



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

ΣΧΟΛΗ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ

ΤΟΜΕΑΣ ΡΕΥΣΤΩΝ

Πειραματική Μελέτη Ροής γύρω από
Αεροτομή που εκτελεί Περιστροφική
Ταλάντωση

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

ΤΟΥ

ΔΗΜΗΤΡΙΟΥ Ι. ΓΚΙΟΛΑ

Επιβλέπων: Μαθιουλάκης Δημήτριος
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΑΕΡΟΔΥΝΑΜΙΚΗΣ

Αθήνα, Νοέμβριος 2014



Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο
Σχολή Μηχανολόγων Μηχανικών
Τομέας Ρευστών
Εργαστήριο Αεροδυναμικής

Πειραματική Μελέτη Ροής γύρω από Αεροτομή που εκτελεί Περιστροφική Ταλάντωση

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

ΤΟΥ

ΔΗΜΗΤΡΙΟΥ Ι. ΓΚΙΟΛΑ

Επιβλέπων: Μαθιουλάκης Δημήτριος

Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Εγκρίθηκε από την τριμελή εξεταστική επιτροπή την 13η Νοεμβρίου 2014.

(Υπογραφή)

(Υπογραφή)

(Υπογραφή)

.....

.....

.....

Μαθιουλάκης Δημήτριος Τσαγγάρης Σωκράτης

Μπούρης Δημήτριος

Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Επίκουρος Καθηγητής Ε.Μ.Π.

(Υπογραφή)

.....

ΓΚΙΟΛΑΣ ΔΗΜΗΤΡΙΟΣ

Διπλωματούχος Μηχανολόγος Μηχανικός Ε.Μ.Π.

© 2014 – All rights reserved



Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο
Σχολή Μηχανολόγων Μηχανικών
Τομέας Ρευστών
Εργαστήριο Αεροδυναμικής

Copyright ©–All rights reserved Γκιόλας Δημήτριος, .

Με επιφύλαξη παντός δικαιώματος.

Απαγορεύεται η αντιγραφή, αποθήκευση και διανομή της παρούσας εργασίας, εξ ολοκλήρου ή τμήματος αυτής, για εμπορικό σκοπό. Επιτρέπεται η ανατύπωση, αποθήκευση και διανομή για σκοπό μη κερδοσκοπικό, εκπαιδευτικής ή ερευνητικής φύσης, υπό την προϋπόθεση να αναφέρεται η πηγή προέλευσης και να διατηρείται το παρόν μήνυμα. Ερωτήματα που αφορούν τη χρήση της εργασίας για κερδοσκοπικό σκοπό πρέπει να απευθύνονται προς τον συγγραφέα.

Ευχαριστίες

Θα ήθελα καταρχήν να ευχαριστήσω τον καθηγητή κ. Μαθιουλάκη για την επίβλεψη αυτής της διπλωματικής εργασίας και για την ευκαιρία που μου έδωσε να την εκπονήσω στο εργαστήριο Αεροδυναμικής του Ε.Μ.Π. Επίσης ευχαριστώ ιδιαίτερα τον υποψήφιο διδάκτορα Καπύρη Παναγιώτη για την καθοδήγησή του και την εξαιρετική συνεργασία που είχαμε. Τέλος θα ήθελα να ευχαριστήσω τους γονείς μου για την καθοδήγηση και την ηθική συμπαράσταση που μου προσέφεραν όλα αυτά τα χρόνια.

Περίληψη

Στην παρούσα διπλωματική εργασία περιγράφονται πειραματικές μελέτες σχετικά με την τοπολογία της ροής, την παραγωγή στροβιλωδών δομών στην ακμή εκφυγής και την μη μόνιμη αεροδυναμική συμπεριφορά μιας επίπεδης πλάκας που υπόκειται σε pitching (πρόνευση) σε ελεύθερο ρεύμα και σε $Re \cong 12000$. Λαμβάνουμε υπόψη την επίδραση της μεταβαλλόμενης συχνότητας για διαφορετικές συναρτήσεις της γωνιάς πρόσπτωσης συναρτήσει του χρόνου. Αρχικά μελετήθηκε η περίπτωση συμμετρικής κίνησης της αεροτομής στην οποία η εξίσωση της ανηγμένης γωνιάς πρόσπτωσης είναι ημιτονοειδής ταλάντωση από -6° ως $+6^\circ$ και από -12° ως $+12^\circ$. Στη συνέχεια μελετήθηκε η ασύμμετρη περίπτωση από -6° ως $+22^\circ$ με μέση τιμή 8° και πλάτος ταλάντωσης 14° . Η αδιάστατη συχνότητα k λαμβάνει τις τιμές $\{0.02, 0.10\}$ και ο αριθμός St $\{0.0067, 0.033\}$.

Στόχος της διπλωματικής εργασίας είναι η διερεύνηση της μορφής του ομόρρου και της τοπολογίας της ροής κατάντι της αεροτομής, καθώς επίσης και των παραμέτρων που την επηρεάζουν. Σε δεύτερο επίπεδο στόχος είναι η κατανόηση και, εάν είναι εφικτή, η ποσοτικοποίηση των δυνάμεων που παράγονται εξαιτίας της μορφής του ομόρρου.

Λέξεις Κλειδιά

swimming/flying, low Reynolds-number flows, pitching airfoil, flapping wing, PIV technique, trailing edge vortex

Περιεχόμενα

Ευχαριστίες	1
Περίληψη	3
Περιεχόμενα	6
1 Εισαγωγή	7
1.1 Οργάνωση του τόμου	8
2 Βιβλιογραφική Επισκόπηση	9
2.1 Φυσικές και Τεχνητές Εφαρμογές	9
2.2 Ο Σχηματισμός Δίνης στην Ακμή Πρόσπτωσης - Leading Edge Vortex και οι Παράμετροι που επιδρούν στη Ροή	14
2.3 Αποβολή Στροβιλότητας - Σειρά Στροβίλων Karman	18
2.4 Η Δομή του Ομόρρου και ο Βαθμός Απόδοσης της Πρόωσης	19
2.5 Δυναμική Απώλεια Στήριξης Πτερυγισμού-Dynamic Stall Flutter	27
3 Θεωρητικό Υπόβαθρο	29
4 Πειραματική Διάταξη και Εξοπλισμός	37
4.1 Πειραματική Διάταξη	37
4.2 Εξοπλισμός	39
4.2.1 Αεροδυναμική Σήραγγα και Υπολογισμός των Παραμέτρων	39
4.2.2 Μοντέλο Αεροτομής και Μηχανισμός Κίνησης	40
4.2.3 Particle Image Velocimetry System	43

5	Ανάλυση Πειραματικών Δεδομένων	51
5.1	Κώδικας MATLAB	51
5.2	Ανάλυση Δεδομένων	52
5.2.1	Κινηματική της Αεροτομής και Γωνία Πρόσπτωσης της Ροής . .	52
5.2.2	Συμμετρική Κίνηση της Αεροτομής	54
5.2.3	Ασύμμετρη Κίνηση της Αεροτομής	75
6	Επίλογος	79
6.1	Συμπεράσματα	79
6.2	Μελλοντικές Επεκτάσεις	80
A'	Κώδικας	83
		94

Κεφάλαιο 1

Εισαγωγή

Η αεροδυναμική σε χαμηλούς αριθμούς Reynolds είναι ιδιαίτερα σημαντική για την φυσική αλλά και την τεχνητή πτήση. Τα πουλιά, οι νυχτερίδες και τα έντομα έχουν προκαλέσει ενδιαφέρον για τους βιολόγους εδώ και χρόνια, και η μελέτη στον τομέα της αεροδιαστημικής κοινότητας έχει αυξηθεί ραγδαία. Μέρος της αιτίας αποτελεί η εμφάνιση πολύ μικρών οχημάτων αέρος (MAVs). Με μέγιστη διάσταση 15cm και ονομαστικές ταχύτητες πτήσης περίπου 10m/s, τα οχήματα αυτά είναι ικανά να εκτελούν αποστολές, όπως η περιβαλλοντική παρακολούθηση και η αξιολόγησή του. Σε αντίθεση με τα συμβατικά ιπτάμενα οχήματα, αυτά τα μικρά ιπτάμενα λειτουργούν σε χαμηλούς αριθμούς Reynolds της τάξης του 10^5 ή ακόμα χαμηλότερα. Είναι καλά τεκμηριωμένο ότι τα αεροδυναμικά χαρακτηριστικά, όπως η αναλογία άνωσης - προς - οπισθέλκουσα ενός οχήματος πτήσης, αλλάζει σημαντικά μεταξύ των χαμηλών και υψηλών περιοχών του αριθμού Reynolds. Ειδικότερα, η αποκόλληση της ροής και η μετάβαση από στρωτή σε τυρβώδη ροή μπορεί να οδηγήσει σε ουσιαστική αλλαγή του σχήματος της αεροτομής και να μειώσει την αεροδυναμική απόδοση. Επειδή αυτά τα οχήματα είναι ελαφριά και λειτουργούν σε χαμηλές ταχύτητες, είναι ευαίσθητα σε ριπές ανέμου. Επιπλέον, οι δομές των πτερύγων τους είναι ευέλικτες και έχουν την τάση να παραμορφώνονται κατά τη διάρκεια της πτήσης. Κατά συνέπεια, η αεροδυναμική και η δυναμική καταπόνηση των κατασκευών αυτών συνδέονται στενά μεταξύ τους, καθιστώντας το όλο όχημα εν πτήση δύσκολο να μελετηθεί.

Η πτήση των πουλιών είναι μια ιδιαίτερα περίπλοκη διεργασία και έχει μοντελοποι-

ηθεί με διαφορετικούς τρόπους από διάφορους ερευνητές. Αποτελείται από σύνθεση επιμέρους κινήσεων, ωστόσο αδιαμφισβήτητα δύο από τις συνιστώσες της είναι η πρόνευση - pitching και η βύθιση - plunging. Η ροή γύρω από ένα περιστρεφόμενο πτερόγιο είναι ένα βασικό πρόβλημα της έρευνας. Πολλά πειράματα και αριθμητικές μελέτες για πρόνευση και βύθιση αεροτομών έχουν γίνει τα τελευταία χρόνια. Αυτές οι μελέτες έχουν δείξει ότι, όταν η αεροτομή παράγει ώση, ένας δρόμος δινών Karman μπορεί να φανεί στον ομόρρου με δίνες αντίθετης φοράς περιστροφής σε σύγκριση με ένα δρόμο Karman κατάντι ενός σταθερού σώματος. Ακόμη διερευνάται η συνεισφορά της δίνης της ακμής πρόσπτωσης στην άνωση, η οποία υπό συνθήκες παραμένει προσκολλημένη στο μέτωπο προσβολής.

1.1 Οργάνωση του τόμου

Η εργασία αυτή είναι οργανωμένη σε έξι κεφάλαια: Στο Κεφάλαιο 2 δίνεται η βιβλιογραφική επισκόπηση των φαινομένων που σχετίζονται με το pitching και plunging αεροτομών και την υπάρχουσα έρευνα του φαινομένου. Αρχικά περιγράφονται οι εφαρμογές του φαινομένου και στη συνέχεια η μορφολογία της ροής και οι παράγοντες που επιδρούν σε αυτή. Στο Κεφάλαιο 3 δίνεται το θεωρητικό υπόβαθρο και οι μαθηματικές εξισώσεις που διέπουν το φαινόμενο. Στο Κεφάλαιο 4 παρουσιάζεται η πειραματική διάταξη και ο εξοπλισμός που χρησιμοποιήθηκε στη συγκεκριμένη εργασία, ενώ η ανάλυση των πειραματικών δεδομένων για όλες τις περιπτώσεις που διερευνήθηκαν γίνεται στο Κεφάλαιο 5. Τέλος στο Κεφάλαιο 6 δίνεται η συνεισφορά αυτής της διπλωματικής εργασίας, καθώς και μελλοντικές επεκτάσεις.

