

NATIONAL TECHNICAL
UNIVERSITY OF
ATHENS



AERODYNAMICS LABORATORY

A THESIS SUBMITTED FOR THE DEGREE OF DOCTOR OF
PHILOSOPHY

**Experimental flow study of an oscillating
airfoil**

Dimitris Gkiolas

December 2021

Experimental flow study of an oscillating airfoil

Ph.D. Thesis
Dimitris Gkiolas

Examination Committee:

1. D. Bouris, Associate Professor, NTUA, School of Mechanical Engineering
2. E. Konstantinidis, Associate Professor, UoWM, School of Mechanical Engineering
3. D. Mathioulakis (Supervisor)*, Professor, NTUA, School of Mechanical Engineering
4. G. Papadakis, Assistant Professor, NTUA, School of Naval Architecture & Marine Engineering
5. V. Riziotis*, Associate Professor, NTUA, School of Mechanical Engineering
6. S. Voutsinas*, Professor, NTUA, School of Mechanical Engineering
7. K. Yakinthos, Professor, ATh, School of Mechanical Engineering

* Member of the Advisory Committee

Acknowledgements

I would like to express my deepest appreciation to my supervisor, Professor Dimitris Mathioulakis, for his guidance during all these years. His great knowledge and experience were invaluable in completing this thesis. His integrity, persistence, patience and genuine enthusiasm for research are for me an example to follow for the years to come.

Next, I would like to thank the members of the advisory committee for their useful comments when writing this thesis as well as for providing the computational tools used in the framework of this project. I also express my gratitude to the members of the examination committee for reading the thesis and making constructive comments on the presented work.

This work would not have been possible without the contribution of Panayiotis Kapiris and Sotiris Mavrakis. Panayiotis skills on electronic circuit prototyping, microcontrollers and data acquisition systems proved extremely valuable in the course of this work, while Sotiris was always there to construct the special equipment required for the experiments.

I would like to offer my special thanks to Assistant Professor George Papadakis for his crucial contribution with the CFD simulations.

My gratitude also goes to all the students who did their graduate theses or placements at the wind tunnel during the past years. Especially, George Zisopoulos for conducting together some of the early experiments and Yuan Zhang for her assistance in the final ones.

I would also like to thank Vaso, George, Kostas and Christina for their actual support and all the good times inside and outside the lab.

Colleagues aside, I would like to thank my friends George, Panagiotis, Antonis, Haris, George and Spyros who have always been there and dispel all my problems and anxieties. Honestly, saying thank you is simply not enough. I thank my parents and my sister for their deep support and encouragement all those years.

However, the biggest thanks I owe it to Alexandros. Though small may be the honor, this work is dedicated to him. From now on when we dance, we will also dance for him. When we smile, we will smile for him too. When we win, we will win for him too...

Contents

| | | |
|----------|--|-----------|
| 1 | Introduction | 1 |
| 1.1 | Unsteady Wing Aerodynamics | 1 |
| 1.1.1 | Sources of Unsteadiness | 1 |
| 1.1.2 | Unsteady Attached Flow | 3 |
| 1.1.3 | Dynamic Stall | 6 |
| 1.1.4 | Aerodynamic Damping | 9 |
| 1.1.5 | Stall Flutter | 10 |
| 1.2 | Scope of the Thesis and Main Objectives | 12 |
| 1.2.1 | The Basic Concept | 12 |
| 1.3 | Novelties | 13 |
| 1.4 | Thesis Outline | 13 |
| 2 | Experimental Setup | 15 |
| 2.1 | Wind Tunnel Facility | 15 |
| 2.2 | Wing and Pressure Transducers | 16 |
| 2.3 | Experimental Setup of Wing Forced Oscillations | 19 |
| 2.4 | Experimental Setup of Free Wing Oscillations (Elastic Support Mechanism) | 21 |
| 2.5 | Data Acquisition | 25 |
| 2.6 | Measurement Error Analysis | 26 |
| 2.6.1 | Reynolds number | 26 |
| 2.6.2 | Pressure coefficient and Lift coefficient | 27 |
| 2.6.3 | Angle of Attack | 28 |
| 3 | Static Aerodynamic Measurements | 31 |
| 3.1 | Wing Configuration | 31 |
| 3.2 | Surface flow visualization | 34 |
| 3.2.1 | Oil flow visualization | 34 |
| 3.2.2 | Tuft flow visualization | 35 |
| 3.3 | Pressure Measurements | 37 |
| 3.4 | Force Coefficients | 41 |
| 3.5 | Double stall | 43 |
| 3.6 | Wind tunnel corrections | 46 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 3.7 | Experiments on NACA64-418 in literature | 47 |
| 4 | Unsteady Measurements of Forced Oscillations | 51 |
| 4.1 | Pitching oscillations | 53 |
| 4.1.1 | Impact of oscillation on aerodynamic loads | 53 |
| 4.1.2 | Impact of oscillation on aerodynamic damping | 60 |
| 4.2 | Pitching & Plunging | 65 |
| 4.3 | Comparison of pitching wing data with literature | 69 |
| 5 | Dynamic Aeroelasticity Measurements | 73 |
| 5.1 | Self-excited oscillations | 75 |
| 5.2 | Self-sustained oscillations | 81 |
| 5.3 | Additional discussion on the influence of reduced frequency | 91 |
| 6 | PIV-POD | 97 |
| 6.1 | Experimental procedure | 97 |
| 6.2 | PIV results | 101 |
| 6.2.1 | Upstroke | 101 |
| 6.2.2 | Downstroke | 107 |
| 6.3 | POD results | 115 |
| 7 | Comparison between Experiments and Numerical Simulations | 123 |
| 7.1 | Steady Simulations | 125 |
| 7.2 | Unsteady Simulations | 129 |
| 7.2.1 | Pitching $10^\circ \pm 8^\circ, k = 0.1$ | 129 |
| 7.2.2 | Pitching $15^\circ \pm 8^\circ, k = 0.2$ | 131 |
| 7.2.3 | Aeroelastic experiments: $15.5^\circ \pm 12.5^\circ, k = 0.35$ | 134 |
| 8 | Conclusions & Recommendations | 139 |
| 8.1 | Conclusions | 139 |
| 8.2 | Recommendations | 142 |
| 8.3 | Publications | 143 |
| 8.3.1 | Other | 144 |
| A | Calibrations | 145 |
| A.1 | Calibration of Pressure Transducers | 145 |
| A.2 | Calibration of Angular Sensor | 146 |
| A.3 | Calibration of Pitching Oscillation | 147 |
| A.4 | Pitching cases | 148 |
| A.5 | Structural Properties of the Elastically Supported Wing | 149 |

List of Figures

| | | |
|------|--|----|
| 1.1 | Typical angle of attack for high speed forward flight on helicopter rotor. | 3 |
| 1.2 | Nomenclature for the oscillatory pitching and heaving motion of a flat plate. Data source: Katz and Plotkin [2001] | 4 |
| 1.3 | Magnitude and phase lag (b) of Theodorsen’s function. Data source: Katz and Plotkin [2001] | 5 |
| 1.4 | Typical dynamic stall lift and moment coefficient versus angle of attack. Data source: Dimitriadis [2017] | 7 |
| 1.5 | Types of Dynamic Stall | 8 |
| 1.6 | Aerodynamic damping light vs.deep dynamic stall. Figure recreated from: Corke and Thomas [2015] | 9 |
| 1.7 | Critical flutter speed against blade angle of propeller. Figure from: Fung [2008] | 11 |
| 2.1 | The wing model placed inside the test section | 15 |
| 2.2 | Wing assembly | 16 |
| 2.3 | Locations of pressure transducers | 18 |
| 2.4 | Front view of the steel supporting structure | 19 |
| 2.5 | Scheme of the drive mechanism of the wing | 20 |
| 2.6 | Lower carriage of the wing | 20 |
| 2.7 | Upper carriage of the wing | 21 |
| 2.8 | Schematic of the typical aeroelastic section | 22 |
| 2.9 | Simplified scheme of the elastic support | 22 |
| 2.10 | Compression spring attached to the lower carriage of the wing | 23 |
| 2.11 | Torsional spring hinged to the pulley of the wing shaft | 24 |
| 2.12 | Elastic support in torsional and bending degree of freedom | 24 |
| 2.13 | Acquisition system | 25 |
| 2.14 | Data Acquisition System | 26 |
| 3.1 | Dimensions of end plates | 32 |
| 3.2 | Wing model configurations | 33 |
| 3.3 | Lift coefficient versus angle of attack for different configurations | 33 |
| 3.4 | Oil flow visualization:(a) A part of the wing covered with a black film, (b)14°, (c)17° | 34 |

| | | |
|------|--|----|
| 3.5 | Flow separation lines on the suction side of the wing (fences+extensions) for seven angles of attack from 11° to 17° and $Re = 0.5 \times 10^6$. Line coordinates normalized with the airfoil chord. | 35 |
| 3.6 | Tuft flow visualization:(a) 10° , (b) 12° , (c) 14° , (d) 16° , (e) 18° , (f) 20° | 36 |
| 3.7 | Superposition of oil and tuft flow visualization: (a) 14° , (b) 16° . . . | 37 |
| 3.8 | Pressure coefficient distribution for angles of attack: -4.3° , -0.3° , 3.7° , 7.7° , 11.8° , 15.8° at $Re = 0.5 \times 10^6$ | 38 |
| 3.9 | Pressure coefficient of suction side at $Re = 0.5 \times 10^6$ for angle of attack range -5° to 25° | 39 |
| 3.10 | Pressure coefficient distribution for incidents 0° , 5° , 10° at $Re = 0.5 \times 10^6$ and $Re = 0.75 \times 10^6$ | 40 |
| 3.11 | Lift coefficient at $Re = 0.5 \times 10^6$ and $Re = 0.75 \times 10^6$ | 41 |
| 3.12 | Pitching moment coefficient at $Re = 0.5 \times 10^6$ and $Re = 0.75 \times 10^6$ | 42 |
| 3.13 | Pressure drag coefficient at $Re = 0.5 \times 10^6$ and $Re = 0.75 \times 10^6$. | 42 |
| 3.14 | Time-series of the pressure coefficient at the leading edge ($x/c=0$) for various angles of attack at $Re = 0.5 \times 10^6$. Total samples are $N_{time} = 48,000$ which correspond to 120 sec samples. | 44 |
| 3.15 | Histogram of the pressure coefficient measured at the leading edge ($x/c=0$) for an angle of attack $\alpha = 22.25^\circ$ | 44 |
| 3.16 | Pressure distribution corresponding to the two distinct levels due to double stall | 45 |
| 3.17 | Lift coefficient at various Re numbers for NACA64-418 airfoil . . . | 48 |
| 3.18 | Pitching moment coefficient at various Re numbers for NACA64-418 airfoil | 49 |
| 4.1 | Cycle averaged and instantaneous sectional loads for a pitching airfoil at low and high mean angles of attack | 52 |
| 4.2 | Effect of mean angle of attack on lift and pitching moment, $Re = 0.5 \times 10^6$, $k = 0.1$. Left column: $\Delta a = 4^\circ$, Right column: $\Delta a = 8^\circ$ | 54 |
| 4.3 | Effect of mean angle of attack on lift coefficient peak to peak . . . | 55 |
| 4.4 | Effect of mean angle of attack on pitching moment coefficient peak to peak | 56 |
| 4.5 | Effect of reduced frequency on lift and pitching moment, $Re = 0.5 \times 10^6$, $k = 0.1$. Amplitude: $\alpha_1 = 8^\circ$, Mean angle of attack (from left to right): $\alpha_m = 0^\circ$, $\alpha_0 = 5^\circ$, $\alpha_m = 10^\circ$, $\alpha_m = 15^\circ$ | 57 |
| 4.6 | Tuft flow visualization: $15^\circ \pm 8^\circ$: (a) 16.0° upstroke, $k=0.1$, (b) 16.1° upstroke, $k=0.2$ | 58 |
| 4.7 | Tuft flow visualization: $15^\circ \pm 8^\circ$: (a) 9.9° downstroke, $k=0.1$ (b) 9.8° downstroke, $k=0.2$ | 59 |
| 4.8 | Effect of mean angle of attack on work done by the pitching moment, $Re = 0.5 \times 10^6$, $k = 0.1$. Left column: $\alpha_1 = 4^\circ$, Right column: $\alpha_1 = 8^\circ$ | 60 |

| | | |
|------|--|----|
| 4.9 | Effect of reduced frequency on work done by the pitching moment, $Re = 0.5 \times 10^6$. Mean angle of attack (from left to right): $\alpha_m = 0^\circ$, $\alpha_0 = 5^\circ$, $\alpha_m = 10^\circ$, $\alpha_m = 15^\circ$ | 61 |
| 4.10 | Histogram of Ξ for a pitching airfoil in attached flow and during dynamic stall | 62 |
| 4.11 | Effect of mean angle of attack on aerodynamic damping, $Re = 0.5 \times 10^6$, $k = 0.1$ | 63 |
| 4.12 | Effect of reduced frequency on aerodynamic damping | 63 |
| 4.13 | Effect of amplitude on aerodynamic damping | 64 |
| 4.14 | Effect of phase difference between pitching and plunging on lift and moment coefficient at attached conditions | 66 |
| 4.15 | Effect of phase difference between pitching and plunging on lift and moment coefficient at dynamic stall conditions | 67 |
| 4.16 | Effect of phase difference on aerodynamic damping | 68 |
| 4.17 | (a) Pitching and (b) Plunging, aerodynamic damping coefficients | 69 |
| 4.18 | Unsteady lift loop CENER vs. NTUA | 70 |
| 4.19 | Unsteady moment loop CENER vs. NTUA | 71 |
| 5.1 | Pitching moment coefficient at $Re = 0.5 \times 10^6$ about the: 1)elastic axis and 2)quarter-chord point | 74 |
| 5.2 | Self excited instability with an initial static angle of 16.65° | 76 |
| 5.3 | Self excited instability with an initial static angle of 18.13° | 77 |
| 5.4 | Self excited instability with an initial static angle of 19.98° | 78 |
| 5.5 | Evolution of instantaneous lift and pitching moment coefficients vs. α during the onset of the instability | 79 |
| 5.6 | Evolution of instantaneous energy transfer coefficients during the onset of the instability | 80 |
| 5.7 | Time-series of the pitch and plunge displacements | 82 |
| 5.8 | Power spectral density of the pitch angle during LCO | 83 |
| 5.9 | Instantaneous pitch angle vs. instantaneous phase angle during LCO | 84 |
| 5.10 | Sinusoidal fit of the phase averaged pitch angle and plunge displacement | 84 |
| 5.11 | Phase plot of the LCO | 85 |
| 5.12 | Instantaneous lift and pitching moment coefficient loops during the LCO | 86 |
| 5.13 | Phase averaged lift and pitching moment coefficient loops | 87 |
| 5.14 | Time series of phase averaged aerodynamic coefficients | 88 |
| 5.15 | Evolution of instantaneous energy transfer coefficients during the LCO | 89 |
| 5.16 | Histogram of the aerodynamic damping coefficient during LCO | 90 |
| 5.17 | Histogram of the peak to peak lift (left) and pitching moment (right) coefficients during the LCO | 91 |

| | | |
|------|--|-----|
| 5.18 | Lift and pitching moment coefficient loops of aeroelastic instabilities | 92 |
| 5.19 | Phase averaged time series of the pressure coefficient of forced pitching $15^\circ \pm 8^\circ$, $k = 0.2$. $t/T=0$: upstroke onset, $t/T=1$: end of downstroke | 93 |
| 5.20 | Phase averaged time series of the pressure coefficient of aeroelastic instability $15.7^\circ \pm 12.5^\circ$, $k = 0.35$. $t/T=0$: upstroke onset, $t/T=1$: end of downstroke | 94 |
| 5.21 | Comparative development of vortex peak | 95 |
| 6.1 | (a) Laser sheet, (b) Installation of cameras | 98 |
| 6.2 | Field of view of the PIV measurement | 99 |
| 6.3 | Pitching angle triggers of PIV.+: upstroke, o: downstroke, black symbols: "Leading-edge"&"Middle", red symbols: "Trailing-edge" | 100 |
| 6.4 | Phase-averaged velocity field upstroke, "LE"& "Middle" | 102 |
| 6.5 | Phase-averaged velocity field during upstroke, FOV: "Trailing-edge" | 103 |
| 6.6 | Phase-averaged velocity (left) and vorticity (right) magnitude contour during upstroke, FOV: "Leading-edge"& "Middle" | 104 |
| 6.7 | Phase-averaged velocity (left) and vorticity (right) magnitude contour during upstroke, FOV: "Trailing-edge" | 105 |
| 6.8 | Phase averaged lift coefficient.+: upstroke, o: downstroke, black symbols: "Leading-edge"&"Middle", red symbols: "Trailing-edge" | 106 |
| 6.9 | Phase averaged pressure-drag coefficient | 106 |
| 6.10 | Phase-averaged velocity field during downstroke, FOV: "Leading-edge"& "Middle" | 108 |
| 6.11 | Phase-averaged velocity field during downstroke, FOV: "Trailing-edge" | 109 |
| 6.12 | Phase-averaged velocity (left) and vorticity (right) magnitude contour during downstroke, FOV: "Leading-edge"& "Middle" | 110 |
| 6.13 | Phase-averaged velocity (left) and vorticity (right) magnitude contour during downstroke, FOV: "Trailing-edge" | 111 |
| 6.14 | (a) Phase averaged pressure distribution upstroke, (b) Phase averaged pressure distribution downstroke | 112 |
| 6.15 | Leading edge region upstroke | 113 |
| 6.16 | Pressure coefficient loops of leading edge sensors | 114 |
| 6.17 | Tangential velocity profiles | 114 |
| 6.18 | Normalized eigenvalues (up) and cumulative summation (down) | 116 |
| 6.19 | POD modes | 118 |
| 6.20 | (a) LE coefficients, (b) Middle coefficients | 119 |
| 6.21 | POD Mode 4 Middle | 120 |
| 7.1 | f2w double-wake model | 123 |
| 7.2 | Computational mesh for the 2D URANS simulation | 124 |
| 7.3 | Lift coefficient vs. angle of attack at $Re = 0.5 \times 10^6$ in steady state conditions. Comparison of experimental and simulation results. | 126 |

| | | |
|------|--|-----|
| 7.4 | Pitching moment coefficient vs. angle of attack at $Re = 0.5 \times 10^6$ in steady state conditions. Comparison of experimental and simulation results. | 127 |
| 7.5 | Pressure drag coefficient vs. angle of attack at $Re = 0.5 \times 10^6$ in steady state conditions. Comparison of experimental and simulation results. | 128 |
| 7.6 | Pressure distribution at $\alpha = 11.24^\circ$, $Re = 0.5 \times 10^6$ in steady state conditions. Comparison of experimental and simulation results. . . | 128 |
| 7.7 | Lift coefficient vs. α for pitching $10^\circ \pm 8^\circ$, $k = 0.1$ | 129 |
| 7.8 | Moment coefficient vs. α for pitching $10^\circ \pm 8^\circ$, $k = 0.1$ | 130 |
| 7.9 | Lift coefficient vs. angle of attack for pitching $15^\circ \pm 8^\circ$, $k = 0.2$. . | 131 |
| 7.10 | Moment coefficient vs. angle of attack for pitching $15^\circ \pm 8^\circ$, $k = 0.2$. | 132 |
| 7.11 | Pressure coefficient temporal evolution on suction side up to $x/c = 0.26$ for pitching $15^\circ \pm 8^\circ$, $k = 0.2$ | 133 |
| 7.12 | Pressure coefficient temporal evolution on suction side downstream of quarter-chord for pitching $15^\circ \pm 8^\circ$, $k = 0.2$ | 134 |
| 7.13 | Lift coefficient vs. angle of attack during LCO, $k=0.35$ | 135 |
| 7.14 | Pitching moment coefficient vs. angle of attack during LCO, $k=0.35$ | 136 |
| 7.15 | Q criterion iso-surfaces ($Q=0.1$) of oscillating wing | 137 |
| A.1 | Photo of the calibration procedure of pressure transducers | 145 |
| A.2 | Calibration of transducer No.1. Solid line: linear fit | 146 |
| A.3 | Photo of the calibration procedure of angular sensor | 146 |
| A.4 | Calibration of angular sensor | 147 |
| A.5 | Sinusoidal fit of pitching oscillation | 148 |
| A.6 | Freeplay tests of elastic properties | 149 |

This page intentionally left blank.

List of Tables

| | | |
|-----|---|-----|
| 2.1 | Locations of pressure transducers | 18 |
| 2.2 | Technical specifications of drive system | 21 |
| 3.1 | Lift slope for different wing configurations | 33 |
| 5.1 | Structural properties of the aeroelastic wing for the self-excited oscillation test | 75 |
| 5.2 | Structural properties of the aeroelastic wing for the self-sustained oscillation test | 81 |
| 6.1 | Energy content of POD modes | 117 |
| A.1 | Mass moment of inertia of rotating wing | 149 |
| A.2 | Mass of translating wing | 150 |

This page intentionally left blank.

Abstract

The present thesis experimentally investigates unsteady aerodynamic and aeroelastic effects of an oscillating NACA 64418 airfoil at Reynolds numbers below 10^6 . Originally, the focus of the unsteady investigations was to determine the factors that influence the aerodynamic forces and the aerodynamic damping of forced pitching as well as combined pitching-plunging harmonic motions of the airfoil. Specifically, measurements of unsteady pressure distributions were performed over a range of mean angles of attack, amplitudes, reduced frequencies and phase differences between the combined oscillations. For pure pitching oscillations below the mean angle of 15° , all studied cases in the present work were aerodynamically damped. However, at a mean angle of 15° , where dynamic stall took place, negative torsional aerodynamic damping was induced. The large excursion of the pitching moment and the shape of its loop were related to the above aerodynamically unstable conditions, while energy was transferred from the fluid to the wing, during the downstroke part of its periodic motion. An increase of the reduced frequency at this incidence led to a further increase of the negative aerodynamic damping. The same holds for increasing amplitudes up to 6° . Similarly, negative torsional aerodynamic damping at large angles of attack was also recorded during combined pitching and plunging oscillations, while a substantial reduction of the damping was achieved by varying the phase difference between the oscillations. Moreover, under static conditions and for angles higher than 17° , the airfoil presented intermittent flow separation from the leading edge region corresponding to partially attached and separated flow regimes (double stall).

Taking into account the above results, the response of the elastically supported wing was tested under initial angles of attack higher than the static stall angle. The ratio of torsional to bending natural frequencies was $\omega_\alpha/\omega_h < 1$ and the two degrees of freedom were structurally coupled. At a critical free stream velocity, self-excited oscillations occurred both in pitch and plunge with increasing amplitude, presenting the characteristics of dynamic stall. Increasing the initial angle of attack from 16.65° to 19.98° , the critical free stream velocity decreased from 19.50 m/s to 14.95 m/s, which was attributed to the stall flutter phenomenon. By varying the stiffness of the springs, the wing was found to form a limit cycle oscillation, when applying an initial excitation at a critical free stream velocity. Even though the loops of the aerodynamic coefficients versus the angle of attack, were unconventional for a dynamic stall event, the phenomenon was found to involve flow separation and reattachment over the suction side of the airfoil, as well as evidence supporting the formation and subsequent shedding of a vortex near the leading edge.

Additionally, comparison of the experimental results with two simulation tools were found in good agreement under steady flow conditions and adequate when pitching oscillations took place and flow separation was present. However, both simulation models failed to predict aerodynamic loads of the combined pitching-plunging limit cycle oscillation, in the case of the elastically supported wing.

Most aeroelastic phenomena are of undesirable character, lead to loss of effectiveness and sometimes even to structural failure. To this end, the present investigation, in support of previous studies, highlights some of the factors that might cause aerodynamically unstable conditions and demonstrates the flow mechanism involved in the above phenomena.

Chapter 1

Introduction

1.1 Unsteady Wing Aerodynamics

1.1.1 Sources of Unsteadiness

The blades of a **helicopter** or a **wind turbine**, as well as the wings of an **aircraft** may encounter under certain flow conditions oscillations of the inflow angle. This type of unsteady aerodynamic loading, affects the performance, operation and fatigue life of aero-structures and defines the limits of their operation. It is thus important, both from technical and scientific point of view, to study such phenomena and be able to predict accurately aerodynamic loads during unsteady aerodynamic effects.

The angle of attack of a typical helicopter blade is the resultant of pilot input controls and flowfield structure. When the angle of attack is low the flow is fully attached and the perturbations tend to affect phase and magnitude of aerodynamic forces compared to quasi-steady analysis (Leishman [2006]). In the case of higher angles of attack, the phenomenon of dynamic stall occurs on helicopter rotors, which involves alternating flow separation and reattachment over the surface of an airfoil. For high speed forward flight or abrupt maneuvers the retreating blade operates at high angles close to stall, as shown in figure 1.1 (McCroskey and Fisher [1972], Tarzanin [1972], Bousman [1998]). Blade flapping, cyclic pitch input or wake inflow might cause flow separation in a periodic manner. Generally if time dependent pitching or plunging is involved on an airfoil, with effective angle of attack that exceeds static stall angle, dynamic stall will occur. Prediction of dynamic stall is important for defining the boundaries of operation for helicopters. Otherwise, unwanted effects may arise such as blade vibration, high stress, negative aerodynamic damping or aeroelastic instabilities e.g. stall flutter.

In the case of horizontal axis wind turbines, rotor yaw-misalignment, tower shadow and wind gusts, might result in periods of time that the blade operates under oscillating effective angles of attack. A basic feature of both stall-regulated and

pitch-regulated wind turbines is that under normal operating conditions a portion of the blade experiences some degree of stall (Butterfield et al. [1991], Leishman [2006]). The inflow of the rotating blade is inherently unsteady, indicating that unsteady aerodynamics and especially dynamic stall is of paramount importance in wind turbine applications as well as in methods to control it (Choudhry et al. [2016]).

Nowadays, there is an ever-increasing need for more efficient power production and cleaner-safer aviation. Modern aerodynamic structure design is oriented to lighter high aspect-ratios wings as a means of improving aerodynamic efficiency, which in turn increases structural flexibility (Afonso et al. [2017]). The aforementioned increase affects the wing's structural behaviour, which could promote effective angle time variation and alter aerodynamic loading. Consequently, these designs are limited by aeroelastic instabilities generated by the combination of coupled fluid-structure interaction problems. One phenomenon of this type is stall flutter, which initiates at relatively low free stream velocities and causes self-excited periodic oscillations of limited amplitude. It is mainly attributed to nonlinear aerodynamic loading caused by alternating flow separation and reattachment (dynamic stall) over a wing's surface. The appearance of stall flutter does not necessarily involve the coupling of two modes as in classical flutter, since torsional mode normally appears to be more significant compared to bending (Halfman et al. [1951], Rainey [1956], Razak et al. [2011]).

Current state of the art in aerodynamic design involves the use of new materials (e.g., Shape Memory Alloys), which are able to alter the aerodynamic shape depending on the external forcing (Kerho [2007], Karakalas et al. [2019]). Research on unsteady aerodynamics and aeroelasticity is currently the primary field that provides the necessary information for future aircraft safety, air-loads prediction, blade fatigue minimization, active flutter suppression, gust load alleviation and flow control for flexible structures. At the same time, conducting reliable experiments on complex aeroelastic problems expands our existing knowledge and contributes to the improvement of numerical simulations.

However, the difficulty of understanding unsteady aerodynamic phenomena still exists, because of their poly-parametric nature (pitching – plunging amplitude, mean angle, reduced frequency, airfoil shape, location of pivot point, Reynolds number, phase angle between pitching and plunging). Inevitably, in a given experiment some of the latter variables have to be fixed and as a result there are still open questions which need further investigation. For example, predicting dynamic stall still remains a difficult task. A lot of relevant semi-empirical models have been developed so far, which although they are quite promising, yet remain reliable only when they are validated through experimental evidence.

Some notable experimental works mentioned in open literature related to dynamic stall are those of McCroskey et al. [1976], Carr et al. [1977] focusing on the measurement of the aerodynamic forces on a pitching airfoil, Koochesfahani [1989] using flow visualization of a pitching airfoil in water, Jones et al. [1998]

using flow visualization for a plunging airfoil, Anderson et al. [1998] measuring the force and power on a moving airfoil in water, Lee and Gerontakos [2004] studying the forces on a pitching wing, von Ellenrieder and Pothos [2008] using PIV around a plunging hydrofoil and Baik et al. [2012] measuring the forces on a pitching and plunging flat plate. Similar velocimetry measurements were made by Fenercioglu and Cetiner [2012] to categorize the vortex formation for high reduced frequency range of a pitching and plunging airfoil. Recently, Zhou et al. [2021] employed PIV measurements combined with POD analysis to reveal the periodic dominant flow pattern near the trailing edge of a NACA0012 pitching airfoil.

Also interesting is the ongoing research on innovative new propulsion systems for aircraft and ships (unmanned or not) that mimic the motion of various animals (birds, insects, fish) – see for example, Belibassakis and Filippas [2015], Geissler and van der Wall [2017], Mazaheri and Ebrahimi [2011], Razak and Dimitriadis [2014] and Buchner and Soria [2015].

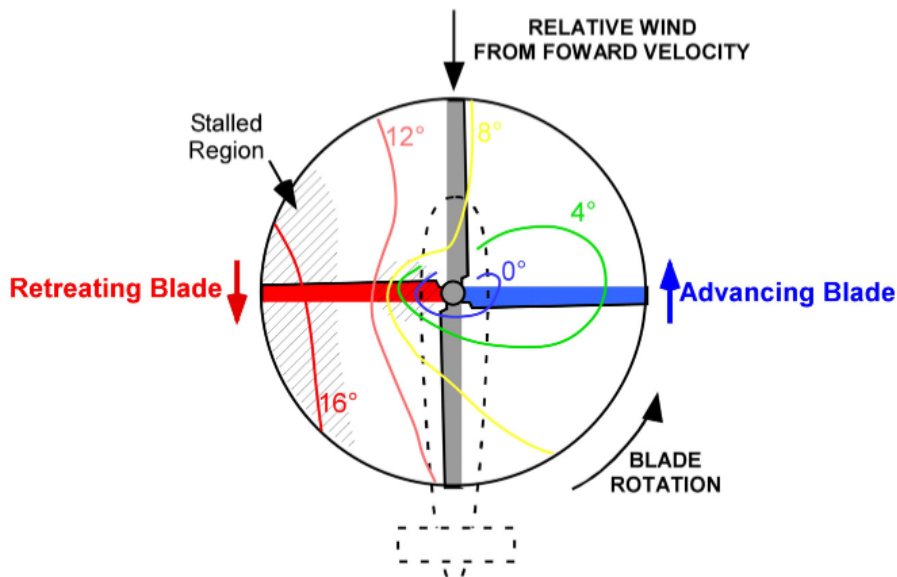


Figure 1.1: Typical angle of attack for high speed forward flight on helicopter rotor.

1.1.2 Unsteady Attached Flow

During blade oscillation, the flow might be attached to the blade surface or partly separated. Among the first fluid-dynamicists who theoretically described the forces on a sinusoidally plunging and/or pitching airfoil in attached flow was Theodorsen [1935].

The degree of unsteadiness of aerodynamic problems is dependent on the *re-*

duced frequency k . For an airfoil of chord c oscillating at angular frequency ω in a freestream velocity U , k is defined as:

$$k = \frac{\omega c}{2U}$$

According to the reduced frequency, unsteady aerodynamic problems are categorized as follows:

- $k = 0$, steady flow
- $0 < k \leq 0.05$, quasi-steady
- $k > 0.05$, unsteady ($k > 0.2$ highly unsteady)

Quasi-steady aerodynamics ignores the effect of the wake on the flow around the airfoil, which, however, contains a significant amount of circulation that reduces the magnitude of the aerodynamic forces. Theodorsen [1935] took into account the airfoil wake effects by applying potential flow theory and provided analytical solutions in case of harmonic heave-pitch oscillations of small amplitude of a flat plate (zero-camber, zero-thickness airfoil).

$$a = \Delta a \sin(\omega t), h = \Delta h \sin(\omega t + \Delta \phi)$$

The nomenclature is shown in figure 1.2. For the sake of analysis he defined a transfer function known as *Theodorsen's Circulation function* $C(k)$, dependent on the reduced frequency, which reduces lift magnitude and introduces a phase lag between the motion of the airfoil and the generation of lift, as shown in figure 1.3. Finally, the relationship that describes the unsteady lift as well as the pitching moment about the mid-chord is as follows:

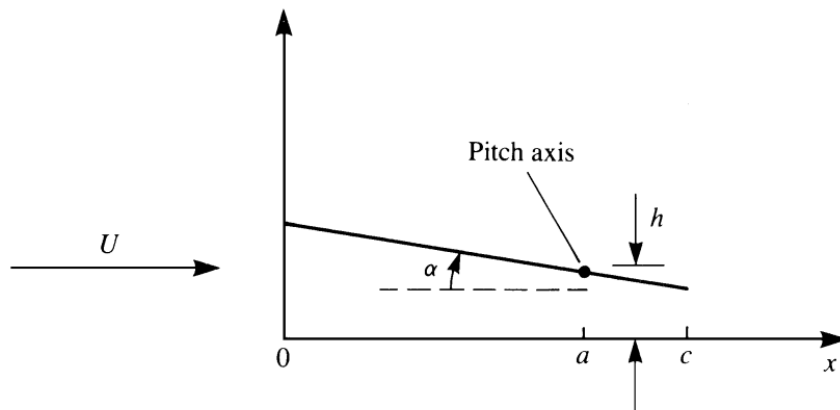


Figure 1.2: Nomenclature for the oscillatory pitching and heaving motion of a flat plate. Data source: Katz and Plotkin [2001]

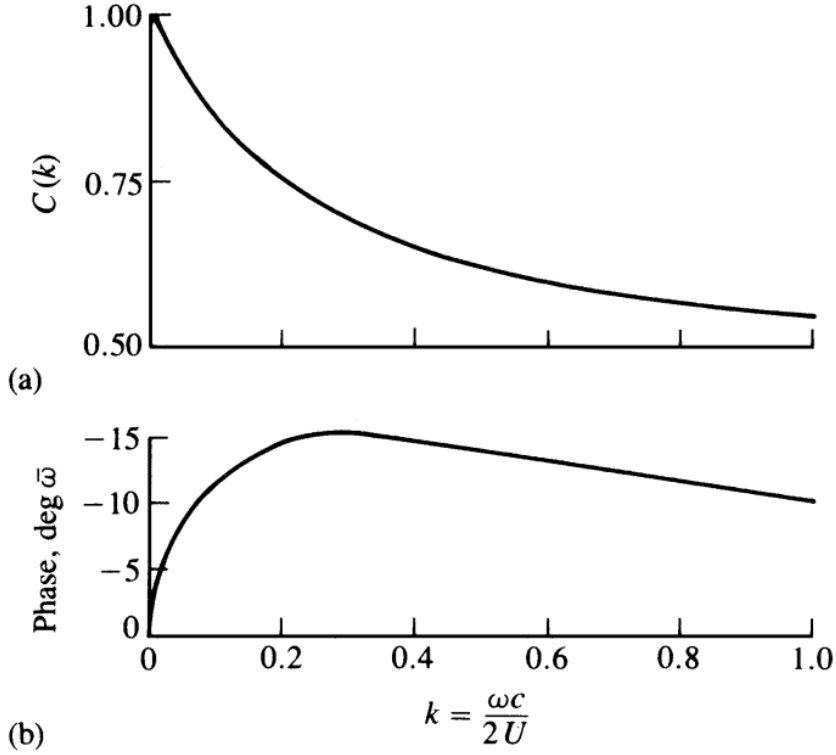


Figure 1.3: Magnitude and phase lag (b) of Theodorsen's function. Data source: Katz and Plotkin [2001]

$$C_l = \pi b \left(\frac{\dot{a}}{U} + \frac{\ddot{h}}{U^2} - \frac{ba\ddot{a}}{U^2} \right) + 2\pi C(k) \left[\frac{\dot{h}}{U} + a + b \left(\frac{1}{2} - \alpha \right) \frac{\dot{a}}{U} \right], \quad (1.1)$$

$$C_{m_{1/2}} = \frac{\pi}{2} \left[\frac{ba\ddot{h}}{U^2} - \frac{b^2}{U^2} \left(\frac{1}{8} + \alpha^2 \right) \ddot{a} \right] + \pi \left(\alpha + \frac{1}{2} \right) \times \left[\frac{\dot{h}}{U} + a + b \left(\frac{1}{2} - \alpha \right) \frac{\dot{a}}{U} \right] C(k) - \frac{\pi}{2} \left[\left(\frac{1}{2} - \alpha \right) \frac{ba\dot{a}}{U} \right] \quad (1.2)$$

, where $c = 2b$ and α denotes the location of pitching axis as a fraction of the semi-chord ($\alpha = -1$ and $\alpha = 1$ represent the leading-edge and trailing-edge, respectively). The second term in the right-hand side of equation 1.1, which includes $C(k)$, is related to circulatory lift produced in the wake, whereas the first term is the non-circulatory part or "added-mass", resulting from the airfoil acceleration.

Although Theodorsen made some simplifying assumptions (the oscillations, both angular and linear, being very small, the fluid – inviscid, incompressible, the

wake – infinitely narrow and the airfoil represented by a flat plate), his model is in quite good agreement in many cases with experimental data, as it has been shown, for example, by Silverstein and Joyner [1939], Halfman [1951] and Rainey [1956]. Garrick et al. [1937] later showed that a plunging airfoil can theoretically generate thrust for any frequency, whereas a pitching airfoil does so only for reduced frequencies above a certain threshold.

1.1.3 Dynamic Stall

Earlier we described dynamic stall as the periodic alternation of flow separation and reattachment over the surface of a harmonically pitching airfoil, for angles of attack exceeding static stall. We will now attempt to describe the phenomenon in more detail, as well as the chain of events that govern it. The classical experiment by McAlister et al. [1982] on a NACA0012 pitching airfoil with a mean angle of 12° , an amplitude of 10° and a reduced frequency of $k \approx 0.1$ is presented in figure 1.4. The static stall angle for this specific airfoil is 12° . As the angle of attack increases from its minimum value, the lift coefficient grows linearly with nearly the same slope as the static curve. Eventually, it exceeds the static stall angle (12°) and retains the same growth rate, until it reaches an angle of about 16° . At this point stall seems to create a more profound reducing effect on the moment coefficient, which is characterized as moment stall. Subsequently, at $\alpha \approx 18^\circ$ a vortex, which initiates from the leading edge (leading edge vortex-LEV), detaches and starts to travel downstream. This process tends to move the center of pressure aft, increasing the lift coefficient once again and decreasing rapidly the aerodynamic moment causing nose down torsional loads. When the angle of 20° is reached, the LEV passes over the trailing edge of the airfoil and consequently the lift drops and the moment recovers, because of the fully separated flow. Afterwards, reattachment begins and fully attached flow appears at about 10° .

Types of Dynamic Stall

In the scheme below, two types of dynamic stall are summarized:

- **Trailing Edge Stall:** Flow separation starts from the trailing edge region and moves upstream. At some point the reverse flow region extends nearly up to the leading edge, where the LEV is formed and shed downstream. A representative image is shown in 1.5a.
- **Laminar Bubble Bursting:** A laminar separation bubble appears near the leading edge, formed due to the adverse pressure gradient usually on thinner airfoils. As the angle of attack increases, the laminar separation region bursts and forms a LEV, which propagates downstream. A representative image is shown in 1.5b.

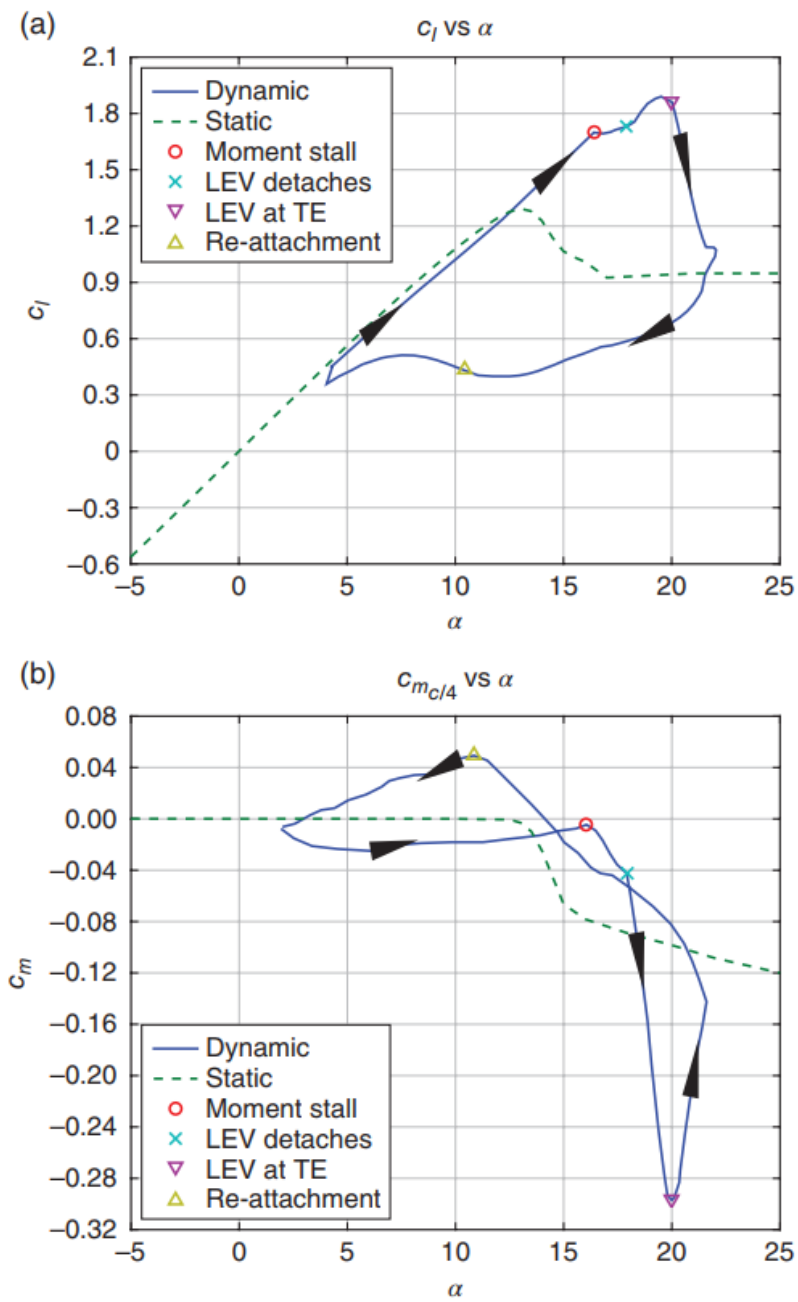


Figure 1.4: Typical dynamic stall lift and moment coefficient versus angle of attack. Data source: Dimitriadis [2017]

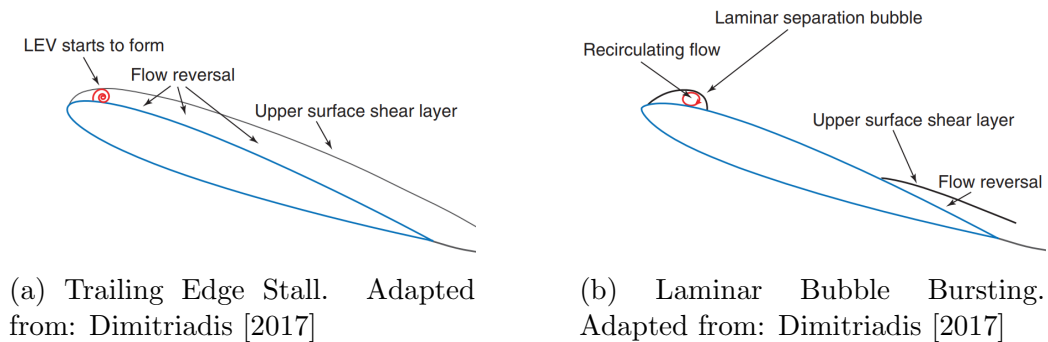


Figure 1.5: Types of Dynamic Stall

The reviews by McCroskey [1981], McCroskey [1982] are very enlightening regarding the phenomenon of dynamic stall. A detailed survey of various experimental investigations was done by Choudhry et al. [2014] on parameters influencing the aerodynamic forces (reduced frequency, Reynolds number, Mach number, airfoil thickness) of a constant rate pitching airfoil. Leishman [1990] observed, amongst others, dynamic stall to occur via leading edge separation on a NACA 23012 airfoil at low Mach numbers, which is followed by the shedding of a secondary vortex. The secondary vortex was formed and shed during the downstroke motion and caused a significant increase in lift. Geissler and Haselmeyer [2006] revealed the important role of transition from laminar to turbulent flow and its evolution during dynamic stall experiments. Their numerical results agreed well with the corresponding experiments and additionally showed a delay of the onset of dynamic stall in free transition. Three-dimensional effects on the problem have been studied experimentally by Lorber et al. [1991], Lorber [1992] and Piziali [1994], where a common conclusion is that the tip vortex reduces the relative angle of attack near the wingtip preventing stall to occur. Mulleners and Raffel [2012], employed proper orthogonal decomposition (POD) in time resolved particle image velocimetry (PIV) measurements and developed a new criterion for characterizing the onset of dynamic stall, correlated with the temporal evolution of one specific POD mode. A lot of semi-empirical models have been developed in the past such as Beddoes-Leishman (Leishman and Beddoes [1989]) and ONERA (Tran and Petot [1980], Petot [1989]), amongst which B-L takes into account attached flow, leading edge separation and compressibility effects. Higher fidelity CFD models were applied by Wernert et al. [1996] and later by Wang et al. [2010] resulting in good agreement with experimental data, but with rather unstable behavior. The models however capture the main features of dynamic stall. Zhu and Wang [2018] suggest that dynamic stall behavior under pitch oscillations and oscillating freestream are different at certain conditions and should be modeled separately. Finally, Benton and Visbal [2019] attempted to explain the sensitivity of dynamic stall to Reynolds number by specific mechanics in the boundary-layer of a ramp-up airfoil with the use of large-eddy simulation. From the above discussion we observe that research

on dynamic stall still has some room for improvement and certain issues, that need to be addressed.

1.1.4 Aerodynamic Damping

One way to describe the stability of an unsteady aerodynamic-aeroelastic system is to measure the energy transfer between the fluid and the structure over one cycle of oscillation. Essentially, the energy transfer corresponds to the work done by the aerodynamic loads acting on the structure. For the case of a single degree-of-freedom harmonically pitching airfoil, the **cycle aerodynamic damping coefficient**, as defined by Carta and Niebanck [1969] and Oates [1989], is:

$$\Xi = -\frac{1}{\pi\Delta\alpha^2} \oint C_{m_{c/4}} d\alpha = -\frac{1}{\pi\Delta\alpha^2} \int_{\alpha_{min}}^{\alpha_{max}} (C_{m_{c/4}}^U - C_{m_{c/4}}^D) d\alpha, \quad (1.3)$$

where U denotes upstroke and D downstroke. Since the aerodynamic moment and the angle of attack are experimentally or numerically defined, the cycle aerodynamic damping coefficient can be calculated. Negative aerodynamic damping coefficient is translated to energy transfer from the flow to the airfoil, whereas the opposite applies for positive values. In this context negative aerodynamic damping is said to be unstable and could promote aeroelastic instabilities.

Dynamic stall is divided into two types, light stall and deep stall. Under **light dynamic stall** the maximum angle of attack slightly exceeds static stall angle and the viscous zone is of the order of the airfoil thickness. On the contrary, under **deep dynamic stall** conditions, maximum angle is well beyond static stall angle and the viscous zone width is comparable to the airfoil chord McCroskey [1981]. The aforementioned discrepancies influence the aerodynamic loads. The differences of the pitching moment between light and deep stall conditions of a pitching airfoil are illustrated in figure 1.6.

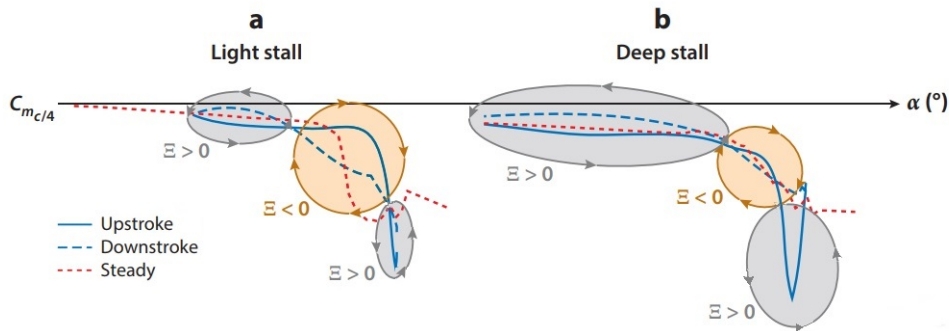


Figure 1.6: Aerodynamic damping light vs. deep dynamic stall. Figure recreated from: Corke and Thomas [2015]

We can observe the appearance of three individual loops formed in both stall

types. The area enclosed in each loop corresponds to the work done on the airfoil and the direction of rotation determines the sign of the aerodynamic damping. Counterclockwise loops are associated with positive damping, while clockwise with negative.

Carta and Niebanck [1969] were among the first, who found that light dynamic stall of a pitching airfoil can cause negative torsional aerodynamic damping in contrast to deep dynamic stall, which tends to be more aerodynamically stable. They also found, based on experimental data on a NACA0012 pitching airfoil, that the aerodynamic damping coefficient followed similar trends, at least in the attached flow regime, with those of Theodorsen’s theory, although the latter systematically overestimates damping. Theory predicts:

$$\Xi = \frac{\pi k}{2} \tag{1.4}$$

1.1.5 Stall Flutter

Stall-flutter occurs at high angles of attack at which the applied aerodynamic forces are nonlinear and not easily predictable (Ramasamy et al. [2018]). In fact, the complexity of stall flutter arises from the unsteady flow separation phenomenon which is multi-parametric depending mainly on the wing shape and orientation, Reynolds-Mach numbers and reduced frequency. As we previously discussed, dynamic stall constitutes a source of aerodynamic non-linearity. An initial excitation of an aeroelastic wing at high angles of attack might cause the structure to oscillate and initiate dynamic stall. In stall flutter, the amplitude of oscillation increases in time because of the negative torsional aerodynamic damping and finally forms a limit cycle oscillation (Dowell [2014]). In contrast to classical flutter which is modelled by linear aerodynamic forces, when stall-flutter oscillations take place, the angle of attack varies above and below the static stall angle so that the lift and moment coefficient vary non-linearly within each period of oscillation. A characteristic feature of this flow field is vortex shedding at the suction side of the leading-edge region which moving downstream affects the pressure distribution on the wing surface and consequently the aerodynamic forces and moment.

Apparently, the problem becomes even more complex if the wing support is elastic (aeroelastic problem) which leads to an interaction between the aerodynamic loading, the reaction of the springs (simulating the structural stiffness) and the inertia of the wing. The contribution of inertia becomes significant when the centre of the wing mass is at a distance far from the elastic axis (pitching axis of rotation). Poirel et al. [2008] examined experimentally the influence of the position of the elastic axis on a wing’s limit cycle under small angles of attack undergoing pitching oscillations using rotational springs of various stiffness. Poirel et al. [2018] experimentally examined stall flutter of a NACA 0012 airfoil using two degrees of freedom and various ratios of bending to torsional stiffness. It was shown that when the ratio was other than one, pitching was the driving mechanism for the

wing oscillations whereas when it was close to one, plunging was more important, forcing pitching to oscillate at a frequency which was dictated by the bending mode.

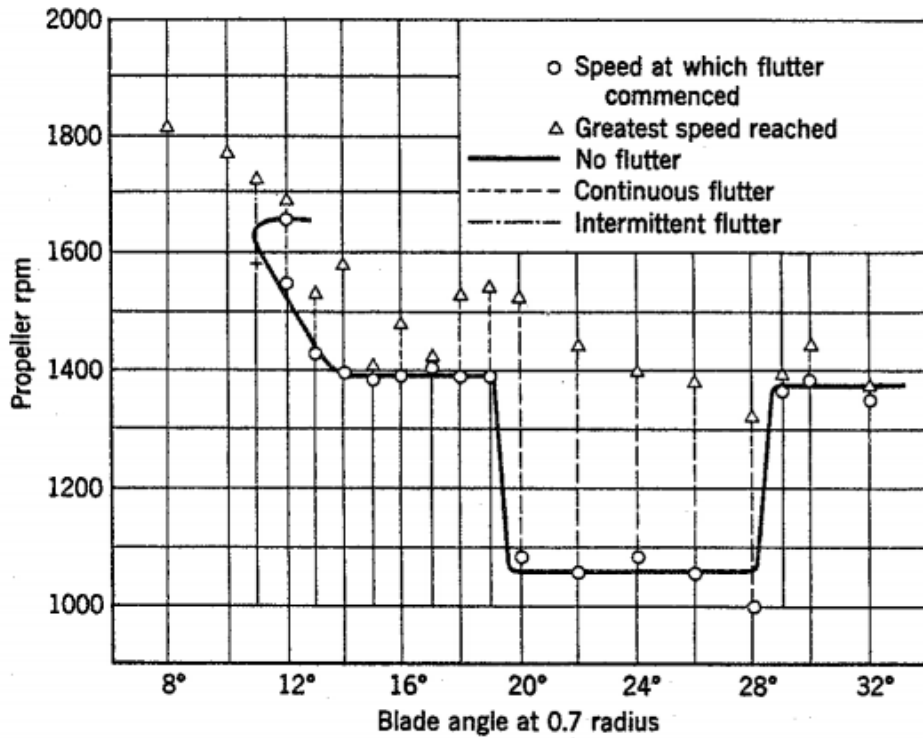


Figure 1.7: Critical flutter speed against blade angle of propeller. Figure from: Fung [2008]

The above phenomenon presents Hopf bifurcations related to abrupt and significant changes of the wing oscillation angles for slight perturbations of the free stream (Dimitriadis and Li [2009], Razak et al. [2011], Abdelkefi et al. [2013]). Predicting the critical free stream velocity of the stall flutter onset is of paramount importance for the efficiency and safe performance of the wing. Moreover, from the structural fatigue point of view, prediction of the frequencies and amplitudes of the limit cycle oscillations related to stall flutter constitutes a major engineering task.

Victory [1943] was among the first to observe a decrease in critical flutter speed at high versus low incidences. The same behaviour was encountered in propeller blades, as can be seen in figure 1.7. Rainey [1956] and Halfman et al. [1951] investigated some of the parameters that affect stall flutter behaviour on thin airfoils. Farmer [1982] developed a two degree of freedom wind tunnel model mount system and observed stall flutter to consist entirely of pitch oscillations. Carta and Lorber [1987] performed experiments of forced small amplitude pitching oscillations near

stall, which proved to be highly unstable (causing negative aerodynamic damping) and could trigger the onset of the instabilities. Dunn and Dugundji [1992] achieved reasonable agreement between experiments, including stall flutter, and a coupled structural-ONERA dynamic stall model on a cantilevered wing. Ekaterinaris and Platzer [1996] stressed the importance of correctly modeling the laminar to turbulent transition at the leading edge region. Patil et al. [2001] studied numerically the behaviour of a flexible high-aspect-ratio wing under different conditions (post-flutter and pre-flutter) and reported both periodic limit cycle oscillations and chaotic responses, dependent on the initial disturbance. In the case of Tinar and Cetiner [2006] the wing was elastically mounted with single torsional degree of freedom. The researchers observed a self-excited oscillation at low Reynolds number, leading to limit cycles. Employing PIV measurements, the authors revealed instantaneous vorticity patterns that matched the chain of events, that govern dynamic stall. Bhat and Govardhan [2013] also combined force, moment and PIV measurements under forced pitching oscillations with high mean angles and small amplitude for various reduced frequencies. Their conclusion was that the phase lag between the flapping shear layer and the airfoil oscillation, as well as its proximity to the surface, is related to the sign of the aerodynamic damping. Finally, an interesting experimental approach has been adopted recently by several research groups (Onoue et al. [2015], Fagley et al. [2016], Culler and Farnsworth [2019]) for the aim of investigating aeroelastic problems, in which the electric current of a servomotor attached to the spanwise shaft of the wing is suitably controlled in order to vary the pitching stiffness and damping as desired.

1.2 Scope of the Thesis and Main Objectives

1.2.1 The Basic Concept

The motivation behind this work was to experimentally investigate the aerodynamics of an oscillating airfoil at low Reynolds numbers (below 10^6), in which energy is transferred from the flow to the airfoil and vice versa, as well as to elucidate aerodynamic and structural conditions under which an elastically supported wing may enter into self-excited or self-sustained oscillations. The intermediate tasks that emerged were:

- To construct a two degree of freedom wind tunnel mechanism for forced pitching-plunging oscillations
- To construct a wind tunnel elastic support mount system with two degrees of freedom (bending and torsion)
- To conduct unsteady wind tunnel measurements of a pitching/plunging wing with a NACA64418 airfoil, recording simultaneously its motion as well as the pressure distribution on its surface at the mid-span level

- To experimentally study the influence of forced harmonic motion parameters on the aerodynamic loads and the aerodynamic damping
- To investigate stall flutter phenomenon by means of unsteady surface pressure measurements and phase-locked particle image velocimetry (2D-PIV) and
- To evaluate flow simulation results by comparing them against unsteady experimental data.

1.3 Novelties

The present work has delivered:

- Combined measurements of both rigid forced pitching/plunging oscillations and elastically mounted free response of the same NACA64418 airfoil model and wind tunnel facility
- Experimental identification of negative aerodynamic damping conditions of a harmonically pitching NACA64418 airfoil
- Phase-locked particle image velocimetry and unsteady pressure measurements on the surface of the airfoil undergoing self sustained limit cycle oscillations
- Proper orthogonal decomposition of unsteady velocity fields of the airfoil undergoing self sustained limit cycle oscillations.

1.4 Thesis Outline

The thesis is divided in 8 chapters.

- Chapter 1 - Introduction
- Chapter 2 - Experimental Setup-Apparatus
- Chapter 3 - Static Aerodynamic Measurements
- Chapter 4 - Unsteady Measurements of Forced Oscillations
- Chapter 5 - Dynamic Aeroelasticity Measurements
- Chapter 6 - PIV-POD
- Chapter 7 - Comparison with Numerical Simulations
- Chapter 8 - Conclusions

In Chapter 1 an overview of the current state of the art in wind tunnel testing of oscillating airfoils was already given above and by that the aspects that yet remain open were identified. The basic idea behind the experiments that have been conducted and the novelties of the thesis were presented.

Chapter 2 reports the experimental method followed during the course of the present investigation. The wind tunnel, the experimental setup and measurement system configuration is presented. The techniques followed for flow visualization (tufts and oil flow) and surface pressure recording are described.

Chapter 3 contains the experimental tests of static measurements for Reynolds numbers 0.5×10^6 and 0.75×10^6 , for three different wing configurations, as well as tufts and oil flow visualization and comparison with other experiments.

Chapter 4 contains the unsteady experimental tests of forced pitching and combined pitching-plunging measurements for Reynolds numbers 0.5×10^6 and 0.75×10^6 .

Chapter 5 contains the dynamic aeroelastic experimental tests, that lead to self-excited limit cycle oscillations and initially excited that formed limit cycle oscillations

Chapter 6 describes PIV and POD technique and results during LCO

In Chapter 7 the results of steady and unsteady numerical simulations are shown and compared with the corresponding experiments.

Chapter 8 contains the conclusions drawn from the present work along with recommendations for future research.

Chapter 2

Experimental Setup

2.1 Wind Tunnel Facility

Experiments were carried out at the small test section of the closed-circuit wind tunnel of the National Technical University of Athens. The test section is octagonal, $1.80m$ wide, $1.40m$ high and $3.75m$ long, where the maximum air speed is $60m/s$, flow uniformity is 2% and the turbulence level does not exceed 0.2%. The circuit upstream of the test section has a contraction ratio of 6.45 to 1 and the flow is driven by a 2.67 m diameter eight-bladed fan and a 300 kW DC motor.



Figure 2.1: The wing model placed inside the test section

2.2 Wing and Pressure Transducers

The wing model was made of aluminum with a NACA64418 airfoil, a chord length of 500mm and a span length of 1390mm . The wing was placed vertically in the wind tunnel, thus spanning almost the entire height of the test section (wall to wall) as shown in figure 2.1. Twenty aluminum blocks were manufactured by computer numerical control (CNC) to the desired NACA profile, removing excessive material where possible to make it lighter and properly assembled (figure 2.2a).

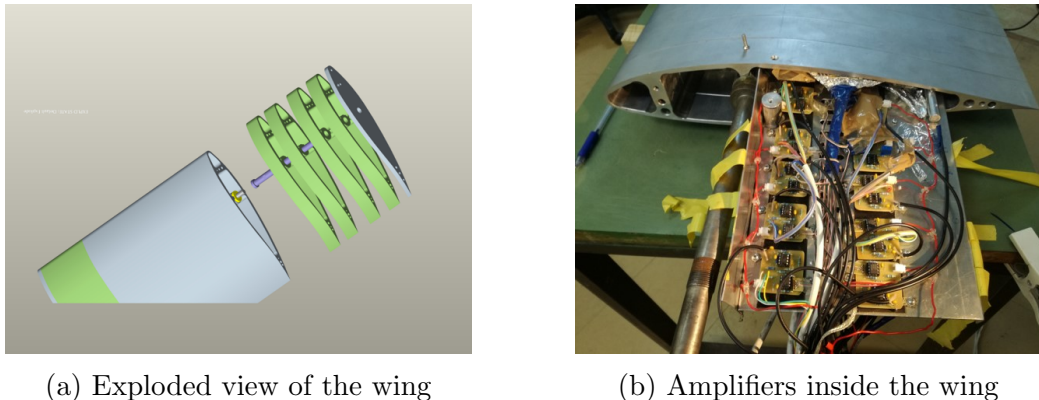


Figure 2.2: Wing assembly

The pressure distribution at the midspan level was measured by 31 flush mounted fast responding pressure transducers (Kulite XCS-062 and Meggitt 8515C-15), the output of which was magnified by custom made amplifiers installed in the interior of the wing (see Fig 2.2b). Neighboring sensors are placed at slightly different spanwise locations to avoid interference between each other. Specifically, at the wing leading edge region, Kulite transducers were installed, due to their small diameter (1.7 mm), whereas Meggitt transducers were placed in the rest of the chord (diameter of 6.30 mm). The locations of the pressure sensors are shown in Figure 2.3 and in tabulated form in Table 2.1. Both sensors are fast responding with natural frequencies well above 100 kHz . Special care was taken, so that transducer ends are flush with the wing surface, being exposed directly to the flowing medium, thus avoiding phase lag and amplitude attenuation. The output signals were digitized with a frequency of 400 Hz using a National Instruments card (NI 6031 E) with a multiplexer. The maximum acquisition delay between the first and the last digitized pressure signal is of the order of 1ms or less than 0.3% of the minimum period of the examined oscillations in the present work.

Based on transducers' signals, the distribution of the pressure coefficient C_p along the chord was calculated as a function of time using the stagnation as well as the static pressure of the free stream measured by a Prandtl tube located upstream

of the model, according to the formula:

$$C_p = \frac{p - p_\infty}{\frac{1}{2}\rho_\infty U^2} = \frac{p - p_\infty}{p_0 - p_\infty} \quad (2.1)$$

where:

p , is the static pressure

p_∞ , is the freestream static pressure (i.e. far from any disturbance)

p_0 , is the stagnation pressure

ρ_∞ , is the freestream air density

U , is the freestream velocity.

By numerically integrating the pressure distribution on the surface of the airfoil, the lift, moment and pressure drag coefficients are computed referred to as C_l , C_m and C_{dp} , according to the formulas 2.2-2.4, presented below:

$$C_l = \frac{1}{c} \oint -C_p \cdot (\vec{n} \cdot \vec{e}_y) ds \quad (2.2)$$

$$C_m = \oint (C_p \times \vec{r}) \cdot \vec{e}_z ds \quad (2.3)$$

$$C_{dp} = \frac{1}{c} \oint -C_p \cdot (\vec{n} \cdot \vec{e}_x) ds \quad (2.4)$$

where:

\vec{n} , is the local unit vector normal to the surface of the airfoil

$\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z$, are the unit vectors with corresponding directions (x, horizontal and parallel to the freestream, y, vertical pointing upwards and z, perpendicular to the xy plane, respectively)

\vec{r} , is the vector which connects the reference point with respect to which the aerodynamic moment is calculated with the point at which the pressure coefficient is being evaluated.

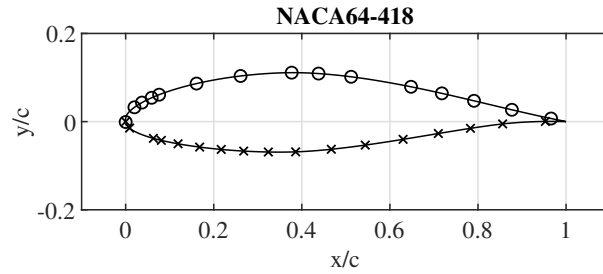


Figure 2.3: Locations of pressure transducers

| Suction side (x/c) | Pressure side (x/c) |
|---------------------------|----------------------------|
| 0 | 0 |
| 0.020 | 0.009 |
| 0.037 | 0.063 |
| 0.059 | 0.081 |
| 0.076 | 0.119 |
| 0.161 | 0.168 |
| 0.261 | 0.217 |
| 0.377 | 0.268 |
| 0.438 | 0.324 |
| 0.512 | 0.386 |
| 0.648 | 0.467 |
| 0.718 | 0.544 |
| 0.791 | 0.630 |
| 0.877 | 0.710 |
| 0.966 | 0.783 |
| - | 0.856 |
| - | 0.953 |

Table 2.1: Locations of pressure transducers

2.3 Experimental Setup of Wing Forced Oscillations

In order to avoid vibrations of the wind tunnel walls to be transferred to the model, a steel frame was constructed and mounted on the floor of the laboratory, from which the wing and its drive mechanism are suspended. Special care was taken in the design of the frame so that no resonance occurs for the examined frequency range of the wing oscillations. A picture of the frame is shown in figure 2.4.



Figure 2.4: Front view of the steel supporting structure

The wing drive mechanism allows oscillations of two degrees of freedom: a) a linear oscillation perpendicular to the free stream (plunging) and b) an angular-rotational oscillation about the wing spanwise axis (pitching). A scheme of the mechanism is shown in the figure 2.5 below.

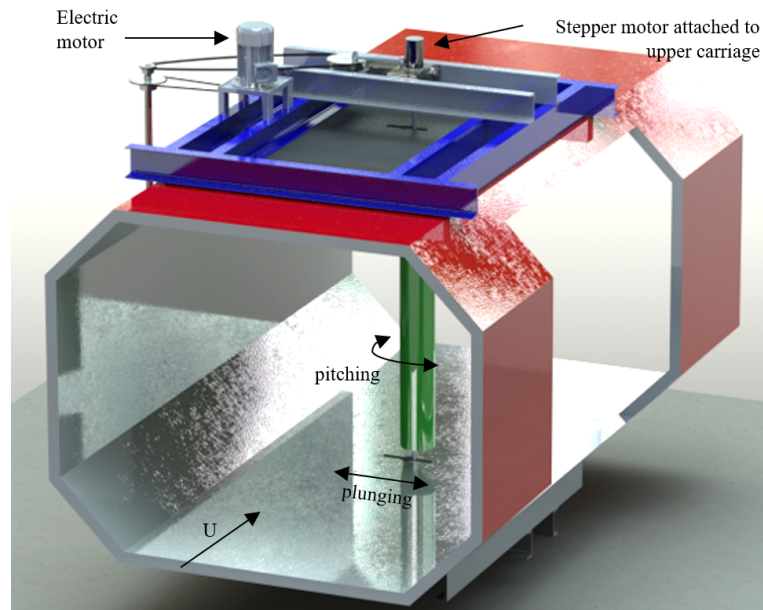


Figure 2.5: Scheme of the drive mechanism of the wing

The **linear oscillation** of the wing is performed by a three-phase induction motor (T112A, Neri Motori-4 kW, 1440 rpm) and an inverter (SV-iS7, LSIS) to control the frequency of oscillation by adjusting the motor rotational speed. The frequency can be varied in the range 0 to $2Hz$. Motion is transmitted from the motor to two carriages, one above and another one below the test section, which oscillate simultaneously perpendicular to the free stream with a fixed amplitude of $50mm$ ($0.1c$). The lower carriage is shown in figure 2.6.

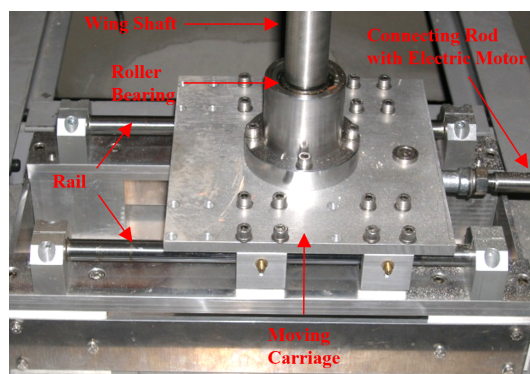


Figure 2.6: Lower carriage of the wing

The **angular oscillation** of the wing is performed by a computer controlled

stepper motor (Wantai Motors, 110BYGH150-001). The motor is attached to the upper carriage of the wing (Fig.2.7), so that the combined pitch-plunge oscillation is feasible. With the use of the speed reducer coupled with the stepper motor shaft (in blue color in Fig.2.7) an angle of one degree of rotation corresponds to 250 steps of the stepper motor. Further technical details of the mechanism are summarized in table 2.2.

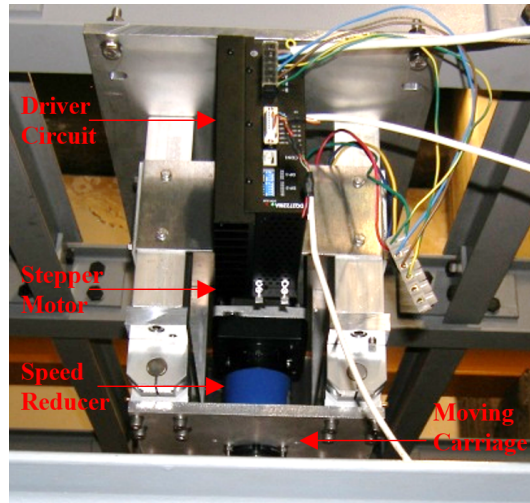


Figure 2.7: Upper carriage of the wing

| | <i>Motor</i> | <i>f(Hz)</i> | <i>Amplitude</i> | <i>Mean Position</i> | <i>Controller</i> |
|-----------------|----------------|--------------|------------------|-----------------------|----------------------------|
| <i>Plunging</i> | <i>AC 3P</i> | <i>0:2</i> | <i>50mm</i> | <i>Section centre</i> | <i>SV-iS7 Inverter</i> |
| <i>Pitching</i> | <i>Stepper</i> | <i>0:2.5</i> | <i>0:10°</i> | <i>-30°:30°</i> | <i>Arduino Due</i> |

Table 2.2: Technical specifications of drive system

2.4 Experimental Setup of Free Wing Oscillations (Elastic Support Mechanism)

The general concept, which simulates the non-rigid wing support, in two degrees of freedom, is shown schematically below.

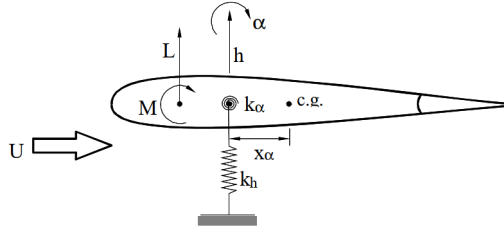


Figure 2.8: Schematic of the typical aeroelastic section

The above scheme represents a simplified aeroelastic system, which consists of an airfoil mounted through torsional and bending springs of stiffness k_α and k_h respectively. The elastic axis (axis of rotation) for the present experiment is located at $x = 0.35c$ from the leading edge of the airfoil, whereas the center of gravity of the structure at $x = 0.46c$, thus the distance in-between them is $x_\alpha = 0.11c$ ($c = 500mm$).

Following the above concept, modifications were made to the existing forced wing oscillations mechanism. For this purpose, both motors (stepper motor and inductive motor) were disassembled from the wing shaft leaving only the lower carriage for the wing support, while the upper wing end was set completely free. Pairs of springs were installed, which exerted restoring forces to the displacement of the model from its initial equilibrium position. A schematic of the implementation of the aeroelastic wing system is shown in 2.9.

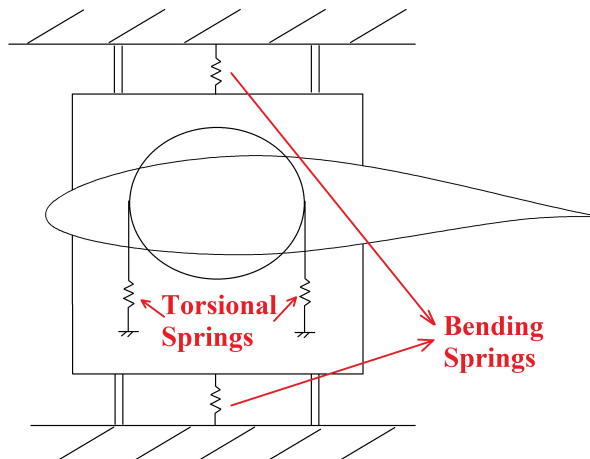


Figure 2.9: Simplified scheme of the elastic support

The carriage located below the test section is restricted by a pair of compression springs (bending springs), allowing a maximum displacement of $\pm 25mm$. Preload of the springs is adjustable, in order to align the equilibrium position of the airfoil with the center-line of the test section at stand-still conditions. These springs simulate the stiffness of the model in bending and are interchangeable, in order to investigate the effect of **bending stiffness** in the experiments. A calibration procedure was followed for each spring pair, to determine the total bending stiffness, natural frequency and damping ratio of the model (Appendix A.5). One of the aforementioned compression springs is shown in figure 2.10.

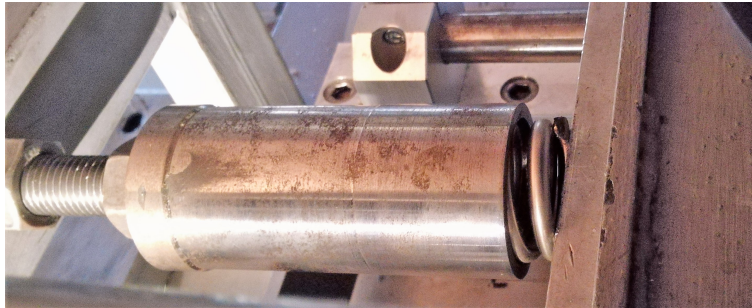


Figure 2.10: Compression spring attached to the lower carriage of the wing

To achieve **torsional stiffness** of the model, further modifications were made. A metal frame was installed on the lower carriage and a pulley was coupled with the shaft of the wing with a conical coupler. Another pair of springs (torsional springs) was used, one end of which was attached to the latter metal frame and the other end to the pulley. The two springs are installed in order to create a torsional restoring moment to the pulley. Extension springs could have been utilized for this application, as in multiple other aeroelastic apparatus (O’Neil and Strganac [1998], Hill et al. [2006], Vasconcellos et al. [2016], Pereira et al. [2016]), but as the hooks of extension springs are susceptible to fracture under dynamic loading, a more robust design was preferred. In this respect, an outer stationary cylinder was constructed to house each compression spring whereas another moving inner cylinder compresses the coils of the spring, when displaced. Part of this mechanism is shown in figure 2.11. These springs are also interchangeable and of adjustable preload, as well as calibration tests are undertaken for each pair (Appendix A.5). The initial angle of attack of the wing is also an important parameter for the experiments, regulated by tightening the coupling element in the desirable angle.

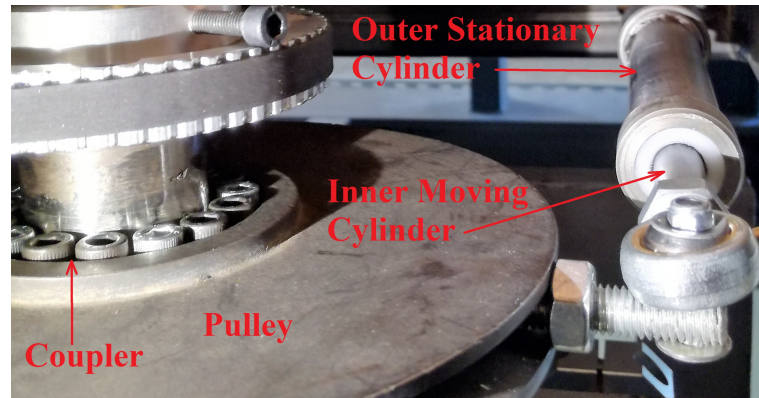


Figure 2.11: Torsional spring hinged to the pulley of the wing shaft

A picture of the mechanism mounted on the lower carriage is shown in Fig.2.12 including the pulley, the coupler, a part of the wing shaft, one spring with the two cylinders and the angular sensor for recording the wing motion.

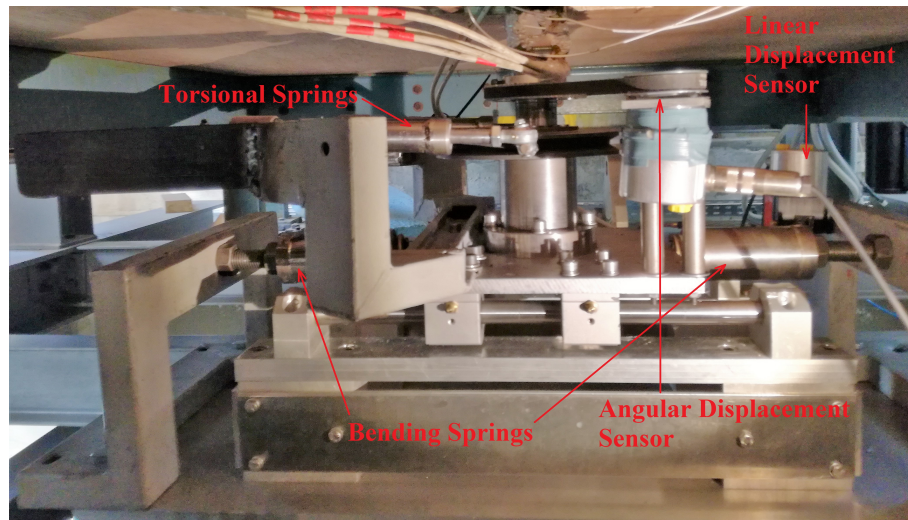


Figure 2.12: Elastic support in torsional and bending degree of freedom

In every experiment, the pitching angle was recorded versus time via a rotary potentiometer coupled to the wing shaft with a toothed belt-pulley system and the linear displacement via a wire sensor attached to the moving carriage, as shown in figure 2.12. The calibration process of the rotary sensor is shown in Appendix A.2.

2.5 Data Acquisition

The data logging system is shown in figure 2.14 and a brief description is given below.

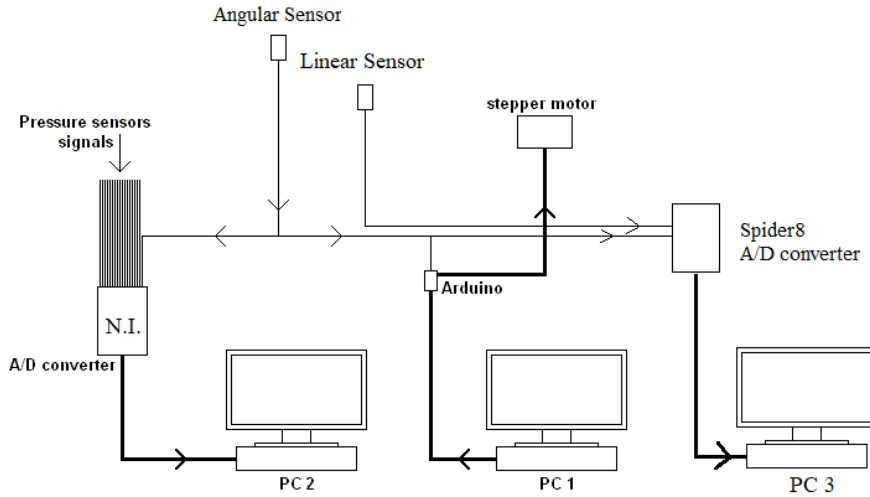


Figure 2.13: Acquisition system

PC1: is dedicated to store and upload sketches to the micro-controller (Arduino Due). The house-written sketches contain matrices with timing intervals, which determine the sequence of commands to generate each step of the stepper motor in order to perform simple harmonic pitch oscillations of predetermined amplitude and frequency. The method followed for the generation of steps is similar to the pulse-width modulation or pulse-duration modulation. Namely, the required angular displacements of the motor are discretized to successive ON/OFF pulses at a fast (microseconds) rate. The existence of the gear unit (1:9 ratio) and the use of micro-stepping control (1:10 000) ensures smooth movement of the motor as well as fine step increments (0.004°) to satisfactorily fit the sinusoidal curve. The oscillation generated was recorded via the angular sensor and evaluated in Appendix A.3. The micro-controller is also utilized to achieve phase difference between pitching and plunging oscillations. The predetermined plunging oscillation starts by the electric motor. The analog output signal of the plunging sensor is digitized and fed to the controller. When the wing passes a certain position at a given direction (i.e., through the center-line with an upwards direction) the controller sends the signal to start the pitching motion after a predefined time delay. This delay determines the phase difference between the two motions. Moreover, a procedure has been preceded to match the frequencies of the two individual oscillations, so that in the duration of each measurement the cumulative delay is negligible.

PC2: This computer stores data of the pressure transducers. The 31 pressure sensors and the angular sensor's signals are sampled at 400Hz for both steady and unsteady measurements. The signal of the angular sensor is the common-reference between both A/D converters. Additionally, it allows synchronization of the log data files from both computers.

PC3: This computer stores data of the angular and linear displacement, as well as dynamic and static pressure of the freestream.



Figure 2.14: Data Acquisition System

2.6 Measurement Error Analysis

2.6.1 Reynolds number

The Reynolds number, $Re = Uc/\nu$, was calculated based on the free stream velocity U , which was measured by a Prandtl tube following the formula:

$$U = \sqrt{\frac{2(p_0 - p_\infty)}{\rho}} \quad (2.5)$$

, where the difference, $p_d = p_0 - p_\infty$, was measured by a differential pressure manometer (FCO 432) the accuracy of which was 0.5% of reading. At the same

time a digital thermometer with an accuracy of 0.5°C was measuring the free stream air temperature. For a time-mean free stream dynamic pressure of **143Pa** ($Re = 497000$), the measured standard deviation was $s = 0.16\text{Pa}$ based on a sample length of $t = 25\text{s}$, consisting of 10000 samples (sampling frequency of 400 Hz). According to the calculated integral time scale $\tau_i = 1.87\text{ms}$, the number N of the statistically independent samples is smaller than 10000, namely:

$$N = \frac{t}{2\tau_i} = \frac{25000}{2 \times 1.87} = 6685 \quad (2.6)$$

Therefore, for a 95% confidence level, the statistical error of the dynamic pressure is:

$$\frac{1.96 \times s}{\sqrt{N}} = \frac{1.96 \times 0.16}{\sqrt{6685}} = 0.038\text{Pa} \quad (2.7)$$

Whereas the corresponding systematic error (of the instrument) is: $0.5\% \cdot 143\text{Pa} = 0.715\text{Pa}$. Thus, the total error of the dynamic pressure is:

$$\delta p_1 = \sqrt{0.038^2 + 0.715^2} = \mathbf{0.71\text{Pa}}$$

Furthermore, for a mean temperature of 26°C (that the experiments were conducted), the air density was $\rho = 1.18\text{kg}/\text{m}^3$. A change of the air temperature by 0.5°C (related to the thermometer accuracy), corresponds to a density change of $0.002\text{kg}/\text{m}^3$. During the experiments, the maximum temperature change was 1°C or a density change of $0.004\text{kg}/\text{m}^3$. Therefore, the density error was: $\sqrt{0.002^2 + 0.004^2} = \mathbf{0.0045\text{kg}/\text{m}^3}$.

The error δU of the free stream velocity, $U = \sqrt{\frac{2 \times 143}{1.18}} = 15.57\text{m}/\text{s}$ according to the propagation of uncertainty is:

$$U \times \sqrt{(0.5 * 0.71/143)^2 + (0.5 * 0.0045/1.18)^2} = 0.003U$$

Consequently, the error of the Reynolds number is $\pm 0.3\%$.

2.6.2 Pressure coefficient and Lift coefficient

The pressure coefficient, previously defined in Equation 2.1, was calculated using piezoelectric pressure transducers for the measurement of the static pressure p on the surface of the wing and a Prandtl tube for the measurement of the free stream total pressure p_0 and static pressure p_{∞} . Each pressure transducer was calibrated using as reference a differential manometer (Appendix A.1). The same manometer was used for the measurement of the free stream dynamic pressure, the error of which was found above to be $\delta p_1 = 0.71\text{Pa}$ for the case of a free stream dynamic pressure of $p_d = 143\text{Pa}$. The output signal of the pressure transducers was linear

with a deviation from the straight calibration line of about $\delta p_2 = 10Pa$ (non-linearity error). Moreover, the statistical error of the static pressure, based on its standard deviation took values (for the steady case experiments) up to 18% of the dynamic pressure (at high post stall angles of attack) or $0.18 * 143 = 25.74Pa$ and the number of independent samples $N=6685$, was:

$$\delta p_s = \frac{1.96 \times s}{\sqrt{N}} = \frac{1.96 \times 25.74}{\sqrt{6685}} = 0.62Pa \quad (2.8)$$

The corresponding error, according to Taylor [1997] will be:

$$\begin{aligned} \frac{\delta C_p}{C_p} &= \sqrt{\left(\frac{\delta p_1}{p_d}\right)^2 + \left(\frac{\delta p_2}{(p-p_\infty)}\right)^2 + \left(\frac{\delta p_s}{(p-p_\infty)}\right)^2} \\ &= \frac{1}{p_d} \sqrt{\delta p_1^2 + \left(\frac{\delta p_2}{C_p}\right)^2 + \left(\frac{\delta p_s}{C_p}\right)^2} \\ &= \frac{1}{p_d} \sqrt{0.71^2 + \left(\frac{10}{C_p}\right)^2 + \left(\frac{0.62}{C_p}\right)^2} \\ &= \frac{1}{p_d} \sqrt{0.5 + \frac{100}{C_p^2} + \frac{0.38}{C_p^2}} \\ &\approx \frac{10}{C_p p_d} \end{aligned}$$

Therefore, the error of C_p is $10/p_d = 10/143 = 0.07$, or $\delta C_p = 0.07$. Since the lift coefficient C_l is the integral of $C_p * dl$, the error of C_l is equal to that of C_p , namely $\delta C_l = 0.07$.

