D., Bilo, A., Müller, M., Theis, B. And Wedekind, F. (1985) Neurophysiological–cybernetic analysis of course-control in the pigeon. In Biona Report 3, Bird Flight – Vogelflug (ed. W. Nachtigall), pp. 445–467. Stuttgart: Gustav Fischer.

Birch, J. M. and Dickinson, M. H. (2003) The influence of wing-wake interactions on the production of aerodynamic forces in flapping flight. J. Exp. Biol. 206, pp. 2257-2272.

Birch, J. M., Dickson, W. B. and Dickinson, M. H. (2004) Force production and flow structure of the leading edge vortex on flapping wings at high and low Reynolds numbers. J. Exp. Biol. 207, pp. 1063-1072.

Birnbaum, W. (1924) Das ebene Problem des schlagenden Flügels. Z. angew. Math. Mech. 4, pp. 277–292.

Bomphrey, R. J., Lawson, N. J., Harding, N. J., Taylor, G. K. and Thomas A. L. R. (2005) The aerodynamics of Manduca sexta: digital particle image velocimetry analysis of the leading-edge vortex. J. Exp. Biol. 208, pp. 1079-1094.

Brill, C. (1992) Stereophotogrammetrische Untersuchungen zur Konfiguration des Rumpfes und der auftriebserzeugenden Flächen eines im Windkanal gleitfliegenden Stares (Sturnus vulgaris L.). Dissertation, MNF der Universität des Saarlandes, Saarbrücken.

Brown, R. E., Fedde M. R. (1993) Airflow Sensors In The Avian Wing. J Exp Biol 179, pp. 13–30.

Brown, R. H. J. (1953) The flight of birds. II. Wing function in relation to flight speed. J. exp. Biol. 30, pp. 90–103.

Brown, R. H. J. (1963) The Flight Of Birds. Biol. Rev. 38, pp. 460–489.

Buckholz, R. H. (1981) Measurements of unsteady periodic forces generated by the blowfly flying in a wind tunnel. J. Exp. Biol. 90, pp. 163-173.

Chang, J., and Park, S. O. (1999) A Experimental Study of Tip Vortex Roll-up of an Oscillating Wing, AIAA Paper 99-0142, Jan. 11-14.

Chang, J., and Park, S.O. (2000) Measurement in the Tip Vortex Roll-up Region of an Oscillating Wing. AIAA J. Vol.38, No. 6, pp.1092-1095.

Cloupeau, M., Devillers, J. F. and Devezeaux, D. (1979) Direct measurements of instantaneous lift in desert locust; comparison with Jensen's experiments on detached wings. J. Exp. Biol. 80, pp. 1-15.

Corsiglia, V. R. and Dunham, R. E. (1976) Aircraft wake vortex minimization by use of flaps. In A. Gessow, editor, Symposium on Wake Vortex Minimization, pp. 305-338. NASA SP-4096.

Daley, D. C.; Jumper, E. J. (1984) Experimental investigation of dynamic stall for a pitching airfoil. Journal of Aircraft, Vol. 21, Oct. 1984, pp. 831, 832.

Day, S. W., Higham, T. E., Cheer, A. Y. and Wainwright, P. C. (2005) Spatial and temporal patterns of water flow generated by suction-feeding bluegill sunfish Lepomis macrochirus resolved by Particle Image Velocimetry. J. Exp. Biol. 208, pp. 2661-2671.

Dickinson, M. H. (1994) The effects of wing rotation on unsteady aerodynamic performance at low Reynolds numbers. J. Exp. Biol. 192, pp. 179-206.

Dickinson, M. H. and Götz, K. G. (1993) Unsteady aerodynamic performance of model wings at low Reynolds numbers. J. Exp. Biol. 174, pp. 45–64.

Dickinson, M. H., Lehmann, F.-O. and Sane, S. P. (1999) Wing rotation and the aerodynamic basis of insect flight. Science 284, pp. 1954-1960.

Ellington C. P. (1999) The novel aerodynamics of insect flight: Applications to micro air vehicles. J. Exp. Biol. 202, pp. 3439-3448.

Ellington, C. P. (1984) The aerodynamics of hovering insect flight. III. Kinematics. Phil. Trans. R. Soc. Lond. B 305, 41-78.

Ellington, C. P., van den Berg, C., Willmont, A. P. and Thomas, A. L. R. (1996) Leading edge vortices in insect flight. Nature 348, pp. 626 -630.

Filmtitel: „Nachbarn der Wolken - mit Zwerggänsen unterwegs“. (2001) Regie: Franck Cuvelier. NDR.

Filmtitel: „Nomaden der Lüfte“ (2002) Regie: Perrin, J., Cluzaud, J., Michel Debats, M. Kinowelt Home Entertainment/DVD.

Freymuth, P. (1988) Propulsive Vortical Signature of Plunging and Pitching Airfoils, AIAA J. 26 No. 7, pp. 881-883.

Garrick, I. E. (1936) Propulsion of a flapping and oscillating airfoil. NACA TR 567.

Gerontakos P., Lee T. (2006) Near-field tip vortex behind a swept wing model. Experiments in Fluids. Vol. 40, pp. 141-155.

Gewecke, M. and Woike, M. (1978) Breast feathers as an air-current sense organ for the control of Flight Behaviour In A Songbird (Carduelis Spinus). Z. Tierpsychol. 47, pp. 293–298.

Graham, R. R. (1930a) Safety Devices In The Wings Of Birds. Brit. Birds 24, pp. 2–21.

Graham, R. R. (1930b) Safety Devices In The Wings Of Birds. Brit. Birds 24, pp. 34–47.

Graham, R. R. (1930c) Safety Devices In The Wings Of Birds. Brit. Birds 24, pp. 58–65.

Grömping, H-W., www.naturschule.com

Hedenström, A. and Liechti, F. (2001) Field estimates of. body drag coefficient on the basis of dives in passerine birds. – J. Exp. Biol. 204, pp. 1167–1175.

Hedrick, T. L., Tobalske, B. W. and Biewener, A. A. (2002) Estimates of circulation and gait change based on a three-dimensional kinematic analysis of flight in cockatiels (Nymphicus hollandicus) and ringed turtle-doves (Streptopelia risoria). J. Exp. Biol. 205, pp. 1389-1409.

Herzog, K. (1968) Anatomie und Flugbiologie der Vögel. Stuttgart: Gustav Fischer, Jena: VEB Gustav Fischer.

Ifju, P., Jenkins, D., Ettinger, S., Lian, Y., Shyy, W. and Waszak, M. (2002) Flexible Wing-Based Micro Air Vehicles, AIAA 40th Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, Paper No. 2002-0705.

Jones, K.D., Dohring, C.M. and Platzer, M.F. (1998) An Experimental and Computational Investigation Of the Knoller-Betz Effect. AIAA Journal Vol. 36, No. 7, 1998, pp. 1240-1246.

Jones, K. D., Lund, T. C., and Platzer, M. F. (2000) Experimental and computational investigation of flapping-wing propulsion for micro-air vehicles. In Proceedings Conference on Fixed, Flapping and Rotary Wing Vehicles at Very Low Reynolds Numbers, June 2000, pp. 421-445. University of Notre Dame, Indiana.

Jones, K. D., and Platzer, M. F. (1997) Numerical computation of flapping-wing propulsion and power extraction. AIAA Paper 97–0826.

Jones, K. D., and Platzer, M. F. (1998) On the prediction of dynamic stall onset on airfoils in low speed flow. Proceedings of the 8th International Symposium on Unsteady Aerodynamics and Aeroelasticity of Turbomachines, Ed. T. H. Fransson, Kluwer Academic Publications, Dordrecht, The Netherlands, pp. 797-812.

Jones, K. D., and Platzer, M. F. (1999) An experimental and numerical investigation of flapping-wing propulsion. AIAA Paper 99–0995.

Jones, K. D., and Platzer, M. F. (2000) Flapping-wing propulsion for a micro air vehicle. AIAA Paper 2000–0897.

Knoller, R. (1909) Die Gesetze des Luftwiderstandes. Flug- und Motortechnik (Wien), 3, No. 21, pp. 1–7.

Koochesfahani MM, (1989) Vortical Patterns in the Wake of an Oscillating Airfoil, AIAA Journal, 27(9), pp. 1200-1205.

Küssner, H. G. (1936) Zusammenfassender Bericht über den instationären Auftrieb von Flügeln. Luftfahrtfosrchung 13, 410–424.

Lee, L. and Lee, T. (2006) Oscillating-wing tip vortex with passive short-span trailing-edge strip. Journal of Aircraft, Vol. 43, No. 3, pp. 723-731.

Lehmann, F-O. (2004) The mechanisms of lift enhancement in insect flight, Naturwissenschaften, Volume 91, Number 3, pp. 101-122(22), Springer.

Lehmann, F-O., Sane, S.P. And M.H. Dickinson (2005) The Aerodynamic Effects Of Wing-Wing Interaction In Flapping Insect Wings. J. Exp. Biol. 208. pp. 3075-3092.

Lilienthal, O. (1889) Der Vogelflug als Grundlage der Fliegekunst. Berlin: R. Gaertner; München: Oldenbourg.