Κεφάλαιο 2

Βιβλιογραφική Επισκόπηση

Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζεται αναλυτικά ένα μεγάλο μέρος της έρευνας που έχει διεξαχθεί μέχρι σήμερα σχετικά με την μη μόνιμη μόνιμη αεροδυναμική αεροτομής, που υπόκειται σε *pitching* και *plunging*. Πιο συγκεκριμένα περιγράφονται οι εφαρμογές του φαινομένου, η μορφολογία της ροής και οι παράγοντες που επιδρούν σε αυτή, τόσο γύρω από την αεροτομή όσο και στον ομόρρο, καθώς επίσης γίνεται λόγος για τα αεροδυναμικά φορτία που εφαρμόζονται και την αεροελαστική αστάθεια που αυτά μπορούν να προκαλέσουν.

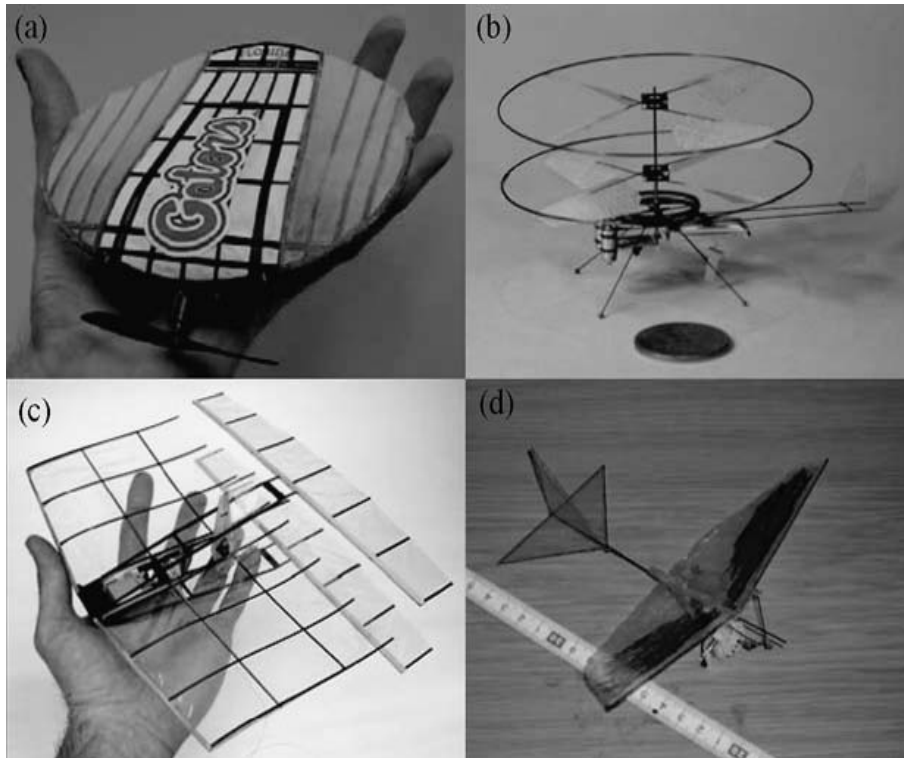
2.1 Φυσικές και Τεχνητές Εφαρμογές

Κατά το *pitching* (γωνιακή ταλάντωση - πρόνευση) και *plunging* (γραμμική ταλάντωση κάθετα στο ελεύθερο ρεύμα - βύθιση) αεροτομών εμφανίζονται μη μόνιμα αεροδυναμικά φαινόμενα που σχετίζονται με διάφορα προβλήματα μηχανικής επίκαιρου ενδιαφέροντος. Ιδιαίτερο ενδιαφέρον παρουσιάζει η αεροδυναμική κατά των πτερυγισμό των πτερών που χρησιμοποιείται από έντομα και μικρά είδη πτηνών για την άνοση, πρόωση και πλοήγηση. Ο πτερυγισμός της πτέρυγας μπορεί να προσφέρει εξαιρετική ευελιξία σε σύγκριση με τις ακίνητες πτέρυγες ή τα περιστρεφόμενα πτερύγια για μικρά οχήματα MAVs - Σχήμα 2.1 που λειτουργούν σε χαμηλές ταχύτητες (Maxworthy 1981 [21], Platzer et al 2008 [23], Shyy et al 2008[26]). Ο πτερυγισμός συναντάται συνήθως στη φύση (Lighthill 1969[18]), και έχει αποτελέσει κίνητρο για τους ερευνητές στον τομέα της ρευστομηχανικής και της βιολογίας για τη μελέτη της αεροδυναμικής των

πουλιών και εντόμων. Ένα σημαντικό χαρακτηριστικό της μη μόνιμης ροής στην πτήση εντόμων και πτηνών είναι ο σχηματισμός στροβιλωδών δόμων στις ακμές πρόσπτωσης και εκφυγής (Dickinson & Gotz 1993[6], Ellington et al. 1996[7]). Ο σχηματισμός μιας δίνης στην ακμή πρόσπτωσης LEV (Leading Edge Vortex) ενισχύει αρκετά την παραγωγή άνωσης, το οποίο είναι ζωτικής σημασίας για τη διατήρηση της πτήσης, αλλά η ακριβής κατανόηση της αύξησης της άνωσης ποσοτικά παραμένει εξαιρετικά δύσκολη. Μια κατηγοριοποίηση των δυνών της ακμής πρόσπτωσης στα έντομα που έχει γίνει μέχρι σήμερα φαίνεται στο Σχήμα 2.2 και είναι η εξής:

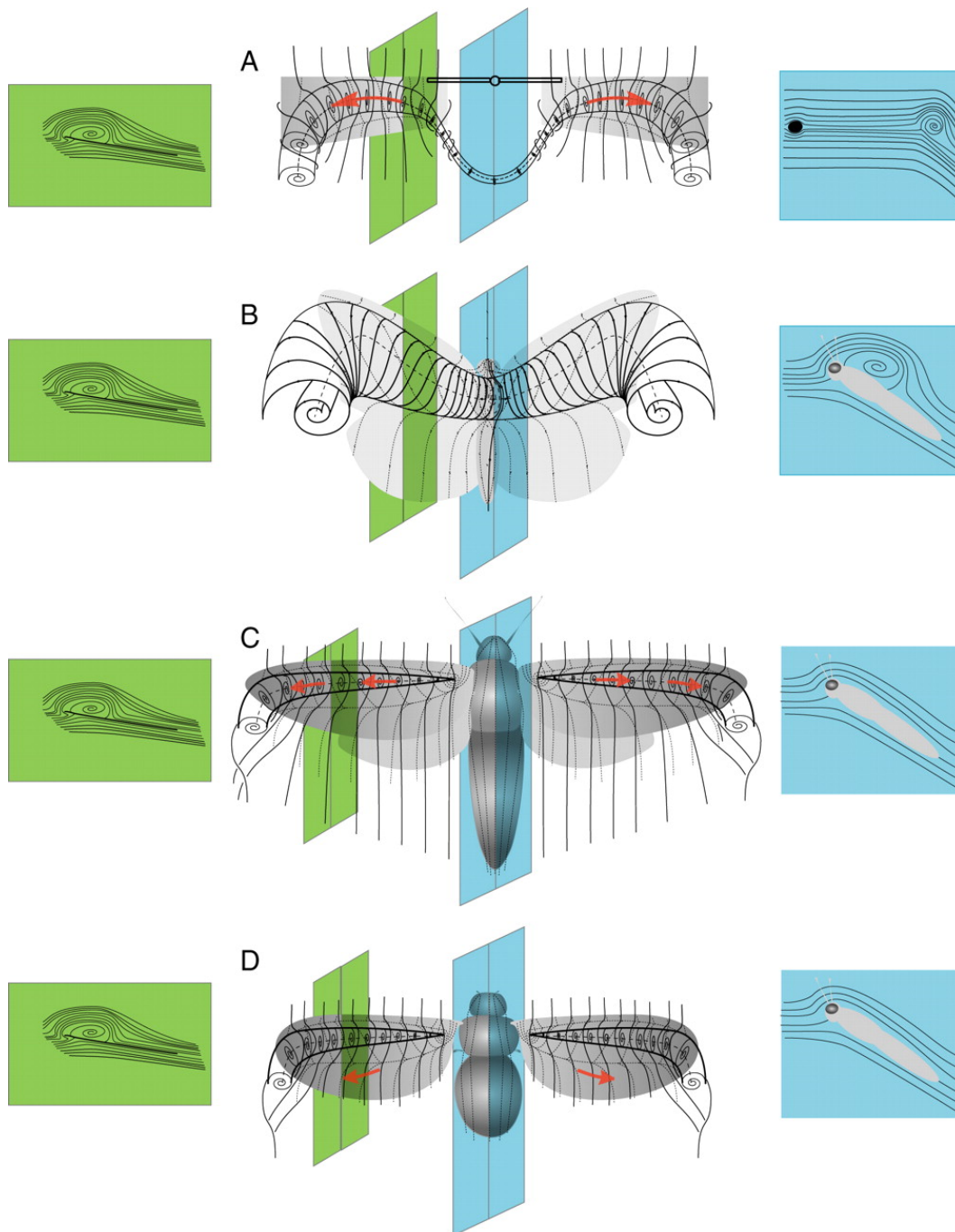
- (A) Κατηγορία I: περιγραφή του Maxworthy [20] (1979) από πειραματικό μοντέλο με βάση την πτήση της «χάλκινης» σφήκας *Encarsia formosa*. Η LEV δημιουργεί δίνες στην άκρη και στην ρίζα καθεμιάς πτέρυγας. Οι δίνες στα ακροπτερύγια συνδέονται για να σχηματίσουν ένα δακτύλιο δίνης πίσω από το μοντέλο, και οι δίνες της ρίζας συνδέονται επίσης έτσι ώστε ο ομόρρους αποτελείται από ένα συνεχή βρόχο δίνης με περίπλοκο σχήμα.
- (B) Κατηγορία II: η δομή είναι μια ενιαία LEV που εκτείνεται κατά μήκος του θώρακα μιας Αχερόντια (*Hummingbird Hawk Moth*) και κλείνει για να σχηματίσει δύο δίνες στα ακροπτερύγια. Η δομή αυτή συνεπάγεται ένα κρίσιμο σημείο ελεύθερης ολίσθησης πάνω από την κεντρική γραμμή του θώρακα, όπως έχει παρατηρηθεί και για τις πεταλούδες *Vanessa atalanta*. Η τοπολογία είναι παρόμοια με εκείνη στο A εκτός του ότι η δίνη της ρίζας έχει αντικατασταθεί από μια συνεχή LEV πάνω από τον θώρακα και δεν υπάρχει σημαντική ροή κατά το μήκος της χορδής.
- (C) Κατηγορία III: η δομή αυτή περιγράφεται από τον Ellington (Ellington et al. 1996[7]). Η LEV για την *Manduca sexta* είναι παρόμοια με εκείνη που βρέθηκε σε πτέρυγα δέλτα. Σε αυτό το μοντέλο πρέπει να υπάρχει ένα εφαπτόμενο στην επιφάνεια επίκεντρο στη βάση του πτερυγίου και προσκολλημένη ροή πάνω από τον θώρακα.
- (D) Επίσης κατηγορία III: η ροή είναι, τοπολογικά όμοια με τη C, σε διαφορετική κλίμακα για τη *Drosophila* όπως παρατηρήθηκε από τους Birch και Dickinson

(2001) [1]. Οι ροές σε C και D διαφέρουν ποιοτικά από τα A και B με την απουσία σύνδεσης μεταξύ των LEVs είτε μέσω δινών στη ρίζα της πτέρυγας ή με συνέχιση της LEV σε όλη την κεντρική γραμμή. Εάν υπάρχει κατά μήκος της χορδής (αξονική) ροή, χαρακτηρίζεται από πορτοκαλί βέλη σε κάθε περίπτωση. Τα κατακόρυφα επίπεδα δείχνουν την απλοποιημένη τοπολογία της ροής στις θέσεις του κέντρο και σε ενδιάμεσες θέσεις της πτέρυγας.