For $C_p = 1$ (or $p - p_\infty = 143Pa$), the ratio of the statistical error to $(p - p_\infty)$ is $0.62/143=0.43\%$, and the ratio of the nonlinearity error to $(p - p_\infty)$ is $10/143=7\%$. Combining the above three errors, namely 0.5%, 0.43% and 7%, the error of C_p will be at most:

$$\frac{\sqrt{0.5^2 + 0.43^2 + 7^2}}{100} = 0.07$$

2.6.3 Angle of Attack

The angle of attack was measured via a linear wire sensor. The accuracy of the sensor is 0.1% of full scale, or $150\mu m$. Since a rotation of the wing by one degree corresponds to a change of the wire length by $840\mu m$, the accuracy by which the angle is measured is $150/840=0.178^\circ$. Moreover, the analog output of the sensor (55.9 mV/deg) was calibrated by rotating the wing by specified angles via a stepper motor with a speed reducer for increased accuracy. Since, the used A/D converter

for the digitization of the signal was 16 bit, the resolution of the measured angle was 0.003° .

This page intentionally left blank.

Chapter 3

Static Aerodynamic Measurements

3.1 Wing Configuration

The first step followed in the evaluation of the aerodynamic behavior of the NACA64-418 airfoil profile was to perform static measurements of the pressure distribution in the midspan level of the wing. By integration of the pressure distribution, as previously discussed, at a Reynolds number of $Re = 0.75 \times 10^6$, the sectional lift coefficient was calculated.

The span length of the wing was initially $1m$ long, leaving a gap of $200mm$ from both ends to the tunnel walls and the wing shaft was exposed to the air stream (Fig.3.2a). The three-dimensional wing with an aspect ratio $AR = 2$ will be referred to as “**free ends**” configuration. As expected from the lifting line theory, the vorticity shed from the finite wing span caused a much lower lift-curve slope (3.856rad^{-1}) than the theoretical value of 2π .

Subsequently, to mitigate the effects related to the wing tips, flat aluminum plates with a nearly elliptical shape, were fixed at both ends of the wing. The above shape has been proven, among others, to be quite effective from an aerodynamic performance point of view (Hemke [1927]). The end plates (fences) serve as a barrier to the flow along the span and around the tips of the airfoil. The total length of each aluminum plate was $1.8c$, extending a total distance of $200mm$ or $0.40c$ far from the wing surface, as shown in figure 3.1 having a thickness of $4mm$. The current setup had the same aspect ratio as the previous and will be referred to as “**fences**” (figure 3.2b). After the above modification was made, the lift slope reached 5.237rad^{-1} , namely increased 35.8%. The deviation from the two-dimensional thin airfoil theory indicates however, that the effect of the tip vortices was not completely diminished.

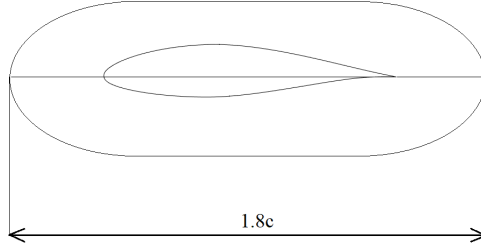


Figure 3.1: Dimensions of end plates

To further reduce the aforementioned effect and approach the two-dimensional infinite wing span conditions, the model was extended from the floor to the ceiling by adding two wooden parts of the same aerodynamic shape. The wing, together with the end plates, covered spanwise the whole height of the wind tunnel (leaving a small gap of 5mm from the walls so that the shaft could move with no friction). This setup is depicted in figure 3.2c and referred to as “**fences+extensions**”. The improvement resulted to a lift curve slope of **5.919rad^{-1}** .

Finally, the aforementioned configuration (fences+extensions) was compared with the plain wing configuration with no fences extending from the floor to the ceiling (“**wall-to-wall**”) in terms of the aerodynamic performance and their effect on three-dimensional flow separation. The absence of fences, allowed the application the particle image velocimetry (PIV) technique without interfering with the flow. Thus, the PIV cameras could be placed outside the test section and capture the flow near the airfoil surface in the midspan level through a glass window located at the test section ceiling, without the fences hiding the desired field of view. For this reason it was considered particularly important to adopt this setup and ensure that the data are comparable among all measurements. Initially, the penalty of the fences removal on the slope of the lift curve was estimated. The resulting slope without the fences was **5.901rad^{-1}** or 0.3% smaller than that with the fences (figure 3.3).

Moreover, the flow behavior regarding flow separation for both setups, was practically the same. Namely, the flow separation front appears to have small deviations in the spanwise direction, whether the model bears fences or not. This is typically seen in the images (figure 3.7), where two techniques have been used (tufts + oil flow visualization) for both different configurations and are shown superimposed. The lift coefficient versus angle of attack curves for the previous four cases are shown in Fig.3.3 and the results are summarized in Table 3.1.

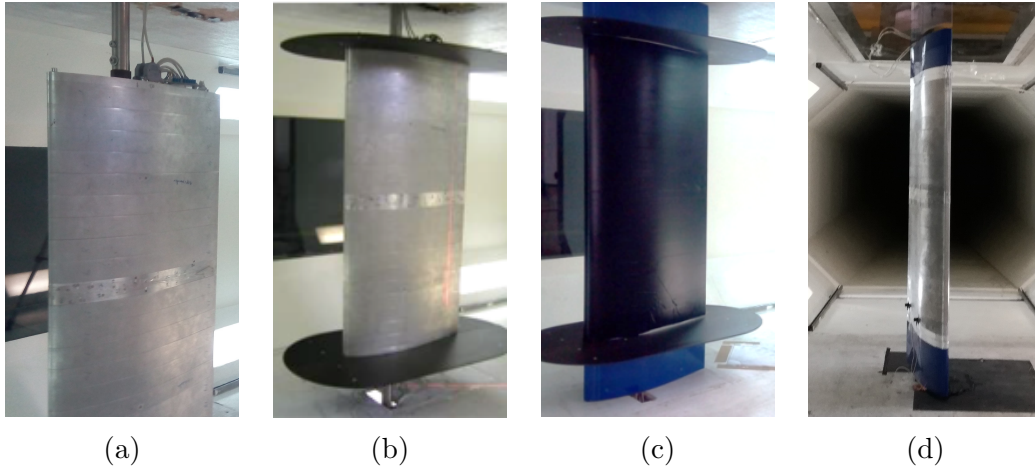


Figure 3.2: Wing model configurations

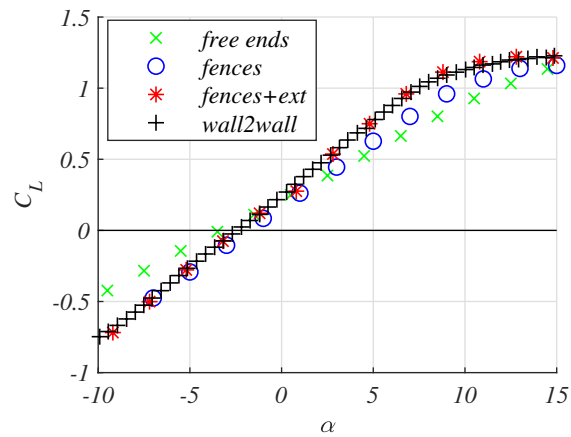


Figure 3.3: Lift coefficient versus angle of attack for different configurations

| Setup | dC_L/da [rad^{-1}] |
|--------------------|--------------------------|
| Free ends: | 3.856 |
| Fences: | 5.237 |
| Fences+extensions: | 5.919 |
| Wall to wall: | 5.901 |

Table 3.1: Lift slope for different wing configurations

3.2 Surface flow visualization

3.2.1 Oil flow visualization

To record the flow behavior, close to the wing surface, oil-flow visualization was applied on the suction side using a colored powder mixed with kerosene, which when dried on the wing surface it was photographed after the tunnel was shut down. The “**fences + extensions**” configuration was first tested at a Reynolds number of $Re = 0.5 \times 10^6$. The wing was covered with a black matte smooth and conformable film wrap (3.4a) with a thickness of $90\mu m$ to protect the pressure sensors and black light lamps (ultraviolet), were utilized to create a fluorescence effect. Some representative images are shown in Figures 3.4b, 3.4c of the recorded flow patterns on the suction side of the wing for two angles of attack: 14° and 17° . The painted straight line shown in these images was drawn at a distance of 40% from the leading edge. The flow separation front is depicted as the boundary where the oil is accumulated, because of the higher values of the wall shear stress upstream of the separated region. It is characteristic that this line moves upstream with increasing angle of attack, being however curved because of the three-dimensional character of the separated flow. Winkelman and Barlow [1980] and Yon and Katz [1998] were amongst the first researchers to notice the formation of cellular patterns (stall cells) on the top surface of a stalled wing at low Reynolds numbers. Stall cells on a NACA64-418 airfoil have also been reported in the work of Ragni and Ferreira [2016], beyond a certain incident.

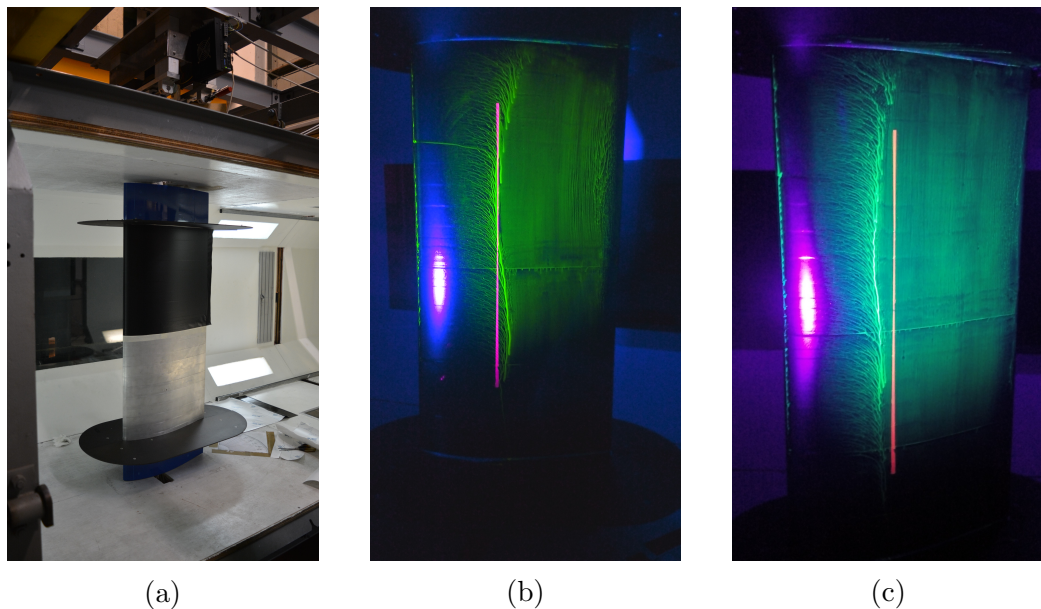


Figure 3.4: Oil flow visualization:(a) A part of the wing covered with a black film, (b) 14° , (c) 17°

The separation line was particularly distinctive and its coordinates were extracted as they are presented in figure 3.5 for seven angles of attack.

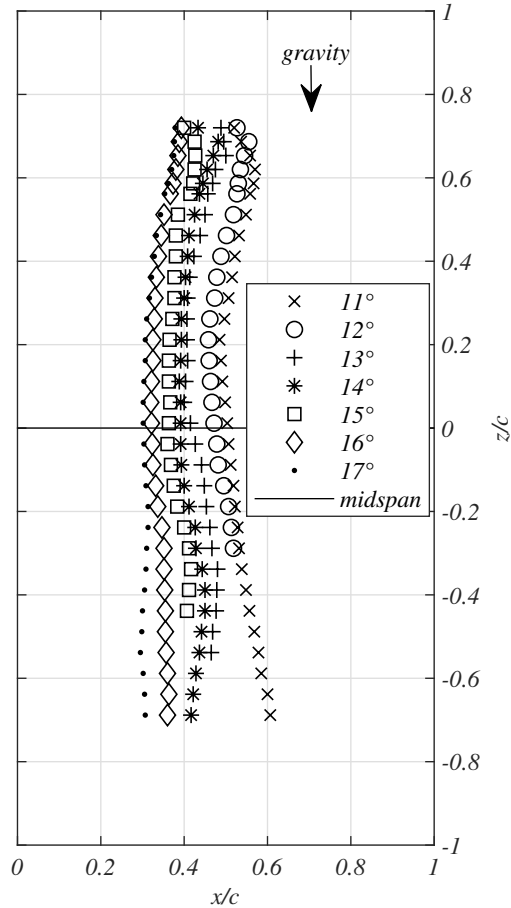


Figure 3.5: Flow separation lines on the suction side of the wing (fences+extensions) for seven angles of attack from 11° to 17° and $Re = 0.5 \times 10^6$. Line coordinates normalized with the airfoil chord.

3.2.2 Tuft flow visualization

Tuft flow visualization was also used to provide further information about the flow around the model for the “**wall-to-wall**” configuration. Tufts made of No 60 sewing thread were fitted on the suction side of the wing with a 5cm spacing in both streamwise and spanwise directions. They covered a region from $0.2c$ to $0.9c$, from the leading edge, in order to avoid causing any disturbances to the flow which might trigger an early transition to turbulence. The technique was applied at a Reynolds

number of $Re = 0.5 \times 10^6$, at which part of the unsteady experiments were carried out with the final configuration (wall-to-wall). This flow visualization technique was preferred since tufts can respond to unsteady flow changes as in the work of Piziali [1994]. The obtained photographs at steady flow conditions constitute a baseline for comparisons with unsteady ones. Representative snapshots are shown in figure 3.6.

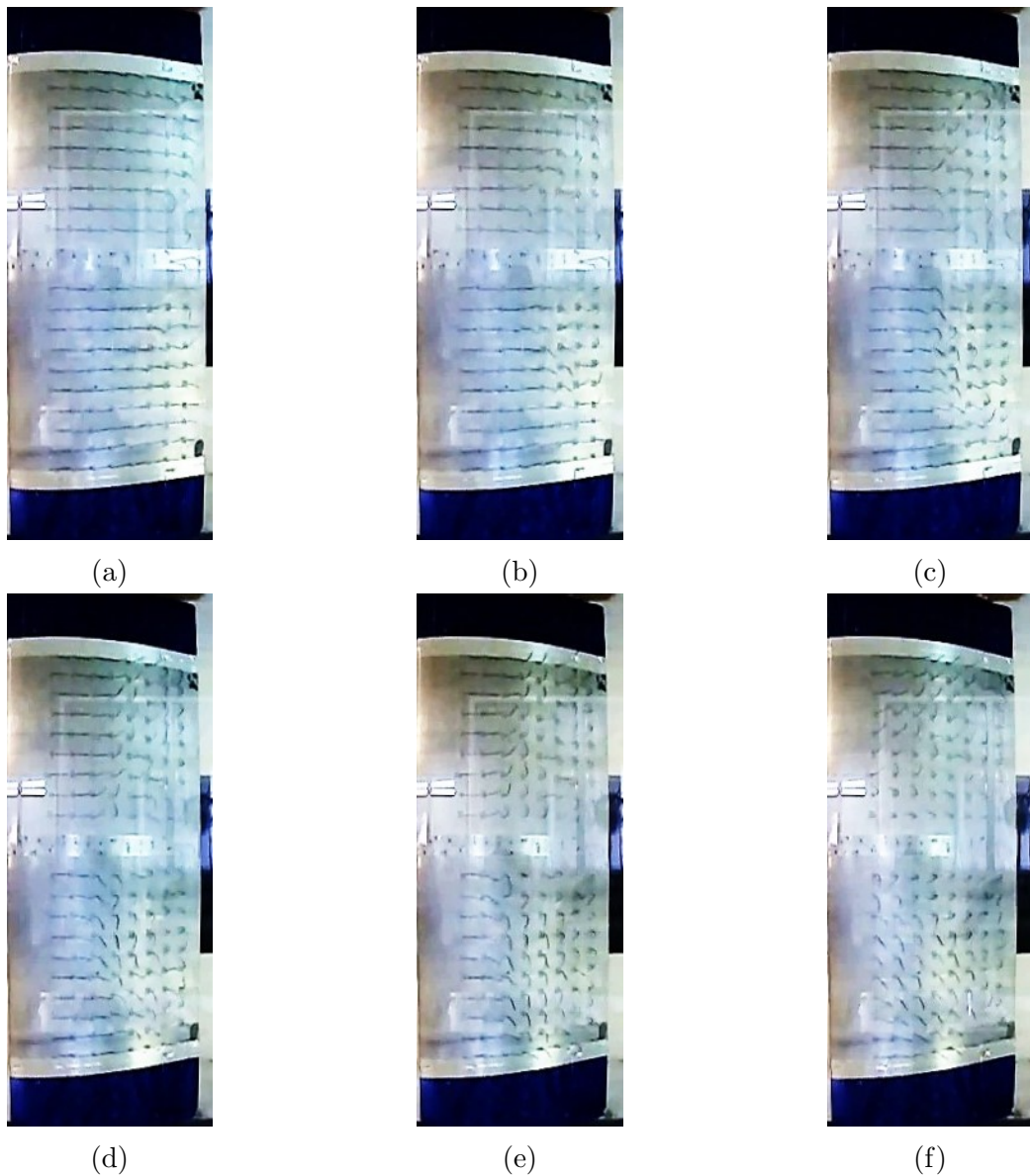


Figure 3.6: Tuft flow visualization:(a)10°, (b)12°, (c)14°, (d)16°, (e)18°, (f)20°

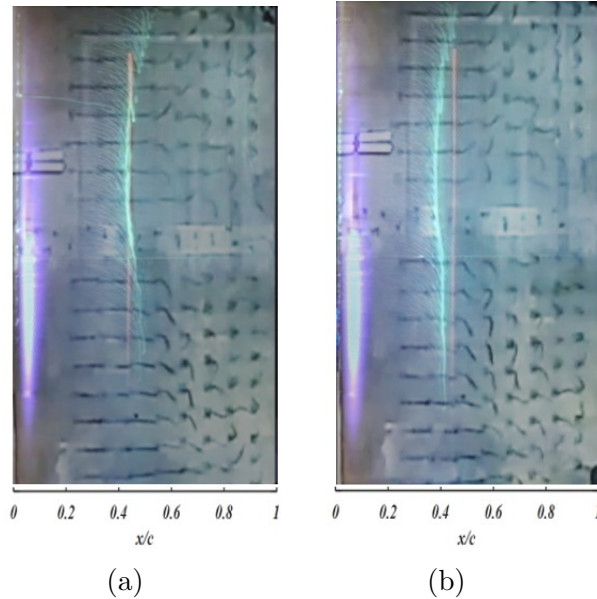


Figure 3.7: Superposition of oil and tuft flow visualization: (a)14°, (b)16°

Up to an angle of attack of 12° (figures 3.6a, 3.6b) the separation line seems to form a border that starts curving as we move away from the mid-span level (more than half a chord length). This curvature is not detected in the intermediate angles of attack (figures 3.6c, 3.6d, 3.6e), where a rather straight separation line is formed. The same trend appeared using the oil flow visualization technique depicted in figure 3.5. For angles of attack larger than 20°, flow separation is extended even upstream from 0.2c and appears to be curved towards the wing tips (partially attached flow at the edges) with better organized 3D cellular structures. Indicatively, a superposition of the results of the two techniques for the same incident angle is shown in Fig.3.7 despite the different configurations. The differences are more noticeable near the wing fences.

3.3 Pressure Measurements

The time mean pressure coefficient distributions along the wing chord at its mid span region are presented in Figure 3.8 for various angles of attack under steady conditions. Measurements were performed every half-degree of the angle of attack, but are shown here with a step of 4° for space economy. In each figure, the horizontal axis represents the distance x from the leading edge normalized by the chord length. It is reminded that each pressure datum was the average of 10,000 samples acquired with a sampling frequency of 400 Hz. Wind tunnel corrections were applied to the measured data, which will be discussed further below. The pressure distributions follow the same trends between low ($Re = 0.5 \times 10^6$) and

high ($Re = 0.75 \times 10^6$) Reynolds numbers examined in this work, as can also be seen in figure 3.10. Therefore we will indicatively discuss the low Re case. The basic characteristics of the pressure coefficient distributions are:

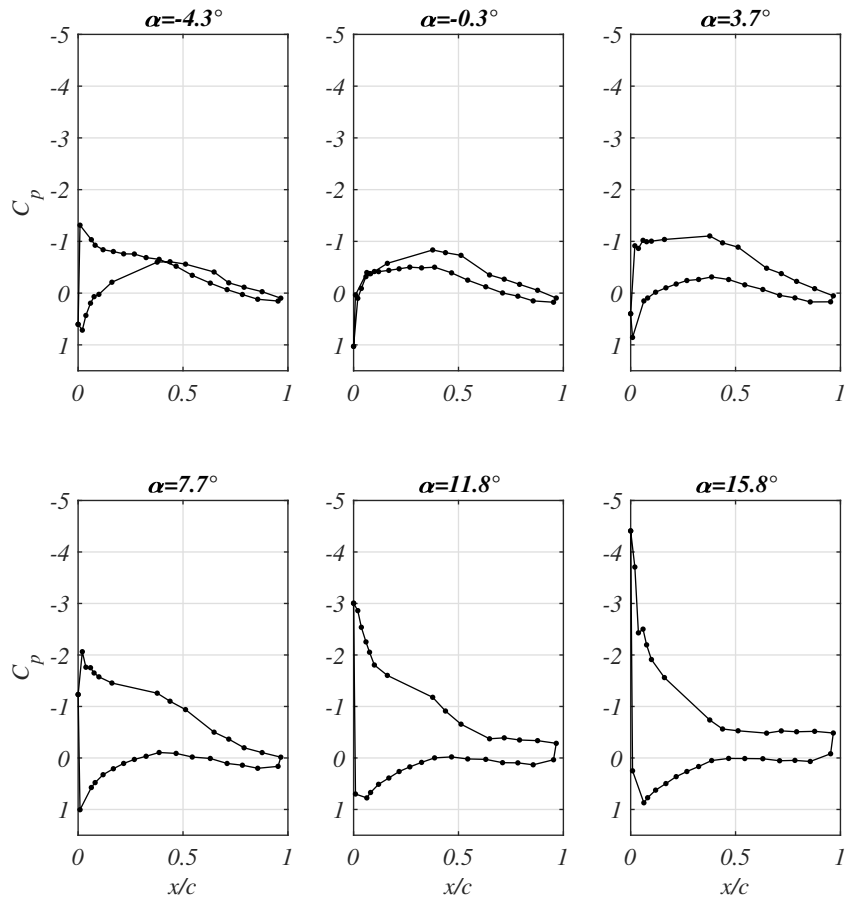


Figure 3.8: Pressure coefficient distribution for angles of attack: -4.3° , -0.3° , 3.7° , 7.7° , 11.8° , 15.8° at $Re = 0.5 \times 10^6$.

- The flow has the typical behavior of a laminar airfoil.
- For 0° angle of attack, the pressure distribution is asymmetric, as expected, due to the camber of the airfoil, allowing the generation of lift at this incident.
- A suction peak is formed at the leading edge ($x/c=0$) of the airfoil at about 12° , reaching a peak of $C_p = -5$ at 18.5° , because of local flow acceleration.

- At an angle of incidence of 11.8° , as shown in Figure 3.8, the pressure distribution remains flat from $0.65c$ till the trailing edge, due to flow separation in which, as it is known, there is no pressure recovery.
- For angles of attack higher than 15.3° a laminar separation bubble seems to be formed in the region $3.7\%c$ to $5.9\%c$ on the leading edge suction side of the airfoil, resulting in a local plateau of the pressure distribution curve (Katz and Plotkin [2001]).
- Furthermore, flow separation initiates at the trailing edge and moves upstream, as it is depicted in Figure 3.9. As the angle of attack increases, the pressure coefficients one by one tend to obtain nearly the same value ($C_p \approx -0.8$) (starting from the ones located near the trailing edge and successively moving upstream). At 25° the flow is fully detached from the suction side of the wing.

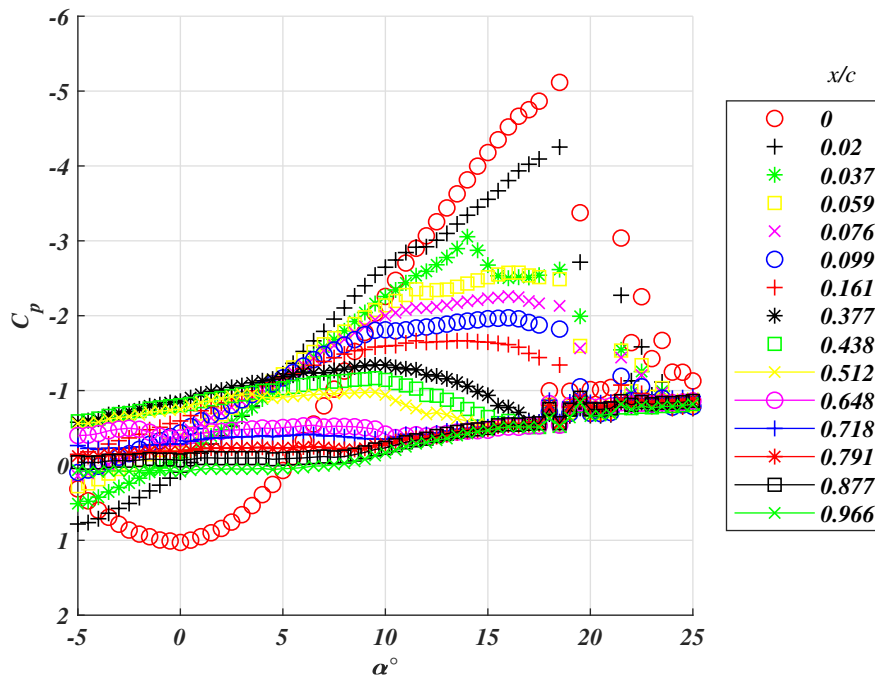


Figure 3.9: Pressure coefficient of suction side at $Re = 0.5 \times 10^6$ for angle of attack range -5° to 25°

- The pressure distribution on the pressure side does not seem to be affected by the increase of the angle of attack. The only change is the downstream

movement of the stagnation point by a maximum distance of 6 per cent of the chord length for the examined angle of attack range.

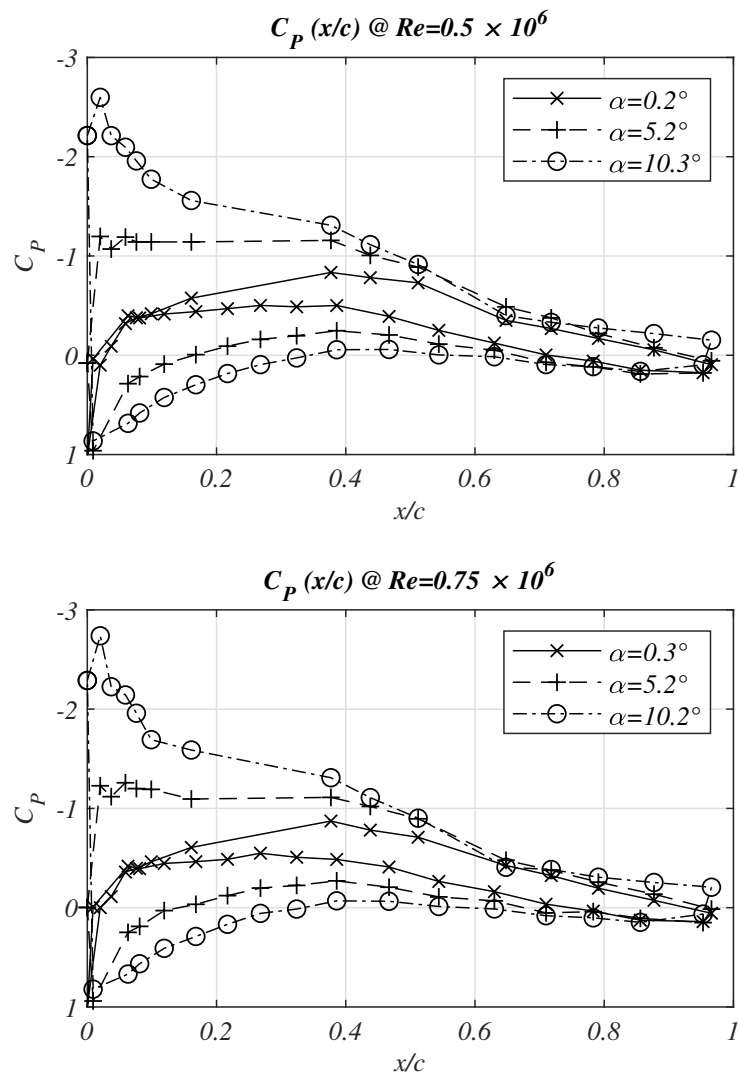


Figure 3.10: Pressure coefficient distribution for incidents 0° , 5° , 10° at $Re = 0.5 \times 10^6$ and $Re = 0.75 \times 10^6$

3.4 Force Coefficients

The aerodynamic loads are derived from the measured pressure distribution along the wing chord under steady free stream conditions corresponding to Reynolds numbers $Re = 0.5 \times 10^6$ and $Re = 0.75 \times 10^6$. The airfoil characteristics of lift, pitching moment and pressure drag are shown in figures 3.11, 3.12, 3.13 respectively.

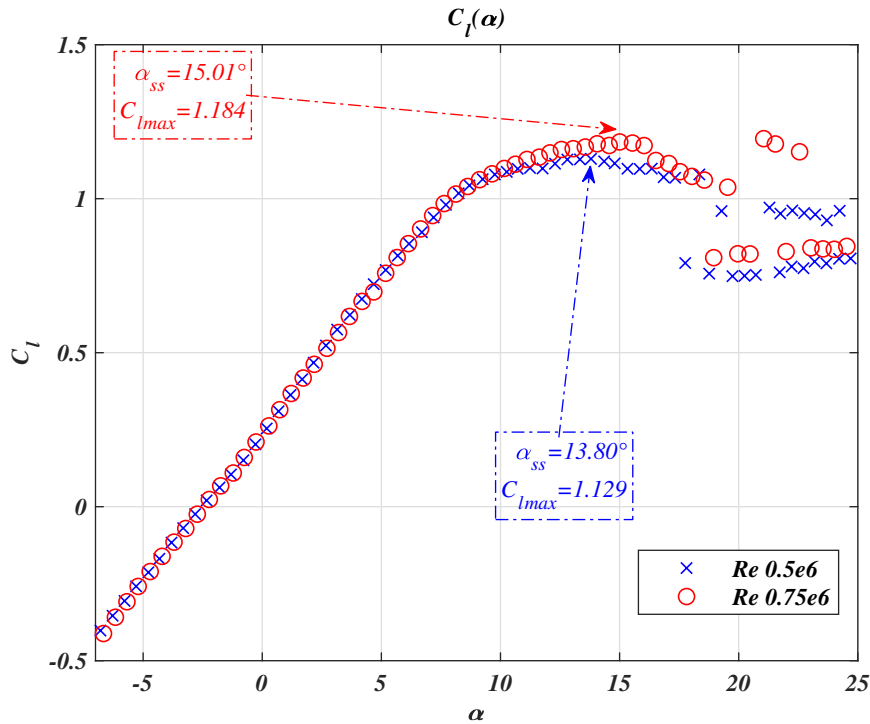


Figure 3.11: Lift coefficient at $Re = 0.5 \times 10^6$ and $Re = 0.75 \times 10^6$

Measurements have been acquired with free boundary-layer transition over the airfoil, without using trip devices. The basic characteristics of the above aerodynamic force coefficients are the following:

- The flow presents a typical behavior of a laminar airfoil profile.
- The linear part of the lift coefficient extends in the interval -8° and 7° of the angle of attack. The airfoil produces nearly the exact same lift in this range for both Reynolds numbers and obtains zero lift at an angle of attack of $\alpha_0 = -2.5^\circ$.

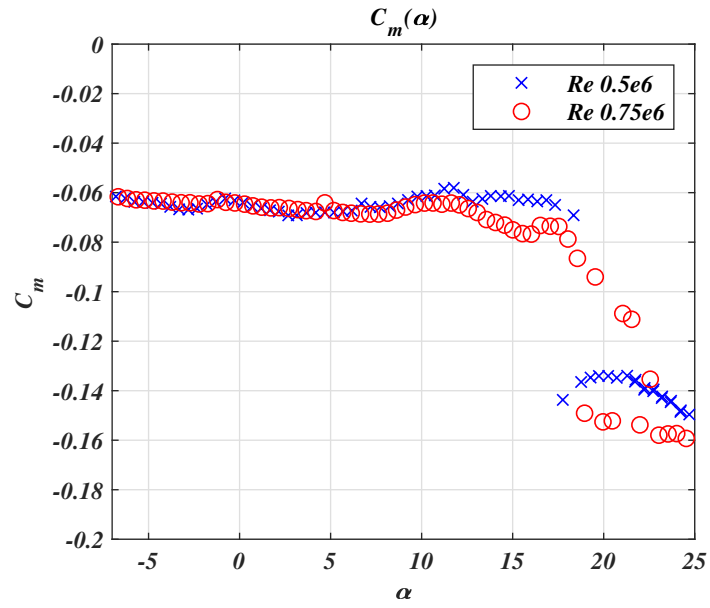


Figure 3.12: Pitching moment coefficient at $Re = 0.5 \times 10^6$ and $Re = 0.75 \times 10^6$

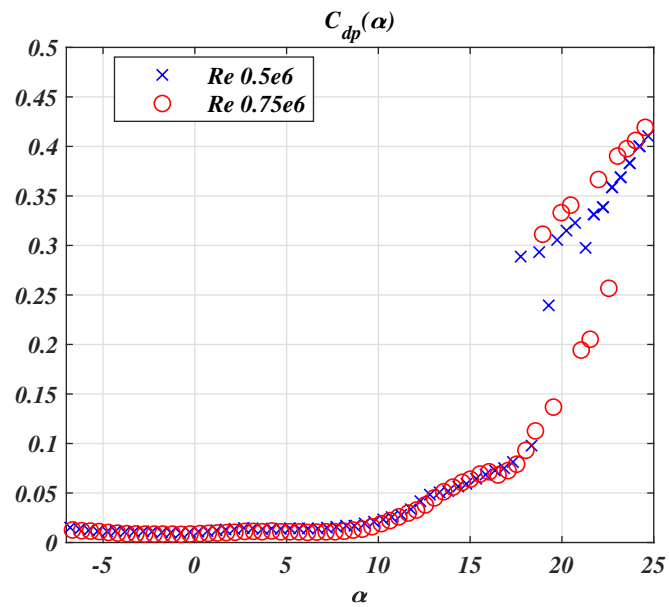


Figure 3.13: Pressure drag coefficient at $Re = 0.5 \times 10^6$ and $Re = 0.75 \times 10^6$

- The aerodynamic coefficient are independent of the Reynolds number up to the angle of attack of 11° . This can be clearly seen in the lift and pitching moment curves, while it leaves the pressure drag unaffected at even higher angles. At larger incidents ($\alpha > 11^\circ$) the lower Re branch falls short of the higher, for both the lift and the pitching moment coefficient, due to the viscous effects.
- The maximum lift coefficient for $Re = 0.5 \times 10^6$ is $C_{lmax} = 1.129$ at an incidence of $\alpha_{ss} = 13.80^\circ$. On the contrary, for a Reynolds number of 0.75×10^6 the maximum lift coefficient is $C_{lmax} = 1.184$ at a static stall angle $\alpha_{ss} = 15.01^\circ$.
- At angles of attack greater than 18.5° , flow separation becomes dominant, the suction peak on the leading edge rapidly degrades (figure 3.9) and thereby lift and pitching moment drops and pressure drag rises. Mainly in the lift curve the coefficients take values with greater scatter. This occurs due to the double-stall phenomenon, which will be discussed more in detail in the next section.

3.5 Double stall

As it was shown in the previous section, the aerodynamic coefficients that were derived from the pressure measurements at $Re = 0.5 \times 10^6$ demonstrate an irregularity for angles far beyond stall ($\alpha > 18^\circ$). Namely, an increased scatter of the values is observed, mainly for the lift coefficient, as well as for the pitching moment and the pressure drag. It seems as if there is some discontinuity between the successive measurements, tending to form different branches of the same curve.

In order to provide explanations of the latter phenomenon, we examined the measured time series of the pressure sensors' for the above angles and compared them with the corresponding data of lower incidents. Typical time-series output of a sensor located at the leading edge is shown in figure 3.14 for five angles of attack. An analysis of the latter signal shows that for angles beyond the static stall angle the pressure coefficient values follow two nearly-separated statistical distributions, as can be seen in figure 3.15 showing two peaks ($C_p = -3$ and $C_p = -1.2$). The specific time instant of transition from one value to the other was found to occur simultaneously for a series of sensors, located near the leading edge on the suction side of the airfoil. This led to the conclusion that two distinct pressure distributions alternate for identical inflow conditions.

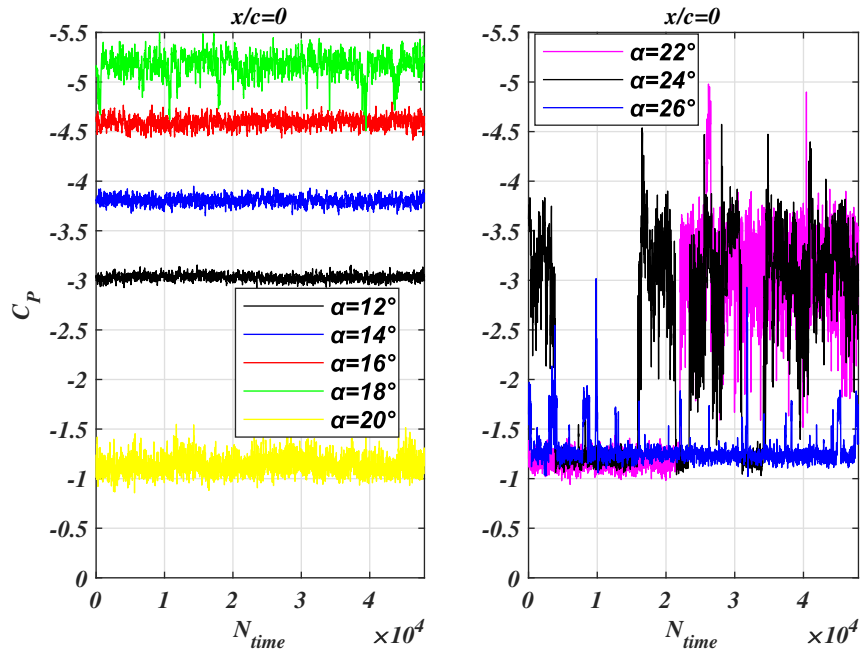


Figure 3.14: Time-series of the pressure coefficient at the leading edge ($x/c=0$) for various angles of attack at $Re = 0.5 \times 10^6$. Total samples are $N_{time} = 48,000$ which correspond to 120 sec samples.

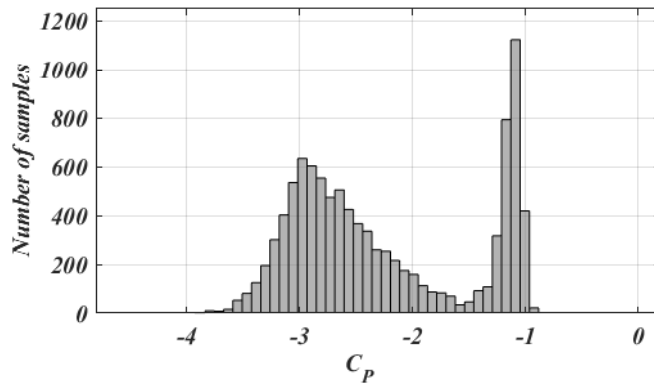


Figure 3.15: Histogram of the pressure coefficient measured at the leading edge ($x/c=0$) for an angle of attack $\alpha = 22.25^\circ$.

Since the probability function of the pressure coefficient shows a minimum at a

specific C_p^* value, the data were separated into two groups (one with smaller than C_p^* values and the other greater than C_p^*) and a mean value was computed for each one of them. Thus two different pressure distributions are derived for each measurement. A relevant result is shown in figure 3.16 for $\alpha = 22.25^\circ$. During this measurement, the flow alternates between two regimes: in the first one the flow is completely detached (black-line), whereas in the second, the flow appears to be attached up to 40 percent of the chord-length on the suction side (with a corresponding pressure gradient) and a laminar separation bubble formed in the region $3.7\%c$ to $5.9\%c$.

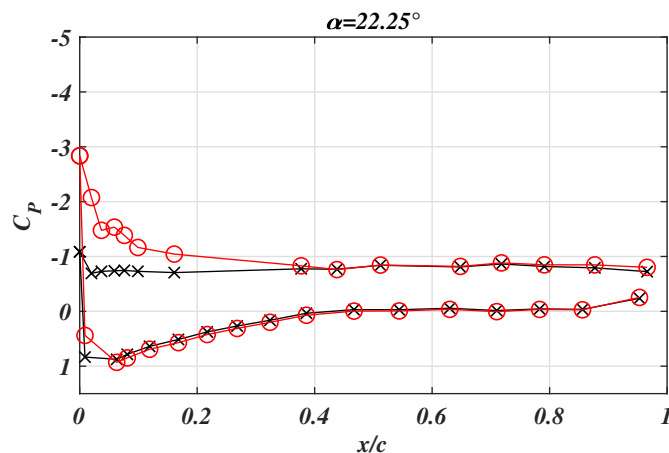


Figure 3.16: Pressure distribution corresponding to the two distinct levels due to double stall

Accordingly, for the most accurate representation of the results, two lift coefficient values were calculated at the same angle of attack for the cases presenting the above bifurcation. Thus, in Figure 3.11 of the lift coefficient double values are given in the range $21.5^\circ - 24.5^\circ$. The same phenomenon did not seem to significantly affect the other two coefficients, where the difference of the distinct modes to the average was negligible. In the case of the high Re number this behaviour appeared to occur for exclusively one measurement.

At this point we should refer to the procedure under which the measurements are carried out. In some experiments mentioned in the literature the following methodology is selected: while the tunnel is running, the angle of attack is increased and each measurement obtained until the end of the selected range is reached. Then, the measurements are repeated at the same angles in a decreasing direction. Usually in this case phenomena of hysteresis occur, where different lift coefficients are measured with reducing angle (reduced lift). This is attributed to the curvature of the airfoil near the nose, because of which the flow does not have the sufficient pressure gradient to return to its original state. To avoid this kind of

implications each measurement is conducted here separately. That is, at standstill conditions, the wing is placed at a desired angle of attack, subsequently the wind tunnel fan is turned on and the pressure distribution is recorded. This way the observed bifurcation cannot be attributed to a hysteresis behavior.

The phenomenon which occurred here is known in the literature as double stall. Gault [1957] correlated different types of stall (trailing-edge, leading-edge, thin airfoil stall) and the curvature of the airfoil with Reynolds number. Amongst others he highlighted the existence of a region, where combined leading-edge and trailing-edge stall may coexist. Double stall has been observed to occur in wind tunnel tests, as well as on wind turbine rotors, affecting the performance and power production. Bak et al. [1999] suggests that the transition from one level to the other is related to the bursting of a laminar separation bubble at the leading edge of the rotor. The existence of the same distinct two modes is also reported in this work, as it was previously discussed.

3.6 Wind tunnel corrections

The conditions in a wind tunnel do not allow the flow to develop exactly the same way, as in free air. For airfoil sections spanning the tunnel, the variation in static pressure along the axis of the test section is considered insignificant. However, the walls create the following constraints:

- The area through which the flow passes around a model is reduced, due to the presence of the wind tunnel walls (**solid blockage**), which essentially increases the free stream velocity near the model.
- On the contrary, the wake generated by the model in the test section respectively “blocks” an area downstream of the model, which increases the velocity outside the wake and in turn creates a pressure gradient. This is referred to as **wake blockage**.
- Finally, the walls cause a confinement known as **streamline curvature**, which limits the development of the curvature of the free stream.

Corrections regarding the aforementioned effects are accounted for in the present thesis following the works of Allen and Vincenti [1944] and Garner et al. [1966]. Specifically, for a model of chord c and tunnel breadth h , the parameter σ is defined as: $\sigma = (\pi^2/48)(c/h)^2$. The corrected coefficients then are:

$$\begin{aligned}
\varepsilon_{sb} &= \Lambda\sigma & \varepsilon_{wb} &= \left(\frac{c}{4h}\right)C_d & \varepsilon &= \varepsilon_{sb} + \varepsilon_{wb} \\
\alpha' &= \alpha + \frac{57.3\sigma}{2\pi}(C_l + 4C_m) \\
C_l' &= C_l(1 - \sigma - 2\varepsilon) \\
C_d' &= C_d(1 - 3\varepsilon_{sb} - 2\varepsilon_{wb}) \\
C_m' &= C_m(1 - 2\varepsilon) + \frac{1}{4}\sigma C_l'
\end{aligned}$$

, where the ' symbols represent the corrected coefficients and Λ corresponds to the body shape factor of the airfoil.

3.7 Experiments on NACA64-418 in literature

The following figures (3.17, 3.18) present a comparison of the current work with other relevant experimental studies on NACA64-418 airfoil under steady inlet flow conditions. The comparison serves as a means of classifying the specific experiment to the related literature, whereas additional qualitative conclusions are drawn. Some comments on the experiments are listed below: the data obtained in the NASA Langley two-dimensional low turbulence wind tunnel for various airfoil sections by Abbott et al. [1945], Abbott [1959] include airfoil testing with wrap around standard roughness over a surface length of $0.08c$ from the leading edge on both surfaces. On the contrary, the plotted curve of Ragni and Ferreira [2016] and CENER (Velte et al. [2012], Gonzalez Salcedo [2018]) refer to measurements on smooth surfaces with natural development of the boundary layer, without forcing the transition to turbulence. NTUA and CENER measurements are conducted at the same **Reynolds number**, whereas all others at different ones, which affect the region near stall.

The present work appears to have a smaller lift-slope compared to Ragni and CENER experiments (blue and red markers). This is attributed primarily to the free transition of the experiments mentioned. Nor in our case is there a **forced transition** at least intentionally. However, the surface of the airfoil has the following peculiarity. It consists of separate blocks, which when assembled, form small protuberances between them, even though each one is smooth. This kind of surface texture might be a source of transition triggering. Specifically, Loftin Jr [1946] showed that small protuberances extending above the general surface level

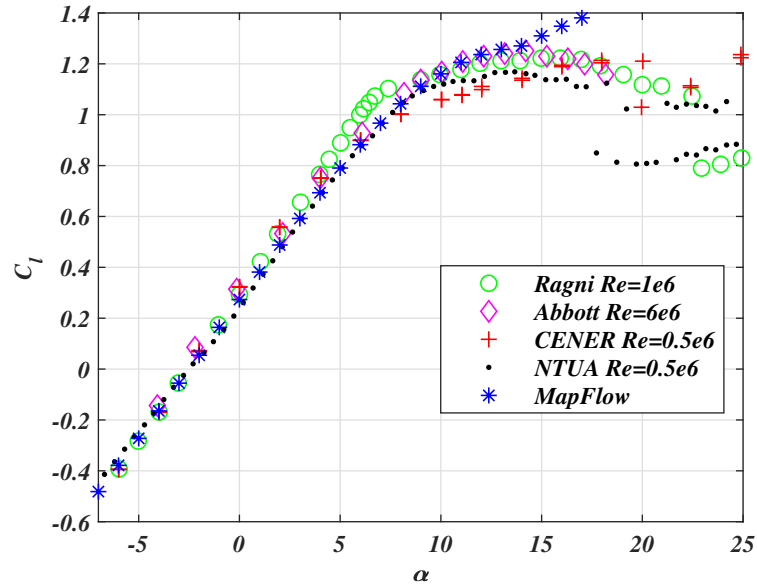


Figure 3.17: Lift coefficient at various Re numbers for NACA64-418 airfoil

of a wing are more likely to cause transition than are small depressions. Unfortunately, it was not possible to improve smoothness of the model, since it carried sensitive electronics in its interior and pressure sensors on its surface.

For this reason, it was decided to run a Navier-Stokes 2D simulation with fully turbulent flow (MapFlow), where the results demonstrate good agreement with the experiment (Figures 3.17, 3.18). This suggests that the quality of the surface actually forces the transition of the boundary layer to turbulent from the leading-edge region (more numerical results are shown in Chapter 7).

Furthermore, the **turbulence intensity** at Delft and NASA Langley wind tunnels are slightly and extremely lower than NTUA's respectively, while in the case of DTU wind tunnel (CENER experiments) it is multiple times higher. The latter three basic effects were assessed as most significant and were considered to be the major sources causing the individual differences.

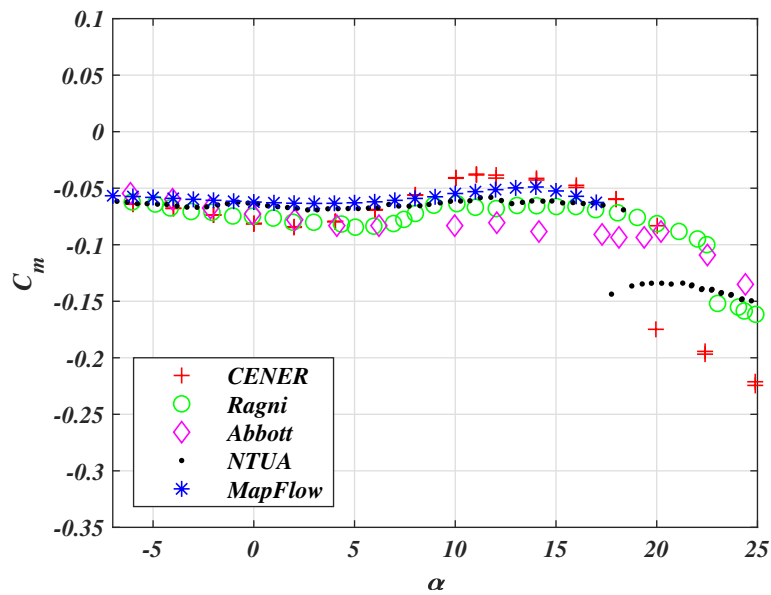


Figure 3.18: Pitching moment coefficient at various Re numbers for NACA64-418 airfoil

This page intentionally left blank.

Chapter 4

Unsteady Measurements of Forced Oscillations

In this chapter, the unsteady aerodynamic behavior of the NACA64-418 airfoil is experimentally investigated under pitching and combined pitching-plunging oscillations for Reynolds numbers 0.5×10^6 and 0.75×10^6 . The forced oscillations mechanism described previously (see section 2.3) is used for generating the wing sinusoidal oscillations, whereas the pressure transducers mentioned in section 2.2 are employed to record the unsteady pressure distribution over the wing surface.

Once again, no trip devices were utilized to force transition of the boundary layer from laminar to turbulent during the unsteady experiments. The data acquisition process includes sampling of all signals (output of pressure transducers and displacement sensors) initially at standstill conditions of the wind tunnel for 30 seconds, subsequently the free stream was increased to a certain value at which static data were taken again for 30 seconds and finally the wing was set in a periodic motion recording the time dependent signals for 180 more seconds after 10 cycles had been completed. The latter part contains about 180 cycles of oscillations for a frequency of 1Hz and about 360 cycles for the double frequency. The data are sampled at a rate of 400Hz without employing any filters.

The aerodynamic behavior of the airfoil undergoing forced **pitching** oscillations is presented first. The mean angle of attack is systematically varied in the range 0° to 15° with an increment of 5° , the amplitude values tested were 2° , 4° , 6° and 8° and for each studied case the frequency of oscillation is altered between 1 and 2Hz. The above measurements were repeated for Reynolds numbers, 0.5×10^6 and 0.75×10^6 resulting to a total of 64 cases summarized in Appendix A.4.

Regarding the combined **pitching and plunging** oscillations the cases tested here consist of measurements with a mean angle of attack of 0° and 15° , a fixed pitching and plunging amplitude of 8° and $0.1c$ respectively and a fixed frequency of $1Hz$ at a Reynolds number of 0.5×10^6 . The parameter varied here is the phase difference between the two motions.

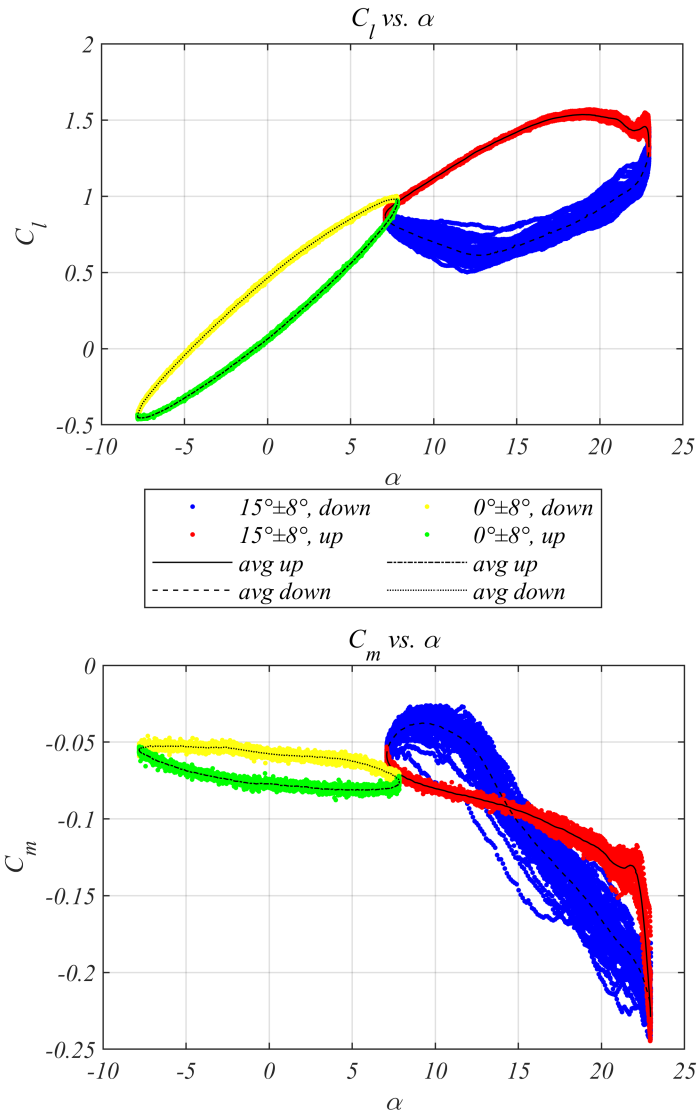


Figure 4.1: Cycle averaged and instantaneous sectional loads for a pitching airfoil at low and high mean angles of attack

Cycle-averaged pressure distributions allow the calculation of the cycle averaged lift and moment coefficient versus angle of attack for the 2-D airfoil, as it is indicatively shown in figure 4.1. In all cases, the cycle averaged coefficients show a representative behaviour of the individual ones. Nevertheless, when flow separation is present, the variation between cycles can be greater (e.g. downstroke part of the pitching motion with a mean angle of 15° , an amplitude of 8° and a reduced frequency of $k=0.1$ presented in figure 4.1 with blue points). From now on, the data presented below will be the cycle-averaged lift and pitching moment coefficients, where the continuous line corresponds to the upstroke part of the oscillation (increasing angle of attack) and the dashed line to the corresponding downstroke (decreasing angle of attack). The static curve is shown with blue points in each figure.

4.1 Pitching oscillations

4.1.1 Impact of oscillation on aerodynamic loads

We will now try to give a synopsis of the observed results from the pitching measurements and focus on the parameters which affect the aerodynamic loads. The conclusions listed below are for brevity reasons referred only to the experimental data for $Re = 0.5 \times 10^6$. However, the same trends were found to apply for $Re = 0.75 \times 10^6$.

Effect of mean angle of attack

The effect of mean angle of attack is shown in Figure 4.2 for four different mean angles, $\alpha_m = 0^\circ$, $\alpha_0 = 5^\circ$, $\alpha_m = 10^\circ$, $\alpha_m = 15^\circ$ with the amplitude of oscillation varying between 4° (left column) and 8° (right column).

In the **attached flow region**, the curves of the lift and the pitching moment coefficients versus angle of attack present a typical elliptical counterclockwise loop. More specifically, the lift coefficient loops at low angles of attack follow the corresponding static curve although they tend to receive lower lift values when α is increasing with time (upstroke) and higher when decreasing (downstroke). Theodorsen's relevant model predicts the previous trend by introducing a phase lag angle between the motion and the circulatory part of the lift as can be seen in equations 1.1 and 1.2.

As the mean angle of attack is increased ($\alpha_m = 10^\circ$ and $\alpha_m = 15^\circ$) the influence of flow separation becomes stronger in a cyclic manner. The hysteresis effect causes the lift coefficient loop to change direction of rotation from counterclockwise to clockwise and the moment coefficient to form a clockwise sub-loop. The lift and moment coefficient reach values far beyond their static counterparts (nose down pitching moment), before flow separation region extends and causes the lift to drop and the pitching moment to increase. Subsequently, the flow reattachment

process extends nearly throughout the downstroke part of the oscillation until the aerodynamic loads recover. The above process has exactly those characteristics of dynamic stall. More details will be discussed below.

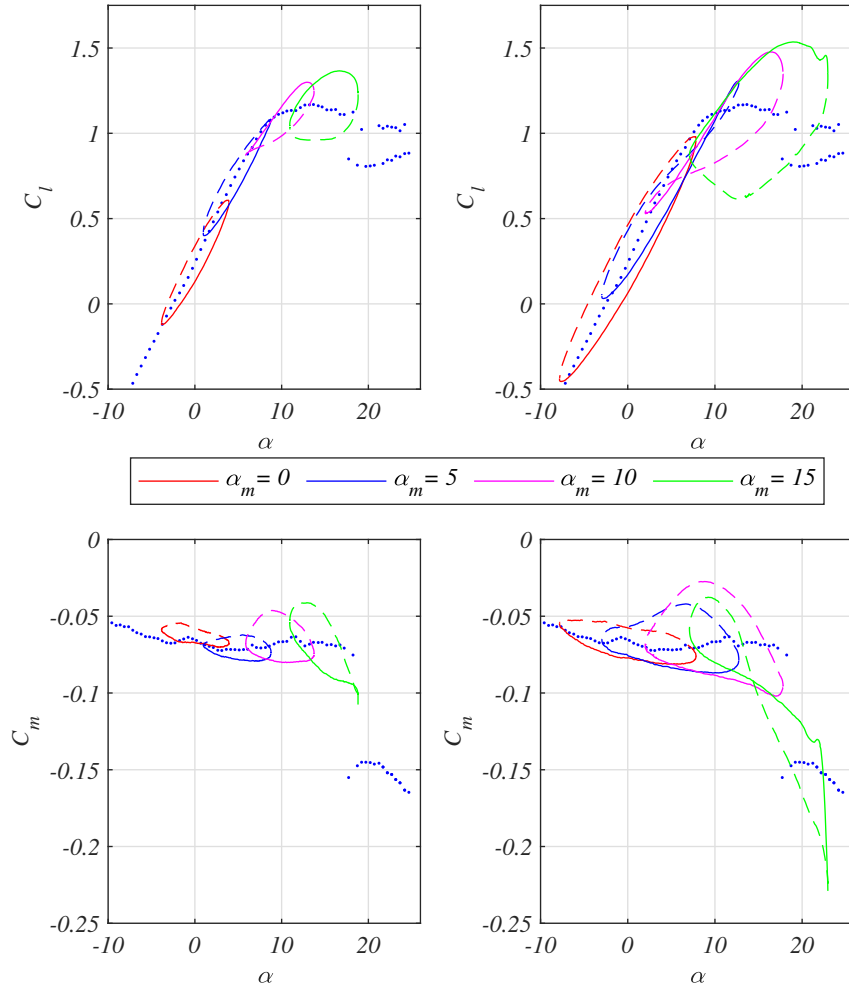


Figure 4.2: Effect of mean angle of attack on lift and pitching moment, $Re = 0.5 \times 10^6$, $k = 0.1$. Left column: $\Delta a = 4^\circ$, Right column: $\Delta a = 8^\circ$

In each cycle of oscillation, two more quantities are calculated, the maximum variation of the lift and of the pitching moment coefficients which essentially represent the variation of the aerodynamic loading in a cycle. The probability density

function of these two quantities, appears to have increased variance when flow separation takes place. These quantities, apart from their importance on the aerodynamic performance of the wing, act also as an indicator of the fatigue of the aerodynamic structure under unsteady flow conditions.

The average values of the maximum peak to peak variation of the lift coefficient are shown in figure 4.3 for each case as a function of the mean angle of oscillation. As the latter angle increases from 0° to 10° , regardless the angle amplitude or the reduced frequency, $C_{l,p-p}$ gradually decreases. This is explained by the appearance of partial flow separation over the airfoil, which causes the steady as well as the unsteady measurements to enter the non-linear region of lift coefficient versus α curve.

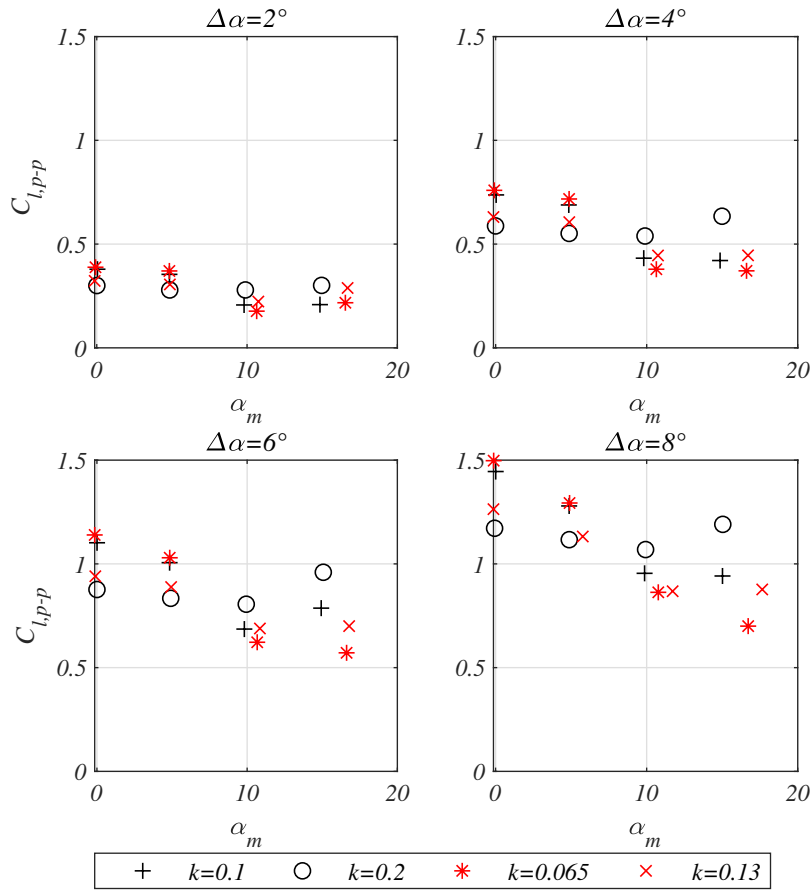


Figure 4.3: Effect of mean angle of attack on lift coefficient peak to peak

If the mean angle is further increased ($\alpha_m = 15^\circ$), $C_{l,p-p}$ no longer depends exclusively on this angle, being influenced additionally by the combination of the angle amplitude and the reduced frequency of the oscillation. Generally, $C_{l,p-p}$

either remains constant or it takes higher values compared to $\alpha_m = 10^\circ$, especially for ($k = 0.2$). This is attributed to the large pitch rate during dynamic stall, which allows the boundary layer to remain attached to much higher angles of attack resulting in higher maximum lift coefficients.

On the contrary, the peak to peak pitching moment coefficient is found to increase unequivocally as the mean angle of attack becomes higher (figure 4.4). It is also worthy to note the particularly large excursions of the moment coefficient at $\alpha_m = 15^\circ$ and angle amplitudes of 6° and 8° as result of the dynamic stall process.

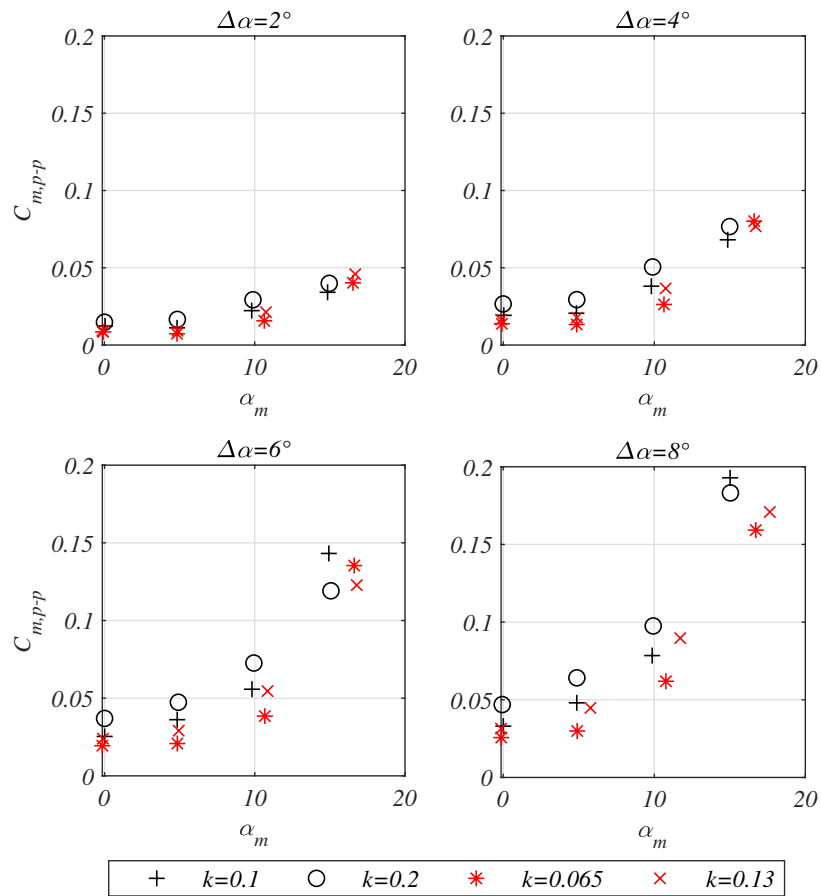


Figure 4.4: Effect of mean angle of attack on pitching moment coefficient peak to peak

Effect of reduced frequency

In figure 4.5 useful remarks can be noted regarding the effect of reduced frequency on aerodynamic loads :

In the attached flow region, a decrease in the $C_l - \alpha$ slope is observed as the reduced frequency k , increases. This was also reflected in the peak to peak lift coefficient versus the reduced frequency (figure 4.3). For lower k , a narrower loop is formed and the same happens for the pitching moment coefficient as well. Once again, from $k=0.1$ to $k=0.2$ the Theodorsen's theory predicts a reduction in the magnitude of Theodorsen's function (figure 1.3) and an increase in phase lag, being consistent with the above observation.

As the airfoil exceeds the linear region of the lift slope for higher mean angles of attack, the lift loops tend to change direction of rotation near the maximum angle of attack (forming the characteristic shape eight for $k=0.1$). This indicates that at higher reduced frequencies and for $5^\circ \pm 8^\circ$, flow separation does not have sufficient time to develop on the airfoil surface (lags the motion). An even higher mean angle establishes a change of rotation for both cases, provided that the angle of incidence occasionally exceeds the static stall angle, which as it was previously discussed is 13.80° for the specific airfoil shape and Reynolds number.

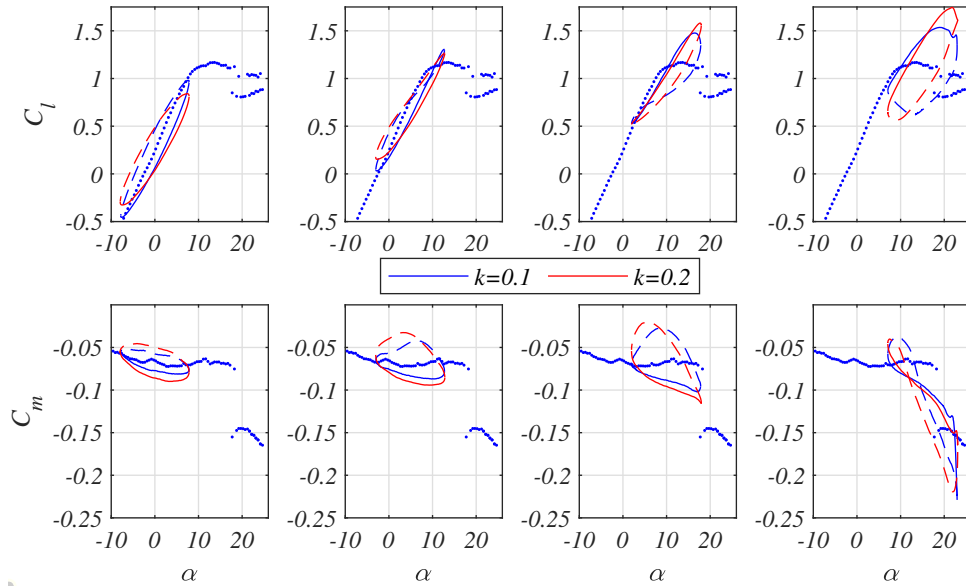


Figure 4.5: Effect of reduced frequency on lift and pitching moment, $Re = 0.5 \times 10^6$, $k = 0.1$. Amplitude: $\alpha_1 = 8^\circ$, Mean angle of attack (from left to right): $\alpha_m = 0^\circ$, $\alpha_0 = 5^\circ$, $\alpha_m = 10^\circ$, $\alpha_m = 15^\circ$

Finally, we proceed to the last case of deep dynamic stall with a mean angle of 15° , where during the pitching cycle the airfoil mostly operates well above the static stall angle of attack. At the highest reduced frequency, the onset of flow separation is delayed compared to the lowest. This is clearly documented by employing flow

visualization with tufts. The technique was applied for two pitching cases ($15^\circ \pm 8^\circ$, $k=0.1$ and $k=0.2$) by recording the motion of the tufts at a fixed frame rate of 120Hz, using a led photo-diode as a reference blinking at a specific angle of attack. We should note at this point that flow separation during dynamic stall was revealed to initiate from the trailing edge of the airfoil and extend upstream, similar to the steady state experiments. In figure 4.6a, it can be detected that at a reduced frequency of $k=0.1$ at an incidence of 16 degrees during the upstroke part of the cycle, flow separation covers a significantly larger part of the wing compared to $k=0.2$ (figure 4.6b). Interestingly enough, the lift coefficient is almost equal for the above two cases (fig. 4.5). Comparing the pictures 4.6a and 4.6b with the corresponding static baseline images in terms of flow separation extent we observe the following: For $k=0.1$ the image is similar to the static $\alpha = 12^\circ$ (fig. 3.6b), while for $k=0.2$ it resembles $\alpha = 10^\circ$ (fig. 3.6a). Therefore, we could say that the onset of separation in the case of the lowest frequency is delayed about 4° compared to the static measurements and 6° in the highest frequency of oscillation. Of course, this condition favors the attachment of the boundary layer to the airfoil surface at higher incidence angles affecting the generation of lift, so that a significantly higher C_{lmax} is achieved for the highest frequency compared to the lowest.

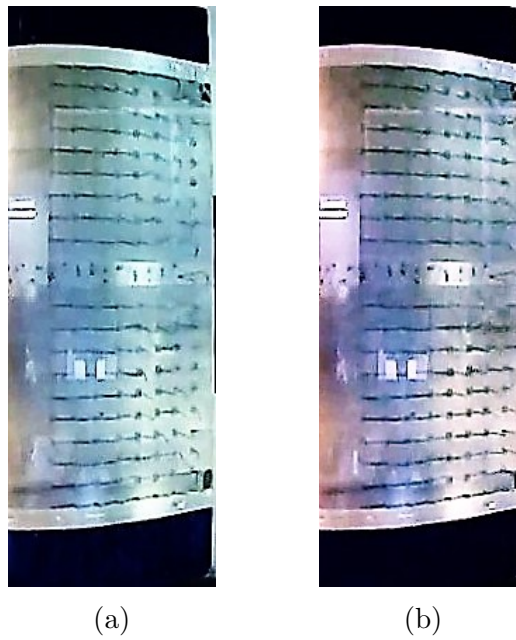


Figure 4.6: Tuft flow visualization: $15^\circ \pm 8^\circ$: (a) 16.0° upstroke, $k=0.1$, (b) 16.1° upstroke, $k=0.2$

A similar phenomenon occurs during the event of flow re-attachment. Below, the images at 10° downstroke are presented (figures 4.7a and 4.7b). For $k=0.1$ the extent of flow separation region is at an intermediate state between the static angles of $\alpha = 10^\circ$ and $\alpha = 12^\circ$, while for $k=0.2$ it corresponds to the static angle of $\alpha = 14^\circ$. Therefore, it turns out that in the reattachment phase the flow lags even more compared to the flow separation phase.

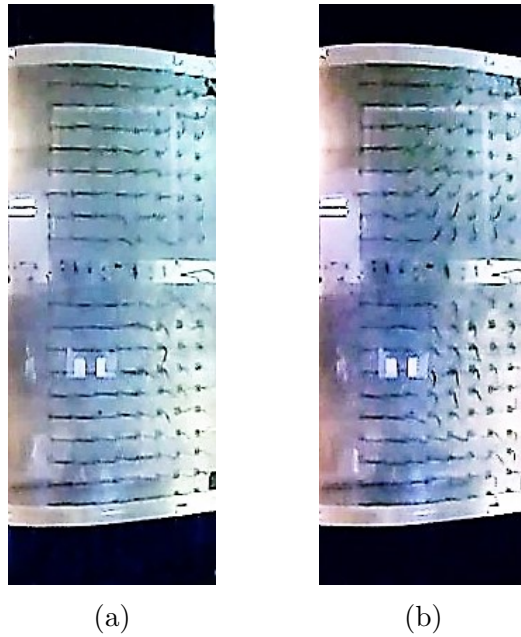


Figure 4.7: Tuft flow visualization: $15^\circ \pm 8^\circ$: (a) 9.9° downstroke, $k=0.1$ (b) 9.8° downstroke, $k=0.2$

4.1.2 Impact of oscillation on aerodynamic damping

Before proceeding with the calculations of the aerodynamic damping coefficient, we introduce at this point another quantity, which contributes to the perception of the instantaneous work done by the flow (energy transferred between the wing and the flow) during the wing oscillation. The non-dimensional energy coefficient C_e emerges as the product of the pitching moment coefficient and the wing angular velocity and is described as follows:

$$C_e = C_m \frac{d\alpha}{dt} \frac{c}{U} \quad (4.1)$$

The sign notation adopted for the pitching moment is the usual one, i.e. when the direction of rotation is clockwise, the pitching moment is considered to be positive (nose-up), while it becomes negative when the rotation is counter-clockwise (nose-down). Since the pitching moment measured around $c/4$ is always nose-down for the unsteady pitching conditions studied in this work, the sign of the coefficient is determined exclusively by the angular velocity. Thus, it corresponds to positive work during the downstroke and negative during the upstroke part. In fact, positive work represents energy transfer from the flow to the structure (decreasing angle of attack-nose down aerodynamic moment application), while the opposite stands for the upstroke part.

In the attached flow region, the loops of C_e versus α form an ellipse (Fig.4.8), where the upstroke part transcends the work done during the downstroke. However, this form is disturbed as the **mean angle of attack** increases, especially when it exceeds the static stall angle. In this case, increased values of instantaneous work production appear in the downstroke part of the oscillation, due to the large nose down pitching moment of dynamic stall.

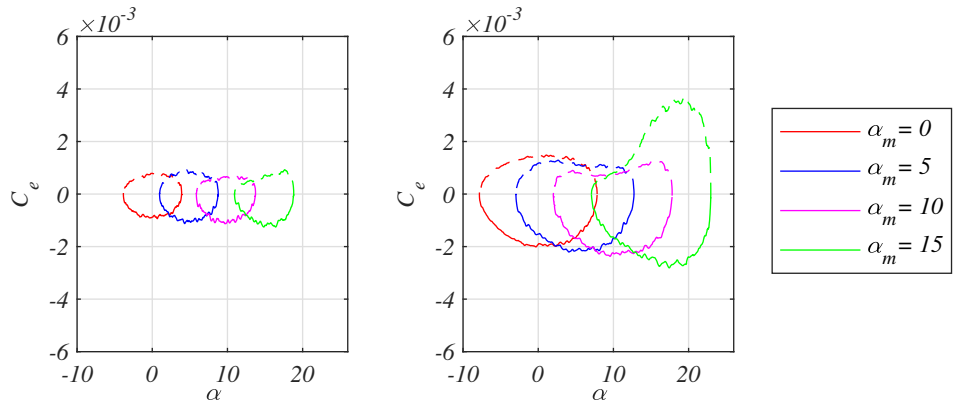


Figure 4.8: Effect of mean angle of attack on work done by the pitching moment, $Re = 0.5 \times 10^6$, $k = 0.1$. Left column: $\alpha_1 = 4^\circ$, Right column: $\alpha_1 = 8^\circ$

The effect of the reduced frequency on the work done by the pitching moment is shown in figure 4.9. The difference in the attached flow region compared to separated is apparent, since we observe increased instantaneous work done during upstroke, when the reduced frequency increases. The loop here is "attracted" more to the negative side for the highest reduced frequency, indicating greater aerodynamic damping.

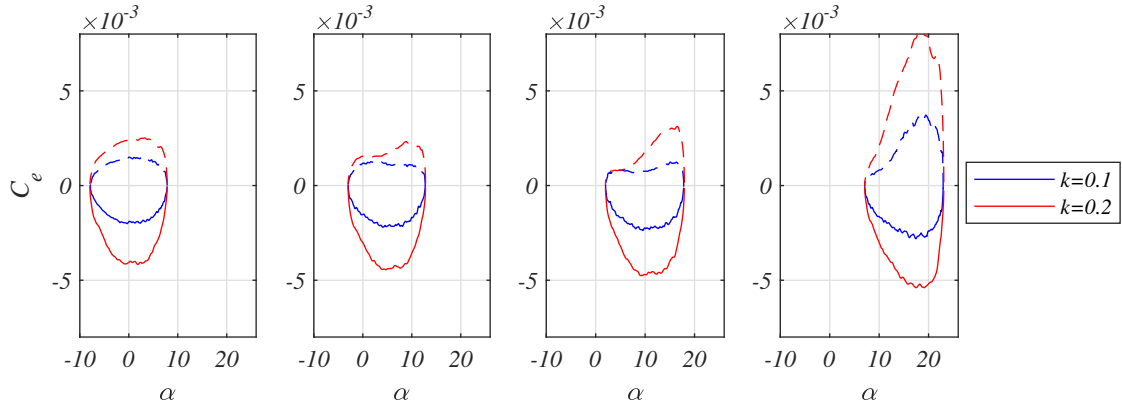


Figure 4.9: Effect of reduced frequency on work done by the pitching moment, $Re = 0.5 \times 10^6$. Mean angle of attack (from left to right): $\alpha_m = 0^\circ$, $\alpha_0 = 5^\circ$, $\alpha_m = 10^\circ$, $\alpha_m = 15^\circ$

We will now discuss about the aerodynamic damping Ξ . As seen previously (equation 1.3), the coefficient of aerodynamic damping is derived by the integration of the work done on the airfoil by the pitching moment. Thus, the aerodynamic damping coefficient receives one value for each complete cycle. It is emphasized that the negative value of the aerodynamic damping coefficient indicates that work is done from the flow to the airfoil during a cycle. In this case, the oscillation is considered aerodynamically unstable and could lead to aeroelastic instabilities, if the wing is not coupled to a motor. The probability density function of the above coefficient appears to have increased variance when flow separation is involved. Indicatively, a histogram of Ξ is presented for two cases (figure 4.10), one in the attached flow region and the other for a typical dynamic stall case. We notice here that the aerodynamic damping coefficient in dynamic stall receives both positive and negative values. For example, the average value of the damping coefficient for a set of cycles may be positive (aerodynamically stable), although in individual cycles this might be negative (unstable). Therefore, special attention must be paid to evaluate a forced oscillation in dynamic stall because of the unstable nature of flow separation.

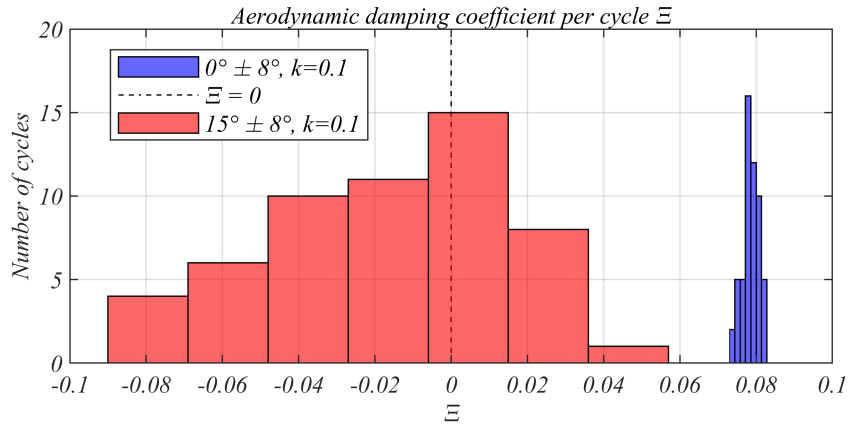


Figure 4.10: Histogram of Ξ for a pitching airfoil in attached flow and during dynamic stall

Figure 4.11 shows the correlation of the aerodynamic damping coefficient with the mean angle of attack. From the individual cases studied, the following points arise:

It can be clearly seen that for α_m below the limits of static stall ($\alpha_m \leq \alpha_{ss}$), the aerodynamic damping coefficient increases almost linearly with increasing **mean angle of attack**. This is a general conclusion based on the mean values of the cases studied with constant k and Reynolds number, for different amplitudes of oscillation (figure 4.11).

When α_m exceeds its static stall value, a more complex mechanism appears, where the aerodynamic damping coefficient acquires negative values (aerodynamically unstable). We can argue at this point that the aerodynamic damping coefficient generally decreases when $\alpha_m \geq \alpha_{ss}$. From this figure, however, it cannot be concluded whether the angle α_m is the exclusively sufficient factor that causes the transition from a stable to an unstable condition since the effect of other parameters (k , Re) is also apparent. However, it is revealed that the existence of negative aerodynamic damping is linked with high mean angles of attack.

In the next figure 4.12, an attempt is made to evaluate the effect of the **reduced frequency** on the aerodynamic damping coefficient. The latter appears in principle to grow almost linearly with increasing reduced frequency of oscillation (for $\alpha_m \leq \alpha_{ss}$). For simplicity, the same symbol is used regardless the individual amplitude of oscillation, since it highlights its dependence more clearly. The same trend has previously appeared to exist in the non-dimensional energy coefficient and is also confirmed for the aerodynamic damping coefficient. Again at the highest mean angle of attack under constant Reynolds number and constant amplitude of oscillation, the increase of k leads to a further decrease of the aerodynamic damping coefficient (figures 4.11 and 4.13).

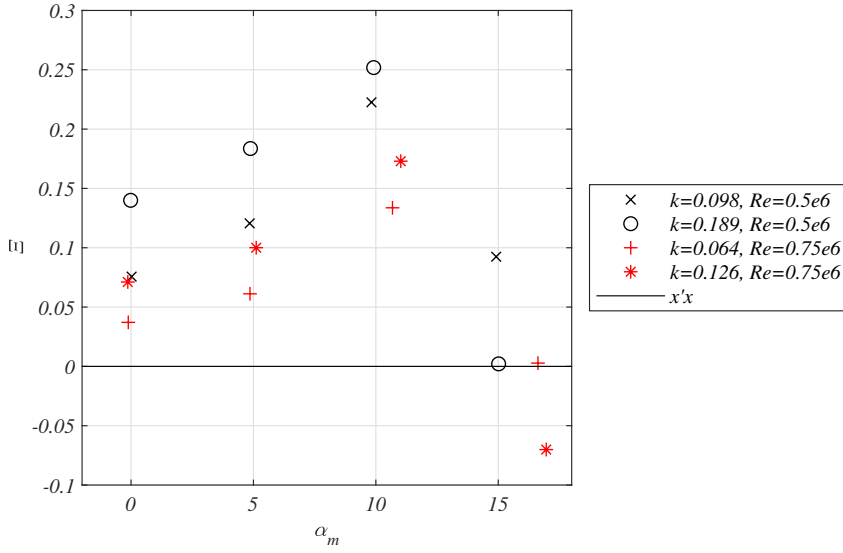


Figure 4.11: Effect of mean angle of attack on aerodynamic damping, $Re = 0.5 \times 10^6$, $k = 0.1$

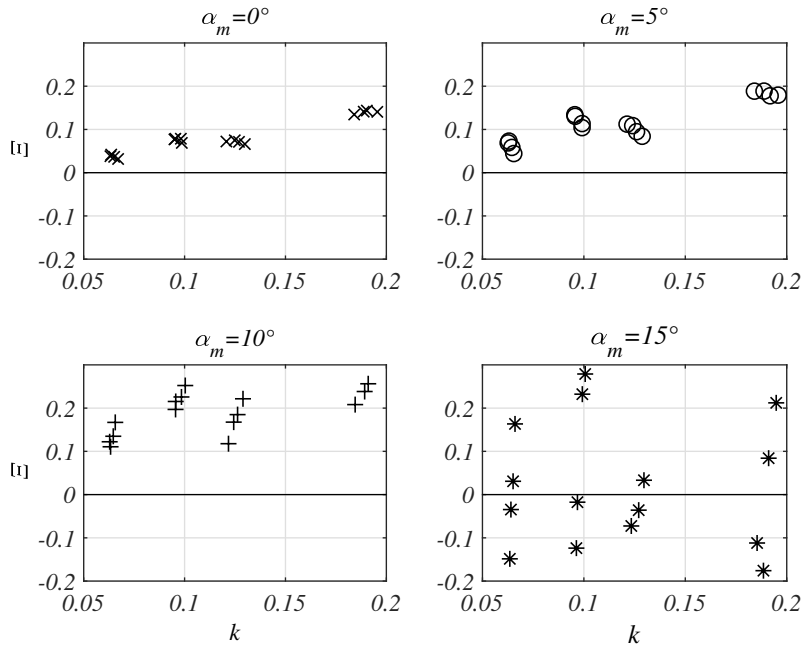


Figure 4.12: Effect of reduced frequency on aerodynamic damping

The last parameter to be discussed is the effect of the angle **amplitude of oscillation**. The amplitude has been taken into account since it is included in the calculation of the nondimensional aerodynamic damping coefficient (equation 1.3). This is confirmed in conditions that the flow is attached. Indeed, in cases where the mean angle of attack is $\alpha_m = 0^\circ$ or $\alpha_m = 5^\circ$ there is no indication that the aerodynamic damping coefficient depends on the amplitude of the oscillation, as shown in figure 4.13. However, at $\alpha_m = 10^\circ$ there is a noticeable decrease of the coefficient, for the first time, with an increase of the amplitude. In dynamic stall conditions with a mean angle of attack of 15° the correlation appears stronger, with the slope of the curve decreasing significantly. This occurs up to the value of $\Delta\alpha = 6^\circ$, where, regardless of Re and k , all the examined cases are aerodynamically unstable. Eventually at an amplitude of $\Delta\alpha = 8^\circ$, the coefficient obtains slightly increased values but yet remains unstable.