Liu, H., Ellington, C. P., Kawachi, C., van den Berg, C. and Willmott, A. P. (1998) A computational fluid dynamic study of hawkmoth hovering. J. Exp. Biol. 201, pp. 461-477.

Luttges, M. (1989) Accomplished insect fliers. In Frontiers In Experimental Fluid Mechanics (ed. M. Gad-el-Hak), Berlin: Springer, pp. 429-456.

Maxworthy, T. (1979) Experiments on the Weis-Fogh mechanism of lift generation by insects in hovering flight. Part 1. Dynamics of the `fling'. J. Fluid Mech. 93, pp. 47-63.

McCroskey WJ. (1982) Unsteady Airfoils. in Ann. Rev. Fluid Mech., Vol. 14, pp. 285-311.

McCroskey, WJ, (1981) The Phenomenon of Dynamic Stall. NASA TM-81264.

Meseguer, J.; Franchini, S.; Pérez-Grande, I.; Sanz, J. L. (2005) On the aerodynamics of leading-edge high-lift devices of avian wings : Proceedings of the I MECH E Part G Journal of Aerospace Engineering, Volume 219, Number 1, February 2005, pp. 63-68.

Nachtigall, W., (1966) Die Kinematik der Schlagflügelbewegungen von Dipteren. Methodische und analytische Grundlagen zur Biophysik des Insektenfluges. Z. vergl. Physiol. 52, pp. 155-211.

Nachtigall, W., And Kempf, B. (1971) Vergleichende Untersuchungen Zur Flugbiologischen Funktion des Daumenfittichs (Alula spuria) bei Vögeln. Z. vergl. Physiol. 71, pp. 326–341.

Nachtigall, W., (1977) Zur Bedeutung der Reynoldszahl und der damit zusammenhängenden strömungsmechanischen Phänomene in der Schwimmphysiologie und Flugbiophysik. In: W. Nachtigall (Hrsg.): Physiology of movement- Biomechanics. Bewegungsphysiologie - Biomechanik. Fortschritte der Zoologie, Bd. 24. Stuttgart, New York, pp. 13-56.

Nachtigall, W., (1979) Quick changes in beating and twisting movements of oscillating fly wings and their possible role in generation of instationary aerodynamic forces. J. Comp. Physiol. A 133, pp. 351-355.

Nachtigall, W., (1985) Warum die Vögel fliegen. Hamburg: Rasch & Röhring.

Neef, M. F, and Hummel, D. (2000) Euler solutions for a finite-span flapping wing. In: Th. J. Mueller (Ed.): Proceedings of the conference "Fixed, flapping and rotary wing vehicles at very low Reynolds numbers". University of Notre Dame, Notre Dame, Indiana, USA, June 5-7, 2000, pp. 75-99.

Neef, M.F. (2002) Analyse des Schlagfluges durch numerische Strömungsberechnung. Dissertation Technische Universität Braunschweig.

Patone, G. und Müller, W. (1996) Aeroflexible Oberflächenklappen als "Rückstrombremsen" nach dem Vorbild der Deckfedern des Vogelflügels. Technische Universität Berlin Technical Report TR-96-05

Pennycuick, C. (1996) Wingbeat frequency of birds in steady cruising flight: new data and improved predictions. J. Exp. Biol. 199, pp. 1613-1618.

Pennycuick, C. J. (1968) Power requirements for horizontal flight in the pigeon Columba livia. J. Exp. Biol. 49,527-555.

Pennycuick, C. J. (1988) On the reconstruction of pterosaurs and their manner of flight, with notes on vortex wakes. Biol. Rev. 63, pp. 209–231.

Pennycuick, C. J. (1989) Bird Flight Performance: A Practical Calculation Manual. Oxford: Oxford University Press.

Pennycuick, C. J., Heine C.E., Kirkpatrick S.J., Fuller M. (1992) The Profile Drag of a Hawk's Wing Measured by Wake Samling in a Wind Tunnel. J. Exp. Biol. 165, pp. 1-19.

Pennycuick, C. J., Klaassen, M., Kvist, A. and Lindstrom, A. K. (1996) Wingbeat frequency and the body drag anomaly: wind-tunnel observations on a thrush nightingale (Luscinia luscinia) and a teal (Anas crecca). J. Exp. Biol. 199, pp. 2757-2765.

Post, M.(2004) Plasma actuators for separation control on stationary and oscillating wings. Ph.D Dissertation, University of Notre Dame.

Radespiel, R., Windte J., and Scholz, U. (2006) Numerical and Experimental Flow Analysis of Moving Airfoils with Laminar Separation Bubbles. Invited Lecture at 44th AIAA Aerospace Science Meeting and Exhibit, Reno, 9-12 Jan. 2006. AIAA-2006-0501, 2006 Accepted for publication in AIAA Journal 2006.

Raffel, M.., Willert, C. and Kompenhans, J. (1998) Particle image velocimetry. Springer, Berlin.

Ramamurti, R. and Sandberg, W. C. (2002) A three-dimensional study of the aerodynamic mechanisms of insect flight. J. Exp. Biol. 205, pp. 1507-1518.

Rayner J. (1999) Estimating power curves of flying vertebrates J Exp Biol 202, pp. 3449-3461

Rayner, J. M. V., and Gordon, R. (1998) Visualization and modelling of the wakes of flying birds. In: Biona Report. 13, Motion Systems, ed. Blickhan, R., Wisser, A. & Nachtigall, W., pp. 165–173. Jena: Gustav Fischer Verlag.

Reavis, M. A. and Luttges, M. W. (1988) Aerodynamic forces produced by a dragonfly. AIAA Paper 88-0330.

Rennich, S. C., and Lele S. K. (1999) A method for accelerating the destruction of. aircraft wake vortices. J. Aircraft Vol. 36, pp. 398–407.

Runge F. (2001) Windkanäle des Fachgebietes Strömungslehre und Aerodynamik. Übersicht mit kurzer Beschreibung. Betriebsinternes Dokument über die Windkanäle am Fachgebiet Strömungslehre und Aerodynamik der TU Darmstadt.

Rüppell, G. (1975) Der Vogelflug. München: Kinder.

Sane, S. P. and Dickinson, M. H. (2002) The aerodynamic effects of wing rotation and a revised quasi-steady model of flapping flight. J. Exp. Biol. 205, pp. 1087-1096.

Sane, S.P., (2003), Review: The aerodynamics of insect flight, J. Exp. Biol., 206, pp. 4191-4208.

Schlichting, H. and Truckenbrodt, E. (1960) Aerodynamik des Flugzeuges, Band 2, Springer.

Send, W. (1986) The Prediction of Lift Inferred from Downstream Vorticity Measurement. Proceedings of the 15th ZCAS Congress,. Paper 1.9.1, London, England.

Send, W. (1988) Downstream Vorticity Measurements from Ultrasonic Pulses. J. Aircraft. Vol. 25, No. 11, pp. 993-994.

Send, W. (1992) The mean power of forces and moments in unsteady aerodynamics. ZAMM 72, pp. 113-132.

Send, W. (1996) Der Mechanismus des Schwingenflugs. Vortrag der Frühjahrestagung, Jena 1996, Didaktik der Physik, Vorträge, Physikertagung 1996, Jena.

Somps, C. and Luttges, M. (1985) Dragonfly flight – novel uses of unsteady separated flows. Science 228, pp. 1326-1329.

Sparlat PR (1998) Airplane trailing vortices. Ann. Rev. Fluid Mech. 30, pp. 107-138.

Spedding, G. R. (1986) The wake of a jackdaw (Corvus monedula) in slow flight. J. exp. Biol. 125, pp. 287–307.

Spedding, G. R. (1987a) The wake of a kestrel (Falco tinnunculus) in gliding flight. J. exp. Biol. 127, pp. 45–57.

Spedding, G. R. (1987b) The wake of a kestrel (Falco tinnunculus) in flapping flight. J. exp. Biol. 127, pp. 59–78.

Spedding, G. R. , Rosén, M. and Hedenström A. (2003) A family of vortex wakes generated by a thrush nightingale in free flight in a wind tunnel over its entire natural range of flight speeds. J. Exp. Biol. 206, pp. 2313-2344.

Spedding, G. R. and Maxworthy, T. (1986) The generation of circulation and lift in a rigid two-dimensional fling. J. Fluid. Mech. 165, pp. 247-272.

Spurk, J. (1960) Das Strömungsbild um einen schwingenden ebenen Tragflügel. Bericht 60J10, Aero Versuchsanstalt, Göttingen.

Srygley, R. B. and Thomas, A. L. R. (2002) Unconventional lift-generating mechanisms in free-flying butterflies. Nature 420, pp. 660-664.

Stache, M. und Rechenberg, I. (2006) Verminderung des induzierten Strömungswiderstandes nach dem Vorbild der Natur. http://www.bionik.tu-berlin.de/user/michaels/projekt.html

Stamhuis, E. J. and Nauwelaerts, S. (2005) Propulsive force calculations in swimming frogs II. Application of a vortex ring model to DPIV data. J. Exp. Biol 208, pp. 1445-1451.

Sun, M. and Tang, J. (2002) Unsteady aerodynamic force generation by a model fruit fly wing in flapping motion. J. Exp. Biol. 205, pp. 55-70.

Terres, J. K. (1968) How Birds Fly: Under the Water and Through the Air. Hawthorn Books, Inc., New York, USA.