Σχήμα 2.1: Χαρακτηριστικά παραδείγματα μικρών οχημάτων αέρος

Ακόμη τα υδρόβια ζώα εκτελούν ταλαντωτικές κινήσεις με τις ουρές και τα πτερύγια τους προκειμένου να παράγουν ασταθείς δυνάμεις για τους ελιγμούς και την πρόωσή τους μέσα στο νερό. Οι μηχανισμοί μη μόνιμης παραγωγής ώσης και οι ασταθείς τρισδιάστατες δομές που παράγονται επί του παρόντος δεν έχουν κατανοηθεί πλήρως. Τα ψάρια και τα κητώδη χρησιμοποιούν την ταλάντωση της ουράς τους για να παράγουν δυνάμεις που εξυπηρετούν την πρόωση και τους ελιγμούς. Οι ουρές μερικών από τα πιο γρήγορα ζώα-κολυμβητές ομοιάζουν πολύ με πτερύγια υψηλού λόγου επιμήκους. Εξαιτίας της εικαζόμενης βέλτιστης απόδοσης πρόωσης των ψαριών, η ταλάντωση πτερυγίων έχει μελετηθεί εκτενώς με τη χρήση θεωρητικών και αριθμητικών τεχνικών



Σχήμα 2.2: Οι τρεις κατηγορίες της δίνης της ακμής πρόσπτωσης (LEV) που έχουν περιγραφεί μέχρι σήμερα.

(Lighthill 1975 [17]), καθώς επίσης και με πειραματικές μελέτες (DeLaurier & Harris 1982 [5]; Lai, Bose & McGregor 1993).

Σημαντικά χαρακτηριστικά της πτήσης εντόμων και πτηνών είναι το μεγάλο εύρος κίνησης, το μικρό μέγεθος και οι χαμηλές ταχύτητες πτήσης. Καθώς το μέγεθος

μικραίνει ο αριθμός Reynolds μειώνεται και το πεδίο ροής γίνεται πιο ασταθές. Ως αποτέλεσμα, η αλληλεπίδραση μεταξύ του ρευστού και της κινηματικής της πτέρυγας γίνεται πιο περίπλοκη, συμπεριλαμβανομένων φαινομένων όπως ο σχηματισμός μεγάλης κλίμακας δινών, η έναρξη της αποκόλλησης και η επαναπροσκόλληση, οι διακυμάνσεις της πίεσης και της ταχύτητας κοντά στο τοίχωμα, η διαφορά φάσης του στιγμιαίου προσανατολισμού της πτέρυγας, τρισδιάστατα φαινόμενα, και ανάπτυξη του αντίστοιχου πεδίου ροής. Πολλά ιπτάμενα ζώα στη φύση έχουν υψηλό λόγο επιμήκους και πτερύγιο καμπυλότητας (flap) σε αριθμούς Strouhal στο εύρος 0,2 έως 0,46, γεγονός που υποδηλώνει ότι τα θεμελιώδη χαρακτηριστικά της δυναμικής στροβιλότητας και των αεροδυναμικών φορτίων πρέπει να προβλεφθούν με ακρίβεια. Όπως αξιολογήθηκε από τους Shyy et al. [26] και αναφέρθηκε από τους Tang et al. [28], Trizila et al. [31], για δύο-διαστάσεων περιπτώσεις και τους Shyy & Liu [27] για τρισδιάστατες περιπτώσεις, το πεδίο ροής κατά τον πτερυγισμό μιας πτέρυγας επηρεάζεται ποιοτικά και ποσοτικά από την κινηματική καθώς και τον αριθμό Reynolds. Αυτές οι μελέτες επικεντρώνονται σε αριθμούς Reynolds περίπου μεταξύ 10^2 και 10^3 , όπου τα φαινόμενα τύρβης έχουν μικρή επίδραση.

Τα αεροδυναμικά χαρακτηριστικά μιας αεροτομής σε χαμηλούς αριθμούς Reynolds έχουν προκαλέσει έντονο ενδιαφέρον σε συνδυασμό με την εμφάνιση μικρών εναερίων και υποβρυχίων οχημάτων. Συχνά η κίνηση των οχημάτων αυτών αντιμετωπίζει μη μόνιμες καταστάσεις, όπως ο πτερυγισμός και η πρόνευση. Συμφώνα με μελέτες του οριακού στρώματος, το πεδίο ροής σε χαμηλούς αριθμούς Reynolds που κυμαίνονται από 10^4 έως 10^5 , περιλαμβάνει μετάβαση από στρωτή σε τυρβώδη ροή. Ειδικότερα για αριθμούς Re κάτω του $5 * 10^4$ είναι μάλλον σπάνιο να συμβεί επαναπροσκόλληση της ροής στην επιφάνεια της αεροτομής (Lissaman 1983 [19], Hsiao et al., 1989 [10]). Σε αυτό το εύρος όταν η γωνία πρόσπτωσης είναι μικρή, διακριτές δομές δινών σχηματίζονται και αποβάλλονται στον ομόρροο. Αρκετοί ερευνητές μελέτησαν τα χαρακτηριστικά της αποβολής στροβιλότητας. Οι Stuber & Gharib (1990) [33] διατάραξαν το οριακό στρώμα αεροτομής με θερμαινόμενη ταινία και εξέτασαν την μη γραμμική αλληλεπίδραση πολλαπλών συχνοτήτων με τον ομόρροο της αεροτομής. Οι Huang & Lin (1995) [11] προσδιόρισαν διάφορες χαρακτηριστικές καταστάσεις της ταλάντωσης μη μόνιμης ροής σε χαμηλές γωνίες πρόσπτωσης και αριθμούς Re. Απέδειξαν ότι οι καταστάσεις

αυτές σχετίζονται με το οριακό στρώμα στην επιφάνεια της αεροτομής. Ο Koochesfahani [15](1989) μελέτησε πειραματικά τις δομές στροβιλότητας στον ομόρρου για πρόνευση αεροτομής με μικρά πλάτη ταλάντωσης και έδειξε ότι σε ορισμένες ανηγμένες συχνότητες ο ομόρρου παίρνει μορφή όμοια με δέσμη παράγοντας ώση. Οι Triantafylou et al. (1991) [30] βρήκαν ότι η βέλτιστη αποδοτικότητα (Ωση/Ισχύς Εισόδου), επιτυγχάνεται για αριθμούς Strouhal μεταξύ 0.25 και 0.35. Επικεντρώθηκαν στην αποβολή στροβιλότητας πίσω από ταλαντευόμενη αεροτομή σε υψηλή ανηγμένη συχνότητα σε σχέση με την παράγωγη ώσης και το lock-on φαινόμενο. Πρόσφατα οι Chang & Eun (2003) [3] αναφέρθηκαν σε τυρβώδη προφίλ ταχυτήτων στον ομόρρου ελλειπτικής αεροτομής σε πρόνευση και αριθμό $Re = 3.3 * 10^4$.

Τέλος η δυναμική απώλεια στήριξης είναι ένα από τα πιο θεμελιώδη προβλήματα στον τομέα της μη μόνιμης αεροδυναμικής. Δραστική αύξηση της άνωσης έχει διερευνηθεί εντός της περιόδου, όταν οι δίνες της δυναμικής απώλειας στήριξης σχηματίζονται και βρίσκονται πάνω από την αεροτομή. Ωστόσο, η άνωση μειώνεται απότομα, ενώ η δίνη της δυναμικής απώλειας στήριξης αποκολλάται από την επιφάνεια της αεροτομής και κινείται μέσα στον ομόρρου. Κατά την περίοδο του σχηματισμού, την παραμονή και την αποβολή της, απότομες διακυμάνσεις του φορτίου μπορεί να δημιουργηθούν στην αεροτομή. Τα φαινόμενα απώλειας στήριξης περιορίζουν την απόδοση ανεμογεννητριών και τα όρια πτήσης αεροσκαφών.

2.2 Ο Σχηματισμός Δίνης στην Ακμή Πρόσπτωσης - Leading Edge Vortex και οι Παράμετροι που επιδρούν στη Ροή

Μια προτεινόμενη εξήγηση για την αύξηση της άνωσης εξαιτίας μιας δίνης στην ακμή πρόσπτωσης είναι το φαινόμενο της υστέρησης όπου το πεδίο ροής παραμένει προσκολλημένο πέρα από το σημείο της απώλειας στήριξης κατά τη σταθερή κατάσταση λόγω της παρουσίας της LEV (Ellington et al. 1996). Έχει προταθεί ότι η LEV σταθεροποιείται σε τοροειδές (ο πυρήνας των δινών σχηματίζει κλειστό σπειροειδή βρόχο): Ωστόσο, αξονική ροή δεν παρατηρείται σε πολύ χαμηλούς αριθμούς Reynolds,

$Re = 120$ (Birch, Dickson & Dickinson 2004). Αριθμητικές μελέτες από τους Shyy & Liu (2007) δείχνουν ότι η ευστάθεια και η επίδραση της LEV είναι πιθανό να αλλάξει, καθώς ο αριθμός Re και άλλες παράμετροι που συνδέονται με τον περυγισμό μεταβάλλονται. Για μεταβατικές κινήσεις, η ξαφνική επιτάχυνση του μοντέλου δημιουργεί μια LEV που παράγει υψηλές τιμές άνωσης πέρα από την απώλεια στήριξης σε σταθερή κατάσταση, αλλά μια γρήγορη πτώση στην άνωση παρατηρείται όταν η LEV αποκολλάται μετά από 2-4 μήκη της χορδής (Dickinson & Gotz 1993, Jones & Babinsky 2010 [13]).

Μια διαφορετική άποψη για το σχηματισμό της δίνης και της αποκόλλησής της προτάθηκε από τους Gharib, Rambod & Shariff (1998)[8] οι οποίοι μελέτησαν τη δυναμική των δακτυλίων δινών και σημείωσαν, ότι οι δακτύλιοι δίνης παραμένουν προσκολλημένοι για μικρούς χρόνους μέχρι μια συγκεκριμένη αδιάστατη παράμετρος - ο αριθμός σχηματισμού $n = L/D$ (L = διαδρομή του εμβόλου, D = διάμετρος) - φτάσει τη βέλτιστη τιμή 4. Κατά την άποψή τους, η διαδικασία αποκόλλησης του δακτυλίου δίνης είναι μια απαραίτητη μεταβολή, όταν η δίνη δεν είναι σε θέση να αυξήσει περαιτέρω την κυκλοφορία της (Dabiri 2009 [4]). Μια παρόμοια παράμετρος με τον «αριθμό σχηματισμού» αναφέρθηκε από τους Ringuette, Michelle & Gharib (2007) [24] για χαμηλού λόγου επιμήκους επίπεδη πλάκα σε μεταβατική κίνηση. Στην περίπτωση αυτή καταγράφηκε αύξηση της οπισθέλκουσας δύναμης λόγω της LEV. Επεκτάσεις της έννοιας του χρόνου σχηματισμού σε άλλες διαμορφώσεις ροής έχουν αναφερθεί από τους Milano & Gharib (2005) [22] για επίπεδη πλάκα σε πρόνευση και βύθιση υπό μετεώρηση (hovering), και από τους Krueger, Dabiri & Gharib(2006) [16] σε δέσμη. Ο Dabiri (2009) προχώρησε και στην αξιολόγηση του βέλτιστου αριθμού σχηματισμού για βιολογική πρόωση. Οι Rival, Prangemeier & Tropea (2009) [25] διερεύνησαν το σχηματισμό LEV για αεροτομές σε πρόνευση και βύθιση σε ανηγμένη συχνότητα $k=0.25$ και κατέληξαν στο συμπέρασμα ότι η αποκόλληση της LEV συμβαίνει σε χρόνο σύμφωνο με το βέλτιστο αριθμό σχηματισμού όπως περιγράφεται από τον Dabiri (2009). Ωστόσο, καθώς αυξάνεται η συχνότητα της κίνησης, ο διαθέσιμος χρόνος για την ανάπτυξη της δίνης μειώνεται, και η προέκταση αυτών των εννοιών σε μεγάλες ανηγμένες συχνότητες δεν είναι προφανής.