Closing this section, a brief reference will be made to the effect of the Reynolds number. From the figures above, one can observe that when the Reynolds number is increased from $Re = 0.5 \times 10^6$ to $Re = 0.75 \times 10^6$ the aerodynamic damping coefficient is reduced regardless of other parameters. Nevertheless, the above allegation can not be properly supported since the number of cases investigated in the present study are not sufficient.

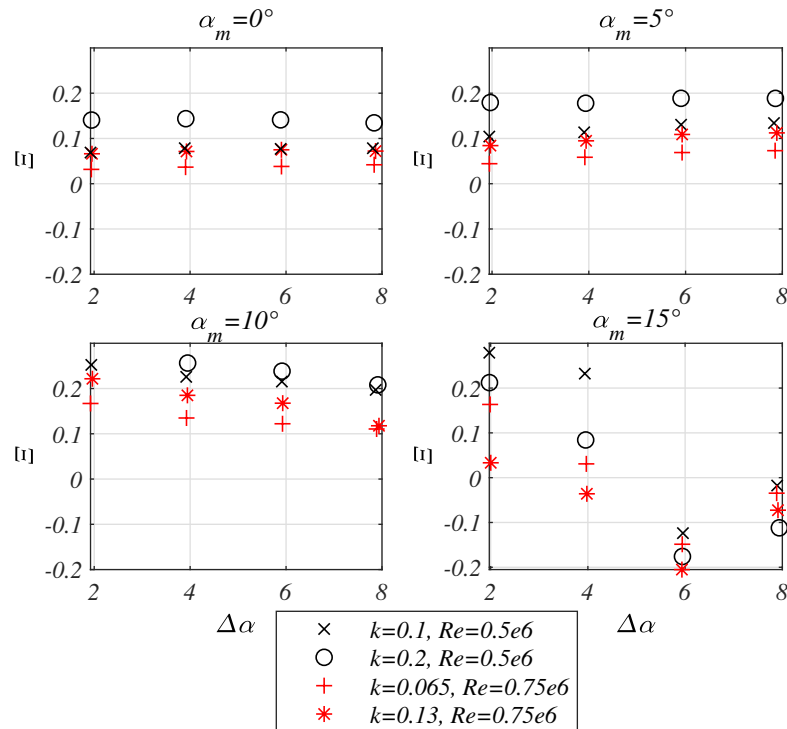


Figure 4.13: Effect of amplitude on aerodynamic damping

4.2 Pitching & Plunging

In this section we will deal with the impact of the combined pitch and plunge oscillations on aerodynamic loads with special attention on the torsional damping of the airfoil. Combined pitching and plunging measurements were conducted at a mean angle of attack 0° and 15° for a Reynolds numbers of 0.5×10^6 with varying phase difference between the two oscillations. The amplitude of the pitching motion is 8° , whereas the corresponding one for plunging is $\Delta h/c = 0.1$. The data acquisition process includes sampling of the same signals as in the previous measurements at 400 Hz first during standstill conditions of the wind tunnel for 30 seconds, subsequently followed by recording for 30 more seconds of static data and finally recording of the unsteady measurement for 180 seconds after 10 cycles had been completed.

It is common practice in combined cases to study the aerodynamic behavior based on the effective angle of attack. The instantaneous effective angle of attack is composed of the pitching angle $\alpha(t)$ and the plunging-induced angle of attack ($-\arctan \dot{h}(t)/U$), as the result of transverse velocity of the airfoil and therefore defined as:

$$\alpha_{eff}(t) = \alpha(t) - \tan^{-1}(\dot{h}(t)/U) \quad (4.2)$$

However, the above approach needs further discussion. It is not obvious at all in this case that the plunging oscillation corresponds to an equivalent pitching motion, that has the same effect on aerodynamic loads. Interestingly enough, Ol et al. [2009] found Theodorsen's formula to have a relatively satisfactory agreement with a pure plunging oscillation even in the presence of significant flow separation. Carta [1979] observed significant differences in magnitude and shape of the loops between pure pitching and equivalent pitching (pure plunging). The normal force at high oscillation amplitudes for equivalent pitch was found to be significantly greater, than that for true pitching at the same geometric incidence angle. On the contrary, Lee and Su [2015] reported great similarity in the behavior of C_p and $Cl-Cm$ loops of the pure heaving compared to the pure pitching.

The issue of concern in this study, however, is related to combined oscillations of the same reduced frequency between pitching and plunging with a high ratio of pitching angle amplitude to the peak angle of attack induced by the plunging motion. $\lambda = \Delta\alpha/\tan^{-1}(\dot{h}/U) = 7.3$. Namely, the contribution of pitching is predominant in relation to the one of plunging. It is not our intention to investigate the equivalent problem. This study aims to clarify the qualitative differences between combined pitching and plunging cases of varying phase difference. This particular interest stems from the aeroelastic experiments that are described in the next chapter. For the calculation of the aerodynamic damping coefficient we adopt the following expression:

$$\Xi = -\frac{1}{\pi\alpha_{eff}^2} \oint C_{m_{c/4}} d\alpha_{eff}, \quad (4.3)$$

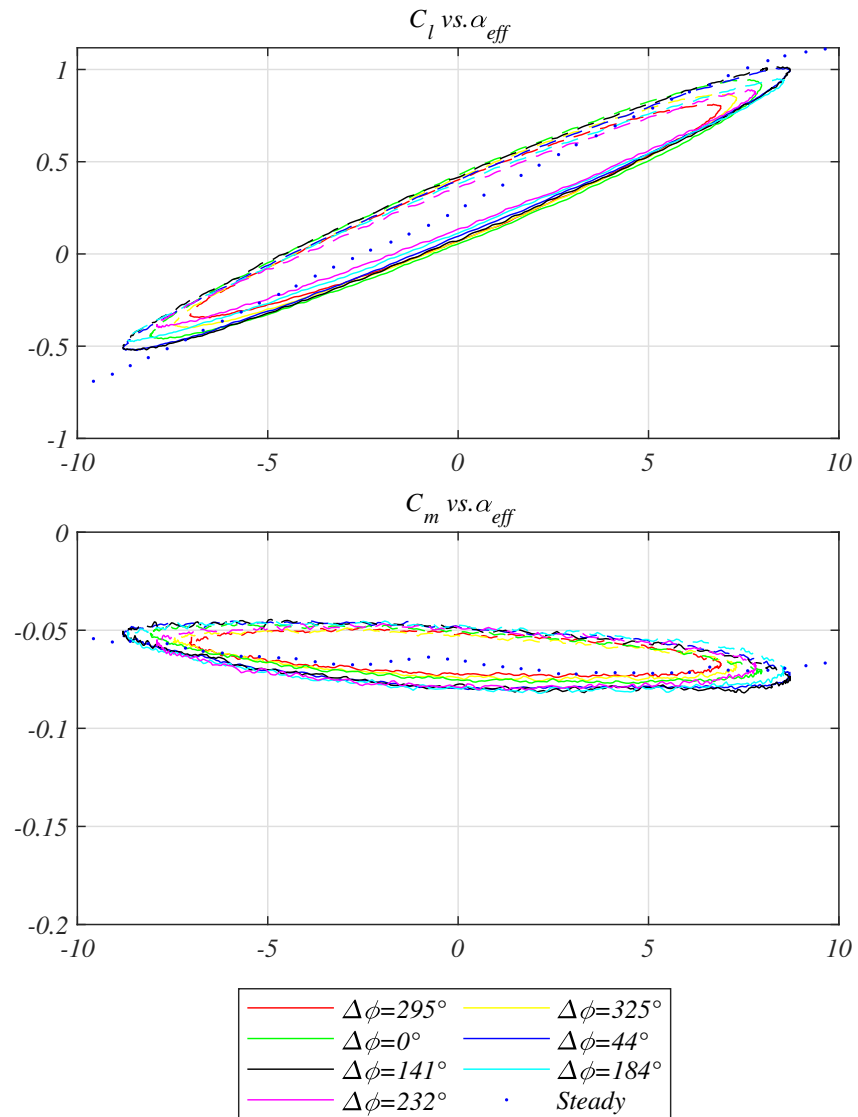


Figure 4.14: Effect of phase difference between pitching and plunging on lift and moment coefficient at attached conditions

In the attached flow region (figure 4.14) the values of the lift coefficient, both during the upstroke and downstroke, are traversing nearly through the same path

and mainly differ at the extreme values of the effective angle, which arise as a result of the phase difference. The maximum angle induced by plunging is 1.12° . Same conclusion is drawn for the pitching moment coefficient loop.

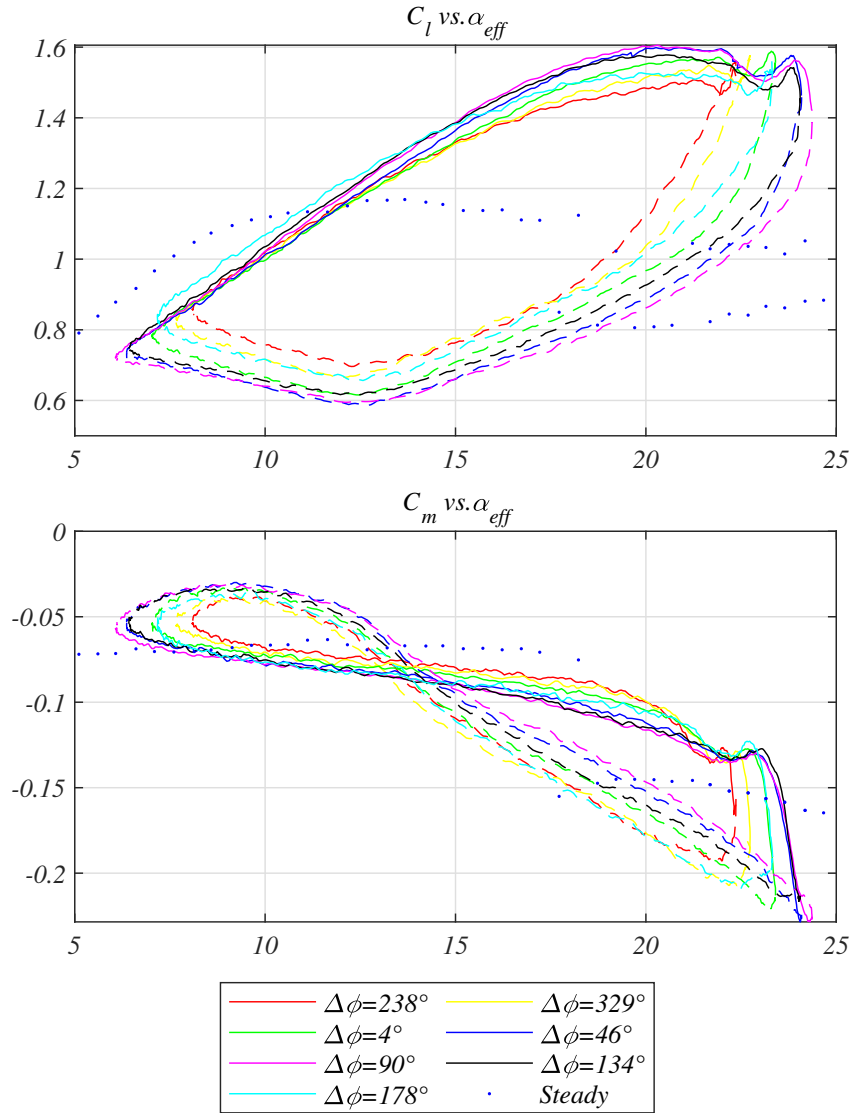


Figure 4.15: Effect of phase difference between pitching and plunging on lift and moment coefficient at dynamic stall conditions

The phase difference between pitching and plunging oscillations at a mean angle of 15° (figure 4.15) affects the angle at which the moment and lift coefficients stall (a vortex is shed from the leading edge and the vortex surpasses the trailing

edge respectively). In this sense, the phase difference delays the succession of events of dynamic stall and contributes to the appearance of a more intense nose down pitching moment. It also causes a subsequent delay of the flow reattachment process. In general, it seems to have a more significant effect during the downstroke phase of the motion.

The phase difference appears to have a great impact on the aerodynamic damping coefficient when the oscillation occurs above the static stall angle. The coefficient is calculated based on equation 4.3 and the result is shown in figure 4.16. For $\alpha_m = 15^\circ > \alpha_{ss}$ within the range of cases studied, we observe the following: From a 0° to 90° phase difference, the aerodynamic damping coefficient increases (the system's response is more stable). Further increase of the phase difference leads to greater negative aerodynamic damping coefficients, the occurrence of which seems to have its strongest effect at a value of $\Delta\phi = 330^\circ$. On the contrary, for $\alpha_m = 0^\circ$ the airfoil is always in the stable region regardless of the phase difference.

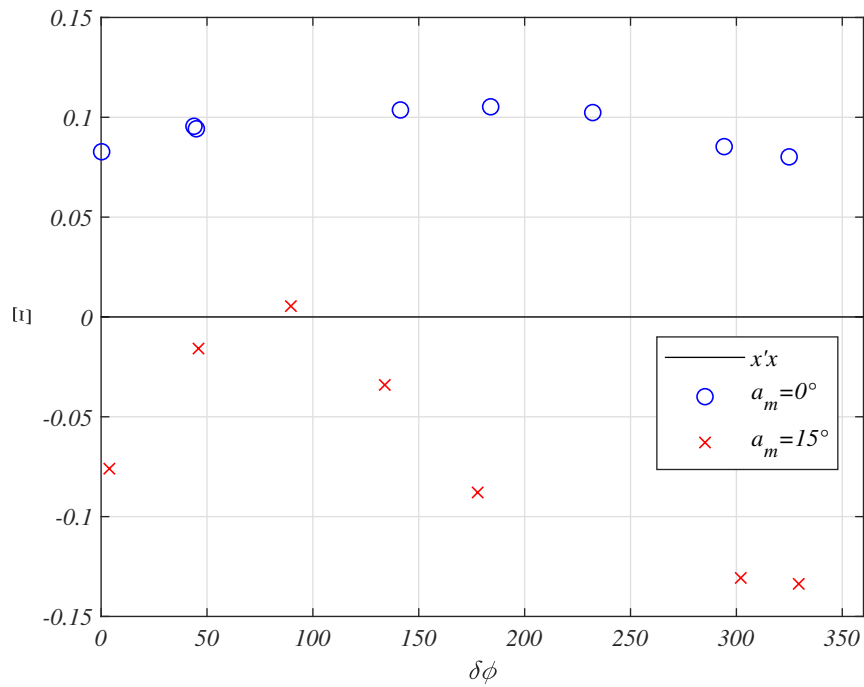


Figure 4.16: Effect of phase difference on aerodynamic damping

Moreover, the above diagram provides an important information about the combined oscillations at a mean angle of attack near stall: by varying the phase difference, a substantial reduction of the negative torsional aerodynamic damping can be achieved. The calculation of the aerodynamic damping coefficient for each

individual degree of freedom is given in Fig.4.17a, 4.17b. The torsional coefficient Ξ_α is derived based on the geometric angle of attack, as previously described in Eq.1.3, while the corresponding Ξ_h as:

$$\Xi_h = -\frac{1}{(\pi/2)\Delta h^2} \oint C_l dh$$

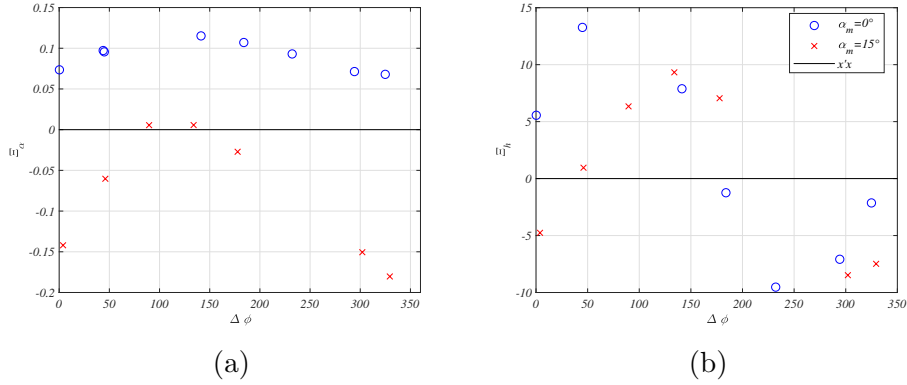


Figure 4.17: (a) Pitching and (b) Plunging, aerodynamic damping coefficients

In other words, the effect of the phase difference is decisive in both degrees of freedom. In plunging, negative coefficients appear even in the attached flow region, while in pitching the effect becomes significant for oscillations about a large mean angle of attack.

4.3 Comparison of pitching wing data with literature

In this section, a comparison is made of the data of the present work with those of the existing literature regarding experimental measurements on a pitching NACA64-418 airfoil. The comparison aims at drawing additional conclusions in dynamic stall regarding the present experiment. In figures 4.18 and 4.19 the comparison of lift and moment coefficient loops are presented under pure pitching oscillations with a mean angle of attack of 15° and an amplitude of 8° at a reduced frequency $k=0.1$ and a Reynolds number 0.5×10^6 .

The results of the two measurements are generally very close both qualitatively and quantitatively. We should notice here that both steady and unsteady CENER experiments were conducted with free transition of the boundary layer, while the findings of the current work indicate that the transition of the boundary layer occurs at the leading-edge region for the steady case. This explains the lower

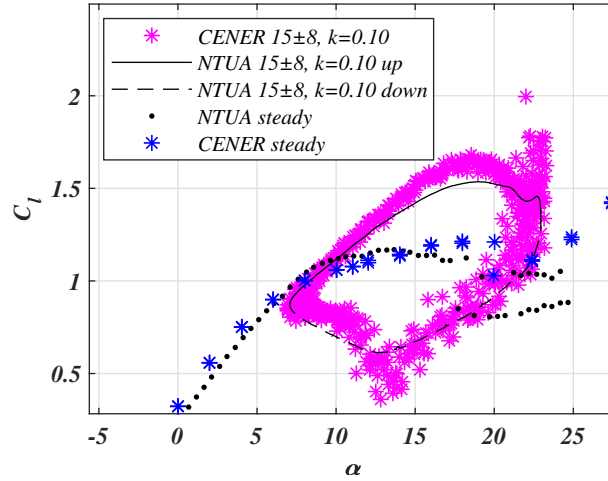


Figure 4.18: Unsteady lift loop CENER vs. NTUA

steady lift-slope of the present work compared to that of CENER and seems that it also governs the unsteady measurements as well. The slope of the lift coefficient of the NTUA data during upstroke is observed to be slightly lower than that of CENER. Otherwise, the chain of events of dynamic stall, distinguished from the lift loops, occur at nearly the same angle of incidence for the two experiments. The differences identified are smaller than 0.5° . Stronger differences are found in the pitching moment coefficient loop, although the same general trends are maintained. The most notable ones are the larger negative peak of the pitching moment and a successive abrupt increase at the flow reattachment process for the CENER experiment. This might be attributed to the free-transition of the airfoil, but no sufficient information is provided. Lastly, it should be mentioned that the fit of the pitching data to the sinusoidal function of the CENER experiment is less satisfactory than the corresponding reported in the current thesis.

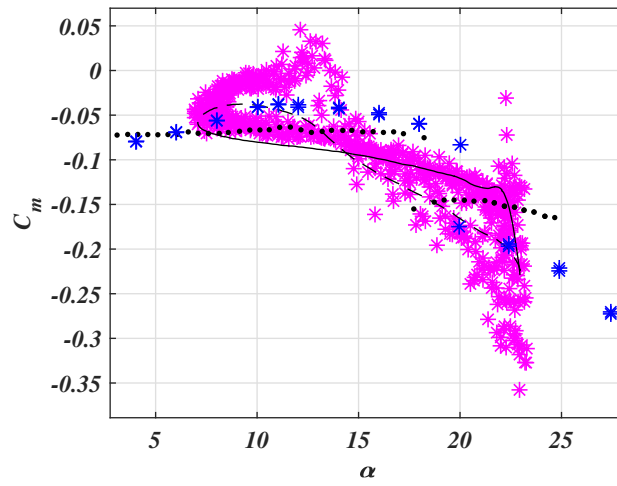


Figure 4.19: Unsteady moment loop CENER vs. NTUA

This page intentionally left blank.

Chapter 5

Dynamic Aeroelasticity Measurements

We have already referred to the elastic support of the wing in section 2.4 and we will further discuss the aerodynamic measurements, regarding the response of the aeroelastic system under various conditions.

It is reminded that in the current experiment the parameters that are free to vary are the pitch and plunge displacements. Therefore, the system has two degrees of freedom, namely one in bending and one in torsion with spring stiffness K_h and K_α , respectively. The aim of this study is to focus on the response of the aeroelastic wing at high angles of attack near stall, which in the previous chapter proved to be highly unstable (causing negative aerodynamic damping) for both pitching and combined pitching-plunging oscillations. Beforehand, we will address the mathematical formulation of the problem, in order to gain an insight of the underlying physics. The set of equations that describes the problem is:

$$m\ddot{h} + K_h h + S_\alpha \ddot{\alpha} = L \quad (5.1)$$

$$S_\alpha \ddot{h} + I_\alpha \ddot{\alpha} + K_\alpha \alpha = M \quad (5.2)$$

where:

I_α , is the torsional moment of inertia of the wing and

S_α , is the mass static unbalance (i.e. $S_\alpha = m x_\alpha b$ with x_α the nondimensional distance between the center of gravity and the elastic axis).

The elastic axis (axis of rotation) for the present experiment is located at $x=0.35c$ from the leading edge of the airfoil, whereas the center of gravity of the structure at $x = 0.46c$. Thus, the distance in-between them is $0.11c$ or $x_\alpha = 0.22$, non-dimensionalized by half-chord b .

The above set of equations apart from the torsional-bending inertial terms, restoring and aerodynamic forces also includes the terms of mass static unbalance, which couple the rotational with the translational response and vice versa. The

two degrees of freedom are in this case structurally coupled. This behavior can be observed in practice even in stand-still tests, where the wing is deflected from its initial position and then left from rest to oscillate freely. Its response to the initial conditions involves displacement in both degrees of freedom.

As evidenced in the specific aeroelastic problem, analytical expression for the aerodynamic lift and pitching moment does not exist, since these loads occur at high incident angles above stall, even if one ignores the dynamic nature of the problem. Furthermore, in equations 5.1 and 5.2 the effect of structural damping is neglected to simplify the analysis. One comprehends that accurate modeling of such problems is a formidable task.

Finally, regarding the notation used in the equations above, the aeroelastic model is actually subjected to a pitching moment about the elastic axis, located at $x=0.35c$ and not at $x=0.25c$ about which the aerodynamic moment is often calculated (as was the case in previous chapters). The moment coefficient about the two axes is illustrated in figure 5.1

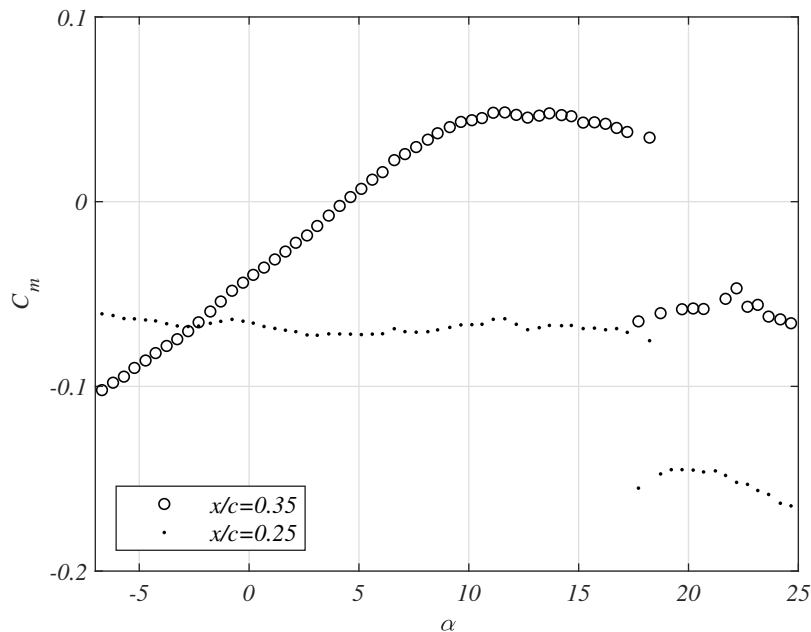


Figure 5.1: Pitching moment coefficient at $Re = 0.5 \times 10^6$ about the: 1)elastic axis and 2)quarter-chord point

The pitching moment coefficient about the elastic axis versus the angle of attack is significantly different compared to the quarter-chord point. The aerodynamic moment appears to increase linearly with the angle of attack from about $C_m = -0.1$ (nose-down) at $\alpha = -7^\circ$ to $C_m = 0.045$ (nose-up) at $\alpha = 10^\circ$, crossing zero

at $\alpha = 5^\circ$. Further increase of the angle of attack has a negligible impact on the pitching moment, due to flow separation up to approximately $\alpha = 18.5^\circ$. There exists a large $dC_m/d\alpha < 0$ and a successive change in the direction of rotation of the pitching moment at approximately $\alpha = 18.5^\circ$. Beyond this, the pitching moment coefficient abruptly decreases (due to the extension of flow separation up to the nose of the airfoil) to a value of $C_m = -0.06$ and remains nearly constant until $\alpha = 25^\circ$.

5.1 Self-excited oscillations

For the current experiment, the “**fences + extensions**” configuration was selected, since there was no intention to apply the particle image velocimetry technique at this stage of the measurements. The use of fences contributes to an increase of the total mass and mass moment of inertia of the system.

Before proceeding to the aeroelastic tests, the free response of the wing was investigated under zero flow speed. Thus, the wing was deflected from its initial position and then left from rest to oscillate freely. FFT analysis of an accelerometer (attached to the wing surface) and the displacement sensor signals revealed the natural frequencies and the damping ratios of the system. Namely, for the pitching motion these were 2.23 Hz and 3.5%, respectively and for the plunging motion 2.66Hz and 7.2%. The damping coefficients were determined using the log-decrement approach and the structural properties of the system are summarized in table 5.1. The above frequencies were much lower, than those of the stiff metal frame on which the wing support was mounted avoiding the vibrations of the first to interfere with those of the latter.

However, it should be stressed that the natural frequencies of the system are quite close, resulting in a ratio of $\omega_\alpha/\omega_h = 0.84$. This feature is essential in the current experiment as it causes even stronger coupling between the two degrees of freedom, making it hard to judge which one dominates in the observed phenomena.

| | | | | |
|----------|--------------------|----------------|--------------------------|------------------------|
| | $K_h[N/mm]$ | ζ_h | $m[kg]$ | $\omega_h[rad/s]$ |
| Bending: | 19.3 | 0.072 | 69 | 16.71 |
| | $K_\alpha[Nm/rad]$ | ζ_α | $I_\alpha[kg \cdot m^2]$ | $\omega_\alpha[rad/s]$ |
| Torsion: | 247 | 0.035 | 1.26 | 14.01 |

Table 5.1: Structural properties of the aeroelastic wing for the self-excited oscillation test

The experimental process was as follows: at first the wing was set at an initial

angle of attack, which was the equilibrium position of the wing at stand-still conditions, where $h/c=0$. Subsequently, the free stream (with a maximum turbulence level of 0.2%) was increased with small increments. When at a given free stream velocity the wing started to self-oscillate, this was considered as the critical stall flutter speed. Before the onset of the instability all relevant quantities (surface pressure, wing motion) were recorded.

Among various examined cases, three representative ones will be discussed below, which refer to the initial static angles of 16.65° , 18.13° and 19.98° . The evolution of the phenomenon is shown in figures 5.2, 5.3, 5.4 for each initial static angle of attack, in which the time series of the free-stream (U_∞), the pitch angle (α) and the displacement (h/c) are shown.

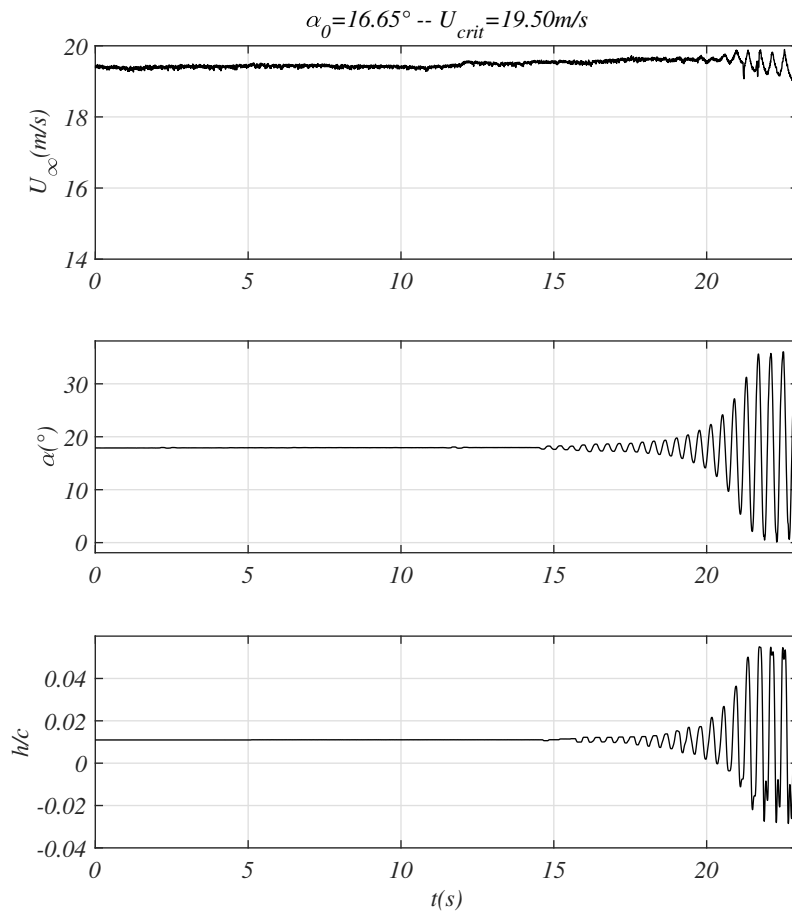


Figure 5.2: Self excited instability with an initial static angle of 16.65°

The beginning of time here is arbitrary, as it omits the data measured previously to focus on just a few seconds before the onset of the instability. To clarify the response of the system, let us start from the beginning of the experiment ($U=0$). As free-stream velocity increases from rest, the applied lift and pitching moment on the wing increases. The direction of lift in this range of angles of attack is positive. As a result, the wing is gradually displaced from the center-line of the test section ($h/c > 0$), due to the bending stiffness. The same happens in the first two cases with an initial static angle 16.65° and 18.13° , where the pitching moment is positive (nose-up) and the wing rotates clock-wise (seen from above), due to the torsional stiffness. On the contrary, for an initial angle of attack of 19.98° , a few seconds before the onset of the instability the angle of attack remains unchanged.

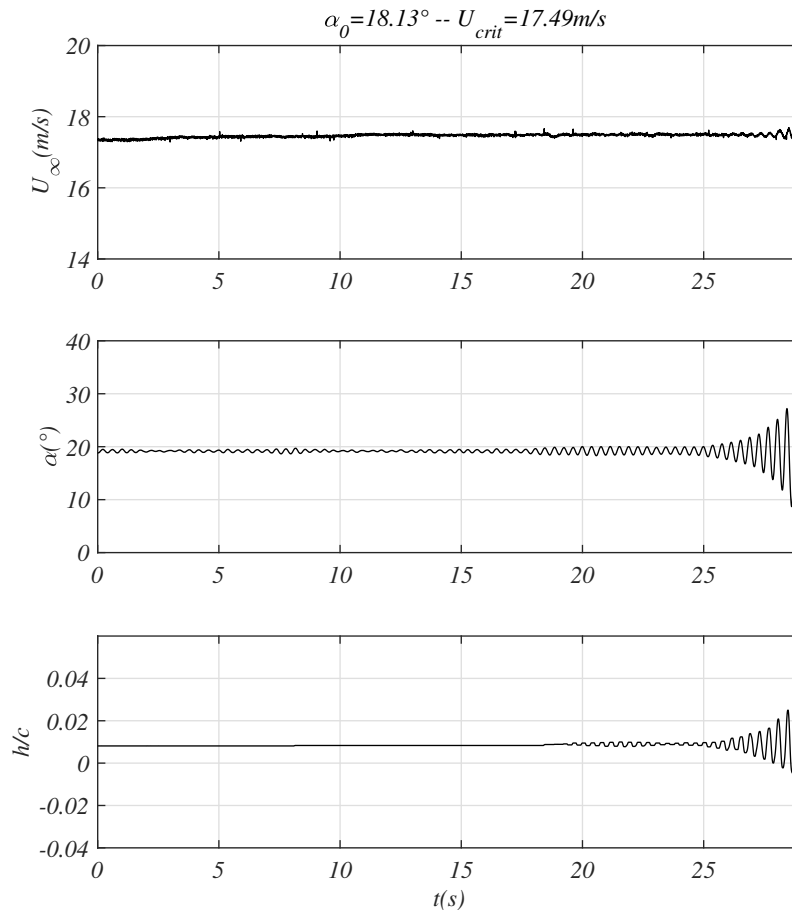


Figure 5.3: Self excited instability with an initial static angle of 18.13°

It seems that at this particular Reynolds number and angle of attack, the aerodynamic moment is almost zero. The increment of the free-stream velocity, especially near the instability boundary was about 0.1m/sec. When the critical free stream velocity is reached, the oscillation starts in both pitch and plunge. The mean angle of attack of the angular oscillation and the mean plunge displacement is the equilibrium reached at this point of the experiment. The amplitude of oscillation then gradually increases for both degrees of freedom. Under this condition and for the protection of the equipment, the wind tunnel operation was stopped after recording various parameters of the experiment for a time interval of a few seconds. The exact final response of the system is not known, however in preliminary tests conducted before the final measurement, the system formed a limit cycle oscillation of large torsional and small bending amplitude, when left to evolve freely.

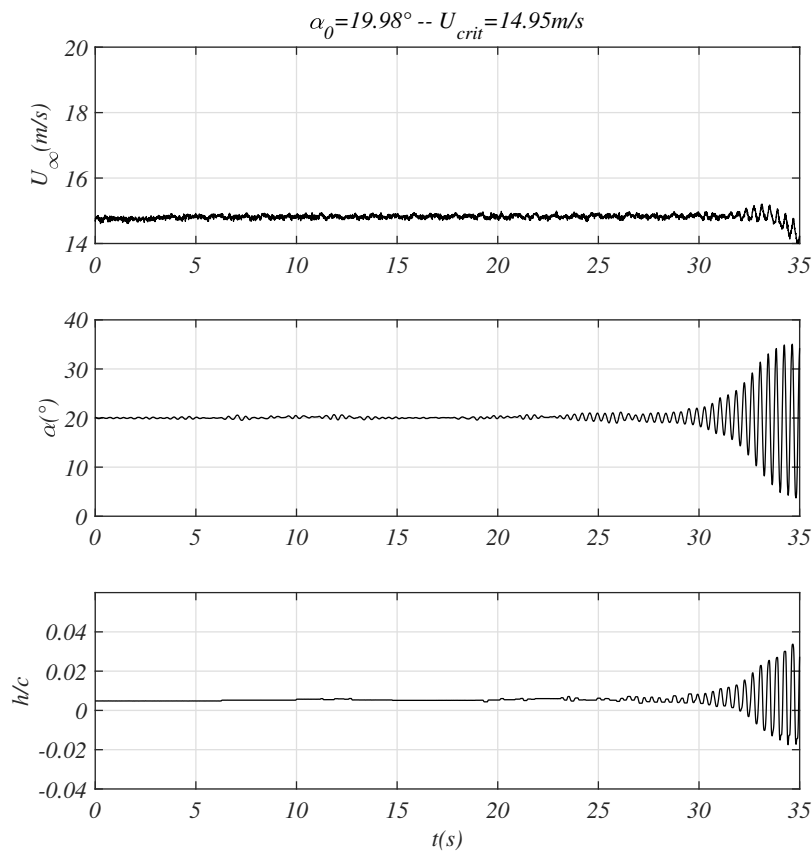


Figure 5.4: Self excited instability with an initial static angle of 19.98°

The FFT response during the onset of the instability reveals a peak at about

2.55Hz for all of the aforementioned cases. It seems that the system oscillates at a frequency closer to the plunge degree of freedom. However, it is difficult to distinguish the degree of freedom which triggers the instability, as mentioned before, because of the strong coupling of the system.

Increasing the static angle of attack from 16.65° to 19.98° , the critical free stream velocity decreases from 19.50 m/s to 14.95 m/s. This substantial drop (-23%) of the critical speed is well documented in the literature, when the mean angle of attack is increased and it is attributed to the stall flutter phenomenon (Bisplinghoff et al. [1996]).

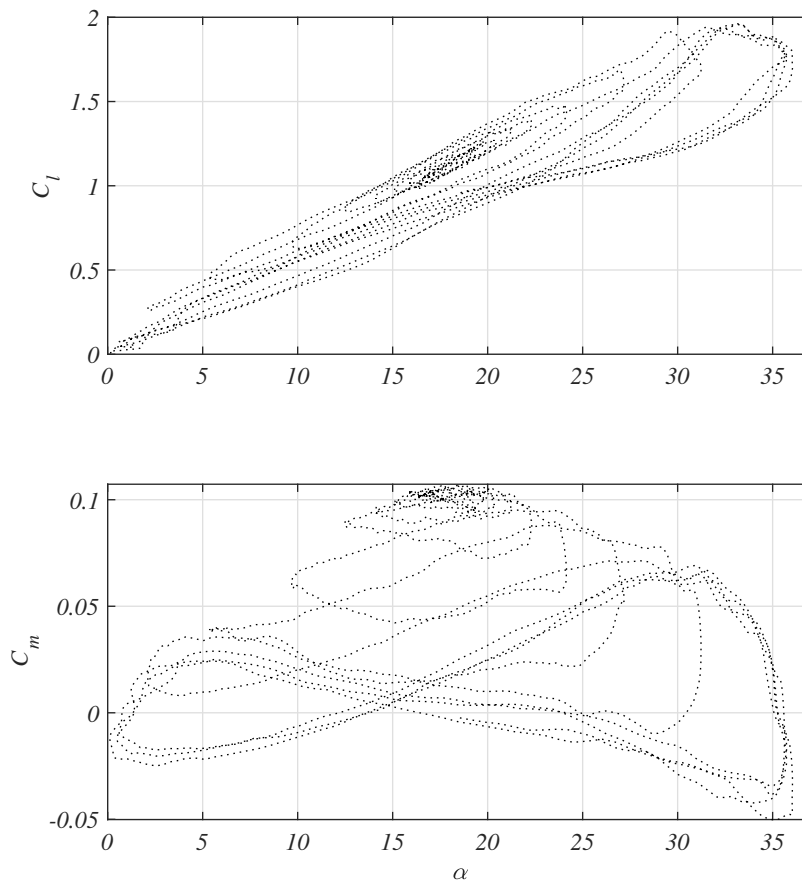


Figure 5.5: Evolution of instantaneous lift and pitching moment coefficients vs. α during the onset of the instability

In figure 5.5, the evolution of the instantaneous lift and pitching moment coef-

efficient versus the angle of attack is given indicatively for the initial static angle of 16.65° five seconds before the wind tunnel was stopped. As the amplitude of the oscillation is gradually increased, clockwise lift loops are forming, and the flow separates and reattaches during each cycle. The last loops here seem to follow nearly the same path. The above results clarify that the dynamic stall event dominates the instability. Likewise, the pitching moment about the elastic axis forms clockwise loops, which eventually are divided into two sub-loops as the airfoil penetrates further into deep dynamic stall. The reduced frequency of the current experiment is $k = 0.205$ and the Reynolds number corresponds to $Re = 0.66 \times 10^6$. The existence of the clockwise pitching moment loops indicate energy transfer from the flow to the airfoil.

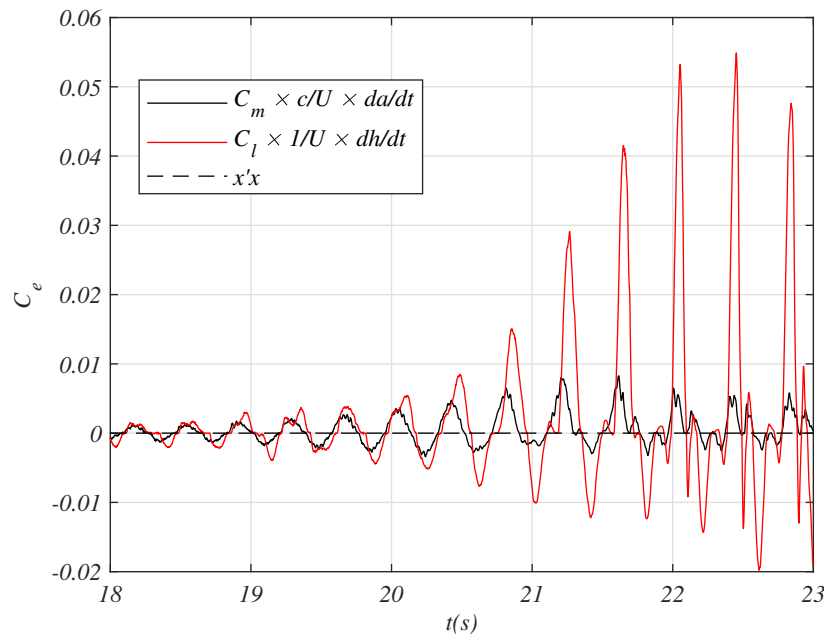


Figure 5.6: Evolution of instantaneous energy transfer coefficients during the onset of the instability

In fact this is confirmed in figure 5.6, where the instantaneous non-dimensional work (energy) coefficient for the torsional and bending degree of freedom is shown respectively. The coefficient is attracted mainly to the positive side of the diagram during each cycle for both degrees of freedom.

The work done by the lift force is larger than the work done by the aerodynamic moment. A similar result was also observed in Goyaniuk et al. [2020], although the pitch motion clearly drives the heave motion in the stall flutter phenomenon. Goyaniuk et al. [2020] and Benaissa et al. [2021] also highlight the significance of

the ratio of structural natural frequencies on the response of the wing. They observed that, except for cases with a frequency ratio close to one, the introduction of the heave degree of freedom does not significantly affect the limit cycle oscillation dynamics. Eventually, the specific structural properties classify the current experiment to the excluded category.

5.2 Self-sustained oscillations

In this section we will thoroughly discuss another type of instability found to occur for the given aeroelastic system. In the context of the current experiment both the torsional and the bending springs were replaced by others of different nominal stiffness. It was chosen, to preserve the ratio $\omega_\alpha/\omega_h < 1$. Fagley et al. [2016] claim that if the above condition stands, the aeroelastic wing will statically diverge and fluidic and structural non-linearities will be encountered. Similar was the case for the previous experiment which led to the onset of the stall flutter instability. The amplitude of oscillation, however, was prohibitively large to allow further aerodynamic measurements on the phenomenon.

In this case much stiffer bending springs were installed to avoid implications related to the vicinity of the structural frequencies. Additionally, the fences were removed and the **wall to wall** configuration was employed to allow the implementation of the particle image velocimetry technique. Removing the fences resulted in a reduction in both mass and mass moment of inertia of the wing. Finally, the structural properties of the setup are summarized in table 5.2. The new ratio of the system is $\omega_\alpha/\omega_h = 0.56$.

| | $K_h[N/mm]$ | ζ_h | $m[kg]$ | $\omega_h[rad/s]$ |
|----------|--------------------|----------------|--------------------------|------------------------|
| Bending: | 68 | 0.0405 | 59.7 | 33.75* |
| | $K_\alpha[Nm/rad]$ | ζ_α | $I_\alpha[kg \cdot m^2]$ | $\omega_\alpha[rad/s]$ |
| Torsion: | 254 | 0.0422 | 0.73 | 18.8 |

Table 5.2: Structural properties of the aeroelastic wing for the self-sustained oscillation test

* The natural frequency of the bending degree of freedom, shown in table 5.2, does not appear in the FFT analysis of the free-play tests, perhaps because it is quite close to the super-harmonic frequency of the torsional oscillation. Nevertheless, the bending stiffness is calibrated by applying static off-wind loads on the individual aeroelastic system and subsequently the bending frequency is estimated by: $\omega_h = \sqrt{K_h/m}$.

The experiment was conducted as follows: The wing was initially set at an angle of 16° and the free stream velocity was progressively increased. At each free stream velocity, the wing was given a step-wise initial displacement in a direction normal to the free stream. Thus, the present experiment involves the forced excitation of the aeroelastic system. When the free-stream velocity reached the threshold of $U = 14.95\text{m/s}$ ($Re = 0.53 \times 10^6$) the wing was driven to a self-sustained oscillation (Limit Cycle) of fixed pitching and plunging amplitude. Below the critical speed the initial perturbation of the wing was damped. The above procedure was preferred to avoid large amplitudes caused by the self-excited oscillation observed in the previous section.

The response of the wing at $U = 14.95\text{m/s}$, following the excitation, forms a limit cycle of combined pitching and plunging oscillations. Indicatively, in the upper figure 5.7 the instantaneous pitch angle (black line) and the total effective angle of attack as the combination of pitch and plunge motion (red line) are presented within a time frame of one second. Furthermore, in the lower figure the plunge displacement is depicted with a black line as a percentage of the chord length ($h \times 100\%/c$) and the corresponding angle $\beta = -\tan^{-1}(\dot{h}(t)/U)$, induced by the plunge motion with a red line.

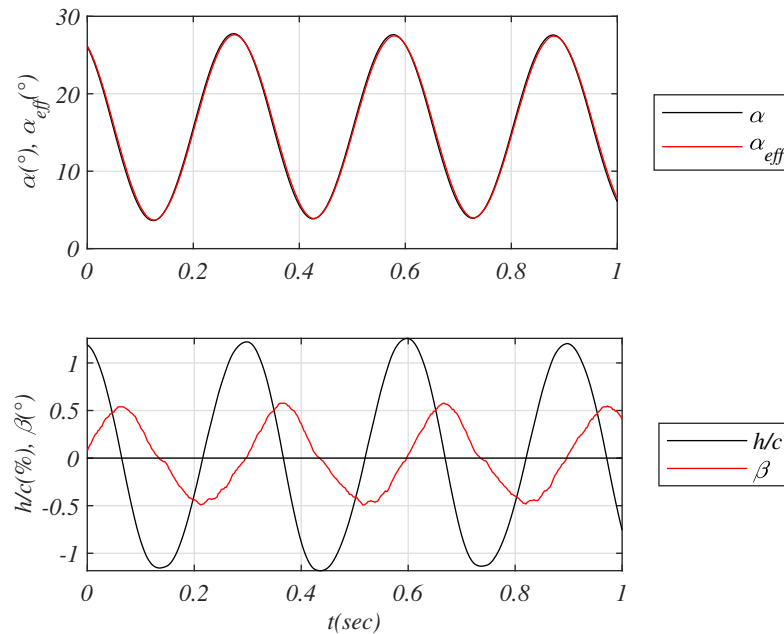


Figure 5.7: Time-series of the pitch and plunge displacements

Thus, it is clear that both plunge and pitch displacements present repeatability with a certain frequency content. The oscillation is sustained with undiminished

amplitude for hours within the reasonable limits of a test measurement. Indeed, the power spectral density of the pitch angle (figure 5.8) as well as the corresponding plunge displacement highlight a distinct peak at 3.32Hz, which is the frequency of the limit cycle oscillation, followed by its super-harmonics. At this point we should mention that the reduced frequency corresponding to the free-stream velocity of $U = 14.95m/s$ is $k = 0.35$, which ranks the current experiment from an aerodynamic point of view as highly unsteady.

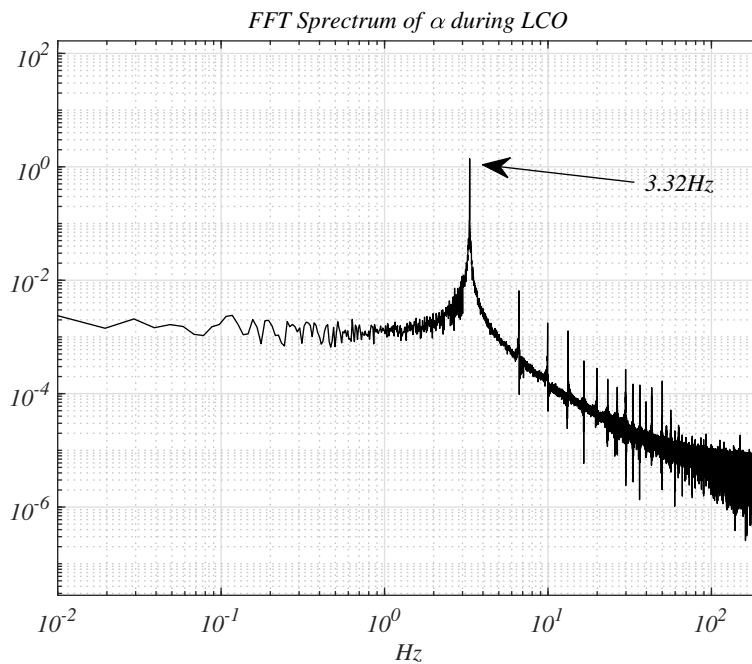


Figure 5.8: Power spectral density of the pitch angle during LCO

Therefore, it is demonstrated that the system oscillates at a frequency close to the natural frequency of the torsional degree of freedom (3Hz), which indicates the dominant role of the torsional motion during the specific aeroelastic instability.

The instantaneous pitch angle versus its corresponding instantaneous phase angle for nearly 340 limit cycles is plotted in figure 5.9, accompanied by the phase averaged values, separated into upstroke ($d\alpha/dt > 0$) and downstroke ($d\alpha/dt < 0$) of the oscillation. In several charts of this section the phase averaged quantities of the limit cycle will be presented, with the same distinction of ascending-descending pitch angle as continuous-dashed line respectively. In this way the simplified results are shown and illustrate the representative behavior of the phenomenon.

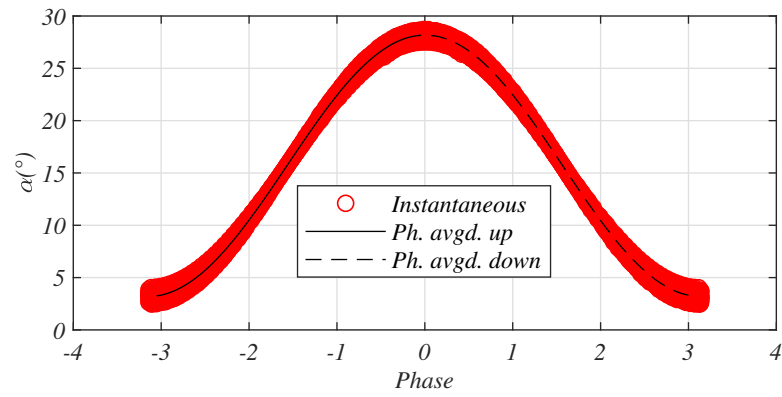


Figure 5.9: Instantaneous pitch angle vs. instantaneous phase angle during LCO

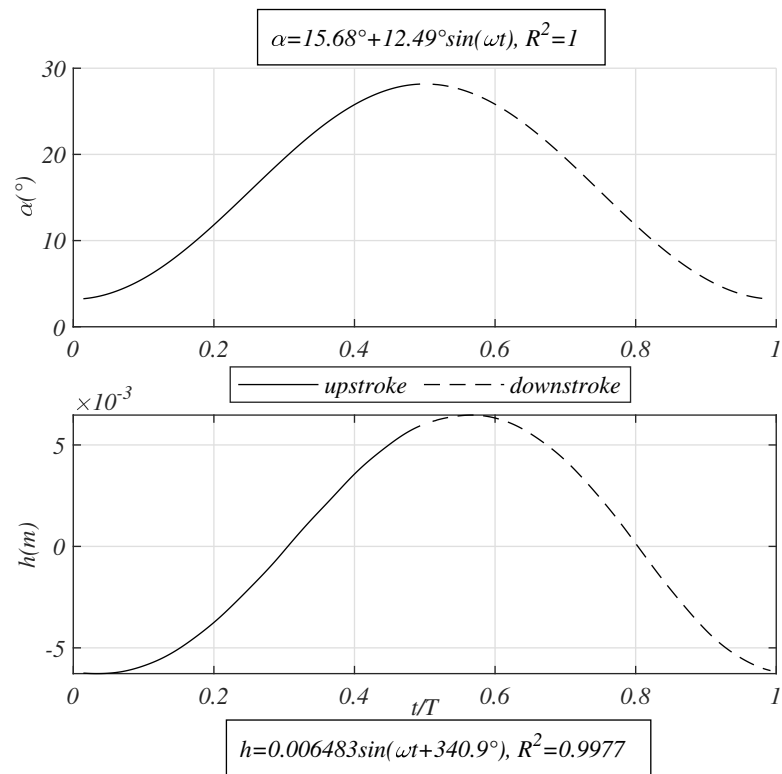


Figure 5.10: Sinusoidal fit of the phase averaged pitch angle and plunge displacement

Subsequently, a curve-fitting algorithm is applied on the phase averaged data of pitching and plunging displacements. Sinusoidal functions are selected to fit the data points with satisfactory results. Specifically, the pitch angle manifests a perfect fit compared to the rather poor one of the plunge response. The equations and the corresponding R-squared coefficient are shown in figure 5.10.

The above regression analysis reveals some additional parameters of the limit cycle, except for the frequency, which was already discussed. In particular the amplitude and the mean angle of the pitch oscillation is 12.49° and 15.68° respectively, whereas the amplitude of the plunge oscillation is $h = 6.483mm$ or $h/c = 0.013$. The phase difference between the two motions is estimated to be 340.9° . It is reminded here that the largest negative aerodynamic damping coefficient appeared at about 330° phase difference of forced pitching and plunging oscillations. Furthermore, the ratio of pitch angle amplitude to the peak angle of attack induced by the plunge motion is $\lambda = \Delta\alpha / \tan^{-1}(\dot{h}/U) = 24.1$. Namely, the contribution of plunging in the self-sustained experiment is about 3 times lesser than the forced experiments investigated previously. The stable limit cycle can also be observed in figure 5.11, where the phase plot of the limit cycle oscillation is shown to form a highly circular shape.

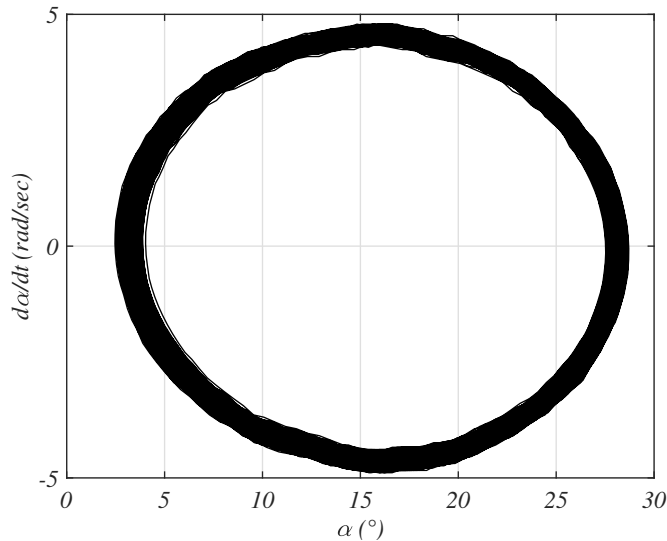


Figure 5.11: Phase plot of the LCO

In order to assess the aerodynamic behavior of the above instability, the instantaneous pressure distribution around the airfoil was recorded and integrated to derive the instantaneous sectional lift and pitching moment coefficient during the limit cycle oscillation. The results are shown in figure 5.12 versus the effective angle of attack, where the red markers correspond to the upstroke, while the blue

to the downstroke portion of the cycle. As we previously mentioned, the effective angle of attack induced by the plunge motion is trivial compared to the pitch amplitude. Its maximum angle slightly exceeds 0.5° . Therefore, the variation in the general form of the lift and moment coefficients loops is insignificant.

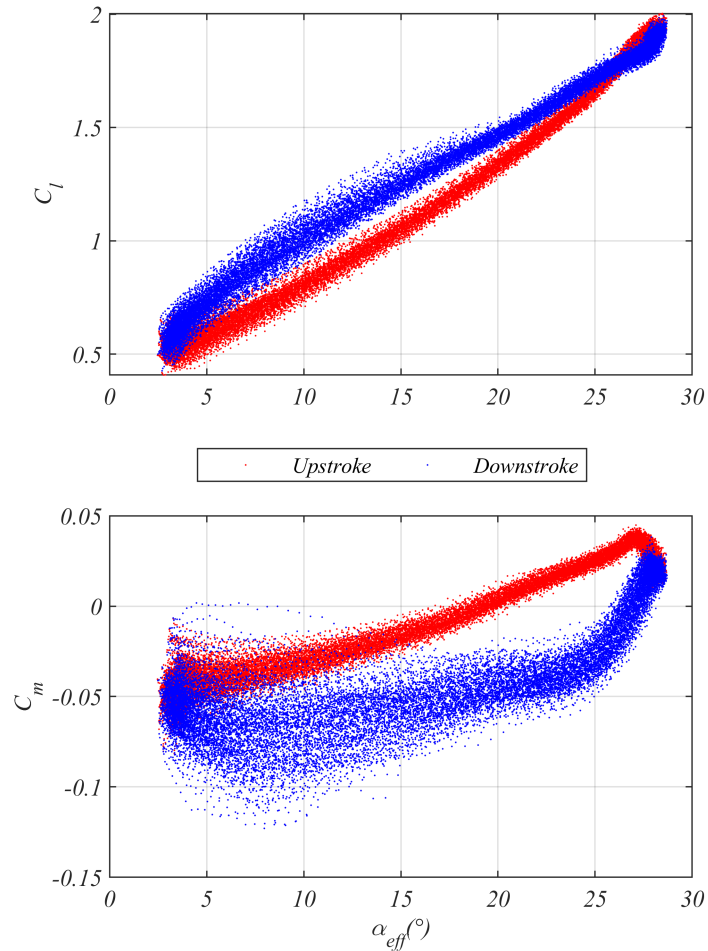


Figure 5.12: Instantaneous lift and pitching moment coefficient loops during the LCO

In a more convenient form, figure 5.13 depicts the phase averaged aerodynamic loads accompanied by the static measurements at the nearest Reynolds number measured, i.e. $Re = 0.5 \times 10^6$. Although the amplitude and mean angle of attack of the oscillation are quite large, the lift coefficient loop appears to have a coun-

terclockwise direction of rotation and a nearly elliptic shape, except for a small sub-loop near the maximum incident.

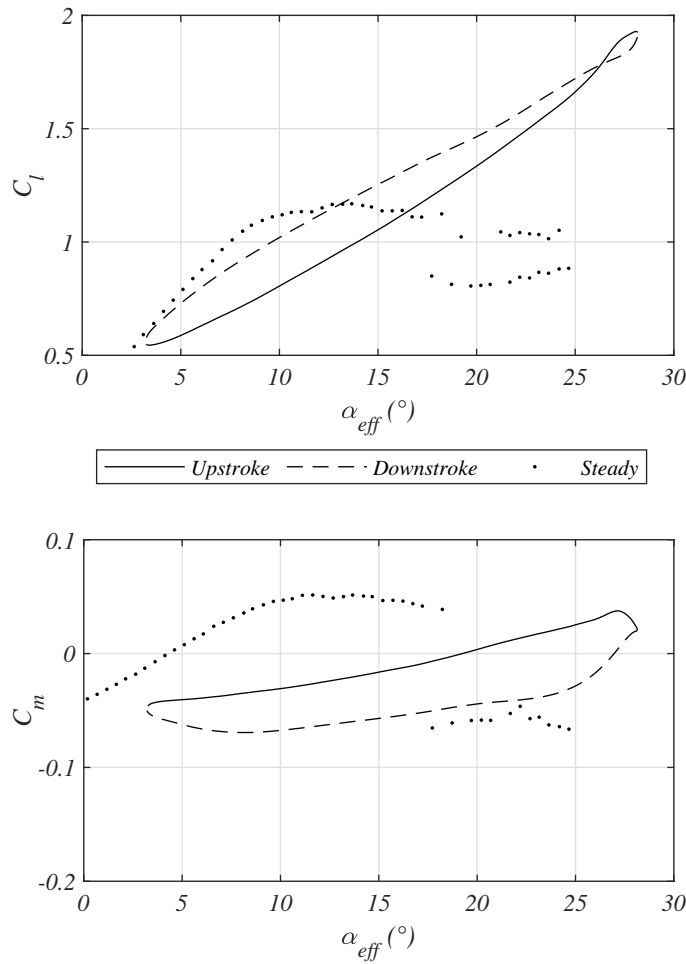


Figure 5.13: Phase averaged lift and pitching moment coefficient loops

It is generally much narrower than a typical dynamic stall loop, which implies significantly less hysteresis. It resembles the behavior of a pitching oscillation in the attached flow region. Clearly, the attached flow for this particular case is not accurate. In a similar experiment of a high reduced frequency pitching airfoil, Liviya [1969] notes that the flow is partially stalled during the downstroke portion of the cycle, even though the lift loop shows the characteristic elliptical shape for unstalled flow. The onset of flow separation is significantly delayed, which is evident

by the extrapolation of the linear regime of the lift coefficient to surprisingly high angles of attack ($> 25^\circ$). The appearance of flow separation, as we will later show, is quite significant in the current experiment. Interestingly enough, during the downstroke part of the cycle the lift coefficient takes higher values than the corresponding upstroke. According to Leishman [1990] the formation of narrower loops on a pitching NACA23012 airfoil at $k=0.2$, is attributed to the large reduced frequency. The reduced frequency of the current experiment is even higher at $k=0.35$. Lee and Gerontakos [2004] observed that for $k \geq 0.2$ on a pitching NACA0012 airfoil the point of flow reversal moves upstream rapidly and in a rather nonlinear manner. Additionally, for the same experiment the turbulent separation does not take place until the instantaneous angle of attack reaches its maximum value. The authors also note that for large amplitudes ($10^\circ < \Delta\alpha < 20^\circ$) a strong leading edge vortex is detached after flow separation reaches a point close to the leading edge. The above are features detected at high reduced frequencies, related to the present experiment, which will be analyzed below.

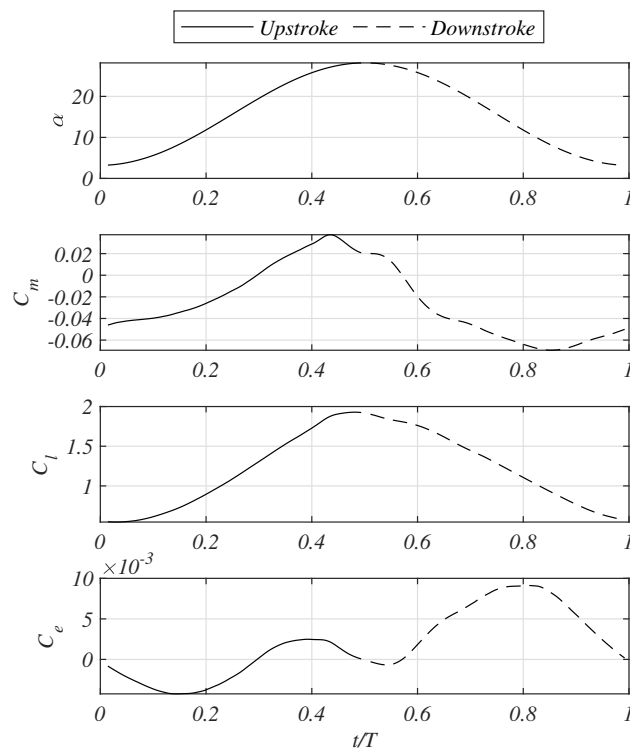


Figure 5.14: Time series of phase averaged aerodynamic coefficients

Significant variations are also found in relation to the pitching moment loop. Firstly, one can distinguish a portion of the cycle, where the pitching moment

coefficient is positive, namely with nose-up direction. This results from the fact that the pitch axis is at $0.35c$ (instead of $0.25c$), where even for static measurements there is a wide range of angles of attack with positive aerodynamic moment. It is specifically mentioned here, since it influences the work done on the airfoil. Moreover, the pitching moment loop, does not present the typical figure eight of a dynamic stall event. Instead the loop forms an almost elliptical shape of clockwise direction (see Fig.5.13), which indicates transfer of energy from the flow to the airfoil. The high reduced frequency of the current experiment is believed to have a considerable impact on the aforementioned shape.

In figure 5.14 the phase averaged time-series of the pitch angle, pitching moment-lift and energy transfer coefficients are shown over a cycle of oscillation. It is reminded that the energy transfer coefficient is calculated from equation 4.1. The energy transfer from the flow to the airfoil appears more clearly here in the interval $0.3 \leq t/T \leq 0.5$ of the upstroke part. The same applies within $0.57 \leq t/T \leq 1$ of the downstroke.

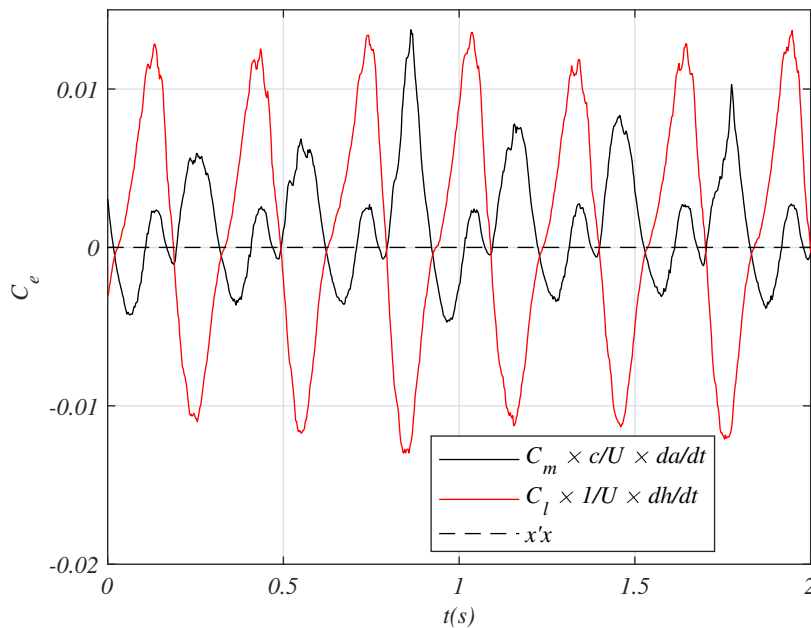


Figure 5.15: Evolution of instantaneous energy transfer coefficients during the LCO

In figure (5.15) the instantaneous work done on the airfoil by the pitching moment and the lift, respectively is shown for a few cycles of the LCO. The work done by the pitching moment appears asymmetrically attracted to positive values for larger portions of the cycle, whereas the work done by the lift oscillates nearly

symmetrically about zero. Essentially the latter work done on the airfoil during the upstroke is cancelled out during the downstroke part.

Finally, the integration of the mechanical work for a total of 340 cycles of oscillation is summarized in the histogram (figure 5.16) of the aerodynamic damping coefficient. The calculation is done similarly to the relation 4.3 using the effective angle of attack, seemingly induced by the plunging motion and with the pitching moment taken about $x/c=0.35$. There is a large scatter with an average of -0.1215 a maximum of 0 and a minimum value of -0.2. That is, the coefficient always receives negative values indicating that energy is transferred from the flow to the airfoil.

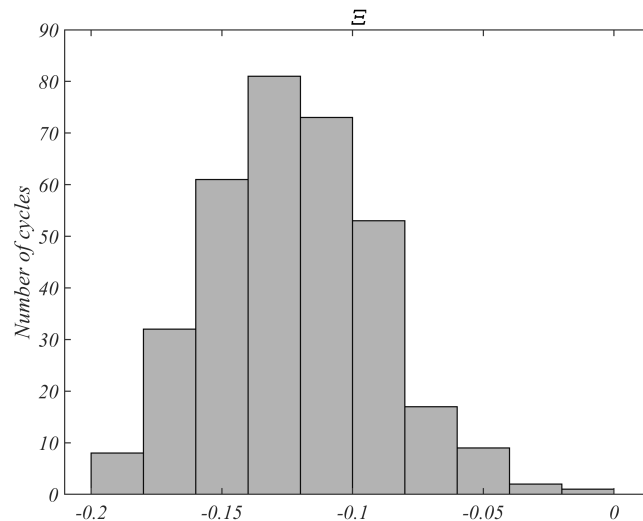


Figure 5.16: Histogram of the aerodynamic damping coefficient during LCO

Respectively the peak to peak distribution of the lift and pitching moment coefficients are shown in figure 5.17. Although the motion is of greater amplitude and mean angle of attack, the peak to peak lift and pitching moment coefficients do not exceed the ones previously measured during the forced oscillation. This is related to the elliptical shape of the loops, however the fact does not prevent the large production of energy that contributes to the formation of the limit cycle.

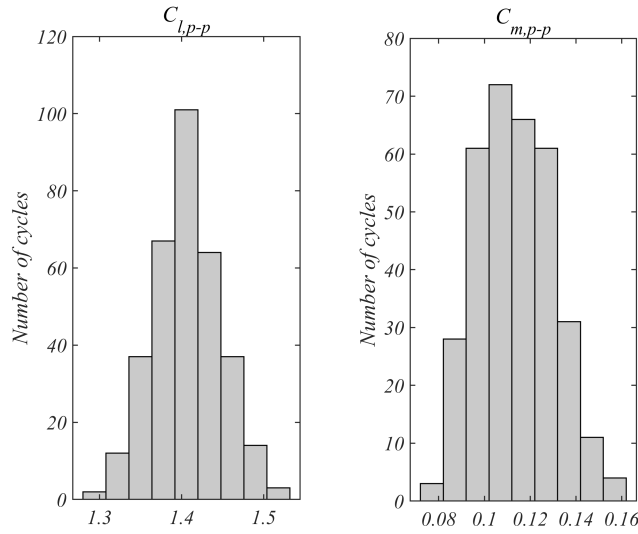
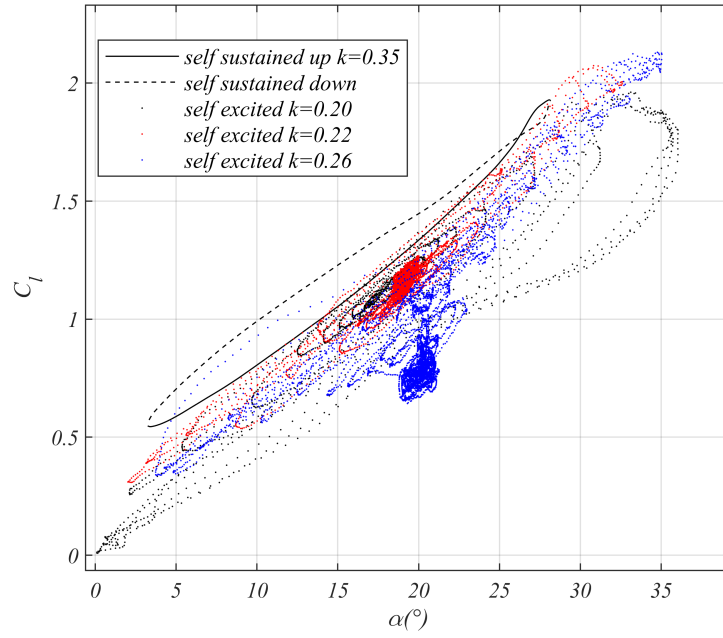


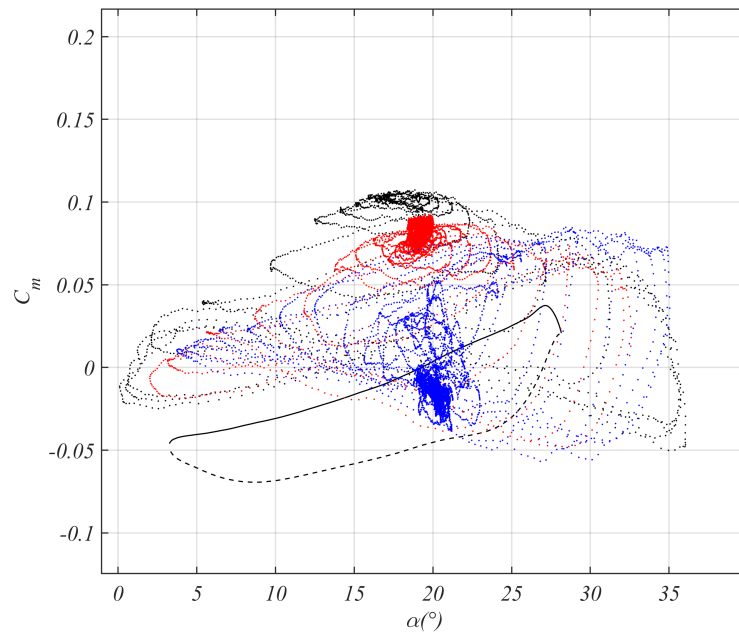
Figure 5.17: Histogram of the peak to peak lift (left) and pitching moment (right) coefficients during the LCO

5.3 Additional discussion on the influence of reduced frequency

The conditions between the aeroelastic instabilities investigated previously are quite different. A qualitative difference exists between self-excited oscillations and self-sustained (LCO), since the first are more "transient" due to the increasing amplitude of oscillation, while the Limit Cycle oscillations displays a fully-developed oscillatory behavior with a certain repeatability. From an aerodynamic point of view, self excited oscillations were observed to initiate at decreasing free-stream speed with increasing base angle of attack, while the frequency of oscillation was preserved. Thus, the corresponding reduced frequency of the measurements in figure 5.18 increases from $k = 0.2$ (black symbols), to $k = 0.22$ (red symbols) and finally $k = 0.26$ (blue symbols). On the contrary the reduced frequency of the self-sustained oscillation is $k=0.35$ (dashed-continuous line). There are also small variations both in Reynolds number of about 1×10^5 and in the plunge response of the system, therefore the measurements are not directly comparable. Nevertheless, some useful trends are illustrated. In figure 5.18a an ordinary loop related to dynamic stall is formed for $k = 0.2$, which progressively acquires a narrower shape as the reduced frequency is increased. In other words, it seems that the hysteresis loop is receding as the reduced frequency is increased.



(a)



(b)

Figure 5.18: Lift and pitching moment coefficient loops of aeroelastic instabilities

Another important trend that is depicted in figure 5.18b concerns the pitching moment loops. One can distinguish the intense concentration of the pitching moment at a decreasing level from black to red and finally to blue symbols, while the oscillations are still of small amplitude at the onset of the instability. This equilibrium has been extensively discussed above. As the amplitude grows larger a typical figure eight shape of the pitching moment loop evolves for the self excited oscillations, which suggests a dynamic stall event. However, when the reduced frequency is increased, the counter-clockwise sub-loop retreats against the clockwise one. Eventually, in the self-sustained experiment which has the largest reduced frequency the loop is of entirely clock-wise direction.

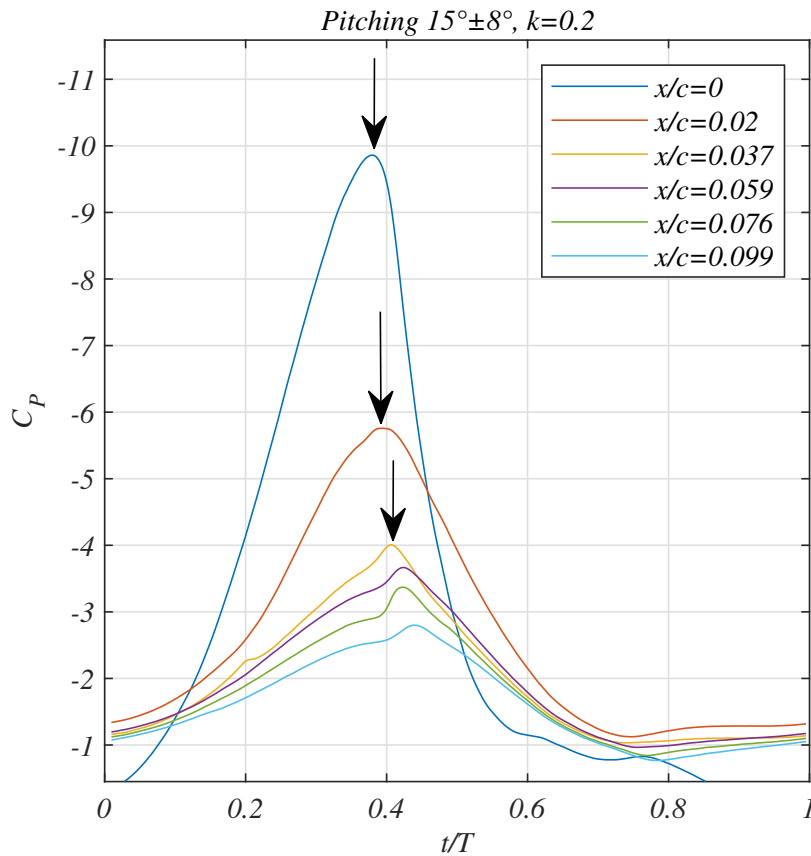


Figure 5.19: Phase averaged time series of the pressure coefficient of forced pitching $15^\circ \pm 8^\circ, k = 0.2$. $t/T=0$: upstroke onset, $t/T=1$: end of downstroke

Below an attempt is made to assess the temporal evolution of a basic deep dynamic stall feature, which is the shedding of the leading edge vortex. Numerous

works on deep dynamic stall in the literature report the shedding of a large vortex from the leading edge during the upstroke of a pitching airfoil, which subsequently travels downstream before flow separation covers most of the suction side of the airfoil. The aforementioned feature describes the underlying physics of the phenomenon and has a strong influence on both the aerodynamic lift and pitching moment until the vortex reaches the trailing edge of the airfoil. Furthermore, a correlation between a disturbance of the local velocity and pressure on the surface of the airfoil and the passage of the leading edge vortex is also well documented (see for example Carr et al. [1977] and Lee and Gerontakos [2004]).

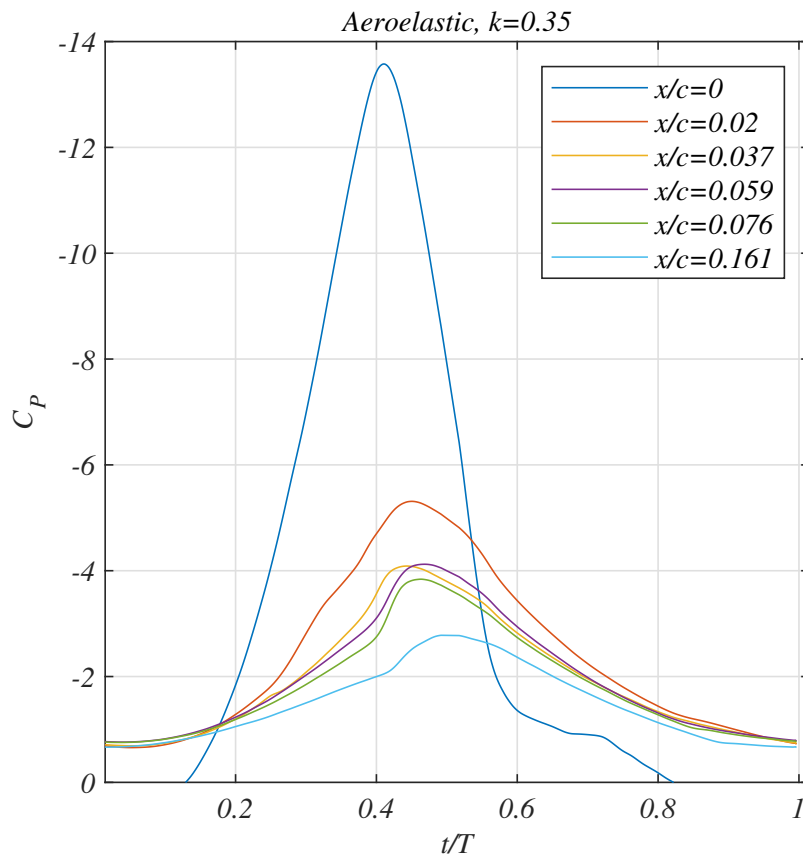


Figure 5.20: Phase averaged time series of the pressure coefficient of aeroelastic instability $15.7^\circ \pm 12.5^\circ$, $k = 0.35$. $t/T=0$: upstroke onset, $t/T=1$: end of downstroke

Local measurements of hot-film, hot-wire, pressure sensor or global time-resolved PIV measurements are commonly used for the experimental identification. In the

case of pressure measurements, the disturbance reflects to a negative maximum (suction peak), which spreads downstream. In order to gain insight into the evolution of the shed vortex, the phase-averaged pressure coefficient versus the non-dimensional time of oscillation is shown indicatively in figure 5.19 for a series of pressure transducers on the suction side of the airfoil. $t/T=0$ corresponds to the onset of the upstroke part of the pitching motion, while $t/T=1$ to the end of the downstroke. Indeed, the suction peaks are clearly seen to successively appear on each sensor. In figure 5.19 the black arrows note the time instant of the appearance of the aforementioned disturbance for the case of forced pitching oscillation $15^\circ \pm 8^\circ, k = 0.2$ with $Re = 0.5 \times 10^6$. This is the forced case with the largest amplitude, mean angle of attack and reduced frequency that was studied. The exact same analysis is repeated for the self sustained aeroelastic experiment, as shown in figure 5.20. It is reminded that the limit cycle formed is $15.7^\circ \pm 12.5^\circ, k = 0.35$ at $Re = 0.53 \times 10^6$.

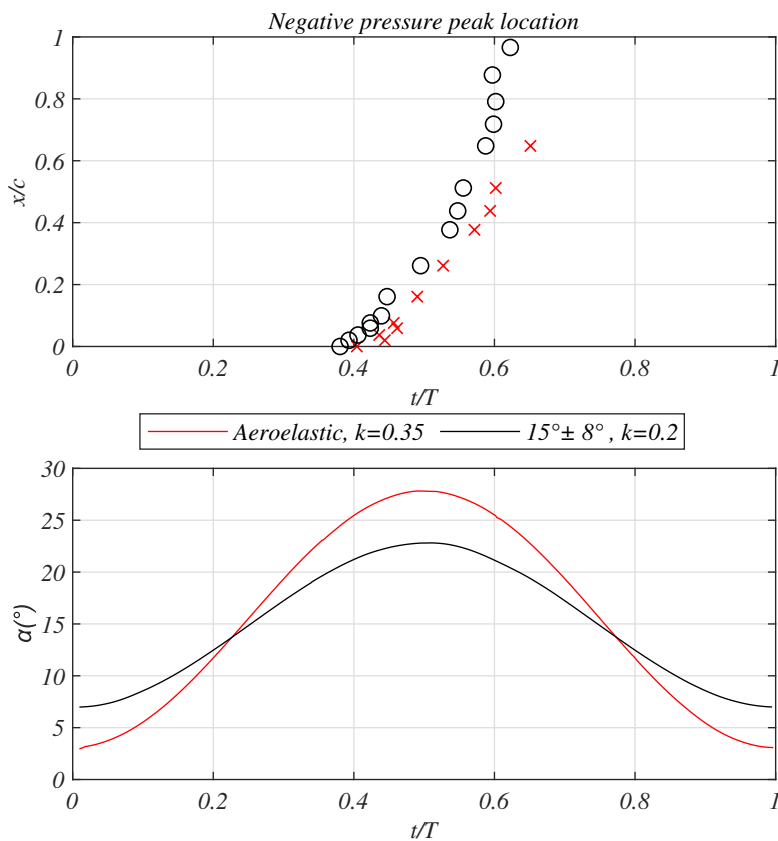


Figure 5.21: Comparative development of vortex peak

The results of the above analysis are summarized in figure 5.21, where for both oscillations the temporal and spatial appearance of the negative pressure peak is displayed. The pitch angle for each oscillation is given in the lower subfigure. Therefore for the forced pitching $15^\circ \pm 8^\circ$, $k = 0.2$ it is shown that the vortex imparts from the leading edge at $t/T=0.38$ (20.6° upstroke) and surpasses the trailing edge at $t/T=0.62$. Thus, the vortex makes its presence felt up until a pitch angle of 20.4° downstroke. On the contrary, for the self-sustained aeroelastic oscillation, the vortex is detached from the leading edge at $t/T=0.40$ (25.6° upstroke) and its effect becomes noticeable lastly at $t/T=0.65$ at $x/c=0.65$ (22.7° downstroke). The suction peak can not be observed further downstream. It appears that the aforementioned temporal evolution for the aeroelastic experiment presents a phase lag compared to the forced case and seems to travel in a more linear manner. Further discussion on the temporal evolution of the velocity field will follow in the next chapter.