Theodorsen, T. (1935) General theory of aerodynamic instability and the mechanism of Flutter. NACA TR 496.

Tobalske, B. W. (1995) Neuromuscular Control and Kinematics of Intermittent Flight in the European Starling (Sturnus Vulgaris). J Exp. Biol. 198, pp. 1259–1273.

Tobalske, B. W. and Dial, K. P. (1996) Flight Kinematics of Black-Billed Magpies and Pigeons over a wide Range of Speeds. J Exp. Biol. 199, pp. 263–280.

Tobalske, B. W. and Dial, K. P. (2000) Effects of Body Size on Take-Off Flight Performance in the Phasianidae (Aves), J Exp. Biol. 203, pp. 3319–3332.

Tobalske, B. W., Peacock, W. L. and Dial K. P. (1999) Kinematics of Flap-Bounding Flight in the Zebra Finch over a wide Range Of Speeds. J Exp. Biol. 202, pp. 1725–1739.

Tytell, E. D. and Lauder G. V. (2004) The hydrodynamics of eel swimming: I. Wake structure. J. Exp. Biol. 207 pp. 1825-1841.

Usherwood, J. R. and Ellington, C. P. (2002) The aerodynamics of revolving wings I. Model hawkmoth wings. J. Exp. Biol. 205, pp. 1547-1564.

van den Berg, C. and Ellington, C. P. (1997a) The three-dimensional leading-edge vortex of a `hovering' model hawkmoth. Phil. Trans. R. Soc. Lond. B 352.

van den Berg, C. and Ellington, C. P. (1997b) The vortex wake of a `hovering' model hawkmoth. Phil. Trans. R. Soc. Lond. B 352, pp. 317 -328.

van Oudheusden, B. W., Scarano, F., Roosenboom, E. W.M., Casimiri, E. W.F., Souverein L. J. (2006) Evaluation of integral forces and pressure fields from planar velocimetry data for incompressible and compressible flows. 13th Int Symp on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, 2006. (Experiments in Fluids , in press).

Videler J.J., Stamhuis E.J., David G., Povel E. (2004) Leading-Edge Vortex Lifts Swifts, Science 306, pp. 1960-1962.

Visbal, M. R. and Shang, J. S. (1989) Investigation of the flow structure around a rapidly pitching airfoil, AIAA Journal, 27, No.8, pp. 1044.

von Holst, E. (1943) Über ‘künstliche Vögel’ als Mittel zum Studium des Vogelflugs. J. Orn., Lpz. 91, pp. 406–447.

von Holst, E. (1947) Vom Rätsel des Vogelfluges. Kosmos 43, pp. 243–247.

von Holst, E. (1948) Von Flug der Tiere und vom Menschenflug der Zukunft. Schr. Univ. Heidelberg. 3, pp. 95–112.

von Holst, E. (1951) Prinzipien des Tierflugs und ihre technische Bedeutung. Fra Fys. Verd. 13, pp. 53–68.

von Holst, E. and Küchemann, D. (1941) Biologische und aerodynamische Probleme des Tierfluges. Naturwissenschaften 29, pp. 348–362.

von Kármán, T. & Burgers, J. M. (1935) General aerodynamic theory – perfect fluids. In Aerodynamic theory, vol. IIE, ed. W. F. Durand. Berlin: Springer.

Walker, J. A. (2002) Rotational lift: something different or more of the same? J. Exp. Biol. 205, pp. 3783 -3792

Wang Z. J., (2001) Unsteady Aerodynamics of Insect Flight, Computational Modeling in Biological Fluid Dynamics, IMA Volumes in Mathematics and its Applications, Springer 2001.

Wang Z. J., Birch J.,Dickinson M.H., (2004) Unsteady forces and flows in low Reynolds number hovering flight: two-dimensional computations vs robotic wing experiments, J. Expr. Bio. 207,449-460.

Wang, Z. J. (2000a) Shedding and frequency selection in flapping flight. J. Fluid. Mech. 410, pp. 323-341.

Wang, Z. J. (2000b) Two dimensional mechanism for insect hovering. Phys. Rev. Lett. 85, pp. 2216-2218.

Warrick, D. R., Tobalske, B. W., Powers, D. R. (2005) Letter: Aerodynamics of the hovering hummingbird. Nature 435, pp. 1094-1097.

Weis-Fogh, T. (1973) Quick estimates of flight fitness in hovering animals, including novel mechanisms for lift production. J. Exp. Biol. 59, pp. 169 -230.

Weis-Fogh, T. (1975) Unusual mechanisms for the generation of lift in flying animals. Sci. Am. 233, pp. 80-87.

Wilkin, P. J. and Williams, M. H. (1993) Comparison of the instantaneous aerodynamic forces on a sphingid moth with those predicted by quasi-steady aerodynamic theory. Physiol. Zool. 66, pp. 1015-1044.

Willmott, A. P., Ellington, C. P. and Thomas, A. L. R. (1997) Flow visualization and unsteady aerodynamics in the flight of the hawkmoth Manduca sexta. Phil. Trans. R. Soc. Lond. B 352, pp. 303–316.

Windte, J., Radespiel, R., Neef, M. (2005) Aerodynamic Analysis of Flapping Airfoil Propulsion at Low Reynolds Numbers. In: MEGAFLOW – Numerical Flow Simulation for Aircraft Design. Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design, Vol. 89, Springer Verlag, pp. 299-313.

Windte, J., Scholz , U., Radespiel, R. (2006) Validation of RANS-Simulation of Laminar Separation Bubbles on Airfoils. Aerospace Science and Technology, Vol. 10, No 6, pp. 484-494.

Withers P C 1981 An aerodynamic analysis of bird wings as fixed aerofoils; J. Exp. Biol. 90 pp. 143–162.

Zanker, J. M. and Gotz, K. G. (1990) The wing beat of Drosophila melanogaster II. Dynamics. Phil. Trans. R. Soc. Lond. B 327,19-44.

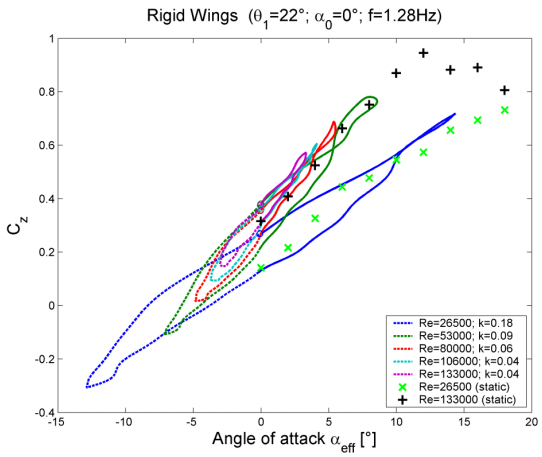
Zarnack W. (1969) Kinematik der Flügelbewegungen bei Locusta migratoria L. Dissertation, Universität München.

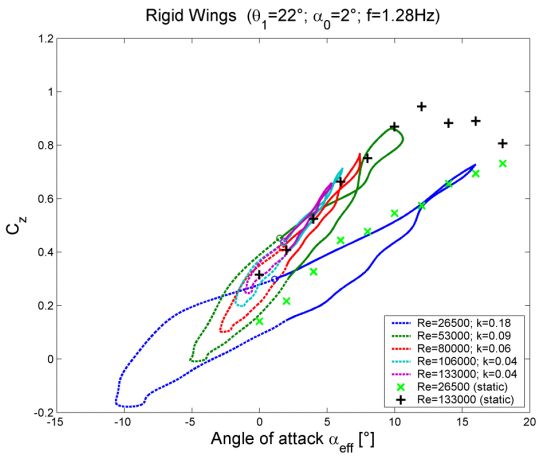
Zarnack W. (1975) Aerodynamic forces and their calculation in insect flight. In: Wu ThYT, Brokaw ChJ, Brennen Ch (eds) Symposium on swimming and flying in nature. Plenum Press, New York London. vol. 2, pp. 797– 801.

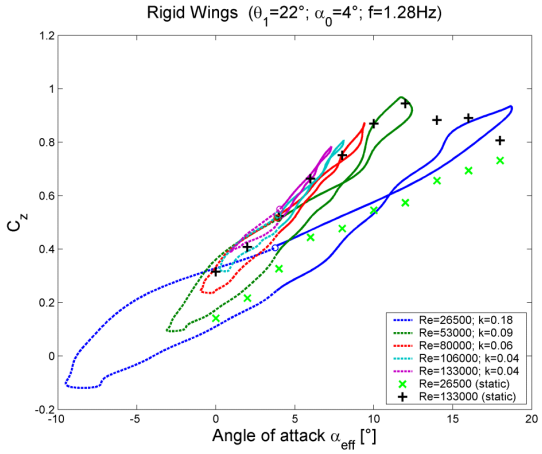
Zarnack W. (1997) Kinematik und Aerodynamik des Heuschreckenflugs. In: Wisser A et al. (eds) Lokomotion in Fluiden. Biona report, Vol. 11, pp.173-200, Gustav Fischer.