Σχηματισμός LEV συναντάται επίσης κατά τη δυναμική απώλεια στήριξης των πε-

ρυγίων ενός ελικοπτέρου (McCroskey 1981) και κατά την πρόνευση των πτερύγων του. Ο McCroskey (1981) περιγράφει το σχηματισμό δίνης, κατά τη δυναμική απώλεια στήριξης, στην ακμή πρόσπτωσης μιας αεροτομής, που οφείλεται σε ξαφνική βύθιση ή/και πρόνευση. Μια προσωρινή αύξηση του συντελεστή άνωσης αρκετά μεγαλύτερη σε σχέση με την στατική απώλεια στήριξης της αεροτομής καταγράφεται καθώς η δίνη μετατοπίζεται κατά την κατεύθυνση της χορδής. Η δίνη που σχηματίζεται κατά τη δυναμική απώλεια στήριξης εμφανίζει παρόμοια χαρακτηριστικά με την LEV, αν και το μεγαλύτερο μέρος της έρευνας για δυναμική απώλεια στήριξης έχει διεξαχθεί σε ένα πολύ υψηλότερο αριθμό $Re = O(10^6)$ και χαμηλότερη ανηγμένη συχνότητα σε σχέση με τις τιμές που συναντώνται στα συστήματα πτερυγισμού. Ο συντελεστής άνωσης, όταν η δίνη της δυναμικής απώλειας στήριξης είναι προσκολλημένη, βρίσκεται σε καλή συμφωνία με την κλασική θεωρία μόνιμης αεροδυναμικής, $C_l = 2\pi\alpha$, όπου α είναι η πραγματική γωνία πρόσπτωσης (McCroskey 1982). Μετά την αποκόλλησή της ωστόσο υπάρχει σημαντική μείωση του συντελεστή άνωσης. Δίνες δυναμικής απώλειας στήριξης παρατηρούνται επίσης σε γρήγορους pitch-up ελιγμούς σταθερών πτερύγων, όπου παρουσιάζονται πολύ μεγάλοι συντελεστές δύναμης κατά τη διάρκεια της μεταβατικής κίνησης της πτέρυγας (Strickland & Graham 1987, Visbal & Shang 1989). Η σημασία της LEV για την παραγωγή άνωσης σημειώνεται σε όλες τις προαναφερθείσες μελέτες, αλλά η κατανόηση της ευστάθειας, της ανάπτυξης της LEV και της σχέσης με την κινηματική της πτέρυγας είναι μια μεγάλη πρόκληση στη θεωρητική προσέγγιση και μοντελοποίηση των ροών αυτών.

Αεροδυναμικές μελέτες κατά τον πτερυγισμό πτερύγων και την πρόνευση-βύθιση αεροτομών σε πτήση σημειώνουν τη σημασία της ανηγμένης συχνότητας και του αριθμού Strouhal στη δυναμική της ροής. Ειδικά στο εύρος St μεταξύ 0.25 και 0.35 έχει εντοπισθεί υψηλής απόδοσης παραγωγή πρόωσης (Triantafyllou, Triantafyllou & Grosenbaugh 1992). Παρόμοιο εύρος τιμών του αριθμού St αναφέρθηκε από τους Anderson et al. (1998) σε αρμονική πρόνευση-βύθιση αεροτομών NACA0012 και το εύρος αυτό συμπίπτει με τους αριθμούς St αρκετών βιολογικών πτηνών (Taylor, Nudds & Thomas 2004). Ο αριθμός Strouhal έχει τονισθεί σε πολλά πειράματα απεικόνισης της ροής ταλαντευόμενων αεροτομών (Koochesfahani 1989, Lai & Platzer 1999, Young & Lai 2004), όπου οι δομές στον ομόρρο, που παράγουν οπισθέλκουσα ή ώση, εξαρ-

τώνται από την τιμή του St . Όπως προτείνεται από τον Lighthill (1969), οι συνθήκες παραγωγής ώσης χαρακτηρίζονται από παρόμοιο με δέσμη ομόρρου, όπου οι δίνες διατάσσονται με τρόπο που παράγουν ιδιαίτερα μεγάλη ορμή στο κέντρο. Οι Ohmi et al. (1990, 1991) βρήκαν παρόμοια εξάρτηση του St με τη δομή του ομόρρου για αεροτομή NACA0012 σε πρόνευση. Πιο πρόσφατες πειραματικές μελέτες σε πρόνευση-βύθιση αεροτομών με τη μέθοδο PIV τονίζουν επίσης τη σημασία του St στη δομή του ομόρρου για αριθμούς $Re = O(10^3) - O(10^4)$ (Lua et al. 2007, von Ellenrieder & Posthos 2008, Godoy-Diana, Aider & Wesfried 2009).

Μία άλλη σημαντική παράμετρος στην προς τα εμπρός πτήση των αεροτομών σε πρόνευση-βύθιση είναι η ανηγμένη-πραγματική γωνία πρόσπτωσης, η οποία ορίζεται ως η γωνία που σχηματίζεται από την χορδή αεροτομής και το εισερχόμενο ρεύμα για ένα παρατηρητή που κινείται μαζί με το σημείο περιστροφής της αεροτομής. Αλλαγές στον St μπορούν να παραχθούν με την μεταβολή της ανηγμένης συχνότητας k , ή το πλάτος βύθισης, h_0 . Όπως σημειώνεται από τους Read, Hover & Triantafyllou (2003), η σχέση μεταξύ St και ανηγμένης γωνίας πρόσπτωσης είναι μη γραμμική και μεταβολές του St τροποποιούν επίσης τη γωνία πρόσπτωσης. Προκειμένου να απομονωθεί η επίδραση του St , είναι αναγκαίο να διατηρηθεί σταθερή η γωνία-πρόσπτωσης για κάθε St . Οι Read et al. (2003) αναγνώρισαν το πρόβλημα και πρότειναν τη χρήση αρμονικού σήματος υψηλότερης ακρίβειας σε βύθιση, προκειμένου να διατηρηθεί ημιτονοειδής συνάρτηση της γωνίας πρόσπτωσης. Η μελέτη κατέληξε στο συμπέρασμα ότι σε υψηλές τιμές του St , η ημιτονοειδής ανηγμένη γωνία πρόσπτωσης αυξάνει σημαντικά τον συντελεστή ώσης σε σύγκριση με την ανηγμένη γωνία πρόσπτωσης που παράγεται από ημιτονοειδή βύθιση. Οι Hover, Haugsdal & Triantafyllou (2004), πραγματοποίησαν πειράματα με τη συνάρτηση της ανηγμένης γωνίας πρόσπτωσης να είναι τετραγωνικό κύμα, συμμετρικό πριονωτό κύμα και ημιτονοειδές κύμα, και κατέληξαν στο συμπέρασμα ότι το ημιτονοειδές κύμα παράγει την υψηλότερη απόδοση ώσης. Αυτές οι μελέτες δείχνουν ότι η διατήρηση του ημιτονοειδούς προφίλ της ανηγμένης γωνίας πρόσπτωσης σε υψηλούς St είναι μια προϋπόθεση για να απομονωθεί η επίδραση του St , και να επιτευχθεί υψηλή ώση και αποδοτικότητα κατά την πρόνευση-βύθιση αεροτομών σε προς τα εμπρός πτήση.

2.3 Αποβολή Στροβιλότητας - Σειρά Στροβίλων Karman

Τα συστήματα πρόωσης που βασίζονται στον πτερυγισμό, είτε φυσικά είτε τεχνητά, συχνά προσεγγίζονται με βάση τον αριθμό Strouhal, που ορίζεται ως το γινόμενο της συχνότητας f του πτερυγισμού και του πλάτους ταλάντωσης A διαιρούμενο με την ταχύτητα του ελεύθερου ρεύματος, δηλαδή $St_A = \frac{fA}{U_0}$ (Anderson et al. 1998; Taylor, Nudds & Thomas 2003). Μια άλλη κρίσιμη παράμετρος σε αυτά τα προβλήματα είναι ο λόγος επιμήκους του σώματος, γιατί καθορίζει σε ποιο βαθμό η διδιάστατη ανάλυση μπορεί να συλλάβει τα βασικά στοιχεία που χρειάζονται για μια επαρκή περιγραφή της, στην πραγματικότητα, τρισδιάστατης ροής. Ειδικότερα, στην περίπτωση πρόωσης σώματος σε πτερυγισμό, τουλάχιστον δύο ποιοτικά διαφορετικές καταστάσεις έχουν αποδειχθεί από πειράματα και αριθμητικές προσομοιώσεις: α) οι αεροτομές υψηλού λόγου εκπετάσματος - χορδής, που παράγουν μια σειρά στροβίλων Benard-von Karman και β) η περίπτωση του αντίστροφου Benard-von Karman (BVK) ομόρρου (βλέπε π.χ. Koochesfahani 1989; Anderson et al 1998.), όπου οι πιο έντονες δίνες ευθυγραμμίζονται με το εκπέτασμα της αεροτομής και αποκτούν αντίθετη φορά. Στην περίπτωση αυτή κατά την οπτικοποίηση παρατηρείται πως η μέση ροή έχει τη μορφή δέσμης και οδηγεί σε μια καθαρά προωστική δύναμη. Καθώς ο λόγος εκπετάσματος - χορδής μειώνεται, η επίδραση των τριών διαστάσεων τροποποιεί δραματικά τη δομή του ομόρρου. Στην περίπτωση αυτή, παράγονται μια σειρά από βρόχους δινών (ή πέταλα δινών) κατά την αποβολή στροβιλότητας από όλες τις πλευρές της αεροτομής (βλέπε π.χ. von Ellenrieder, Parker & Soria 2003; Buchholz & Smits 2006, 2008). Μια περιγραφή δύο παραμέτρων που επιτρέπει να μεταβάλλονται ανεξάρτητα η συχνότητα και το πλάτος της ταλάντωσης της κίνησης έχει αποδειχθεί πρόσφατα (Godoy-Diana, Aider & Wesfreid 2008[9]) πως είναι το βέλτιστο πλαίσιο για τον πλήρη χαρακτηρισμό του πεδίου ροής στον ομόρρου αεροτομής σε πρόνευση. Η μετάβαση από μια σειρά στροβίλων BvK στην αντίστροφη σειρά BvK με χαρακτηριστικό την πρόωση και την ασυμμετρία του ομόρρου (Godoy-Diana et al. 2008) συνοψίζονται στο Σχήμα 2.3. Ο αριθμός Strouhal και το αδιάστατο πλάτος έχουν οριστεί χρησιμοποιώντας το σταθερό πλάτος της αεροτομής D όπου $St = \frac{fD}{U_0}$ και $A_D = A/D$, αντίστοιχα.