Chapter 6

PIV-POD

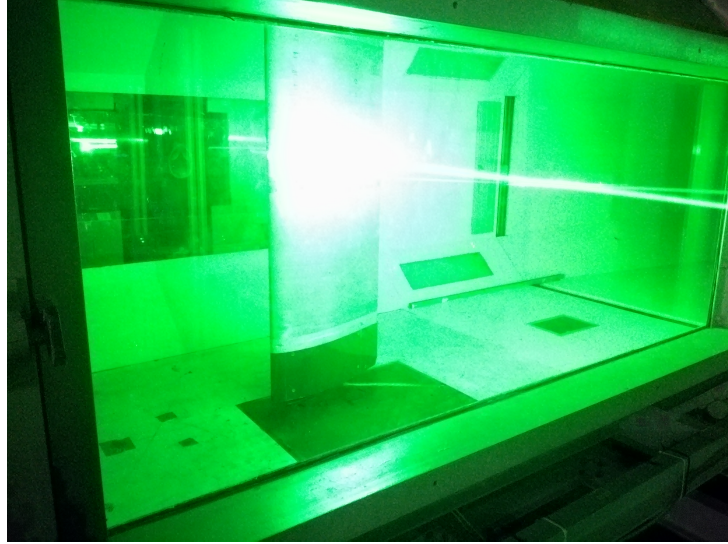
In this chapter, we investigate the underlying physics of the aeroelastic instability examined in the previous chapter, which appeared to form a stable limit cycle oscillation. Therefore, the velocity field at the midspan region of the suction side of the oscillating wing was measured by employing the 2D-PIV technique. Phase averaged measurements were obtained at fifteen different pitching angles of the periodic motion, providing details of the temporal evolution of the velocity field.

6.1 Experimental procedure

The implementation of the PIV technique with the available equipment will be discussed below. Ideally, a highly unsteady experiment as the one here ($k = 0.35$) would preferably be recorded with high temporal resolution. However, this was not feasible with the available equipment. Thus, it was considered as a satisfactory alternative to conduct a series of phase locked measurements based on the real-time pitching angle of the oscillating wing. The phase-averaged velocity field provides very useful information in understanding the mean effect of the fluid on its environment, in case that the flow phenomena are almost periodic.

The PIV system consists of: a) a pulsating light source (Nd: Yag Laser, 200mJ pulse energy, 532 nm wavelength) which produced a horizontal 1.8 mm thick light sheet (picture 6.1a), b) two TSI Powerview Plus™ 4MP cameras with a 90 mm objective lens each, attached on Scheimpflug mounts side by side (picture 6.1b) and c) a synchronizer (TSI 610036) which externally triggered the two cameras and the Laser source each time it received a step-wise voltage pulse from a micro controller. The micro controller was connected to a rotary position sensor (which was measuring the pitching angle) and based on an in-house program, sent a voltage pulse to the PIV synchronizer, at a certain predetermined value with a rising or falling trend. Fifteen different pitching angles-phases were selected and for each one of them three hundred image pairs were acquired. The flow was seeded with oil droplets of 1 μm mean diameter produced by a commercial generator (TSI

model 9307). A pulse separation time of $20\mu\text{sec}$ was used for each case.



(a)



(b)

Figure 6.1: (a) Laser sheet, (b) Installation of cameras

Since the wing model had relatively large dimensions ($c = 500\text{mm}$), capturing the entire region of interest (suction side) with the desired spatial resolution was not feasible, thus it was decided to repeat the measurements for smaller than the chord length regions. The 90mm objective lenses were attached to each camera covering a field of view of about $100\text{mm} \times 100\text{mm}$, which was extended by placing the two cameras side by side operating simultaneously. Thus, three separate

measurements were necessary to capture the velocity field of the whole chord-length. The three different sets of fields of view are shown in figure 6.2, marked as "Leading-edge", "Middle" and "Trailing-edge" according to the physical region covered on the airfoil.

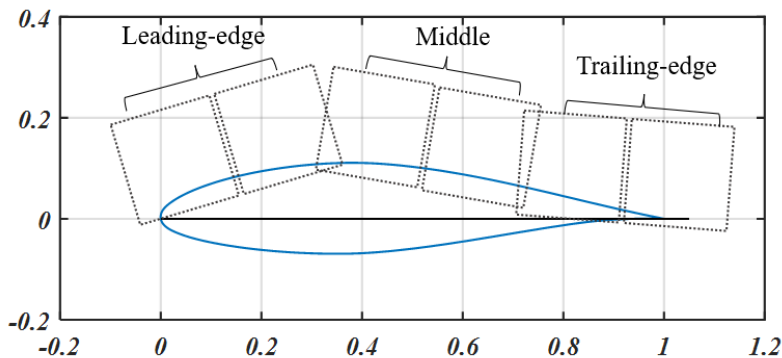


Figure 6.2: Field of view of the PIV measurement

In each of the three measurement sets, the elastically mounted wing was initially excited at a critical free-stream velocity to form the limit-cycle response, described in the previous chapter and subsequently the PIV system was triggered at fifteen different pitching angles: eight during upstroke and seven during downstroke (figure 6.3). At this point, we should note that a failure occurred in the trigger timing of the measurements in the third set. The original intention was to capture the flow field at the same phase angles as for the previous two fields of view. However, the angular sensor was unmounted for safety reasons during the final re-positioning of the cameras, causing an accidental shift from its initial offset before mounted again. Therefore, in the last set (Trailing-edge), the PIV system was triggered at different pitch angle compared to the former and for this reason the corresponding results are given separately.

Special mention must be made of the following: the coordinate system of the velocity field for each case is arbitrary. The cameras are stationary, held in a position (over the glass ceiling of the test section) independent of the rotating-translating wing. For each set of measurements the two cameras were manually moved to partially capture the least solid boundary and the largest possible flow domain. In the context of comparability and in depth analysis of the measurements, it was necessary to use a common frame of reference for all cases. Therefore, it was decided that the origin of the coordinate system be attached to the leading edge of the moving airfoil and the x-axis to be parallel to the chord. For this purpose, eight photo-sensitive detection marks (with a thickness of a few microns) were glued on the airfoil's surface, 100 mm far from the mid span, allowing the detection of the solid wall versus time. These marks created a narrow discrete reflection of light

(less than 0.5mm) in the captured image, which allowed for the detection of the solid boundary.

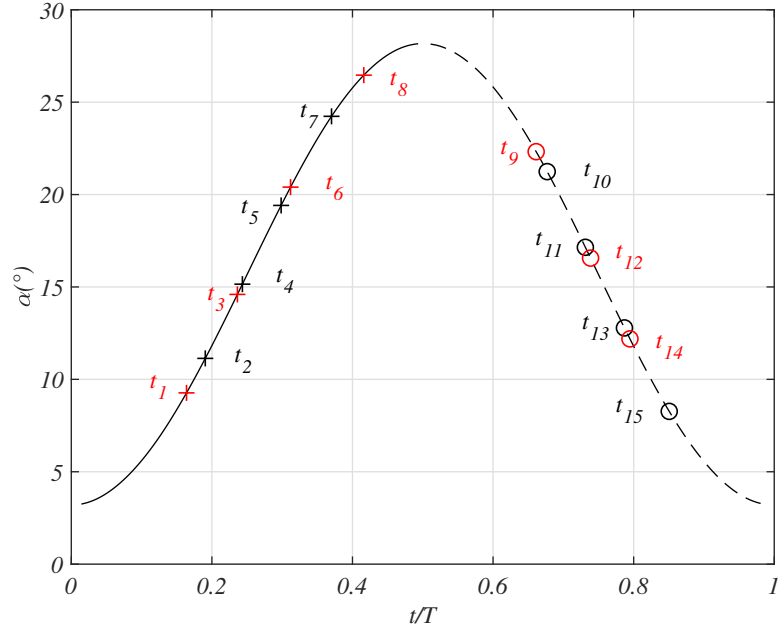


Figure 6.3: Pitching angle triggers of PIV.+: upstroke, o: downstroke, black symbols: "Leading-edge" & "Middle", red symbols: "Trailing-edge"

In the foreground, all captured images are pre-processed before the main processing level. Initially, a custom dynamic-masking algorithm is implemented based on maximum intensity (caused by light reflection on the surface) of 3-pixel moving average, which distinguishes the solid boundary and masks out the solid region. Subsequently, the minimum intensity of each set of 300 captures was subtracted (Insight 4G), which removes background noise, improves the signal to noise ratio and achieves $\approx 1\%$ more valid vectors. Furthermore, the images were processed using an image deformation algorithm (Insight 4G) with an initial interrogation window 64×64 pixels that was reduced to 32×32 pixels with 50% overlap at the final step, resulting in a spatial resolution of 0.8 mm (0.16 % of the wing chord) and an uncertainty of 0.1 pixel. The above analysis enhances spatial resolution and precision compared to the conventional correlation, especially for highly sheared flows and vortical regions (Scarano [2001]). The signal-to-noise ratio was set to 1.5 and spurious vectors were replaced using a 3x3 local median. Lastly, as previously mentioned a rigid transformation is applied on each set of data including rotation and translation, which additionally allows for combining ("stitching") of the same phase averaged neighboring sets of velocity fields.

6.2 PIV results

In this section, the temporal evolution of the velocity field for the current experiment will be discussed using the former convention for the pitching angle, where $0 < t/T \leq 0.5$ denotes the upstroke and $0.5 < t/T \leq 1$ the downstroke part respectively. The phase averaged velocity fields are presented below every other 8 vectors in both x and y direction, the vectors being non-dimensionalized by ($U=14.95\text{m/sec}$) and scaled down 8 times for convenience. Moreover, the velocity magnitude is similarly non-dimensionalized by U and the vorticity component normal to the measured plane Ω is calculated as $\Omega c/U$, while the iso-contour line of $\Omega c/U = 0$ is skipped for clearness.

6.2.1 Upstroke

During upstroke at $\alpha = 9.27^\circ$ ($t_1 = 0.164T$), the flow is attached at the suction side up to about 75% of the chord from the leading edge (Fig.6.5). Downstream of the latter point, a reverse flow region is formed, where negative velocities appear in an area close to the wing surface of a thickness of about 10 mm (2% of the chord). The reverse flow region is also imprinted in the iso-contour lines of figure 6.7 as the shear layer creates a strip of negative value of vorticity. The fluid at a small distance downstream of the trailing edge follows the motion of the wing being directed perpendicular to the chord. Shortly after, at 11.19° ($t_2 = 0.191T$) in the attached flow region the velocity magnitude takes high values near the leading edge (up to 1.6 U) which are gradually reduced towards the middle of the chord (Fig. 6.6). At t_3, t_4 and t_5 as the airfoil pitches up to 19.37° the separation point seems to move only slightly upstream. Nevertheless, at the same time the velocity magnitude progressively increases in a region near the leading edge ($0 < x/c < 0.3$). Specifically, near the nose the maximum magnitude is 2.4 U . At 20.4° , ($t_6 = 0.312T$) a closed recirculation zone is formed near the trailing edge as denoted by the drawn streamlines. When the pitching angle further increases to 24.11° ($t_7 = 0.37T$), the separation point travels upstream to the middle of the chord, the separated flow region further expands and the velocity magnitude at the leading edge increases to 2.7 U . Thus, the external flow seems to partially follow the contour of the airfoil so that the lift remains high ($C_l = 1.6$). Eventually, a rather weak vortex of clockwise vorticity is formed near the trailing edge of the airfoil at $\alpha = 26.46^\circ$, ($t_8 = 0.416T$). Moreover, a further increase in the angle of attack from 24° to 27° causes an abrupt rise of the pressure drag (figure 6.9), which is attributed to the formation of a circulatory flow in the suction side. The lift coefficient consequently increases from 1.6 to 1.9. The phenomenon is attributed to the formation and shedding of a large vortical structure from the leading edge of the airfoil, which induces low pressure at the wing surface. In the previous chapter, within this exact time frame ($0.40 < t/T < 0.65$) a negative pressure peak was shown to propagate successively downstream linked, in the literature,

with the presence of the leading edge vortex.

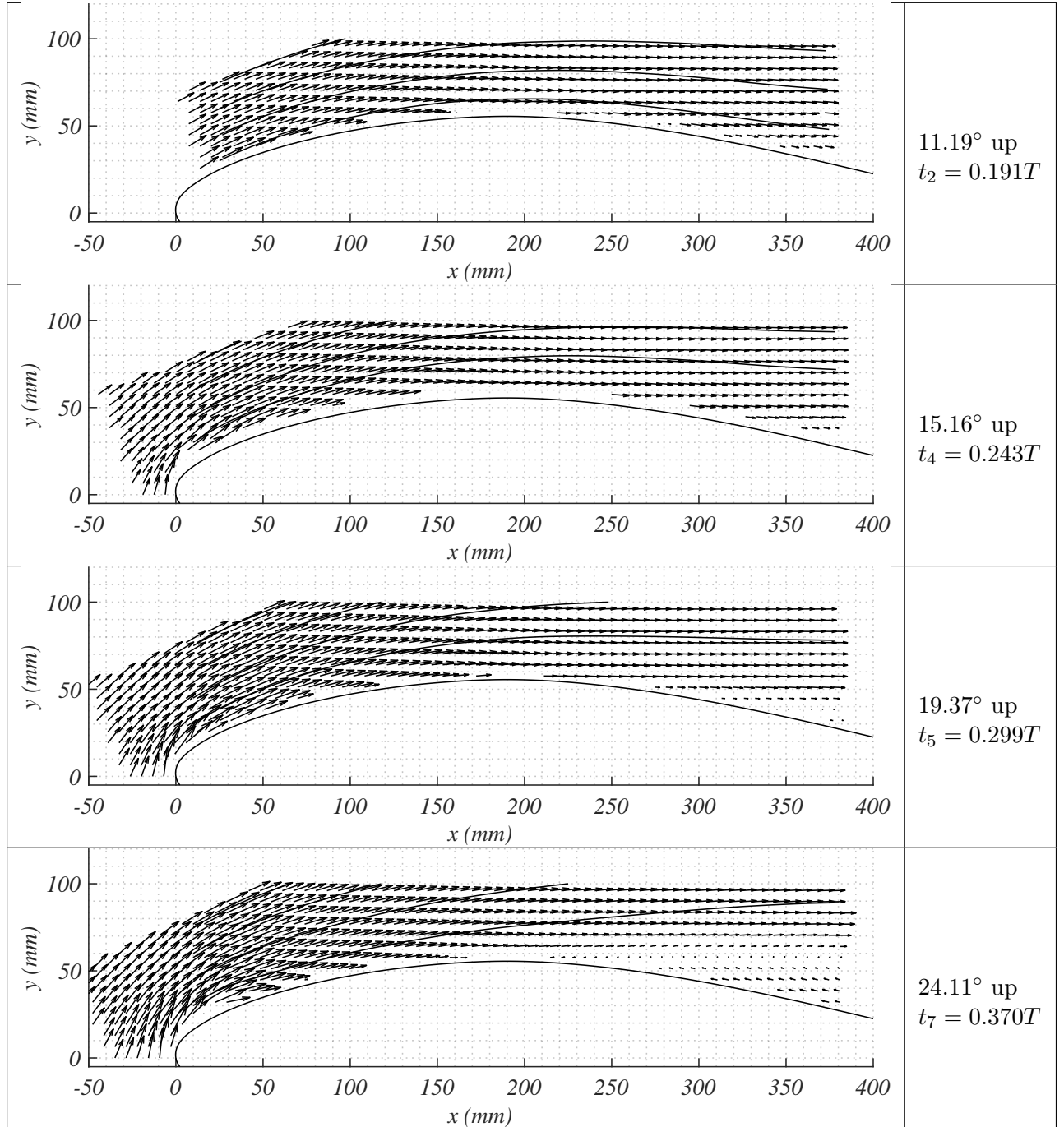


Figure 6.4: Phase-averaged velocity field upstroke, "LE" & "Middle"

At the same time, the pressure drag coefficient is increased, since the external flow does not follow any more the contour of the airfoil. Similar flow features as the ones discussed here were shown by Mulleners and Raffel [2012], who experimentally studied the flow about a pitching airfoil using time resolved PIV.

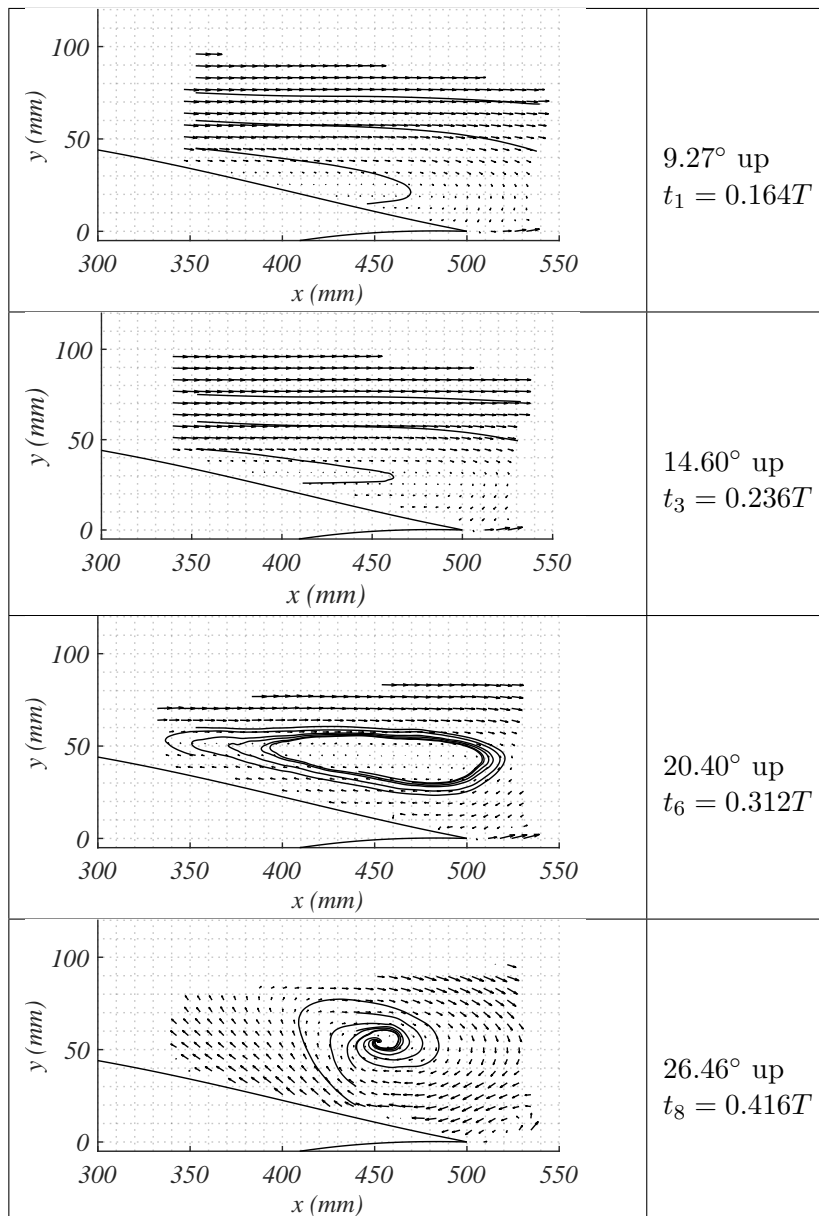


Figure 6.5: Phase-averaged velocity field during upstroke, FOV: "Trailing-edge"

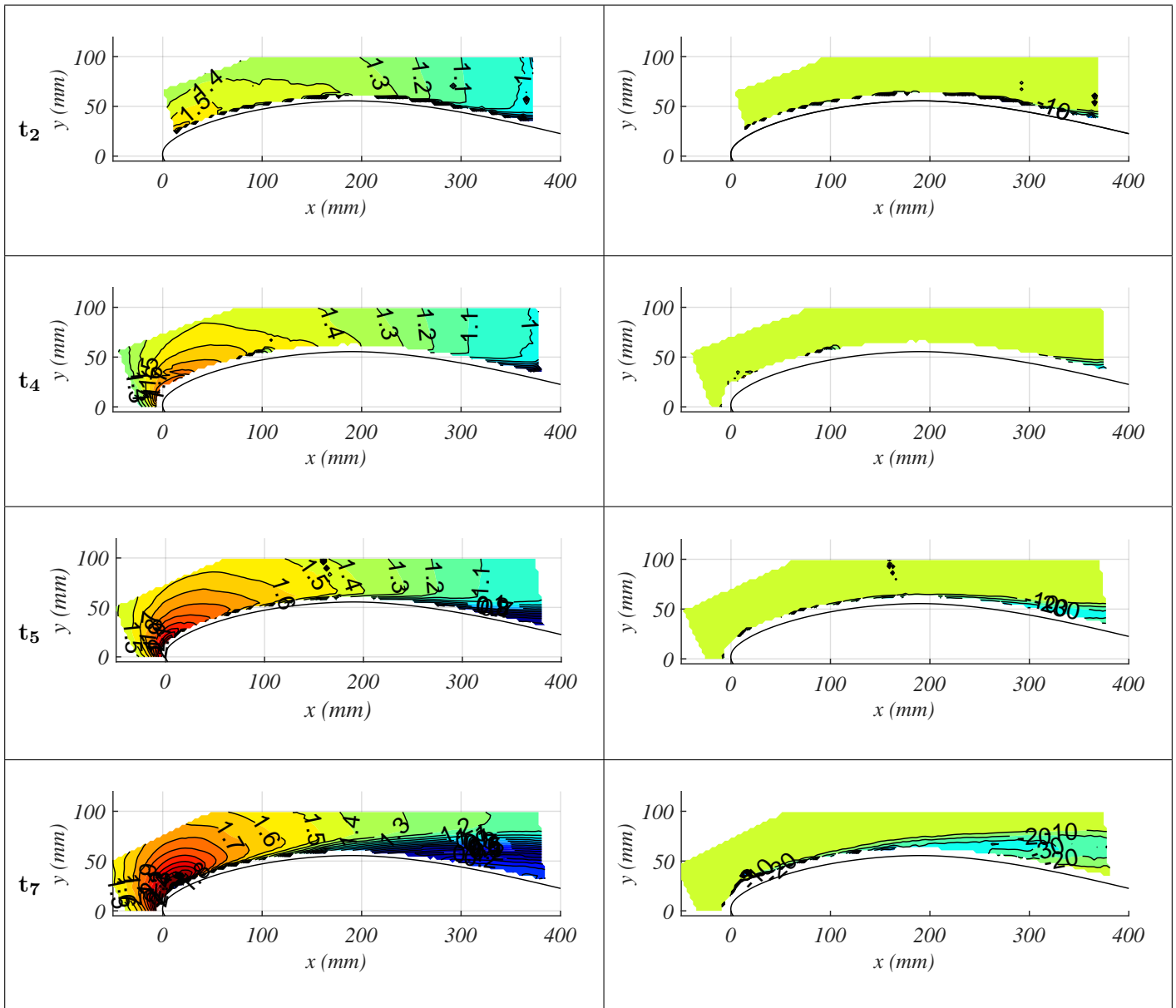


Figure 6.6: Phase-averaged velocity (left) and vorticity (right) magnitude contour during upstroke, FOV: "Leading-edge" & "Middle"

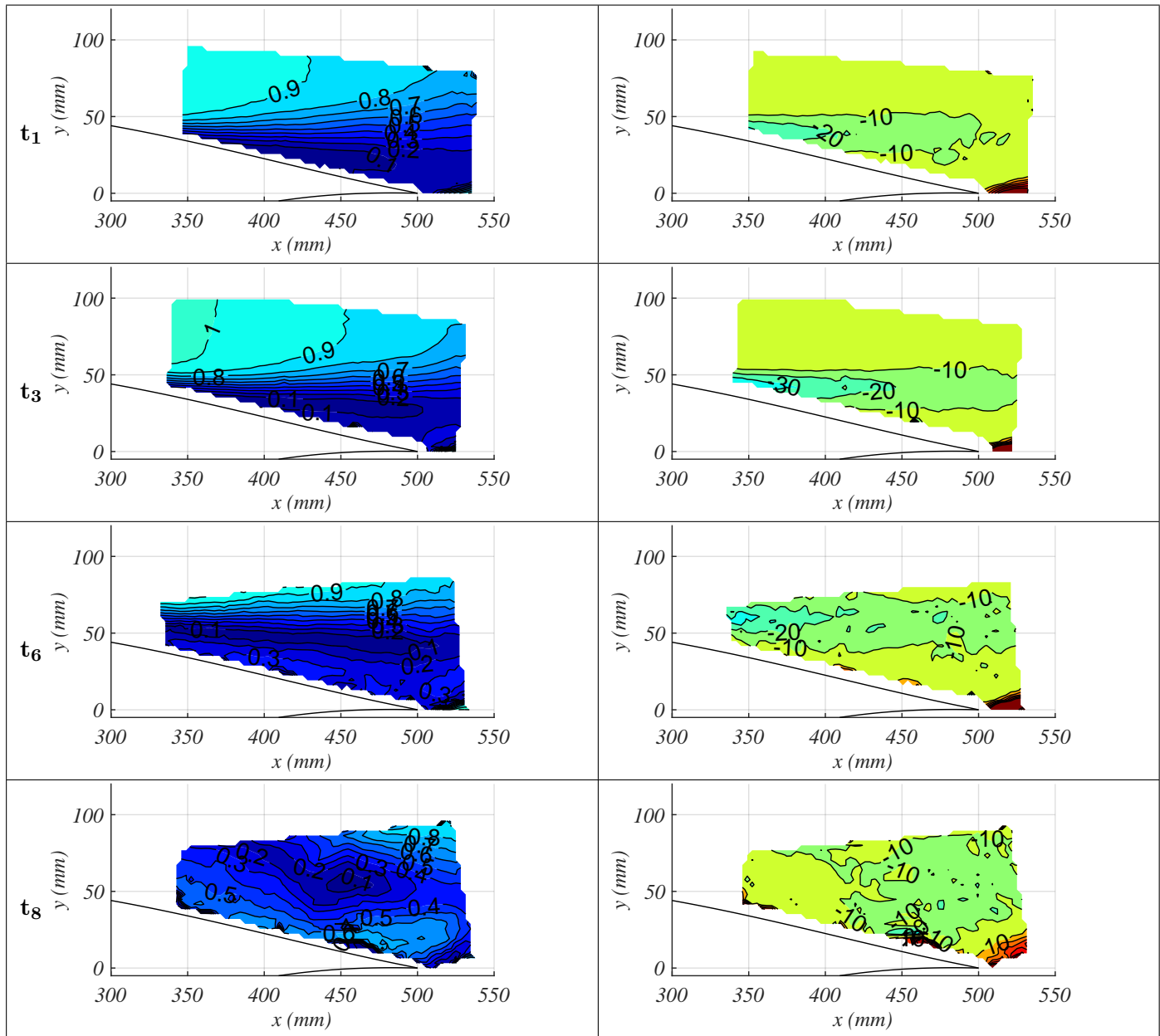


Figure 6.7: Phase-averaged velocity (left) and vorticity (right) magnitude contour during upstroke, FOV: "Trailing-edge"

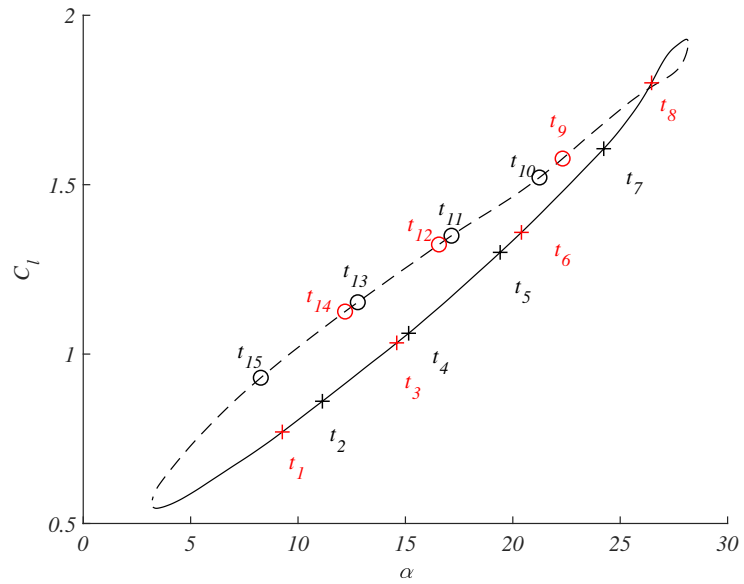


Figure 6.8: Phase averaged lift coefficient.+: upstroke, o: downstroke, black symbols: "Leading-edge" & "Middle", red symbols: "Trailing-edge"

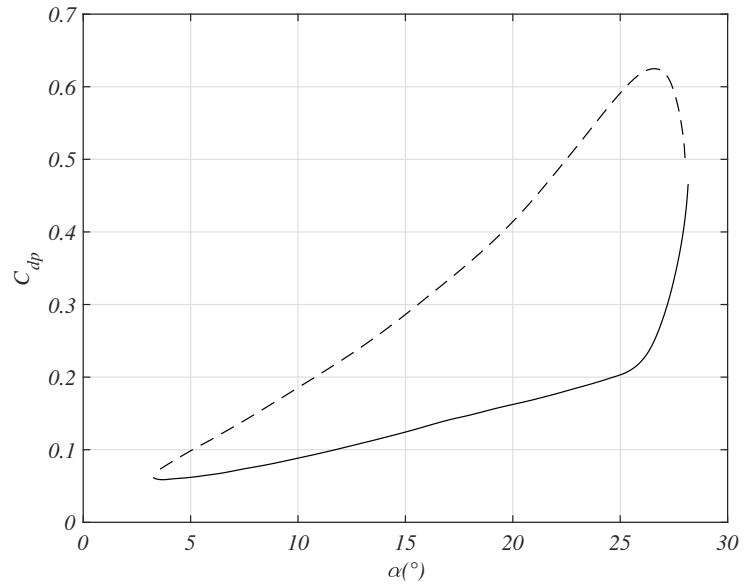


Figure 6.9: Phase averaged pressure-drag coefficient

6.2.2 Downstroke

At $\alpha = 21.15^\circ$ ($t_{10} = 0.677T$) of downstroke the flow separation region has extended up to the leading edge (figure 6.10). Interestingly enough, further downstream within the time-frame $t_9 \leq t \leq t_{13}$ the fluid moves backwards with relatively high velocities (of the order of U), which increase near the wing surface (figure 6.10). Had the flow been solely separated, the fluid would move with much lower speeds, normally being a small percentage of the outer flow. More specifically, at 21.15° ($t_{10} = 0.677T$) the flow at the leading edge moves far from the surface with velocity magnitudes up to U , while in the rest of the suction side the reversed flow region obtains velocity magnitudes up to almost $0.9 U$ (Fig.6.12). The evolution of the shear layer formed around the nose of the airfoil can also be observed in figure 6.12, as the convection of vorticity gradually weakens and the shear layer bends towards the airfoil at the instants t_{10}, t_{11} and t_{13} . A great reduction of the pitching angle is necessary to cause the flow to reattach. In fact, at $\alpha = 8.35^\circ$ ($t_{15} = 0.851T$) the flow has reattached up to 30% of the chord for the first time with velocity magnitudes up to U . Downstream of $x/c=0.3$, the fluid is almost at rest, in comparison to the reverse flow region.

Consequently, the above behaviour indicates the effect of the previously discussed leading edge vortex. It appears that this vortex during the early stages of the downstroke part still induces significant velocity near the surface, which explains the existence of the high magnitude reverse flow region. Unfortunately, in the current experiment, the PIV measurement window was not large enough to record the flow far from the wing surface, where the vortex center is supposedly located.

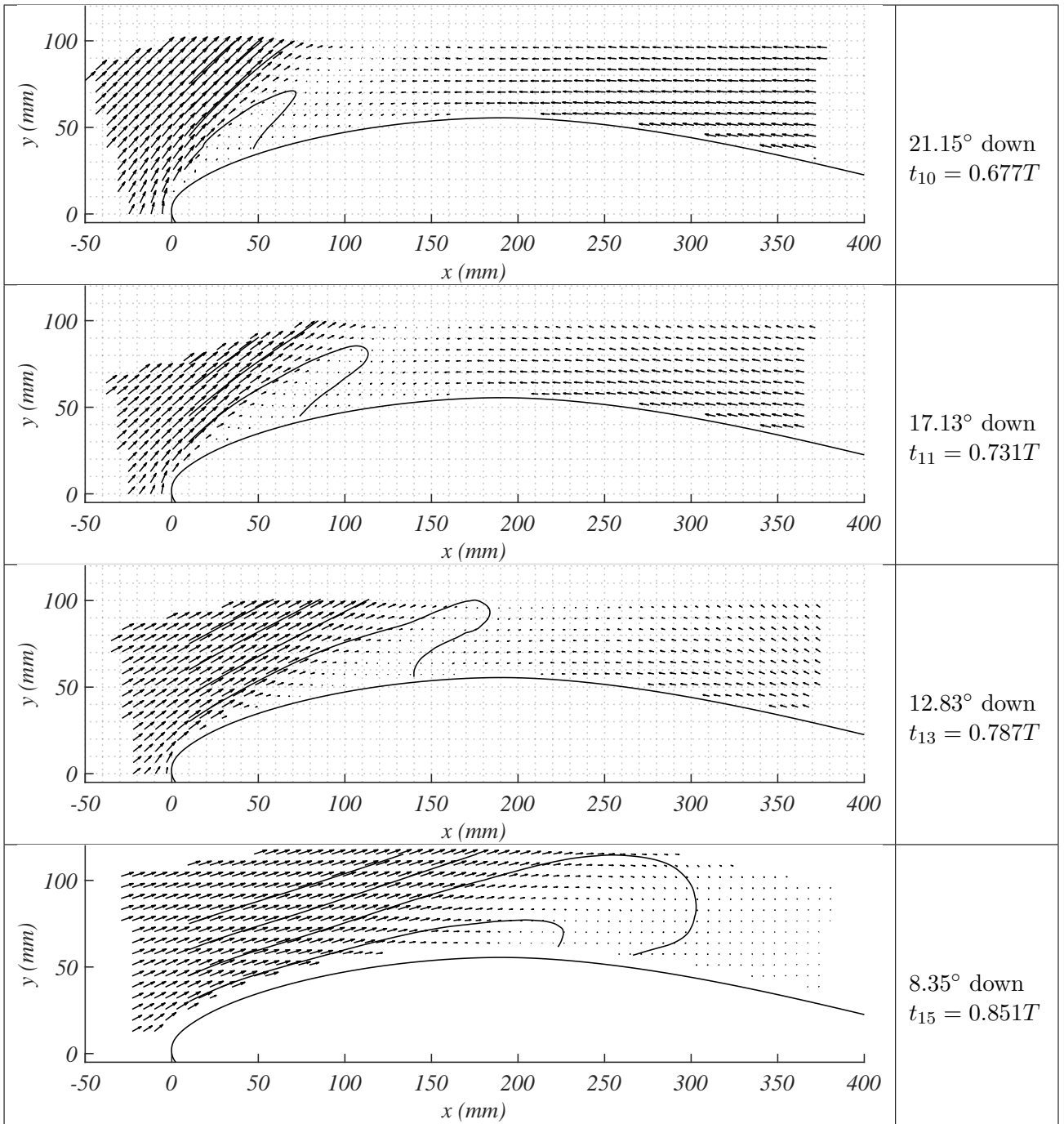


Figure 6.10: Phase-averaged velocity field during downstroke, FOV: "Leading-edge" & "Middle"

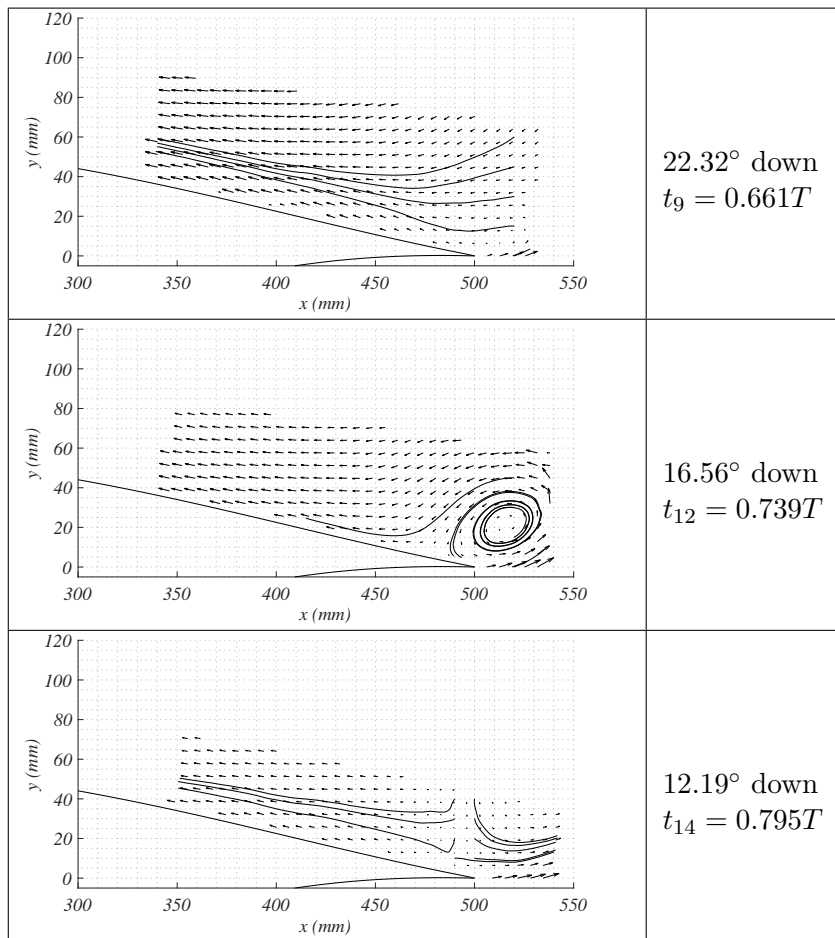


Figure 6.11: Phase-averaged velocity field during downstroke, FOV: "Trailing-edge"

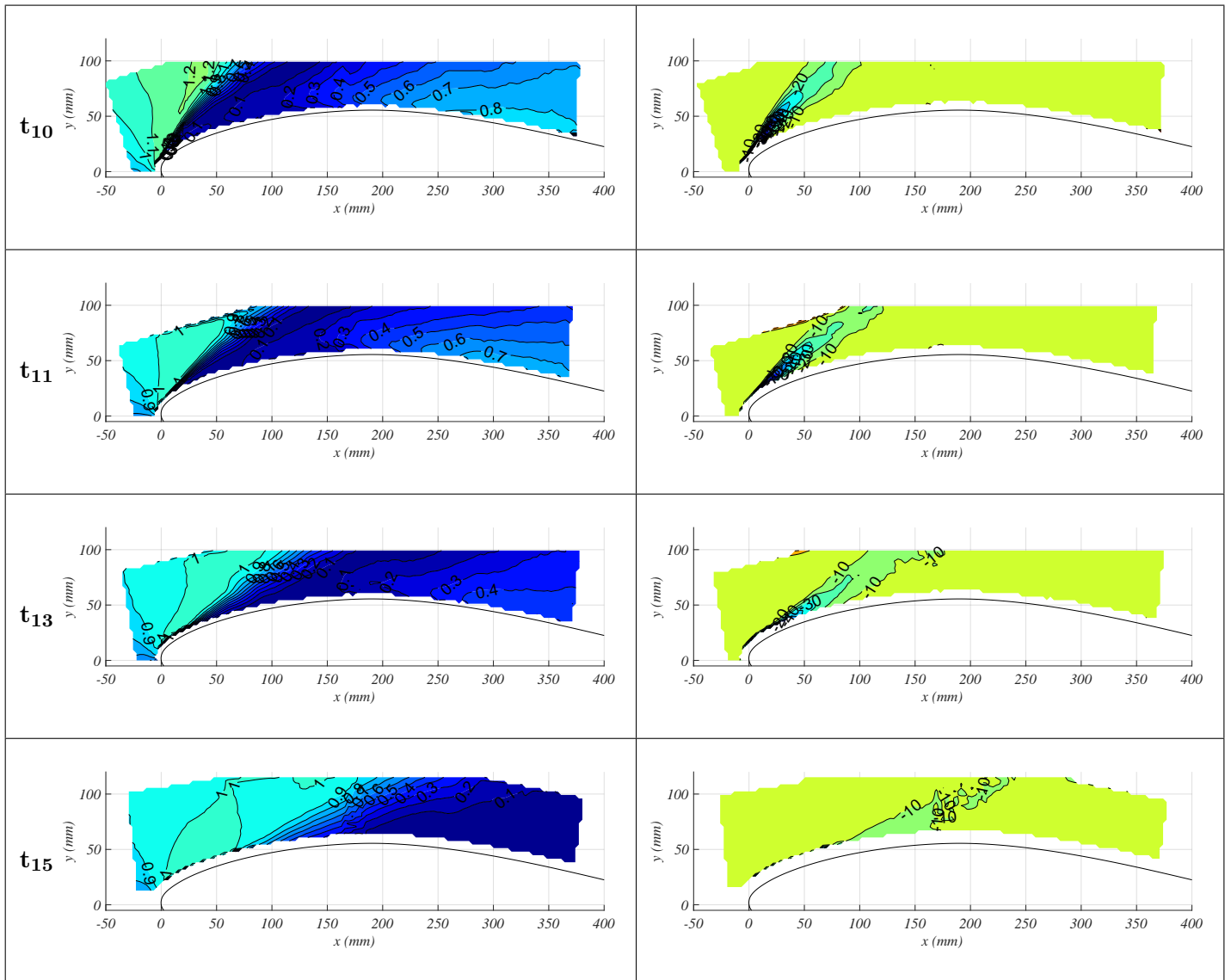


Figure 6.12: Phase-averaged velocity (left) and vorticity (right) magnitude contour during downstroke, FOV: "Leading-edge" & "Middle"

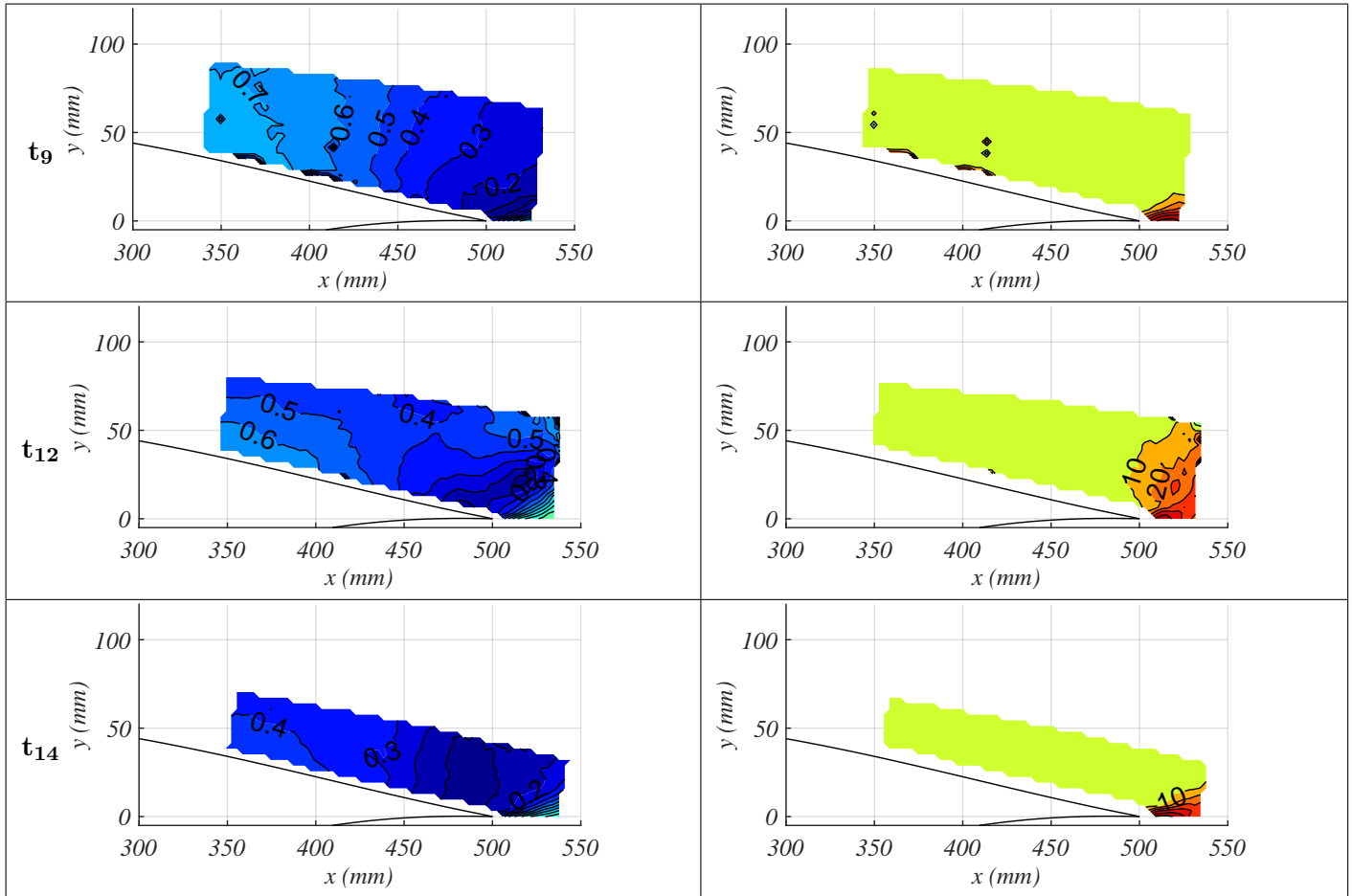
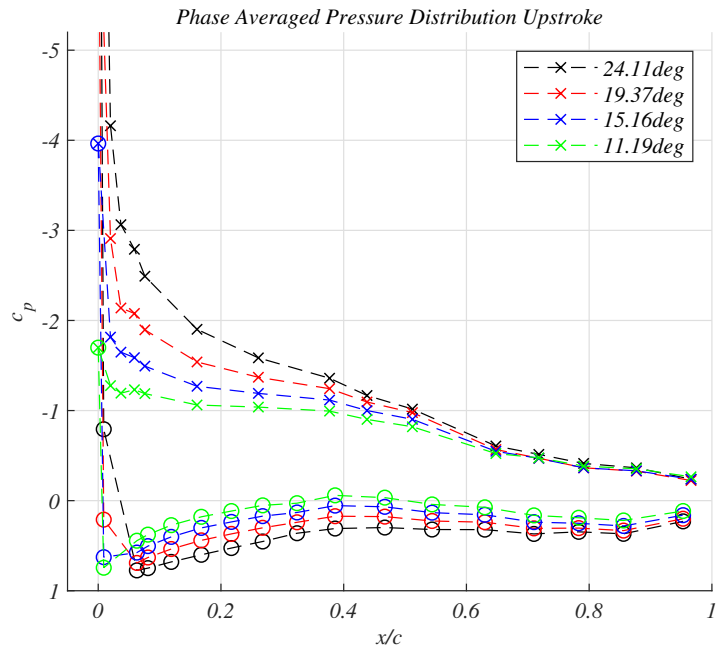
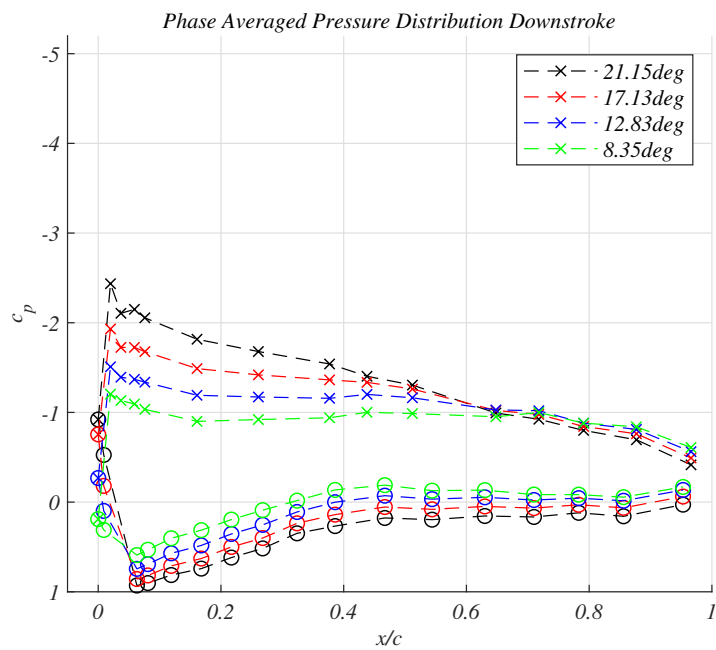


Figure 6.13: Phase-averaged velocity (left) and vorticity (right) magnitude contour during downstroke, FOV: "Trailing-edge"

The phase averaged pressure distribution is shown in figures 6.14a and 6.14b for the corresponding upstroke and downstroke phases measured with the PIV system ("Leading-edge" & "Middle"). A profound difference between the two phases is the high pressure suction near the leading edge during the upstroke (better shown in figure 6.15), caused by local flow acceleration. Another interesting feature is the elevated suction in the second half of the airfoil ($0.5 < x/c < 1$) during the downstroke in comparison to the upstroke phase for the first three cases (21.15° , 17.13° and 12.83°). This is the exact region, where the reverse flow was previously shown to develop. On the contrary, a flat pressure distribution occurs for the last case (8.35°) at $x/c > 0.3$, where the flow is still detached. Otherwise, the pressure distribution in the rest of the airfoil does not present major differences. This agrees with the small variations of C_l (up to 0.2 units) between the two parts.



(a)



(b)

Figure 6.14: (a) Phase averaged pressure distribution upstroke, (b) Phase averaged pressure distribution downstroke

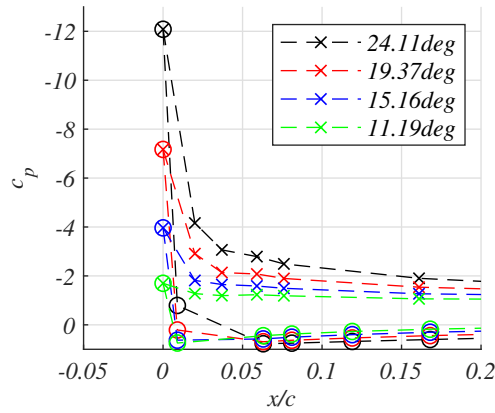


Figure 6.15: Leading edge region upstroke

The pressure variation during a cycle is shown in Fig. 6.16 at the leading-edge region of the suction side up to $x/c = 0.16$. At $x/c = 0$, during upstroke the pressure becomes progressively negative reaching a peak suction value of $C_p = -14$ at $\alpha = 24^\circ$ due to the local flow acceleration. During downstroke, the pressure increases initially with a high rate to $C_p = -1$ at the same angle of 24° and then with a lower rate returns to positive values, due to the deceleration of the flow, as it was previously shown. Moving downstream, the suction peaks are reduced as well as the variance of the pressure coefficient between the upstroke and downstroke phases.

The tangential velocity profiles at eight-time instants of the cycle (0.19T, 0.24T, 0.30T, 0.37T, 0.68T, 0.73T, 0.79T, 0.85T) are shown in Fig. 6.17 up to $x/c = 0.2$ of the suction side. The vertical axis is the non-dimensional normal distance from the wall. At upstroke, the flow accelerates reaching or even exceeding U approaching the wing surface (time instants 0.19T to 0.37T) whereas during downstroke (0.68T to 0.85T) the velocity profiles exhibit the characteristic inflection upstream of the flow separation point, tending at the end of this phase to reattach.

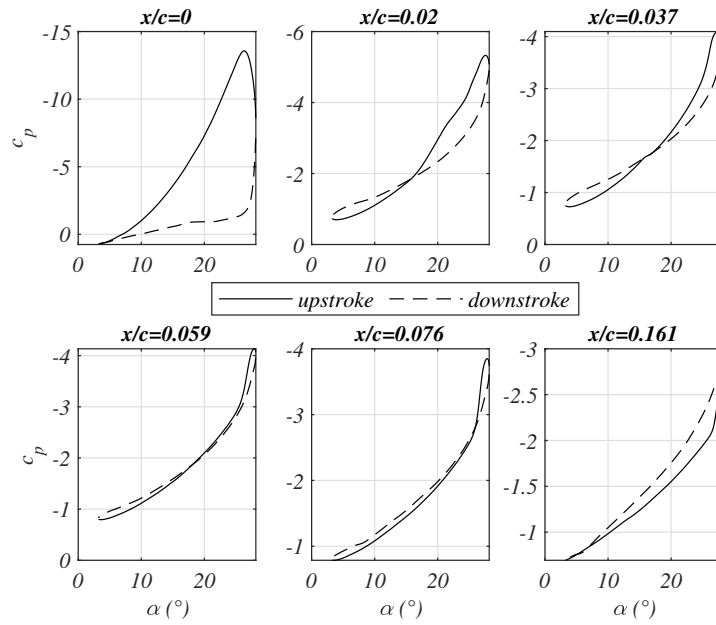


Figure 6.16: Pressure coefficient loops of leading edge sensors

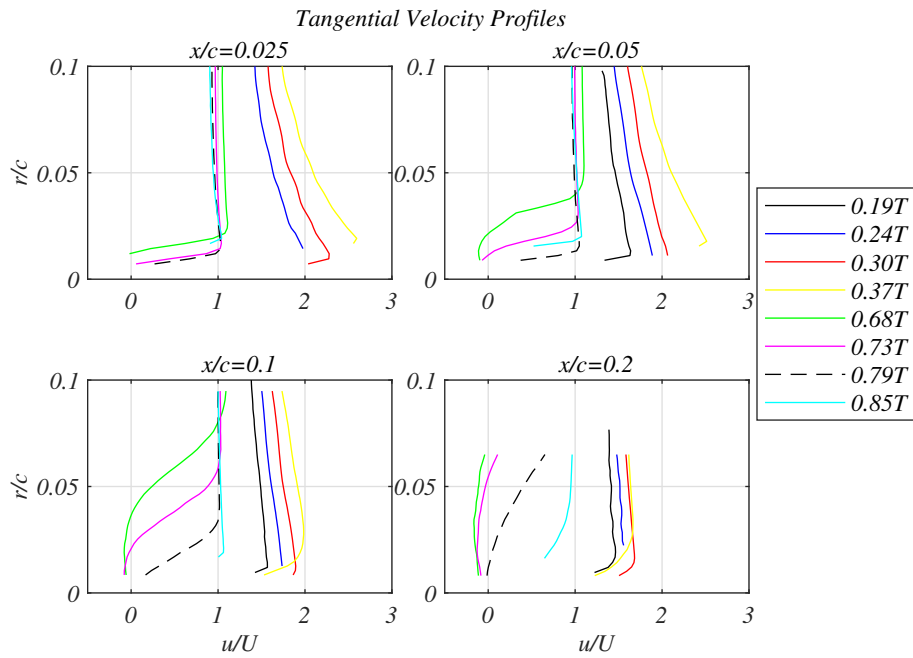


Figure 6.17: Tangential velocity profiles

6.3 POD results

Proper orthogonal decomposition (POD) constitutes a technique that is often used to reveal dominant features of the flow field or otherwise stated, frequently observed flow patterns in space and time (Holmes et al. [2012], Aubry et al. [1991]). Several researchers have used the aforementioned method to capture the qualitative behavior of unsteady fluid dynamic systems by obtaining a reduced order model based on particle image velocimetry measurements, amongst them being Gkiolas et al. [2020], Kapiris and Mathioulakis [2014], Mulleners and Raffel [2012].

In this context, the Snapshot POD technique, first suggested by Sirovich [1987] was applied on the velocity fluctuations (u' , v') (instantaneous minus time mean velocity) of the present experiment. The reconstructed velocity fluctuations are derived as follows:

$$\begin{aligned} u'(x, y, t) &= \sum_{i=1}^N \alpha_i(t) \Phi_u^i(x, y), \\ v'(x, y, t) &= \sum_{i=1}^N \alpha_i(t) \Phi_v^i(x, y). \end{aligned} \quad (6.1)$$

, where $\Phi_u^i(x, y)$ and $\Phi_v^i(x, y)$ are the two-dimensional vector fields along x and y respectively of the i-th mode. The total number of modes is N, which in this specific technique equals to the total number of snapshots. Additionally, $\alpha_i(t)$ is the corresponding temporal POD coefficient of a time instant t on the corresponding POD mode i, given by the following formula:

$$\alpha_i(t) = \sum_{k=1}^M (u'(k, t) \Phi_u^i(k) + v'(k, t) \Phi_v^i(k, t)) \quad (6.2)$$

, where k represents an index of location and M is the total number of grid nodes. The POD modes represent exactly the aforementioned dominant spatial features of the flow.

In order to examine the evolution of the flow field in more detail, the proper orthogonal decomposition analysis was performed on 1600 PIV snapshots of the eight temporal phases (200 snapshots each) captured at the "Leading-edge" and "Middle" region. The algorithm was applied on the velocity fluctuations along a common grid and snapshots were set in sequence from phase 1 to phase 8. First the velocity fluctuation matrix $2M \times N$ is constructed as follows:

$$U = \begin{bmatrix} u'_1{}^1 & \cdots & u'_1{}^N \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ u'_M{}^1 & \cdots & u'_M{}^N \\ v'_1{}^1 & \cdots & v'_1{}^N \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ v'_M{}^1 & \cdots & v'_M{}^N \end{bmatrix}$$

The autocovariance matrix of the velocity fluctuations is then formed $R = U^T U$ and the eigenvalue problem is subsequently solved numerically. Its solution provides the eigenvectors Φ_i , which represent the spatial modes of the system and the corresponding eigenvalues λ_i indicating the relative contribution of each mode to the total energy.

After the modes of the system are extracted, they are subsequently sorted by decreasing energy content. The normalized eigenvalues and the corresponding energy content of each mode is presented in figure 6.18.

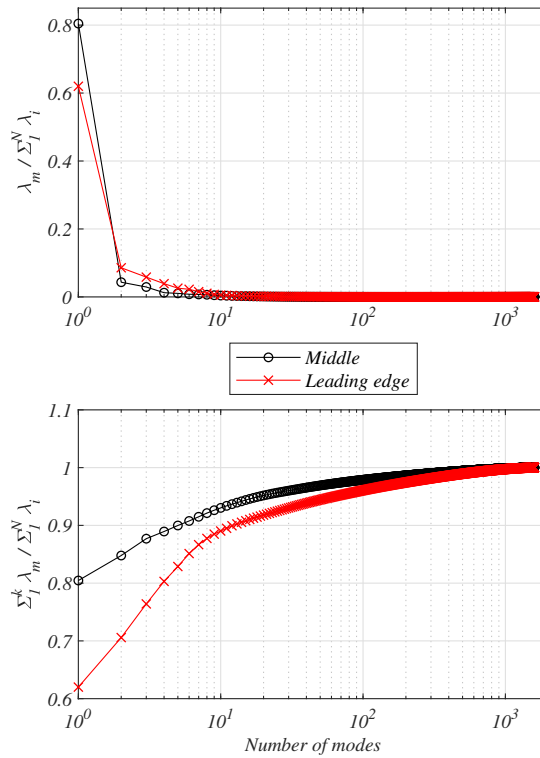


Figure 6.18: Normalized eigenvalues (up) and cumulative summation (down)

Moreover, in table 6.1 the content of the first six dominant modes is shown. It is observed that the summation of the three first modes in each set corresponds to 76.4% and 87.7% of the kinetic energy of the velocity fluctuations for the "Leading-edge" and "Middle" regions respectively.

| Mode | Energy (LE) | Energy (Mid) |
|------|-------------|--------------|
| 1 | 0.620 | 0.805 |
| 2 | 0.086 | 0.043 |
| 3 | 0.058 | 0.029 |
| 4 | 0.039 | 0.012 |
| 5 | 0.026 | 0.010 |
| 6 | 0.022 | 0.008 |

Table 6.1: Energy content of POD modes

The first three modes are then plotted as common vector fields in figure 6.19 (using a scale factor accordingly to each case) to assess the physical meaning of the otherwise statistical technique.

The first mode is related to an attached flow state for both "Leading-edge" and "Middle" windows. The vectors are directed backwards to the free-stream, however the corresponding coefficient α_1 should be taken into account, which receives negative values during the upstroke and positive during the downstroke of the cycle. Therefore, the first mode contributes to a fully-attached state at pitch up and a reverse flow motion at pitch-down.

The second mode depicts a separated flow state at both the "Leading-edge" and the "Middle" field of view. It is related to a shear layer that emanates from the leading edge for the first case and the separated boundary layer at the latter. As we previously discussed, the flow separation starts from the trailing edge and progressively expands upstream as the airfoil pitches up. Therefore, the contribution of this particular mode becomes more significant during the phase averaged instants of the PIV, where the presence of flow separation becomes more dominant (i.e. from $t_7 = 0.370T$ to $t_{10} = 0.677T$).

In the third mode, at the "Middle" field the flow seems to form two regions with counter-rotating circulation that only partially appear. The corresponding α_3 coefficient was found to be negative at $t_{10} = 0.677T$, indicating a change of rotation of the swirling flow in the observed vector field. The above circulation is "statistically" derived as a dominant flow feature which extends even up to the "Leading-edge" field of view (right edge of the image). Presumably, the above feature is associated with the passage and shed of the leading edge vortex, frequently reported in dynamic stall experiments. Similarly, Mulleners and Raffel [2012] found that the onset of dynamic stall was related to the temporal evolution of one particular energetically dominant coherent flow pattern (third POD mode). More recently, Deparday and Mulleners [2018] showed that the onset of

dynamic stall and vortex formation on a pitching airfoil is also linked with the time instant of the maximum leading edge suction by employing PIV and surface pressure measurements.

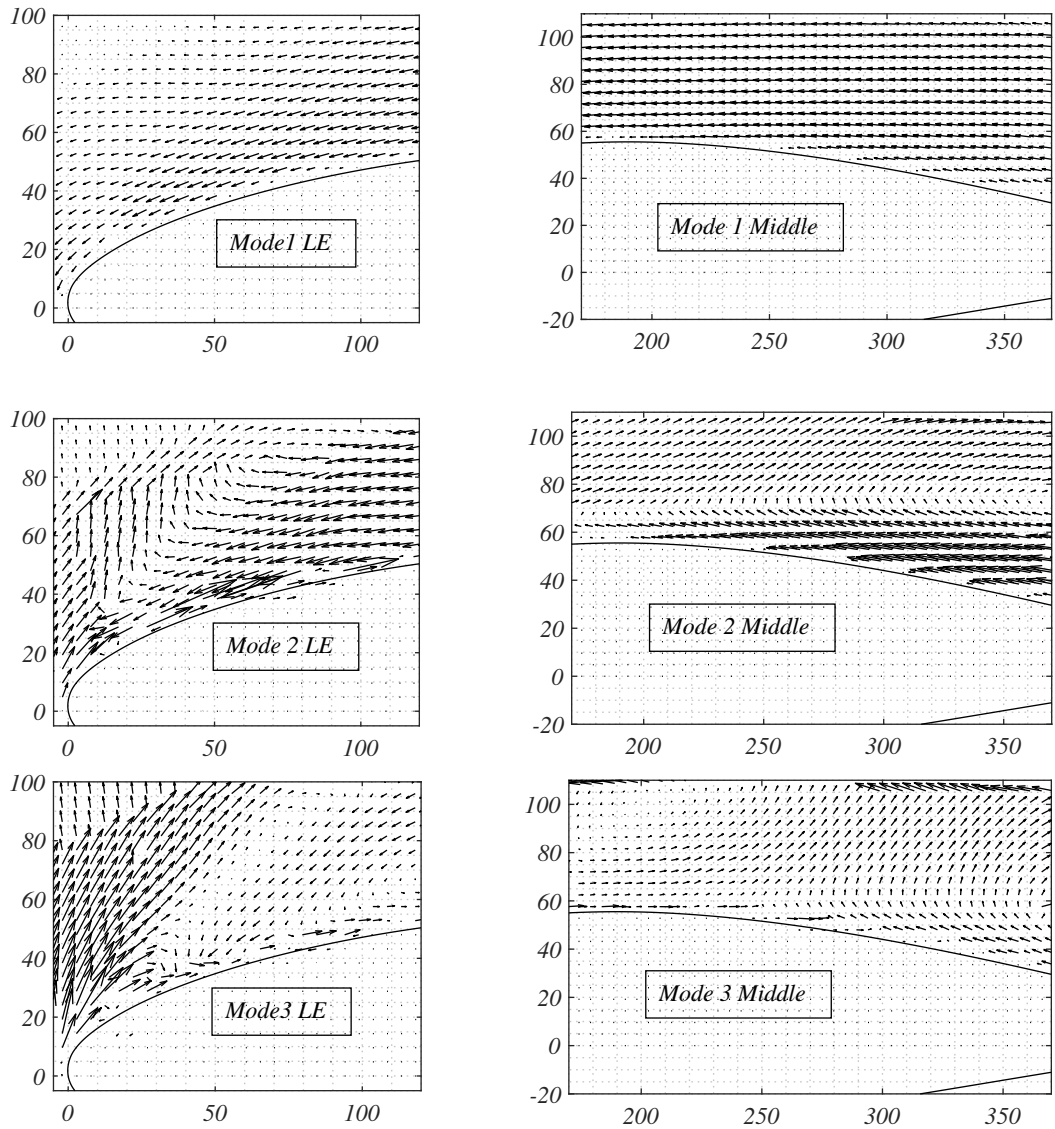
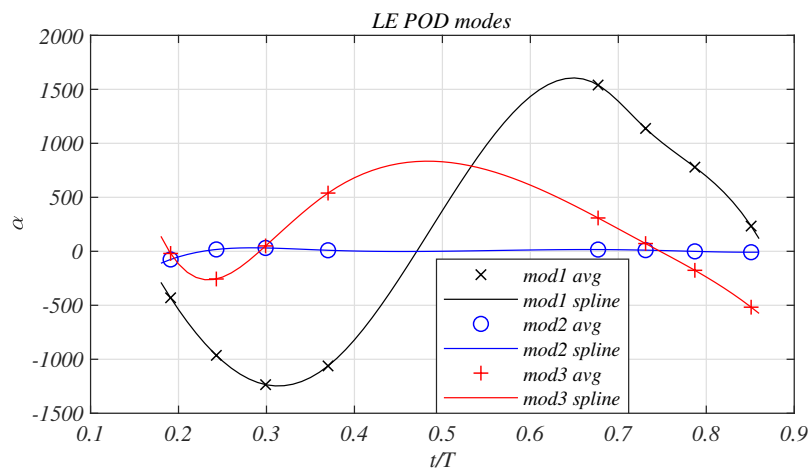


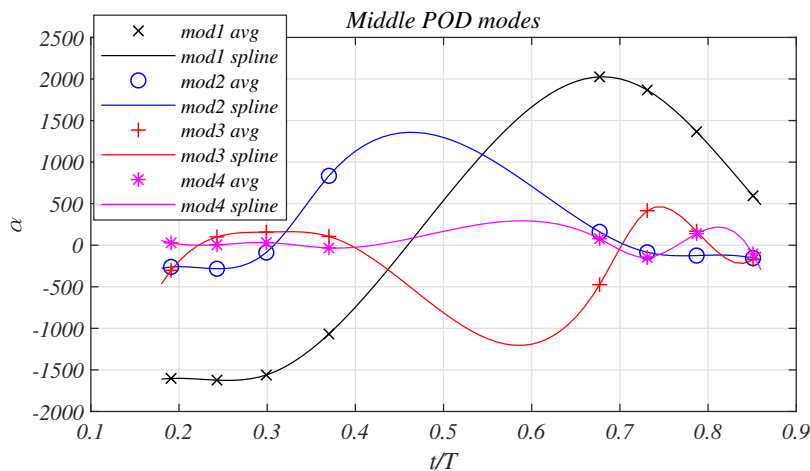
Figure 6.19: POD modes

The temporal evolution of the POD coefficients α_1 , α_2 and α_3 of the first three modes is shown in Fig. 6.20a and 6.20b as a function of non dimensional time. No obvious relationship was found to apply for the time-series of the derived α

coefficients. Therefore, it was decided to employ a cubic spline interpolation to the data using as control points the 200 averaged values of each of the eight triggered instants. The above technique does not constitute a method of predicting the temporally sparse missing data, but it rather serves as a means of showing the general features of the temporal evolution of the flow field. To demonstrate an accurate relationship, many more than eight points would be needed, for which purpose time resolved measurements would be more appropriate. The interpolation of the third mode in the middle region shows that its contribution becomes more significant from $0.40T$ to $0.60T$, where it is maximized. Eventually, the specific time frame ($0.40 < t/T < 0.65$) matches with the propagation of the negative pressure peak previously observed to translate downstream of the leading edge.



(a)



(b)

Figure 6.20: (a) LE coefficients, (b) Middle coefficients

The last observation worth mentioning regarding the POD analysis is the fourth mode of the "Middle" region shown in figure 6.21. The latter mode is linked with the appearance of a well-shaped vortex, which covers more than $0.3c$ in the x-direction and more than $0.1c$ in the y-direction. The energy content associated with the specific mode corresponds to 1.2% of the total kinetic energy. The relatively low energy content might be attributed to the poor concurrence between the triggered captures and the considered event of vortex passage through the reported region. This is probably the reason why the vortex is not detected in the phase averaged velocity fields in the first place. Nevertheless, the above flow feature emerges as relatively dominant and in fact receives a temporally maximum value at $t/T=0.73$ with a negative sign, rendering the direction of rotation to clockwise.

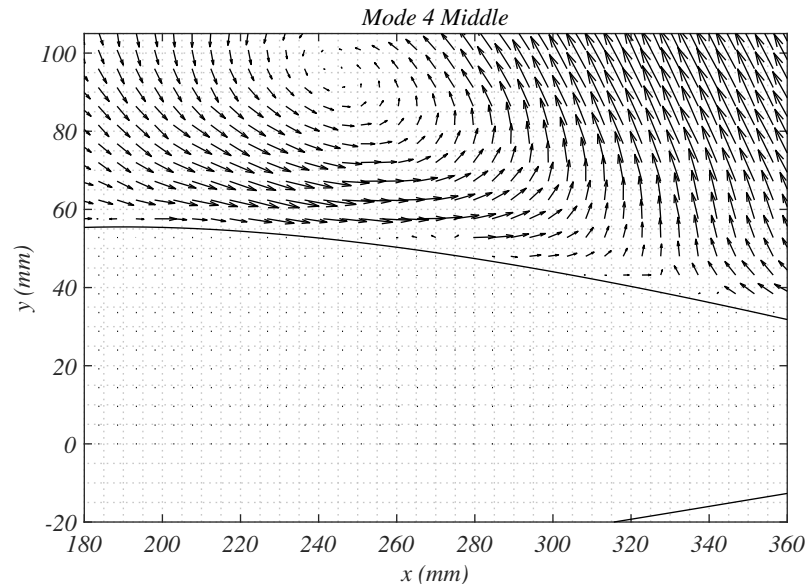


Figure 6.21: POD Mode 4 Middle

Closing this chapter, useful remarks were made about the underlying physics of the observed limit cycle oscillation. Generally, the stall flutter instability was found to present the basic feature of dynamic stall, involving alternating flow separation and reattachment over the surface of the airfoil.

The aerodynamic moment coefficient was previously found to be positive (nose-up) during $0.3 \leq t/T \leq 0.57$ and negative (nose-down), during the rest of the downstroke part. This resulted to an energy transfer of the sustained oscillation from the flow to the wing within $0.3 \leq t/T \leq 0.5$ of the upstroke part and $0.57 \leq$

$t/T \leq 1$ of the downstroke. The first part coincides with the temporal extension of the flow separation region upstream of $x/c=0.7$ on the suction side of the airfoil and the subsequent onset of the dynamic stall process, whereas the latter occurs during the passage of the leading edge vortex from $x/c=0.4$ to $x/c=0.65$, being responsible for the presence of a high velocity reverse flow region and the subsequent flow re-attachment phase.

This page intentionally left blank.

Chapter 7

Comparison between Experiments and Numerical Simulations

In the framework of the present research, an effort was made to simulate numerically some of the aforementioned experimental cases with computational tools developed in the past at the National Technical University of Athens. The selection focuses on cases, which involve dynamic stall, both light and deep.

Therefore, a strong viscous-inviscid dynamic stall model for 2D airfoils was initially employed, which allows the prediction of flow separation location under unsteady conditions. The boundary layer is solved up to the separation point, coupled with the wake model. The latter consists of two thin shear layers, which are introduced to capture the flow features even when massive separation occurs. The first shear layer originates from the trailing edge and the other one from the separation point, while both emit vorticity in the wake as shown in figure 7.1. More information regarding the model can be found in Riziotis and Voutsinas [2008].

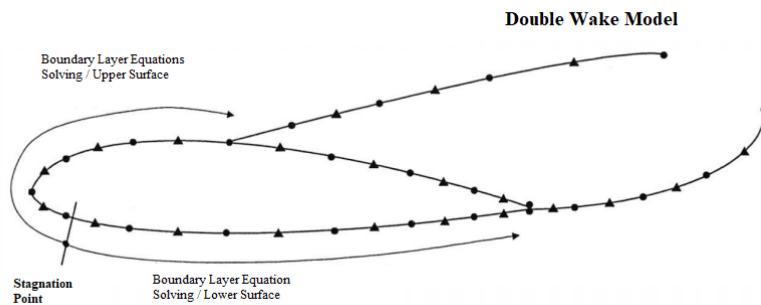


Figure 7.1: f2w double-wake model

Nevertheless, during deep dynamic stall, complex flow features appear especially near the leading edge (Benton and Visbal [2019]), which create the need for high fidelity computations. The use of Unsteady Reynolds-averaged Navier–Stokes (URANS) simulations comprises the first step towards a deeper understanding of the underlying flow mechanism of dynamic stall. Furthermore, Large Eddy Simulation (LES) or even less computationally demanding hybrid URANS-LES techniques, such as Detached Eddy Simulation (DES) specifically contribute to a more detailed description of the dynamic stall vortex formation (Visbal and Garmann [2018]).

In this context, the MapFlow solver is utilized, which solves the unsteady compressible Reynolds-Averaged Navier Stokes equations on unstructured grids using the Finite Volume method. The $k-\omega$ SST model as formulated by Menter [1993] is used for the turbulence modelling in the case of URANS simulation. Further details related to the above model can be found in Papadakis [2014].

The DES technique ultimately consists of the LES mode which resolves the larger scale turbulence eddies, whereas the flow inside the boundary layer is modeled with URANS. The present experiment has proven to deal with massively separated flow, where DES is thought to be more capable compared to URANS (Spalart [2009]). Of course, the computational cost of the LES simulation is significantly higher than that of the DES. For the above reason, the DES technique was chosen here. The same computational mesh is used for both URANS and DES simulations to avoid grid related deviations. A representation of the employed unstructured computational mesh for the URANS simulations is depicted in figure 7.2.

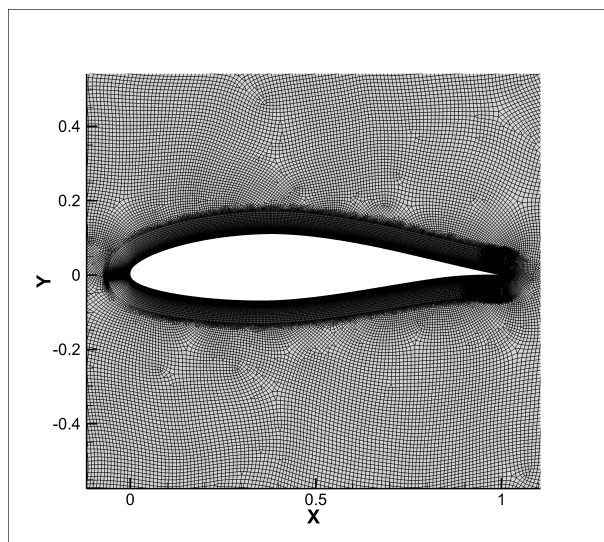


Figure 7.2: Computational mesh for the 2D URANS simulation

For the 3D DES simulation, the 2D mesh was extruded in the lateral direction up to the aspect ratio of the wing, consisting of 50 spanwise stations.

The above models have been successfully validated against unsteady experimental data in the past in Riziotis and Voutsinas [2008] and Papadakis [2014] respectively, thus the goal is to use them to extract more aerodynamic data (that the experiments are not able to provide) and ultimately check their validity in the previously described limit cycle aeroelastic oscillations. Foil2w comprises a low-cost dynamic stall model, while MapFlow a high-fidelity solver.

The aeroelastic instability found previously to occur (stall flutter) is tackled here as an individual unsteady aerodynamic problem, since it leads to a repeatable limit cycle of combined pitching and plunging displacements. Our initial intention was not to predict the critical speed of the otherwise self-sustained aeroelastic instability, but rather conclude on the optimal comparison of the periodic oscillations with the existing computational tools. Thus, the following results compose a preliminary study on the observed phenomenon.

7.1 Steady Simulations

Before proceeding in more complex unsteady flows, it was considered necessary to initially assess the comparison of simulations and experiments under steady state conditions, specifically at a Reynolds number of 0.5×10^6 , which are also very close to the ones of the limit cycle.

Details are given below regarding the steady simulations of the RANS (MapFlow) model. The following results presented are generated by steady simulations up to 13° . Above this angle of incidence, the unsteady terms had to be taken into account, due to the large fluctuations of the flow field.

| | |
|-----------------------------------|---------------------------|
| Solver | MapFlow |
| Number of Dimensions | 2D |
| Grid Cells | 220 000 |
| Turbulence Model | k- ω SST |
| Inlet Turbulence Intensity | 0.2% |
| Transition | Fixed at the leading edge |
| y^+ | <1 |

Concerning the f2w simulation, the viscous-inviscid model includes prediction of transition based on the e^N spatial amplification theory, which is used in the current simulation, essentially considering a free-transition of the flow from laminar to turbulent.

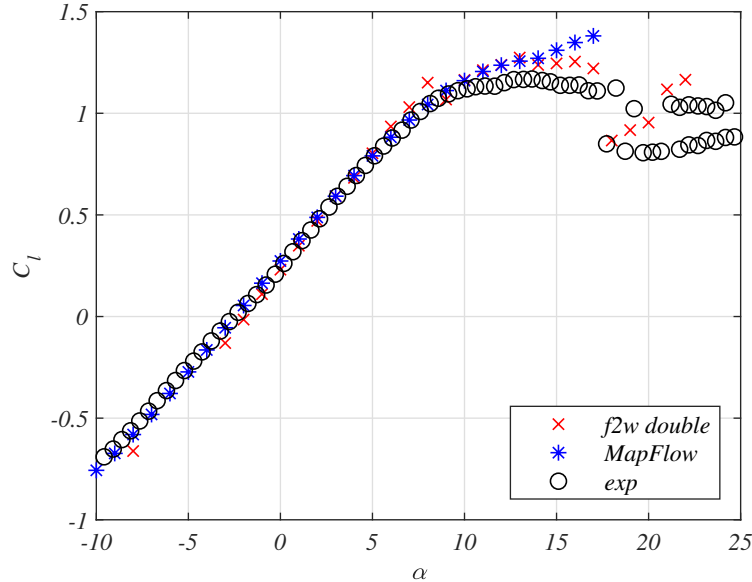


Figure 7.3: Lift coefficient vs. angle of attack at $Re = 0.5 \times 10^6$ in steady state conditions. Comparison of experimental and simulation results.

In the linear regime of figure 7.3, the MapFlow model seems to adequately predict the lift slope, which closely resembles the experimental one. The foil2w on the other hand, which enables free transition of the flow affects the slope of the lift coefficient, being steeper compared to the fully turbulent. The loss in airfoil performance due to the fixed transition has been multiple times reported in literature (e.g. in Bragg and Gregorek [1987], Somers et al. [2005]) and attributed to the earlier trailing-edge separation caused by the tripped boundary layer. Similarly, the CFD model predicts nearly the same zero lift angle in relation to the experiment, while foil2w overestimates it by 0.6° .

Beyond the linear regime and as the separation front extends further upstream with increasing angle of attack, the MapFlow model deviates from the experimental values and tends to overpredict the lift coefficient. This is attributed mainly to the 2D CFD simulation, which is not capable of producing the three dimensional features of separated flow (stall cells), as shown in Manolesos et al. [2014]. Nevertheless, in the same study, even the 3D simulation reproduces the experimental data with a delay of 3° . On the contrary, a better agreement is achieved with the foil2w model at high angles of attack both qualitatively and quantitatively.

In general, regarding the pitching moment coefficient shown in figure 7.4, an agreement is found between the models, which satisfactorily predict the results compared to the corresponding experimental ones up to an angle of attack of approximately 10° . At higher angles of attack, the simulation data start to devi-

ate and ultimately differ significantly from each other above 15° , while eventually MapFlow approaches again the experimental values. However, the latter behaviour cannot be accredited successful as this is the exact same region where large discrepancies previously appeared in the lift coefficient. Interestingly enough, for $\alpha > 17^\circ$ the pitching moment coefficient predicted by the foil2w simulation significantly drops (post-stall), due to fully detached flow on the upper surface of the airfoil, similar to the experiment.

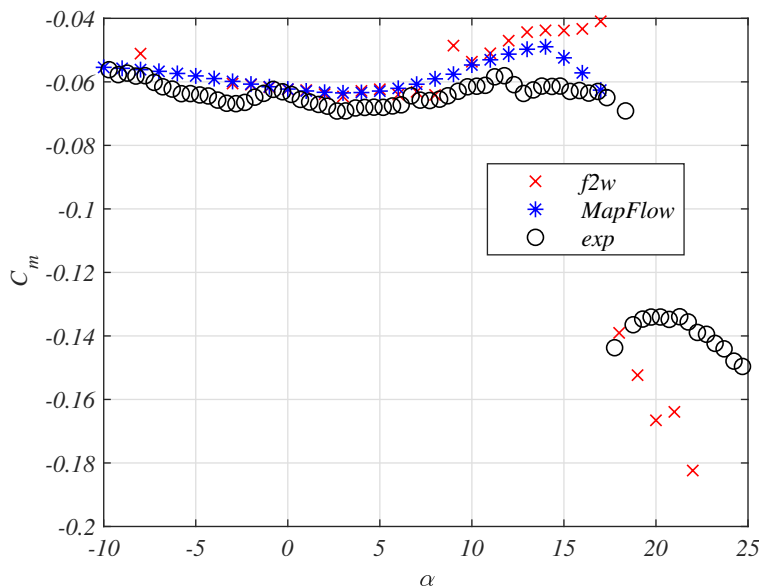


Figure 7.4: Pitching moment coefficient vs. angle of attack at $Re = 0.5 \times 10^6$ in steady state conditions. Comparison of experimental and simulation results.

Furthermore, a comparative diagram of the pressure drag coefficient is presented in figure 7.5. The pressure drag coefficient is under-predicted within the linear region of lift between -8° and 7° of the angle of attack by both models. Specifically regarding the foil2w model, direct pressure integration has been found in the past to underestimate drag (Riziotis and Voutsinas [2008]) compared to applying momentum theory on the airfoil. On the contrary, the predictions are relatively accurate above 10° as the flow begins to separate. Finally, the quantity is adequately computed even in the post-stall region with the use of the double-wake model. The accurate prediction of the aerodynamic loads is also confirmed by the pressure distribution shown in figure 7.6, which is indicatively presented at an angle of attack of 11.24° .

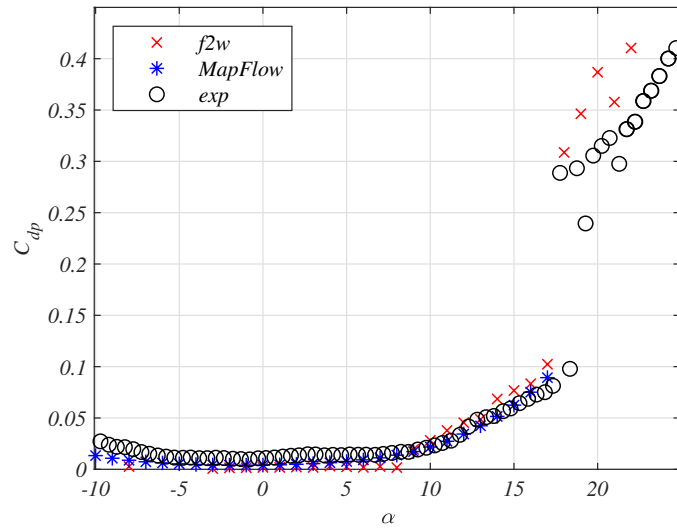


Figure 7.5: Pressure drag coefficient vs. angle of attack at $Re = 0.5 \times 10^6$ in steady state conditions. Comparison of experimental and simulation results.

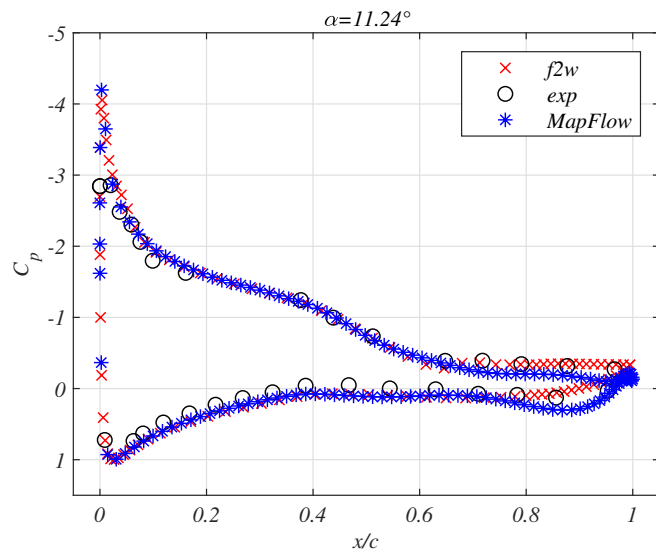


Figure 7.6: Pressure distribution at $\alpha = 11.24^\circ$, $Re = 0.5 \times 10^6$ in steady state conditions. Comparison of experimental and simulation results.