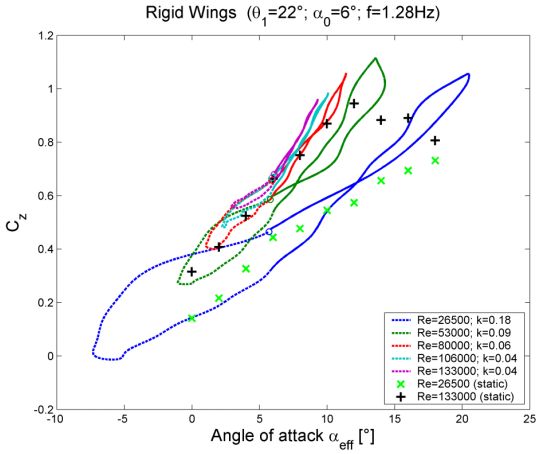
Zarnack, W. (1978) A transducer recording continuously 3-dimensional rotations of biological objects. J Comp Physiol 126, pp. 161-168.

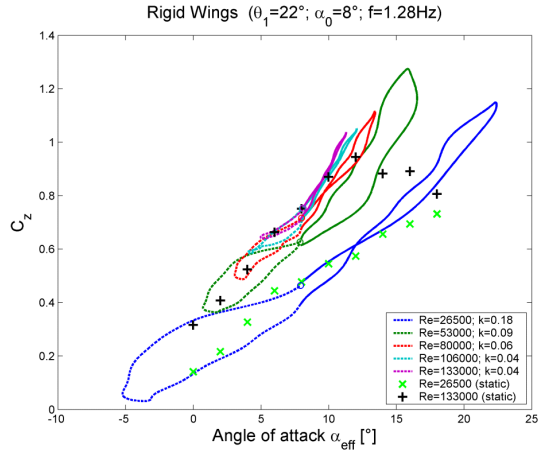
7 Anhang

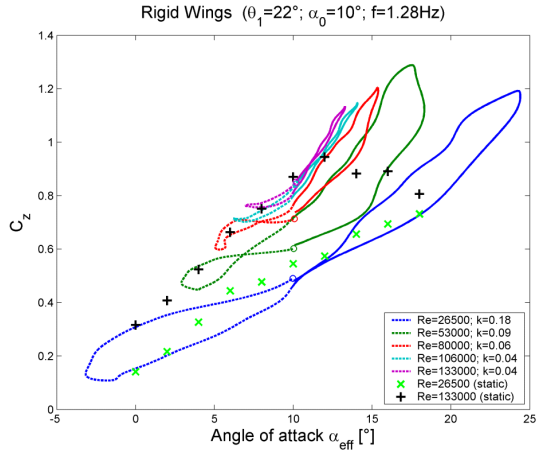

Rigid Wings (θ_1=22°; α_0=0°; f=1.28Hz)
C_z
Angle of attack α_{eff} [°]
Re=26500; k=0.18
Re=53000; k=0.09
Re=80000; k=0.06
Re=106000; k=0.04
Re=133000; k=0.04
Re=26500 (static)
Re=133000 (static)

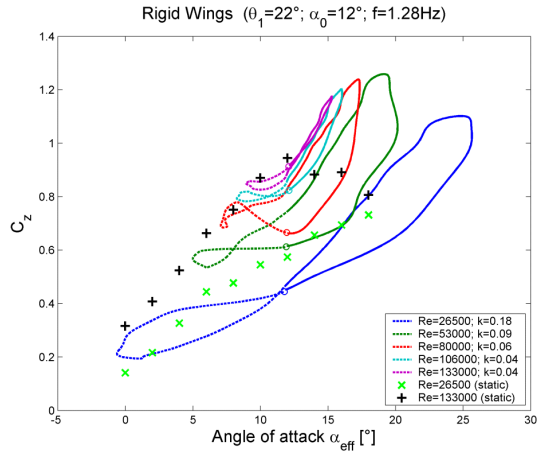

Rigid Wings (θ_1=22°; α_0=2°; f=1.28Hz)
C_z
Angle of attack α_{eff} [°]
Re=26500; k=0.18
Re=53000; k=0.09
Re=80000; k=0.06
Re=106000; k=0.04
Re=133000; k=0.04
Re=26500 (static)
Re=133000 (static)

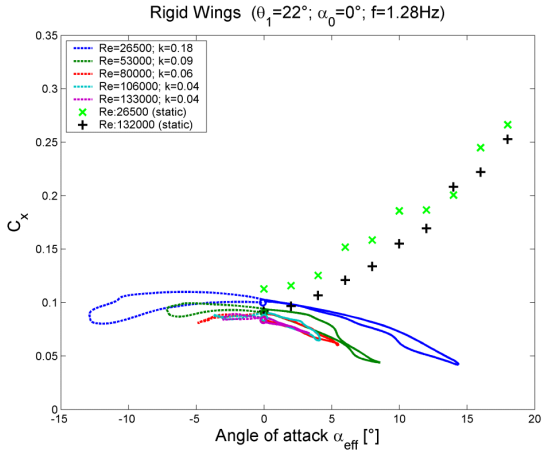

Rigid Wings (θ_1=22°; α_0=4°; f=1.28Hz)
C_z
Angle of attack α_{eff} [°]
Re=26500; k=0.18
Re=53000; k=0.09
Re=80000; k=0.06
Re=106000; k=0.04
Re=133000; k=0.04
Re=26500 (static)
Re=133000 (static)

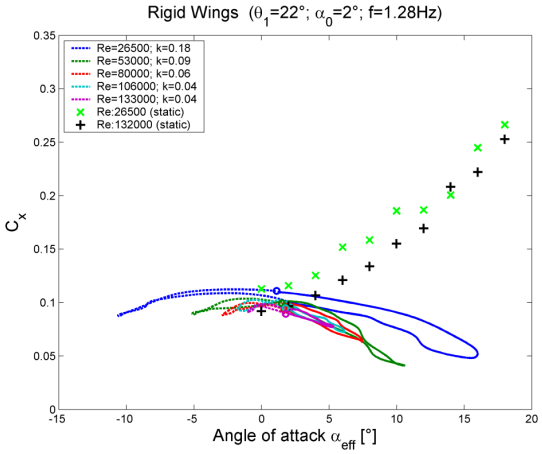

Rigid Wings (θ_1=22°; α_0=6°; f=1.28Hz)
C_z
Angle of attack α_{eff} [°]
Re=26500; k=0.18
Re=53000; k=0.09
Re=80000; k=0.06
Re=106000; k=0.04
Re=133000; k=0.04
Re=26500 (static)
Re=133000 (static)

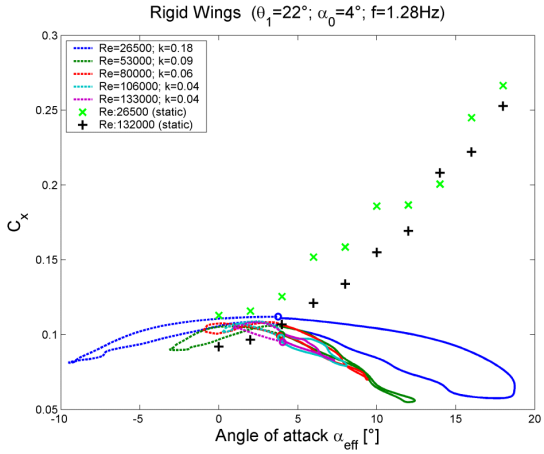

Rigid Wings (θ_1=22°; α_0=8°; f=1.28Hz)
C_z
Angle of attack α_{eff} [°]
Re=26500; k=0.18
Re=53000; k=0.09
Re=80000; k=0.06
Re=106000; k=0.04
Re=133000; k=0.04
Re=26500 (static)
Re=133000 (static)

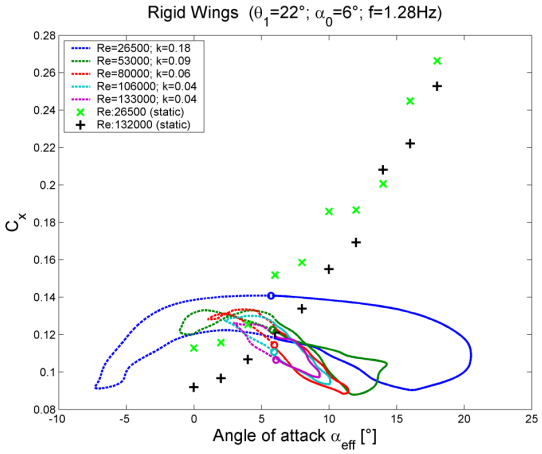

Rigid Wings (θ_1=22°; α_0=10°; f=1.28Hz)
C_z
Angle of attack α_{eff} [°]
Re=26500; k=0.18
Re=53000; k=0.09
Re=80000; k=0.06
Re=106000; k=0.04
Re=133000; k=0.04
Re=26500 (static)
Re=133000 (static)