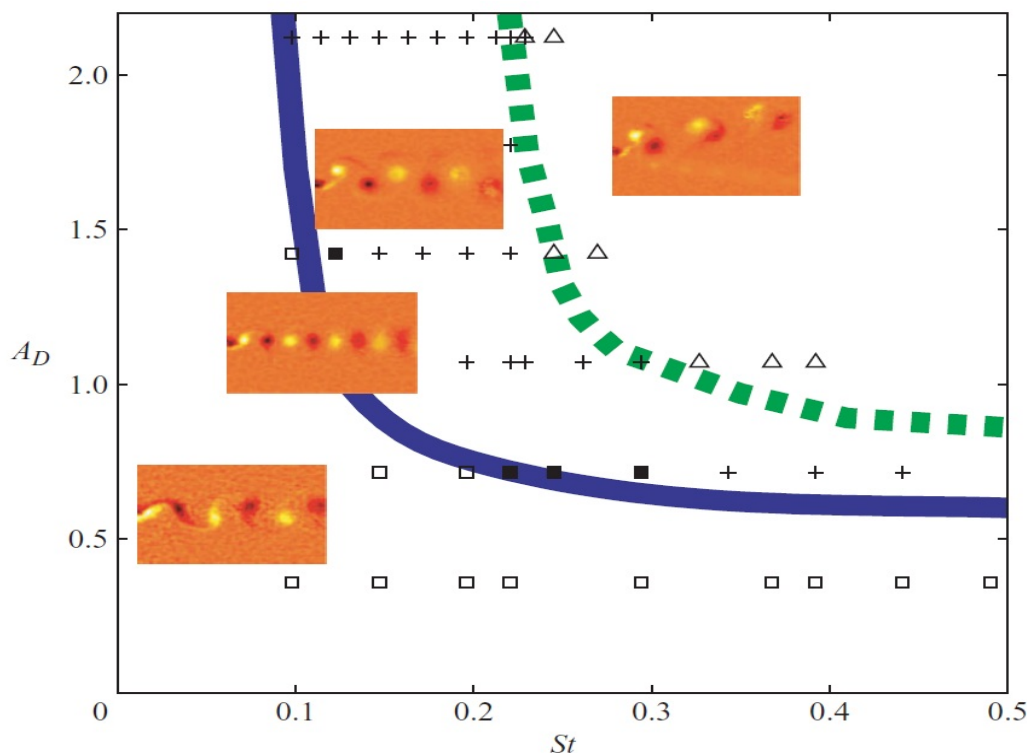
Η ασύμμετρη σειρά δινών στον ομόρρου αεροτομής που υπόκειται σε πτερυγισμό έχει παρατηρηθεί σε πολλές πειραματικές (Jones, Dohring & Platzer 1998; Buchholz & Smits 2008; Von Ellenrieder & Pothos 2008; Godoy-Diana et al 2008) και αριθμητικές μελέτες (Jones et al 1998; Lewin & Haj-Hariri 2003), ακόμη και όταν η γεωμετρία και ο πτερυγισμός του προβλήματος είναι συμμετρικά. Η απόκλιση της σειράς δινών που συμβάλλει στην πρόωση καθορίζει ότι η καθαρή δύναμη που παράγεται από τον πτερυγισμό δεν είναι ευθυγραμμισμένη με το επίπεδο συμμετρίας της αεροτομής ή με άλλα λόγια ότι μια μέση ανωστική δύναμη συνοδεύει την παραγωγή της ώσης. Μια ποιοτική επεξήγηση της διαδικασίας που καθορίζει το σπάσιμο της συμμετρίας μπορεί να δοθεί αναλύοντας τη δομή του ομόρρου εξαιτίας της απόκλισης της σειράς στροβίλων Karman που δημιουργεί την ασυμμετρία σχηματίζοντας μια διπολική δομή από ζεύγη αντίθετα περιστρεφόμενων δινών που αποβάλλονται σε κάθε περίοδο του πτερυγισμού (βλ. Σχήμα 2.4).

Πάνω από ένα ορισμένο όριο, η διπολική δομή που σχηματίζεται σε κάθε περίοδο πτερυγισμού είναι αρκετά ισχυρή ώστε να αποσυνδεθεί από την αρχική σειρά στροβίλων και να δημιουργήσει μια απόκλιση από τη μέση ροή. Αυτές οι περιπτώσεις ασύμμετρου ομόρρου συμβαίνουν σε περιοχή που υπερκαλύπτει την υψηλή απόδοση σε αριθμούς Strouhal που χρησιμοποιούνται κατά των πτερυγισμών πτηνών, η οποία καθιστά τον ακριβή ορισμό του ορίου σημαντικό για το σχεδιασμό τεχνητών συστημάτων πτερυγισμού για πρόωση και έλεγχο.

2.4 Η Δομή του Ομόρρου και ο Βαθμός Απόδοσης της Πρόωσης

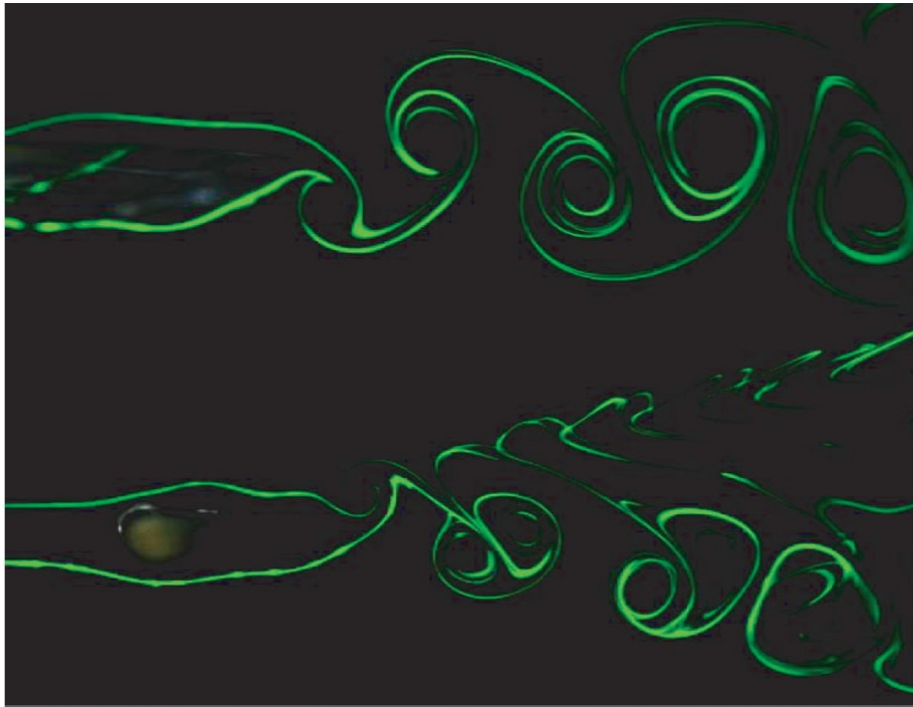
Μια αεροτομή σε σταθερή κίνηση προς τα εμπρός και ένας συνδυασμός αρμονικής βύθισης και πρόνευσης παράγει ώση μέσω της ροής κατάντι της ακμής εκφυγής, η οποία κατά μέσον όρο για μία περίοδο ταλάντωσης έχει τη μορφή δέσμης (Σχήμα 2.5).

Αυτή η μέση ροή της δέσμης είναι ασταθής και ενεργεί ως ενισχυτής των διαταραχών. Η αρμονική κίνηση της αεροτομής προκαλεί ασταθή αποβολή στροβιλότητας από την ακμή εκφυγής, ενώ υπάρχουν συνθήκες όπου σχηματίζονται επίσης δίνες στην

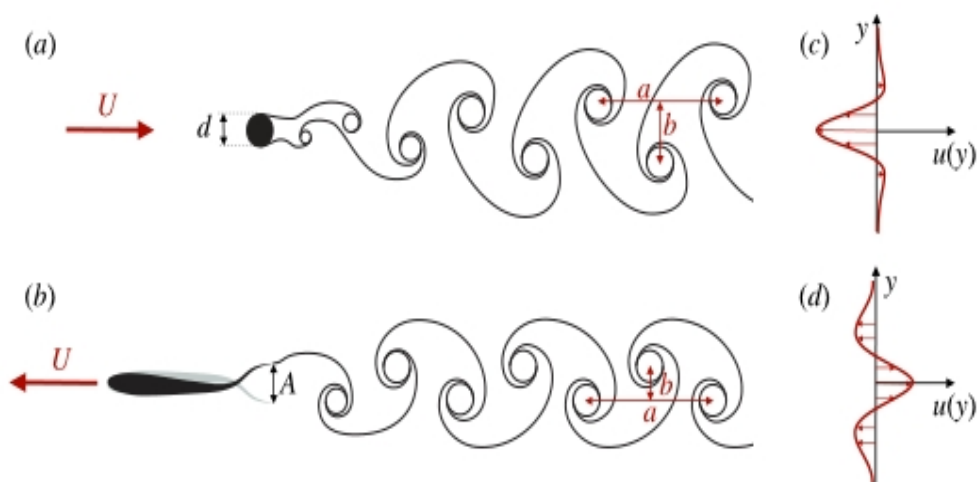


Σχήμα 2.3: Διάγραμμα Φάσεων στον Ομόρρου Αεροτομής σε Πτερυγισμό για $Re = 255$. Τα πειραματικά δεδομένα σημαίνονται με: \square σειρά BvK, \blacksquare ευθυγραμμισμένες δίνες, $+$ αντίστροφη σειρά BvK, \triangle αποκλίνουσα αντίστροφη σειρά BvK που σχηματίζει ασύμμετρο ομόρρου. Συνεχής Γραμμή: Μετάβαση από σειρά BvK σε αντίστροφη BvK. Διακεκομμένη Γραμμή: Μετάβαση από αντίστροφη σειρά BvK στην ασύμμετρη περιοχή. Απεικονίζονται τυπικές περιπτώσεις πεδίων στροβιλότητας σε κάθε περιοχή [9]

ακμή πρόπτωσης. Η αλληλεπίδραση της μη μόνιμης αποβολής στροβιλότητας από την αεροτομή και των δυναμικών χαρακτηριστικών του ομόρρου έχουν ως αποτέλεσμα το σχηματισμό επαναλαμβανόμενων μορφών δινών μεγάλης κλίμακας, όπως φαίνεται από την οπτικοποίηση των Ohashi & Ishikawa (1972), Oshima & Oshima (1980), Oshima & Natsume (1980), και Koochesfahani (1989). Ο αριθμός των δινών που σχηματίζονται ανά μισό κύκλο ποικίλλει ανάλογα με το πλάτος και τη συχνότητα της κίνησης και το σχήμα της κυματομορφής (Koochesfahani 1989). Οι Triantafyllou, Triantafyllou & Gopalkrishnan (1991) έδειξαν ότι η βέλτιστη δημιουργία δέσμης λαμβάνει χώρα σε αδιάστατες συχνότητες που αντιστοιχούν στη μέγιστη χωρική ανάπτυξη του μέσου ο-



Σχήμα 2.4: Οπτικοποίηση μιας τυπικής περίπτωσης αντίστροφης σειράς δινών BvK που χαρακτηρίζεται από πρόωση μέσω πτερυγισμού (κορυφή), και ασύμμετρη μορφή ομόρρου (κάτω) που παράγεται από ορισμένες διαμορφώσεις του πτερυγισμού ακόμα και όταν η κίνηση είναι συμμετρική



Σχήμα 2.5: Ενδεικτική περίπτωση παραγωγής ώσης στον ομόρρου αεροτομής

μόρρου κατάντι της αεροτομής, και ότι η προωθητική απόδοση φθάνει το μέγιστο κάτω από αυτές τις συνθήκες. Τα δεδομένα των χαρακτηριστικών κολύμβησης από διάφορα γένη ψαριών και κητοειδών δείχνουν ότι τα ψάρια κολυμπούν κάτω από συνθήκες βέλτιστης απόδοσης (Triantafyllou, Triantafyllou & Grosenbaugh 1993). Θα πρέπει να σημειωθεί ότι το μέσο προφίλ ταχυτήτων της δέσμης εξαρτάται από τη συχνότητα και το πλάτος ταλάντωσης της αεροτομής, ως εκ τούτου, το πρόβλημα πρέπει να μελετηθεί στην ολότητά του, δηλαδή ως μία δυναμική ισορροπία μεταξύ των παραμέτρων που αλληλεπιδρούν, όπως σημειώνεται επίσης στο ποιοτικά παρόμοιο πρόβλημα του ομόρρου ενός κυλίνδρου σε ελεύθερο ρεύμα, που υπόκειται σε περιστροφικές ταλαντώσεις (Tokumaru & Dimotakis 1991).