7.2 Unsteady Simulations

In this section we will deal with the numerical results of unsteady simulations. The following simulations focus on cases, which involve dynamic stall, both light and deep, where in previous section the occurrence of low or even negative aerodynamic damping coefficients were experimentally reported. As already mentioned, the above can be a condition of aeroelastic instabilities. In this context, simulations with both the 2D viscous-inviscid interaction dynamic stall model as well as 2D URANS and 3D DES are included.

7.2.1 Pitching $10^\circ \pm 8^\circ, k = 0.1$

As shown in the previous paragraph, a good agreement between experimental data and numerical predictions was achieved under steady state conditions, based on fully-turbulent CFD simulations. However, the hypothesis of fully-turbulent flow during unsteady pitching conditions had to be further investigated, examining the influence of two transition models: the $\gamma - Re_\theta$ and the Amplification Factor Transport (AFT) models, which produced very close results. Thus, for the sake of brevity, only the AFT model results are shown in the following figures, which were found to be in marginally better agreement with the corresponding experimental data.

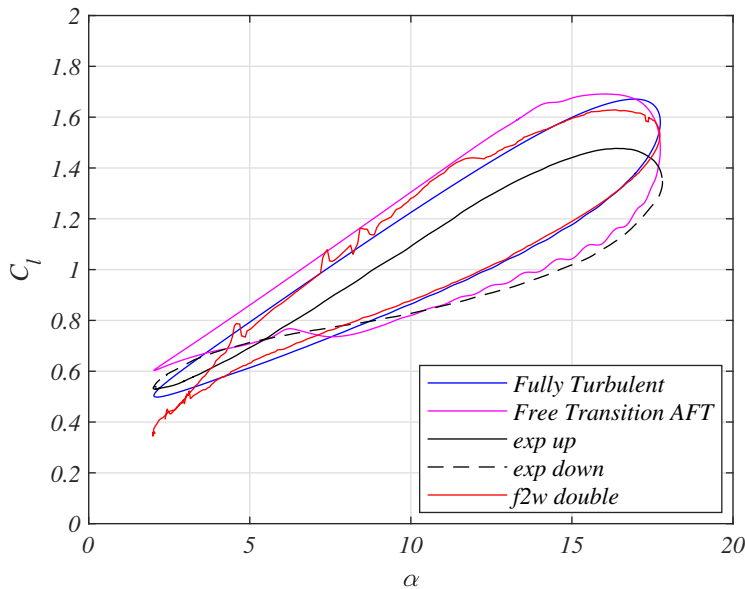


Figure 7.7: Lift coefficient vs. α for pitching $10^\circ \pm 8^\circ, k = 0.1$.

In general, the foil2w and the fully turbulent MapFlow simulations appear to

have similar results, as shown in figure 7.7, partially in the upstroke and in the downstroke part of the pitching motion of the airfoil. The AFT simulation on the other hand predicts slightly higher lift values during the upstroke and lower during the downstroke compared to the other two simulations, thus forming a wider loop. Eventually, the experimental lift coefficient during increasing angle of attack shows considerably lower values compared to the simulations. However, a similar slope of the measured lift curve appears with the foil2w and the fully turbulent simulations (values are shifted vertically by $\Delta C_l \approx 0.1$), while the transitional AFT simulation is steeper.

In the downstroke part of the motion, both foil2w and the fully turbulent CFD simulations predict higher C_l values, while the AFT simulations are in agreement with the measurement. Differences are also found at lower angles of attack, where the experiment displays a characteristic shape eight of the loop, which does not occur in any of the numerical results.

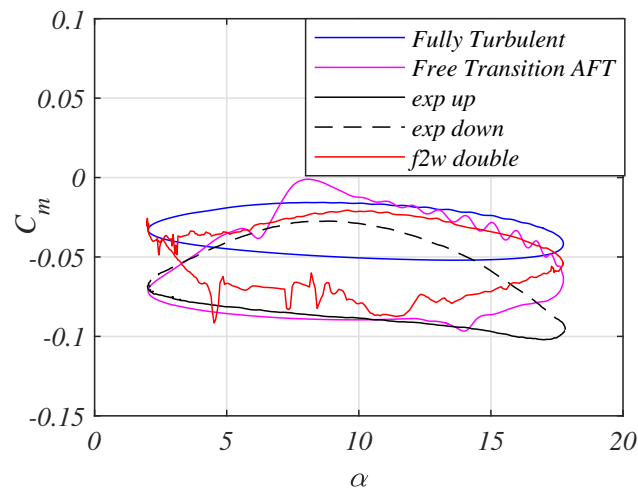


Figure 7.8: Moment coefficient vs. α for pitching $10^\circ \pm 8^\circ$, $k = 0.1$.

Regarding the numerical results of the aerodynamic moment in figure 7.8, it appears that the transitional model offers the most satisfactory comparison with the experiment. For the most part of the upstroke but for a small part of the downstroke of the pitching motion as well, the prediction coincides with the measurement. The results of the foil2w simulation appear to be similar, while the corresponding fully-turbulent are significantly different. It should be mentioned that the simulations performed here are two-dimensional, thus ignoring 3D effects. Nevertheless, it was previously reported in the work of Manolesos et al. [2014], which utilizes the same CFD solver, that even 3D CFD data lag the experimental results by 3° in terms of 3D flow separation at steady state conditions. Had this

also been the case with the unsteady pitching experiment, it would explain the systematically lower measured lift coefficient. In the specific experiment, however, there is no additional information on the evolution of the separation point so that the above assumption cannot be assessed.

7.2.2 Pitching $15^\circ \pm 8^\circ, k = 0.2$

In this test case, an experiment was conducted with an even larger mean angle of incidence and a higher reduced frequency, focusing on the performance of the f2w (double wake) model. The difference in the lift coefficient presented during the upstroke part of the oscillation between the experimental and numerical data, presented in figure 7.9, is mainly attributed to the free transition, which explains the increased slope of the simulation curve. Moreover, the predicted stall angle is fairly accurate at about 21.5° , although the lift overshoot is more pronounced in the numerical prediction. Subsequently, the numerical result is largely underestimated during the early stage of the downstroke part, i.e. from about 23° to 17° . The above behavior probably originates from the two dimensional approximation of the simulation. It seems as if excessive vorticity is predicted to be produced in the leading edge, which leads to a more abrupt stall as it is shed in the wake, compared to the progressive loss of lift recorded in the experiment. Similar discrepancies are also reported in Martinat et al. [2008] as a result of the two dimensional assumption of the flow field. For the rest part of the downstroke motion, the predicted lift coefficient is in good agreement with the experimental data.

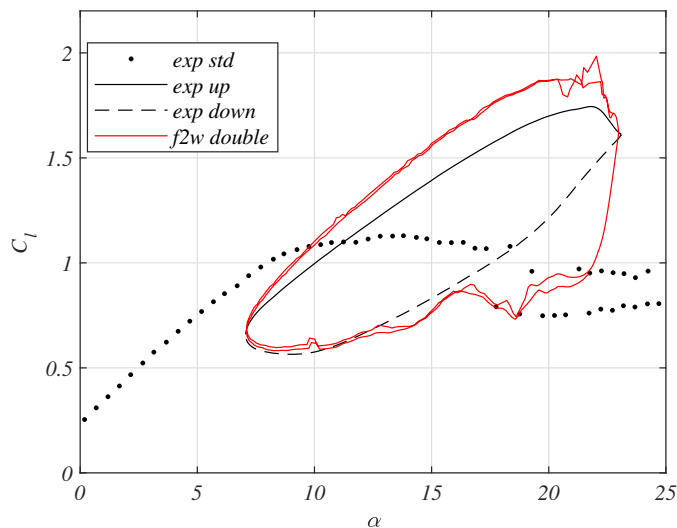


Figure 7.9: Lift coefficient vs. angle of attack for pitching $15^\circ \pm 8^\circ, k = 0.2$.

Regarding the pitching moment presented in figure 7.10, the following is observed: A more sharp drop of the aerodynamic moment is numerically predicted, with a phase lag of about 1.5° compared to the experiment. Subsequently, during the downstroke part of the oscillation, the two curves deviate significantly. Smaller nose down moments are computed, as well as large fluctuations appear in the early downstroke phase. Thus, the more abrupt dynamic stall behavior of the simulation influences the shape of the pitching moment loop, which is expected to substantially affect the torsional aerodynamic work produced.

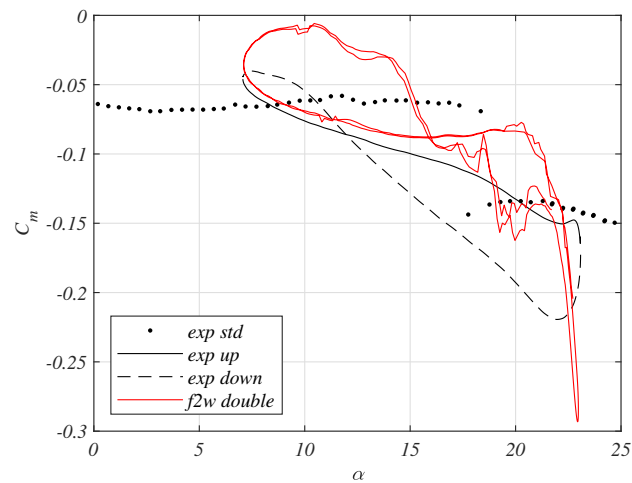


Figure 7.10: Moment coefficient vs. angle of attack for pitching $15^\circ \pm 8^\circ$, $k = 0.2$.

Finally, for a more detailed evaluation of the simulation, the temporal evolution of the pressure coefficient is shown in figure 7.11 on the suction side of the airfoil in the area near the nose up to $x/c=0.25$. The comparison is made between the first 8 sensors in the midspan of the wing and the calculated values at nearby spatial stations available from the numerical simulation. Time instant $t/T = 0$, corresponds to the onset of the upstroke part of the pitching motion, while $t/T = 1$ to the end of downstroke. A satisfactory agreement is achieved during the upstroke part of the oscillation, while there are discrepancies during the downstroke specifically after $t/T = 0.6$. Moreover, in the area close to the leading edge of the airfoil ($x/c \leq 0.04$) the model seems to predict the onset of flow reattachment earlier.

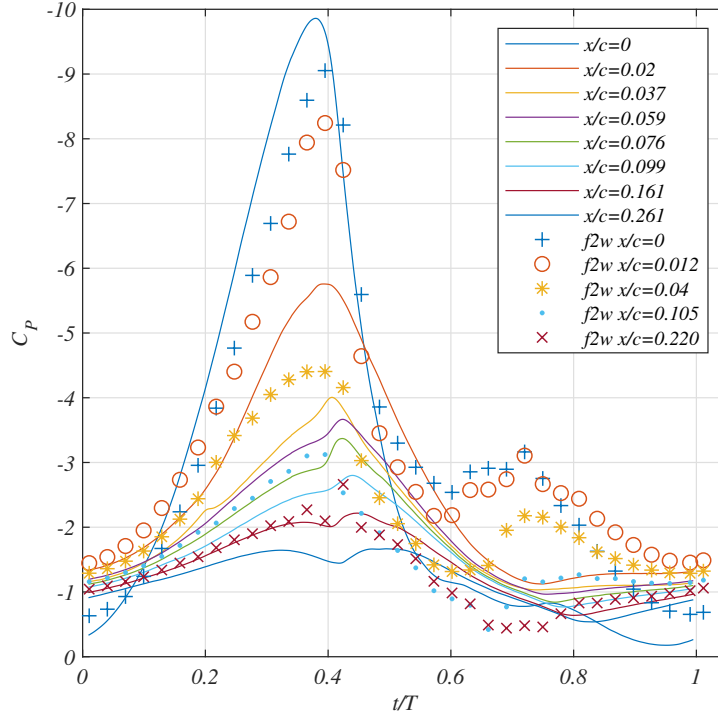


Figure 7.11: Pressure coefficient temporal evolution on suction side up to $x/c = 0.26$ for pitching $15^\circ \pm 8^\circ$, $k = 0.2$.

On the contrary, further downstream (fig.7.12), during the downstroke part of the oscillation the baseline pressure of the fully detached flow on the suction side is underpredicted (flat pressure distribution) in comparison to the more progressive pressure variation reported in the experiment. The above feature causes the abrupt loss of lift and aerodynamic moment coefficients previously reported.

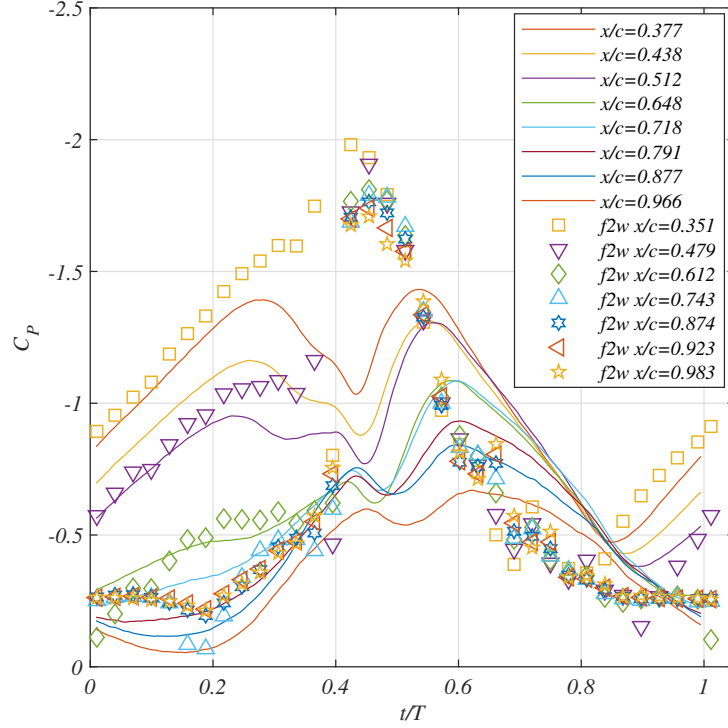


Figure 7.12: Pressure coefficient temporal evolution on suction side downstream of quarter-chord for pitching $15^\circ \pm 8^\circ$, $k = 0.2$.

7.2.3 Aeroelastic experiments: $15.5^\circ \pm 12.5^\circ$, $k = 0.35$

Following the comparisons previously made, the numerical results are presented below for the case of the limit cycle oscillation, which was extensively discussed in the two previous chapters. It is reminded that in the current experiment the wing was driven to a self-sustained oscillation (Limit Cycle) of fixed pitching and plunging amplitude by applying a given step-wise excitation at a free-stream velocity threshold of $U = 14.95m/s$ ($Re = 0.53 \times 10^6$).

| Type | DES (RANS+LES) |
|----------------------|-------------------------------|
| Number of Dimensions | 3D |
| Grid Cells | 9×10^6 |
| Turbulence Model | k- ω SST (DES variant) |
| Turbulence Intensity | 0.2% |
| Transition | Fixed at the leading edge |
| y^+ | <1 |

It was well documented from the phase averaged PIV measurements that the above aeroelastic instability involves massive flow separation, which led to the decision of employing the double wake and DES models in the corresponding simulation. Regarding the DES simulation, two separate tests were conducted, where the pitching & plunging motion was introduced either as a function (equation 5.10) or as the recorded timeseries for a few cycles from the actual sensors' signals. The above investigation was conducted due to the relatively poor sinusoidal fit of the plunging oscillation. Nevertheless, it was observed that the two different versions were almost identical and did not cause any substantial effect on the results.

In figure 7.13, the lift coefficient versus the geometric angle of attack is shown for the assessment of the above simulations. It is clear that the numerical results illustrate a different trend compared to the corresponding experimental. Namely, the experimental lift coefficient loop appears to have a counterclockwise direction of rotation and a nearly elliptic shape, except for a small sub-loop near the maximum incident. It is generally much narrower than a typical dynamic stall loop. Instead, the numerical simulations present a regular dynamic stall loop with a clockwise direction and a loss of lift during the downstroke part of the motion, due to flow separation. The discrepancy from the experiment, both in the upstroke and even more in the downstroke part of the oscillation, is evident. This is even more profound for the double wake model results. The only exception is the satisfactory prediction of the lift coefficient near the maximum angle of attack for both simulations. Nevertheless, the two models present quite similar trends.

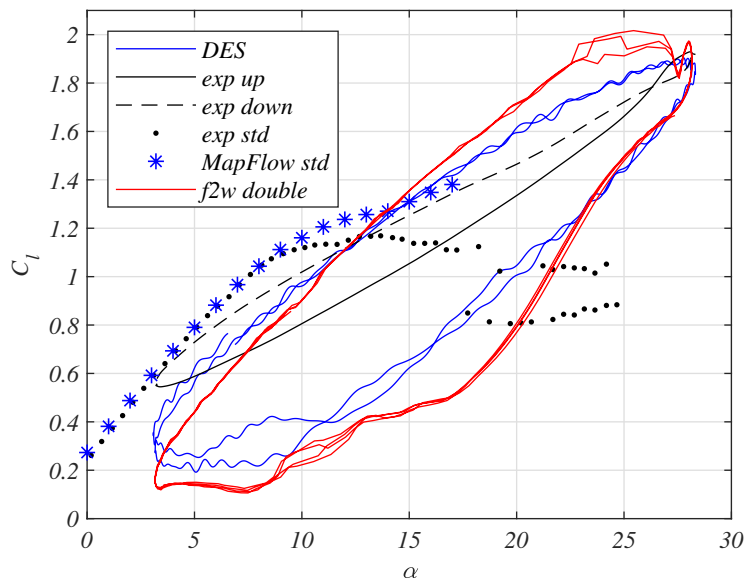


Figure 7.13: Lift coefficient vs. angle of attack during LCO, $k=0.35$.

Likewise, the experimental pitching moment loop in figure 7.14 does not present the typical figure eight of a dynamic stall event. The loop forms an almost elliptical shape of clockwise direction, which indicates the energy transfer from the flow to the airfoil. The high reduced frequency of the current experiment is believed to have a considerable impact on the aforementioned shape. Instead the numerical result from the double wake simulation illustrates a rather conventional dynamic stall shape with two sub-loops of opposite direction of rotation. However, the above cannot satisfactorily explain the actual self-sustained oscillation observed from an energy transfer perspective.

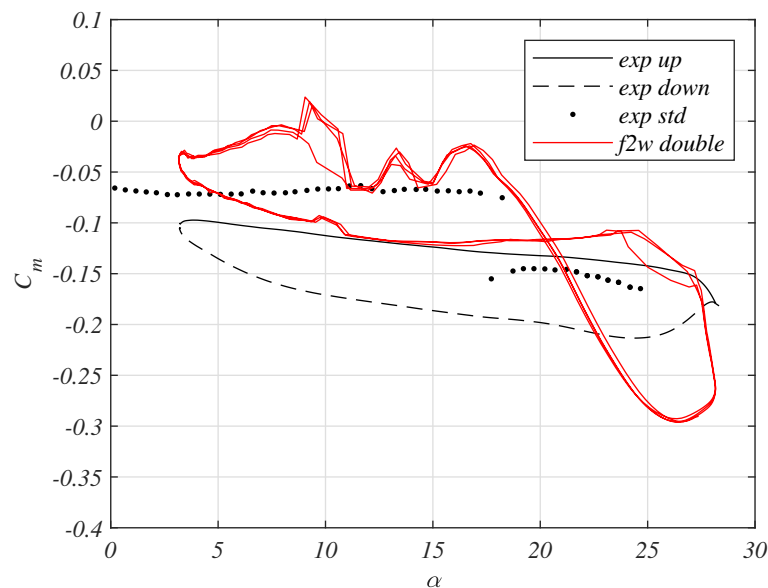


Figure 7.14: Pitching moment coefficient vs. angle of attack during LCO, $k=0.35$.

It should be stressed however that, to the best of the author's knowledge, numerical simulations of pitching and plunging oscillations of such a high reduced frequency in this moderate Reynolds number regime are rarely reported in the literature. It is also worth noting here that in the previously presented 2D URANS simulations mesh independent results were obtained. Concerning the DES simulations, significant deviations depending on the mesh are often reported in the literature (Spalart [2009], Wang et al. [2012]). In general, a suggested rule of thumb is that the aspect ratio of the cells should be close to unity. The latter was not possible in the current research due to the computational cost, however as an alternative the number of spanwise stations of the extruded mesh was gradually increased up to 50, eventually reaching a total of 9 million cells. Nevertheless, the

meshes tested did not produce any significant spanwise variation. The Q criterion iso-surfaces ($Q=0.1$) of the oscillating wing are presented in figure 7.15 for four angle incidents during upstroke and downstroke of the periodic motion. More intense three-dimensional effects are observed at $\alpha = 4.2^\circ$ downstroke, during the flow reattachment phase.

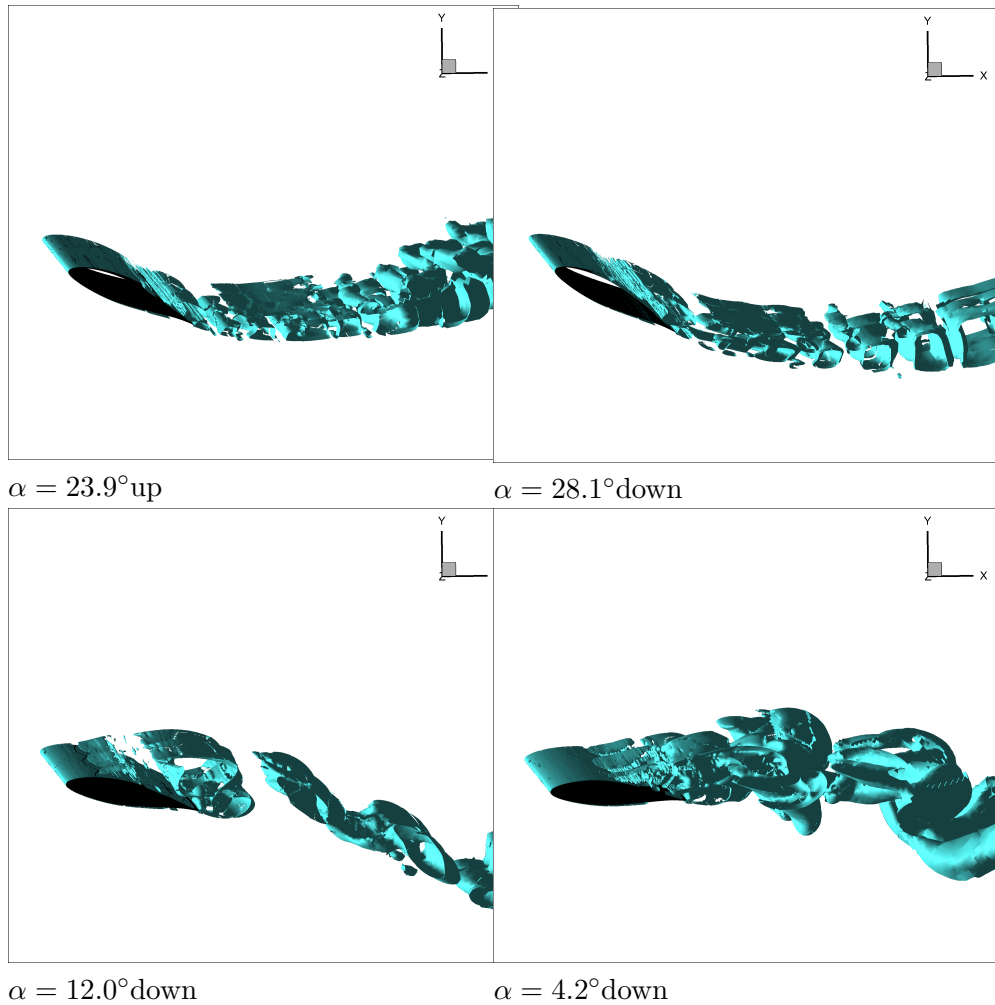


Figure 7.15: Q criterion iso-surfaces ($Q=0.1$) of oscillating wing

It is reminded that transition modeling is not applied in the above simulation. Further research should also be done on the choice of the time step Δt , in order to ensure its independence and respective convergence.

This page intentionally left blank.

Chapter 8

Conclusions & Recommendations

8.1 Conclusions

The aim of the present work was primarily to experimentally investigate the aerodynamics of an oscillating airfoil at low Reynolds numbers (below 10^6), in which energy is transferred from the flow to the airfoil and vice versa, as well as to elucidate aerodynamic and structural conditions under which a non-rigid airfoil may enter into self-excited or self-sustained oscillations. To this end, the following steps were taken:

- Experimental measurement of the surface pressure distribution on a NACA 64418 airfoil under steady flow conditions, sectional aerodynamic loading and surface flow visualization
- Experimental study of the influence of various forced harmonic motion parameters on the aerodynamic loads and aerodynamic damping
- Investigation of stall flutter phenomenon by means of unsteady surface pressure measurements and phase-locked particle image velocimetry about an elastically mounted wing, and
- Evaluation of numerical results against unsteady experimental data.

Forced Oscillations

The flow about a pitching NACA 64418 rectangular wing was experimentally examined in a subsonic wind tunnel. Having a chord length $c = 500$ mm and a spanwise length 1390 mm leaving a small gap from the wind tunnel walls, the wing was set to forced pitching motions about an axis $0.35 c$ far from the leading edge with reduced frequencies up to 0.2, Re up to 0.75×10^6 , mean angles up to

15° and angle amplitudes up to 8°. Based on pressure measurements at the wing midspan region, lift, and moment coefficients were calculated versus the geometric angle of attack.

Under static conditions and for angles higher than 17° (beyond the static stall angle), the lift curve showed two branches due to intermittent flow separation from the leading edge region corresponding to partially attached and separated flow regimes (double stall).

On the one hand, during pitching oscillations, the peak-to-peak lift coefficient $C_{l,p-p}$ in a cycle increases with the angle amplitude, whereas for relatively low mean angles ($\alpha_m \leq 10^\circ$), $C_{l,p-p}$ is reduced with increasing mean angle. On the other hand, the peak-to-peak moment coefficient within a cycle is increased with respect to either the mean angle or the angle amplitude. Under dynamic stall conditions, the large excursion of the pitching moment and the shape of its loop are related to negative torsional aerodynamic damping, so that the system becomes aerodynamically unstable. Below the mean angle of 15°, all cases studied in the present work were aerodynamically damped. However, for pitching oscillations about a mean angle near the static stall ($\alpha_m = 15^\circ$) and pitching amplitudes from 4° to 8°, negative torsional aerodynamic damping may appear, depending on the reduced frequency and the Reynolds number. Moreover, energy is transferred from the fluid to the wing during the downstroke part of its periodic motion. Nevertheless, under the latter conditions, the sign of the aerodynamic damping coefficient changes between cycles due to the inherently unsteady flow behavior of dynamic stall. Similarly, negative torsional aerodynamic damping at large angles of attack was also recorded during combined pitching and plunging oscillations, while a substantial reduction was achieved by varying the phase difference between the oscillations.

Aeroelastic Experiments

The forced oscillations at high angles of attack near stall were proved to be highly unstable (causing negative aerodynamic damping) for both pitching and combined pitching-plunging oscillations. Thus, the response of the elastically supported wing was examined at large initial angles of attack. The bending and torsional degrees of freedom were in this case structurally coupled and the elastic axis was located at $x/c = 0.35$, which largely affects the aerodynamic pitching moment. The ratio of the natural frequencies of the examined system (torsional to bending) was in each case $\omega_\alpha/\omega_h < 1$.

Self-excited oscillations: When the wing was initially placed at high angles of attack (near static stall), self-excited oscillations occurred in pitch and plunge at a critical free stream velocity. The amplitude of oscillation gradually increased for both degrees of freedom. The mean angle of attack of the angular oscillation and the mean plunge displacement was the equilibrium reached at this phase of

the experiment. During the self-excited oscillations, typical dynamic stall loops were presented for both lift and pitching moment coefficients, which indicate a stall-flutter instability. Work was done on the airfoil in both degrees of freedom, thus supplying energy to the system. Increasing the initial angle of attack from 16.65° to 19.98° , the critical free stream velocity decreased from 19.50 m/s to 14.95 m/s. This substantial drop (-23%) of the critical speed is attributed to the stall flutter phenomenon.

Self-sustained oscillations: When the elastically mounted wing was initially placed at a high angle of attack and an initial excitation was applied at a free-stream velocity threshold of $U = 14.95\text{m/s}$ ($Re = 0.53 \times 10^6$), a self-sustained oscillation (Limit Cycle) of fixed pitching and plunging amplitude took place. Below the latter speed, the oscillation was damped. The frequency of the limit cycle lied close to the natural frequency of the torsional degree of freedom indicating its dominant role. The torsional response was found to be highly sinusoidal, whereas the bending slightly deviated from the above form with a phase difference of 340.9° . The lift coefficient loop appeared to have a counterclockwise direction of rotation and a nearly elliptic shape, except for a small sub-loop near the maximum incident. The pitching moment loop similarly formed an almost elliptical shape of clockwise direction, which indicates energy transfer from the flow to the airfoil. The above occurred within $0.3 \leq t/T \leq 0.5$ of the upstroke part and $0.57 \leq t/T \leq 1$ of the downstroke. Essentially, the work done by the lift force on the airfoil during the upstroke is cancelled out during the downstroke part, whereas the pitching moment seems to contribute more in the energy transfer from the flow to the structure so that the aerodynamic damping coefficient receives negative values.

PIV measurements

Phase averaged PIV measurements were conducted in the mid-span level of the wing during the above limit cycle oscillations, which demonstrate the following: During the upstroke of the oscillation the flow accelerates on the suction side, while at the same time the separation region expands upstream in a non-linear manner with respect to the motion of the wing. A shear layer related to the flow separation is consequently developed and similarly evolves. At $\alpha \approx 27^\circ$ during upstroke, the lift coefficient slope is suddenly increased, the pressure drag rises significantly and a negative pressure peak disturbance is formed, which successively propagates downstream. The above events are linked with the formation and shedding of a vortical structure from the leading edge of the airfoil.

During the early downstroke part of the oscillation the flow has been fully detached from the suction side of the wing. However, a strong reverse flow region is formed near the airfoil surface, which obtains velocity magnitudes up to almost $0.9U$ around $x/c = 0.65$. The reverse flow region, which is thought to be induced by the passage of the leading edge vortex, causes locally elevated suction pressure and

gradually weakens in magnitude as the angle of attack decreases. Simultaneously, the shear layer previously formed around the nose rotates towards the airfoil as the flow starts to reattach. Generally, the stall flutter instability was found to present the basic feature of dynamic stall, which involved the alternating flow separation and reattachment over the surface of the airfoil.

POD analysis: The first predominant mode of the POD method is related to a streamlined flow regime, whereas the second depicts the shear layer formed due to flow separation. The two modes are temporally alternated in accordance to the evolution of the phenomenon. Moreover, the third mode is associated with a circulatory flow formed in the middle region of the airfoil, whose contribution becomes more significant in the interval from $0.40T$ to $0.60T$, which temporally matches the propagation of the negative pressure peak previously mentioned. Thus, it is believed to be linked with the shedding of the leading edge vortex.

Numerical simulations

Regarding the computational results, the 2D fully turbulent RANS simulation was found in good agreement with the experimental measurements under steady conditions for angles of attack up to 15° , but deviated beyond this incident. Conversely, a greater slope (due to free transition) in the linear region of the lift coefficient was predicted by the foil2w model, however the aerodynamic loads at even larger incidents (up to 22°) were satisfactorily predicted.

The pitching simulations were found to present similar trends as the experimental results. Some agreement was partially reached, in light stall with the 2D URANS simulation containing transition modelling as well as in deep stall with the viscous-inviscid dynamic stall model. On the other hand, both models fail to predict aerodynamic loads of the combined pitching and plunging limit cycle oscillation, that was observed to occur in the case of the elastically supported wing.

8.2 Recommendations

The recommendations discussed next concern some short term improvements of the experiment as well as some long term goals for future research.

Short-term improvements:

Simultaneous data acquisition: The measurement of surface pressure distribution with simultaneous analog to digital converters instead of multiplexing is suggested. Upgrading the data acquisition to a simultaneous system will contribute to the greater reliability of the measurements and the ability to measure them with even larger sampling frequency. This will allow to analyze the unsteady chain of events

of the dynamic stall phenomena in greater temporal resolution as well as the evaluation of the results in relation to the local turbulent characteristics.

Forced transition: The use of a trip wire to trigger the flow transition to turbulent is considered necessary to assist the simulation. The predetermined transition aims at clarifying the considered assumptions and further develop the computational simulation.

Study of the effect of tunnel walls: It has been frequently observed in literature, that the 3D effects of the wind tunnel walls might alter significantly the computations, especially during dynamic stall, where flow separation is apparent. Therefore, their inclusion in the calculations is considered useful.

Wing Surface finish: Finishing the surface of the wing is a task that must be completed so that the surface protrusions of each piece are smoothed and no longer constitute a source of flow transition.

Use of Strain gauges: Measurement of total aerodynamic loads using Strain-Gauge in order to account for the aerodynamic loading subjected at the whole wing.

Long terms goals

As stated in the introduction of this work, the development of the experimental investigation was motivated by certain engineering problems as well as fluid structure interaction phenomena that constitute major challenges for the research community. A list of such problems are given bellow:

1. Control of the stall flutter aeroelastic instability using jet actuators.
2. Construction of a cyber physical system which uses feedback control to simulate variable torsional and bending structural properties of the flexible wing model for the investigation of its aeroelastic response over a wide range of applications. For example cases with a frequency ratio of $\omega_\alpha/\omega_h \gg 1$ are of great interest, due to their frequent use in wind turbines.

8.3 Publications

- D. Gkiolas and D. Mathioulakis. Aerodynamic study of a NACA 64418 rectangular wing under forced pitching motions. *Fluids*, 6(11):394, 2021
- D. Gkiolas, P. Kapiris, and D. Mathioulakis. Experimental study of the near wake of a circular cylinder and its detached shear layers. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 113:110040, 2020

- D. Gkiolas, D. Yiasemides, and D. Mathioulakis. Experimental study of a pitching and plunging wing. *Aircraft Engineering and Aerospace Technology*, 2018b
- D. Gkiolas and D. Mathioulakis. PIV and surface pressure measurements on a NACA64418 airfoil undergoing stall flutter. In *AIAA Scitech 2020 Forum*, page 0090, 2020
- D. Gkiolas, F. Mouzakis, and D. Mathioulakis. Stall flutter measurements on a rectangular wing. In *Fluids Engineering Division Summer Meeting*, volume 51555, page V001T13A001. American Society of Mechanical Engineers, 2018a
- F. Mouzakis, D. Giasemidis, D. Gkiolas, and D. Mathioulakis. Aerodynamic force measurements on a pitching and plunging NACA64418 wing. In *7th International Conference on Experiments / Process / System Modeling / Simulation / Optimization (7th IC-EpsMsO)*, 2017
- P. Kapiris, P. Ganelos, D. Gkiolas, and D. Mathioulakis. Vortex detection through phase locked PIV measurements in the wake of a cylinder. In *7th International Conference on Experiments / Process / System Modeling / Simulation / Optimization (7th IC-EpsMsO)*, 2017
- D. Yiasemides, D. Gkiolas, and D. Mathioulakis. An experimental study of a pitching and plunging wing with a NACA64418 airfoil. In *6th EASN International Conference on Innovation in European Aeronautics Research*, 2016

8.3.1 Other

- P. Sarkiris, K. Ellinas, D. Gkiolas, D. Mathioulakis, and E. Gogolidis. Motion of drops with different viscosities on micro-nanotextured surfaces of varying topography and wetting properties. *Advanced Functional Materials*, 29(35):1902905, 2019
- D. Gkiolas, K. Ellinas, D. Mathioulakis, A. Tserepi, and E. Gogolidis. Surface roughness and hydrophobicity influence the fluid velocity distribution in the vicinity of a stationary and a moving body: An experimental study. In *7th International Conference on Experiments / Process / System Modeling / Simulation / Optimization (7th IC-EpsMsO)*, 2017

Appendix A

Calibrations

A.1 Calibration of Pressure Transducers

Before testing, all pressure transducers were calibrated. A pressure-vacuum line was connected to each location and the diaphragm of each transducer was subjected to pressures approximately $\pm 1250 Pa$ above and below the atmospheric pressure, while a Furness FCO432 manometer, was used as the reference instrument. A photograph of the calibration procedure is shown in Fig.A.1 and an example of the output in Fig.A.2.

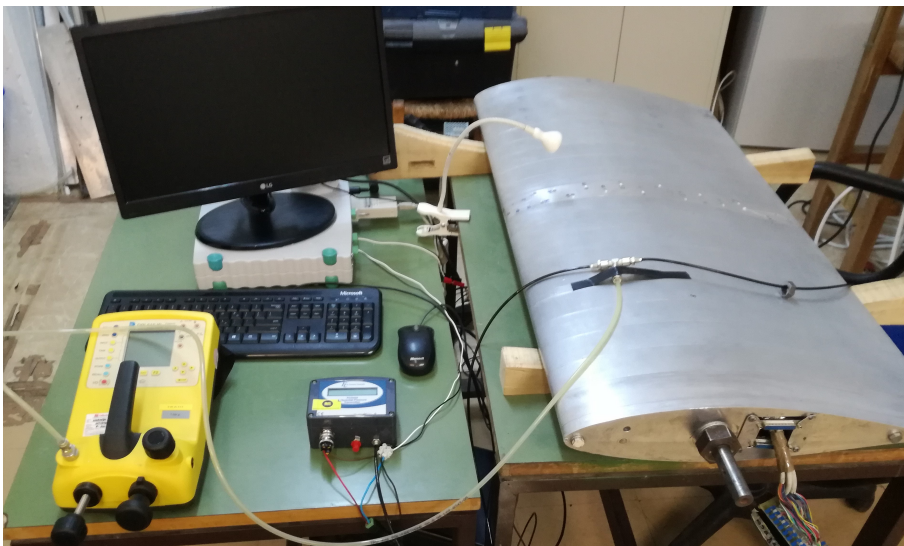


Figure A.1: Photo of the calibration procedure of pressure transducers

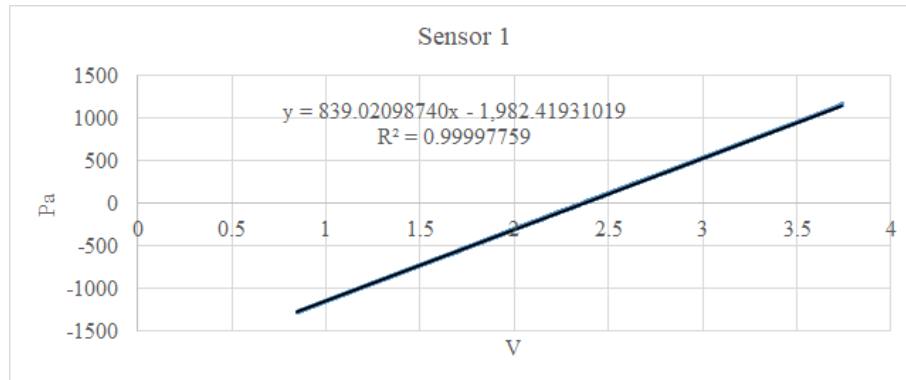


Figure A.2: Calibration of transducer No.1. Solid line: linear fit

A.2 Calibration of Angular Sensor

The angular sensor was calibrated, as well, directly on the final setup using a stepper motor coupled to the wing shaft (Fig.A.3). The procedure was performed in the range $\pm 75^\circ$ from its initial position by rotating the stepper motor both clockwise and counterclockwise in predetermined steps. The outcome of the process is shown in Fig.A.4.



Figure A.3: Photo of the calibration procedure of angular sensor

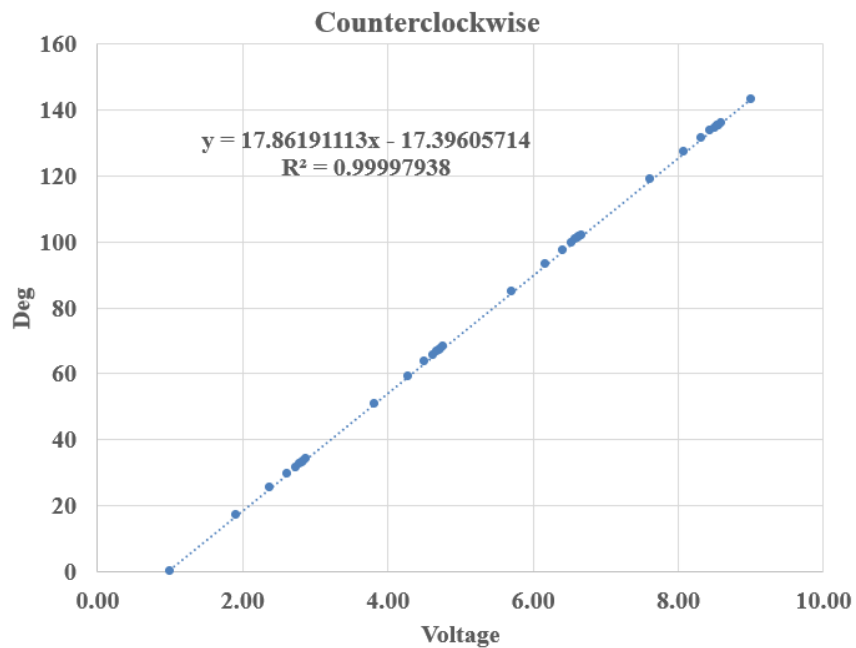


Figure A.4: Calibration of angular sensor

A.3 Calibration of Pitching Oscillation

The simple harmonic pitch oscillations are produced by the stepper motor, which generates each step of rotation after predetermined timing intervals. The amplitude, frequency and goodness of fit were confirmed in each case by recording the actual oscillation, as shown in Fig.A.5.

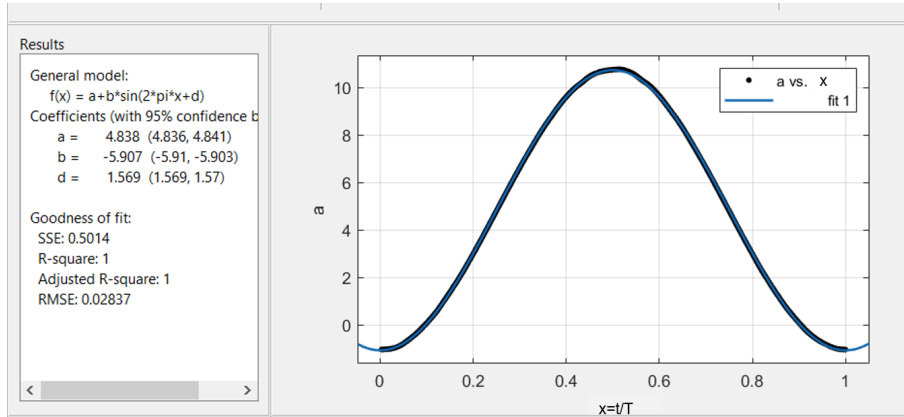


Figure A.5: Sinusoidal fit of pitching oscillation

A.4 Pitching cases

| Reynolds | Mean angle (°) | Amplitude (°) | f (Hz) | k | Reynolds | Mean angle (°) | Amplitude (°) | f (Hz) | k |
|------------|----------------|---------------|--------|-------|-------------|----------------|---------------|--------|-------|
| Low_1.a.i | 0.046 | 1.925 | 1.003 | 0.099 | High_1.a.i | -0.084 | 1.942 | 1.004 | 0.067 |
| Low_1.a.ii | 0.006 | 1.946 | 1.985 | 0.196 | High_1.a.ii | -0.138 | 1.955 | 1.990 | 0.130 |
| Low_1.b.i | 0.034 | 3.889 | 0.999 | 0.098 | High_1.b.i | -0.091 | 3.906 | 1.000 | 0.065 |
| Low_1.b.ii | -0.006 | 3.911 | 1.932 | 0.190 | High_1.b.ii | -0.145 | 3.925 | 1.937 | 0.127 |
| Low_1.c.i | 0.008 | 5.888 | 0.966 | 0.095 | High_1.c.i | -0.149 | 5.905 | 0.968 | 0.063 |
| Low_1.c.ii | 0.002 | 5.886 | 1.916 | 0.189 | High_1.c.ii | -0.107 | 5.904 | 1.906 | 0.125 |
| Low_1.d.i | 0.007 | 7.810 | 0.968 | 0.095 | High_1.d.i | -0.128 | 7.837 | 0.965 | 0.064 |
| Low_1.d.ii | -0.065 | 7.836 | 1.867 | 0.184 | High_1.d.ii | -0.142 | 7.866 | 1.864 | 0.121 |
| Low_2.a.i | 4.836 | 1.943 | 1.003 | 0.099 | High_2.a.i | 4.831 | 1.946 | 1.014 | 0.065 |
| Low_2.a.ii | 4.855 | 1.963 | 1.984 | 0.196 | High_2.a.ii | 4.866 | 1.967 | 1.982 | 0.129 |
| Low_2.b.i | 4.842 | 3.904 | 1.002 | 0.099 | High_2.b.i | 4.864 | 3.918 | 1.000 | 0.064 |
| Low_2.b.ii | 4.866 | 3.935 | 1.944 | 0.192 | High_2.b.ii | 4.875 | 3.944 | 1.949 | 0.126 |
| Low_2.c.i | 4.838 | 5.907 | 0.967 | 0.096 | High_2.c.i | 4.846 | 5.928 | 0.965 | 0.063 |
| Low_2.c.ii | 4.914 | 5.906 | 1.912 | 0.189 | High_2.c.ii | 4.939 | 5.929 | 1.915 | 0.124 |
| Low_2.d.i | 4.869 | 7.827 | 0.967 | 0.096 | High_2.d.i | 4.896 | 7.851 | 0.966 | 0.063 |
| Low_2.d.ii | 4.876 | 7.857 | 1.863 | 0.184 | High_2.d.ii | 5.772 | 7.886 | 1.865 | 0.121 |
| Low_3.a.i | 9.802 | 1.939 | 1.017 | 0.100 | High_3.a.i | 10.640 | 1.923 | 1.002 | 0.066 |
| Low_3.a.ii | 9.886 | 1.961 | 1.986 | 0.196 | High_3.a.ii | 10.750 | 1.962 | 1.983 | 0.129 |
| Low_3.b.i | 9.805 | 3.918 | 0.997 | 0.098 | High_3.b.i | 10.640 | 3.924 | 0.999 | 0.065 |
| Low_3.b.ii | 9.889 | 3.948 | 1.933 | 0.191 | High_3.b.ii | 10.750 | 3.943 | 1.936 | 0.126 |
| Low_3.c.i | 9.814 | 5.913 | 0.968 | 0.096 | High_3.c.i | 10.670 | 5.926 | 0.969 | 0.063 |
| Low_3.c.ii | 9.941 | 5.916 | 1.913 | 0.189 | High_3.c.ii | 10.850 | 5.930 | 1.918 | 0.124 |
| Low_3.d.i | 9.863 | 7.869 | 0.965 | 0.096 | High_3.d.i | 10.770 | 7.888 | 0.967 | 0.063 |
| Low_3.d.ii | 9.929 | 7.913 | 1.863 | 0.185 | High_3.d.ii | 11.720 | 7.937 | 1.866 | 0.122 |
| Low_4.a.i | 14.850 | 1.972 | 1.015 | 0.101 | High_4.a.i | 16.540 | 1.989 | 1.002 | 0.066 |
| Low_4.a.ii | 14.960 | 1.976 | 1.982 | 0.195 | High_4.a.ii | 16.690 | 2.002 | 1.976 | 0.130 |
| Low_4.b.i | 14.860 | 3.937 | 0.999 | 0.099 | High_4.b.i | 16.610 | 3.968 | 0.999 | 0.065 |
| Low_4.b.ii | 14.990 | 3.955 | 1.940 | 0.191 | High_4.b.ii | 16.710 | 3.979 | 1.932 | 0.127 |
| Low_4.c.i | 14.930 | 5.955 | 0.964 | 0.096 | High_4.c.i | 16.620 | 5.941 | 0.966 | 0.063 |
| Low_4.c.ii | 15.070 | 5.945 | 1.905 | 0.189 | High_4.c.ii | 16.790 | 5.934 | 1.914 | 0.126 |
| Low_4.d.i | 15.020 | 7.893 | 0.965 | 0.097 | High_4.d.i | 16.720 | 7.883 | 0.968 | 0.064 |
| Low_4.d.ii | 15.040 | 7.938 | 1.863 | 0.185 | High_4.d.ii | 17.650 | 7.910 | 1.865 | 0.123 |

A.5 Structural Properties of the Elastically Supported Wing

With each new set of springs, prior to measurements, free oscillation tests were performed to estimate the natural frequencies and damping ratios of the system. A total of five tests were performed for each degree of freedom by deflecting the wing from its original equilibrium position under still air and its response to rest was recorded, as shown in Fig.A.6. FFT analysis of an accelerometer (attached to the wing surface) and the displacement sensor signals revealed the natural frequencies and the damping ratios of the system. The damping coefficients were determined using the log-decrement approach.

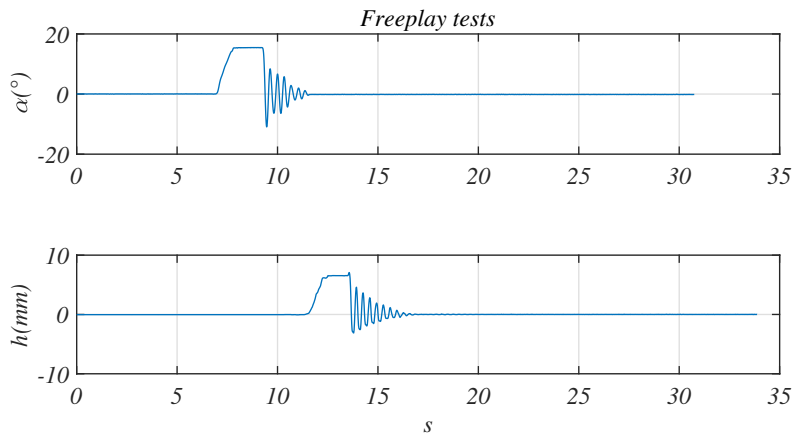


Figure A.6: Freeplay tests of elastic properties

Further details regarding the mass and mass moment of inertia of the individual components of the aeroelastic wing are given in Tables A.2, A.1.

| Pitching | I (kg m ²) |
|---------------------|------------------------|
| Wing + extensions | 0.6477 |
| Shaft | 0.0006 |
| Pulley | 0.0800 |
| Fences | 0.5333 |
| Total (No fences) | 0.7282 |
| Total (With fences) | 1.2616 |

Table A.1: Mass moment of inertia of rotating wing

| Plunging | m (kg) |
|----------------------------------|--------|
| Wing + shaft | 41.3 |
| Pulley + pitching springs + base | 11.2 |
| Extensions | 4.2 |
| Aluminum plate | 2 |
| Bearing housing+coupler | 1 |
| Fences | 9.3 |
| Total (No fences) | 59.7 |
| Total (With fences) | 69 |

Table A.2: Mass of translating wing

Bibliography

- H. Abbott. Theory of wing sections, including a summary of airfoil data. *Aeronautical and Space Research, NASA, Dover Publications Inc., New York, Published by McClelland & Stewart Ltd, Canada, USA., 1959.*
- I. H. Abbott, A. E. Von Doenhoff, and L. Stivers Jr. Summary of airfoil data. 1945.
- A. Abdelkefi, R. Vasconcellos, A. H. Nayfeh, and M. R. Hajj. An analytical and experimental investigation into limit-cycle oscillations of an aeroelastic system. *Nonlinear Dynamics*, 71(1):159–173, 2013.
- F. Afonso, J. Vale, É. Oliveira, F. Lau, and A. Suleman. A review on non-linear aeroelasticity of high aspect-ratio wings. *Progress in Aerospace Sciences*, 89: 40–57, 2017.
- H. Allen and W. G. Vincenti. Wall interference in a two-dimensional-flow wind tunnel with consideration of the effect of compressibility. Technical report, NASA Ames Research Center, 1944.
- J. Anderson, K. Streitlien, D. Barrett, and M. Triantafyllou. Oscillating foils of high propulsive efficiency. 1998.
- N. Aubry, R. Guyonnet, and R. Lima. Spatiotemporal analysis of complex signals: theory and applications. *Journal of Statistical Physics*, 64(3):683–739, 1991.
- Y. S. Baik, L. P. Bernal, K. Granlund, and M. V. Ol. Unsteady force generation and vortex dynamics of pitching and plunging aerofoils. *Journal of Fluid Mechanics*, 709:37, 2012.
- C. Bak, H. A. Madsen, P. Fuglsang, and F. Rasmussen. Observations and hypothesis of double stall. *Wind Energy: An International Journal for Progress and Applications in Wind Power Conversion Technology*, 2(4):195–210, 1999.
- K. Belibassakis and E. Filippas. Ship propulsion in waves by actively controlled flapping foils. *Applied Ocean Research*, 52:1–11, 2015.

- A. Benaissa, S. Biskri, L. Goyaniuk, D. Poirel, and N. N. Bouda. Beating phenomenon in frequency lock-in 2dof stall flutter. *Journal of Fluids and Structures*, 100:103176, 2021.
- S. Benton and M. Visbal. The onset of dynamic stall at a high, transitional reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics*, 861:860–885, 2019.
- S. S. Bhat and R. N. Govardhan. Stall flutter of NACA 0012 airfoil at low reynolds numbers. *Journal of Fluids and Structures*, 41:166–174, 2013.
- R. Bisplinghoff, H. Ashley, and R. Halfman. *Aeroelasticity*. Dover Books on Aeronautical Engineering Series. Dover Publications, 1996. ISBN 9780486691893.
- W. G. Bousman. A qualitative examination of dynamic stall from flight test data. *Journal of the American Helicopter Society*, 43(4):279–295, 1998.
- M. Bragg and G. Gregorek. Experimental study of airfoil performance with vortex generators. *Journal of aircraft*, 24(5):305–309, 1987.
- A. Buchner and J. Soria. Measurements of the flow due to a rapidly pitching plate using time resolved high resolution PIV. *Aerospace Science and Technology*, 44: 4–17, 2015.
- C. Butterfield, D. Simms, G. Scott, and A. Hansen. Dynamic stall on wind turbine blades. Technical report, National Renewable Energy Lab., Golden, CO (United States), 1991.
- L. W. Carr, K. W. McAlister, and W. J. McCroskey. Analysis of the development of dynamic stall based on oscillating airfoil experiments. 1977.
- F. Carta and P. Lorber. Experimental study of the aerodynamics of incipient torsional stall flutter. *Journal of Propulsion and Power*, 3(2):164–170, 1987.
- F. O. Carta. Comparison of the pitching and plunging response of an oscillating airfoil. *NASA Contractor Reports*, (3172), 1979.
- F. O. Carta and C. F. Niebanck. Prediction of rotor instability at high forward speeds. volume 3. stall flutter. Technical report, United Technologies Corp Stratford CT Sikorsky Aircraft DIV, 1969.
- A. Choudhry, R. Leknys, M. Arjomandi, and R. Kelso. An insight into the dynamic stall lift characteristics. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 58:188–208, 2014.
- A. Choudhry, M. Arjomandi, and R. Kelso. Methods to control dynamic stall for wind turbine applications. *Renewable energy*, 86:26–37, 2016.

- T. C. Corke and F. O. Thomas. Dynamic stall in pitching airfoils: aerodynamic damping and compressibility effects. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 47: 479–505, 2015.
- E. C. Culler and J. A. Farnsworth. Higher frequencies in stall flutter moment development. *Journal of Fluids and Structures*, 85:181–198, 2019.
- J. Deparday and K. Mulleners. Critical evolution of leading edge suction during dynamic stall. In *Journal of Physics: Conference Series*, volume 1037, page 022017. IOP Publishing, 2018.
- G. Dimitriadis. *Introduction to nonlinear aeroelasticity*. John Wiley & Sons, 2017.
- G. Dimitriadis and J. Li. Bifurcation behavior of airfoil undergoing stall flutter oscillations in low-speed wind tunnel. *AIAA journal*, 47(11):2577–2596, 2009.
- E. H. Dowell. *A Modern Course in Aeroelasticity*, volume 217. Springer, 2014.
- P. Dunn and J. Dugundji. Nonlinear stall flutter and divergence analysis of cantilevered graphite/epoxy wings. *AIAA journal*, 30(1):153–162, 1992.
- J. Ekaterinaris and M. Platzer. Numerical investigation of stall flutter. *Journal of Turbomachinery*, 118:197, 1996.
- C. Fagley, J. Seidel, and T. McLaughlin. Cyber-physical flexible wing for aeroelastic investigations of stall and classical flutter. *Journal of Fluids and Structures*, 67:34–47, 2016.
- M. G. Farmer. A two degree of freedom flutter mount system with low damping for testing rigid wings at different angles of attack. *NASA TM-83302, National Aeronautics and Space Administration*, 1982.
- I. Fenercioglu and O. Cetiner. Categorization of flow structures around a pitching and plunging airfoil. *Journal of Fluids and Structures*, 31:92–102, 2012.
- Y. C. Fung. *An introduction to the theory of aeroelasticity*. Courier Dover Publications, 2008.
- H. Garner, E. Rogers, W. Acum, E. Maskell, and H. Garner. Subsonic wind tunnel wall corrections. 1966.
- I. Garrick et al. Propulsion of a flapping and oscillating airfoil. *NACA report*, 567: 419–427, 1937.
- D. E. Gault. A correlation of low-speed, airfoil-section stalling characteristics with reynolds number and airfoil geometry. *NACA Technical Note 3963*, 1957.

- W. Geissler and H. Haselmeyer. Investigation of dynamic stall onset. *Aerospace science and technology*, 10(7):590–600, 2006.
- W. Geissler and B. G. van der Wall. Dynamic stall control on flapping wing airfoils. *Aerospace Science and Technology*, 62:1–10, 2017.
- D. Gkiolas and D. Mathioulakis. PIV and surface pressure measurements on a NACA64418 airfoil undergoing stall flutter. In *AIAA Scitech 2020 Forum*, page 0090, 2020.
- D. Gkiolas and D. Mathioulakis. Aerodynamic study of a NACA 64418 rectangular wing under forced pitching motions. *Fluids*, 6(11):394, 2021.
- D. Gkiolas, K. Ellinas, D. Mathioulakis, A. Tserepi, and E. Goggolidis. Surface roughness and hydrophobicity influence the fluid velocity distribution in the vicinity of a stationary and a moving body: An experimental study. In *7th International Conference on Experiments / Process / System Modeling / Simulation / Optimization (7th IC-EpsMsO)*, 2017.
- D. Gkiolas, F. Mouzakis, and D. Mathioulakis. Stall flutter measurements on a rectangular wing. In *Fluids Engineering Division Summer Meeting*, volume 51555, page V001T13A001. American Society of Mechanical Engineers, 2018a.
- D. Gkiolas, D. Yiasemides, and D. Mathioulakis. Experimental study of a pitching and plunging wing. *Aircraft Engineering and Aerospace Technology*, 2018b.
- D. Gkiolas, P. Kapiris, and D. Mathioulakis. Experimental study of the near wake of a circular cylinder and its detached shear layers. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 113:110040, 2020.
- A. Gonzalez Salcedo. Development of a potential panel code for unsteady modelling of 2d airfoils in practical applications of large wind turbines. 2018.
- L. Goyaniuk, D. Poirel, and A. Benaissa. Pitch–heave symmetric stall flutter of a naca0012 at transitional reynolds numbers. *AIAA Journal*, 58(8):3286–3298, 2020.
- R. L. Halfman. *Experimental aerodynamic derivatives of a sinusoidally oscillating airfoil in two-dimensional flow*, volume 2465. National Advisory Committee for Aeronautics, 1951.
- R. L. Halfman, H. Johnson, and S. Haley. Evaluation of high-angle-of-attack aerodynamic-derivative data and stall-flutter prediction techniques. Technical report, National Aeronautics and Space Administration Washington DC, 1951.
- P. E. Hemke. Drag of wings with end plates. *Annual Report-National Advisory Committee for Aeronautics*, 13:251, 1927.

- W. J. Hill, T. W. Strganac, C. Nichkawde, D. M. McFarland, G. Kerschen, Y. S. Lee, A. F. Vakakis, and L. A. Bergman. Suppression of aeroelastic instability with a nonlinear energy sink: Experimental results. In *47th AIAA/ASME/ASCE/AHS/ASC Structures, Structural Dynamics and Materials Conference*, pages 3145–3157. Citeseer, 2006.
- P. Holmes, J. L. Lumley, G. Berkooz, and C. W. Rowley. *Turbulence, coherent structures, dynamical systems and symmetry*. Cambridge university press, 2012.
- K. Jones, C. Dohring, and M. Platzer. Experimental and computational investigation of the knoller-betz effect. *AIAA journal*, 36(7):1240–1246, 1998.
- P. Kapiris and D. Mathioulakis. Experimental study of vortical structures in a periodically perturbed flow over a backward-facing step. *International journal of heat and fluid flow*, 47:101–112, 2014.
- P. Kapiris, P. Ganelos, D. Gkiolas, and D. Mathioulakis. Vortex detection through phase locked PIV measurements in the wake of a cylinder. In *7th International Conference on Experiments / Process / System Modeling / Simulation / Optimization (7th IC-EpsMsO)*, 2017.
- A. A. Karakalas, D. I. Manolas, T. T. Machairas, V. A. Riziotis, and D. A. Saravanos. Active load alleviation potential of adaptive wind turbine blades using shape memory alloy actuators. *Wind Energy*, 22(5):620–637, 2019.
- J. Katz and A. Plotkin. *Low-speed aerodynamics*, volume 13. Cambridge university press, 2001.
- M. Kerho. Adaptive airfoil dynamic stall control. *Journal of aircraft*, 44(4):1350–1360, 2007.
- M. M. Koochesfahani. Vortical patterns in the wake of an oscillating airfoil. *AIAA journal*, 27(9):1200–1205, 1989.
- T. Lee and P. Gerontakos. Investigation of flow over an oscillating airfoil. *Journal of Fluid Mechanics*, 512:313, 2004.
- T. Lee and Y. Su. Surface pressures developed on an airfoil undergoing heaving and pitching motion. *Journal of Fluids Engineering*, 137(5), 2015.
- G. J. Leishman. *Principles of helicopter aerodynamics*. Cambridge university press, 2006.
- J. Leishman. Dynamic stall experiments on the NACA 23012 aerofoil. *Experiments in Fluids*, 9(1):49–58, 1990.

- J. G. Leishman and T. Beddoes. A semi-empirical model for dynamic stall. *Journal of the American Helicopter society*, 34(3):3–17, 1989.
- J. Liiva. Unsteady aerodynamic and stall effects on helicopter rotor blade airfoil sections. *Journal of Aircraft*, 6(1):46–51, 1969.
- L. K. Loftin Jr. Effect of specific types of surface roughness on boundary-layer transition. Technical report, National Advisory Committee For Aeronautics Langley Field, VA, 1946.
- P. Lorber. Compressibility effects on the dynamic stall of a three-dimensional wing. In *30th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, page 191, 1992.
- P. Lorber, A. Covino, Jr, and F. Carta. Dynamic stall experiments on a swept three-dimensional wing in compressible flow. In *22nd Fluid Dynamics, Plasma Dynamics and Lasers Conference*, page 1795, 1991.
- M. Manolesos, G. Papadakis, and S. G. Voutsinas. Experimental and computational analysis of stall cells on rectangular wings. *Wind Energy*, 17(6):939–955, 2014.
- G. Martinat, M. Braza, Y. Hoarau, and G. Harran. Turbulence modelling of the flow past a pitching naca0012 airfoil at 105 and 106 reynolds numbers. *Journal of Fluids and Structures*, 24(8):1294–1303, 2008.
- K. Mazaheri and A. Ebrahimi. Experimental investigation on aerodynamic performance of a flapping wing vehicle in forward flight. *Journal of Fluids and Structures*, 27(4):586–595, 2011.
- K. McAlister, S. Pucci, W. McCroskey, and L. W. Carr. An experimental study of dynamic stall on advanced airfoil sections. volume 2. pressure and force data. Technical report, National Aeronautics and Space Administration Moffet Field CA Ames Research, 1982.
- W. J. McCroskey. The phenomenon of dynamic stall. Technical report, National Aeronautics and Space Administration Moffett Field Ca Ames Research . . . , 1981.
- W. J. McCroskey. Unsteady airfoils. *Annual review of fluid mechanics*, 14(1):285–311, 1982.
- W. J. McCroskey and R. K. Fisher. Detailed aerodynamic measurements on a model rotor in the blade stall regime. *Journal of the American Helicopter Society*, 17(1):20–30, 1972.
- W. J. McCroskey, L. W. Carr, and K. W. McAlister. Dynamic stall experiments on oscillating airfoils. *AIAA journal*, 14(1):57–63, 1976.

- F. Menter. Zonal two equation kw turbulence models for aerodynamic flows. In *23rd fluid dynamics, plasmadynamics, and lasers conference*, page 2906, 1993.
- F. Mouzakis, D. Giasemidis, D. Gkiolas, and D. Mathioulakis. Aerodynamic force measurements on a pitching and plunging NACA64418 wing. In *7th International Conference on Experiments / Process / System Modeling / Simulation / Optimization (7th IC-EpsMsO)*, 2017.
- K. Mulleners and M. Raffel. The onset of dynamic stall revisited. *Experiments in fluids*, 52(3):779–793, 2012.
- G. C. Oates. *Aircraft propulsion systems technology and design*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1989.
- M. V. Ol, L. Bernal, C.-K. Kang, and W. Shyy. Shallow and deep dynamic stall for flapping low reynolds number airfoils. *Experiments in fluids*, 46(5):883–901, 2009.
- K. Onoue, A. Song, B. Strom, and K. S. Breuer. Large amplitude flow-induced oscillations and energy harvesting using a cyber-physical pitching plate. *Journal of Fluids and Structures*, 55:262–275, 2015.
- T. O’Neil and T. W. Strganac. Aeroelastic response of a rigid wing supported by nonlinear springs. *Journal of Aircraft*, 35(4):616–622, 1998.
- G. Papadakis. *Development of a hybrid compressible vortex particle method and application to external problems including helicopter flows*. PhD thesis, National Technical University of Athens, School of Mechanical Engineering, 2014.
- M. J. Patil, D. H. Hodges, and C. E. Cesnik. Limit-cycle oscillations in high-aspect-ratio wings. *Journal of fluids and structures*, 15(1):107–132, 2001.
- D. A. Pereira, R. M. Vasconcellos, M. R. Hajj, and F. D. Marques. Effects of combined hardening and free-play nonlinearities on the response of a typical aeroelastic section. *Aerospace Science and Technology*, 50:44–54, 2016.
- D. Petot. Modélisation du décrochage dynamique par équations différentielles. *La Recherche Aérospatiale*, (5):59–72, 1989.
- R. Piziali. 2-d and 3-d oscillating wing aerodynamics for a range of angles of attack including stall. 1994.
- D. Poirel, Y. Harris, and A. Benaissa. Self-sustained aeroelastic oscillations of a naca0012 airfoil at low-to-moderate reynolds numbers. *Journal of Fluids and Structures*, 24(5):700–719, 2008.

- D. Poirel, L. Goyaniuk, and A. Benaissa. Frequency lock-in in pitch–heave stall flutter. *Journal of Fluids and Structures*, 79:14–25, 2018.
- D. Ragni and C. Ferreira. Effect of 3d stall-cells on the pressure distribution of a laminar NACA64-418 wing. *Experiments in Fluids*, 57(8):1–19, 2016.
- A. G. Rainey. Measurement of aerodynamic forces for various mean angles of attack on an airfoil oscillating in pitch and on two finite-span wings oscillating in bending with emphasis on damping in the stall. Technical report, National Aeronautics and Space Administration Washington DC, 1956.
- M. Ramasamy, J. S. Wilson, W. J. McCroskey, and P. B. Martin. Characterizing cycle-to-cycle variations in dynamic stall measurements. *Journal of the American Helicopter Society*, 63(2):1–24, 2018.
- N. A. Razak and G. Dimitriadis. Experimental study of wings undergoing active root flapping and pitching. *Journal of Fluids and Structures*, 49:687–704, 2014.
- N. A. Razak, T. Andrianne, and G. Dimitriadis. Flutter and stall flutter of a rectangular wing in a wind tunnel. *AIAA journal*, 49(10):2258–2271, 2011.
- V. A. Riziotis and S. G. Voutsinas. Dynamic stall modelling on airfoils based on strong viscous–inviscid interaction coupling. *International journal for numerical methods in fluids*, 56(2):185–208, 2008.
- P. Sarkiris, K. Ellinas, D. Gkiolas, D. Mathioulakis, and E. Gogolides. Motion of drops with different viscosities on micro-nanotextured surfaces of varying topography and wetting properties. *Advanced Functional Materials*, 29(35):1902905, 2019.
- F. Scarano. Iterative image deformation methods in piv. *Measurement science and technology*, 13(1):R1, 2001.
- A. Silverstein and U. T. Joyner. *Experimental verification of the theory of oscillating airfoils*. NACA, 1939.
- L. Sirovich. Turbulence and the dynamics of coherent structures. i. coherent structures. *Quarterly of applied mathematics*, 45(3):561–571, 1987.
- D. M. Somers et al. Effects of airfoil thickness and maximum lift coefficient on roughness sensitivity. *National Renewable Energy Laboratory, USA*, 2005.
- P. R. Spalart. Detached-eddy simulation. *Annual review of fluid mechanics*, 41:181–202, 2009.
- F. Tarzanin. Prediction of control loads due to blade stall. *Journal of the American Helicopter Society*, 17(2):33–46, 1972.

- J. Taylor. *Introduction to error analysis, the study of uncertainties in physical measurements*. 1997.
- T. Theodorsen. General theory of aerodynamic instability and the mechanism of flutter. *Langley Memorial Aeronautical Laboratory, Report No. 496, National Advisory Committee for Aeronautics, NACA, Washington DC, USA*, 1935.
- E. Tinar and O. Cetiner. Acceleration data correlated with PIV images for self-induced vibrations of an airfoil. *Experiments in fluids*, 41(2):201–212, 2006.
- C. Tran and D. Petot. Semi-empirical model for the dynamic stall of airfoils in view of the application to the calculation of responses of a helicopter blade in forward flight. 1980.
- R. Vasconcellos, D. Pereira, and F. Marques. Characterization of nonlinear behavior of an airfoil under stall-induced pitching oscillations. *Journal of Sound and Vibration*, 372:283–298, 2016.
- C. M. Velte, R. F. Mikkelsen, J. N. Sørensen, T. Kaloyanov, and M. Gaunaa. Closed loop control of a flap exposed to harmonic aerodynamic actuation. *The science of Making Torque from Wind*, 2012.
- M. Victory. Flutter at high incidence. *Aeronautical Research Council Reports & Memoranda*, 1943.
- M. R. Visbal and D. J. Garmann. Analysis of dynamic stall on a pitching airfoil using high-fidelity large-eddy simulations. *AIAA Journal*, 56(1):46–63, 2018.
- K. D. von Ellenrieder and S. Pothos. PIV measurements of the asymmetric wake of a two dimensional heaving hydrofoil. *Experiments in fluids*, 44(5):733–745, 2008.
- S. Wang, D. B. Ingham, L. Ma, M. Pourkashanian, and Z. Tao. Numerical investigations on dynamic stall of low reynolds number flow around oscillating airfoils. *Computers & fluids*, 39(9):1529–1541, 2010.
- S. Wang, D. B. Ingham, L. Ma, M. Pourkashanian, and Z. Tao. Turbulence modeling of deep dynamic stall at relatively low reynolds number. *Journal of Fluids and Structures*, 33:191–209, 2012.
- P. Wernert, W. Geissler, M. Raffel, and J. Kompenhans. Experimental and numerical investigations of dynamic stall on a pitching airfoil. *AIAA journal*, 34(5):982–989, 1996.
- A. E. Winkelman and J. B. Barlow. Flowfield model for a rectangular planform wing beyond stall. *AIAA Journal*, 18(8):1006–1008, 1980.

- D. Yiasemides, D. Gkiolas, and D. Mathioulakis. An experimental study of a pitching and plunging wing with a NACA64418 airfoil. In *6th EASN International Conference on Innovation in European Aeronautics Research*, 2016.
- S. A. Yon and J. Katz. Study of the unsteady flow features on a stalled wing. *AIAA journal*, 36(3):305–312, 1998.
- T. Zhou, S. Zhong, and Y. Fang. Trailing-edge boundary layer characteristics of a pitching airfoil at a low reynolds number. *Physics of Fluids*, 33(3):033605, 2021.
- C. Zhu and T. Wang. Comparative study of dynamic stall under pitch oscillation and oscillating freestream on wind turbine airfoil and blade. *Applied Sciences*, 8(8):1242, 2018.

ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ



ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΑΕΡΟΔΥΝΑΜΙΚΗΣ

Διδακτορική Διατριβή

Πειραματική μελέτη φαινομένων ροής γύρω από
ταλαντούμενη αεροτομή

Δημήτρης Γκιόλας

Δεκέμβριος 2021

Πειραματική μελέτη φαινομένων ροής γύρω από ταλαντούμενη αεροτομή

Διδακτορική Διατριβή
Δημήτρης Γκιόλας

Εξεταστική Επιτροπή

1. Σ. Βουτσινάς*, Καθηγητής ΕΜΠ, Σχολή Μηχανολόγων Μηχανικών
2. Ε. Κωνσταντινίδης, Αν. Καθηγητής ΠΔΜ, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών
3. Δ. Μαθιουλάκης, (Επιβλέπων)*, Καθηγητής ΕΜΠ, Σχολή Μηχανολόγων Μηχανικών
4. Δ. Μπούρης, Αν. Καθηγητής ΕΜΠ, Σχολή Μηχανολόγων Μηχανικών
5. Γ. Παπαδάκης, Επ.Καθηγητής ΕΜΠ, Σχολή Ναυπηγών Μηχανολόγων Μηχανικών
6. Β. Ριζιώτης*, Αν. Καθηγητής ΕΜΠ, Σχολή Μηχανολόγων Μηχανικών
7. Κ. Υάκινθος, Καθηγητής ΑΠΘ, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών

* Μέλος της Συμβουλευτικής (Τριμελούς) Επιτροπής.

This page intentionally left blank.

Περιεχόμενα

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Εισαγωγή | 1 |
| 1.1 | Μη μόνιμη Αεροδυναμική Πτέρυγας | 1 |
| 1.1.1 | Πηγές Μη μονιμότητας | 1 |
| 1.1.2 | Ταλάντωση Αεροτομής σε Προσκολλημένη Ροή και Δυναμική Απώ- λεια Στήριξης | 2 |
| 1.1.3 | Αεροδυναμική Απόσβεση και Πτερυγισμός Απώλειας Στήριξης | 4 |
| 1.2 | Αντικείμενο της Διατριβής και Κύριοι Στόχοι | 5 |
| 1.2.1 | Η Βασική Ιδέα | 5 |
| 1.3 | Διάρθρωση της Εργασίας | 6 |
| 2 | Πειραματική Διάταξη | 7 |
| 2.1 | Αεροδυναμική Σήραγγα | 7 |
| 2.2 | Μοντέλο Πτέρυγας και Μορφοτροπείς Πίεσης | 8 |
| 2.3 | Πειραματική Διάταξη Εξαναγκασμένων Ταλαντώσεων Πτέρυγας | 9 |
| 2.4 | Πειραματική Διάταξη Ελεύθερων Ταλαντώσεων Πτέρυγας (Ελαστικός Μη- χανισμός Στήριξης) | 10 |
| 2.5 | Καταγραφή Δεδομένων | 12 |
| 3 | Πειραματικές Μετρήσεις Πτέρυγας σε Μόνιμες Συνθήκες Ροής | 13 |
| 3.1 | Διαμορφώσεις Μοντέλου Πτέρυγας | 13 |
| 3.2 | Οπτικοποίηση της Ροής στην Επιφάνεια της Πτέρυγας | 15 |
| 3.3 | Μετρήσεις πίεσης | 16 |
| 3.4 | Αεροδυναμικοί Συντελεστές | 17 |
| 3.5 | Διπλή Απώλεια Στήριξης | 19 |
| 3.6 | Πειράματα σε Αεροτομή NACA64-418 στη Βιβλιογραφία | 20 |
| 4 | Πειραματικές Μετρήσεις Μη Μόνιμων Συνθηκών Ροής Πτέρυγας σε Εξαναγκασμένη Ταλάντωση | 21 |
| 4.1 | Ταλαντώσεις πρόνευσης | 21 |
| 4.1.1 | Επίδραση των παραμέτρων της ταλάντωσης στα αεροδυναμικά φορτία | 22 |
| 4.1.2 | Επίδραση των Παραμέτρων Ταλάντωσης στην Αεροδυναμική Απόσβεση | 26 |
| 4.2 | Πειράματα σε Αεροτομή NACA64-418 σε Ταλάντωση Πρόνευσης στη Βι- βλιογραφία | 28 |

| | | |
|----------|--|-----------|
| 5 | Πειραματικές Μετρήσεις Αεροελαστικότητας | 29 |
| 5.1 | Αυτο-διεγερόμενες ταλαντώσεις | 30 |
| 5.2 | Αυτο-συντηρούμενες ταλαντώσεις | 33 |
| 6 | PIV-POD | 41 |
| 6.1 | Πειραματική μέθοδος | 41 |
| 6.2 | Αποτελέσματα μεθόδου PIV | 43 |
| 6.2.1 | Άνοδική φάση (αύξουσα γωνία) | 43 |
| 6.2.2 | Καθοδική φάση (φθίνουσα γωνία) | 49 |
| 6.3 | Ανάλυση POD | 53 |
| 7 | Σύγκριση Πειραμάτων και Αριθμητικών Προσομοιώσεων | 57 |
| 7.1 | Προσομοιώσεις υπό Μόνιμες Συνθήκες Ροής | 58 |
| 7.2 | Προσομοιώσεις υπό Μη Μόνιμες Συνθήκες Ροής | 59 |
| 7.2.1 | Ταλάντωση πρόνευσης $10^\circ \pm 8^\circ, k = 0.1$ | 59 |
| 7.2.2 | Ταλάντωση πρόνευσης $15^\circ \pm 8^\circ, k = 0.2$ | 60 |
| 7.2.3 | Οριακός Κύκλος Ταλάντωσης: $15.5^\circ \pm 12.5^\circ, k = 0.35$ | 61 |
| 8 | Συμπεράσματα & Μελλοντική Έρευνα | 63 |
| 8.1 | Συμπεράσματα | 63 |
| 8.2 | Προτάσεις για Μελλοντική Έρευνα | 66 |

Κατάλογος σχημάτων

| | | |
|-----|---|----|
| 1.1 | Τυπικά διαγράμματα (a), συντελεστή άνωσης και (b), συντελεστή αεροδυναμικής ροπής συναρτήση της γωνίας πρόσπτωσης. Πηγή [13]. | 4 |
| 2.1 | Το μοντέλο πτέρυγας τοποθετημένο κατακόρυφα μέσα στο χώρο δοκιμών της αεροδυναμικής σήραγγας | 7 |
| 2.2 | Συναρμολόγηση μοντέλου πτέρυγας | 8 |
| 2.3 | Προφίλ αεροτομής και θέσεις μορφοτροπέων πίεσης | 9 |
| 2.4 | Σχηματική απεικόνιση του μηχανισμού εξαναγκασμένων ταλαντώσεων της πτέρυγας | 10 |
| 2.5 | Σχηματική απεικόνιση τυπικής αεροελαστικής διάταξης | 11 |
| 2.6 | Μηχανισμός ελαστικής στήριξης πτέρυγας με στρεπτικό και καμπτικό βαθμούς ελευθερίας | 12 |
| 3.1 | Διαμορφώσεις μοντέλου πτέρυγας | 14 |
| 3.2 | Συντελεστής άνωσης συναρτήσει γωνίας πρόσπτωσης για τις διαφορετικές διαμορφώσεις του μοντέλου πτέρυγας | 14 |
| 3.3 | Οπτικοποίηση της ροής με λάδι: (α') Αντιπροσωπευτικό αποτέλεσμα σε γωνία πρόσπτωσης 14° , (β') Μέτωπο αποκόλλησης της ροής στην πλευρά υποπίεσης για γωνίες πρόσπτωσης από 11° ως 17° . Η ελεύθερη ροή είναι από αριστερά προς τα δεξιά. | 15 |
| 3.4 | Κατανομές συντελεστών πίεσης σε γωνίες πρόσπτωσης: -4.3° , -0.3° , 3.7° , 7.7° , 11.8° , 15.8° σε $Re = 0.5 \times 10^6$ | 16 |
| 3.5 | Συντελεστής άνωσης σε $Re = 0.5 \times 10^6$ και $Re = 0.75 \times 10^6$ | 18 |
| 3.6 | Συντελεστής αεροδυναμικής ροπής σε $Re = 0.5 \times 10^6$ και $Re = 0.75 \times 10^6$ | 19 |
| 3.7 | Συντελεστής αντίστασης μορφής σε $Re = 0.5 \times 10^6$ και $Re = 0.75 \times 10^6$ | 19 |
| 3.8 | (α') Συντελεστής άνωσης σε διάφορους αριθμούς Re για αεροτομή NACA64-418, (β') Συντελεστής αεροδυναμικής ροπής σε διάφορους αριθμούς Re για αεροτομή NACA64-418. | 20 |
| 4.1 | Επίδραση της μέσης γωνίας πρόσπτωσης στους συντελεστές αεροδυναμικής άνωσης και ροπής σε $Re = 0.5 \times 10^6$, $k = 0.1$. Αριστερή στήλη: $\Delta a = 4^\circ$, Δεξιά στήλη: $\Delta a = 8^\circ$ | 22 |

| | | |
|------|--|----|
| 4.2 | Επίδραση της μέσης γωνίας πρόσπτωσης (α') στη μέγιστη μεταβολή του συντελεστή άνωσης σε πλήρη κύκλο, (β') στη μέγιστη μεταβολή του συντελεστή αεροδυναμική ροπής σε πλήρη κύκλο | 23 |
| 4.3 | Επίδραση της ανηγμένης συχνότητας στους συν/τές άνωσης και αεροδυναμικής ροπής, $Re = 0.5 \times 10^6$, $k = 0.1$. Πλάτος ταλάντωσης: $\alpha_1 = 8^\circ$, Μέση γωνία πρόσπτωσης (από αριστερά προς τα δεξιά): $\alpha_m = 0^\circ$, $\alpha_0 = 5^\circ$, $\alpha_m = 10^\circ$, $\alpha_m = 15^\circ$ | 24 |
| 4.4 | Οπτικοποίηση με νημάτια: $15^\circ \pm 8^\circ$: (α') 16.0° άνοδος, $k=0.1$, (β') 16.1° άνοδος, $k=0.2$, (γ') 9.9° κάθοδος, $k=0.1$, (δ') 9.8° κάθοδος, $k=0.2$. Η κατεύθυνση της ροής είναι από τα αριστερά προς τα δεξιά | 25 |
| 4.5 | Επίδραση της μέσης γωνίας πρόσπτωσης στον συντελεστή αεροδυναμικής απόσβεσης, $Re = 0.5 \times 10^6$, $k = 0.1$ | 26 |
| 4.6 | Επίδραση της ανηγμένης συχνότητας στον συντελεστή αεροδυναμικής απόσβεσης | 27 |
| 4.7 | Επίδραση του πλάτους ταλάντωσης στον συντελεστή αεροδυναμικής απόσβεσης | 27 |
| 4.8 | Βρόχος συντελεστή (α') άνωσης και (β') ροπής σε πρόνευση. | 28 |
| 5.1 | Συντελεστής αεροδυναμικής ροπής σε $Re = 0.5 \times 10^6$ γύρω από: 1) $x=0.35c$ και 2) $x=0.25c$ | 30 |
| 5.2 | Αυτοδιεγερόμενη αστάθεια με αρχική γωνία πρόσπτωσης 16.65° | 31 |
| 5.3 | Εξέλιξη των συντ/τών άνωσης & αεροδυναμικής ροπής έναντι της γωνίας α κατά την έναρξη της αστάθειας | 32 |
| 5.4 | Ημιτονοειδής καμπύλη προσαρμογής εν φάσει μέσων σημάτων πρόνευσης-βύθισης κατά τη διάρκεια οριακού κύκλου ταλάντωσης | 34 |
| 5.5 | Εν φάσει μέσοι βρόχοι συντ/τών άνωσης και αεροδυναμικής ροπής | 35 |
| 5.6 | Εν φάσει μέσες τιμές αεροδυναμικών συντ/τών | 36 |
| 5.7 | Χρονική εξέλιξη στιγμιαίων συντελεστής μεταφοράς ενέργειας σε στρέψη και κάμψη κατά τη διάρκεια οριακού κύκλου ταλάντωσης | 37 |
| 5.8 | Ιστόγραμμα του συντελεστή αεροδυναμικής απόσβεσης Ξ κατά τη διάρκεια 340 οριακών κύκλων | 38 |
| 5.9 | Εν φάσει μέση χρονοσειρά συντ/τών πίεσης (α') $15^\circ \pm 8^\circ$, $k = 0.2$ και (β') $15.7^\circ \pm 12.5^\circ$, $k = 0.35$ απόκριση με ελαστική στήριξη. | 38 |
| 5.10 | Συγκριτική χρονική εξέλιξη κορυφής υποπίεσης | 39 |
| 6.1 | Οπτικά πεδία μετρήσεων PIV | 42 |
| 6.2 | Γωνίες πρόσπτωσης σκανδαλισμού του συστήματος PIV.+: άνοδος, ο: κάθοδος, μαύρα σύμβολα: "Leading-edge"&"Middle", κόκκινα σύμβολα: "Trailing-edge" | 42 |
| 6.3 | Εν φάσει μέσα πεδία ταχυτήτων-ανοδική φάση, "Leading-edge"& "Middle" | 45 |
| 6.4 | Εν φάσει μέσα πεδία ταχυτήτων-ανοδική φάση, "Trailing-edge" | 45 |
| 6.5 | Εν φάσει μέσες ισούψειες καμπύλες μέτρου ταχύτητας (αριστερά) και στροβιλότητας (δεξιά)-ανοδική φάση, "Leading-edge"& "Middle" | 46 |

| | | |
|------|---|----|
| 6.6 | Εν φάσει μέσες ισοϋψείς καμπύλες μέτρου ταχύτητας (αριστερά) και στροβιλότητας (δεξιά)-ανοδική φάση, "Trailing-edge" | 47 |
| 6.7 | Εν φάσει μέσος συντελεστής άνωσης, +: άνοδος, ο: κάθοδος, μαύρα σύμβολα: "Leading-edge"&"Middle", κόκκινα σύμβολα: "Trailing-edge" | 48 |
| 6.8 | Εν φάσει μέσος συντελεστής αντίστασης μορφής | 48 |
| 6.9 | Εν φάσει μέσα πεδία ταχυτήτων-καθοδική φάση, "Leading-edge"& "Middle" . | 50 |
| 6.10 | Εν φάσει μέσες ισοϋψείς καμπύλες μέτρου ταχύτητας (αριστερά) και στροβιλότητας (δεξιά)-καθοδική φάση, "Leading-edge"& "Middle" | 51 |
| 6.11 | Εν φάσει μέση κατανομή πίεσης, (α') ανόδου και (β') καθόδου | 52 |
| 6.12 | Εφαπτομενικά προφίλ ταχυτήτων | 52 |
| 6.13 | Χρονικοί συντελεστές μεθόδου POD (α') LE, (β') Middle | 54 |
| 6.14 | Τρεις περισσότερες κυρίαρχες ιδιομορφές POD | 55 |
| 7.1 | Υπολογιστικό πλέγμα της 2Δ URANS προσομοίωσης | 58 |
| 7.2 | (α') Συντ/τής άνωσης, (β') ροπής, συναρτήσει γωνίας πρόσπτωσης και (γ') κατανομή πίεσης σε $\alpha = 11.24^\circ$, $Re = 0.5 \times 10^6$ σε μόνιμες συνθήκες ροής . | 59 |
| 7.3 | Βρόχος συντελεστή (α') άνωσης και (β') ροπής σε πρόνευση $10^\circ \pm 8^\circ$, $k = 0.1$. | 60 |
| 7.4 | Βρόχος συντελεστή (α') άνωσης και (β') ροπής σε πρόνευση $15^\circ \pm 8^\circ$, $k = 0.2$. | 60 |
| 7.5 | Χρονική εξέλιξη συντ/τή πίεσης έως (α') $x/c = 0.26$ και (β') έως την ακμή εκφυγής, σε ταλάντωση πρόνευσης $15^\circ \pm 8^\circ$, $k = 0.2$ | 61 |
| 7.6 | Βρόχος συντελεστή (α') άνωσης και (β') ροπής κατά τη διάρκεια οριακού κύκλου ταλάντωσης, $k=0.35$ | 62 |

This page intentionally left blank.