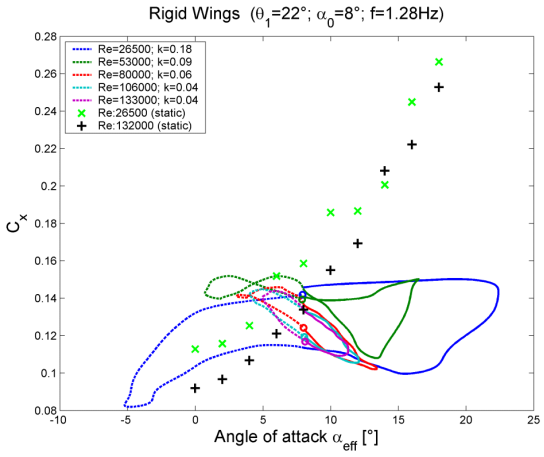

Rigid Wings (θ_1=22°; α_0=12°; f=1.28Hz)
C_z
Angle of attack α_{eff} [°]
Re=26500; k=0.18
Re=53000; k=0.09
Re=80000; k=0.06
Re=106000; k=0.04
Re=133000; k=0.04
Re=26500 (static)
Re=133000 (static)

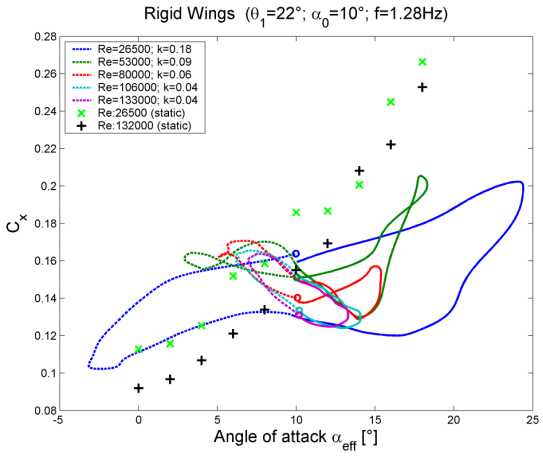

Rigid Wings (θ_1=22°; α_0=0°; f=1.28Hz)
C_x
Angle of attack α_{eff} [°]
Re=26500; k=0.18
Re=53000; k=0.09
Re=80000; k=0.06
Re=106000; k=0.04
Re=133000; k=0.04
Re:26500 (static)
Re:132000 (static)

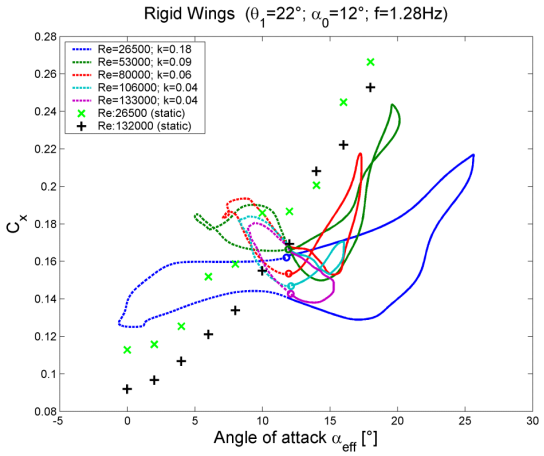

Rigid Wings (θ_1=22°; α_0=2°; f=1.28Hz)
C_x
Angle of attack α_{eff} [°]
Re=26500; k=0.18
Re=53000; k=0.09
Re=80000; k=0.06
Re=106000; k=0.04
Re=133000; k=0.04
Re:26500 (static)
Re:132000 (static)

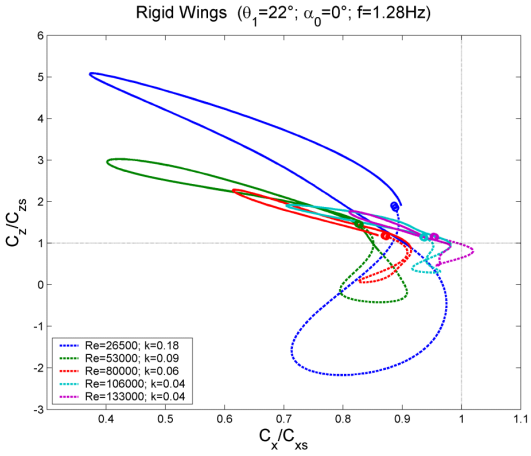

Rigid Wings (θ_1=22°; α_0=4°; f=1.28Hz)
C_x
Angle of attack α_{eff} [°]
Re=26500; k=0.18
Re=53000; k=0.09
Re=80000; k=0.06
Re=106000; k=0.04
Re=133000; k=0.04
Re:26500 (static)
Re:132000 (static)

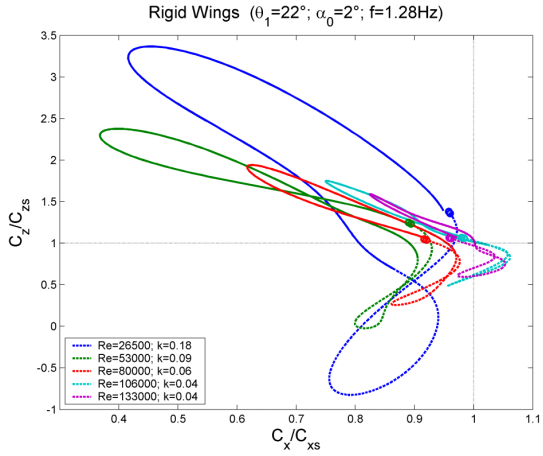

Rigid Wings (θ_1=22°; α_0=6°; f=1.28Hz)
C_x
Angle of attack α_{eff} [°]
Re=26500; k=0.18
Re=53000; k=0.09
Re=80000; k=0.06
Re=106000; k=0.04
Re=133000; k=0.04
Re:26500 (static)
Re:132000 (static)

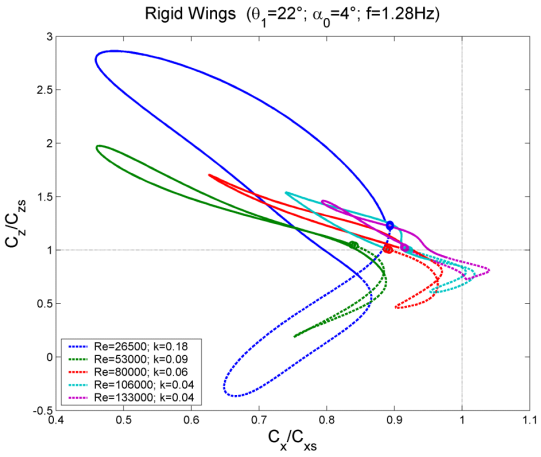

Rigid Wings (θ_1=22°; α_0=8°; f=1.28Hz)
Re=26500; k=0.18
Re=53000; k=0.09
Re=80000; k=0.06
Re=106000; k=0.04
Re=133000; k=0.04
Re:26500 (static)
Re:132000 (static)
C_x
Angle of attack α_{eff} [°]

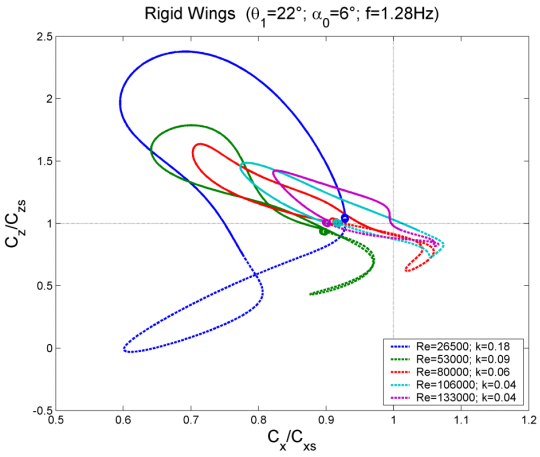

Rigid Wings (θ_1=22°; α_0=10°; f=1.28Hz)
Re=26500; k=0.18
Re=53000; k=0.09
Re=80000; k=0.06
Re=106000; k=0.04
Re=133000; k=0.04
Re:26500 (static)
Re:132000 (static)
C_x
Angle of attack α_{eff} [°]

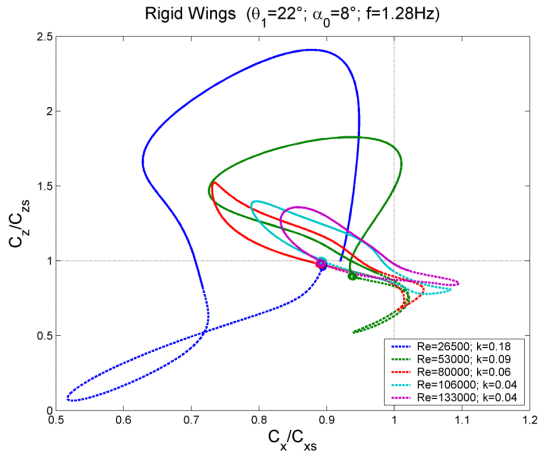

Rigid Wings (θ_1=22°; α_0=12°; f=1.28Hz)
Re=26500; k=0.18
Re=53000; k=0.09
Re=80000; k=0.06
Re=106000; k=0.04
Re=133000; k=0.04
Re:26500 (static)
Re:132000 (static)
C_x
Angle of attack α_{eff} [°]