Η γραμμική μη συνεκτική θεωρία προβλέπει ότι μία ταλαντευόμενη αεροτομή μπορεί να φθάσει, για ορισμένους συνδυασμούς παραμέτρων, πολύ υψηλή απόδοση πρόωσης. Παλαιότερα πειραματικά αποτελέσματα, ωστόσο, παρείχαν συχνά χαμηλή απόδοση. Ο Scherer (1968), για παράδειγμα, εκτέλεσε εκτεταμένες δοκιμές πάνω σε αεροτομή μεσαίου λόγου επιμήκους και διαπίστωσε ότι η μέγιστη απόδοση είναι συνήθως μικρότερη από 70%. Ωστόσο με βέλτιστη επιλογή παραμέτρων, μπορεί σταθερά να επιτευχθεί απόδοση υψηλότερη από 85%.

Οπτικοποιήσεις μη μόνιμης ροής σε κινούμενη αεροτομή έχουν μελετηθεί από διάφορους ερευνητές. Ο Freymuth (1988) μελέτησε τη συνδυαστική κίνηση πρόνευσης - βύθισης της NACA 0015 αεροτομής σε αεροδυναμική σήραγγα για αριθμούς Reynolds στην περιοχή μεταξύ 5200 και 12000. Οι Maxworthy (1979), Ellington (1984), και Freymuth (1990) μελέτησαν την αεροδυναμική που σχετίζεται με την πτήση της μετεώρησης εντόμων και κατέληξαν στο συμπέρασμα ότι οι μηχανισμοί που αναπτύσσονται σε μη μόνιμη ροή παίζουν ένα πολύ σημαντικό ρόλο. Οι υψηλές τιμές του συντελεστή άνωσης συνδέθηκαν με το σχηματισμό δίνης στην ακμή πρόσπτωσης, ή αλλιώς δίνη δυναμικής απώλειας στήριξης, η οποία για συγκεκριμένους συνδυασμούς παραμέτρων στη συνέχεια συγχωνεύεται με την στροβιλότητα της ακμής εκφυγής. Οι Reynolds & Carr (1985) είχαν προβλέψει νωρίτερα το βασικό μηχανισμό που διέπει την παραγωγή στροβιλότητας στην ακμή πρόσπτωσης. Ο Ellington (1984) σημειώνει επίσης τη σημαντική υστέρηση απώλειας στήριξης που προκαλείται σε μη μόνιμη αεροδυναμική, όπως διαπιστώθηκε προηγουμένως, για παράδειγμα, από τους Maresca, Favier & Rebout

(1979) για αεροτομή σε ελεύθερο ρεύμα που υποβάλλεται σε αξονικές ταλαντώσεις. Ο Ohmi et al. (1990, 1991) μελέτησε το σχηματισμό δίνης στη ροή γύρω από μια μετατοπιζόμενη και σε αρμονική πρόνευση αεροτομή για αριθμούς Reynolds μεταξύ 1500 και 10 000, με μέση γωνία πρόσπτωσης της 15° ή 30° . Σε μεγάλες διαταραχές διαπίστωσε ότι οι δομές των δινών στον ομόρρου εξαρτώνται από το αν η μεταφορική ή περιστροφική κίνηση κυριαρχεί επί της ροής. Αυτό καθορίζεται κυρίως από τη ανηγμένη συχνότητα. Στην περίπτωση που η ροή κυριαρχείται από την περιστροφική κίνηση, η παράμετρος που καθορίζει το πρόβλημα είναι το γινόμενο της ανηγμένης συχνότητας και του πλάτους πρόνευσης, η οποία συνδέεται στενά με τον αριθμό Strouhal του Triantafyllou et al. (1991, 1993). Η αλληλεπίδραση των δινών της ακμής πρόσπτωσης με τις δίνες της ακμής εκφυγής καθορίζει τη μορφή της ροής στον ομόρρου της αεροτομής. Η επίδραση του αριθμού Reynolds βρέθηκε από τον Ohmi et al. (1990) να είναι δευτερεύουσας σημασίας για το πρόβλημα. Ο MacCroskey (1982) εκπόνησε εκτεταμένη μελέτη της επίδρασης των μηχανισμών μη μόνιμης αεροδυναμικής, συμπεριλαμβανομένου του σχηματισμού δίνης δυναμικής απώλειας στήριξης. Η μελέτη αυτή έρχεται σε συμφωνία με την παρατήρηση πως η επίδραση του αριθμού Reynolds στη δυναμική απώλεια στήριξης είναι μικρή για χαμηλούς αριθμούς Mach.

Ωστόσο, η έρευνα σε δισδιάστατες αεροτομές σε ταλάντωση έχει αρχίσει να εξηγεί τους παράγοντες που διέπουν την αποδοτική παραγωγή ώσης, και τη δομή του ομόρρου, καθώς και τη σχέση μεταξύ της δομής ομόρρου και της παραγωγής ώσης. Σε συνθήκες αποδοτικής πρόωσης, οι δισδιάστατες αεροτομές είναι γνωστό ότι δημιουργούν δύο δίνες ανά περίοδο στην κατεύθυνση της χορδής οι οποίες είναι τοποθετημένες κλιμακωτά και μοιάζουν με σειρά στροβίλων Karman, αλλά με αντίθετα τα πρόσημα της στροβιλότητας έτσι ώστε να αυξηθεί η ροή της ορμής στον ομόρρου σε σχέση με το ελεύθερο ρεύμα. Οι Triantafyllou, Triantafyllou & Grosenbaugh (1993) αναφέρονται σε αυτό το φαινόμενο ως μια αντίστροφη σειρά στροβίλων Karman και πρότειναν τον αριθμό Strouhal ως την κατάλληλη αδιάστατη συχνότητα που διέπει τις δομές στον ομόρρου και την παραγωγή ώσης από υψηλού λόγου επιμήκους αεροτομές. Η βέλτιστη περιοχή $0.25 \leq St \leq 0.35$ είχε προβλεφθεί μέσω δισδιάστατης γραμμικής ανάλυσης ευστάθειας σε πειραματικές μετρήσεις του μέσου προφίλ του ομόρρου με την παραδοχή ότι εξαναγκάζοντας τη ροή στην πιο ασταθή κατάσταση θα μπορούσε να οδηγήσει

στο σχηματισμό της επιθυμητής δομής του ομόρρου με ελάχιστη προσφορά ενέργειας, και ως εκ τούτου μέγιστη αποδοτικότητα. Υποστήριξαν τα συμπεράσματά τους με πειραματικά δεδομένα και παρατηρήσεις στον βηματισμό κολύμβησης από μια ποικιλία υδρόβιων ζώων. Οι Anderson et al. (1998) διεξήγαγαν μια λεπτομερή παραμετρική μελέτη της απόδοσης της ώσης και της δομής του ομόρρου μιας αεροτομής NACA 0012 που υπόκειται σε πρόνευση και βύθιση και σύγκριναν τις μετρήσεις τους με τις προβλέψεις των γραμμικών και μη γραμμικών αναλυτικών μοντέλων. Παρά το γεγονός ότι, για ένα δεδομένο σύνολο κινηματικών παραμέτρων, τα μοντέλα προέβλεπαν μια μόνο κορυφή στην απόδοση μεταξύ του εύρους $0.1 \leq St \leq 0.2$, σε αρκετές περιπτώσεις, τα πειραματικά δεδομένα αποκάλυψαν μια δεύτερη κορυφή εντός της περιοχής $0.3 \leq St \leq 0.4$, η οποία αποδόθηκε στη δυναμική του ομόρρου όπως περιγράφηκε παραπάνω. Αυτή η δεύτερη κορυφή θεωρήθηκε ως πιο σχετική με την πρόωση αφού ο συντελεστής ώσης ήταν σημαντικά υψηλότερος από ό, τι στο πρώτο βέλτιστο σημείο. Έχουν αναφερθεί αποδόσεις έως και 87%.

Αποτελεσματική πρόωση είναι συχνά ανάλογη με την παραγωγή δινών στην ακμή πρόσπτωσης οι οποίες σε μία κατάλληλη φάση συνενώνονται με τις δίνες που παράγονται στην ακμή εκφυγής, σχηματίζοντας μια αντίστροφη σειρά στροβίλων Karman (Oshima & Natsume 1980; Oshima & Oshima 1980; Freymuth 1988; Ohmi et al 1990, 1991; Anderson et al 1998). Υπό μη βέλτιστες συνθήκες, οι δίνες της ακμής πρόσπτωσης και εκφυγής αποτυγχάνουν να συγχωνευτούν, σχηματίζοντας τέσσερις δίνες ανά ταλάντωση. Η διάταξη έχει επίσης παρατηρηθεί σε σχέση με τις συνθήκες οπισθέλκουσας (Koochesfahani 1989). Αυτά τα μοντέλα αποβολής στροβιλότητας είναι παρόμοια με εκείνα που παράγονται από ένα ταλαντευόμενο κύλινδρο, όπως παρατηρήθηκε από τους Williamson & Roshko (1988), το οποίο ονόμασαν 2-S (δύο μονές δίνες) στην περίπτωση των δύο δινών που δημιουργούνται ανά ταλάντωση, και 2-R (δύο ζεύγη), όταν αποβάλλονταν τέσσερις δίνες. Άλλα μοτίβα παρατηρήθηκαν επίσης.

Οι Gharib, Rambod & Shariff (1998) πρότειναν ένα εναλλακτικό παράδειγμα για να προβλέψουν τη βέλτιστη απόδοση των πτηνών με βάση την παραγωγή δακτυλίων δίνης χρησιμοποιώντας ένα έμβολο και έναν κύλινδρο. Προσδιόρισαν τον αριθμό σχηματισμού $n = L/D$ (L = διαδρομή του εμβόλου, D = διάμετρος) έτσι ώστε για $n \approx 4$ να μεγιστοποιηθούν τόσο η κυκλοφορία του δακτυλίου δίνης όσο και η μέση χρονική

ισχύς. Περαιτέρω προώθηση του εμβόλου είχε ως αποτέλεσμα τον σχηματισμό δέσμης κατάντι του δακτυλίου δίνης. Ο αριθμός σχηματισμού έχει γενικευτεί για να προβλέψει την παραγωγή δακτυλίων δίνης μέσα από χρονικά μεταβαλλόμενες οπές (Dabiri & Gharib 2005) και την βέλτιστη ταλαντωτική κίνηση της πλάκας πεπερασμένου λόγου επιμήκους σε ένα ακίνητο ρευστό (Milano & Gharib 2005).

Ενώ έχει προταθεί ότι ο ομόρρος που παράγεται από τα πτερύγια κολύμβησης των ψαριών που αποτελείται από δακτυλίους δίνης (Drucker & Lauder 1999), αποδίδοντας δομές δινών που μπορεί μερικές φορές να μοιάζουν με τη διαταραχή η οποία παράγεται κατά τη δισδιάστατη ταλάντωση πτερυγίων σε επίπεδα παράλληλα προς την εγκάρσια κίνηση, ούτε ο σχηματισμός των δακτυλίων δίνης, ούτε η σειρά στροβιλότητας Karman συλλαμβάνει την πολυπλοκότητα των αλληλεπιδράσεων των δινών στον ομόρρο των βιολογικών πτηνών. Ωστόσο, κάποια πρόοδος έχει γίνει στην κατανόηση της τοπολογίας του ομόρρου και των χαρακτηριστικών λειτουργίας μιας σειράς από πεπερασμένου-λόγου επιμήκους γεωμετρίες.

Οι Jimenez et al. (2003) και Buchholz et al. (2003) διερεύνησαν τις δομές που παράγονται στον ομόρρο από πολύ χαμηλού λόγου επιμήκους ($AR = 0.27$) ευέλικτα πάνελ, τα οποία χρησιμοποιούνται για να προσεγγίσουν κύματα κατά την κατεύθυνση της ροής. Στο επίπεδο συμμετρίας, μία δίνη αποβάλλεται στον ομόρρο κοντά στο μέγιστο μετατόπισης της ακμής εκφυγής, ακολουθούμενη από την αποβολή ενός στρώματος διάτμησης καθώς η ακμή εκφυγής σαρώνει τον ομόρρο. Το στρώμα διάτμησης εξελίσσεται σε διακριτή δίνη, σχηματίζοντας ένα εγκάρσια προσανατολισμένο αντίθετα στρεφόμενο ζεύγος δινών με την δημιουργία της συζυγούς δίνης κατά τον ακόλουθο μισό κύκλο. Τα ζεύγη δινών προκαλούν το διαχωρισμό σε δύο μέρη του ομόρρου. Παρόμοια εξέλιξη παρατηρήθηκε από τους Tytell & Lauder (2004) στον ομόρρο που σχηματίζεται κατά την κολύμβηση των αμερικανικών χελιών (*Anguilla rostrata*) στο κάτω μέρος καναλιού ύδατος.