Κατάλογος πινάκων

| | | |
|-----|---|----|
| 2.1 | Θέσεις μορφοτροπέων πίεσης | 9 |
| 5.1 | Δομικές ιδιότητες μονέλου πτέρυγας με ελαστική στήριξη No.1 | 30 |
| 5.2 | Δομικές ιδιότητες μονέλου πτέρυγας με ελαστική στήριξη No.2 | 33 |
| 6.1 | Ενεργειακό περιεχόμενο ιδιομορφών POD | 53 |

This page intentionally left blank.

Περίληψη

Στην παρούσα διατριβή μελετήθηκε πειραματικά η μη μόνιμη αεροδυναμική και αεροελαστική συμπεριφορά ταλαντούμενης αεροτομής NACA 64418 σε αριθμούς Reynolds κάτω του 10^6 . Αρχικός σκοπός ήταν ο προσδιορισμός των παραγόντων που επηρεάζουν τα αεροδυναμικά φορτία και την αεροδυναμική απόσβεση σε εξαναγκασμένες ταλαντώσεις πρόνευσης και συνδυασμένες ταλαντώσεις πρόνευσης-βύθισης της αεροτομής. Ειδικότερα, μη μόνιμες μετρήσεις κατανομών πίεσης πραγματοποιήθηκαν στην επιφάνεια της αεροτομής σε ένα εύρος μέσων γωνιών πρόσπτωσης, πλάτους ταλάντωσης, ανηγμένων συχνοτήτων και διαφορών φάσης μεταξύ των συνδυασμένων ταλαντώσεων. Σε ταλαντώσεις αμιγούς πρόνευσης με μέση γωνία πρόσπτωσης κάτω από 15° , όλες οι περιπτώσεις που μελετήθηκαν αποσβένονταν αεροδυναμικά. Αντίθετα, σε μέση γωνία 15° , όπου παρατηρήθηκε το φαινόμενο της δυναμικής απώλειας στήριξης, προκλήθηκε αρνητική αεροδυναμική απόσβεση σε στρέψη. Η μεγάλη διαδρομή της αεροδυναμικής ροπής και το σχήμα του βρόχου κατά τη διάρκεια ενός πλήρους κύκλου ταλάντωσης βρέθηκε να σχετίζεται με τις συνθήκες αεροδυναμικής αστάθειας, καθώς ενέργεια μεταφερόταν από το ρευστό προς την πτέρυγα κατά το καθοδικό μέρος της περιοδικής κίνησής. Η αύξηση της ανηγμένης συχνότητας σε αυτήν την περίπτωση οδήγησε σε περαιτέρω αύξηση της αρνητικής αεροδυναμικής απόσβεσης. Το ίδιο συνέβει και με την αύξηση του πλάτους ταλάντωσης έως και 6° . Όμοια, αρνητική αεροδυναμική απόσβεση σε στρέψη καταγράφηκε κατά τη διάρκεια συνδυασμένων ταλαντώσεων πρόνευσης-βύθισης, όταν η μέση γωνία ταλάντωσης υπερέβαινε τη γωνία στατικής απώλειας στήριξης. Στις παραπάνω συνθήκες σημαντική κρίθηκε η επίδραση της διαφοράς φάσης μεταξύ των συνδυασμένων ταλαντώσεων στην στρεπτική αεροδυναμική απόσβεση. Περαιτέρω, υπό μόνιμες συνθήκες ροής και για γωνίες υψηλότερες από 17° , η αεροτομή παρουσίασε διαλείπουσα αποκόλληση της ροής περί το μέτωπο προσβολής από μερικώς προσκολλημένη σε πλήρως αποκολλημένη ροή (διπλή απώλεια στήριξης).

Λαμβάνοντας υπόψη τα παραπάνω αποτελέσματα, η απόκριση της πτέρυγας σε ελαστική στήριξη μελετήθηκε υπό αρχικές γωνίες πρόσπτωσης μεγαλύτερες της γωνίας στατικής απώλειας στήριξης. Ο λόγος στρεπτικής προς καμπτικής ιδιοσυχνότητας ήταν $\omega_a/\omega_h < 1$ και οι δύο βαθμοί ελευθερίας παρουσίασαν δομική σύζευξη. Σε κρίσιμη ταχύτητα του ελεύθερου ρεύματος, παρατηρήθηκε η εκκίνηση αυτοδιεγειρόμενων ταλαντώσεων σε πρόνευση και βύθιση με αυξανόμενο πλάτος, με τα χαρακτηριστικά της δυναμικής απώλειας στήριξης. Αυξάνοντας την αρχική γωνία πρόσπτωσης από 16.65° σε 19.98° , η κρίσιμη ταχύτητα ελεύθερου ρεύματος μειώθηκε από 19.50 m/s σε 14.95 m/s, γεγονός που αποδόθηκε στο φαινόμενο του πτερυγισμού απώλειας στήριξης (stall flutter). Μεταβάλλοντας το μέτρο δυσκαμψίας των ελατηρίων, η πτέρυγα βρέθηκε να σχηματίζει οριακό κύκλο ταλάντωσης, με αρχική διέγερση σε κρίσιμη ταχύτητα ελεύθερου ρεύματος. Παρόλο που οι βρόχοι των αεροδυναμικών συντελεστών συναρτήσεως της γωνίας πρόσπτωσης δεν απεικόνισαν ένα τυπικό συμβάν δυναμικής απώλειας στήριξης, η ροή βρέθηκε να αποκολλάται και να επανακολλάται

περιοδικά στην πλευρά υποπίεσης της αεροτομής, καθώς επιπλέον στοιχεία τεκμηρίωσαν το σχηματισμό και την επακόλουθη έκλυση μιας δίνης από το μέτωπο προσβολής.

Επιπλέον, τα αποτελέσματα προσομοίωσης με δύο διαφορετικά υπολογιστικά εργαλεία βρέθηκαν σε καλή συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα υπό μόνιμες συνθήκες ροής και ικανοποιητικά σε συνθήκες πρόνευσης, που περιελάμβαναν αποκόλληση της ροής. Ωστόσο, και τα δύο μοντέλα απέτυχαν στην πρόλεξη των αεροδυναμικών φορτίων της συνδυασμένης ταλάντωσης πρόνευσης-βύθισης οριακού κύκλου, που παρατηρήθηκε να συμβαίνει στην πτέρυγα με ελαστική στήριξη.

Τα περισσότερα αεροελαστικά φαινόμενα είναι ανεπιθύμητου χαρακτήρα, οδηγώντας σε απώλεια επιδόσεων λειτουργίας ή ορισμένες φορές ακόμη και κατασκευαστική αστοχία. Για το σκοπό αυτό, η παρούσα έρευνα, προς υποστήριξη προηγούμενων μελετών, υπογραμμίζει ορισμένους από τους παράγοντες που μπορεί να προκαλέσουν αεροδυναμικά ασταθείς συνθήκες και καταδεικνύει τον μηχανισμό ροής που εμπλέκεται στα παραπάνω φαινόμενα.

Κεφάλαιο 1

Εισαγωγή

1.1 Μη μόνιμη Αεροδυναμική Πτέρυγας

1.1.1 Πηγές Μη μονιμότητας

Η ροή γύρω από πτερύγια **ελικοπτέρων**, δρομείς **ανεμογεννητριών** καθώς και πτέρυγες **αεροσκαφών**, κατά τη διάρκεια της λειτουργίας τους, χαρακτηρίζεται από μη μόνιμα φαινόμενα, δηλαδή πεδία ταχυτήτων που μεταβάλλονται με τον χρόνο. Η μη μονιμότητα είτε προέρχεται από επιταχυνόμενη κίνηση του ίδιου του στερεού σώματος είτε από τη μεταβολή των συνθηκών της επερχόμενης ροής μπορεί να θεωρηθεί μια συνοριακή διέγερση. Τα μεταβαλλόμενα αεροδυναμικά φορτία που παραλαμβάνει η εκάστοτε κατασκευή, επηρεάζουν την απόδοση, τη λειτουργία και την μηχανική κόπωση καθώς επίσης καθορίζουν και τα όρια λειτουργίας της. Διαπιστώνουμε, λοιπόν τη σημασία της μελέτης των παραπάνω φαινομένων και της ακριβούς πρόβλεψης των αεροδυναμικών φορτίων κατά τη διάρκεια αυτών των φαινομένων.

Η γωνία πρόσπτωσης ενός τυπικού πτερυγίου ελικοπτέρου είναι το αποτέλεσμα των χειρισμών εισόδου του πιλότου και του πεδίου της ροής. Όταν η γωνία πρόσπτωσης του πτερυγίου είναι μικρή η ροή είναι πλήρως προσκολλημένη στην επιφάνεια και οι ταλαντώσεις του σώματος τείνουν να επηρεάσουν το μέτρο και την φάση των αεροδυναμικών φορτίων σε σύγκριση με την οιονεί σταθερή ανάλυση [1]. Ωστόσο, σε μεγαλύτερες γωνίες πρόσπτωσης εμφανίζεται το φαινόμενο της δυναμικής απώλειας στήριξης, το οποίο περιλαμβάνει τη διαδοχική αποκόλληση και επανακόλληση της ροής στην επιφάνεια του πτερυγίου. Σε υψηλές ταχύτητες πρόσω πτήσης ή σε απότομους ελιγμούς, το πτερύγιο καθώς περιστρέφεται στην ίδια κατεύθυνση με αυτήν της επερχόμενης ροής, λειτουργεί σε υψηλές γωνίες πρόσπτωσης κοντά στη γωνία απώλειας στήριξης [2],[3],[4]. Επιπλέον, η πτερύγιση του δρομέα, η μεταβολή του κυκλικού βήματος και η διείδυση του ομόρρου στον επερχόμενο δρομέα, μπορεί να οδηγήσει σε αποκόλληση της ροής κατά τρόπο περιοδικό. Γενικά, εάν η αεροτομή υπόκειται σε πρόνευση ή βύθιση, όπου η φαινόμενη γωνία πρόσπτωσης υπερβαίνει την γωνία απώλειας στήριξης, λαμβάνει χώρα το φαινόμενο της δυναμικής απώλειας στήριξης. Η πρόλεξη της δυναμικής απώλειας στήριξης είναι ιδιαίτερα σημαντική στον καθορισμό των ορίων λειτουργίας του ελικοπτέρου. Διαφορετικά, ενδέχεται να προκαλέσει ανεπιθύμητα αποτελέ-

σματα όπως οι κραδασμοί του πτερυγίου, η υψηλή καταπόνηση, η αρνητική αεροδυναμική απόσβεση ή άλλες αεροελαστικές αστάθειες όπως π.χ. ο πτερυγισμός απώλειας στήριξης (stall flutter).

Στην περίπτωση των ανεμογεννητριών οριζοντίου άξονα, η εκτροπή της γωνίας προσανατολισμού του δρομέα ως προς τον άνεμο ή τα φαινόμενα σκίασης λόγω παρουσίας του πύργου κατάντι του δρομέα καθώς και οι ριπές ανέμου, μπορεί να οδηγήσουν σε χρονικές περιόδους που ο δρομέας λειτουργεί υπό ταλαντούμενη φαινόμενη γωνία πρόσπτωσης. Ένα κοινό χαρακτηριστικό των Α/Γ με ρύθμιση ισχύος είτε μέσω μεταβολής της γωνίας βήματος των πτερυγίων (pitch regulated), είτε μέσω της απώλειας στήριξης (stall regulated) είναι ότι υπό κανονικές συνθήκες λειτουργίας, τμήμα του δρομέα παρουσιάζει σε κάποιο βαθμό απώλεια στήριξης [5],[1]. Η επερχόμενη ροή του περιστρεφόμενου δρομέα είναι εγγενώς μη-μόνιμη, υποδεικνύοντας ότι η μη-μόνιμη αεροδυναμική και ιδιαίτερα η δυναμική απώλεια στήριξης είναι υψίστης σημασίας στις εφαρμογές ανεμογεννητριών καθώς και στις μεθόδους ελέγχου των μηχανών [6].

Σήμερα, υπάρχει μια διαρκώς αυξανόμενη ανάγκη για αποτελεσματικότερη παραγωγή ενέργειας καθώς και για "καθαρότερη", ασφαλέστερη αεροπλοΐα. Η σύγχρονη σχεδίαση αεροδυναμικών κατασκευών προσανατολίζεται σε ελαφρύτερες πτέρυγες, υψηλών λόγων επιμήκους ως μέσο βελτίωσης της αεροδυναμικής απόδοσης, το οποίο με τη σειρά του οδηγεί στην υιοθέτηση ολοένα και πιο εύκαμπτων πτερυγίων [7]. Η προαναφερθείσα τάση επηρεάζει την κατασκευαστική συμπεριφορά του πτερυγίου και αποτελεί ευνοϊκή συνθήκη για την μεταβολή της φαινόμενης γωνίας πρόσπτωσης και της αεροδυναμικής φόρτισης ως επακόλουθο. Κατά συνέπεια, η νέα σχεδίαση περιορίζεται από αεροελαστικές αστάθειες που δημιουργούνται λόγω της σύζευξης αλληλεπιδράσεων ρευστού-κατασκευής. Ένα φαινόμενο αυτής της μορφής είναι και ο πτερυγισμός απώλειας στήριξης (stall-flutter), το οποίο εκκινεί σε σχετικά χαμηλές ταχύτητες ελεύθερης ροής και προκαλεί αυτοδιεγερόμενες ταλαντώσεις οριακού κύκλου. Αποδίδεται κατά κύριο λόγο στη μη γραμμική αεροδυναμική φόρτιση, που προκαλείται από τη διαδοχική αποκόλληση και επαναπροσκόλληση της ροής στην επιφάνεια του πτερυγίου και συνήθως προκαλεί τη διέγερση της στρεπτικής ιδιομορφής των πτερυγίων στην κατεύθυνση περιστροφής τους [8], [9], [10].

1.1.2 Ταλάντωση Αεροτομής σε Προσκολλημένη Ροή και Δυναμική Απώλεια Στήριξης

Κατά τη διάρκεια της ταλάντωσης μιας πτέρυγας, η ροή μπορεί να είναι προσκολλημένη ή μερικώς αποκολλημένη από την επιφάνεια. Μεταξύ των πρώτων αεροδυναμιστών που περιέγραψαν θεωρητικά τις δυνάμεις σε αεροτομή, που υπόκειται σε ταλάντωση πρόνευσης ή/και βύθισης σε προσκολλημένη ροή ήταν ο Theodorsen [11]. Σε αυτήν την περίπτωση η ανηγμένη συχνότητα k , χαρακτηρίζει το βαθμό μη-μονιμότητας της ροής. Για αεροτομή χορδής c , που ταλαντώνεται με γωνιακή συχνότητα ω , σε ελεύθερο ρεύμα ταχύτητας U , το k ορίζεται ως:

$$k = \frac{\omega c}{2U}$$

Προκειμένου να συμπεριλάβει την επίδραση του ομόρρου στη ροή γύρω από την αερο-

τομή, ο Theodorsen όρισε μια συνάρτηση μεταφοράς $C(k)$, που εξαρτάται από την ανηγμένη συχνότητα. Στην περίπτωση ημιτονοειδούς ταλάντωσης σε πρόνευση a και βύθιση h , δηλαδή:

$$a = \Delta a \sin(\omega t), h = \Delta h \sin(\omega t + \Delta \phi)$$

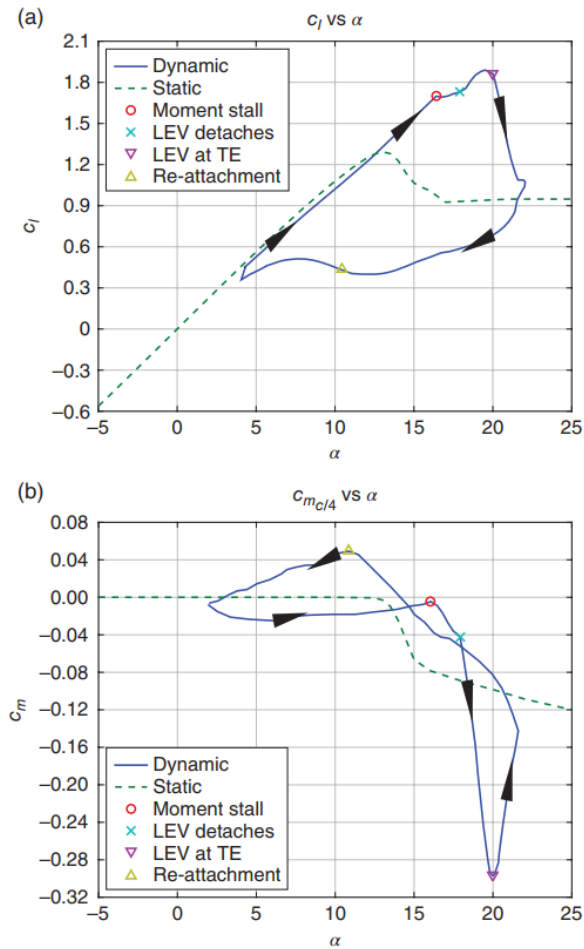
, μέσω αναλυτικών υπολογισμών οδηγήθηκε στη σχέση που τελικά δίνει τον συντελεστή άνωσης C_l και τον συντελεστή αεροδυναμικής ροπής C_m γύρω από το μέσον της αεροτομής συναρτήσει του χρόνου:

$$C_l = \pi b \left(\frac{\dot{a}}{U} + \frac{\ddot{h}}{U^2} - \frac{ba\ddot{a}}{U^2} \right) + 2\pi C(k) \left[\frac{\dot{h}}{U} + a + b \left(\frac{1}{2} - \alpha \right) \frac{\dot{a}}{U} \right], \quad (1.1)$$

$$C_{m_{1/2}} = \frac{\pi}{2} \left[\frac{ba\ddot{h}}{U^2} - \frac{b^2}{U^2} \left(\frac{1}{8} + \alpha^2 \right) \ddot{a} \right] + \pi \left(\alpha + \frac{1}{2} \right) \times \left[\frac{\dot{h}}{U} + a + b \left(\frac{1}{2} - \alpha \right) \frac{\dot{a}}{U} \right] C(k) - \frac{\pi}{2} \left[\left(\frac{1}{2} - \alpha \right) \frac{b\dot{a}}{U} \right] \quad (1.2)$$

Όπου $c = 2b$, η χορδή της αεροτομής και το α δηλώνει την θέση του άξονα περιστροφής ως ποσοστό επί της ημι-χορδής ($\alpha = -1$ και $\alpha = 1$ περιστροφή περί το μέτωπο προσβολής και την ακμή εκφυγής, αντίστοιχα).

Από την άλλη πλευρά, όταν η γωνία πρόσπτωσης της αεροτομής υπερβαίνει την στατική γωνία απώλειας στήριξης εμφανίζεται το φαινόμενο της δυναμικής απώλειας στήριξης. Παρακάτω, θα αποπειραθούμε να περιγράψουμε το φαινόμενο αυτό καθώς και τη διαδοχή των γεγονότων που το διέπουν με τη χρήση ενός παραδείγματος. Το κλασσικό πείραμα [12] αεροτομής NACA0012 σε ταλάντωση πρόνευσης με μέση γωνία πρόσπτωσης 12° , πλάτος ταλάντωσης 10° και ανηγμένη συχνότητα $k \approx 0.1$ παρατίθεται στο σχήμα 1.1. Η γωνία στατικής απώλειας στήριξης της συγκεκριμένης αεροτομής είναι 12° . Κατα την άνοδο της αεροτομής από την ελάχιστη τιμή της γωνία πρόσπτωσης, ο συντελεστής άνωσης αυξάνει γραμμικά με την ίδια σχεδόν κλίση που εμφανίζει και η αντίστοιχη στατική καμπύλη. Τελικά, υπερβαίνει την γωνία στατικής απώλειας στήριξης (12°) και διατηρεί τον ίδιο ρυθμό αύξησης, μέχρι να φτάσει σε γωνία πρόσπτωσης περίπου 16° . Στο σημείο αυτό η δυναμική απώλεια στήριξης φαίνεται να δημιουργεί μια έντονη μείωση στο συντελεστή αεροδυναμικής ροπής, οπότε και χαρακτηρίζεται πρώτα ως απώλεια στήριξης της αεροδυναμικής ροπής. Περαιτέρω, για $\alpha \approx 18^\circ$ μια δίνη εκλύεται από το μέτωπο προσβολής και αρχίζει να διαδίδεται κατάντι. Αυτή η διαδικασία τείνει να μετακινήσει το κέντρο πίεσης επίσης κατάντι, αυξάνοντας ξανά τον συντελεστή της άνωσης και μειώνοντας ραγδαία την αεροδυναμική ροπή που προκαλεί ανθρωρολογιακά στρεπτικά φορτία. Όταν η αεροτομή φτάσει σε γωνία πρόσπτωσης 20° , η δίνη περνά από την ακμή εκφυγής και κατά συνέπεια η άνωση μειώνεται και η ροπή επανέρχεται, λόγω της πλήρως αποκολλημένης ροής. Έπειτα, η φάση επανα-προσκόλλησης της ροής ξεκινά περίπου στις 10° .



Σχήμα 1.1: Τυπικά διαγράμματα (a), συντελεστή άνωσης και (b), συντελεστή αεροδυναμικής ροπής συναρτήση της γωνίας πρόσπτωσης. Πηγή [13].

Ενδεικτικά, θέματα που σχετίζονται με την εκκίνηση της δυναμικής απώλειας στήριξης [14], την διαδοχή των γεγονότων που την διέπουν [15], τη μετάβαση της ροής από στρωτή σε τυρβώδη [16], τα τριδιάστατα φαινόμενα που εμφανίζονται [17], την ευαισθησία στον αριθμό Reynolds [18], είναι ορισμένα μόνο από αυτά που απασχολούν την ερευνητική κοινότητα μέχρι και σήμερα.

1.1.3 Αεροδυναμική Απόσβεση και Πτερυγισμός Απώλειας Στήριξης

Ένας τρόπος για να περιγράψει κανείς την ευστάθεια ενός μη μόνιμου αεροδυναμικού-αεροελαστικού συστήματος είναι μέσω του υπολογισμού του παραγόμενου έργου των αεροδυναμικών φορτίων στο στερεό σώμα κατά τη διάρκεια ενός πλήρους κύκλου ταλάντωσης. Για την περίπτωση της ταλαντούμενης αεροτομής, ενός βαθμού ελευθερίας, σε πρόνευση ο

συντελεστής αεροδυναμικής απόσβεσης για μια πλήρη περιστροφή, όπως ορίζεται στις εργασίες [19] και [20], είναι:

$$\Xi = -\frac{1}{\pi\Delta a^2} \oint C_{mc/4} d\alpha = -\frac{1}{\pi\Delta a^2} \int_{\alpha_{min}}^{\alpha_{max}} (C_{mc/4}^U - C_{mc/4}^D) d\alpha, \quad (1.3)$$

όπου ο δείκτης U υποδηλώνει την ανοδική διαδρομή της γωνίας πρόσπτωσης ενώ ο D την καθοδική, αντίστοιχα. Ο αρνητικός συντελεστής αεροδυναμικής απόσβεσης υποδεικνύει μεταφορά ενέργειας από τη ροή προς την αεροτομή, ενώ το αντίθετο συμβαίνει για τις θετικές τιμές. Με αυτή την έννοια, το σύστημα είναι ασταθές όταν η αεροδυναμική απόσβεση είναι αρνητική και υπάρχει πιθανότητα να προκληθούν σε αυτό αεροελαστικές αστάθειες.

Ο πτερυγισμός απώλειας στήριξης (stall flutter) εμφανίζεται σε υψηλές γωνίες πρόσπτωσης, όπου τα εφαρμοζόμενα αεροδυναμικά φορτία είναι μη γραμμικά [21], όπως παρατηρήσαμε προηγουμένως να συμβαίνει με την δυναμική απώλεια στήριξης. Η αρχική διέγερση ενός αεροελαστικού πτερυγίου σε υψηλές γωνίες πρόσπτωσης μπορεί να προκαλέσει την ταλάντωση της κατασκευής και την έναρξη της δυναμικής απώλεια στήριξης. Στον πτερυγισμό απώλειας στήριξης, το πλάτος της ταλάντωσης αυξάνεται χρονικά λόγω της αρνητικής στρεπτικής αεροδυναμικής απόσβεσης και τελικά σχηματίζει μια ταλάντωση οριακού κύκλου [22]. Ο Victory [23] ήταν μεταξύ των πρώτων ερευνητών που παρατήρησε τη μείωση της κρίσιμης ταχύτητας έναρξης του φαινομένου σε υψηλές έναντι χαμηλών γωνιών πρόσπτωσης. Οι Carta και Lorber [24] πραγματοποίησαν πειράματα εξαναγκασμένων ταλαντώσεων πρόνευσης μικρού πλάτους κοντά στη στατική γωνία απώλειας στήριξης, οι οποίες αποδείχθηκαν αεροδυναμικά ασταθείς (αρνητική αεροδυναμική απόσβεση) και κατέληξαν στο συμπέρασμα ότι τέτοιας μορφής ταλαντώσεις θα μπορούσαν να προκαλέσουν την έναρξη του φαινομένου. Τέλος, σε πειράματα με παρόμοιες εξαναγκασμένες ταλαντώσεις με συνδυασμό μέτρησης των αεροδυναμικών φορτίων καθώς και της μέθοδου Particle Image Velocimetry (PIV) [25], οι συγγραφείς υποστήριξαν ότι η υστέρηση μεταξύ του ταλαντώμενου φύλλου διάτμησης και της κινούμενης αεροτομής, καθώς και η εγγύτητα μεταξύ τους σχετίζεται με το πρόσημο του συντελεστή αεροδυναμικής απόσβεσης.

1.2 Αντικείμενο της Διατριβής και Κύριοι Στόχοι

1.2.1 Η Βασική Ιδέα

Σκοπός της εργασίας ήταν αρχικά η πειραματική μελέτη της αεροδυναμικής μιας ταλαντούμενης αεροτομής σε χαμηλούς αριθμούς Reynolds (κάτω από 10^6), κατά την οποία η ενέργεια μεταφέρεται από τη ροή στην αεροτομή και αντίστροφα, καθώς επίσης και η διερεύνηση των αεροδυναμικών και δομικών συνθηκών υπό τις οποίες μια πτέρυγα με ελαστική στήριξη μπορεί να εισέλθει σε αυτοδιεγειρόμενες ή αυτοσυντηρούμενες ταλαντώσεις. Τα ενδιαμέσα στάδια που προέκυψαν ήταν:

- Η κατασκευή μηχανισμού εξαναγκασμένων ταλαντώσεων σε πρόνευση ή/και βύθιση μοντέλου άκαμπτης πτέρυγας σε αεροδυναμική σήραγγα

- Η κατασκευή ελαστικού μηχανισμού στήριξης μοντέλου πτέρυγας με δύο βαθμούς ελευθερίας (σε κάμψη και στρέψη)
- Η διεξαγωγή μη μόνιμων μετρήσεων σε αεροδυναμική σήραγγα μοντέλου πτέρυγας σε πρόνευση ή/και βύθιση με αεροτομή NACA64418, με παράλληλη καταγραφή της θέσης και της κατανομής πιέσεων στην επιφάνεια στο μέσον του εκπετάσματος
- Η πειραματική μελέτη της επίδρασης εξαναγκασμένων ταλαντώσεων στα αεροδυναμικά φορτία και στο συντελεστή αεροδυναμικής απόσβεσης
- Η διερεύνηση του φαινομένου πτερυγισμού δυναμικής απώλειας στήριξης μέσω της καταγραφής των μη μόνιμων κατανομών πίεσης και χρήσης της τεχνικής particle image velocimetry (2D-PIV) εν φάσει και
- Η αξιολόγηση των αποτελεσμάτων μοντελοποίησης της ροής σε μη μόνιμες συνθήκες μέσω σύγκρισης με αντίστοιχα πειραματικά δεδομένα.

1.3 Διάρθρωση της Εργασίας

Η παρούσα εργασία χωρίζεται σε οκτώ κεφάλαια:

- Στο Κεφάλαιο 1 παρουσιάστηκε ήδη παραπάνω ο σκοπός της εργασίας και μία σύντομη βιβλιογραφική επισκόπηση
- Στο Κεφάλαιο 2 γίνεται περιγραφή της πειραματικής διάταξης και της πειραματικής μεθόδου που ακολουθήθηκε
- Στο Κεφάλαιο 3 συζητούνται οι πειραματικές δοκιμές στατικών μετρήσεων σε αριθμούς Reynolds 0.5×10^6 και 0.75×10^6 , για τέσσερις διαφορετικές διαμορφώσεις πτερύγων
- Στο Κεφάλαιο 4 περιέχονται τα αποτελέσματα των μη μόνιμων μετρήσεων ταλαντούμενης αεροτομής αμιγώς σε πρόνευση και συνδυασμό πρόνευσης/βύθισης σε αριθμούς Reynolds 0.5×10^6 και 0.75×10^6
- Στο Κεφάλαιο 5 αναλύονται πειραματικές μετρήσεις σε πτέρυγα ελαστικής στήριξης, που οδηγούν σε αυτοδιεγερόμενες ταλαντώσεις και αυτο-συντηρούμενες ταλαντώσεις οριακού κύκλου με αρχική διέγερση
- Στο Κεφάλαιο 6 περιγράφονται η τεχνική PIV και POD και δίδονται τα αποτελέσματα της εφαρμογής τους στην παρούσα εργασία
- Στο Κεφάλαιο 7 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα στατικών και μη μόνιμων αριθμητικών προσομοιώσεων και η σύγκρισή τους με τα αντίστοιχα πειράματα
- Στο Κεφάλαιο 8 παρουσιάζονται τα συμπεράσματα και οι προτάσεις για μελλοντική έρευνα.

Κεφάλαιο 2

Πειραματική Διάταξη

2.1 Αεροδυναμική Σήραγγα

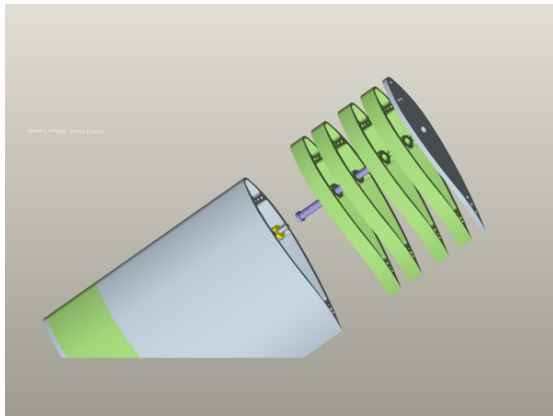
Τα πειράματα πραγματοποιήθηκαν στο χώρο δοκιμών της μικρής διατομής της αεροδυναμικής σήραγγας του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου. Το τμήμα δοκιμών είναι οκταγωνικής διατομής με πλάτος $1.80m$, ύψος $1.40m$ και μήκος $3.75m$, όπου η μέγιστη ταχύτητα ανέμου είναι $60m/s$, η ομοιομορφία της ροής 2% και το επίπεδο τύρβης δεν υπερβαίνει το 0.2% . Το κύκλωμα ανάντι του χώρου δοκιμών έχει λόγο σύγκλισης 6.45 προς 1 και η ροή οδηγείται μέσω ενός φουσητήρα οκτώ πτερυγίων διαμέτρου $2.67 m$ με κινητήρα συνεχούς ρεύματος $300 kW$.



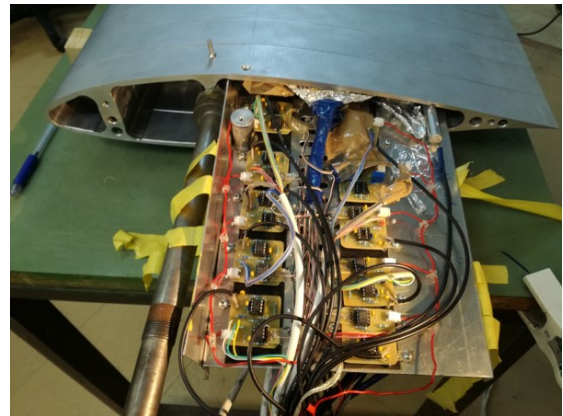
Σχήμα 2.1: Το μοντέλο πτέρυγας τοποθετημένο κατακόρυφα μέσα στο χώρο δοκιμών της αεροδυναμικής σήραγγας

2.2 Μοντέλο Πτέρυγας και Μορφοτροπείς Πίεσης

Το μοντέλο της πτέρυγας είναι κατασκευασμένο από αλουμίνιο με προφίλ αεροτομής NACA64418, μήκος χορδής 500mm και μήκος εκπετάσματος 1390mm. Τοποθετήθηκε κατακόρυφα εντός του χώρου δοκιμών της αεροδυναμικής σήραγγας, με διάκενα 5mm εκατέρωθεν των τοιχωμάτων, ώστε να κινείται ελεύθερα (Σχ.2.2α').



(α') Ανεπτυγμένη όψη μοντέλου



(β') Ηλεκτρονικά κυκλώματα ενίσχυσης

Σχήμα 2.2: Συναρμολόγηση μοντέλου πτέρυγας

Οι κατανομές πιέσεων στο μέσον του εκπετάσματος μετρήθηκαν με τη χρήση 31 μορφοτροπέων πίεσης γρήγορης απόκρισης, καθώς επίσης ηλεκτρονικά κυκλώματα ενίσχυσης των σημάτων εξόδου εγκαταστάθηκαν εντός του μοντέλου (βλ. Σχ.2.2β'). Οι μορφοτροπείς τοποθετήθηκαν στο ύψος της επιφάνειας της πτέρυγας σε κοντινές αποστάσεις κατά το εκπέτασμα, ώστε να αποφευχθούν μεταξύ τους παρεμβολές. Οι θέσεις των αισθητήρων φαίνονται στο σχήμα 2.3 και σε πινακοποιημένη μορφή στον Πιν.2.1. Τα σήματα εξόδου ψηφιοποιήθηκαν με συχνότητα 400 Hz με τη χρήση πολυπλέκτη. Με βάση τα σήματα των μορφοτροπέων, η κατανομή του συντελεστή πίεσης C_p κατά μήκος της χορδής υπολογίστηκε ως συνάρτηση του χρόνου χρησιμοποιώντας την πίεση ανακοπής καθώς και τη στατική πίεση του ελεύθερου ρεύματος που μετρήθηκε από σωλήνα Prandtl ανάντι του μοντέλου, σύμφωνα με τον τύπο:

$$C_p = \frac{p - p_\infty}{\frac{1}{2}\rho_\infty U^2} = \frac{p - p_\infty}{p_0 - p_\infty} \quad (2.1)$$

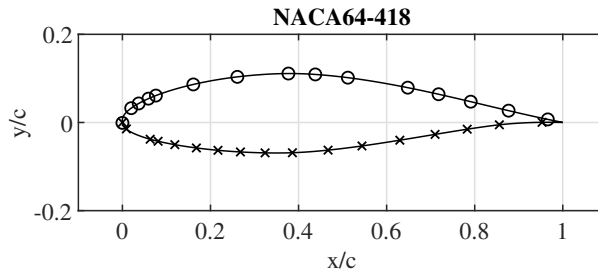
όπου: p , στατική πίεση

p_∞ , στατική πίεση ελεύθερου ρεύματος (δηλ. μακριά από οποιαδήποτε διαταραχή)

p_0 , πίεση ανακοπής (ολική)

ρ_∞ , πυκνότητα του αέρα ελεύθερου ρεύματος

U , ταχύτητα ελεύθερου ρεύματος.



Σχήμα 2.3: Προφίλ αεροτομής και θέσεις μορφοτροπέων πίεσης

| | | | | | | | | | | | | | | | | | |
|------------------------|---|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| Suction side (x/c) | 0 | 0.020 | 0.037 | 0.059 | 0.076 | 0.161 | 0.261 | 0.377 | 0.438 | 0.512 | 0.648 | 0.718 | 0.791 | 0.877 | 0.966 | - | - |
| Pressure side (x/c) | 0 | 0.009 | 0.063 | 0.081 | 0.119 | 0.168 | 0.217 | 0.268 | 0.324 | 0.386 | 0.467 | 0.544 | 0.630 | 0.710 | 0.783 | 0.856 | 0.953 |

Πίνακας 2.1: Θέσεις μορφοτροπέων πίεσης

Με την αριθμητική ολοκλήρωση της κατανομής πίεσης στην επιφάνεια της αεροτομής, υπολογίζονται οι συντελεστές άωσης, αεροδυναμικής ροπής και αντίστασης μορφής, που αναφέρονται αντίστοιχα ως C_l , C_m και C_{dp} , σύμφωνα με τους τύπους (2.2)-(2.4), που παρουσιάζονται παρακάτω:

$$C_l = \frac{1}{c} \oint -C_p \cdot (\vec{n} \cdot \vec{e}_y) ds, \quad C_m = \oint (C_p \times \vec{r}) \cdot \vec{e}_z ds, \quad C_{dp} = \frac{1}{c} \oint -C_p \cdot (\vec{n} \cdot \vec{e}_x) ds, \quad (2.2) \quad (2.3) \quad (2.4)$$

όπου:

\vec{n} , το μοναδιαίο κάθετο διάνυσμα στην επιφάνεια της αεροτομής

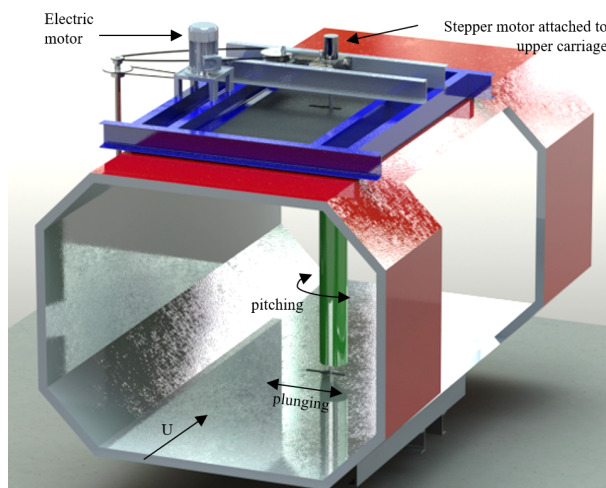
$\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z$, τα μοναδιαία διανύσματα με κατευθύνσεις (x, οριζόντια και παράλληλη στο ελεύθερο ρεύμα, y, κάθετη προς τα πάνω και z, κάθετη στο επίπεδο xy, αντίστοιχα)

\vec{r} , το διάνυσμα θέσης που συνδέει το σημείο αναφοράς ως προς το οποίο υπολογίζεται η αεροδυναμική ροπή με το σημείο στο οποίο υπολογίζεται ο συντελεστής πίεσης.

2.3 Πειραματική Διάταξη Εξαναγκασμένων Ταλαντώσεων Πτέρυγας

Ο μηχανισμός κίνησης της πτέρυγας επιτρέπει ταλαντώσεις δύο βαθμών ελευθερίας: α) τη γραμμική ταλάντωση κατά τον εγκάρσιο στη ελεύθερη ροή άξονα (βύθιση-plunging)

και β) τη γωνιακή-περιστροφική ταλάντωση γύρω από τον άξονα της πτέρυγας κατά την κατεύθυνση του εκπετάσματος (πρόνευση-pitching). Το σχέδιο του εν λόγω μηχανισμού φαίνεται στο σχήμα 2.4.



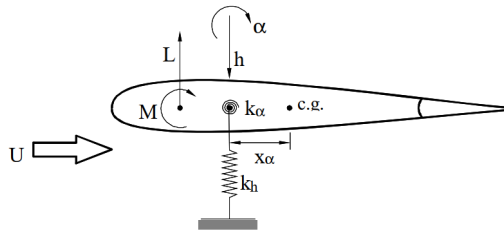
Σχήμα 2.4: Σχηματική απεικόνιση του μηχανισμού εξαναγκασμένων ταλαντώσεων της πτέρυγας

Η γραμμική ταλάντωση του πτερυγίου εκτελείται από έναν τριφασικό επαγωγικό κινητήρα με αναστροφή τάσης για τον έλεγχο της συχνότητας της ταλάντωσης, που μεταβάλλεται στο εύρος 0 έως $2Hz$. Η κίνηση μεταδίδεται από τον κινητήρα σε δύο φορεία, πάνω και κάτω από το τμήμα δοκιμών, που ταλαντώνονται ταυτόχρονα με σταθερό πλάτος $50mm$ ($0.1c$).

Η γωνιακή ταλάντωση του πτερυγίου εκτελείται από έναν βηματικό κινητήρα ελεγχόμενο από υπολογιστή. Ο κινητήρας είναι προσαρτημένος στο άνω φορείο του πτερυγίου, έτσι ώστε να είναι εφικτή η συνδυασμένη ταλάντωση πρόνευσης-βύθισης.

2.4 Πειραματική Διάταξη Ελεύθερων Ταλαντώσεων Πτέρυγας (Ελαστικός Μηχανισμός Στήριξης)

Η γενική ιδέα, η οποία προσομοιώνει την εύκαμπτη στήριξη της πτέρυγας, σε δύο βαθμούς ελευθερίας, φαίνεται σχηματικά παρακάτω.



Σχήμα 2.5: Σχηματική απεικόνιση τυπικής αεροελαστικής διάταξης

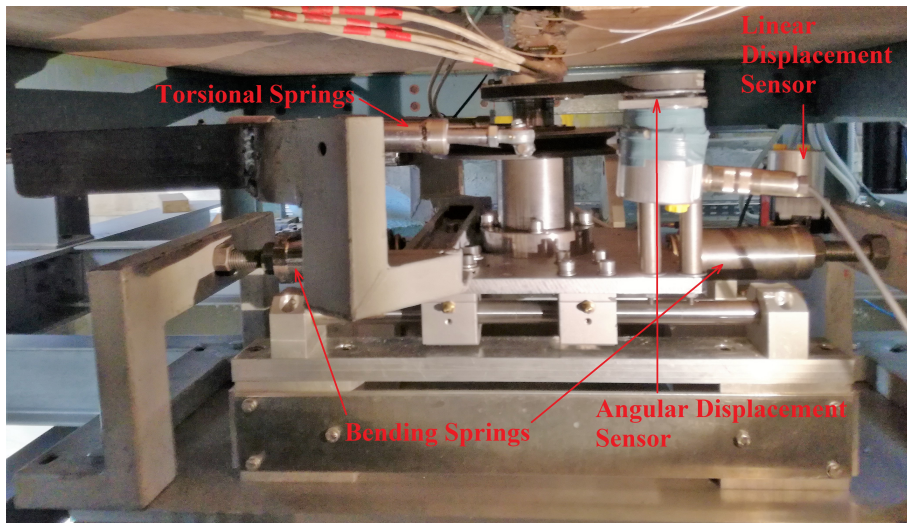
Το παραπάνω αντιπροσωπεύει ένα απλοποιημένο αεροελαστικό σύστημα, το οποίο αποτελείται από μια αεροτομή με στρεπτικά και καμπτικά ελατήρια μέτρου δυσκαμψίας K_α και K_h αντίστοιχα. Ο ελαστικός άξονας (άξονας περιστροφής) για το παρόν πείραμα βρίσκεται στο $x = 0.35c$ από το μέτωπο προσβολής της αεροτομής, ενώ το κέντρο βάρους της κατασκευής στο $x = 0.46c$. Για το σκοπό αυτό, και οι δύο κινητήρες αποσυνδέχθηκαν από τον άξονα της πτέρυγας και στο κάτω φορείο τοποθετήθηκαν ζεύγη ελατηρίων, τα οποία ασκούν δυνάμεις επαναφοράς κατά την εκτροπή του μοντέλου από την αρχική του θέση ισορροπίας. Το άνω άκρο του μοντέλου ήταν πλήρως ελεύθερο.

Συγκεκριμένα, το κάτω φορείο της πτέρυγας περιορίζεται από ένα ζεύγος ελατηρίων συμπίεσης, ρυθμιζόμενης προέντασης που επιτρέπουν μέγιστη μετατόπιση κατά $\pm 25mm$. Το ζεύγος αυτό προσομοιώνει την **καμπτική δυσκαμψία** του μοντέλου.

Για να επιτευχθεί η **στρεπτική δυσκαμψία** του μοντέλου, έγιναν περαιτέρω τροποποιήσεις. Μια μεταλλική βάση τοποθετήθηκε στο κάτω φορείο και μια τροχαλία συζεύχθηκε με τον άξονα της πτέρυγας. Περαιτέρω, ένα άλλο ζεύγος ελατηρίων χρησιμοποιήθηκε, το ένα άκρο του οποίου ήταν στερεωμένο στην μεταλλική βάση και το άλλο άκρο στην τροχαλία. Τα δύο παραπάνω ελατήρια δημιουργούν μια ροπή επαναφοράς κατά την στρεπτική εκτροπή της πτέρυγας.

Όλα τα ελατήρια που χρησιμοποιήθηκαν είναι εναλλάξιμα και ρυθμιζόμενης προέντασης, καθώς και δοκιμές βαθμονόμησης έγιναν σε κάθε ζεύγος για τον προσδιορισμό του μέτρου δυσκαμψίας και του συντελεστή απόσβεσης. Η αρχική γωνία πρόσπτωσης του πτερυγίου είναι μια σημαντική παράμετρος για τα πειράματα, η οποία ρυθμίζεται με τη σύσφιξη μηχανικού συνδέσμου του άξονα με την τροχαλία στην επιθυμητή γωνία.

Μια εικόνα του μηχανισμού που είναι τοποθετημένος στο κάτω φορείο φαίνεται στο Σχ.2.6 συμπεριλαμβανομένης της τροχαλίας, του συνδέσμου, ενός τμήματος του άξονα της πτέρυγας, των ζευγών ελατηρίων και των αισθητήρων μετατόπισης. Σε κάθε πείραμα, η γωνία πρόσπτωσης της πτέρυγας καταγράφονταν μέσω αισθητήρα περιστροφικού ποτενσιόμετρου συνδεδεμένου με τον άξονα της πτέρυγας και η γραμμική μετατόπιση μέσω αισθητήρα καλωδίου έλξης-ώθησης.



Σχήμα 2.6: Μηχανισμός ελαστικής στήριξης πτέρυγας με στρεπτικό και καμπτικό βαθμούς ελευθερίας

2.5 Καταγραφή Δεδομένων

Για την λειτουργία του συστήματος και την καταγραφή των δεδομένων χρησιμοποιήθηκαν τρεις Η/Υ, όπου παρακάτω δίνεται μια σύντομη περιγραφή του συστήματος.

PC1: Ο Η/Υ1 χρησιμοποιήθηκε για την αποθήκευση και μεταφόρτωση αλγορίθμων σε μικροελεγκτή (Arduino Due). Οι αλγόριθμοι περιέχουν μητρώα με χρονικά διαστήματα, τα οποία καθορίζουν την ακολουθία εντολών για τη δημιουργία κάθε βήματος του βηματικού κινητήρα προκειμένου να εκτελούνται απλές αρμονικές ταλαντώσεις προκαθορισμένου πλάτους και συχνότητας. Ο μικροελεγκτής χρησιμοποιείται επίσης για την επίτευξη διαφοράς φάσης μεταξύ των ταλαντώσεων πρόνευσης και βύθισης.

PC2: Ένας δεύτερος υπολογιστής αποθηκεύει τις μετρήσεις των μοροτροπέων πίεσης. Οι 31 αισθητήρες πίεσης και τα σήματα του γωνιακού αισθητήρα λαμβάνονται με συχνότητα δειγματοληψίας 400 Hz τόσο για μόνιμες όσο και για μη μόνιμες μετρήσεις.

PC3: Ένας τρίτος υπολογιστής αποθηκεύει τις μετρήσεις γωνιακής και γραμμικής μετατόπισης, καθώς και της δυναμικής και στατικής πίεσης του ελεύθερου ρεύματος.

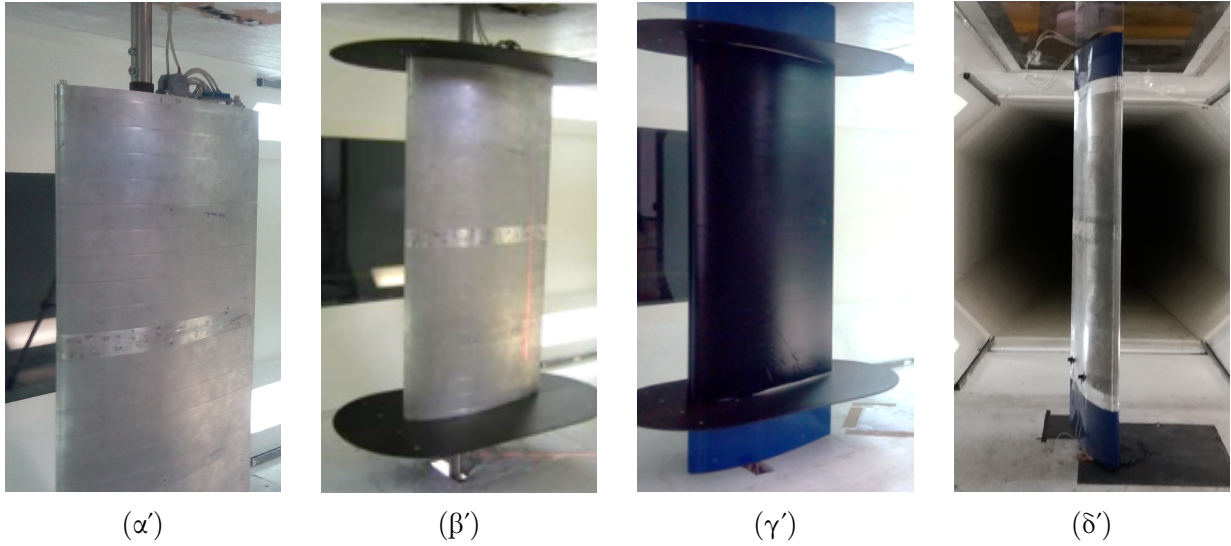
Κεφάλαιο 3

Πειραματικές Μετρήσεις Πτέρυγας σε Μόνιμες Συνθήκες Ροής

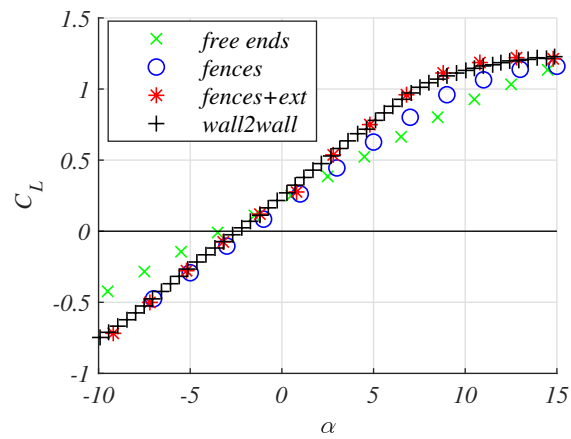
3.1 Διαμορφώσεις Μοντέλου Πτέρυγας

Στα πλαίσια της παρούσας διατριβής, διεξήχθησαν στατικές μετρήσεις των κατανομών πίεσης στην επιφάνεια της πτέρυγας σε τέσσερις διαφορετικές διαμορφώσεις του μοντέλου υπό μόνιμες συνθήκες ροής σε αριθμό Reynolds $Re = 0.75 \times 10^6$ και η αεροδυναμική τους συμπεριφορά αξιολογήθηκε μέσω του υπολογισμού του συντελεστή άνωσης συναρτήσει της γωνίας πρόσπτωσης.

Στην πρώτη διαμόρφωση, η πτέρυγα φέρει μήκος εκπετάσματος $1m$ αφήνοντας κενό $200mm$ από τα δύο άκρα της ως τα τοιχωμάτα της σήραγγας και τον άξονα εκτεθειμένο στο ρεύμα αέρα (Σχ.3.1α'). Η διαμόρφωση αυτή αναφέρεται στο σχήμα 3.2 ως “free ends” και η κλίση του συντελεστή άνωσης είναι $3.856rad^{-1}$. Στη συνέχεια, στα άκρα της πτέρυγας προστέθηκαν επίπεδες πλάκες, ελλειπτικού σχήματος, όπως εικονίζεται στο Σχ.3.1β', που εμποδίζουν τη ροή κατά μήκος του εκπετάσματος και γύρω από τα ακροπτερύγια. Η διαμόρφωση αυτή αναφέρεται ως “fences” και επιτυγχάνει κλίση του συντελεστή άνωσης $5.237rad^{-1}$. Με σκοπό να μετριάσουν περαιτέρω τα τριδιάστατα φαινόμενα που λαμβάνουν χώρα στα άκρα, το μοντέλο επεκτάθηκε από το δάπεδο μέχρι την οροφή προσθέτοντας δύο ξύλινες προεκτάσεις του ίδιου αεροδυναμικού σχήματος. Αυτή η διαμόρφωση απεικονίζεται στο σχήμα 3.1γ' και αναφέρεται ως “fences+extensions” με κλίση $5.919rad^{-1}$. Τέλος, η προαναφερθείσα διαμόρφωση συγκρίθηκε με τη διαμόρφωση απλής πτέρυγας, χωρίς τις επίπεδες πλάκες, που εκτείνεται από το δάπεδο μέχρι την οροφή (“wall-to-wall”, Σχ. 3.1δ'), η οποία υιοθετήθηκε τελικά, για λόγους ευκολίας στη διεξαγωγή των μετρήσεων PIV, μιας και η προκύπτουσα κλίση ήταν $5.901rad^{-1}$. Οι καμπύλες των συντελεστών άνωσης συναρτήσει της γωνίας πρόσπτωσης παρατίθενται στο Σχ.3.2.



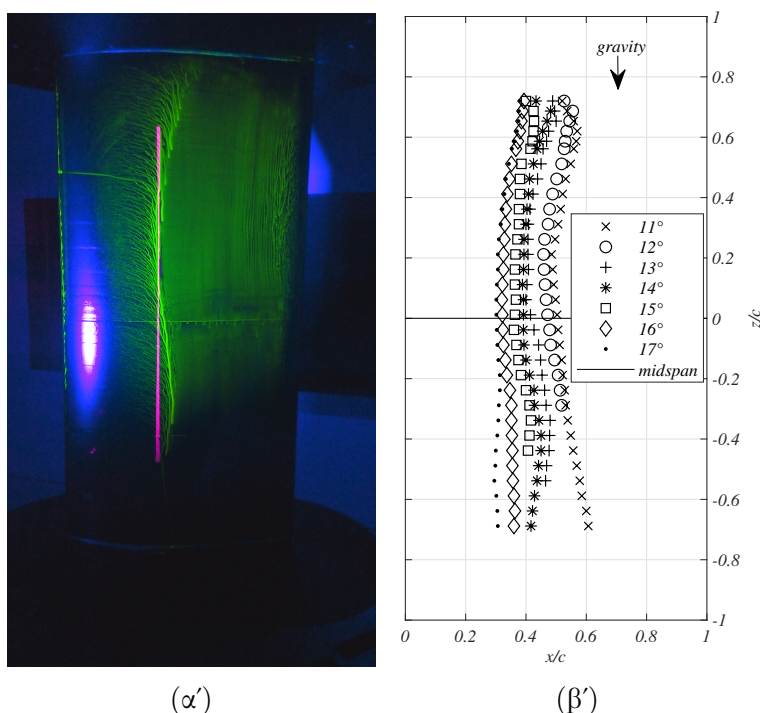
Σχήμα 3.1: Διαμορφώσεις μοντέλου πτέρυγας



Σχήμα 3.2: Συντελεστής άνωσης συναρτήσει γωνίας πρόσπτωσης για τις διαφορετικές διαμορφώσεις του μοντέλου πτέρυγας

3.2 Οπτικοποίηση της Ροής στην Επιφάνεια της Πτέρυγας

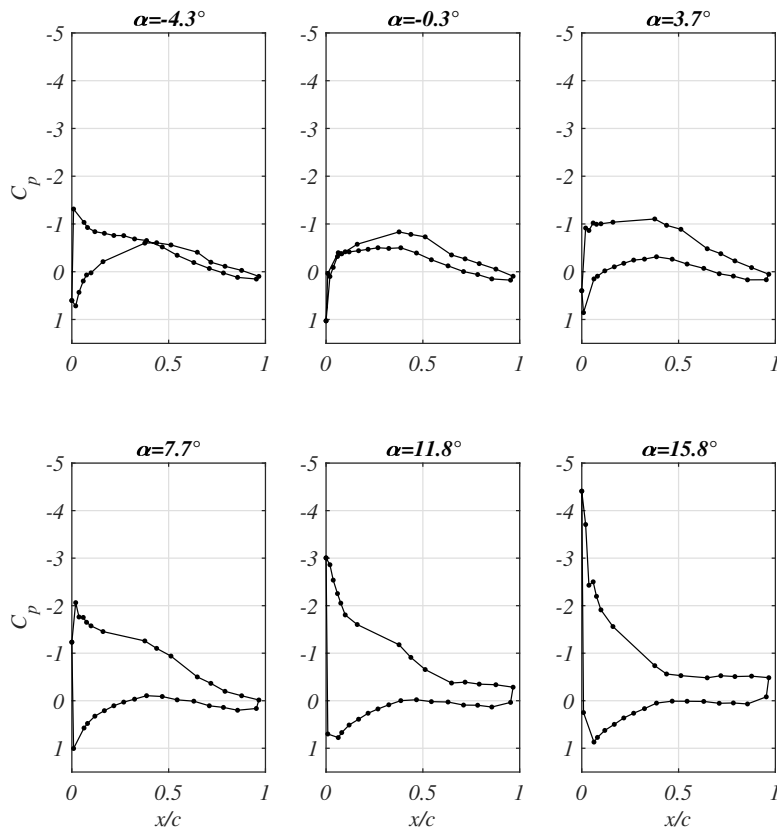
Για την αξιολόγηση της αποκόλλησης της ροής, στην επιφάνεια της πτέρυγας, εφαρμόστηκε η τεχνική οπτικοποίησης της ροής με λάδι στην πλευρά υποπίεσης. Μια αντιπροσωπευτική εικόνα από το αποτέλεσμα της μεθόδου φαίνεται στο Σχ.3.3α' σε γωνία πρόσπτωσης 14° . Η ευθεία γραμμή με ανοικτό κόκκινο χρώμα, που φαίνεται στην εικόνα σχεδιάστηκε σε απόσταση 40% από το μέτωπο προσβολής. Η γραμμή αποκόλλησης της ροής απεικονίζεται ως το όριο όπου συσσωρεύεται το λάδι, λόγω των υψηλότερων τιμών διατμητικής τάσης στην επιφάνεια ανάντι της αποκολλημένης περιοχής. Είναι χαρακτηριστικό ότι αυτή η γραμμή κινείται ανάντι καθώς αυξάνεται η γωνία πρόσπτωσης, ωστόσο είναι καμπύλη λόγω του τρισδιάστατου χαρακτήρα της αποκόλλησης της ροής. Η γραμμή αποκόλλησης ήταν ιδιαίτερα διακριτή και οι συντεταγμένες της εξήχθησαν όπως παρουσιάζονται στο σχήμα 3.3β' για επτά γωνίες πρόσπτωσης από 11° ως 17° . Η τεχνική εφαρμόστηκε στη διαμόρφωση "fences+extensions" της πτέρυγας σε αριθμό Reynolds $Re = 0.5 \times 10^6$. Όμοια συμπεριφορά παρουσίασε η γραμμή αποκόλλησης και με τη διαμόρφωση "wall-to-wall", μέσω της οπτικοποίησης της ροής στην επιφάνεια της πτέρυγας με χρήση νηματίων.



Σχήμα 3.3: Οπτικοποίηση της ροής με λάδι: (α') Αντιπροσωπευτικό αποτέλεσμα σε γωνία πρόσπτωσης 14° , (β') Μέτωπο αποκόλλησης της ροής στην πλευρά υποπίεσης για γωνίες πρόσπτωσης από 11° ως 17° . Η ελεύθερη ροή είναι από αριστερά προς τα δεξιά.

3.3 Μετρήσεις πίεσης

Οι μέσες κατανομές του συντελεστή πίεσης κατά μήκος της χορδής της πτέρυγας στο μέσον του εκπετάσματος παρουσιάζονται στο Σχήμα 3.4 για διάφορες γωνίες πρόσπτωσης υπό σταθερές συνθήκες. Σε κάθε σχήμα, ο οριζόντιος άξονας αντιπροσωπεύει την απόσταση x από το μέτωπο προσβολής αδιαστατοποιημένη προς το μήκος της χορδής. Κάθε μέτρηση αποτελεί τον μέσο όρο 10.000 δειγμάτων που ελήφθησαν με συχνότητα δειγματοληψίας 400 Hz. Οι κατανομές πίεσης ακολουθούν τις ίδιες τάσεις μεταξύ χαμηλών ($Re = 0.5 \times 10^6$) και υψηλών ($Re = 0.75 \times 10^6$) αριθμών Reynolds και για τον λόγο αυτόν συζητούνται ενδεικτικά για την περίπτωση του χαμηλού Re . Τα βασικά χαρακτηριστικά των κατανομών των συντελεστών πίεσης είναι:



Σχήμα 3.4: Κατανομές συντελεστών πίεσης σε γωνίες πρόσπτωσης: -4.3° , -0.3° , 3.7° , 7.7° , 11.8° , 15.8° σε $Re = 0.5 \times 10^6$.

- Η ροή παρουσιάζει την τυπική συμπεριφορά αεροτομής "στρωτής-ροής".

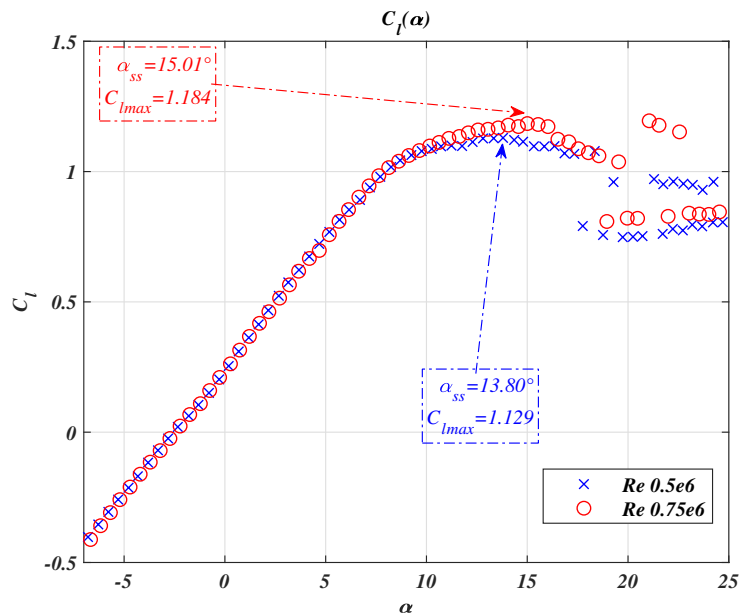
- Για γωνία πρόσπτωσης 0° , η κατανομή της πίεσης είναι ασύμμετρη, όπως αναμένονταν, λόγω της καμπυλότητας της αεροτομής.
- Μια κορυφή υποπίεσης σχηματίζεται στο μέτωπο προσβολής ($x/c=0$) της αεροτομής περίπου στις 12° , που φτάνει στο μέγιστο $C_p = -5$ στις 18.5° , λόγω της επιτάχυνσης της ροής.
- Σε γωνία πρόσπτωσης 11.8° , όπως φαίνεται στο Σχήμα 3.4, η κατανομή πίεσης παραμένει επίπεδη από $0.65c$ μέχρι την ακμή φυγής, λόγω αποκόλλησης της ροής κατά την οποία δεν υπάρχει ανάκτηση πίεσης.
- Για γωνίες πρόσπτωσης μεγαλύτερες από 15.3° φαίνεται να σχηματίζεται θύλακας στρωτής αποκόλλησης στην περιοχή $3.7\%c$ έως $5.9\%c$ στην πλευρά υποπίεσης της αεροτομής, με αποτέλεσμα ένα τοπικό πλάτωμα της καμπύλης κατανομής πίεσης ([26]).
- Επιπλέον, η αποκόλληση της ροής ξεκινά από το μέτωπο προσβολής και κινείται ανάντι. Καθώς η γωνία πρόσπτωσης αυξάνεται, οι συντελεστές πίεσης ένας προς έναν τείνουν να λάβουν σχεδόν την ίδια τιμή ($C_p \approx -0.8$). Στις 25° η ροή αποκολλάται πλήρως από την πλευρά υποπίεσης της πτέρυγας.
- Η κατανομή της πίεσης στην πλευρά υπερ-πίεσης δεν φαίνεται να επηρεάζεται από την αύξηση της γωνίας πρόσπτωσης. Η μόνη αλλαγή είναι η κατάντι κίνηση του σημείου ανακοπής κατά μέγιστη απόσταση 6 τοις εκατό του μήκους της χορδής για το εξεταζόμενο εύρος γωνιών.

3.4 Αεροδυναμικοί Συντελεστές

Τα αεροδυναμικά φορτία προέρχονται από τη μετρούμενη κατανομή πίεσης κατά μήκος της χορδής του πτερυγίου υπό συνθήκες σταθερής ελεύθερης ροής που αντιστοιχούν στους αριθμούς Reynolds $Re = 0.5 \times 10^6$ και $Re = 0.75 \times 10^6$. Τα χαρακτηριστικά της άνωσης, της αεροδυναμικής ροπής και της αντίστασης μορφής της αεροτομής φαίνονται στα σχήματα 3.5, 3.6, 3.7. Οι μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν με ελεύθερη μετάβαση του οριακού στρώματος πάνω στην αεροτομή, χωρίς τη χρήση συσκευών μετάβασης. Τα βασικά χαρακτηριστικά των αεροδυναμικών συντελεστών είναι τα ακόλουθα:

- Η ροή παρουσιάζει την τυπική συμπεριφορά αεροτομής "στρωτής-ροής".
- Το γραμμικό τμήμα του συντελεστή άνωσης εκτείνεται στο διάστημα -8° ως 7° της γωνίας πρόσπτωσης. Η αεροτομή παράγει σχεδόν τον ίδιο συντ/τή άνωσης σε αυτό το εύρος και για τους δύο αριθμούς Reynolds και μηδενική άνωση σε γωνία πρόσπτωσης $\alpha_0 = -2.5^\circ$.
- Οι πολικές καμπύλες είναι ανεξάρτητες του αριθμού Reynolds μέχρι τη γωνία πρόσπτωσης των 11° . Αυτό φαίνεται καθαρά στις καμπύλες άνωσης και αεροδυναμικής ροπής, ενώ αφήνει ανεπηρέαστη την αντίσταση μορφής σε ακόμη υψηλότερες γωνίες.

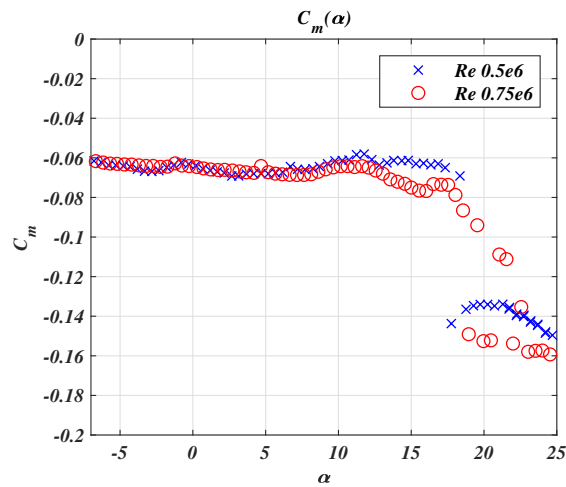
Σε ακόμη μεγαλύτερες ($\alpha > 11^\circ$) ο κλάδος του χαμηλού αριθμού Re υπολείπεται του υψηλού, τόσο για τον συντελεστή άνωσης όσο και για τον συντελεστή ροπής.



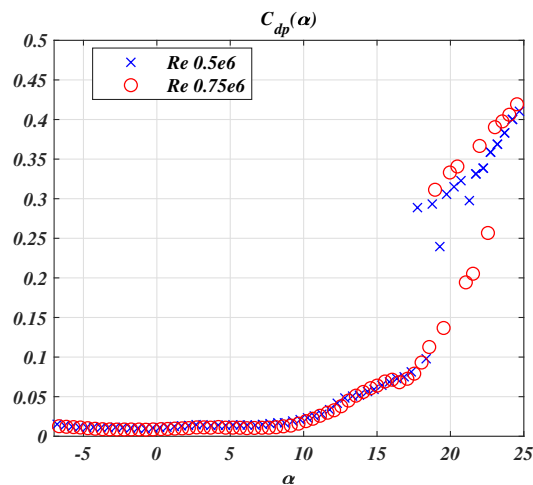
Σχήμα 3.5: Συντελεστής άνωσης σε $Re = 0.5 \times 10^6$ και $Re = 0.75 \times 10^6$

- Ο μέγιστος συντελεστής άνωσης για $Re = 0.5 \times 10^6$ είναι $C_{lmax} = 1.129$ σε γωνία απώλειας στήριξης $\alpha_{ss} = 13.80^\circ$. Αντίθετα, για αριθμό Reynolds 0.75×10^6 ο μέγιστος συντελεστής άνωσης είναι $C_{lmax} = 1.184$ και η γωνία $\alpha_{ss} = 15.01^\circ$.
- Σε γωνίες πρόσπτωσης μεγαλύτερες από 18.5° , η αποκόλληση της ροής καθίσταται κυρίαρχη, η κορυφή υποπίεσης στο μέτωπο προσβολής υποβαθμίζεται γρήγορα και κατά συνέπεια η αεροδυναμική άνωση και ροπή μειώνονται και η αντίσταση μορφής αυξάνει. Κυρίως στην καμπύλη άνωσης οι συντελεστές παίρνουν τιμές με μεγάλη διασπορά. Αυτό συμβαίνει λόγω του φαινομένου της διπλής απώλειας στήριξης, το οποίο θα συζητηθεί λεπτομερέστερα στην επόμενη ενότητα.

Στο σημείο αυτό θα πρέπει να αναφέρουμε ότι στα αποτελέσματα των αεροδυναμικών συντελεστών που παρουσιάζονται έχουν εφαρμοστεί διορθώσεις σχετικά με την επίδραση της έμφραξης της ροής μέσα σε αεροδυναμική σήραγγα α) λόγω του μοντέλου, β) λόγω του ομόρρου καθώς και γ) της καμπύλωσης των ρευματικών γραμμών με βάση τις εργασίες [27] και [28].



Σχήμα 3.6: Συντελεστής αεροδυναμικής ροπής σε $Re = 0.5 \times 10^6$ και $Re = 0.75 \times 10^6$



Σχήμα 3.7: Συντελεστής αντίστασης μορφής σε $Re = 0.5 \times 10^6$ και $Re = 0.75 \times 10^6$

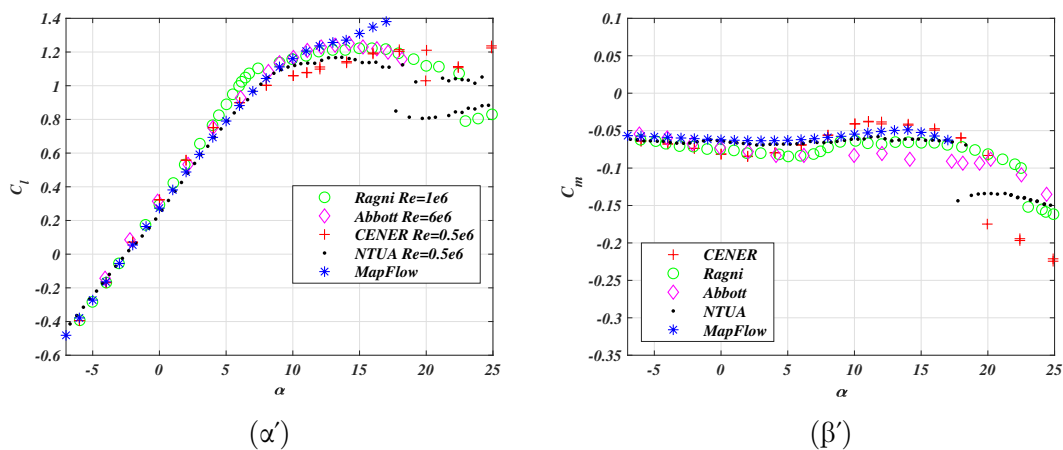
3.5 Διπλή Απώλεια Στήριξης

Σε γωνίες πρόσπτωσης αρκετά μεγαλύτερες από τη γωνία απώλειας στήριξης ($\alpha > 18^\circ$), παρατηρήθηκε προηγουμένως αυξημένη διασπορά των αεροδυναμικών συντελεστών, κυρίως για τον συντελεστή άνωσης, καθώς και για την αεροδυναμική ροπή και την αντίσταση μορφής. Φαίνεται σαν να υπάρχει κάποια ασυνέχεια μεταξύ των διαδοχικών μετρήσεων, με την τάση να σχηματίζουν διαφορετικούς κλάδους της ίδιας καμπύλης. Μετά από σχετική ανάλυση που έγινε στο σήμα των μορφοτροπέων πίεσης κατά τη διάρκεια των μετρήσεων, διαπιστώθηκε ότι η ροή εναλλάσσεται μεταξύ δύο καθεστώτων: στην πρώτη η ροή είναι

πλήρως αποκολλημένη, ενώ στη δεύτερη, η ροή παραμένει μερικώς προσκολλημένη κατά ένα ποσοστό του μήκους της χορδής στην πλευρά υποπίεσης. Το φαινόμενο που συνέβη εδώ είναι γνωστό στη βιβλιογραφία ως "double stall", το οποίο έχει παρατηρηθεί τόσο σε μετρήσεις σε αεροδυναμική σήραγγα, όσο και σε δρομείς ανεμογεννητριών, επηρεάζοντας την απόδοση και την παραγωγή ισχύος [29],[30] των μηχανών αυτών.

3.6 Πειράματα σε Αεροτομή NACA64-418 στη Βιβλιογραφία

Τα παρακάτω σχήματα (3.8α', 3.8β') παρουσιάζουν μια σύγκριση της τρέχουσας εργασίας με άλλες σχετικές πειραματικές μελέτες σε αεροτομή NACA64-418 υπό συνθήκες μόνιμης ροής. Στα πειράματα που έγιναν στη NASA υπήρξε εξαναγκασμένη μετάβαση της ροής σε τυρβώδη, ενώ στα πειράματα CENER και Ragni ήταν ελεύθερη. Οι μετρήσεις των NTUA και CENER πραγματοποιούνται στον ίδιο αριθμό Reynolds, ενώ όλες οι άλλες σε διαφορετικούς, οι οποίες φαίνεται να επηρεάζουν έντονα την περιοχή κοντά στην απώλεια στήριξης. Η μικρότερη κλίση στην καμπύλη άνωσης της παρούσας εργασίας αποδίδεται κυρίως στη μετάβαση της ροής από στρωτή σε τυρβώδη σχεδόν ήδη από το μέτωπο προσβολής. Παρόλο που η μετάβαση αυτή δεν έγινε εσκεμμένα με τη χρήση κάποιας συσκευής, θεωρείται πως η πιστότητα της επιφάνειας την προκαλεί, εξαιτίας μικρών προεξοχών που φέρει. Ο ισχυρισμός φαίνεται να ευσταθεί με βάση την καλή συμφωνία που εμφανίζουν οι παρούσες μετρήσεις με προσομοίωση CFD που έγινε στις ίδιες συνθήκες με πλήρως τυρβώδη ροή σε όλο το μήκος της αεροτομής (MapFlow).



Σχήμα 3.8: (α') Συντελεστής άνωσης σε διάφορους αριθμούς Re για αεροτομή NACA64-418, (β') Συντελεστής αεροδυναμικής ροπής σε διάφορους αριθμούς Re για αεροτομή NACA64-418.

Κεφάλαιο 4

Πειραματικές Μετρήσεις Μη Μόνιμων Συνθηκών Ροής Πτέρυγας σε Εξαναγκασμένη Ταλάντωση

Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζεται η πειραματική μελέτη της μη μόνιμης αεροδυναμικής συμπεριφοράς πτέρυγας με αεροτομή NACA64-418 σε ταλαντώσεις πρόνευσης και συνδυασμένης πρόνευσης-βύθισης σε αριθμούς Reynolds 0.5×10^6 και 0.75×10^6 . Η διαδικασία της μέτρησης περιλαμβάνει την δειγματοληψία όλων των σημάτων (έξοδος μορφοτροπέων πίεσης και αισθητήρες μετατόπισης) με συχνότητα 400 Hz: α) σε συνθήκες ακινησίας της αεροσήραγγας για 30 δευτερόλεπτα, β) σε προκαθορισμένη τιμή της ταχύτητας ελεύθερου ρεύματος και καταγραφή των στατικών δεδομένων για 30 δευτερόλεπτα και τελικά, γ) σε ταλάντωση για 180 δευτερόλεπτα μετά την ολοκλήρωση 10 πλήρων κύκλων.

Όμοια με τα προηγούμενα από τις στιγμιαίες κατανομές του συντελεστή πίεσης πραγματοποιήθηκαν οι υπολογισμοί των στιγμιαίων καθώς και των εν φάσει μέσων τιμών των συντελεστών άνωσης και αεροδυναμικής ροπής συναρτήσει της γωνίας πρόσπτωσης. Τα δεδομένα που παρουσιάζονται παρακάτω είναι οι εν φάσει μέσες τιμές των αεροδυναμικών συντελεστών, όπου η συνεχής γραμμή αντιστοιχεί στο ανοδικό τμήμα της ταλάντωσης (αύξηση γωνίας πρόσπτωσης) και η διακεκομμένη στην αντίστοιχη καθοδική διαδρομή (φθίνουσα γωνία).

4.1 Ταλαντώσεις πρόνευσης

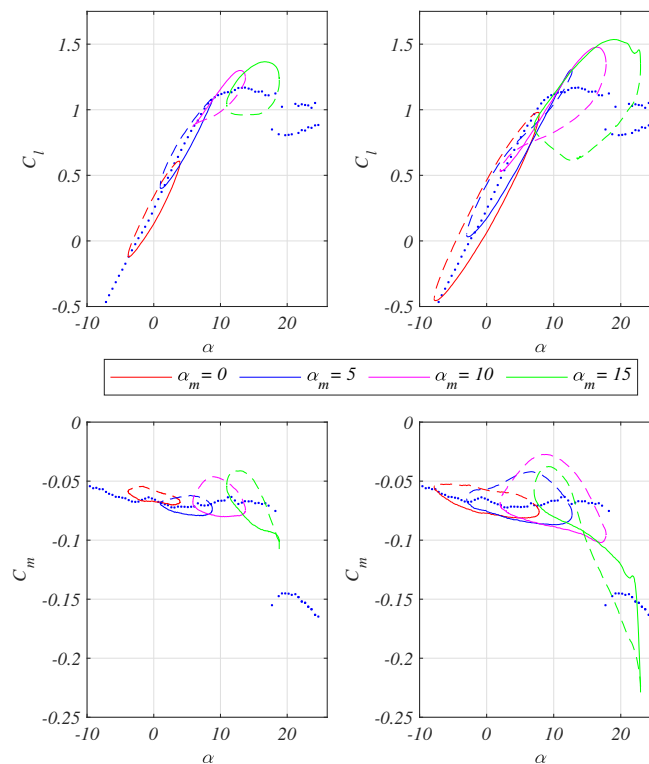
Η μέση γωνία πρόσπτωσης μεταβλήθηκε στο εύρος 0° έως 15° με βήμα 5° , οι τιμές του πλάτους ταλάντωσης ήταν 2° , 4° , 6° και 8° και σε κάθε περίπτωση που μελετήθηκε η συχνότητα της ταλάντωσης μεταβλήθηκε μεταξύ 1 και 2 Hz.

4.1.1 Επίδραση των παραμέτρων της ταλάντωσης στα αεροδυναμικά φορτία

Παρακάτω θα επικεντρωθούμε στις παραμέτρους που επηρεάζουν τα αεροδυναμικά φορτία, όπου για λόγους συντομίας τα πειραματικά δεδομένα αναφέρονται σε $Re = 0.5 \times 10^6$. Ωστόσο, οι ίδιες τάσεις βρέθηκαν να ισχύουν και για $Re = 0.75 \times 10^6$.

Επίδραση της μέσης γωνίας πρόσπτωσης

Η επίδραση της μέσης γωνίας πρόσπτωσης φαίνεται στο σχήμα 4.1 για τέσσερις διαφορετικές τιμές της μέσης γωνίας, $\alpha_m = 0^\circ$, $\alpha_0 = 5^\circ$, $\alpha_m = 10^\circ$, $\alpha_m = 15^\circ$ με το πλάτος ταλάντωσης να κυμαίνεται μεταξύ 4° (αριστερή στήλη) και 8° (δεξιά στήλη). Η στατική καμπύλη εμφανίζεται με μπλε σημεία σε κάθε διάγραμμα.



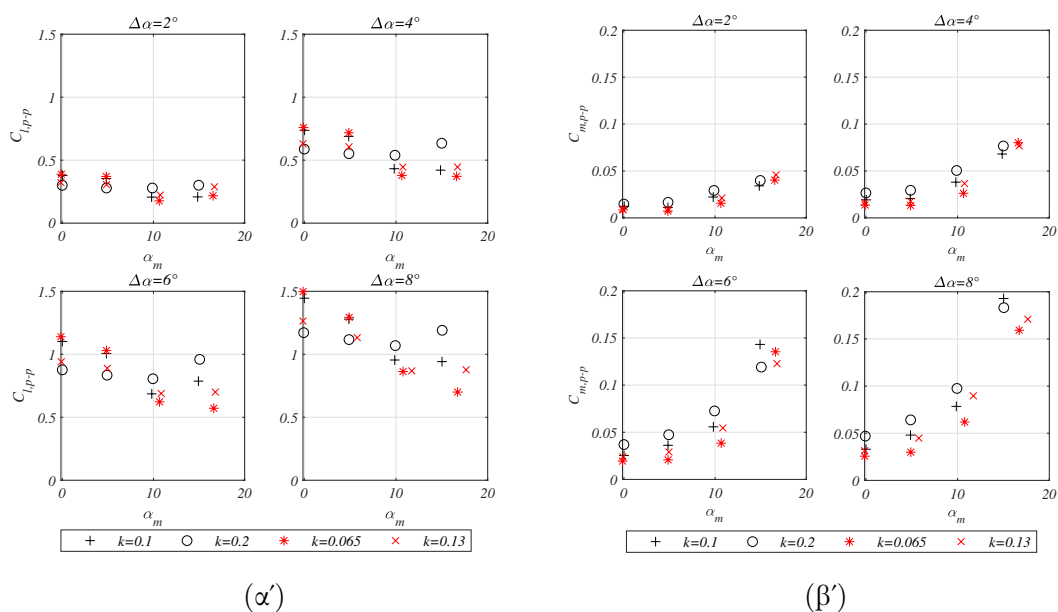
Σχήμα 4.1: Επίδραση της μέσης γωνίας πρόσπτωσης στους συντελεστές αεροδυναμικής άνωσης και ροπής σε $Re = 0.5 \times 10^6$, $k = 0.1$. Αριστερή στήλη: $\Delta\alpha = 4^\circ$, Δεξιά στήλη: $\Delta\alpha = 8^\circ$

Στην προσκολλημένη περιοχή ροής, οι καμπύλες των συντελεστών άνωσης και

αεροδυναμικής ροπής έναντι της γωνίας πρόσπτωσης παρουσιάζουν έναν τυπικό ελλειπτικό βρόχο ανθρωλογιακής φοράς. Πιο συγκεκριμένα, οι βρόχοι σε χαμηλές γωνίες πρόσπτωσης βαίνουν γύρω από την αντίστοιχη στατική καμπύλη και τείνουν να λαμβάνουν χαμηλότερες τιμές άνωσης όταν το α αυξάνεται με το χρόνο (ανοδική διαδρομή) και υψηλότερες όταν μειώνεται, σε συμφωνία με το μοντέλο του Theodorsen [11].