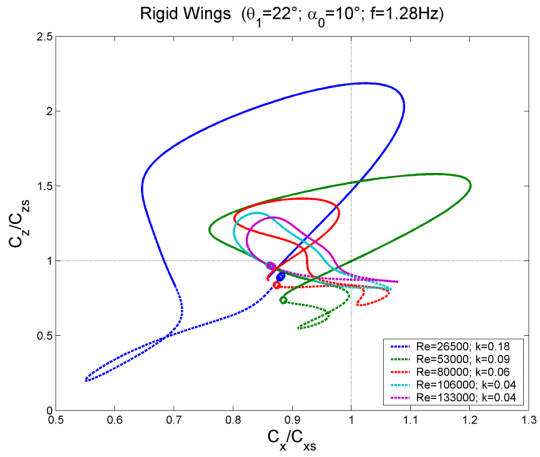

Rigid Wings (θ_1=22°; α_0=0°; f=1.28Hz)
Re=26500; k=0.18
Re=53000; k=0.09
Re=80000; k=0.06
Re=106000; k=0.04
Re=133000; k=0.04
C_z/C_{zs}
C_x/C_{xs}

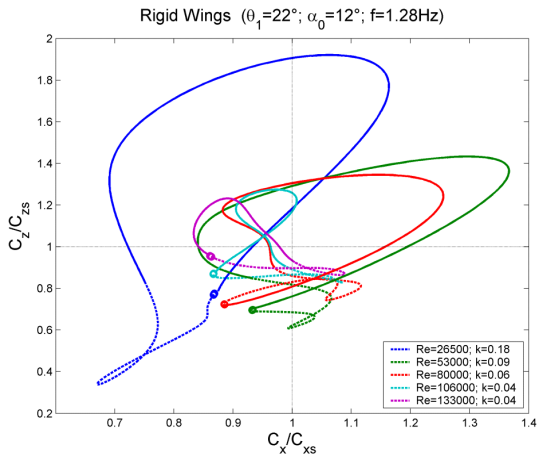

Rigid Wings (θ_1=22°; α_0=2°; f=1.28Hz)
Re=26500; k=0.18
Re=53000; k=0.09
Re=80000; k=0.06
Re=106000; k=0.04
Re=133000; k=0.04
C_z/C_{zs}
C_x/C_{xs}

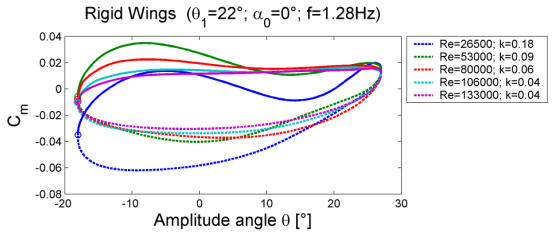

Rigid Wings (θ_1=22°; α_0=4°; f=1.28Hz)
C_z/C_{zs}
C_x/C_{xs}
Re=26500; k=0.18
Re=53000; k=0.09
Re=80000; k=0.06
Re=106000; k=0.04
Re=133000; k=0.04

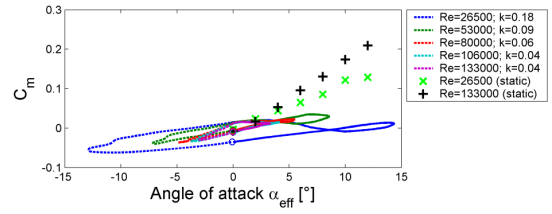

Rigid Wings (θ_1=22°; α_0=6°; f=1.28Hz)
C_z/C_{zs}
C_x/C_{xs}
Re=26500; k=0.18
Re=53000; k=0.09
Re=80000; k=0.06
Re=106000; k=0.04
Re=133000; k=0.04

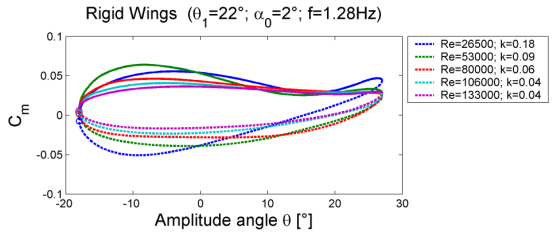

Rigid Wings (θ_1=22°; α_0=8°; f=1.28Hz)
C_z/C_{zs}
C_x/C_{xs}
Re=26500; k=0.18
Re=53000; k=0.09
Re=80000; k=0.06
Re=106000; k=0.04
Re=133000; k=0.04

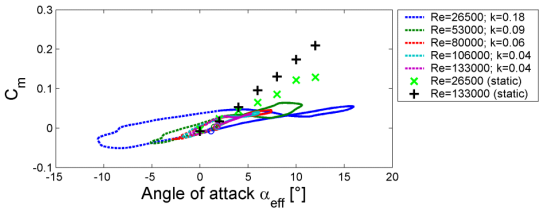

Rigid Wings (θ_1=22°; α_0=10°; f=1.28Hz)
C_z/C_{zs}
C_x/C_{xs}
Re=26500; k=0.18
Re=53000; k=0.09
Re=80000; k=0.06
Re=106000; k=0.04
Re=133000; k=0.04

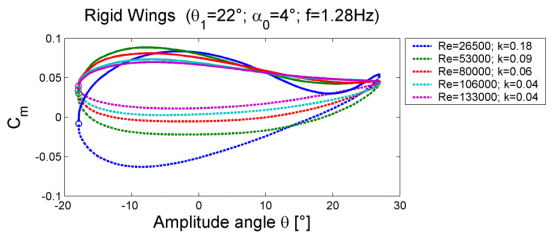

Rigid Wings (θ_1=22°; α_0=12°; f=1.28Hz)
C_z/C_{zs}
C_x/C_{xs}
Re=26500; k=0.18
Re=53000; k=0.09
Re=80000; k=0.06
Re=106000; k=0.04
Re=133000; k=0.04

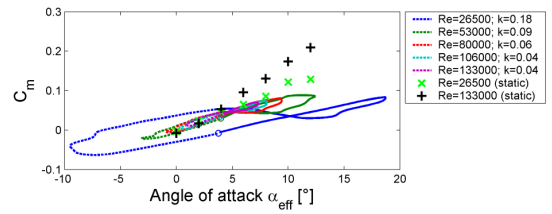

Rigid Wings (θ_1=22°; α_0=0°; f=1.28Hz)
C_m
Amplitude angle θ [°]
Re=26500; k=0.18
Re=53000; k=0.09
Re=80000; k=0.06
Re=106000; k=0.04
Re=133000; k=0.04

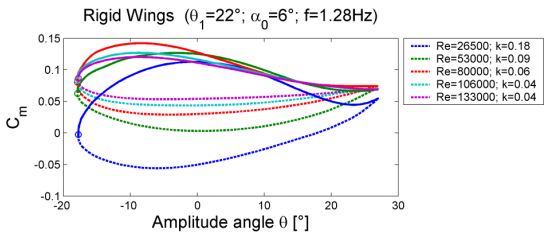

C_m
Angle of attack α_{eff} [°]
Re=26500; k=0.18
Re=53000; k=0.09
Re=80000; k=0.06
Re=106000; k=0.04
Re=133000; k=0.04
Re=26500 (static)
Re=133000 (static)

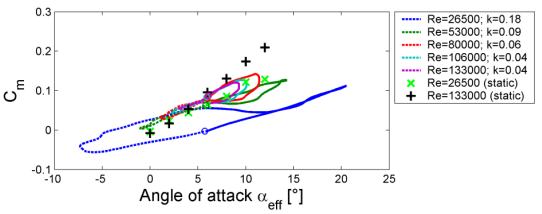

Rigid Wings (θ_1=22°; α_0=2°; f=1.28Hz)
C_m
Amplitude angle θ [°]
Re=26500; k=0.18
Re=53000; k=0.09
Re=80000; k=0.06
Re=106000; k=0.04
Re=133000; k=0.04

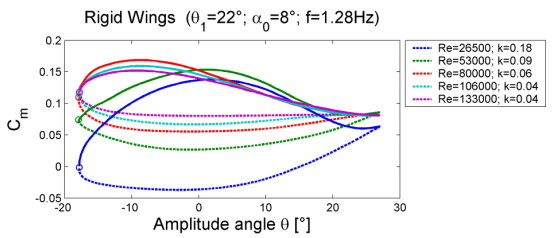

C_m
Angle of attack α_{eff} [°]
Re=26500; k=0.18
Re=53000; k=0.09
Re=80000; k=0.06
Re=106000; k=0.04
Re=133000; k=0.04
Re=26500 (static)
Re=133000 (static)

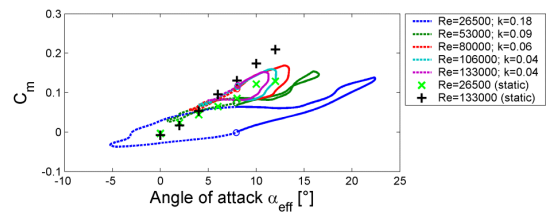

Rigid Wings (θ_1=22°; α_0=4°; f=1.28Hz)
C_m
Amplitude angle θ [°]
Re=26500; k=0.18
Re=53000; k=0.09
Re=80000; k=0.06
Re=106000; k=0.04
Re=133000; k=0.04

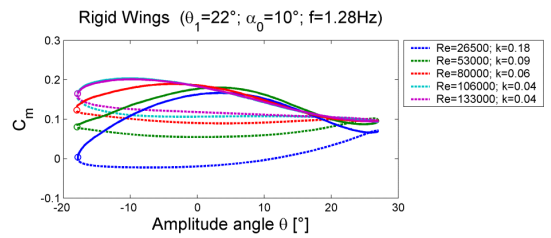

C_m
Angle of attack α_{eff} [°]
Re=26500; k=0.18
Re=53000; k=0.09
Re=80000; k=0.06
Re=106000; k=0.04
Re=133000; k=0.04
Re=26500 (static)
Re=133000 (static)