Ένα τρισδιάστατο μοντέλο ομόρρου για πρόνευση και βύθιση με λόγο επιμήκους 3 προτάθηκε από τους von Ellenrieder, Parker & Soria (2003) με βάση την οπτικοποίηση με χρωστική ουσία που εγχέεται από την επιφάνεια της πτέρυγας. Το μοντέλο, που ισχύει για $0.2 \leq St \leq 0.4$ και αριθμό Reynolds $Rec = UC/n = 164$, (ταχύτητα $U =$ ελεύθερου ρεύματος, $C =$ μήκος χορδής και $n =$ κινηματικό ιξώδες) αποτελείται

από δύο κλειστούς βρόχους δινών που αποβάλλονται σε κάθε μισή περίοδο του κύκλου, σχηματίζοντας μια τεθλασμένη αλυσίδα, ενίοτε με επιπλέον προεκτάσεις. Η Guglielmini (2004) έκανε την προσομοίωση αυτού του πειράματος για αριθμούς Strouhal 0.175 και 0.35. Οι υπολογισμοί της για $St = 0.175$ αποκάλυψαν μια αλυσίδα από απλούς δακτυλίους δινών με εναλλασσόμενο πρόσημο, αλλά για $St = 0.35$ ο ομόρρους βρέθηκε να διαιρείται σε δύο αλυσίδες από δομές στροβίλων με πολύ διαφορετική εμφάνιση από αυτή που παρατηρήθηκε στα πειράματα των von Ellenrieder et al. (2003).

Οι Dong et al. (2005), υπολόγισαν τη μορφή του ομόρρου και τις επιδόσεις πρόωσης σε πρόνευση και βύθιση ελλειπτικών πτερυγών σε $100 \leq Re_c \leq 400$, και λόγους επιμήκους που κυμαίνονται από κυκλική διατομή έως και δισδιάστατες πτέρυγες. Αύξηση του αριθμού Reynolds από 100 σε 400, οδήγησε σε περίπου διπλάσια αύξηση της απόδοσης πρόωσης. Διχοτομημένη μορφή στον ομόρρου παρατηρήθηκε για $0.1 \leq St \leq 1.2$ με εγκάρσια κλίση των δακτυλίων δινών εμφανή σε κάθε κλάδο του ομόρρου. Για λόγο επιμήκους που τείνει στο άπειρο, παρατηρήθηκε μια αντίστροφη σειρά στροβίλων Kármán. Παρότι η απόδοση πρόωσης είναι ευαίσθητη σε μεταβολές του αριθμού Reynolds σε αυτό το εύρος, η ποιοτική τοπολογία του ομόρρου ήταν αρκετά σταθερή.

Οι Buchholz & Smits (2006) προχώρησαν στην οπτικοποίηση του ομόρρου που παράγεται από ένα άκαμπτο πάνελ λόγου επιμήκους 0.54, το οποίο υπόκειται σε πρόνευση γύρω από την ακμή πρόσπτωσης για $Re_c = 640$. Σε χαμηλό αριθμό Strouhal ($St = 0.23$), παρατηρήθηκε μια αλυσίδα δομών στροβιλότητας η οποία ήταν παρόμοια με τον χαμηλού αριθμού Strouhal-ομόρρου που παρατηρήθηκε από την Guglielmini (2004). Με την αύξηση του αριθμού Strouhal, παράχθηκε διχοτομημένους ομόρρους όμοιος με αυτούς των Guglielmini (2004) & Dong et al. (2005).

Οι Clark & Smits (2006) διερεύνησαν τη δομή του ομόρρου και τις αεροδυναμικές επιδόσεις ταλαντευόμενης αεροτομής με ελλειπτική διατομή. Από τις μετρήσεις και τις παρατηρήσεις τους, συνήγαγαν μια κατανομή της στροβιλότητας κοντά στο στερεό όριο έντονα σταθμισμένη προς την ακμή, η οποία παράγει μία δομή που αποτελείται από διασυνδεδεμένους βρόχους δινών στον ομόρρου με μία αντίστοιχη κατανομή της κυκλοφορίας. Παρά τις σημαντικές διαφορές στη γεωμετρία και την κινηματική, η τοπολογία του ομόρρου είναι σύμφωνη με το μοντέλο που προτείνεται από τους Buchholz & Smits (2006). Με την αύξηση του αριθμού Strouhal, ο ομόρρους διαιρείται επίσης

σε δύο κλάδους.

2.5 Δυναμική Απώλεια Στήριξης Πτερυγισμού-Dynamic Stall Flutter

Σημαντική πρόοδος έχει γίνει για να κατανοήσουμε την εμφάνιση και το σχηματισμό της δυναμικής απώλειας στήριξης από πειραματικές και αριθμητικές μελέτες. Για ορισμένες περιπτώσεις, η δομή της ροής συναρτῆσει του χρόνου που λαμβάνεται με αριθμητικές προσομοιώσεις συσχετίζεται καλά με αποτελέσματα που λαμβάνονται με πειραματικές προσεγγίσεις σε χαμηλό αριθμό Reynolds ($Re_c \leq 10^4$). Παρόμοια διαδικασία σχηματισμού δινών κατά τη δυναμική απώλεια στήριξης επαληθεύτηκε πρόσφατα με τη χρήση της μεθόδου PIV όσον αφορά το στιγμιαίο πεδίο στροβιλότητας κατά τη διάρκεια pitch-up αεροτομής. Σε πρόσφατη βιβλιογραφία, οι Dolinski et al. περιγράφουν ότι η αλληλουχία της έναρξης δίνης δυναμικής υστέρησης ξεκινά με την ανάπτυξη περιοχής ανακυκλοφορίας λόγω των δυσμενών κλίσεων πίεσης. Το σωματίδιο του ρευστού κοντά στην περιοχή αυτή υπόκειται σε ισχυρή συμπίεση στην κατεύθυνση της ροής, που οδηγεί στην απότομη απόθληση από την επιφάνεια. Καθώς τα σωματίδια αυτά κινούνται μέσα στο κύριο ρεύμα, εκτρέπονται στην κατάντη κατεύθυνση αποκτώντας περιστροφή (roll-up), η οποία σχηματίζει τη δίνη δυναμικής απώλειας στήριξης.

Η απώλεια στήριξης πτερυγισμού είναι ένα σοβαρό πρόβλημα αεροελαστικής αστάθειας στις μηχανές, όπως πτερύγια και συμπιεστές υπό περιστροφή. Σε αυτές τις εφαρμογές μερικές φορές τα πτερύγια πρέπει να λειτουργούν κοντά στη γωνία στατικής απώλειας στήριξης (για NACA 0012, είναι περίπου 12°). Η αστάθεια αυτή εμφανίζεται στις παραπάνω εφαρμογές, ενώ η γωνία προσβολής του πτερυγίου υπερβαίνει τη στατική απώλεια στήριξης. Η απώλεια στήριξης πτερυγισμού σε υψηλές γωνίες πρόσπτωσης μοιάζει με μια εξαναγκασμένη ταλάντωση όπου η κίνηση είναι σχεδόν ημιτονοειδής. Περαιτέρω, η στρεπτική κίνηση είναι κυρίαρχη και ο άξονας περιστροφής δεν βρίσκεται στο αεροδυναμικό κέντρο. Καθώς αυξάνεται η γωνία πρόσπτωσης, ο άξονας περιστροφής κινείται προς τα πίσω κατά μήκος της χορδής. Δεδομένου ότι ο πτερυγισμός απώλειας στήριξης είναι κυρίως στρεπτικός, η συχνότητα πτερυγισμού είναι περίπου

η ίδια με τη φυσική συχνότητα ταλάντωσης της κατάστασης στρέψης (συνήθως πολύ υψηλή) σε ακίνητο αέρα. Παρά τη σημαντική πρόοδο που έχει γίνει στην κατανόηση της δυναμικής του φαινομένου βαθιάς - απώλειας στήριξης κατά τη διάρκεια των τελευταίων δεκαετιών, πολύ λίγη βιβλιογραφία ασχολήθηκε πρόσφατα με τις λεπτομέρειες σχετικά με το θέμα του πτερυγισμού απώλειας στήριξης. Ως εκ τούτου, η κατανόηση της υποκείμενης φυσικής της ροής είναι ελλιπής και χρίζει περαιτέρω διερεύνησης.

Κεφάλαιο 3

Θεωρητικό Υπόβαθρο

Μια από τις πιο απλές ωστόσο και πιο σημαντικές περιπτώσεις μη μόνιμης αεροδυναμικής είναι η ταλαντωτική κίνηση μικρού πλάτους για επίπεδη πλάκα, την οποία ανέλυσαν οι Theodorsen [29] και von Karman & Sears [32]. Στην περίπτωση αυτή ως υποθέσουμε ότι το σύστημα αναφοράς που απεικονίζεται στο Σχήμα 3.1 κινείται προς τα αριστερά της σελίδας με σταθερή ταχύτητα $U(t) = U = \text{const.}$ σε ακίνητο ρευστό. Επίσης για τη δεδομένη περίπτωση [14] το σύστημα αξόνων (x, z) δεν περιστρέφεται ($\theta = \dot{\theta} = 0$) και η κίνηση της πλάκας εισάγεται μέσω του όρου της σχετικής ταχύτητας v_{rel} των οριακών συνθηκών.

Με βάση την κινηματική της ροής και από την εξίσωση συνέχειας για το σύστημα αναφοράς x, z θα είναι:

$$\nabla^2 \Phi = 0 \quad (3.1)$$

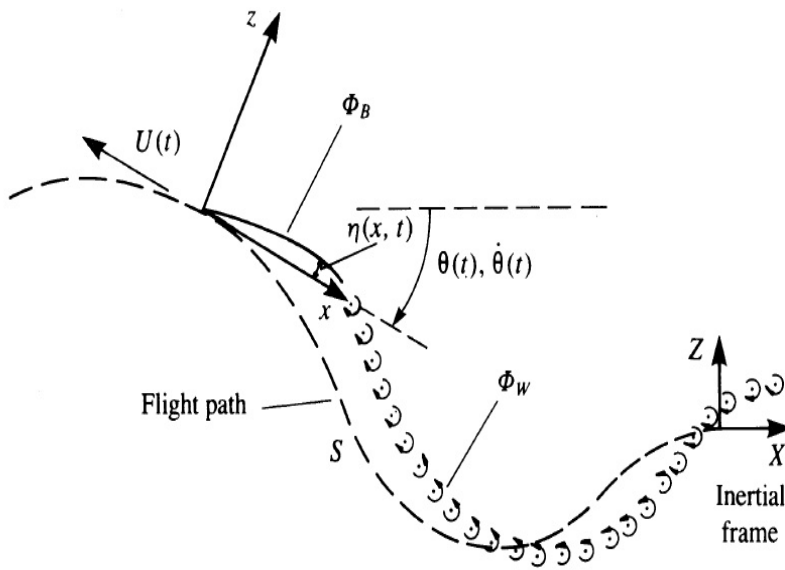
Επιπλέον η οριακή συνθήκη μη εισχώρησης, μηδενισμού της ταχύτητας στην επιφάνεια του στερεού ορίου δίνει:

$$(\nabla \Phi - \mathbf{V}_0 - \mathbf{v}_{rel} - \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}) \cdot \mathbf{n} = 0 \quad (3.2)$$

Το μοναδιαίο κάθετο διάνυσμα στην επιφάνεια της αεροτομής είναι:

$$\mathbf{n} = \frac{(\partial \eta / \partial x, 0, 1)}{\sqrt{(\partial \eta / \partial x)^2 + 1}} \quad (3.3)$$