Καθώς η μέση γωνία πρόσπτωσης αυξάνεται ($\alpha_m = 10^\circ$ και $\alpha_m = 15^\circ$) η επίδραση της αποκόλλησης της ροής γίνεται ισχυρότερη κατά τρόπο περιοδικό. Ο βρόχος του συντελεστή άνωσης αλλάζει φορά περιστροφής σε ωρολογιακή, ενώ ο συντελεστής αεροδυναμικής ροπής σχηματίζει δύο επιμέρους κλειστούς βρόχους αντίθετης φοράς. Οι τιμές των αεροδυναμικών συντελεστών υπερβαίνουν σημαντικά τις αντίστοιχες στατικές, πριν η περιοχή αποκόλλησης της ροής επεκταθεί και προκαλέσει πτώση της άνωσης και αύξηση της αεροδυναμικής ροπής. Στη συνέχεια ακολουθεί η διαδικασία επαναπροσκόλλησης της ροής κατά την καθοδική κίνηση της αεροτομής έως ότου ανακτηθούν τα αεροδυναμικά φορτία. Η παραπάνω διαδικασία έχει ακριβώς εκείνα τα χαρακτηριστικά της δυναμικής απώλειας στήριξης.

Σε κάθε κύκλο ταλάντωσης, υπολογίζονται δύο ακόμη μεγέθη, η μέγιστη μεταβολή των συντελεστών άνωσης $C_{l,p-p}$, και αεροδυναμικής ροπής $C_{m,p-p}$ σε μια πλήρη περίοδο. Οι μέσες τιμές της μέγιστης μεταβολής (από κορυφή σε κορυφή) του συντελεστή άνωσης φαίνονται στο σχήμα 4.2α' ως συνάρτηση της μέσης γωνίας ταλάντωσης.



Σχήμα 4.2: Επίδραση της μέσης γωνίας πρόσπτωσης (α') στη μέγιστη μεταβολή του συντελεστή άνωσης σε πλήρη κύκλο, (β') στη μέγιστη μεταβολή του συντελεστή αεροδυναμικής ροπής σε πλήρη κύκλο

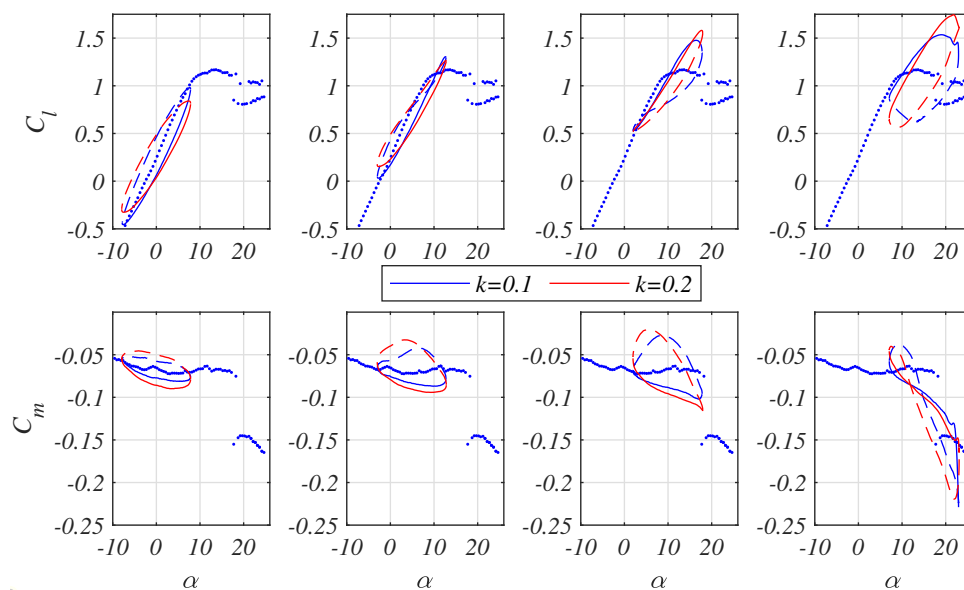
Καθώς η μέση γωνία πρόσπτωσης αυξάνεται από 0° σε 10° , ανεξάρτητα από το πλάτος της ταλάντωσης ή την ανηγμένη συχνότητα, το $C_{l,p-p}$ μειώνεται σταδιακά. Αυτό εξηγείται από την μερική αποκόλληση της ροής γύρω από την αεροτομή, η οποία προκαλεί την είσοδο

στη μη γραμμική περιοχή του συντελεστή άνωσης έναντι της α . Εάν η μέση γωνία αυξηθεί περαιτέρω ($\alpha_m = 15^\circ$), το $C_{l,p-p}$ δεν εξαρτάται πλέον αποκλειστικά από αυτή τη γωνία, αλλά επιπλέον από τον συνδυασμό του πλάτους της ταλάντωσης και της ανηγμένης συχνότητας. Γενικά, το $C_{l,p-p}$ είτε παραμένει σταθερό είτε λαμβάνει υψηλότερες τιμές σε σύγκριση με το $\alpha_m = 10^\circ$, ειδικά για $k = 0.2$. Αυτό αποδίδεται στον μεγάλο ρυθμό πρόνευσης κατά τη δυναμική απώλεια στήριξης, που επιτρέπει στο οριακό στρώμα να παραμένει προσκολλημένο σε υψηλότερες γωνίες πρόσπτωσης με αποτέλεσμα υψηλότερους μέγιστους συντελεστές άνωσης.

Αντίθετα, το $C_{m,p-p}$ αυξάνεται μονοσήμαντα καθώς αυξάνει η μέση γωνία πρόσπτωσης (σχήμα 4.2β'). Αξίζει επίσης να σημειωθούν οι ιδιαίτερα μεγάλες διαδρομές του συντελεστή ροπής σε $\alpha_m = 15^\circ$ και πλάτη ταλάντωσης 6° και 8° ως αποτέλεσμα της δυναμικής απώλειας στήριξης.

Επίδραση της ανηγμένης συχνότητας ταλάντωσης

Από το σχήμα 4.3 μπορούν να σημειωθούν χρήσιμες παρατηρήσεις σχετικά με την επίδραση της ανηγμένης συχνότητας στα αεροδυναμικά φορτία:



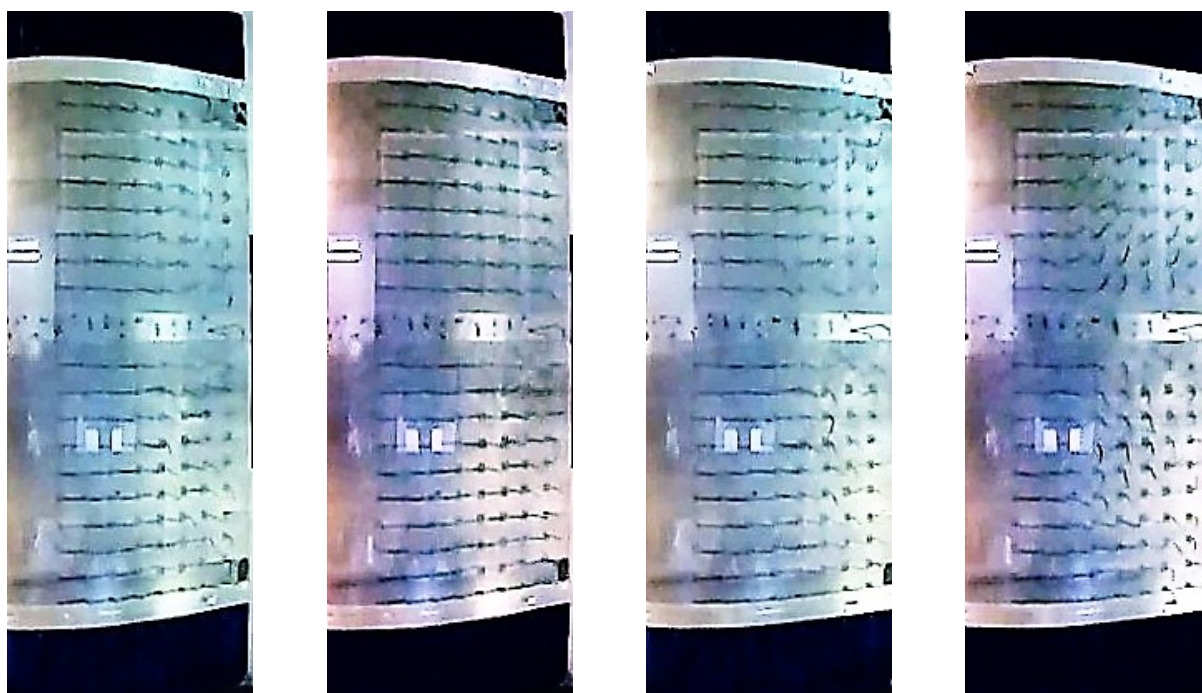
Σχήμα 4.3: Επίδραση της ανηγμένης συχνότητας στους συν/τές άνωσης και αεροδυναμικής ροπής, $Re = 0.5 \times 10^6$, $k = 0.1$. Πλάτος ταλάντωσης: $\alpha_1 = 8^\circ$, Μέση γωνία πρόσπτωσης (από αριστερά προς τα δεξιά): $\alpha_m = 0^\circ$, $\alpha_0 = 5^\circ$, $\alpha_m = 10^\circ$, $\alpha_m = 15^\circ$

Σε προσκολλημένη ροή, παρατηρείται μείωση της κλίσης $C_l - \alpha$ όσο η ανηγμένη συχνότητα k αυξάνεται. Για το χαμηλότερο k , σχηματίζεται ένας στενότερος βρόχος καθώς το ίδιο

συμβαίνει και με τον συντελεστή αεροδυναμικής ροπής, όπως αναμένεται από το μοντέλο του Theodorsen [11].

Στην περίπτωση δυναμικής απώλειας στήριξης με μέση γωνία 15° , για μεγάλο μέρος του κύκλου πρόνευσης η αεροτομή λειτουργεί πάνω από τη στατική γωνία απώλειας στήριξης (13.8°). Στην υψηλότερη ανηγμένη συχνότητα, η έναρξη της αποκόλλησης καθυστερεί σε σύγκριση με τη χαμηλότερη. Αυτό τεκμηριώνεται χρησιμοποιώντας τη μέθοδο οπτικοποίησης ροής με νημάτια. Η τεχνική εφαρμόστηκε σε δύο περιπτώσεις πρόνευσης ($15^\circ \pm 8^\circ$, $k=0.1$ και $k=0.2$) καταγράφοντας την κίνηση των νημάτων με σταθερό ρυθμό 120 Hz.

Στο Σχ.4.4α', παρατηρήθηκε ότι σε ανηγμένη συχνότητα $k=0.1$ σε γωνία 16° κατά το ανοδικό τμήμα του κύκλου, η περιοχή που εμφανίζεται αποκολλημένη ροή καλύπτει σημαντικά μεγαλύτερο μέρος του πτερυγίου σε σύγκριση με $k=0.2$ (εικόνα 4.4β'). Αξίζει να σημειωθεί ότι ο συντελεστής άνωσης είναι σχεδόν ίδιος για τις δύο περιπτώσεις. Συγκρίνοντας τις εικόνες 4.4α' και 4.4β' με τις αντίστοιχες στατικές ως προς την έκταση της αποκόλλησης της ροής παρατηρούμε τα εξής: η έναρξη της αποκόλλησης στην περίπτωση της χαμηλότερης συχνότητας υστερεί περίπου 4° σε σύγκριση με τις στατικές μετρήσεις και 6° στην υψηλότερη συχνότητα ταλάντωσης αντίστοιχα. Φυσικά, αυτή η συνθήκη ευνοεί την παραμονή του οριακού στρώματος προσκολλημένου στην επιφάνεια της αεροτομής σε υψηλότερες γωνίες πρόσπτωσης που επηρεάζουν τη παραγωγή άνωσης, έτσι ώστε να επιτυγχάνεται σημαντικά υψηλότερο C_{lmax} για την υψηλότερη συχνότητα.



(α')

(β')

(γ')

(δ')

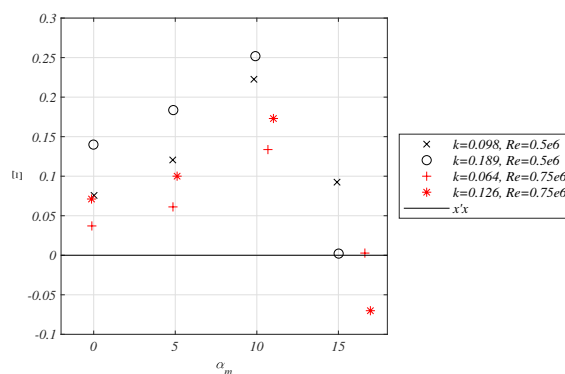
Σχήμα 4.4: Οπτικοποίηση με νημάτια: $15^\circ \pm 8^\circ$: (α') 16.0° άνοδος, $k=0.1$, (β') 16.1° άνοδος, $k=0.2$, (γ') 9.9° κάθοδος, $k=0.1$, (δ') 9.8° κάθοδος, $k=0.2$. Η κατεύθυνση της ροής είναι από τα αριστερά προς τα δεξιά

Παρόμοιο είναι το φαινόμενο που συμβαίνει κατά την διάρκεια επαναπροσκόλλησης της ροής. Παραπάνω, παρουσιάζεται η οπτικοποίηση που έγινε σε καθοδική γωνία 10° (Σχ.4.4γ' και 4.4δ'). Φαίνεται ότι στη φάση επαναπροσκόλλησης η ροή υστερεί ακόμη περισσότερο σε σύγκριση με τη φάση της αποκόλλησης, λαμβάνοντας ως μέτρο σύγκρισης τις αντίστοιχες στατικές εικόνες.

4.1.2 Επίδραση των Παραμέτρων Ταλάντωσης στην Αεροδυναμική Απόσβεση

Ο συντελεστής αεροδυναμικής απόσβεσης Ξ , προκύπτει μέσω της ολοκλήρωσης του έργου της αεροδυναμικής ροπής, όπως αναφέρθηκε προηγούμενα μέσω της εξίσωσης 1.3. Ο αρνητικός συντελεστής αεροδυναμικής απόσβεσης υποδεικνύει μεταφορά ενέργειας από τη ροή προς την αεροτομή, ενώ το αντίθετο συμβαίνει για τις θετικές τιμές. Στην περίπτωση της δυναμικής απώλειας στήριξης ο συντελεστής αεροδυναμικής απόσβεσης εμφανίζει αυξημένες διακυμάνσεις από κύκλο σε κύκλο σε σχέση με περιπτώσεις ταλάντωσης όπου η ροή είναι προσκολλημένη.

Στο σχήμα 4.5 φαίνεται η συσχέτιση του αεροδυναμικού συντελεστή απόσβεσης με τη μέση γωνία πρόσπτωσης. Από τις περιπτώσεις που μελετήθηκαν προκύπτουν τα ακόλουθα σημεία: Για α_m κάτω από το όριο της γωνίας στατικής απώλειας στήριξης ($\alpha_m \leq \alpha_{ss}$), ο αεροδυναμικός συντελεστής απόσβεσης αυξάνεται σχεδόν γραμμικά με την αύξηση της μέσης γωνίας πρόσπτωσης.

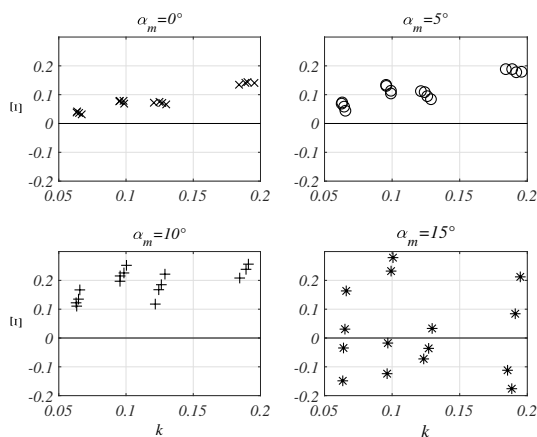


Σχήμα 4.5: Επίδραση της μέσης γωνίας πρόσπτωσης στον συντελεστή αεροδυναμικής απόσβεσης, $Re = 0.5 \times 10^6$, $k = 0.1$

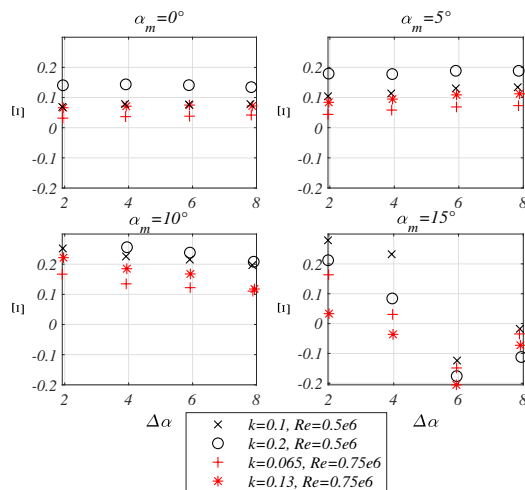
Όταν η α_m υπερβαίνει την γωνία στατικής απώλειας στήριξης, εμφανίζεται ένας πιο περίπλοκος μηχανισμός, όπου ο αεροδυναμικός συντελεστής απόσβεσης αποκτά αρνητικές τιμές. Μπορούμε να υποστηρίξουμε σε αυτό το σημείο ότι ο συντελεστής αεροδυναμικής απόσβεσης γενικά μειώνεται όταν $\alpha_m \geq \alpha_{ss}$. Από αυτό το σχήμα, ωστόσο, δεν μπορεί να εξαχθεί το συμπέρασμα εάν η γωνία α_m είναι η ικανή και "αναγκαία" συνθήκη που προκαλεί τη μετάβαση από μια σταθερή σε μια ασταθή κατάσταση, καθώς η επίδραση άλλων παραμέτρων

(k , Re) είναι επίσης παρούσα. Ωστόσο, φαίνεται ότι η ύπαρξη αρνητικής αεροδυναμικής απόσβεσης συνδέεται με την υψηλή μέση γωνία πρόσπτωσης.

Περαιτέρω στο σχήμα 4.6, παρατηρείται η σχεδόν γραμμική αύξηση του συντελεστή αεροδυναμικής απόσβεσης με την αύξηση της **ανηγμένης συχνότητας** για $\alpha_m \leq \alpha_{ss}$. Ωστόσο, στην υψηλότερη μέση γωνία πρόσπτωσης υπό σταθερό αριθμό Reynolds και σταθερό πλάτος ταλάντωσης, η αύξηση του k οδηγεί σε μείωση του συντελεστή αεροδυναμικής απόσβεσης (σχήματα 4.5 και 4.7).



Σχήμα 4.6: Επίδραση της ανηγμένης συχνότητας στον συντελεστή αεροδυναμικής απόσβεσης



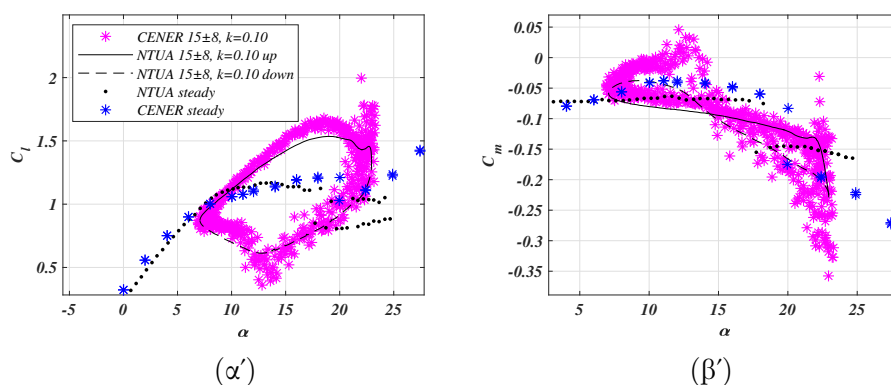
Σχήμα 4.7: Επίδραση του πλάτους ταλάντωσης στον συντελεστή αεροδυναμικής απόσβεσης

Η τελευταία παράμετρος προς διερεύνηση είναι η επίδραση του **πλάτους ταλάντωσης**. Το πλάτος ταλάντωσης υπεισέρχεται στον υπολογισμό του αδιάστατου συντελεστή

αεροδυναμικής απόσβεσης (εξίσωση 1.3). Αυτό επιβεβαιώνεται σε συνθήκες που η ροή είναι προσκολλημένη, αφού δεν υπάρχει ένδειξη ότι ο συντελεστής αεροδυναμικής απόσβεσης εξαρτάται από το πλάτος της ταλάντωσης, όπως φαίνεται παραπάνω στο σχήμα 4.7. Ωστόσο, για $\alpha_m = 10^\circ$ παρατηρείται αισθητή μείωση του συντελεστή, για πρώτη φορά, με την αύξηση του πλάτους. Σε συνθήκες δυναμικής απώλειας στήριξης με μέση γωνία πρόσπτωσης 15° η συσχέτιση εμφανίζεται ισχυρότερη, με την κλίση της καμπύλης να μειώνεται σημαντικά. Αυτό συμβαίνει μέχρι την τιμή $\Delta\alpha = 6^\circ$, όπου, ανεξάρτητα από τα Re και k , όλες οι εξεταζόμενες περιπτώσεις είναι αεροδυναμικά ασταθείς. Τελικά σε πλάτος ταλάντωσης $\Delta\alpha = 8^\circ$, ο συντελεστής αποκτά ελαφρώς αυξημένες τιμές, αλλά το σύστημα παραμένει αεροδυναμικά ασταθές.

4.2 Πειράματα σε Αεροτομή NACA64-418 σε Ταλάντωση Πρόνευσης στη Βιβλιογραφία

Όμοια με το προηγούμενο κεφάλαιο, στα σχήματα 4.8α' και 4.8β' παρατίθεται η σύγκριση των βρόχων των συντελεστών άνωσης και αεροδυναμικής ροπής σε ταλάντωση πρόνευσης με μέση γωνία πρόσπτωσης 15° και πλάτος 8° σε ανηγμένη συχνότητα $k=0.1$ και αριθμό Reynolds 0.5×10^6 . Τα αποτελέσματα των δύο μετρήσεων βρίσκονται σε καλή συμφωνία τόσο ποιοτικά όσο και ποσοτικά. Η χαμηλότερη κλίση του συντελεστή άνωσης της παρούσας εργασίας σε σύγκριση με αυτή του CENER κατά την ανοδική πορεία της γωνίας πρόσπτωσης αποδίδεται και εδώ στο θέμα της μετάβασης της ροής σε τυρβώδη. Κατά τα άλλα, η διαδοχή των γεγονότων της δυναμικής απώλειας στήριξης, έμφανίζεται στις ίδιες γωνίες πρόσπτωσης περίπου και για τα δύο πειράματα με διαφορές μικρότερες από 0.5° . Στους βρόχους των συντελεστών αεροδυναμικής ροπής παρατηρείται διαφοροποίηση στην ελάχιστη ροπή των δύο πειραμάτων καθώς και στο ρυθμό μεταβολής κατά τη φάση επαναπροσκόλλησης.



Σχήμα 4.8: Βρόχος συντελεστή (α') άνωσης και (β') ροπής σε πρόνευση.

Κεφάλαιο 5

Πειραματικές Μετρήσεις Αεροελαστικότητας

Στο κεφάλαιο αυτό θα μας απασχολήσουν οι πειραματικές μετρήσεις που διεξήχθησαν κατά την απόκριση της πτέρυγας με ελαστική στήριξη (βλ. ενότητα 2.4) σε υψηλές γωνίες πρόσπτωσης, κοντά στη γωνία απώλειας στήριξης, υπό διαφορετικές αρχικές συνθήκες. Στο προηγούμενο κεφάλαιο οι ταλαντώσεις στην περιοχή αυτή αποδείχθηκαν αεροδυναμικά ασταθείς (αρνητική αεροδυναμική απόσβεση).

Το σύστημα φέρει δύο βαθμούς ελευθερίας, σε κάμψη και στρέψη με μέτρο δυσκαμψίας K_h και K_α , αντίστοιχα. Η μαθηματική διατύπωση του προβλήματος σε αυτή την περίπτωση είναι:

$$m\ddot{h} + K_h h + S_\alpha \ddot{\alpha} = L \quad (5.1)$$

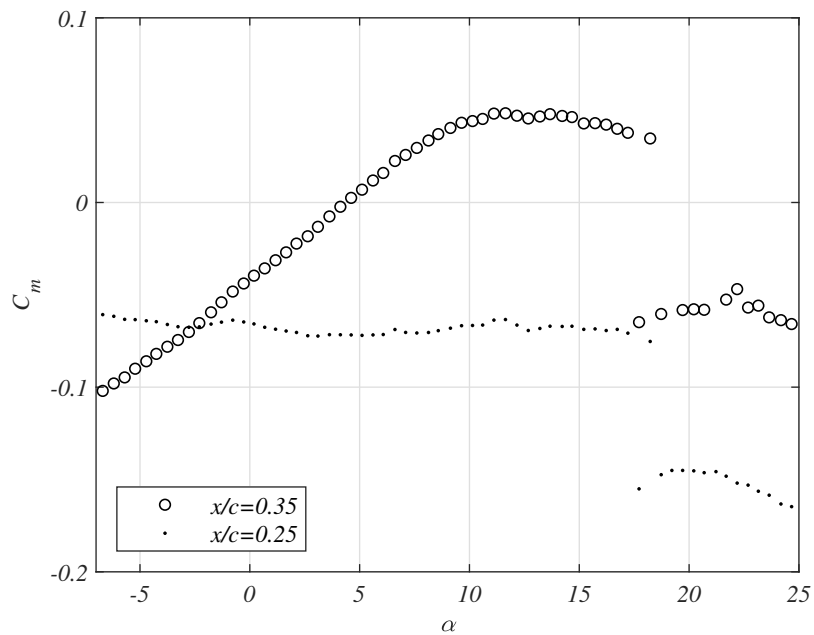
$$S_\alpha \ddot{h} + I_\alpha \ddot{\alpha} + K_\alpha \alpha = M \quad (5.2)$$

όπου:

I_α , η στρεπτική ροπή αδράνειας της πτέρυγας μάζας m

S_α , η στατική αζυγοσταθμία ($S_\alpha = m x_\alpha b$ με x_α την αδιάστατη απόσταση μεταξύ των θέσεων του κέντρου μάζας και του ελαστικού άξονα. Εδώ: $x_\alpha = 0.22$).

Το παραπάνω σύστημα εξισώσεων εκτός από τους αδράνειακούς όρους, τις δυνάμεις επαναφοράς και τα αεροδυναμικά φορτία περιλαμβάνει και τους όρους της στατικής αζυγοσταθμίας, οι οποίοι συνδέουν την περιστροφική με τη μεταφορική απόκριση και αντίστροφα. Επομένως, οι δύο βαθμοί ελευθερίας της κατασκευής βρίσκονται σε σύζευξη. Στα πλαίσια της παρούσας μελέτης το ελαστικό μοντέλο πτέρυγας υπόκειται σε ροπή πρόνευσης γύρω από τον ελαστικό άξονα, που βρίσκεται στο $x=0.35c$ και όχι στο $x=0.25c$, από όπου συχνά υπολογίζεται η αεροδυναμική ροπή (όπως και στα προηγούμενα κεφάλαια). Οι συντελεστές αεροδυναμικής ροπής σε μόνιμες συνθήκες ροής φέρουν σημαντικές διαφορές γύρω από τους δύο άξονες, όπως απεικονίζεται στο σχήμα 5.1.



Σχήμα 5.1: Συντελεστής αεροδυναμικής ροπής σε $Re = 0.5 \times 10^6$ γύρω από: 1) $x=0.35c$ και 2) $x=0.25c$

5.1 Αυτο-διεγχειρόμενες ταλαντώσεις

Στο παρόν πείραμα, χρησιμοποιήθηκε η διαμόρφωση “fences + extensions” της πτέρυγας και πρώτα διενεργήθηκαν στατικές δοκιμές ελεύθερης ταλάντωσης του μοντέλου για την εξαγωγή των ιδιοσυχνοτήτων και των συντελεστών απόσβεσής του. Μέσω της χρήσης επιταχυνσιόμετρου προσαρτημένου στην επιφάνεια της πτέρυγας καταγράφηκε η απόκρισή της σε αρχική εκτροπή από τη θέση ισορροπίας σε συνθήκες ηρεμίας της αεροδυναμικής σήραγγας. Προέκυψαν μεταξύ άλλων οι παρακάτω δομικές ιδιότητες:

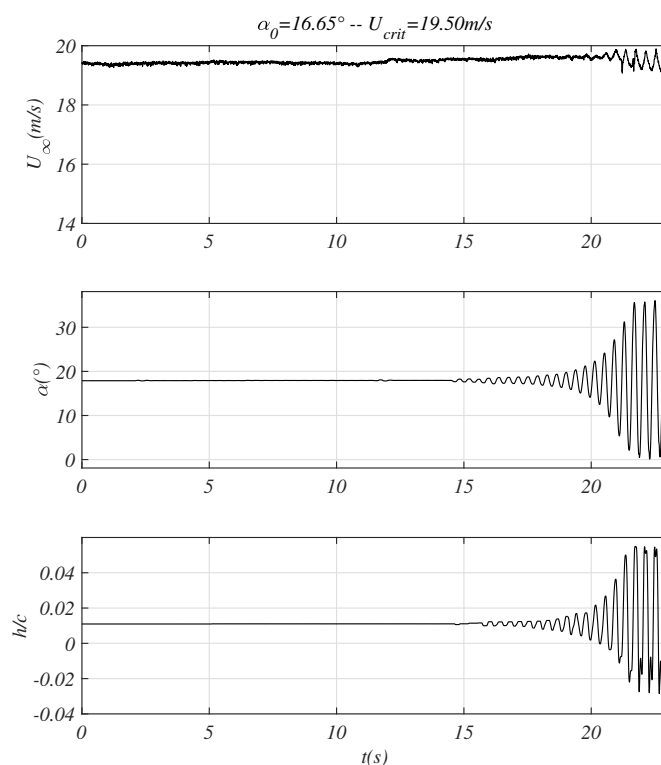
| | $K_h[N/mm]$ | ζ_h | $m[kg]$ | $\omega_h[rad/s]$ |
|----------|--------------------|----------------|--------------------------|------------------------|
| Bending: | 19.3 | 0.072 | 69 | 16.71 |
| | $K_\alpha[Nm/rad]$ | ζ_α | $I_\alpha[kg \cdot m^2]$ | $\omega_\alpha[rad/s]$ |
| Torsion: | 247 | 0.035 | 1.26 | 14.01 |

Πίνακας 5.1: Δομικές ιδιότητες μονέλου πτέρυγας με ελαστική στήριξη No.1

Ωστόσο, πρέπει να τονιστεί ότι οι ιδιοσυχνότητες του συστήματος βρίσκονται σε εγγύτητα, με λόγο $\omega_\alpha/\omega_h = 0.84$, με αποτέλεσμα την ακόμη ισχυρότερη σύζευξη μεταξύ τους.

Η πειραματική διαδικασία είχε ως εξής: η πτέρυγα τοποθετήθηκε σε μια αρχική γωνία πρόσπτωσης, που αποτελούσε και τη θέση ισορροπίας σε συνθήκες ηρεμίας. Στη συνέχεια, η ταχύτητα ελεύθερου ρεύματος αυξανόταν βηματικά αναμένοντας κάθε φορά για ορισμένα δευτερόλεπτα την απόκριση του συστήματος. Όταν σε μια δεδομένη ταχύτητα ελεύθερης ροής η πτέρυγα άρχισε να αυτοταλαντώνεται, αυτή θεωρήθηκε ως η κρίσιμη ταχύτητα πτερυγισμού απώλειας στήριξης. Πριν από την έναρξη της αστάθειας καταγράφηκαν όλα τα μετρούμενα μεγέθη (κατανομή στατικής πίεσης, μετατοπίσεις).

Μεταξύ διαφόρων περιπτώσεων που εξετάστηκαν, μόνο μια αντιπροσωπευτική θα συζητηθεί στο παρόν ένθετο για λόγους συντομίας, με αρχική στατική γωνία 16.65° . Η εξέλιξη του φαινομένου φαίνεται στο σχήμα 5.2, όπου παρατίθενται οι χρονοσειρές της ταχύτητας ελεύθερης ροής (U_∞), η γωνία πρόσπτωσης (α) και η εγκάρσια μετατόπιση (h/c).

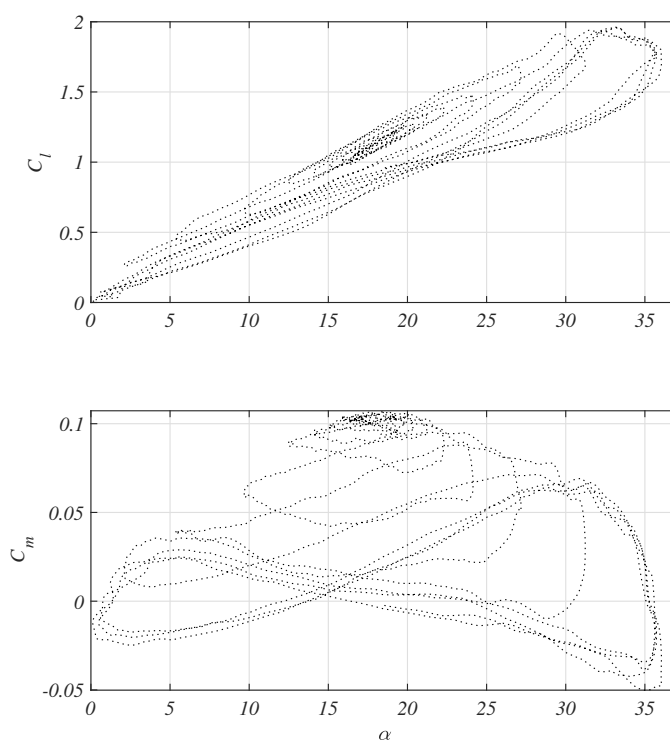


Σχήμα 5.2: Αυτοδιεγερόμενη αστάθεια με αρχική γωνία πρόσπτωσης 16.65°

Η χρονική αφετηρία ($t=0$) στο σχήμα, λαμβάνεται λίγα μόλις δευτερόλεπτα πριν από την έναρξη της αστάθειας. Για να εξηγήσουμε την απόκριση του συστήματος, ας ξεκινήσουμε όμως από την αρχή του πειράματος ($U=0$). Καθώς η ταχύτητα ελεύθερης ροής αυξάνεται

από την ηρεμία, αυξάνονται τόσο η άνωση όσο και η εφαρμοζόμενη αεροδυναμική ροπή στην πτέρυγα. Ως αποτέλεσμα, η πτέρυγα μετατοπίζεται σταδιακά από τη μέση γραμμή του χώρου δοκιμών ($h/c > 0$), και η γωνία πρόσπτωσης αυξάνει, εξαιτίας της στρεπτικής και καμπτικής δυσκαμψίας.

Η αύξηση της ταχύτητας ελεύθερου ρεύματος, ειδικά κοντά στο όριο της αστάθειας ήταν περίπου 0.1 m/sec. Στην κρίσιμη ταχύτητα ελεύθερης ροής, η ταλάντωση της πτέρυγας ξεκινά τόσο σε πρόνευση όσο και σε βύθιση. Η μέση γωνία πρόσπτωσης και η μέση μετατόπιση βύθισης είναι το σημείο ισορροπίας που έχει επιτευχθεί σε αυτή τη φάση του πειράματος. Στη συνέχεια, το πλάτος της ταλάντωσης αυξάνεται σταδιακά και για τους δύο βαθμούς ελευθερίας. Η ίδια πειραματική διαδικασία επαναλήφθηκε με αρχικές γωνίες τοποθέτησης (πρόσπτωσης) 18.13° και 19.98°. Σε όλες τις περιπτώσεις παρατηρήθηκε η αυτο-ταλάντωση του συστήματος στα 2.55Hz, πιο κοντά δηλαδή στην καμπτική ιδιοσυχνότητα. Αυξάνοντας τη στατική γωνία πρόσπτωσης από 16.65° σε 19.98°, η κρίσιμη ταχύτητα ελεύθερης ροής μειώθηκε από 19.50 m/s σε 14.95 m/s. Αυτή η πτώση (-23%) της κρίσιμης ταχύτητας είναι καλά τεκμηριωμένη στη βιβλιογραφία και αποδίδεται στο φαινόμενο πτερυγισμού απώλειας στήριξης ([31]).



Σχήμα 5.3: Εξέλιξη των συντ/τών άνωσης & αεροδυναμικής ροπής έναντι της γωνίας α κατά την έναρξη της αστάθειας

Στο σχήμα 5.3, η εξέλιξη των στιγμιαίων συντ/τών άνωσης και αεροδυναμικής ροπής συναρτήσει της γωνίας πρόσπτωσης δίνεται ενδεικτικά για την αρχική στατική γωνία 16.65° , πέντε δευτερόλεπτα πριν σταματήσει η λειτουργία της αεροδυναμικής σήραγγας για την προστασία του εξοπλισμού. Καθώς το πλάτος της ταλάντωσης σταδιακά αυξάνεται, σχηματίζονται βρόχοι άνωσης ωρολογιακής φοράς και η ροή αποκολλάται και επαναπροσκολλάται κατά τη διάρκεια κάθε κύκλου. Οι τελευταίοι βρόχοι εδώ φαίνεται να ακολουθούν σχεδόν την ίδια διαδρομή. Τα παραπάνω αποτελέσματα αναδεικνύουν ότι κατά την διάρκεια της αστάθειας κυριαρχεί η δυναμική απώλεια στήριξης. Ομοίως, η αεροδυναμική ροπή γύρω από τον ελαστικό άξονα σχηματίζει βρόχους ωρολογιακής φοράς, οι οποίοι τελικά χωρίζονται σε δύο υποβρόχους καθώς η αεροτομή διεισδύει περαιτέρω σε απώλεια στήριξης. Η ανηγμένη συχνότητα του τρέχοντος πειράματος είναι $k = 0.205$ και ο αριθμός Reynolds αντιστοιχεί σε $Re = 0.66 \times 10^6$. Η ύπαρξη των δεξιόστροφων βρόχων ροπής πρόνευσης υποδηλώνει μεταφορά ενέργειας από τη ροή στην αεροτομή.

5.2 Αυτο-συντηρούμενες ταλαντώσεις

Σε αυτή την ενότητα θα συζητήσουμε διεξοδικά έναν άλλο τύπο αστάθειας που βρέθηκε να συμβαίνει για το δεδομένο αεροελαστικό σύστημα. Στο πλαίσιο του τρέχοντος πειράματος τόσο τα στρεπτικά όσο και τα ελατήρια κάμψης αντικαταστάθηκαν από άλλα, διαφορετικού ονομαστικού μέτρου δυσκαμψίας. Συγκεκριμένα, επιλέχθηκαν πιο δύσκαμπτα ελατήρια κάμψης για να αποφευχθούν επιπτώσεις που σχετίζονται με τη γειτνίαση των δομικών συχνοτήτων. Επιπλέον, αφαιρέθηκαν οι επίπεδες πλάκες και χρησιμοποιήθηκε η διαμόρφωση **wall to wall** για να επιτραπεί στη συνέχεια η εφαρμογή της τεχνικής PIV. Οι δομικές ιδιότητες της νέας εγκατάστασης συνοψίζονται στον πίνακα 5.2. Ο νέος λόγος ιδιοσυχνοτήτων του συστήματος είναι $\omega_\alpha/\omega_h = 0.56$.

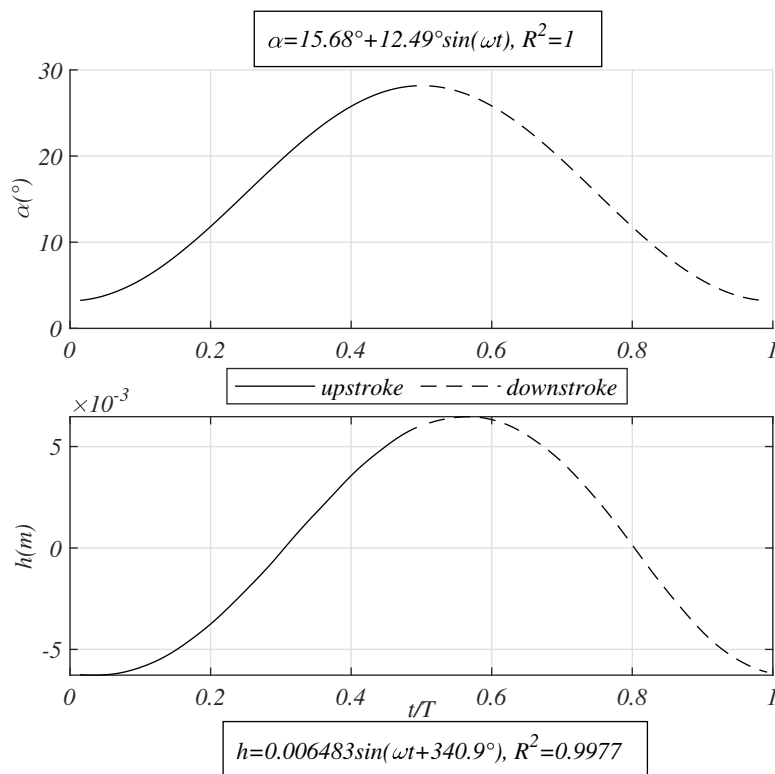
| | $K_h[N/mm]$ | ζ_h | $m[kg]$ | $\omega_h[rad/s]$ |
|----------|--------------------|----------------|--------------------------|------------------------|
| Bending: | 68 | 0.0405 | 59.7 | 33.75 |
| | $K_\alpha[Nm/rad]$ | ζ_α | $I_\alpha[kg \cdot m^2]$ | $\omega_\alpha[rad/s]$ |
| Torsion: | 254 | 0.0422 | 0.73 | 18.8 |

Πίνακας 5.2: Δομικές ιδιότητες μονέλου πτέρυγας με ελαστική στήριξη No.2

Το πείραμα διεξήχθη ως εξής: Η πτέρυγα αρχικά τέθηκε σε γωνία 16° και η ταχύτητα του ελεύθερου ρεύματος αυξήθηκε προοδευτικά. Σε κάθε ταχύτητα ελεύθερης ροής, η πτέρυγα εκτρέπονταν από τη θέση ισορροπίας της σε κατεύθυνση κάθετη προς την ελεύθερη ροή. Με αυτή την έννοια, το παρόν πείραμα περιλαμβάνει την εξαναγκασμένη αρχική διεγερση του αεροελαστικού συστήματος. Όταν η ταχύτητα ελεύθερης ροής έφτασε στην τιμή

$U = 14.95\text{m/s}$ ($Re = 0.53 \times 10^6$), η πτέρυγα οδηγήθηκε σε αυτοσυντηρούμενη ταλάντωση σταθερού πλάτους πρόνευσης και βύθισης. Κάτω από την κρίσιμη ταχύτητα, σε κάθε περίπτωση, η αρχική διέγερση της πτέρυγας αποσβενόταν. Η απόκριση του συστήματος στην κρίσιμη ταχύτητα ανέμου, μετά την αρχική διέγερση, σχηματίζει οριακό κύκλο συνδυασμένων ταλαντώσεων και διατηρείται με αμείωτο πλάτος για μεγάλο χρονικό διάστημα εντός των λογικών πλαισίων μιας πειραματικής δοκιμής. Περαιτέρω, από το συχνοτικό περιεχόμενο των χρονοσειρών πρόνευσης και βύθισης, μέσω της ανάλυσης FFT, αναδείχθηκε μέγιστη κορυφή στα 3.32 Hz, η οποία είναι η συχνότητα της ταλάντωσης του οριακού κύκλου. Δηλαδή, το σύστημα ταλαντώνεται σε συχνότητα κοντά στη δομική συχνότητα του βαθμού ελευθερίας στρέψης (3Hz), το οποίο υποδηλώνει τον κυρίαρχο ρόλο της στρεπτικής κίνησης κατά τη συγκεκριμένη αεροελαστική αστάθεια.

Η καμπύλη προσαρμογής των εν φάσει μέσω σημάτων πρόνευσης-βύθισης του συστήματος σε ημιτονοειδή συνάρτηση κατά τη διάρκεια ενός πλήρους κύκλου ταλάντωσης φαίνεται στο σχήμα 5.4. Η χρονική στιγμή $t/T=0$ αντιστοιχεί στην έναρξη της ανοδικής κίνησης της γωνίας πρόσπτωσης και απεικονίζεται με συνεχή γραμμή, ενώ από $t/T=0.5$ και μετά ακολουθεί η αντίστοιχη καθοδική πορεία πρόνευσης, που δίνεται με διακεκομμένη γραμμή.

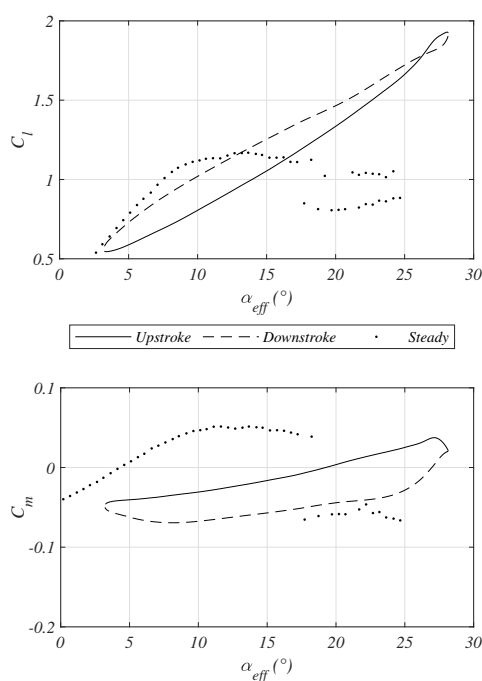


Σχήμα 5.4: Ημιτονοειδής καμπύλη προσαρμογής εν φάσει μέσω σημάτων πρόνευσης-βύθισης κατά τη διάρκεια οριακού κύκλου ταλάντωσης

Από τη στιγμιαία κατανομή πίεσης γύρω από την αεροτομή προέκυψαν οι στιγμιαίοι

συντ/τές άνωσης και ροπής κατά τη διάρκεια της ταλάντωσης του οριακού κύκλου. Η αντιπροσωπευτική εικόνα των εν λόγω αεροδυναμικών φορτίων, δίδεται στο σχήμα 5.5 μέσω των εν φάσει μέσων τιμών σε συνδυασμό με τις στατικές μετρήσεις στον πλησιέστερο αριθμό Reynolds, δηλαδή $Re = 0.5 \times 10^6$. Παρόλο που το πλάτος ταλάντωσης και η μέση γωνία πρόσπτωσης είναι αρκετά μεγάλα, ο βρόχος του συντελεστή άνωσης εμφανίζει ανθρωλογιακή φορά περιστροφής και σχεδόν ελλειπτικό σχήμα, εκτός από έναν μικρό υποβρόχο κοντά στη μέγιστη γωνία πρόσπτωσης.

Εμφανίζει, δηλαδή, ομοιότητες με τη συμπεριφορά πτέρυγας σε ταλάντωση πρόνευσης με προσκολλημένη ροή. Φυσικά, η προσκολλημένη ροή για τη συγκεκριμένη περίπτωση δεν είναι καθόλου ακριβής. Σε παρόμοιο πείραμα πρόνευσης αεροτομής υψηλής ανηγμένης συχνότητας [32], παρατηρήθηκε αποκόλληση της ροής σε φθίνουσα γωνία πρόσπτωσης του κύκλου, παρόλο που ο βρόχος άνωσης δείχνει το χαρακτηριστικό ελλειπτικό σχήμα, όπως σε προσκολλημένη ροή. Η έναρξη της αποκόλλησης της ροής υστερεί έντονα, κάτι που είναι εμφανές από την παρέκταση της γραμμικής περιοχής του συντελεστή άνωσης σε αρκετά υψηλές γωνίες πρόσπτωσης ($> 25^\circ$).

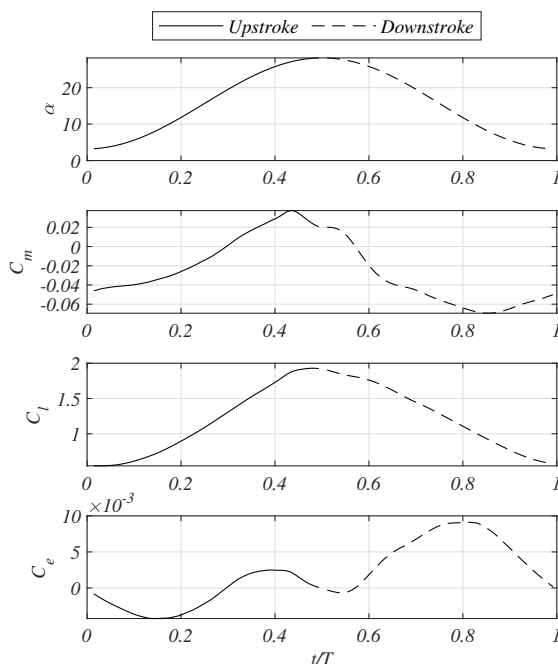


Σχήμα 5.5: Εν φάσει μέσοι βρόχοι συντ/τών άνωσης και αεροδυναμικής ροπής

Η εμφάνιση της αποκόλλησης της ροής, όπως θα δείξουμε αργότερα, είναι αρκετά σημαντική στο τρέχον πείραμα. Είναι επίσης αρκετά ενδιαφέρον, ότι σε μειούμενη γωνία πρόσπτωσης, ο συντελεστής άνωσης λαμβάνει σε μεγάλο τμήμα του κύκλου υψηλότερες τιμές από την αντίστοιχη ανοδική διαδρομή. Σε παρόμοια πειραματικά αποτελέσματα σε αεροτομή

NACA23012 σε πρόνευση ($k=0.2$), παρατηρήθηκε ο σχηματισμός στενότερων βρόχων, που αποδόθηκε στην υψηλή ανηγμένη συχνότητα [15]. Η ανηγμένη συχνότητα του τρέχοντος πειράματος είναι ακόμη μεγαλύτερη με $k=0.35$. Σύμφωνα με την [33] για $k \geq 0.2$ σε αεροτομή NACA0012 υπό πρόνευση, το σημείο αναστροφής της ροής κινείται ανάντι με υψηλό ρυθμό και τρόπο μη γραμμικό. Επιπλέον, στο ίδιο πείραμα η τυρβώδης αποκόλληση δεν λαμβάνει χώρα έως ότου η στιγμιαία γωνία πρόσπτωσης φτάσει τη μέγιστη τιμή της και στη συνέχεια μια δίνη ισχυρής κυκλοφορίας εκλύεται από το μέτωπο προσβολής. Σημαντική διαφοροποίηση παρουσιάζει επίσης και ο βρόχος της αεροδυναμικής ροπής. Αρχικά, παρατηρείται τμήμα του κύκλου, όπου ο συντελεστής ροπής λαμβάνει θετικές τιμές, δηλαδή με κατεύθυνση του ρύγχους προς τα άνω. Αυτό προκύπτει εξαιτίας του ότι ο ελαστικός άξονας είναι στο $0.35c$ (αντί του $0.25c$), όπου ακόμη και σε μόνιμες συνθήκες ροής υπάρχει μεγάλο εύρος γωνιών πρόσπτωσης με θετική αεροδυναμική ροπή. Επιπλέον, ο εν λόγω βρόχος, δεν παρουσιάζει το τυπικό σχήμα "οκτώ", όπως σε δυναμική απώλεια στήριξης. Αντίθετα, έχει σχεδόν ελλειπτικό σχήμα με ωρολογιακή φορά (βλ. Σχ.5.5), το οποίο υποδηλώνει μεταφορά ενέργειας από τη ροή προς την αεροτομή. Η υψηλή ανηγμένη συχνότητα του τρέχοντος πειράματος θεωρείται ότι έχει σημαντική επίδραση στο παραπάνω.

Στο σχήμα 5.6 φαίνονται οι χρονοσειρές της εν φάσει μέσης γωνίας πρόσπτωσης και των συντ/τών άνωσης, αεροδυναμικής ροπής και μεταφοράς ενέργειας σε έναν κύκλο ταλάντωσης.

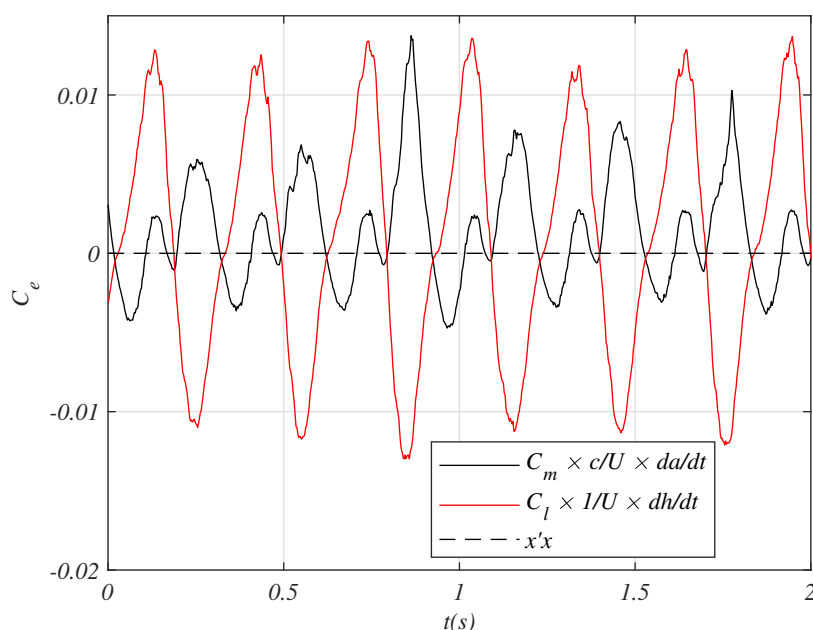


Σχήμα 5.6: Εν φάσει μέσες τιμές αεροδυναμικών συντ/τών

Ο στιγμιαίος συντελεστής μεταφοράς ενέργειας σε στρέψη, που δείχνεται παραπάνω,

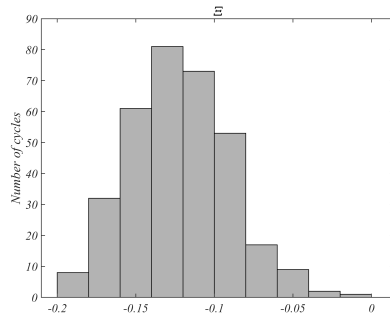
υπολογίζεται μέσω της σχέσης: $C_e = C_m \frac{da}{dt} \frac{c}{U}$. Όταν είναι θετικός αντιπροσωπεύει μεταφορά ενέργειας από τη ροή προς την κατασκευή, ενώ όταν είναι αρνητικός το αντίστροφο. Επομένως, η μεταφορά ενέργειας από τη ροή στην αεροτομή εμφανίζεται εδώ στο διάστημα $0.3 \leq t/T \leq 0.5$ του ανοδικού τμήματος. Το ίδιο συμβαίνει κατά το διάστημα $0.57 \leq t/T \leq 1$ της καθόδου.

Στο σχήμα (5.7) φαίνεται η στιγμιαία μεταφορά ενέργειας στην αεροτομή λόγω της αεροδυναμικής ροπής και λόγω της άνωσης, αντίστοιχα, για μερικούς περιόδους του οριακού κύκλου ταλάντωσης. Το έργο που εκτελείται από τη ροπή φαίνεται να λαμβάνει θετικές τιμές για μεγαλύτερα τμήματα του κύκλου, ενώ το έργο που εκτελείται από την άνωση ταλαντώνεται σχεδόν συμμετρικά γύρω από το μηδέν. Ουσιαστικά το έργο που εκτελείται από την άνωση κατά τη διάρκεια της ανόδου ακυρώνεται κατά τη διάρκεια της καθόδου.



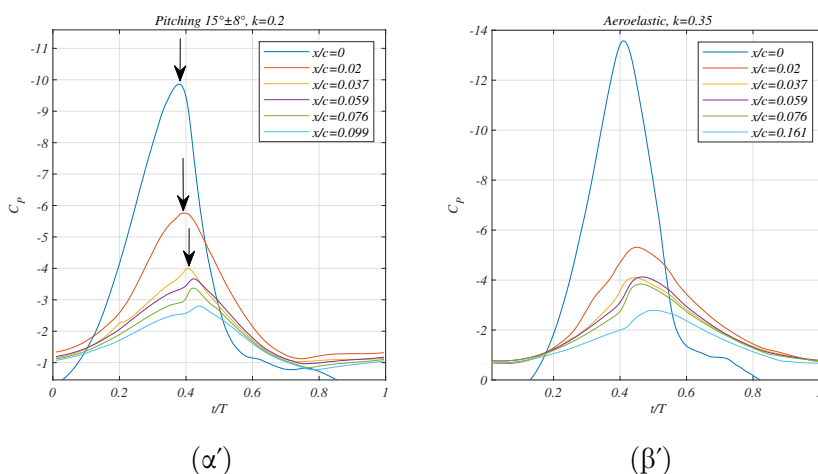
Σχήμα 5.7: Χρονική εξέλιξη στιγμιαίων συντελεστής μεταφοράς ενέργειας σε στρέψη και κάμψη κατά τη διάρκεια οριακού κύκλου ταλάντωσης

Η ολοκλήρωση του μηχανικού έργου για 340 κύκλους ταλάντωσης συνοψίζεται στο ιστόγραμμα (σχήμα 5.8) του αεροδυναμικού συντελεστή απόσβεσης. Ο υπολογισμός γίνεται παρόμοια με τη σχέση 1.3 χρησιμοποιώντας αντί της γωνίας πρόσπτωσης την αντίστοιχη ανηγμένη γωνία, με τη θεώρηση ότι η κίνηση βύθισης επάγει αντίθετη ταχύτητα ροής προς την αεροτομή. Οι συντελεστές εμφανίζουν έντονη διασπορά με μέσο όρο -0.1215 , μέγιστη τιμή 0 και ελάχιστη -0.2 . Δηλαδή, ο συντελεστής λαμβάνει αρνητική τιμή σε κάθε κύκλο, που σημαίνει ότι η ενέργεια μεταφέρεται από τη ροή στην αεροτομή.



Σχήμα 5.8: Ιστόγραμμα του συντελεστή αεροδυναμικής απόσβεσης Ξ κατά τη διάρκεια 340 οριακών κύκλων

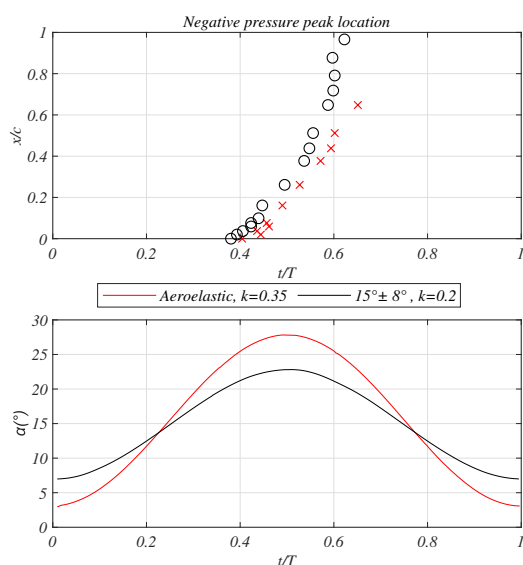
Τέλος, παρακάτω γίνεται μια προσπάθεια αξιολόγησης της χρονικής εξέλιξης, κατά τη διάρκεια του οριακού κύκλου ταλάντωσης, ενός βασικού χαρακτηριστικού της δυναμικής απώλειας στήριξης, που είναι η έκλυση της δίνης από το μέτωπο προσβολής. Το εν λόγω χαρακτηριστικό περιγράφει τη φυσική του φαινομένου και έχει ισχυρή επίδραση τόσο στην αεροδυναμική άνωση όσο και στην ροπή έως ότου η δίνη φτάσει στην ακμή εκφυγής της αεροτομής. Επιπλέον, η συσχέτιση μεταξύ της τοπικής διαταραχής της ταχύτητας ή πίεσης στην επιφάνεια της αεροτομής και της διέλευσης της δίνης είναι καλά τεκμηριωμένη στη βιβλιογραφία (βλ. για παράδειγμα [34] και [33]). Για την πειραματική ταυτοποίηση χρησιμοποιούνται συνήθως τοπικές μετρήσεις της ταχύτητας (hot-film, hot-wire, temporal PIV) ή αισθητήρων πίεσης. Στην περίπτωση μετρήσεων πίεσης, η διαταραχή ανταναχλάται σε ένα αρνητικό μέγιστο του συντελεστή πίεσης (κορυφή υποπίεσης), το οποίο διαδίδεται κατάντι. Η χρονική εξέλιξη μιας εξαναγκασμένης ταλάντωσης φαίνεται ενδεικτικά στο σχήμα 5.9α' για μια σειρά μορφοτροπέων στην πλευρά υποπίεσης της αεροτομής.



Σχήμα 5.9: Εν φάσει μέση χρονοσειρά συντ/τών πίεσης (α') $15^\circ \pm 8^\circ, k = 0.2$ και (β') $15.7^\circ \pm 12.5^\circ, k = 0.35$ απόκριση με ελαστική στήριξη.

Η χρονική στιγμή $t/T=0$ αντιστοιχεί στην έναρξη του ανοδικού τμήματος της κίνησης πρόνευσης, ενώ για $t/T=1$ στο τέλος της καθόδου. Πράγματι, οι κορυφές υποπίεσης φαίνεται καθαρά να εμφανίζονται διαδοχικά με χρονική υστέρηση σε κάθε αισθητήρα. Στο σχήμα 5.9α' τα μαύρα βέλη απεικονίζουν τη χρονική στιγμή της εμφάνισης της προαναφερθείσας διαταραχής για την περίπτωση της ταλάντωσης εξαναγκασμένης πρόνευσης $15^\circ \pm 8^\circ$, $k = 0.2$ με $Re = 0.5 \times 10^6$. Η ίδια ακριβώς ανάλυση επαναλαμβάνεται για τον οριακό κύκλο ταλάντωσης πτέρυγας με ελαστική στήριξη, όπως φαίνεται στο σχήμα 5.9β'.

Τα αποτελέσματα της παραπάνω ανάλυσης συνοψίζονται στο σχήμα 5.10, όπου και για τις δύο ταλαντώσεις εμφανίζεται η χρονική και χωρική εμφάνιση της κορυφής υποπίεσης. Η γωνία πρόσπτωσης για κάθε ταλάντωση δίνεται στο κάτω διάγραμμα. Επομένως, για την εξαναγκασμένη ταλάντωση $15^\circ \pm 8^\circ$, $k = 0.2$ φαίνεται ότι η δίνη εκλύεται από το μέτωπο προσβολής για $t/T=0.38$ (20.6° άνοδος) και περνά από την ακμή εκφυγής για $t/T=0.62$ (20.4° κάθοδος). Αντίθετα, για την αυτοσυντηρούμενη αεροελαστική ταλάντωση, η δίνη εκλύεται από το μέτωπο προσβολής στο $t/T=0.40$ (25.6° upstroke) και η επίδρασή της γίνεται αισθητή τελευταία για $t/T=0.65$ στο $x/c=0.65$ (22.7° κάθοδος). Φαίνεται δηλαδή, ότι η προαναφερθείσα χρονική εξέλιξη για το αεροελαστικό πείραμα παρουσιάζει υστέρηση σε σύγκριση με την εξαναγκασμένη περίπτωση και διαδίδεται με πιο γραμμικό τρόπο. Περαιτέρω συζήτηση σχετικά με τη χρονική εξέλιξη του πεδίου ταχύτητας θα ακολουθήσει στο επόμενο κεφάλαιο.



Σχήμα 5.10: Συγκριτική χρονική εξέλιξη κορυφής υποπίεσης

This page intentionally left blank.

Κεφάλαιο 6

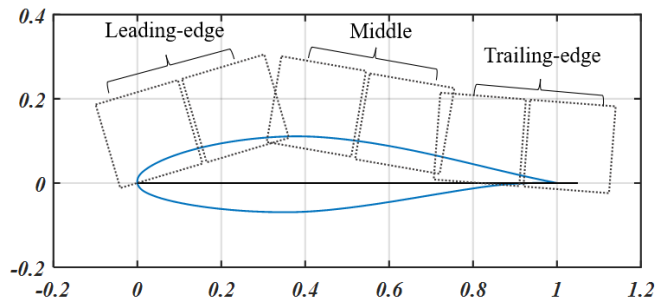
PIV-POD

Σε αυτό το κεφάλαιο θα διερευνήσουμε λεπτομερέστερα τα φυσικά φαινόμενα που διέπουν την αεροελαστική αστάθεια, που προηγουμένως βρέθηκε να σχηματίζει σταθερό οριακό κύκλο ταλάντωσης. Για το σκοπό αυτό, το πεδίο ταχύτητας στο μέσον του εκπετάσματος της πλευράς υποπίεσης της ταλαντούμενης πτέρυγας μετρήθηκε χρησιμοποιώντας την τεχνική 2D-PIV. Εν φάσει μετρήσεις ελήφθησαν σε δεκαπέντε διαφορετικές γωνίες πρόσπτωσης για τη μελέτη της χρονικής εξέλιξης του πεδίου ταχύτητας.

6.1 Πειραματική μέθοδος

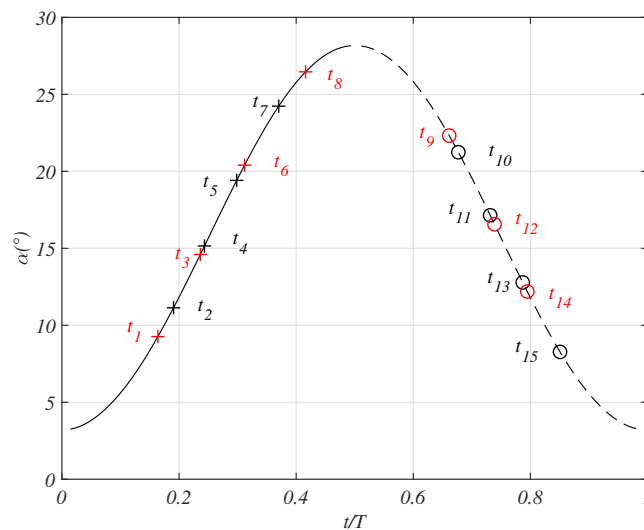
Το σύστημα PIV αποτελείται από: α) μια παλλόμενη πηγή φωτός (Nd: Yag Laser, ενέργεια παλμού 200 mJ, μήκος κύματος 532 nm) η οποία παρήγαγε ένα οριζόντιο φύλλο φωτός πάχους 1.8 mm, β) δύο TSI Powerview Plus™ Κάμερες 4MP με αντικειμενικό φακό 90 mm η καθεμία, προσαρτημένες σε βάσεις Scheimpflug δίπλα-δίπλα και γ) έναν συγχρονιστή (TSI 610036) που ενεργοποιούσε ταυτόχρονα τις δύο κάμερες και την πηγή Laser κάθε φορά που λάμβανε βηματικό παλμό τάσης από μικροελεγκτή. Ο μικροελεγκτής παρήγαγε παλμό τάσης σε προκαθορισμένη ανοδική ή καθοδική τιμή της γωνίας. Επιλέχθηκαν δεκαπέντε διαφορετικές φάσεις της γωνίας πρόσπτωσης και για κάθε μία από αυτές ελήφθησαν τριακόσια ζεύγη εικόνων. Σωματίδια ελαίου μέσης διαμέτρου 1 μm χρησιμοποιήθηκαν για την ιχνηθέτηση.

Εξαιτίας των μεγάλων διαστάσεων του μοντέλου ($c=0.5$ m), δεν ήταν εφικτή η αποτύπωση ολόκληρης της περιοχής ενδιαφέροντος (πλευρά υποπίεσης) με την επιθυμητή χωρική ανάλυση, επομένως επιλέχθηκε να γίνει τμηματικά. Οι αντικειμενικοί φακοί 90 mm είναι προσαρτημένοι σε κάθε κάμερα καλύπτοντας ένα οπτικό πεδίο περίπου $100\text{mm} \times 100\text{mm}$, το οποίο επεκτάθηκε τοποθετώντας τις δύο κάμερες δίπλα-δίπλα λειτουργώντας ταυτόχρονα. Έτσι, χρειάστηκαν τρεις ξεχωριστές μετρήσεις για να καταγραφεί το πεδίο ταχύτητας σε όλο το μήκος της χορδής. Τα τρία διαφορετικά πεδία φαίνονται στο σχήμα 6.1 και αναφέρονται ως "Leading-edge", "Middle" και "Trailing-edge", σύμφωνα με την περιοχή που καλύπτουν στην αεροτομή.



Σχήμα 6.1: Οπτικά πεδία μετρήσεων PIV

Σε καθεμία από τις τρεις επιμέρους μετρήσεις η πτέρυγα διεγέρθηκε αρχικά στην κρίσιμη ταχύτητα ελεύθερης ροής ώστε σχημάτισε την ίδια απόκριση οριακού κύκλου, που περιγράφηκε στο προηγούμενο κεφάλαιο και στη συνέχεια το σύστημα PIV ενεργοποιήθηκε σε δεκαπέντε διαφορετικές γωνίες πρόσπτωσης, οκτώ κατά τη διάφορη της ανοδικής διαδρομής και επτά κατά την καθοδική (σχήμα 6.2).



Σχήμα 6.2: Γωνίες πρόσπτωσης σκανδαλισμού του συστήματος PIV.+: άνοδος, ο: κάθοδος, μαύρα σύμβολα: "Leading-edge"&"Middle", κόκκινα σύμβολα: "Trailing-edge"

Στη συνέχεια, εφαρμόστηκε ένας αλγόριθμος σε κάθε εικόνα για να ανιχνεύσει και να αποκρύψει τη περιοχή που περιλαμβάνει το στερεό σώμα και επιπλέον αφαιρέθηκε σε κάθε σετ εικόνων ο εξωτερικός θόρυβος. Περαιτέρω, η ανάλυση της τεχνικής PIV εκτελέστηκε με αλγόριθμο παραμόρφωσης (Insight 4G) με αρχικό παράθυρο ολοκλήρωσης 64×64 εικονοστοιχεία που μειώθηκε σε 32×32 εικονοστοιχεία με 50% επικάλυψη στο τελικό βήμα.

Τέλος, εφαρμόζεται μετασχηματισμός σε κάθε σετ δεδομένων για να ληφθεί κοινό σύστημα συντεταγμένων για όλες τις περιπτώσεις, με βάση τεχνική ανίχνευσης με φωτοευαίσθητα στοιχεία.

6.2 Αποτελέσματα μεθόδου PIV

Σε αυτήν την ενότητα, θα συζητηθεί η χρονική εξέλιξη του πεδίου ταχύτητας για το τρέχον πείραμα χρησιμοποιώντας την προηγούμενη σύμβαση για τη γωνία πρόσπτωσης, όπου $0 < t/T \leq 0.5$ υποδηλώνει την ανοδική πορεία και $0.5 < t/T \leq 1$ την καθοδική, αντίστοιχα. Τα εν φάσει μέσα πεδία ταχυτήτων παρουσιάζονται παρακάτω ανά 8 διανύσματα στην κατεύθυνση x και y , αδιαστατοποιημένα ως προς $U=14.95\text{m/sec}$ και υπό κλίμακα 1:8 της πραγματικής. Επιπλέον, η κάθετη στο μετρούμενο επίπεδο στροβιλότητα Ω υπολογίζεται ως $\Omega c/U$, ενώ η ισοϋψής γραμμή $\Omega c/U = 0$ παραλείπεται για καθαρότητα.

6.2.1 Άνοδική φάση (αύξουσα γωνία)

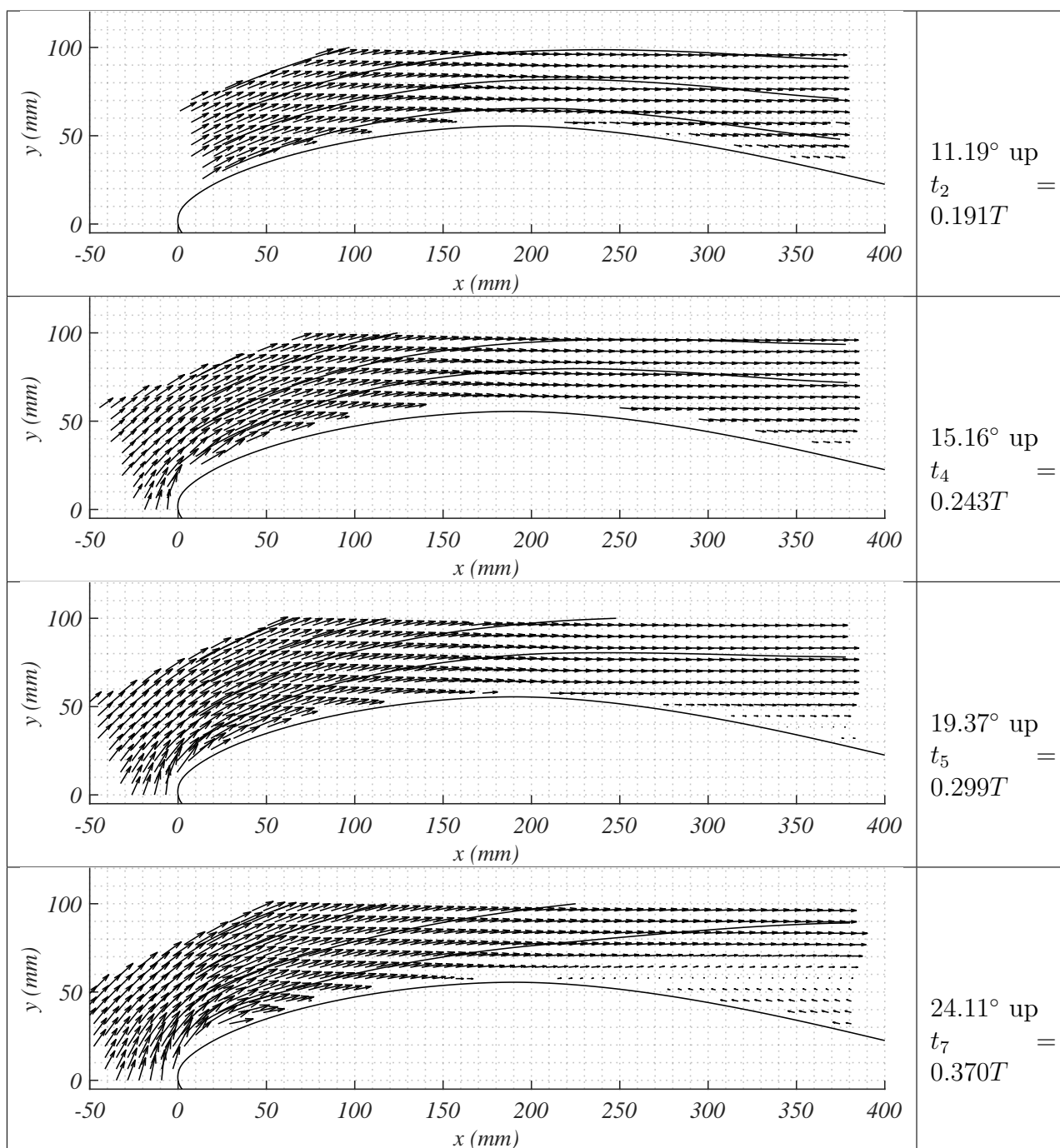
Κατά τη διάρκεια της ανοδικής διαδρομής για $\alpha = 9.27^\circ$ ($t_1 = 0.164T$), η ροή είναι προσκολλημένη στην πλευρά υποπίεσης μέχρι περίπου το 75% της χορδής από το μέτωπο προσβολής (Σχ.6.4). Κατάντι του σημείου αυτού, σχηματίζεται μια περιοχή ανάστροφης ροής, όπου κοντά στην επιφάνεια της πτέρυγας εμφανίζονται αρνητικές ταχύτητες, πάχους περίπου 10 mm (2% της χορδής). Η περιοχή ανάστροφης ροής αποτυπώνεται επίσης στις ισο-υψείς γραμμές του σχήματος 6.6 καθώς το στρώμα διάτμησης δημιουργεί μια λωρίδα αρνητικής στροβιλότητας. Το ρευστό σε μικρή απόσταση κατάντι της ακμής εκφυγής ακολουθεί την κίνηση της πτέρυγας που κατευθύνεται κάθετα στη χορδή. Λίγο μετά, στις 11.19° ($t_2 = 0.191T$) στην προσκολλημένη περιοχή ροής, το μέτρο της ταχύτητας λαμβάνει υψηλές τιμές κοντά στο μέτωπο προσβολής (έως 1.6 U), οι οποίες σταδιακά μειώνονται προς το μέσο της χορδής (Σχ.6.5).

Κατά τις χρονικές στιγμές t_3, t_4 και t_5 καθώς η αεροτομή φτάνει στις 19.37° , το σημείο αποκόλλησης μετακινείται μόνο ελάχιστα προς τα ανάντι. Ωστόσο, την ίδια στιγμή το μέτρο της ταχύτητας αυξάνεται προοδευτικά σε μια περιοχή του μετώπου προσβολής ($0 < x/c < 0.3$), με μέγιστη τιμή κοντά στο ρύγχος 2.4 U.

Στις 20.4° , ($t_6 = 0.312T$) σχηματίζεται μια κλειστή ζώνη ανακυκλοφορίας κοντά στην ακμή εκφυγής, όπως φαίνεται από τις σχεδιασμένες γραμμές ροής. Καθώς η γωνία πρόσπτωσης αυξάνεται περαιτέρω, στις 24.11° ($t_7 = 0.37T$), το σημείο αποκόλλησης μετακινείται ανάντι προς το μέσο της χορδής, η περιοχή αποκόλλησης της ροής επεκτείνεται και το μέτρο της ταχύτητας στο μέτωπο προσβολής αυξάνεται σε 2.7 U. Έτσι, η εξωτερική ροή φαίνεται να ακολουθεί ακόμη μερικώς το περίγραμμα της αεροτομής με αποτέλεσμα ο συντελεστής άνωσης να παραμένει υψηλός ($C_l = 1.6$). Τελικά, μια δίνη μικρής κυκλοφορίας ωρολογιακής φοράς σχηματίζεται κοντά στην ακμή φυγής της αεροτομής για $\alpha = 26.46^\circ$, ($t_8 = 0.416T$).

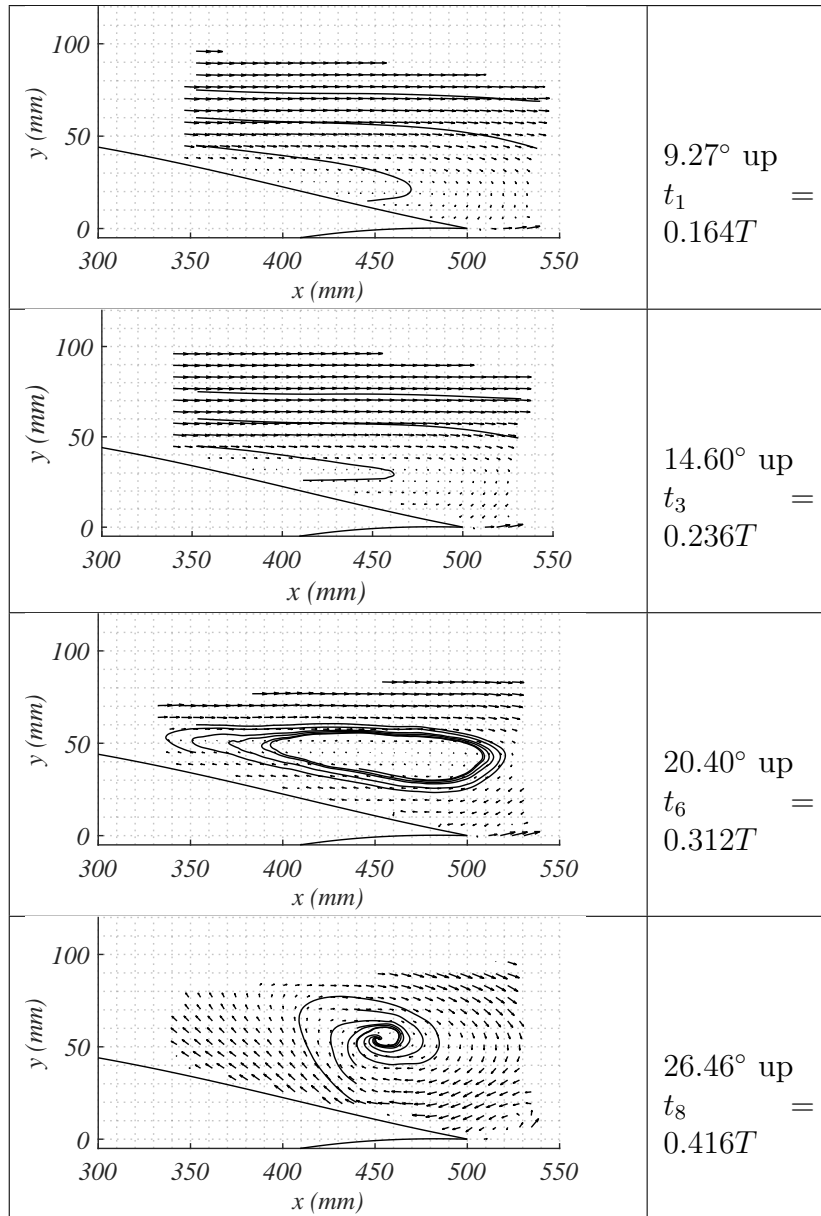
Περαιτέρω αύξηση της γωνίας πρόσπτωσης από 24° σε 27° προκαλεί απότομη αύξηση της αντίστασης μορφής (σχ.6.8), η οποία αποδίδεται στον σχηματισμό μιας περιοχής ανα-

κυκλοφορίας της ροής στην πλευρά υποπίεσης. Ως αποτέλεσμα, ο συντελεστής άνωσης αυξάνεται από 1.6 σε 1.9. Το φαινόμενο αποδόθηκε στον σχηματισμό και την έκλυση δομής στροβιλότητας από το μέτωπο προσβολής της αεροτομής, η οποία προκαλεί υποπίεση στην επιφάνεια. Στο προηγούμενο κεφάλαιο, στο ίδιο χρονικό διάστημα ($0.40 < t/T < 0.65$) μια κορυφή υποπίεσης είδαμε να διαδίδεται κατάντι συνδεδεμένη, σύμφωνα με τη βιβλιογραφία, με την παρουσία της δίνης μετώπου προσβολής.