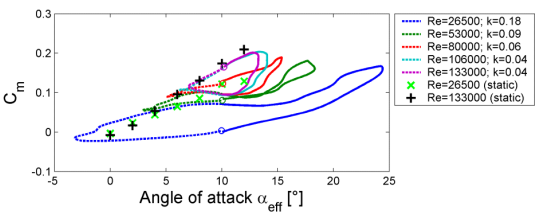

Rigid Wings (θ_1=22°; α_0=6°; f=1.28Hz)
C_m
Amplitude angle θ [°]
Re=26500; k=0.18
Re=53000; k=0.09
Re=80000; k=0.06
Re=106000; k=0.04
Re=133000; k=0.04

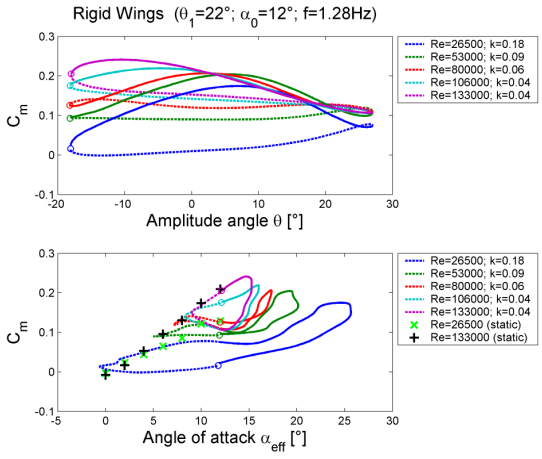

C_m
Angle of attack α_{eff} [°]
Re=26500; k=0.18
Re=53000; k=0.09
Re=80000; k=0.06
Re=106000; k=0.04
Re=133000; k=0.04
Re=26500 (static)
Re=133000 (static)

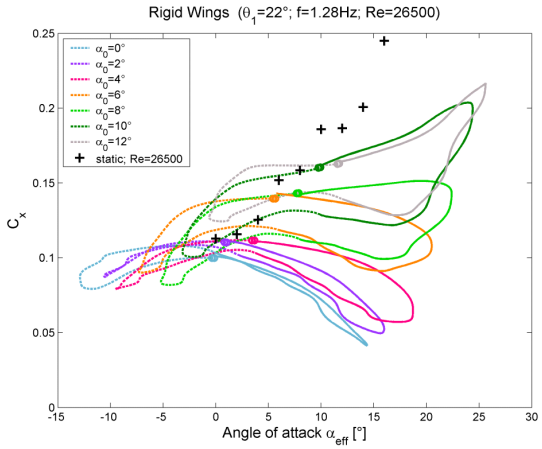

Rigid Wings (θ_1=22°; α_0=8°; f=1.28Hz)
C_m
Amplitude angle θ [°]
Re=26500; k=0.18
Re=53000; k=0.09
Re=80000; k=0.06
Re=106000; k=0.04
Re=133000; k=0.04

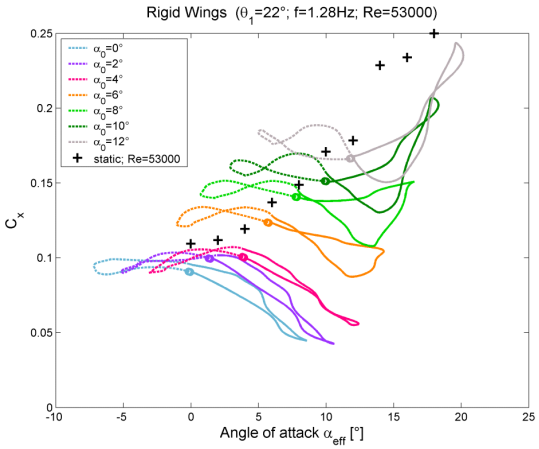

C_m
Angle of attack α_{eff} [°]
Re=26500; k=0.18
Re=53000; k=0.09
Re=80000; k=0.06
Re=106000; k=0.04
Re=133000; k=0.04
Re=26500 (static)
Re=133000 (static)

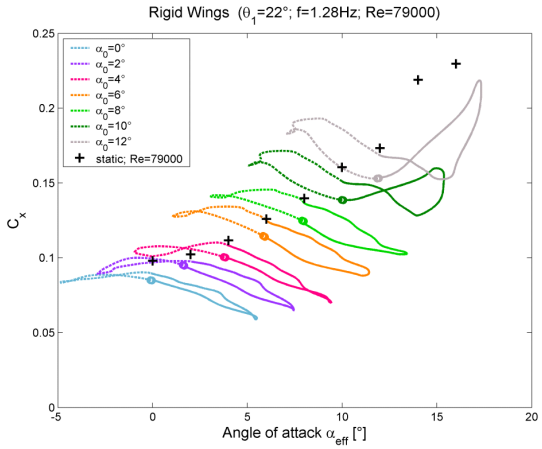

Rigid Wings (θ_1=22°; α_0=10°; f=1.28Hz)
C_m
Amplitude angle θ [°]
Re=26500; k=0.18
Re=53000; k=0.09
Re=80000; k=0.06
Re=106000; k=0.04
Re=133000; k=0.04

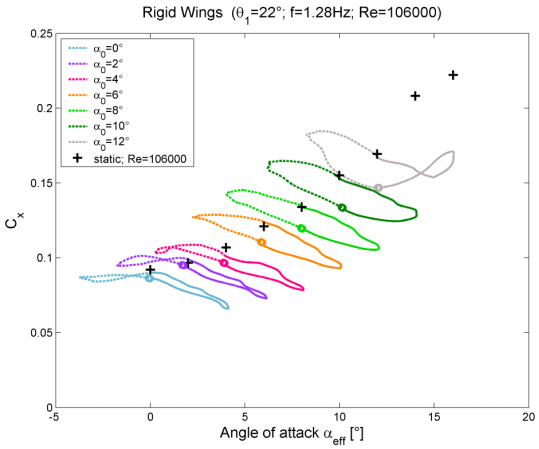

C_m
Angle of attack α_{eff} [°]
Re=26500; k=0.18
Re=53000; k=0.09
Re=80000; k=0.06
Re=106000; k=0.04
Re=133000; k=0.04
Re=26500 (static)
Re=133000 (static)

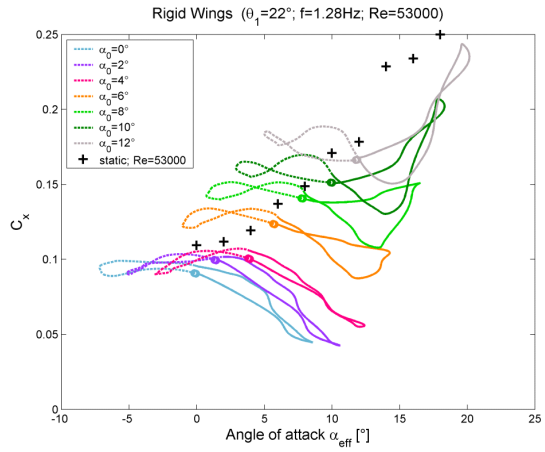

Rigid Wings (θ_1=22°; α_0=12°; f=1.28Hz)
Re=26500; k=0.18
Re=53000; k=0.09
Re=80000; k=0.06
Re=106000; k=0.04
Re=133000; k=0.04
C_m
Amplitude angle θ [°]
Re=26500 (static)
Re=133000 (static)
Angle of attack α_{eff} [°]

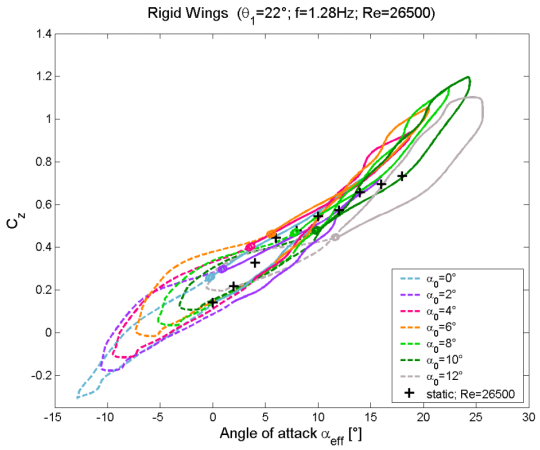

Rigid Wings (θ_1=22°; f=1.28Hz; Re=26500)
α_0=0°
α_0=2°
α_0=4°
α_0=6°
α_0=8°
α_0=10°
α_0=12°
static; Re=26500
C_x
Angle of attack α_{eff} [°]