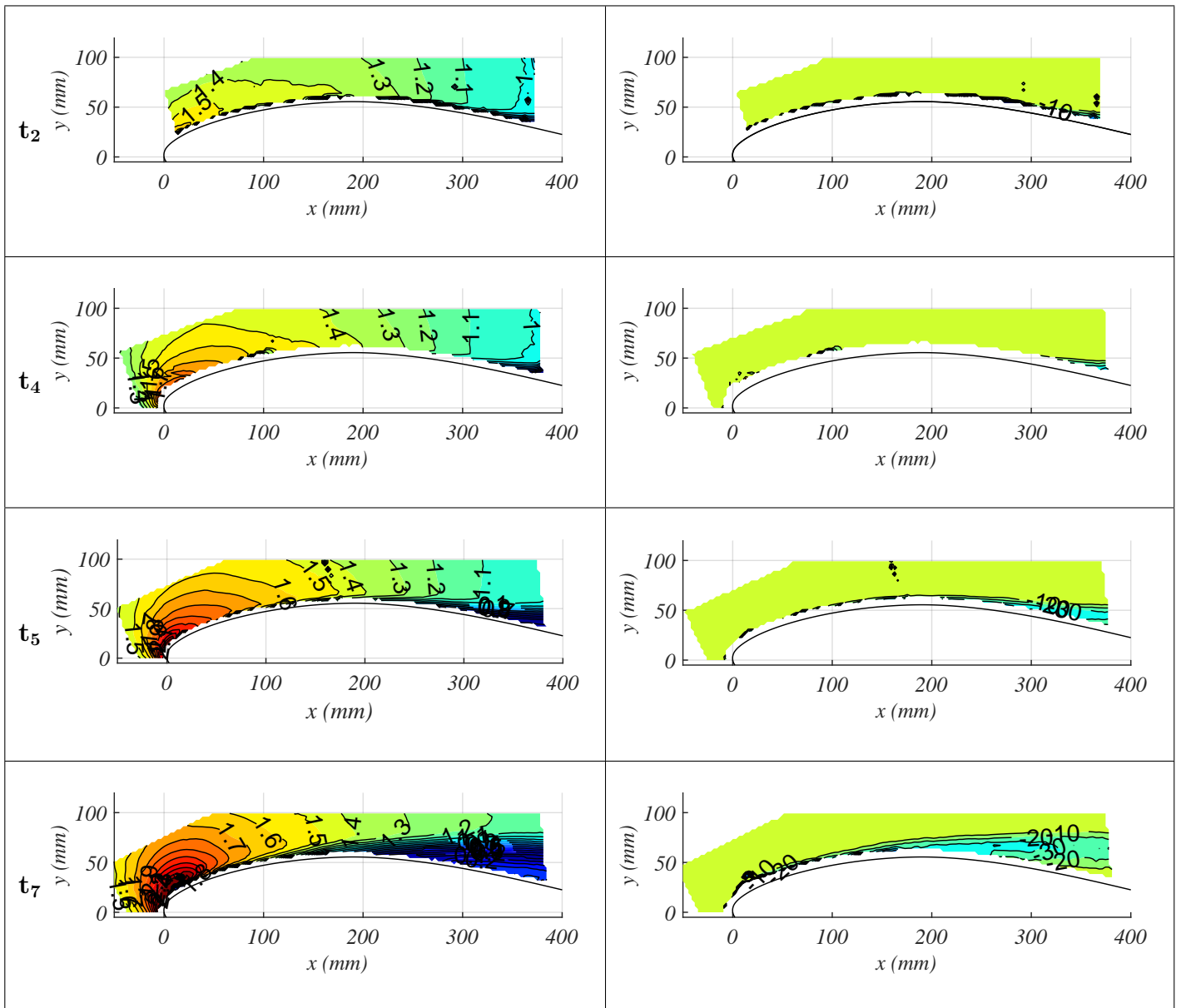


Σχήμα 6.3: Εν φάσει μέσα πεδία ταχυτήτων-ανοδική φάση, "Leading-edge"& "Middle"

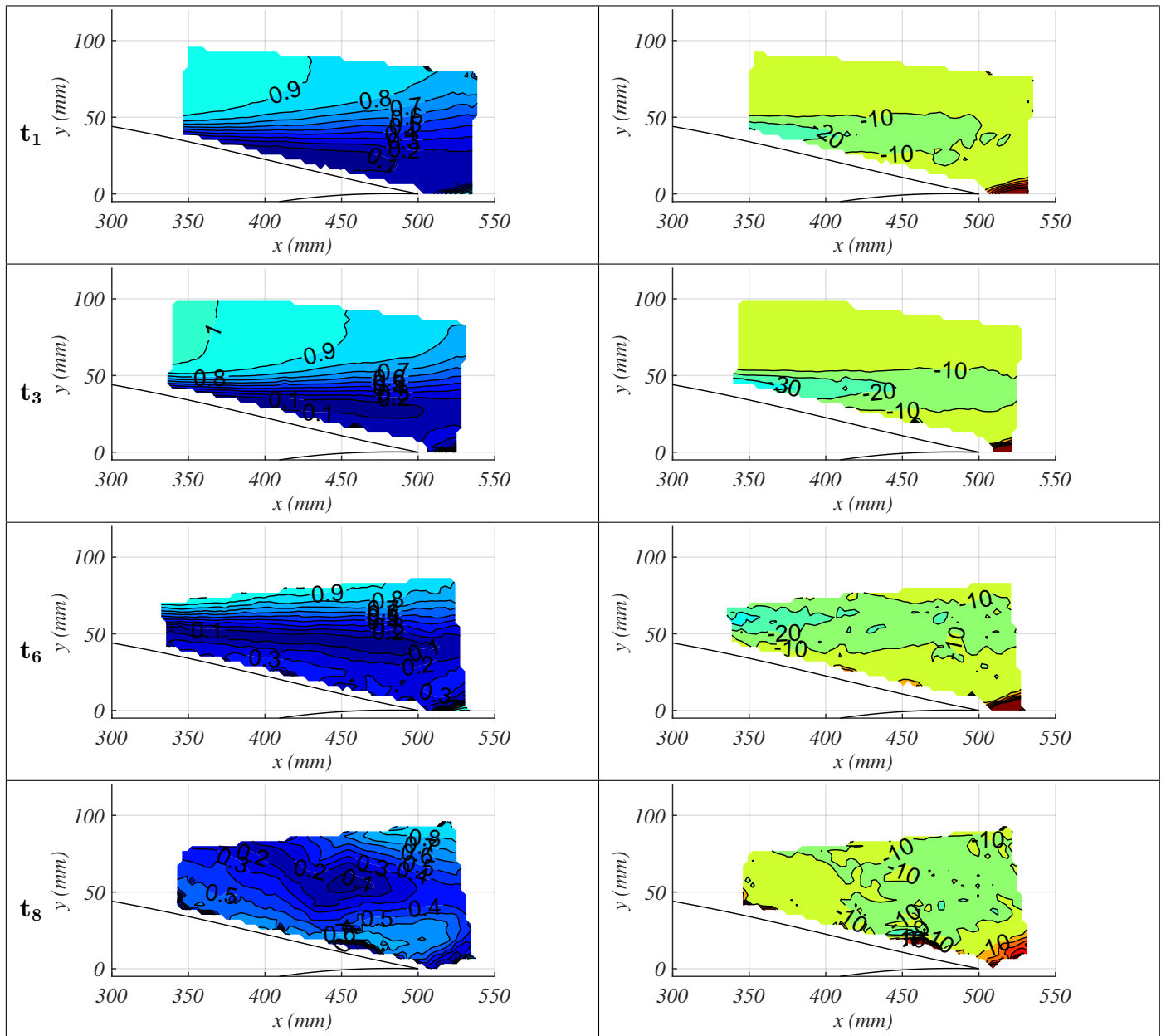
Ταυτόχρονα, ο συντελεστής αντίστασης μορφής αυξάνεται, καθώς η εξωτερική ροή δεν ακολουθεί πλέον το περίγραμμα της αεροτομής. Παρόμοια χαρακτηριστικά ροής με αυτά που συζητήθηκαν εδώ παρατηρήθηκαν στην [14].



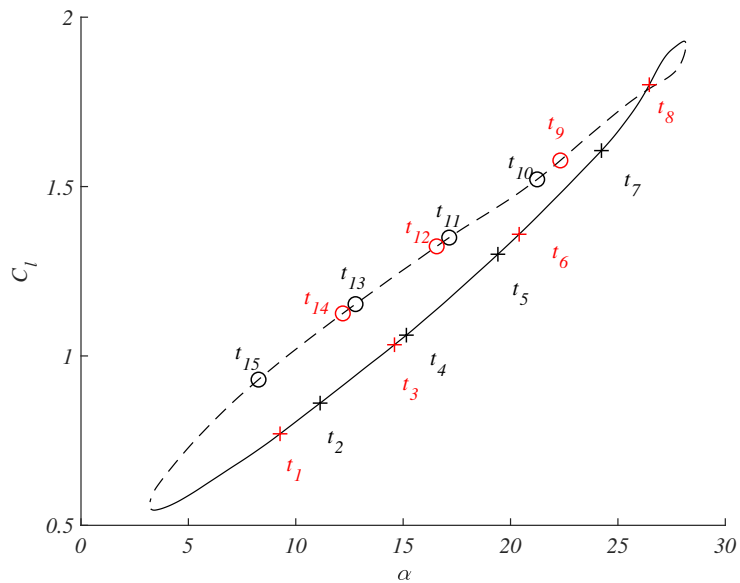
Σχήμα 6.4: Εν φάσει μέσα πεδία ταχυτήτων-ανοδική φάση, "Trailing-edge"



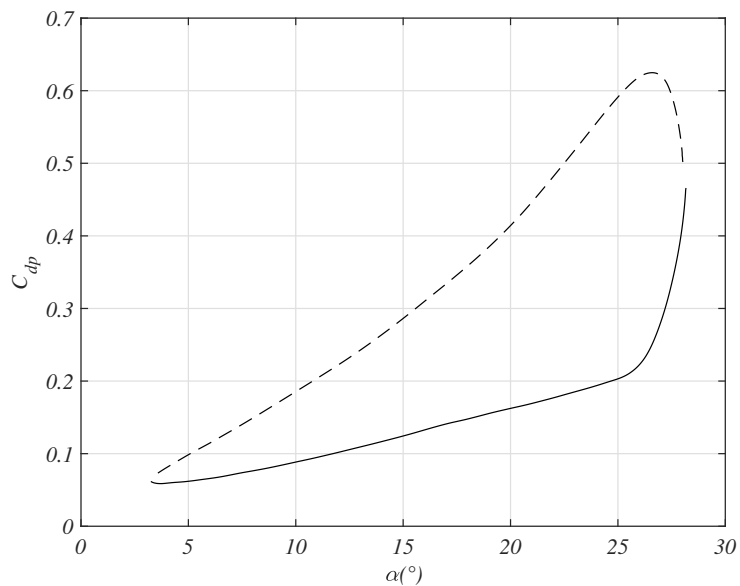
Σχήμα 6.5: Εν φάσει μέσες ισοϋψείς καμπύλες μέτρου ταχύτητας (αριστερά) και στροβιλότητας (δεξιά)-ανοδική φάση, "Leading-edge"& "Middle"



Σχήμα 6.6: Εν φάσει μέσες ισοϋψείς καμπύλες μέτρου ταχύτητας (αριστερά) και στροβιλότητας (δεξιά)-ανοδική φάση, "Trailing-edge"



Σχήμα 6.7: Εν φάσει μέσος συντελεστής άνωσης, +: άνοδος, ο: κάθοδος, μαύρα σύμβολα: "Leading-edge"&"Middle", κόκκινα σύμβολα: "Trailing-edge"

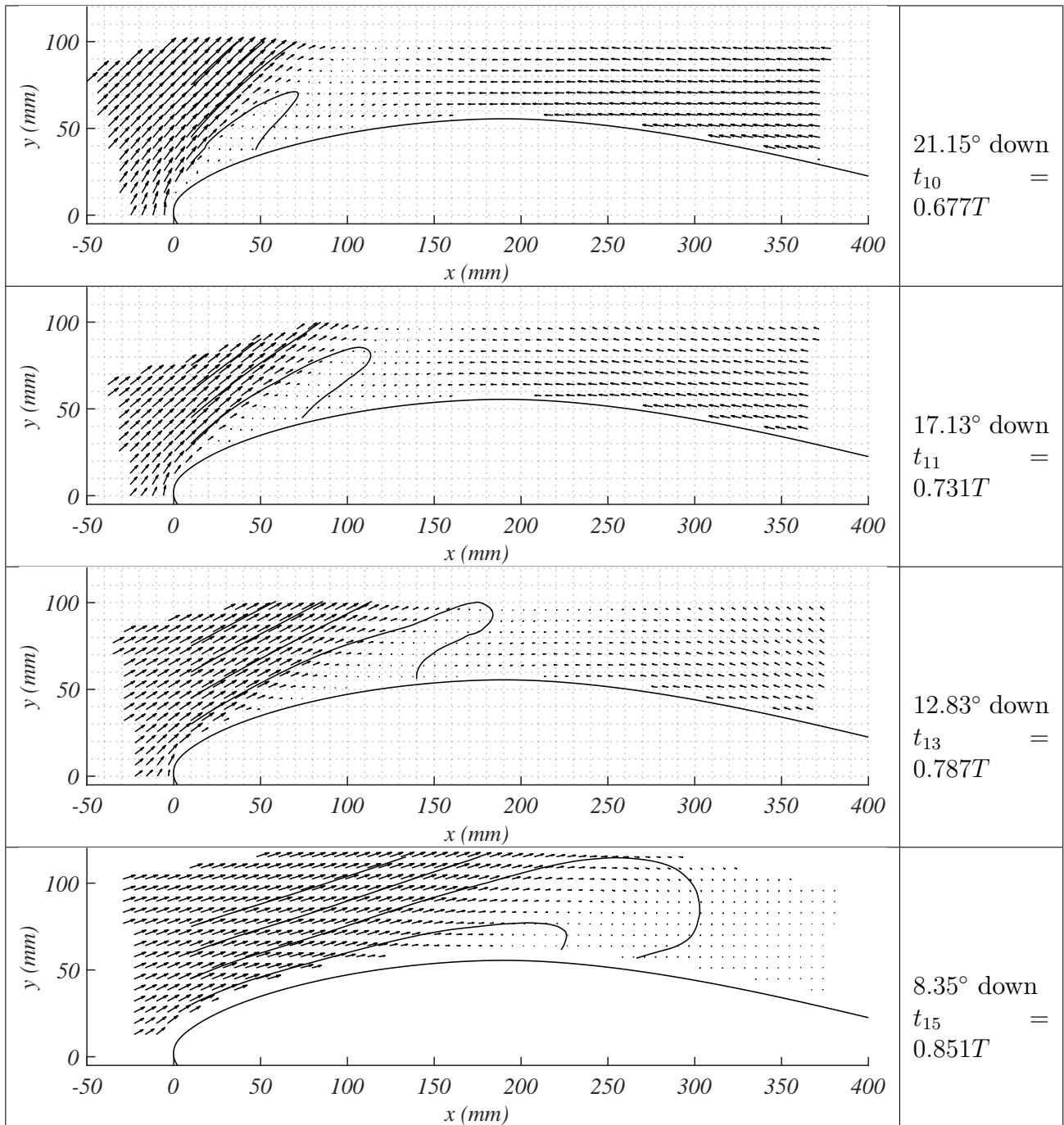


Σχήμα 6.8: Εν φάσει μέσος συντελεστής αντίστασης μορφής

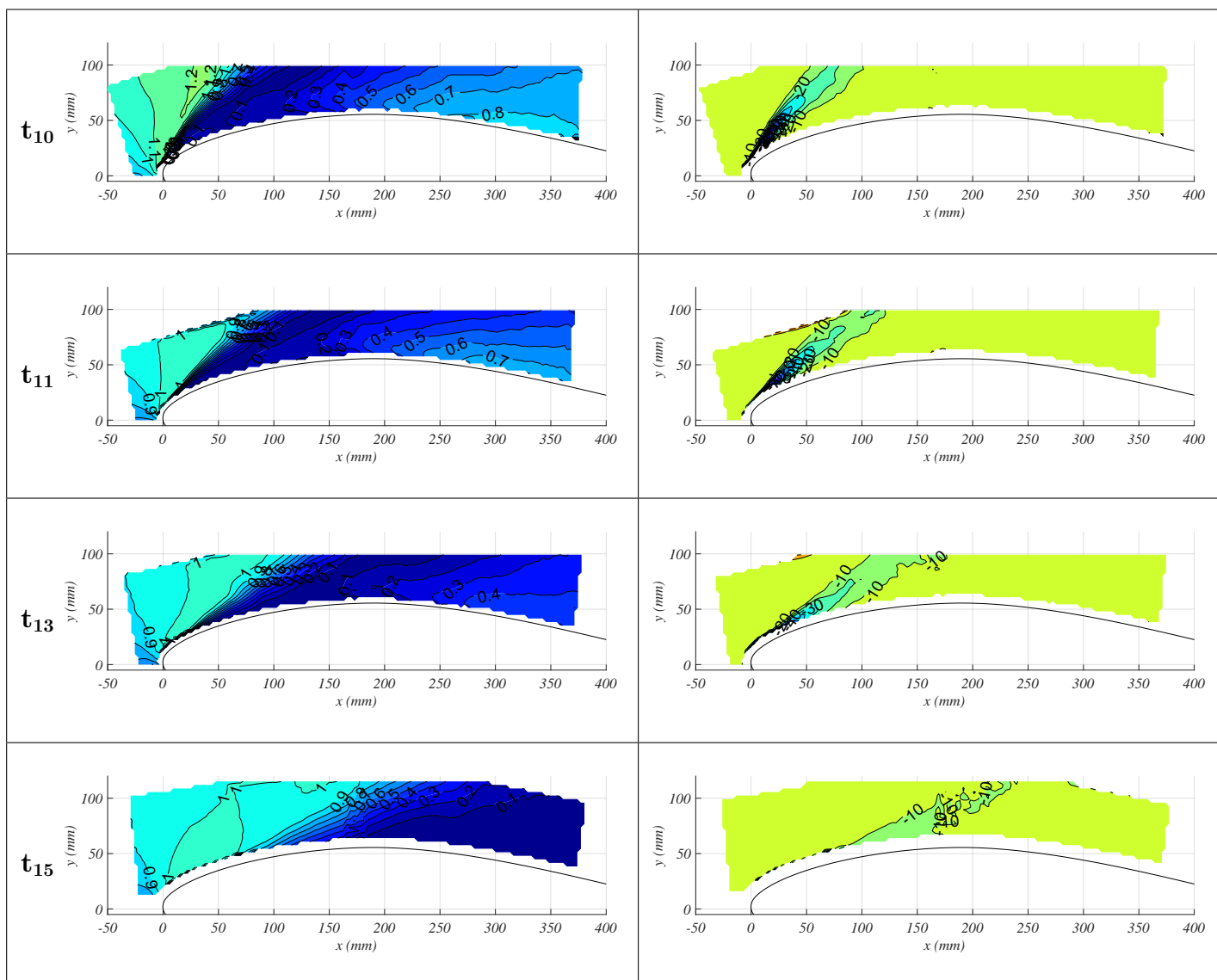
6.2.2 Καθοδική φάση (φθίνουσα γωνία)

Σε γωνία πρόσπτωσης $\alpha = 21.15^\circ$ ($t_{10} = 0.677T$), κατά την κάθοδο της πτέρυγας, η περιοχή αποκόλλησης της ροής έχει επεκταθεί μέχρι το μέτωπο προσβολής (Σχ.6.9). Ενδιαφέρον παρουσιάζει, ότι περαιτέρω κατάντι, στο χρονικό διάστημα $t_9 \leq t \leq t_{13}$, το ρευστό κινείται αντίθετα της ελεύθερης ροής με σχετικά υψηλή ταχύτητα (της τάξης του U), η οποία αυξάνεται κοντά στην επιφάνεια της πτέρυγας (σχήμα 6.9). Αν η ροή ήταν αποκλειστικά αποκολλημένη, το ρευστό θα κινούνταν με πολύ χαμηλότερη ταχύτητα, που συνήθως αποτελεί ένα μικρό ποσοστό της εξωτερικής ροής. Πιο συγκεκριμένα, στις 21.15° ($t_{10} = 0.677T$) η ροή στο μέτωπο προσβολής απομακρύνεται από την επιφάνεια με μέγιστο μέτρο ταχύτητας U , ενώ στην υπόλοιπη πλευρά υποπίεσης η ανάστροφη περιοχή ροής φτάνει μέτρα ταχύτητας έως σχεδόν $0.9 U$ (Σχ.6.10). Η χρονική εξέλιξη του στρώματος διάτμησης που σχηματίζεται γύρω από το ρύγχος της αεροτομής παρατίθεται στο σχήμα 6.10, όπου παρατηρείται η σταδιακή εξασθένηση αποβολής στροβιλότητας, καθώς το στρώμα διάτμησης στρέφεται προς την αεροτομή κατά τις χρονικές στιγμές t_{10} , t_{11} και t_{13} . Μια μεγάλη μείωση της γωνίας πρόσπτωσης είναι απαραίτητη για να προκαλέσει την επαναπροσκόλληση της ροής. Στην πραγματικότητα, για $\alpha = 8.35^\circ$ ($t_{15} = 0.851T$) η ροή έχει επανα-προσκολληθεί έως και το 30% της χορδής για πρώτη φορά με μέτρα ταχύτητας έως και U . Για $x/c > 0.3$, το ρευστό βρίσκεται σχεδόν σε ηρεμία, σε σύγκριση με την περιοχή ανάστροφης ροής.

Θεωρείται εδώ, ότι η παραπάνω συμπεριφορά υποδεικνύει την επίδραση του φαινομένου της έκλυσης δίνης από το μέτωπο προσβολής που συζητήθηκε προηγουμένως. Φαίνεται πως η δίνη ακόμα και κατά τα πρώτα στάδια της καθοδικής διαδρομής της πτέρυγας εξακολουθεί να επάγει ταχύτητα κοντά στην επιφάνεια, γεγονός που εξηγεί την ύπαρξη της περιοχής ανάστροφης ροής υψηλού μέτρου ταχύτητας. Δυστυχώς, στο τρέχον πείραμα, το οπτικό πεδίο της τεχνικής PIV δεν ήταν αρκετά μεγάλο, ώστε να καταγράψει τη ροή μακριά από την επιφάνεια της πτέρυγας, όπου θεωρείται ότι βρίσκεται το κέντρο της δίνης.



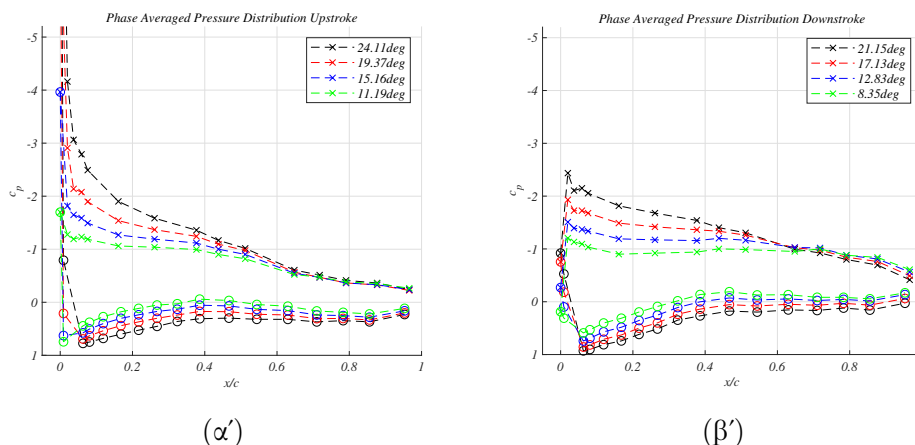
Σχήμα 6.9: Εν φάσει μέσα πεδία ταχυτήτων-καθοδική φάση, "Leading-edge"& "Middle"



Σχήμα 6.10: Εν φάσει μέσες ισοϋψείς καμπύλες μέτρου ταχύτητας (αριστερά) και στροβιλότητας (δεξιά)-καθοδική φάση, "Leading-edge" & "Middle"

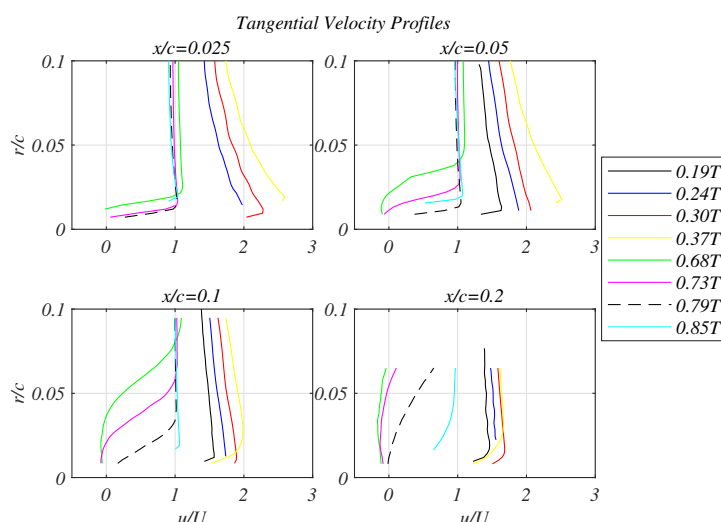
Η κατανομή της εν φάσει μέσης πίεσης εμφανίζεται στα σχήματα 6.11α' και 6.11β' κατά τα αντίστοιχα ανοδικά και καθοδικά στιγμιότυπα που μετρήθηκαν με το σύστημα PIV. Μια εμφανής διαφορά μεταξύ των δύο φάσεων είναι η υψηλή υποπίεση κοντά στο μέτωπο προσβολής κατά τη διάρκεια της ανοδικής διαδρομής, που προκαλείται λόγω της τοπικής επιτάχυνσης ροής. Ένα άλλο ενδιαφέρον χαρακτηριστικό είναι η αυξημένη υποπίεση στο δεύτερο μισό της αεροτομής ($0.5 < x/c < 1$) κατά την καθοδική διαδρομή σε σύγκριση με τη φάση ανόδου για τις τρεις πρώτες περιπτώσεις (21.15° , 17.13° και 12.83°). Αυτή είναι η ίδια περιοχή, όπου προηγουμένως αναπτύχθηκε η ανάστροφη ροή. Αντίθετα, η κατανομή

πίεσης εμφανίζεται επίπεδη για την τελευταία περίπτωση (8.35°) για $x/c > 0.3$, όπου η ροή εξακολουθεί να είναι αποκολλημένη.



Σχήμα 6.11: Εν φάσει μέση κατανομή πίεσης, (α') ανόδου και (β') καθόδου

Τα μέσα προφίλ εφαπτομενικής ταχύτητας σε οκτώ χρονικές στιγμές του κύκλου (0.19T, 0.24T, 0.30T, 0.37T, 0.68T, 0.73T, 0.79T, 0.85T) φαίνονται στο Σχ. 6.12 έως $x/c = 0.2$ της πλευράς υποπίεσης. Ο κατακόρυφος άξονας είναι η αδιάστατη απόσταση από την επιφάνεια της πτέρυγας. Κατά την ανοδική διαδρομή, η ροή επιταχύνεται υπερβαίνοντας την U κοντά την επιφάνεια της πτέρυγας (χρονικές στιγμές 0.19T έως 0.37T) ενώ κατά την καθοδική διαδρομή (0.68T έως 0.85T) τα προφίλ ταχύτητας παρουσιάζουν τα χαρακτηριστικά σημεία κλίσης ανάντι του σημείου αποκόλλησης, τείνοντας στο τέλος αυτής της φάσης να επαναπροσκολληθεί.



Σχήμα 6.12: Εφαπτομενικά προφίλ ταχυτήτων

6.3 Ανάλυση POD

Η τεχνική proper orthogonal decomposition (POD) αποτελεί μια μεθοδο που χρησιμοποιείται συχνά για την εξαγωγή κυρίαρχων χαρακτηριστικών του πεδίου ροής ή αλλιώς, συχνά παρατηρούμενων μοτίβων ροής στο χώρο και στο χρόνο [35], [36]. Συγκεκριμένα, η τεχνική Snapshot POD [37], εφαρμόστηκε εδώ στις διακυμάνσεις της ταχύτητας (u', v') (στιγμιαία ταχύτητα μείον μέση ταχύτητα) του παρόντος πειράματος. Οι ανακατασκευασμένες διακυμάνσεις της ταχύτητας προκύπτουν από τη σχέση:

$$\begin{aligned} u'(x, y, t) &= \sum_{i=1}^N \alpha_i(t) \Phi_u^i(x, y), \\ v'(x, y, t) &= \sum_{i=1}^N \alpha_i(t) \Phi_v^i(x, y). \end{aligned} \quad (6.1)$$

, όπου $\Phi_u^i(x, y)$ και $\Phi_v^i(x, y)$ είναι τα δισδιάστατα διανυσματικά πεδία κατά μήκος των x και y αντίστοιχα της κατάστασης i . Ο συνολικός αριθμός των ιδιομορφών είναι N , που στη συγκεκριμένη τεχνική ισούται με τον συνολικό αριθμό των στιγμιότυπων. Επιπλέον, το $\alpha_i(t)$ είναι ο χρονικός συντελεστής POD της χρονικής στιγμής t στην αντίστοιχη ιδιομορφή POD i , που δίνεται από τον ακόλουθο τύπο:

$$\alpha_i(t) = \sum_{k=1}^M (u'(k, t) \Phi_u^i(k) + v'(k, t) \Phi_v^i(k, t)) \quad (6.2)$$

, όπου το k αντιπροσωπεύει χωρικό δείκτη και το M είναι ο συνολικός αριθμός των κόμβων του πλέγματος. Οι ιδιομορφές POD αντιπροσωπεύουν ακριβώς τα προαναφερθέντα κυρίαρχα χωροχρονικά χαρακτηριστικά της ροής, τα οποία εξάγονται από την επίλυση του προβλήματος ιδιοτιμών ενός μητρώου αυτο-συσχέτισης των διαταραχών της ταχύτητας. Αφού εξαχθούν οι ιδιομορφές του συστήματος, στη συνέχεια ταξινομούνται ανά φθίνον ενεργειακό περιεχόμενο. Στον πίνακα 6.1 εμφανίζεται το περιεχόμενο των πρώτων έξι κυρίαρχων ιδιομορφών. Το άθροισμα των τριών πρώτων σε κάθε σετ αντιστοιχεί στο 76.4% και 87.7% της κινητικής ενέργειας των διακυμάνσεων της ταχύτητας για τις περιοχές "Leading-edge" και "Middle" αντίστοιχα.

| Mode | Energy (LE) | Energy (Mid) |
|------|-------------|--------------|
| 1 | 0.620 | 0.805 |
| 2 | 0.086 | 0.043 |
| 3 | 0.058 | 0.029 |
| 4 | 0.039 | 0.012 |
| 5 | 0.026 | 0.010 |
| 6 | 0.022 | 0.008 |

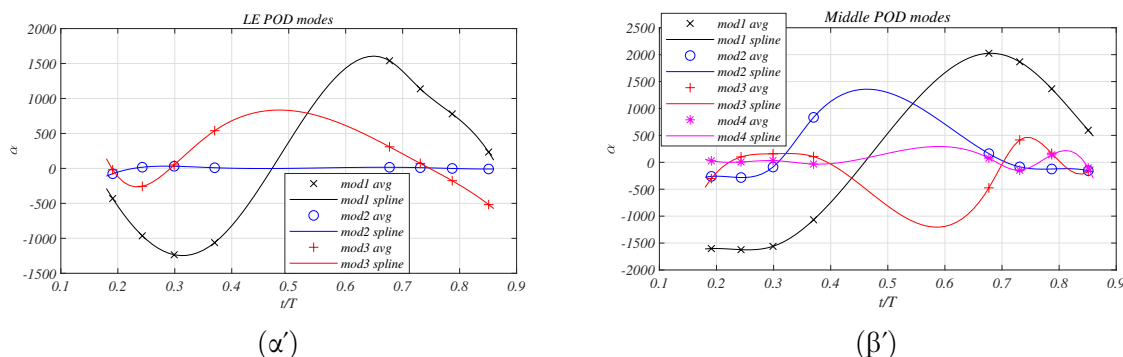
Πίνακας 6.1: Ενεργειακό περιεχόμενο ιδιομορφών POD

Στη συνέχεια, οι τρεις πρώτες ιδιομορφές παρατίθενται ως διανυσματικά πεδία στο σχήμα 6.14 για την αξιολόγηση της φυσικής σημασίας της κατά τα άλλα στατιστικής τεχνικής. Η πρώτη ιδιομορφή σχετίζεται με μια κατάσταση ροής που ακολουθεί το αεροδυναμικό σχήμα. Τα διανύσματα κατευθύνονται ανάντι της ελεύθερης ροής, ωστόσο θα πρέπει να ληφθεί υπόψη ο αντίστοιχος συντελεστής α_1 , ο οποίος λαμβάνει αρνητικές τιμές κατά την ανοδική διαδρομή και θετικές κατά την καθοδική διαδρομή του κύκλου. Επομένως, η πρώτη ιδιομορφή συμβάλλει σε μια πλήρως προσκολλημένη κατάσταση κατά την άνοδο και μια ανάστροφη κίνηση της ροής κατά την κάθοδο.

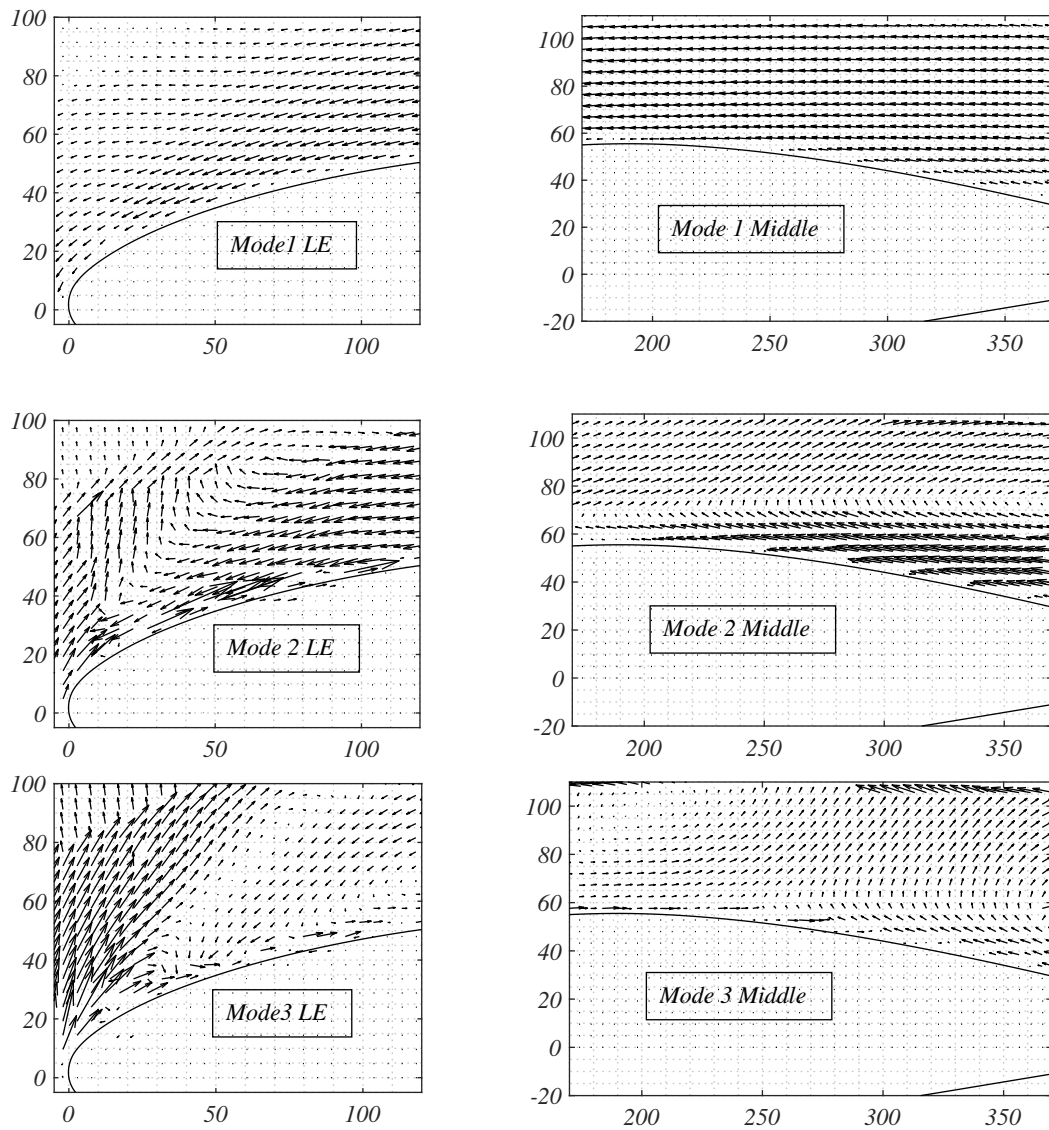
Η δεύτερη ιδιομορφή απεικονίζει μια αποκολλημένη κατάσταση ροής τόσο στο οπτικό πεδίο "Leading edge" όσο και στο "Middle". Σχετίζεται με ένα στρώμα διάτμησης που σχηματίζεται στο μέτωπο προσβολής για την πρώτη περίπτωση και με την αποκόλληση του οριακού στρώματος στη δεύτερη. Όπως συζητήσαμε προηγουμένως, η αποκόλληση της ροής ξεκινά από την ακμή φυγής και προοδευτικά επεκτείνεται προς τα ανάντι καθώς η αεροτομή ανεβαίνει. Επομένως, η συμβολή της συγκεκριμένης ιδιομορφής γίνεται πιο σημαντική κατά τη διάρκεια των χρονικών στιγμών, όπου η αποκόλληση της ροής γίνεται πιο κυρίαρχη (δηλαδή από $t_7 = 0.370T$ σε $t_{10} = 0.677T$).

Στην τρίτη ιδιομορφή, στο πεδίο "Middle" η ροή φαίνεται να σχηματίζει δύο περιοχές με αντίθετη κυκλοφορία. Ο αντίστοιχος συντελεστής α_3 βρέθηκε αρνητικός στο $t_{10} = 0.677T$, υποδεικνύοντας μια αλλαγή της φοράς περιστροφής της ροής στο παρατηρούμενο διανυσματικό πεδίο. Η παραπάνω κυκλοφορία εμφανίζεται ως "στατιστικά" κυρίαρχο χαρακτηριστικό ροής που εκτείνεται ακόμη και μέχρι το οπτικό πεδίο "Leading-edge". Πιθανώς, το παραπάνω χαρακτηριστικό σχετίζεται με την έκλυση και διέλευση της δίνης μετώπου προσβολής, η οποία αναφέρεται συχνά σε πειράματα δυναμικής απώλειας στήριξης.

Η χρονική εξέλιξη των συντελεστών POD α_1 , α_2 και α_3 των πρώτων τριών ιδιομορφών φαίνεται στο Σχ.6.13α' και 6.13β' ως συνάρτηση του αδιάστατου χρόνου.



Σχήμα 6.13: Χρονικοί συντελεστές μεθόδου POD (α') LE, (β') Middle



Σχήμα 6.14: Τρεις περισσότερο κυρίαρχες ιδιομορφές POD

This page intentionally left blank.

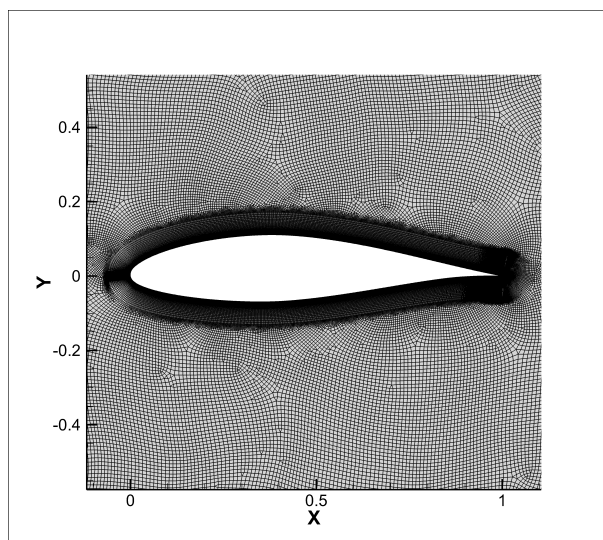
Κεφάλαιο 7

Σύγκριση Πειραμάτων και Αριθμητικών Προσομοιώσεων

Στο πλαίσιο της παρούσας έρευνας, ορισμένες από τις περιπτώσεις ταλάντωσης που προηγουμένως μελετήθηκαν πειραματικά, συγκρίνονται εδώ με αριθμητικές προσομοιώσεις μέσω υπολογιστικών εργαλείων που αναπτύχθηκαν στο παρελθόν στο Εργαστήριο Αεροδυναμικής του ΕΜΠ.

Αρχικά, χρησιμοποιήθηκε ένα συνεκτικό-μη συνεκτικό μοντέλο δυναμικής απώλειας στήριξης ισχυρής σύζευξης για δισδιάστατες αεροτομές, το οποίο επιτρέπει την πρόβλεψη της θέσης αποκόλλησης της ροής σε μη μόνιμες συνθήκες. Το οριακό στρώμα επιλύεται μέχρι το σημείο αποκόλλησης και συζευγνύεται με το μοντέλο ομόρρου. Περισσότερες πληροφορίες σχετικά με το παραπάνω περιλαμβάνονται στο [38].

Επιπλέον, χρησιμοποιήθηκε ο επιλυτής MapFlow, που λύνει τις μη μόνιμες εξισώσεις Navier Stokes σε μη δομημένα πλέγματα με τη μέθοδο πεπερασμένων όγκων ως υπολογιστικό εργαλείο υψηλότερης πιστότητας. Περαιτέρω λεπτομέρειες σχετικά με το παραπάνω μοντέλο αναφέρονται στο [39]. Επιπρόσθετα, η τεχνική DES επιλέχθηκε για την προσομοίωση του οριακού κύκλου ταλάντωσης, που συζητήθηκε εκτενώς στα κεφάλαια 5 και 6, εξαιτίας της ιδιαίτερα εκτεταμένης αποκόλλησης της ροής κατά τη διάρκεια της εν λόγω αστάθειας. Έγινε χρήση του ίδιου υπολογιστικού πλέγματος για τις προσομοιώσεις URANS και DES για την αποφυγή της εξάρτησης από αυτό. Μια εικόνα του υπολογιστικού πλέγματος για τις προσομοιώσεις URANS απεικονίζεται στο σχήμα 7.1. Για την προσομοίωση 3D DES, το δισδιάστατο πλέγμα εξωθήθηκε σε 50 επιμέρους επίπεδα κατά το εκπέτασμα μέχρι το λόγο επιμήκους της πτέρυγας.



Σχήμα 7.1: Υπολογιστικό πλέγμα της 2Δ URANS προσομοίωσης

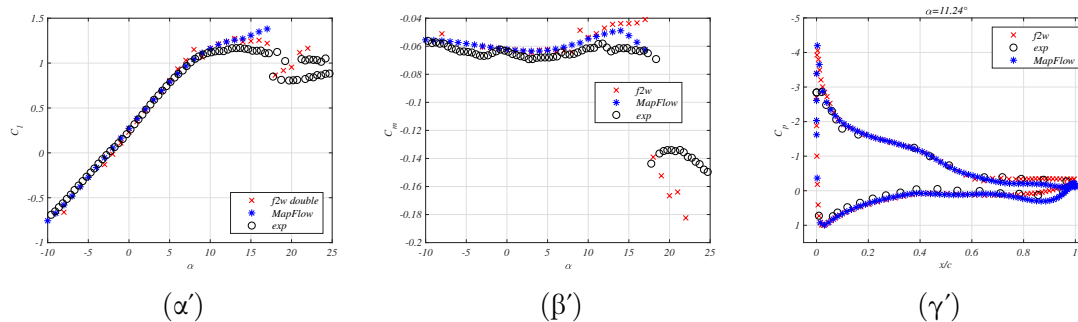
7.1 Προσομοιώσεις υπό Μόνιμες Συνθήκες Ροής

Αρχικά έγινε η σύγκριση προσομοιώσεων και πειραμάτων σε συνθήκες μόνιμης ροής, σε αριθμό Reynolds 0.5×10^6 . Το συνεχτικό-μη συνεχτικό μοντέλο (foil2w) χρησιμοποιήθηκε με τη θεώρηση της ελεύθερης μετάβασης της ροής σε τυρβώδη, ενώ το MapFlow με πλήρως τυρβώδη σε όλο το μήκος της αεροτομής.

Στη γραμμική περιοχή του σχήματος 7.2α', το μοντέλο MapFlow φαίνεται να προλέγει επαρκώς την κλίση άνωσης, ενώ το foil2w από την άλλη, προλέγει υψηλότερη σε σύγκριση με το πείραμα, γεγονός το οποίο συχνά συναντάται στη βιβλιογραφία λόγω της ελεύθερης μετάβασης της ροής [40], [41]. Ομοίως, το μοντέλο CFD προλέγει την ίδια σχεδόν γωνία μηδενικής άνωσης με το πείραμα, ενώ το foil2w την υπερεκτιμά κατά 0.6° .

Πέρα από τη γραμμική περιοχή το μοντέλο MapFlow αποκλίνει από τις πειραματικές τιμές υπερεκτιμώντας τον συντελεστή άνωσης, ενώ καλύτερη συμφωνία επιτυγχάνεται με το μοντέλο foil2w σε υψηλές γωνίες πρόσπτωσης τόσο ποιοτικά όσο και ποσοτικά.

Όσον αφορά τον συντελεστή αεροδυναμικής ροπής, που φαίνεται στο σχήμα 7.2β', υπάρχει γενικά συμφωνία μεταξύ των μοντέλων, τα οποία προλέγουν ικανοποιητικά τα αποτελέσματα σε σύγκριση με τα αντίστοιχα πειραματικά μέχρι γωνία πρόσπτωσης περίπου 10° . Σε υψηλότερες γωνίες, οι προσομοιώσεις αρχίζουν να αποκλίνουν και τελικά διαφέρουν σημαντικά μεταξύ τους πάνω από 15° , ενώ το MapFlow προσεγγίζει ξανά τις πειραματικές τιμές. Η ακριβής πρόβλεψη των αεροδυναμικών φορτίων επιβεβαιώνεται επίσης από την κατανομή πίεσης που φαίνεται στο σχήμα 7.2γ', η οποία παρουσιάζεται ενδεικτικά σε γωνία πρόσπτωσης 11.24° .



Σχήμα 7.2: (α') Συντ/τής άνωσης, (β') ροπής, συναρτήσει γωνίας πρόσπτωσης και (γ') κατανομή πίεσεη σε $\alpha = 11.24^\circ$, $Re = 0.5 \times 10^6$ σε μόνιμεη συνθήκεη ροήη

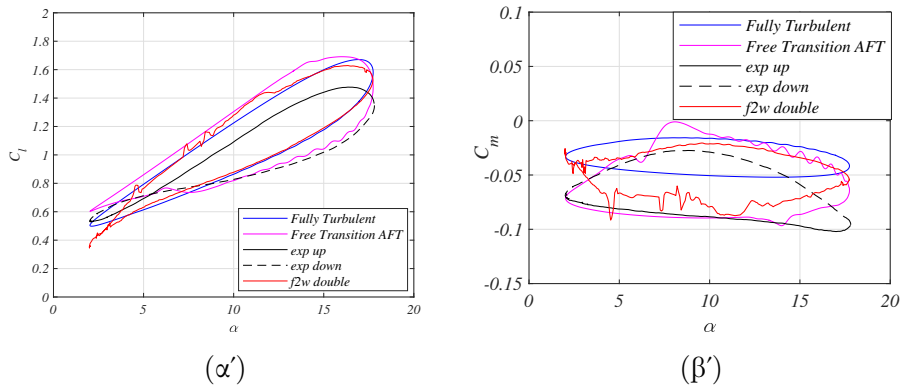
7.2 Προσομοιώσεη υπο Μη Μόνιμεη Συνθήκεη Ροήη

Σε αυτή την ενότητα θα ασχοληθοόμε με τα αριθμητικá αποτελέσματα των μη μόνιμων προσομοιώσεων σε περιπτώσεη, που περιλαμβάνουν δυναμική απώλεια στήριξεη.

7.2.1 Ταλάντωση πρόνευσεη $10^\circ \pm 8^\circ$, $k = 0.1$

Στην παρούσα προσομοιώση σε ταλάντωση πρόνευσεη της αεροτομήη, πέραν των προαναφερθέντων προσομοιώσεων, έγινε μια επιπλέον που περιλαμβάνει το μοντέλο Amplification Factor Transport (AFT) για την πρόλεξη μετάβασηη της ροήη σε τυρβώδη.

Η προσομοιώση foil2w και η πλήρωη τυρβώδηη προσομοιώση CFD έχουν παρόμοια αποτελέσματα, όπωη φαίνεται στο σχήμα 7.3ά, ενώ η προσομοιώση AFT προλέγει ελαφρώη υψηλότερεη τιμέη άνωσεη κατá την ανοδική διαδρομή και χαμηλότερεη κατá την καθοδική διαδρομή. Ο πειραματικόη συντελεστήη άνωσεη ωστόσο κατá την αύξεηη της γωνίαη πρόσπτωσηη λαμβάνει σημαντικá χαμηλότερεη τιμέη και παρόμοια κλίση με τις δύο πρώτεη (οι τιμέη μετατοπίζονται κατακόρυφα κατá $\Delta C_l \approx 0.1$). Κατá την καθοδική κίνεηη, τόσο η προσομοιώση foil2w όσο και η πλήρωη τυρβώδηη CFD προλέγουν υψηλότερεη τιμέη C_l , ενώ η προσομοιώση AFT βρίσκεται σε συμφωνία με τη μέτρηση. Παρόμοια, όσον αφορά τα αριθμητικá αποτελέσματα της αεροδυναμικήη ροπήη στο σχήμα 7.3β, φαίνεται ότι το μεταβατικó μοντέλο προσφέρει την πιο ικανοποιητική σύγκριση με το πείραμα. Πρέπει να αναφερθεί, ωστόσο, ότι οι προσομοιώσεη που εκτελούνται εδώ είναι διςδιάστατεη, αγνώνταη την ανάπτυξη τριςδιάστατων φαινομένων.

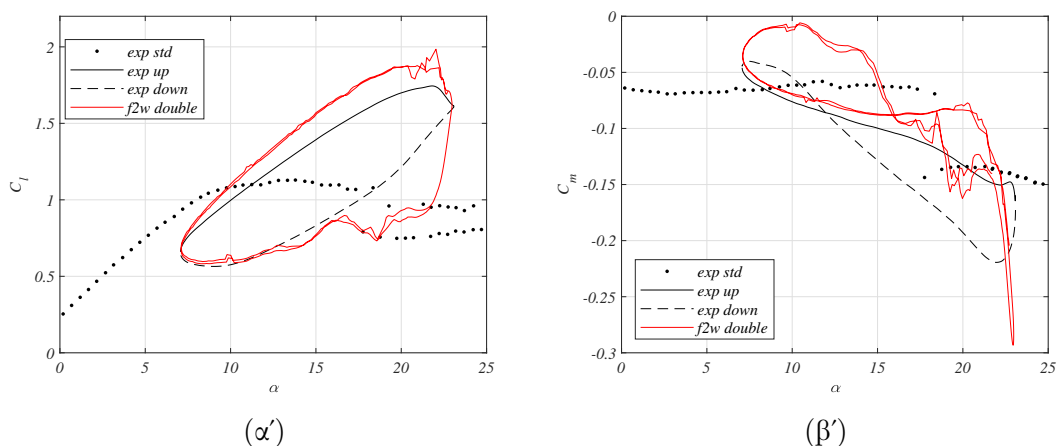


Σχήμα 7.3: Βρόχος συντελεστή (α') άνωσης και (β') ροπής σε πρόνευση $10^\circ \pm 8^\circ$, $k = 0.1$.

7.2.2 Ταλάντωση πρόνευσης $15^\circ \pm 8^\circ$, $k = 0.2$

Στην περίπτωση που μελετήθηκε εδώ, το πείραμα διεξήχθη σε ακόμη μεγαλύτερη μέση γωνία πρόσπτωσης και υψηλότερη ανηγμένη συχνότητα, εστιάζοντας στην επίδοση του μοντέλου foil2w.

Η διαφορά στην κλίση της άνωσης κατά το ανοδικό τμήμα της ταλάντωσης (σχ.7.4α'), αποδίδεται και εδώ στην ελεύθερη μετάβαση του μοντέλου, η οποία αιτιολογεί την αυξημένη κλίση της καμπύλης. Στη συνέχεια, η πρόλεξη της γωνίας απώλειας στήριξης είναι ακριβής (περίπου 21.5°). Περαιτέρω, το αριθμητικό αποτέλεσμα υποεκτιμά σε μεγάλο βαθμό την άνωση κατά το αρχικό στάδιο της καθόδου, δηλαδή από περίπου 23° σε 17° . Η παραπάνω συμπεριφορά πιθανότατα προέρχεται από τη δισδιάστατη προσέγγιση της προσομοίωσης. Για το υπόλοιπο μέρος της καθόδου, ο προβλεπόμενος συντελεστής άνωσης βρίσκεται σε καλή συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα.

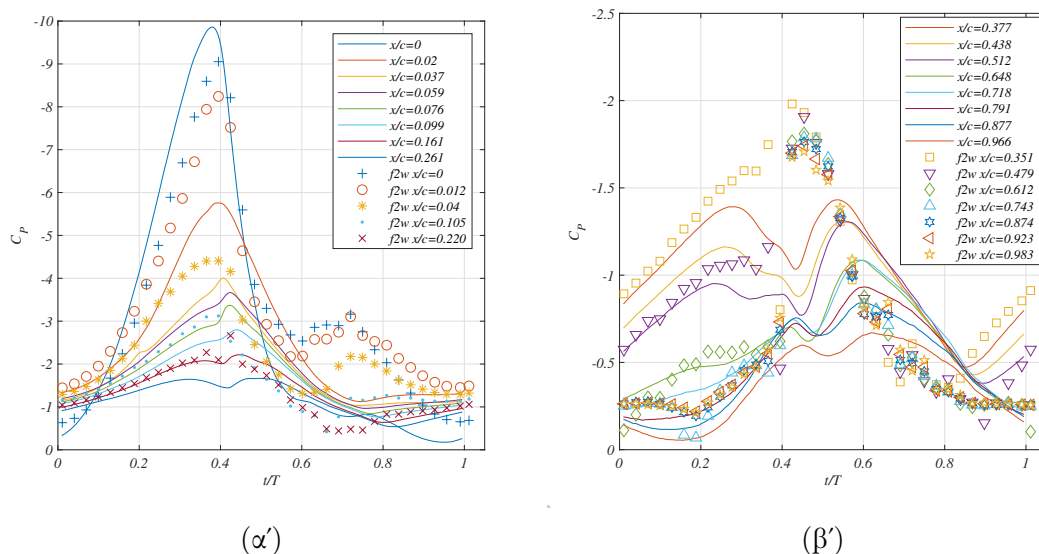


Σχήμα 7.4: Βρόχος συντελεστή (α') άνωσης και (β') ροπής σε πρόνευση $15^\circ \pm 8^\circ$, $k = 0.2$.

Όσον αφορά την αεροδυναμική ροπή που παρουσιάζεται στο σχήμα 7.4β', παρατηρείται

το εξής: Προλέγεται αριθμητικά μια πιο απότομη πτώση της αεροδυναμικής ροπής, με χρονική υστέρηση περίπου 1.5° σε σύγκριση με το πείραμα. Στη συνέχεια, κατά το καθοδικό τμήμα της ταλάντωσης, οι δύο καμπύλες αποκλίνουν σημαντικά. Υπολογίζεται μικρότερη αεροδυναμική ροπή, καθώς και μεγάλες διακυμάνσεις στην πρώιμη φάση της καθόδου. Έτσι, η πιο απότομη δυναμική απώλεια στήριξης της προσομοίωσης επηρεάζει το σχήμα του βρόχου της ροπής, που αναμένεται να επιδράσει ουσιαστικά στο παραγόμενο αεροδυναμικό έργο στρέψης.

Τέλος, η χρονική εξέλιξη του συντελεστή πίεσης φαίνεται στο σχήμα 7.5α' στην πλευρά υποπίεσης της αεροτομής στην περιοχή από το μέτωπο προσβολής έως και $x/c=0.25$. Η σύγκριση γίνεται μεταξύ των πρώτων 8 αισθητήρων στο μέσο του εκπετάσματος της πτέρυγας και των υπολογισμένων τιμών σε κοντινούς χωρικούς σταθμούς που διατίθενται από την αριθμητική προσομοίωση. Ικανοποιητική συμφωνία επιτυγχάνεται κατά το ανοδικό τμήμα της ταλάντωσης ($0 < t/T < 0.5$), ενώ αποκλίσεις εμφανίζονται κατά την καθοδική διαδρομή κυρίως μετά το $t/T = 0.6$. Αντίθετα, περαιτέρω κατάντι (σχ.7.5β'), κατά τη διάρκεια του καθοδικού τμήματος της ταλάντωσης, η πίεση στην αποκολλημένη περιοχή υποεκτιμάται σε σύγκριση με την πιο προοδευτική μεταβολή που εντοπίζεται στο πείραμα. Το παραπάνω χαρακτηριστικό προκαλεί την απότομη απώλεια στήριξης άνωσης και αεροδυναμικής ροπής που αναφέρθηκαν προηγουμένως.

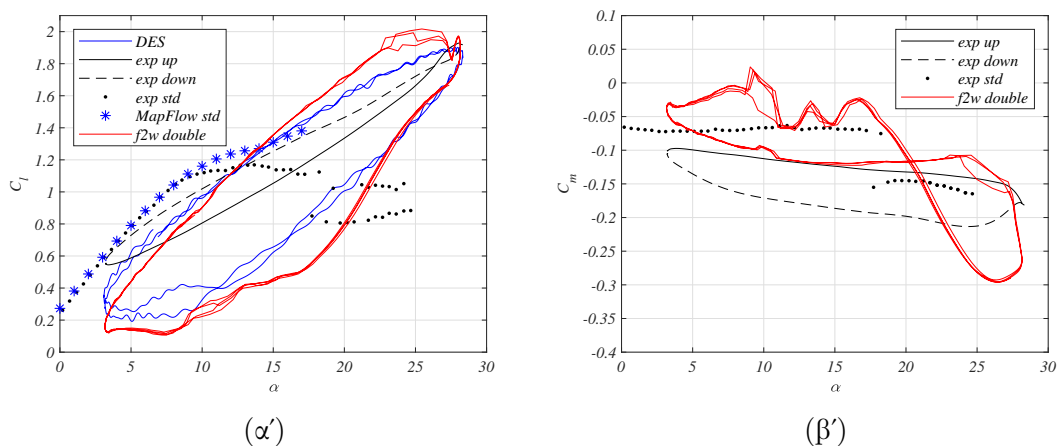


Σχήμα 7.5: Χρονική εξέλιξη συντ/τή πίεσης έως (α') $x/c = 0.26$ και (β') έως την ακμή εκφυγής, σε ταλάντωση πρόνευσης $15^\circ \pm 8^\circ$, $k = 0.2$.

7.2.3 Οριακός Κύκλος Ταλάντωσης: $15.5^\circ \pm 12.5^\circ$, $k = 0.35$

Υπενθυμίζεται ότι στο τρέχον πείραμα η πτέρυγα οδηγήθηκε σε αυτοσυντηρούμενη ταλάντωση σταθερού πλάτους πρόνευσης και βύθισης εφαρμόζοντας μια αρχική διέγερση στην κρίσιμη ταχύτητα ελεύθερης ροής $U = 14.95 m/s$ ($Re = 0.53 \times 10^6$).

Είναι σαφές ότι τα αριθμητικά αποτελέσματα στο σχήμα 7.6α' απεικονίζουν μια διαφορετική τάση σε σύγκριση με τα αντίστοιχα πειραματικά. Συγκεκριμένα, ο πειραματικός βρόχος συντελεστή άνωσης φαίνεται να έχει ανθρωλογιακή φορά περιστροφής και σχεδόν ελλειπτικό σχήμα, εκτός από έναν μικρό υποβρόχο κοντά στη μέγιστη πρόσπτωση. Γενικά είναι πολύ πιο στενός από έναν τυπικό βρόχο δυναμικής απώλειας στήριξης, όπως αυτός που παρουσιάζουν οι προσομοιώσεις. Η μόνη εξαίρεση είναι η ικανοποιητική πρόβλεψη του συντελεστή άνωσης κοντά στη μέγιστη γωνία πρόσπτωσης και για τις δύο προσομοιώσεις. Ωστόσο, τα δύο μοντέλα παρουσιάζουν αρκετές ομοιότητες μεταξύ τους. Το ίδιο συμβαίνει και με τον βρόχο της αεροδυναμικής ροπής στο σχήμα 7.6β', όπου το αποτέλεσμα της προσομοίωσης απεικονίζει ένα συμβατικό σχήμα δυναμικής απώλειας στήριξης, ενώ το πείραμα ένα σχεδόν ελλειπτικό σχήμα ωρολογιακής φοράς.



Σχήμα 7.6: Βρόχος συντελεστή (α') άνωσης και (β') ροπής κατά τη διάρκεια οριακού κύκλου ταλάντωσης, $k=0.35$.

Κεφάλαιο 8

Συμπεράσματα & Μελλοντική Έρευνα

8.1 Συμπεράσματα

Σκοπός της εργασίας ήταν αρχικά η πειραματική μελέτη αεροδυναμικής μιας ταλαντούμενης αεροτομής σε χαμηλούς αριθμούς Reynolds (κάτω από 10^6), κατά την οποία ενέργεια μεταφέρεται από τη ροή στην αεροτομή και αντίστροφα, καθώς επίσης και η διερεύνηση των αεροδυναμικών και δομικών συνθηκών υπό τις οποίες μια πτέρυγα με ελαστική στήριξη μπορεί να εισέλθει σε αυτοδιεγχειρόμενες ή αυτοσυντηρούμενες ταλαντώσεις. Σε αυτήν την κατεύθυνση:

- Μελετήθηκε πειραματικά η αεροδυναμική πτέρυγας με αεροτομή NACA 64418 υπό μόνιμες συνθήκες ροής,
- Μελετήθηκε πειραματικά η επίδρασης διαφόρων παραμέτρων εξαναγκασμένης αρμονικής ταλάντωσης στα αεροδυναμικά φορτία και την αεροδυναμική απόσβεση
- Διερευνήθηκε το φαινόμενο του πτερυγισμού απώλειας στήριξης μέσω μετρήσεων επιφανειακής πίεσης και τεχνικής PIV σε πτέρυγα με ελαστική στήριξη, και
- Αξιολογήθηκαν αποτελέσματα αριθμητικών προσομοιώσεων έναντι των πειραματικών δεδομένων.

Εξαναγκασμένες Ταλαντώσεις

Η ροή γύρω από ταλαντούμενη πτέρυγα αεροτομής NACA 64418 εξετάστηκε πειραματικά σε υποηχητική αεροδυναμική σήραγγα. Με μήκος χορδής $c = 500$ mm και μήκος εκπετάσματος 1390 mm αφήνοντας ένα μικρό κενό από τα τοιχώματα της αεροσήραγγας, η πτέρυγα τέθηκε σε εξαναγκασμένη ταλάντωση πρόνευσης γύρω από άξονα $0.35 c$ μακριά από το μέτωπο προσβολής με ανηγμένη συχνότητα έως 0.2, Re έως 0.75×10^6 , μέση γωνία πρόσπτωσης έως 15° και πλάτος ταλάντωσης έως 8° . Με βάση τις μετρήσεις πίεσης στο

μέσον του εκπετάσματος, οι συντελεστές άνωσης και αεροδυναμικής ροπής υπολογίστηκαν σε σχέση με τη γωνία πρόσπτωσης.

Υπό μόνιμες συνθήκες ροής και για γωνίες υψηλότερες από 17° (πέρα από τη γωνία απώλειας στήριξης), η καμπύλη άνωσης εμφάνισε δύο κλάδους λόγω διακοπτόμενης αποκόλλησης της ροής γύρω από την περιοχή του μετώπου προσβολής που αντιστοιχεί σε μερικώς προσκολλημένη και πλήρως αποκολλημένη ροή (διπλή απώλεια στήριξης).

Από τη μία πλευρά, κατά τη διάρκεια των ταλαντώσεων πρόνευσης, ο συντελεστής άνωσης από κορυφή σε κορυφή $C_{l,p-p}$ σε έναν κύκλο αυξάνεται με το πλάτος της ταλάντωσης, ενώ για σχετικά χαμηλή μέση γωνία πρόσπτωσης ($\alpha_m \leq 10^\circ$), το $C_{l,pp}$ μειώνεται με την αύξησή της. Από την άλλη πλευρά, ο συντελεστής ροπής από κορυφή σε κορυφή σε έναν κύκλο αυξάνεται σε σχέση, είτε με τη μέση γωνία είτε με το πλάτος της ταλάντωσης. Υπό συνθήκες δυναμικής απώλειας στήριξης, η μεγάλη διαδρομή της ροπής πρόνευσης και το σχήμα του βρόχου της σχετίζονται με αρνητική στρεπτική αεροδυναμική απόσβεση, έτσι ώστε το σύστημα γίνεται αεροδυναμικά ασταθές. Κάτω από τη μέση γωνία των 15° , όλες οι περιπτώσεις που μελετήθηκαν στην παρούσα εργασία αποσβέστηκαν αεροδυναμικά. Ωστόσο, σε ταλαντώσεις πρόνευσης γύρω από μέση γωνία κοντά στη γωνία απώλειας στήριξης ($\alpha_m = 15^\circ$) και πλάτος ταλάντωσης από 4° έως 8° , αρνητική στρεπτική αεροδυναμική απόσβεση μπορεί να εμφανιστεί, ανάλογα με την ανηγμένη συχνότητα και τον αριθμό Reynolds. Επιπλέον, η ενέργεια μεταφέρεται από τη ροή στην αεροτομή κατά τη διάρκεια του καθοδικού τμήματος της περιοδικής κίνησής. Ωστόσο, υπό αυτές τις συνθήκες, το πρόσημο του αεροδυναμικού συντελεστή απόσβεσης αλλάζει μεταξύ κύκλων λόγω της εγγενώς ασταθούς συμπεριφοράς κατά την απώλεια στήριξης. Παρόμοιες αρνητικές συνθήκες αεροδυναμικής απόσβεσης καταγράφηκαν επίσης κατά τη διάρκεια συνδυασμένων ταλαντώσεων πρόνευσης και βύθισης, όταν η μέση γωνία της κίνησης πρόνευσης υπερβαίνει τη στατική γωνία απώλειας στήριξης.

Πειραματικές Μετρήσεις Αεροελαστικότητας

Οι εξαναγκασμένες ταλαντώσεις σε υψηλές γωνίες πρόσπτωσης κοντά στην απώλεια στήριξης αποδείχθηκαν εξαιρετικά ασταθείς (προκαλώντας αρνητική αεροδυναμική απόσβεση) τόσο για ταλαντώσεις πρόνευσης όσο και για συνδυασμένες ταλαντώσεις πρόνευσης-βύθισης. Έτσι, η απόκριση της ελαστικά στηριζόμενης πτέρυγας εξετάστηκε σε μεγάλες αρχικές γωνίες πρόσπτωσης. Οι βαθμοί ελευθερίας κάμψης και στρέψης ήταν σε αυτή την περίπτωση δομικά συζευγμένοι και ο ελαστικός άξονας ήταν στο $x/c = 0.35$, κάτι που επηρεάζει σε μεγάλο βαθμό την αεροδυναμική ροπή πρόνευσης. Ο λόγος των φυσικών ιδιοσυχνοτήτων του συστήματος (στρέψη προς κάμψη) ήταν σε κάθε περίπτωση $\omega_\alpha/\omega_h < 1$.

Αυτοδιεγείρομενες ταλαντώσεις: Όταν η πτέρυγα τοποθετήθηκε αρχικά σε υψηλές γωνίες πρόσπτωσης (κοντά στην απώλεια στήριξης), αυτοδιεγείρομενες ταλαντώσεις πρόνευσης και βύθισης εμφανίστηκαν σε κρίσιμη ταχύτητα της ελεύθερης ροής. Το πλάτος της ταλάντωσης σταδιακά αυξήθηκε και για τους δύο βαθμούς ελευθερίας. Η μέση γωνία προσβολής της γωνιακής ταλάντωσης και η μέση μετατόπιση βύθισης ήταν η ισορροπία που είχε επιτευχθεί σε αυτή τη φάση του πειράματος. Κατά τη διάρκεια των αυτοδιεγείρομενων ταλαντώσεων, παρουσιάστηκαν τυπικοί βρόχοι δυναμικής απώλειας στήριξης τόσο για τον

συντελεστή άνωσης όσο και για τον συντελεστή αεροδυναμικής ροπής, οι οποίοι υποδεικνύουν την εμφάνιση της αστάθειας πτερυγισμού απώλειας στήριξης. Έργο παρήχθη και στους δύο βαθμούς ελευθερίας του συστήματος, προσδίδοντας έτσι ενέργεια στην πτέρυγα. Αυξάνοντας την αρχική γωνία πρόσπτωσης από 16.65° σε 19.98° , η κρίσιμη ταχύτητα ελεύθερης ροής μειώθηκε από 19.50 m/s σε 14.95 m/s . Αυτή η σημαντική πτώση (-23%) της κρίσιμης ταχύτητας αποδίδεται στο φαινόμενο stall flutter.

Αυτοσυντηρούμενες ταλαντώσεις: Όταν η ελαστικά στηριζόμενη πτέρυγα τοποθετήθηκε αρχικά σε υψηλή γωνία πρόσπτωσης και εφαρμόστηκε σε αυτήν αρχική διέγερση σε κρίσιμη ταχύτητα του ελεύθερου ρεύματος $U = 14.95 \text{ m/s}$ ($Re = 0.53 \times 10^6$), προκλήθηκε αυτοσυντηρούμενη ταλάντωση (οριακός κύκλος) σταθερού πλάτους πρόνευσης και βύθισης. Κάτω από την κρίσιμη ταχύτητα, η ταλάντωση αποσβένονταν. Η συχνότητα του οριακού κύκλου βρέθηκε κοντά στη φυσική ιδιοσυχνότητα του βαθμού ελευθερίας σε στρέψη, υποδεικνύοντας τον κυρίαρχο ρόλο του. Η στρεπτική απόκριση βρέθηκε να είναι ημιτονοειδής, ενώ η κάμψη απέκλινε ελάχιστα από την παραπάνω μορφή με διαφορά φάσης 340.9° . Ο βρόχος του συντελεστή άνωσης είχε ανθρωπολογιακή φορά και σχεδόν ελλειπτικό σχήμα, εκτός από έναν μικρό υποβρόχο κοντά στη μέγιστη γωνία πρόσπτωσης. Ο βρόχος ροπής σχημάτισε παρομοίως ένα σχεδόν ελλειπτικό σχήμα ωρολογιακής φοράς, το οποίο υποδηλώνει μεταφορά ενέργειας από τη ροή στην αεροτομή. Το παραπάνω συνέβει στο χρονικό διάστημα $0.3 \leq t/T \leq 0.5$ κατά την άνοδο και $0.57 \leq t/T \leq 1$ κατά την κάθοδο. Ουσιαστικά, το έργο που παράγεται από τη δύναμη άνωσης στην αεροτομή κατά τη διάρκεια της ανοδικής διαδρομής ακυρώνεται κατά το τμήμα της καθόδου, ενώ η αεροδυναμική ροπή συνέβαλε πιο ενεργά στη μεταφορά ενέργειας από τη ροή στην κατασκευή, έτσι ώστε ο αεροδυναμικός συντελεστής απόσβεσης λάμβανε αρνητικές τιμές.

Τεχνική PIV

Εν φάσει μετρήσεις του πεδίου ταχυτήτων πραγματοποιήθηκαν με την τεχνική PIV στο μέσον του εκπετάσματος της πτέρυγας κατά τη διάρκεια των παραπάνω ταλαντώσεων οριακού κύκλου, οι οποίες καταδεικνύουν τα ακόλουθα: Κατά την ανοδική διαδρομή της ταλάντωσης η ροή επιταχύνεται στην πλευρά υποπίεσης, ενώ ταυτόχρονα η περιοχή αποκόλλησης της ροής επεκτείνεται ανάντι με μη γραμμικό τρόπο ως προς την κίνηση του πτερυγίου. Κατά συνέπεια αναπτύσσεται ένα στρώμα διάτμησης που σχετίζεται με την αποκόλληση της ροής και εξελίσσεται αντίστοιχα. Σε $\alpha \approx 27^\circ$ κατά την ανοδική διαδρομή, η κλίση του συντελεστή άνωσης αυξάνεται απότομα, η αντίσταση πίεσης αυξάνεται σημαντικά και σχηματίζεται μια διαταραχή κορυφής αρνητικής πίεσης, η οποία διαδίδεται προς τα κατάντι. Τα παραπάνω συμβάντα συνδέονται με το σχηματισμό και την έκλυση μιας δομής στροβιλότητας από το μέτωπο προσβολής της αεροτομής.

Κατά την αρχική φάση της καθόδου της ταλάντωσης, η ροή έχει αποκολληθεί πλήρως από την πλευρά υποπίεσης της αεροτομής. Ωστόσο, μια περιοχή ισχυρής ανάστροφης ροής σχηματίζεται κοντά στην επιφάνεια της αεροτομής, η οποία αποκτά μέτρο ταχύτητας μέχρι σχεδόν $0.9U$ περίπου στο $x/c = 0.65$. Η περιοχή ανάστροφης ροής, η οποία πιστεύεται ότι προκαλείται από τη διέλευση της δίνης του μετώπου προσβολής, προκαλεί τοπικά αυξη-

μένη υποπίεση ενώ σταδιακά εξασθενεί σε μέγεθος καθώς μειώνεται η γωνία πρόσπτωσης. Ταυτόχρονα, το στρώμα διάτμησης που σχηματίστηκε προηγουμένως γύρω από το ρύγχος στρέφεται προς την αεροτομή καθώς η ροή αρχίζει να επαναπροσκολλάται. Σε γενικές γραμμές, ο πτερυγισμός απώλειας στήριξης βρέθηκε να παρουσιάζει τα βασικά χαρακτηριστικά της δυναμικής απώλειας στήριξης, δηλαδή τη διαδοχική αποκόλληση και επαναπροσκόλληση της ροής πάνω στην επιφάνεια της αεροτομής.

Ανάλυση POD: Η πρώτη κυρίαρχη ιδιομορφή της μεθόδου POD σχετίζεται με ένα πεδίο ροής που ακολουθεί το περιγράμμα της αεροτομής, ενώ η δεύτερη απεικονίζει το στρώμα διάτμησης που σχηματίζεται λόγω αποκόλλησης της ροής. Οι δύο ιδιομορφές εναλλάσσονται χρονικά κατά την εξέλιξη του φαινομένου. Επιπλέον, η τρίτη ιδιομορφή σχετίζεται με την κυκλοφορία που σχηματίζεται περίπου στο μέσο της αεροτομής, η συμβολή της οποίας γίνεται πιο σημαντική στο διάστημα από $0.40T$ έως $0.60T$, το οποίο χρονικά ταιριάζει με τη διάδοση της κορυφής υποπίεσης που αναφέρθηκε προηγουμένως. Θεωρείται λοιπόν, ότι συνδέεται με την έκλυση της δίνης του μετώπου προσβολής.

Αριθμητικές Προσομοιώσεις

Όσον αφορά τα υπολογιστικά αποτελέσματα, η 2D πλήρως τυρβώδης CFD προσομοίωση βρέθηκε σε καλή συμφωνία με τις πειραματικές μετρήσεις υπό μόνιμες συνθήκες ροής για γωνίες πρόσπτωσης έως και 15° , αλλά παρέκκλινε περαιτέρω. Αντίθετα, μεγαλύτερη κλίση (λόγω ελεύθερης μετάβασης) στη γραμμική περιοχή του συντελεστή άνωσης προβλέφθηκε από το μοντέλο foil2w, ωστόσο τα αεροδυναμικά φορτία σε ακόμη μεγαλύτερες γωνίες πρόσπτωσης (έως 22°) προλέχθηκαν ικανοποιητικά.

Οι προσομοιώσεις πρόνευσης βρέθηκαν να παρουσιάζουν όμοιες τάσεις με τα πειραματικά αποτελέσματα. Επιτεύχθηκε εν μέρει συμφωνία, σε ελαφριά απώλεια στήριξης με την προσομοίωση 2D URANS που περιέχει μοντελοποίηση μετάβασης της ροής, καθώς και σε βαθιά απώλεια στήριξης με το συνεκτικό-μη συνεκτικό δυναμικό μοντέλο. Από την άλλη πλευρά, και τα δύο μοντέλα αποτυγχάνουν να προβλέψουν τα αεροδυναμικά φορτία της συνδυασμένης ταλάντωσης οριακού κύκλου πρόνευσης και βύθισης, που παρατηρήθηκε ότι εμφανίζεται στην περίπτωση πτέρυγας με ελαστική στήριξη.

8.2 Προτάσεις για Μελλοντική Έρευνα

Οι προτάσεις που συζητούνται στη συνέχεια αφορούν ορισμένες βραχυπρόθεσμες βελτιώσεις του πειράματος καθώς και κάποιους μακροπρόθεσμους στόχους για μελλοντική έρευνα.

Μεθοδολογικές προτάσεις:

Παράλληλη καταγραφή δεδομένων: Προτείνεται η μέτρηση της κατανομής της επιφανειακής πίεσης με ταυτόχρονους μετατροπείς αναλογικού σε ψηφιακό σήμα αντί της καταγραφής με χρήση πολυπλέκτη. Η αναβάθμιση της λήψης δεδομένων σε ένα ταυτόχρονο σύστημα θα

συμβάλει στη μεγαλύτερη αξιοπιστία των μετρήσεων και στη δυνατότητα μέτρησής τους με ακόμη μεγαλύτερη συχνότητα δειγματοληψίας. Αυτό θα επιτρέψει την ανάλυση της διαδοχής των ρευστομηχανικών γεγονότων των φαινομένων δυναμικής απώλειας στήριξης με μεγαλύτερη χρονική ανάλυση καθώς και την αξιολόγηση των αποτελεσμάτων σε σχέση με τα τοπικά χαρακτηριστικά τύρβης.

Συσκευή Μετάβασης: Η χρήση συσκευής μετάβασης για την ενεργοποίηση της μετάβασης ροής σε τυρβώδη θεωρείται απαραίτητη για να υποβοηθηθεί η προσομοίωση. Η προκαθορισμένη μετάβαση στοχεύει στην αποσαφήνιση των εξεταζόμενων παραδοχών και στην περαιτέρω ανάπτυξη της υπολογιστικής προσομοίωσης.

Μελέτη της επίδρασης των τοιχωμάτων της σήραγγας: Έχει παρατηρηθεί συχνά στη βιβλιογραφία, ότι τα τρισδιάστατα φαινόμενα εξαιτίας των τοιχωμάτων της αεροσήραγγας ενδέχεται να αλλάξουν σημαντικά τους υπολογισμούς, ειδικά κατά τη διάρκεια δυναμικής απώλειας στήριξης, όπου η αποκόλληση της ροής είναι εμφανής. Ως εκ τούτου, η συμπερίληψή τους στους υπολογισμούς κρίνεται χρήσιμη.

Φινίρισμα επιφάνειας πτέρυγας: Το φινίρισμα της επιφάνειας της πτέρυγας είναι μια εργασία που πρέπει να ολοκληρωθεί έτσι ώστε οι επιφανειακές προεξοχές κάθε κομματιού να εξομαλυνθούν και να μην αποτελούν ενδεχόμενη πηγή μετάβασης της ροής.

Χρήση επιμηκυνσιομέτρων: Μέτρηση των συνολικών αεροδυναμικών φορτίων με χρήση του ηλεκτρομηκυνσιομέτρων προκειμένου να υπολογιστεί η αεροδυναμική φόρτιση που υποδέχεται ολόκληρη η πτέρυγα.

Προτάσεις Εφαρμογής

Όπως αναφέρθηκε στην εισαγωγή αυτής της εργασίας, η ανάπτυξη της πειραματικής έρευνας υποκινήθηκε από ορισμένα τεχνολογικά προβλήματα καθώς και από φαινόμενα αλληλεπίδρασης ρευστού-κατασκευής που αποτελούν σημαντικές προκλήσεις για την ερευνητική κοινότητα. Ορισμένα από αυτά δίνονται παρακάτω:

1. Έλεγχος της αεροελαστικής αστάθειας του πτερυγισμού απώλειας στήριξης με χρήση επενεργητών δέσμης ρευστού.
2. Κατασκευή έξυπνου φυσικού συστήματος που χρησιμοποιεί έλεγχο ανάδρασης για την προσομοίωση μεταβλητών δομικών ιδιοτήτων στρέψης και κάμψης μοντέλου πτέρυγας ελαστικής στήριξης για τη διερεύνηση της απόκρισής σε ευρύτερο φάσμα εφαρμογών. Για παράδειγμα περιπτώσεις με λόγο συχνοτήτων $\omega_a/\omega_h \gg 1$ παρουσιάζουν μεγάλο ενδιαφέρον, λόγω της συχνής χρήσης τους σε ανεμογεννήτριες.

This page intentionally left blank.

Βιβλιογραφία

- [1] Gordon J Leishman. *Principles of helicopter aerodynamics*. Cambridge university press, 2006.
- [2] William J McCroskey and Richard K Fisher. Detailed aerodynamic measurements on a model rotor in the blade stall regime. *Journal of the American Helicopter Society*, 17(1):20–30, 1972.
- [3] FJ Tarzanin. Prediction of control loads due to blade stall. *Journal of the American Helicopter Society*, 17(2):33–46, 1972.
- [4] William G Bousman. A qualitative examination of dynamic stall from flight test data. *Journal of the American Helicopter Society*, 43(4):279–295, 1998.
- [5] CP Butterfield, D Simms, G Scott, and AC Hansen. Dynamic stall on wind turbine blades. Technical report, National Renewable Energy Lab., Golden, CO (United States), 1991.
- [6] Amanullah Choudhry, Maziar Arjomandi, and Richard Kelso. Methods to control dynamic stall for wind turbine applications. *Renewable energy*, 86:26–37, 2016.
- [7] Frederico Afonso, José Vale, Éder Oliveira, Fernando Lau, and Afzal Suleman. A review on non-linear aeroelasticity of high aspect-ratio wings. *Progress in Aerospace Sciences*, 89:40–57, 2017.
- [8] Robert L Halfman, HC Johnson, and SM Haley. Evaluation of high-angle-of-attack aerodynamic-derivative data and stall-flutter prediction techniques. Technical report, National Aeronautics and Space Administration Washington DC, 1951.
- [9] A Gerald Rainey. Measurement of aerodynamic forces for various mean angles of attack on an airfoil oscillating in pitch and on two finite-span wings oscillating in bending with emphasis on damping in the stall. Technical report, National Aeronautics and Space Administration Washington DC, 1956.
- [10] Norizham Abdul Razak, Thomas Andrienne, and Grigorios Dimitriadis. Flutter and stall flutter of a rectangular wing in a wind tunnel. *AIAA journal*, 49(10):2258–2271, 2011.

- [11] Theodore Theodorsen. General theory of aerodynamic instability and the mechanism of flutter. *Langley Memorial Aeronautical Laboratory, Report No. 496, National Advisory Committee for Aeronautics, NACA, Washington DC, USA, 1935.*
- [12] KW McAlister, SL Pucci, WJ McCroskey, and L Wr Carr. An experimental study of dynamic stall on advanced airfoil sections. volume 2. pressure and force data. Technical report, National Aeronautics and Space Administration Moffet Field CA Ames Research, 1982.
- [13] Grigorios Dimitriadis. *Introduction to nonlinear aeroelasticity.* John Wiley & Sons, 2017.
- [14] Karen Mulleners and Markus Raffel. The onset of dynamic stall revisited. *Experiments in fluids*, 52(3):779–793, 2012.
- [15] JG Leishman. Dynamic stall experiments on the NACA 23012 aerofoil. *Experiments in Fluids*, 9(1):49–58, 1990.
- [16] Wolfgang Geissler and Hartmut Haselmeyer. Investigation of dynamic stall onset. *Aerospace science and technology*, 10(7):590–600, 2006.
- [17] RA Piziali. 2-d and 3-d oscillating wing aerodynamics for a range of angles of attack including stall. 1994.
- [18] SI Benton and MR Visbal. The onset of dynamic stall at a high, transitional reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics*, 861:860–885, 2019.
- [19] Franklin O Carta and Charles F Niebanck. Prediction of rotor instability at high forward speeds. volume 3. stall flutter. Technical report, United Technologies Corp Stratford CT Sikorsky Aircraft DIV, 1969.
- [20] Gordon C Oates. *Aircraft propulsion systems technology and design.* American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1989.
- [21] Manikandan Ramasamy, Jacob S Wilson, William J McCroskey, and Preston B Martin. Characterizing cycle-to-cycle variations in dynamic stall measurements. *Journal of the American Helicopter Society*, 63(2):1–24, 2018.
- [22] Earl H Dowell. *A Modern Course in Aeroelasticity*, volume 217. Springer, 2014.
- [23] Mary Victory. Flutter at high incidence. *Aeronautical Research Council Reports & Memoranda*, 1943.
- [24] FO Carta and PF Lorber. Experimental study of the aerodynamics of incipient torsional stall flutter. *Journal of Propulsion and Power*, 3(2):164–170, 1987.
- [25] Shantanu S Bhat and Raghuraman N Govardhan. Stall flutter of NACA 0012 airfoil at low reynolds numbers. *Journal of Fluids and Structures*, 41:166–174, 2013.

- [26] Joseph Katz and Allen Plotkin. *Low-speed aerodynamics*, volume 13. Cambridge university press, 2001.
- [27] HJ Allen and Walter G Vincenti. Wall interference in a two-dimensional-flow wind tunnel with consideration of the effect of compressibility. Technical report, NASA Ames Research Center, 1944.
- [28] HC Garner, EWE Rogers, WEA Acum, EC Maskell, and HC Garner. Subsonic wind tunnel wall corrections. 1966.
- [29] Donald E Gault. A correlation of low-speed, airfoil-section stalling characteristics with reynolds number and airfoil geometry. *NACA Technical Note 3963*, 1957.
- [30] Christian Bak, Helge Aagaard Madsen, Peter Fuglsang, and Flemming Rasmussen. Observations and hypothesis of double stall. *Wind Energy: An International Journal for Progress and Applications in Wind Power Conversion Technology*, 2(4):195–210, 1999.
- [31] R.L. Bisplinghoff, H. Ashley, and R.L. Halfman. *Aeroelasticity*. Dover Books on Aeronautical Engineering Series. Dover Publications, 1996.
- [32] Jaan Liiva. Unsteady aerodynamic and stall effects on helicopter rotor blade airfoil sections. *Journal of Aircraft*, 6(1):46–51, 1969.
- [33] T Lee and P Gerontakos. Investigation of flow over an oscillating airfoil. *Journal of Fluid Mechanics*, 512:313, 2004.
- [34] Lawrence W Carr, Kenneth W McAlister, and William J McCroskey. Analysis of the development of dynamic stall based on oscillating airfoil experiments. 1977.
- [35] Philip Holmes, John L Lumley, Gahl Berkooz, and Clarence W Rowley. *Turbulence, coherent structures, dynamical systems and symmetry*. Cambridge university press, 2012.
- [36] Nadine Aubry, Régis Guyonnet, and Ricardo Lima. Spatiotemporal analysis of complex signals: theory and applications. *Journal of Statistical Physics*, 64(3):683–739, 1991.
- [37] Lawrence Sirovich. Turbulence and the dynamics of coherent structures. i. coherent structures. *Quarterly of applied mathematics*, 45(3):561–571, 1987.
- [38] Vasilis A Riziotis and Spyros G Voutsinas. Dynamic stall modelling on airfoils based on strong viscous–inviscid interaction coupling. *International journal for numerical methods in fluids*, 56(2):185–208, 2008.
- [39] Georgios Papadakis. *Development of a hybrid compressible vortex particle method and application to external problems including helicopter flows*. PhD thesis, National Technical University of Athens, School of Mechanical Engineering, 2014.

- [40] MB Bragg and GM Gregorek. Experimental study of airfoil performance with vortex generators. *Journal of aircraft*, 24(5):305–309, 1987.
- [41] Dan M Somers et al. Effects of airfoil thickness and maximum lift coefficient on roughness sensitivity. *National Renewable Energy Laboratory, USA*, 2005.