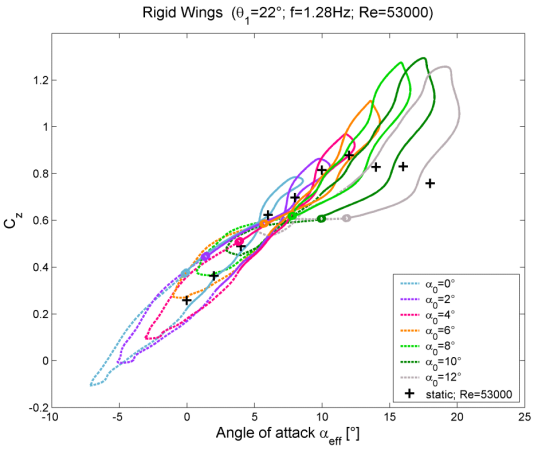

Rigid Wings (θ_1=22°; f=1.28Hz; Re=53000)
α_0=0°
α_0=2°
α_0=4°
α_0=6°
α_0=8°
α_0=10°
α_0=12°
static; Re=53000
C_x
Angle of attack α_{eff} [°]

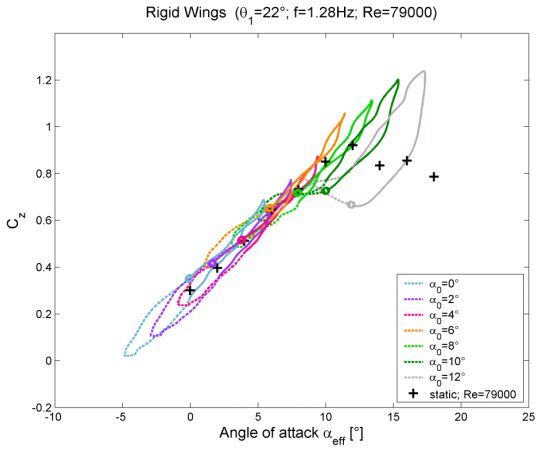

Rigid Wings (θ_1=22°; f=1.28Hz; Re=79000)
α_0=0°
α_0=2°
α_0=4°
α_0=6°
α_0=8°
α_0=10°
α_0=12°
static; Re=79000
C_x
Angle of attack α_{eff} [°]

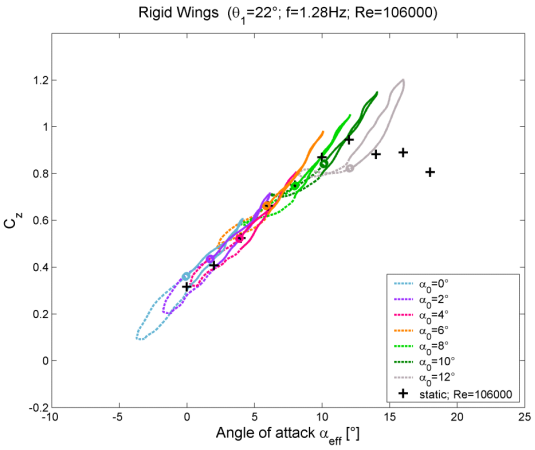

Rigid Wings (θ_1=22°; f=1.28Hz; Re=106000)
α_0=0°
α_0=2°
α_0=4°
α_0=6°
α_0=8°
α_0=10°
α_0=12°
static; Re=106000
C_x
Angle of attack α_{eff} [°]

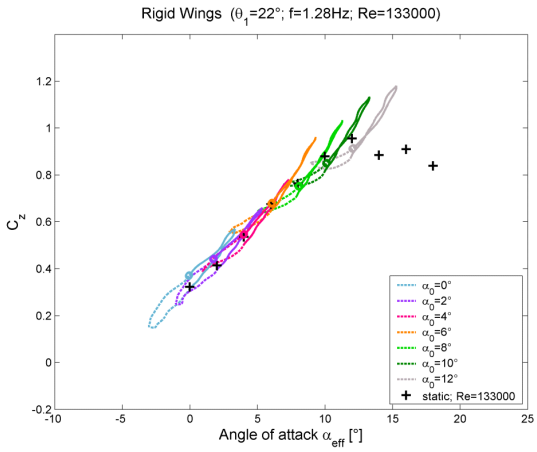

Rigid Wings (θ_1=22°; f=1.28Hz; Re=53000)
α_0=0°
α_0=2°
α_0=4°
α_0=6°
α_0=8°
α_0=10°
α_0=12°
static; Re=53000
C_x
Angle of attack α_{eff} [°]


Rigid Wings (θ_1=22°; f=1.28Hz; Re=26500)
α_0=0°
α_0=2°
α_0=4°
α_0=6°
α_0=8°
α_0=10°
α_0=12°
static; Re=26500
C_z
Angle of attack α_{eff} [°]


Rigid Wings (θ_1=22°; f=1.28Hz; Re=53000)
α_0=0°
α_0=2°
α_0=4°
α_0=6°
α_0=8°
α_0=10°
α_0=12°
static; Re=53000
C_z
Angle of attack α_{eff} [°]


Rigid Wings (θ_1=22°; f=1.28Hz; Re=79000)
α_0=0°
α_0=2°
α_0=4°
α_0=6°
α_0=8°
α_0=10°
α_0=12°
static; Re=79000
C_z
Angle of attack α_{eff} [°]


Rigid Wings (θ_1=22°; f=1.28Hz; Re=106000)
α_0=0°
α_0=2°
α_0=4°
α_0=6°
α_0=8°
α_0=10°
α_0=12°
static; Re=106000
C_z
Angle of attack α_{eff} [°]


Rigid Wings (θ1=22°; f=1.28Hz; Re=133000)
Cz
Angle of attack αeff [°]
α0=0°
α0=2°
α0=4°
α0=6°
α0=8°
α0=10°
α0=12°
static; Re=133000

Wissenschaftlicher Werdegang

Schule

1981-1985	Grundschule Lautzkirchen
1985–1994	Von-der-Leyen-Gymnasium Blieskastel
1994	Abitur

Studium

1994-2000	Biologiestudium an der Universität des Saarlandes, Saarbrücken
	1996 Vordiplom Biologie
	1998 Studienarbeit Bionik
	2000 Diplomarbeit Bionik
2000	Abschluss als Diplom Biologin

Praktikum

1998	Benetton Formula Ltd., Enstone GB
1999	Ferrari, Maranello, Italien

Nebentätigkeit

1997-2005 Nebentätigkeit bei der Firma 4H-Jena Engineering, Mühlenstraße 126, 07745 Jena (Büro Blieskastel), Arbeitsgebiet Windkanalwartungen

Promotion

2001-2006	wissenschaftliche Mitarbeiterin am Fachgebiet Strömungslehre und Aerodynamik der TU Darmstadt
2006	Abschluss der Dissertation

Eigene Publikationen

Eder, S., Hubel, T. und Tropea, C. (2002) Lernen von der Natur - Vogel und Insektenflug, Thema Forschung 2/2002, TUD.

Hubel, T. und Tropea, C. (2002) Untersuchungen zur instationären Aerodynamik an einem flügelschlagenden Modell, BIONA-report 16, Akad. Wiss. Lit., Mainz, GTBB, Saarbrücken.

Hubel, T. und Tropea, C. (2004) Aerodynamics and wake structures of a flapping wing model. Comparative Biochemistry an Physiology, Vol 137.

Hubel, T. und Tropea, C. (2004) Aerodynamics and wake structure of flapping wings. Fortschritt-Berichte VDI, Reihe 15, Nr. 249, VDI-Verlag, Düsseldorf.

Hubel, T. und Tropea, C. (2004) Wirbelbildung hinter schlagenden Tragflächen, Bionik - Aktuelle Forschungsergebnisse in Natur-, Ingenieur- und Geisteswissenschaft, Hrsg. Rossmann, T; Tropea, C.

Hubel, T. und Tropea, C. (2005) Flow visualization and force measurements on a flapping wing model, SEBatBarcelona, 2005 11-15 July.

Hubel, T. und Tropea, C. (2005) Untersuchungen zur instationären Aerodynamik an einem flügelschlagenden Vogelmodell. 12.STAB-Workshop, Göttingen, November 2005.

Hubel T, Tropea C, (2006) Experimental investigation of a flapping wing model: some challenges from unsteady aerodynamics. Proceedings of the 12th International Symposium on Flow Visualization, Göttingen, September 10-14, 2006.

Im Rahmen der Arbeit entstandene Diplom-, Studien und Forschungsarbeiten.

Rigobert, J. (2002) PIV Messungen im Windkanal – Integration der Messtechnik in den Kanal, konstruktive Studienarbeit am Fachgebiet Strömungslehre und Aerodynamik, TU Darmstadt.

Kost, M. (2004) Randwirbeldetektion und Analyse an einem flügelschlagenden Modell im Windkanal. Studienarbeit am Fachgebiet Strömungslehre und Aerodynamik, TU Darmstadt.

Proppe, A. (2006) Bestimmung der Flügelverformung an einem Vogelmodell im Windkanal, Master Thesis am Fachgebiet Strömungslehre und Aerodynamik, TU Darmstadt.

Thielicke, W. (2006) Vorderkantenwirbel beim Schlagflug der Vögel. Forschungspraktikum im Fachbereich Biologie der TU Darmstadt.

Eidesstattliche Erklärung

Ich erkläre hiermit an Eides statt, dass ich die vorliegende Dissertation selbständig und nur mit den angegebenen Hilfsmitteln angefertigt habe. Ich habe bisher noch keinen Promotionsversuch unternommen.

Darmstadt, den _____ _____

Unterschrift