Η στιγμιαία ταχύτητα και ο προσανατολισμός του συστήματος x, z μπορεί να περιγραφεί από την ταχύτητα πτήσης $U(t)$ της αεροτομής και την γωνιακή περιστροφή $\dot{\theta}$



Σχήμα 3.1: Μη μόνιμη κίνηση δισδιάστατης αεροτομής. Σημειώνεται ότι παρατηρούμε την κίνηση από το αδρανειακό σύστημα αναφοράς X, Z (Inertial frame) καθώς η αεροτομή κινείται προς τα αριστερά της σελίδας

γύρω από τον άξονα y . Έτσι η στιγμιαία ταχύτητα στην αρχή του άξονα x είναι:

$$\mathbf{V}_0 = [-U(t), 0, 0] \quad (3.4)$$

Αντίστοιχα η περιστροφή περί τον y άξονα:

$$\mathbf{\Omega} = [0, \dot{\theta}, 0] \quad (3.5)$$

Επίσης, επιτρέποντας μια σχετική κίνηση της μέσης γραμμής της αεροτομής στο σύστημα συντεταγμένων x, z παίρνουμε τη σχετική ταχύτητα:

$$\mathbf{v}_{\text{rel}} = (0, 0, \frac{\partial \eta}{\partial t}) \quad (3.6)$$

Στο σημείο αυτό θα ήταν βολικό να χωρίσουμε το δυναμικό Φ της ταχύτητας σε δυναμικό της αεροτομής Φ_B και σε δυναμικό του ομόρρου Φ_W , έτσι ώστε:

$$\Phi = \Phi_B + \Phi_W \quad (3.7)$$

Τέλος το γινόμενο θα είναι:

$$\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r} = (\dot{\theta}z, 0, -\dot{\theta}x) \quad (3.8)$$

Έτσι αντικαθιστώντας τις παραπάνω σχέσεις στην οριακή συνθήκη και επιλύοντας ως προς το άγνωστο δυναμικό Φ_B προκύπτει:

$$\frac{\partial \Phi_B}{\partial z} = \left(\frac{\partial \Phi_B}{\partial x} + \frac{\partial \Phi_W}{\partial x} + U - \dot{\theta}z \right) \frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{\partial \Phi_W}{\partial z} - \dot{\theta}x + \frac{\partial \eta}{\partial t} \equiv W(x, t) \quad (3.9)$$

όπου $W(x, t)$ είναι το κατώρευμα της αεροτομής.

Εαν αμελήσουμε τους μικρότερους όρους της εξίσωσης θα έχουμε:

$$W(x, t) = U \frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{\partial \Phi_W}{\partial z} - \dot{\theta}x + \frac{\partial \eta}{\partial t} \quad (3.10)$$

Εξειδικεύοντας το πρόβλημα για pitching & plunging κάνουμε τις εξής παρατηρήσεις. Η χρονοεξαρτώμενη συνάρτηση θέσης της χορδής της αεροτομής προκύπτει από τη σύνθεση της κάθετης μετατόπισης $h(t)$ (θετικής κατά την κατεύθυνση z) και της στιγμιαίας γωνίας πρόσπτωσης $\alpha(t)$ (Σχήμα 3.2). Έτσι το περίγραμμα της αεροτομής υπό τη μορφή αδιάστατης συνάρτησης είναι:

$$\eta = h - \alpha(x - a) \quad (3.11)$$

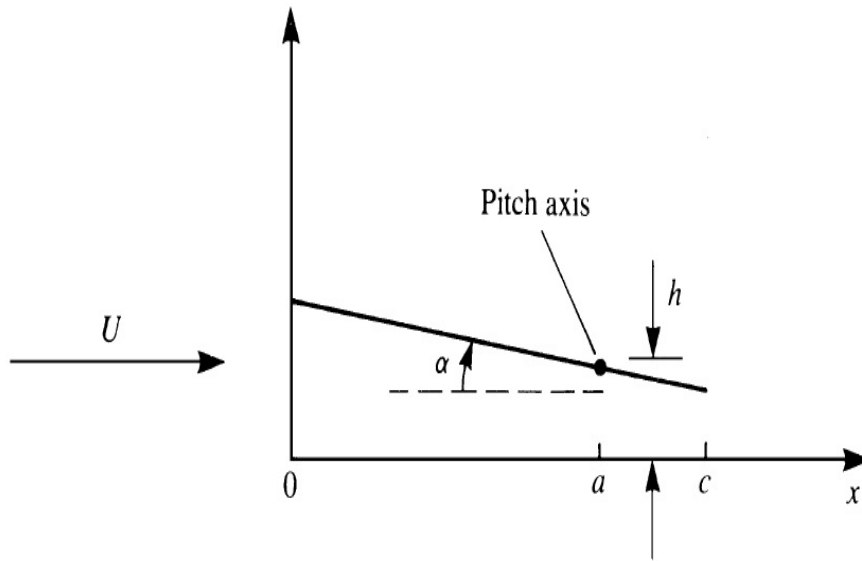
όπου a είναι η θέση του άξονα πρόνευσης. Για λόγους απλότητας θα θεωρήσουμε αρχικά ότι ο άξονας πρόνευσης βρίσκεται στην ακμή πρόσπτωσης ($a = 0$) και η κάθετη μετατόπιση h μετράται επίσης από το μέτωπο προσβολής. Οπότε η απόσταση η γίνεται:

$$\eta = h - \alpha x \quad (3.12)$$

Επιπλέον θεωρούμε πως η κάθετη μετατόπιση είναι πολύ μικρή (π.χ. $\eta \ll c$). Οι παράγωγοι του η είναι:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = \dot{h} - \dot{\alpha}x \quad (3.13\alpha')$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial x} = -\alpha \quad (3.13\beta')$$



Σχήμα 3.2: Ταλαντωτική κίνηση σε πρόνευση και βύθιση επίπεδης πλάκας

όπου η τελεία υποδηλώνει τη χρονική παράγωγο. Αντικαθιστώντας τα παραπάνω στην εξίσωση (3.10) που υπολογίζει το κατώρευμα έχουμε:

$$W(x, t) = -U\alpha + \dot{h} - \dot{\alpha}x - \frac{\partial \Phi_W}{\partial z} \quad (3.14)$$

Εφόσον η ροή στον ομόρροο είναι συνάρτηση της κίνησης της αεροτομής θα εστιάσουμε αρχικά στα φορτία που παράγονται εξαιτίας της κίνησης. Τότε το επιμέρους κατώρευμα $W^*(x, t)$ είναι:

$$W^*(x, t) = -U\alpha + \dot{h} - \dot{\alpha}x = -U\alpha + \dot{h} - \frac{c}{2}\dot{\alpha} + \frac{c}{2}\dot{\alpha} \cos \theta \quad (3.15)$$

Εάν θεωρήσουμε:

$$\frac{W^*(x, t)}{U(t)} = -A_0(t) + \sum_{n=1}^{\infty} A_n(t) \cos(n\theta) \quad (3.16)$$

Τότε θα έχω:

$$A_0 = \frac{1}{U} \left(U\alpha - \dot{h} + \frac{c}{2}\dot{\alpha} \right) \quad (3.17\alpha')$$

$$A_1 = \frac{\dot{\alpha}c}{2U} \quad (3.17\beta')$$

$$A_2 = A_3 = \dots = A_N = 0 \quad (3.17\gamma')$$

Αντίστοιχα η κυκλοφορία που δημιουργείται εξαιτίας του κατωρεύματος $W^*(x, t)$ λαμβάνεται ως εξής:

$$\Gamma^*(t) = \int_0^c \gamma(x, t) dx = \pi c U \left(A_0 + \frac{A_1}{2} \right) \quad (3.18)$$

Επομένως αντικαθιστώντας τους παραπάνω συντελεστές του μετασχηματισμού Fourier προκύπτει:

$$\Gamma^*(t) = \pi c \left(U\alpha - \dot{h} + \frac{3}{4}c\dot{\alpha} \right) \quad (3.19)$$

Η άνωση ανά μονάδα μήκους του εκπετάσματος με βάση την παραπάνω ανάλυση θα είναι:

$$L^* = \pi \rho U c \left(U\alpha - \dot{h} + \frac{3}{4}c\dot{\alpha} \right) + \pi \rho c^2 \left[\frac{3}{4}(U\dot{\alpha} - \ddot{h}) + \frac{c}{2}\ddot{\alpha} \right] \quad (3.20)$$

Κατά την παραγωγή της παραπάνω έκφρασης ικανοποιείται η συνθήκη Kutta, αλλά το κατώρευμα που οφείλεται στον ομόρρου δεν συμπεριελήφθηκε. Οι Theodorsen και von Karman & Sears απέδειξαν ότι για μικρά πλάτη της ταλαντωτικής κίνησης το τελικό αποτέλεσμα θα συμπεριλαμβάνει παρόμοιους όρους με την παραπάνω εξίσωση και η επίδραση του ομόρρου τείνει να μειώσει την άνωση στον πρώτο όρο της L^* κατά τον παράγοντα $C(k)$, ο οποίος καλείται παράγων ανεπάρκειας της άνωσης (lift deficiency factor). Στη συνέχεια θεωρούμε αρμονικές ταλαντώσεις βύθισης και πρόνευσης έτσι ώστε να είναι:

$$\alpha = \alpha_0 \sin(\omega t + \phi_0) \quad (3.21\alpha')$$

$$h = h_0 \sin(\omega t + \phi_1) \quad (3.21\beta')$$

τότε η άνωση γίνεται:

$$L' = \pi \rho U c C(k) \left[U\alpha - \dot{h} + \frac{3}{4}c\dot{\alpha} \right] + \pi \rho \frac{c^2}{4} \left[U\dot{\alpha} - \ddot{h} + \frac{c}{2}\ddot{\alpha} \right] \quad (3.22)$$

Η παραπάνω εξίσωση περιλαμβάνει την επίδραση του ομόρρου ενώ ορισμένες σταθερές στον δεύτερο όρο (προστιθέμενης μάζας) είναι διαφορετικές από αυτές στη σχέση της L^* . Επιπλέον, ο όρος της προστιθέμενης μάζας αυτής της λύσης δεν πληροί την

συνθήκη Kutta και ως εκ τούτου ο όρος αυτός διαφέρει στον ορισμό του από τον δεύτερο όρο στην L^* . Στην περίπτωση που ο άξονας πρόνευσης μετατοπίζεται στη θέση α (και η κάθετη μετατόπιση υπολογίζεται από το ίδιο σημείο), τότε για την άνωση θα ισχύει:

$$L' = \pi\rho U c C(k) \left[U\alpha - \dot{h} + \left(\frac{3}{4} - \frac{a}{c}\right)c\dot{\alpha} \right] + \pi\rho \frac{c^2}{4} \left[(U\dot{\alpha} - \ddot{h}) + c\left(\frac{1}{2} - \frac{a}{c}\right)\ddot{\alpha} \right] \quad (3.23)$$

Η παραπάνω σχέση μπορεί να γραφεί στη μορφή:

$$L' = L'_1 + L'_2 \quad (3.24)$$

όπου η L'_1 είναι παρόμοια με τον όρο ανακυκλοφορίας σε μόνιμο πεδίο και η L'_2 αποτελεί τον όρο της άνωσης εξαιτίας της επιτάχυνσης (προστιθέμενη μάζα).

Στο Σχήμα 3.3 απεικονίζεται η γραφική παράσταση του παράγοντα ανεπάρκειας της άνωσης $C(k)$ συναρτήσει της ανηγμένης συχνότητας, η οποία είναι αδιάστατος αριθμός που ορίζεται ως εξής:

$$k = \frac{\omega c}{2U_\infty} \quad (3.25)$$

Όπως φαίνεται και στο σχήμα 3.3, ο ομόρρους έχει επιβραδυντικό αποτέλεσμα στον όρο ανακυκλοφορίας της άνωσης τέτοιο ώστε:

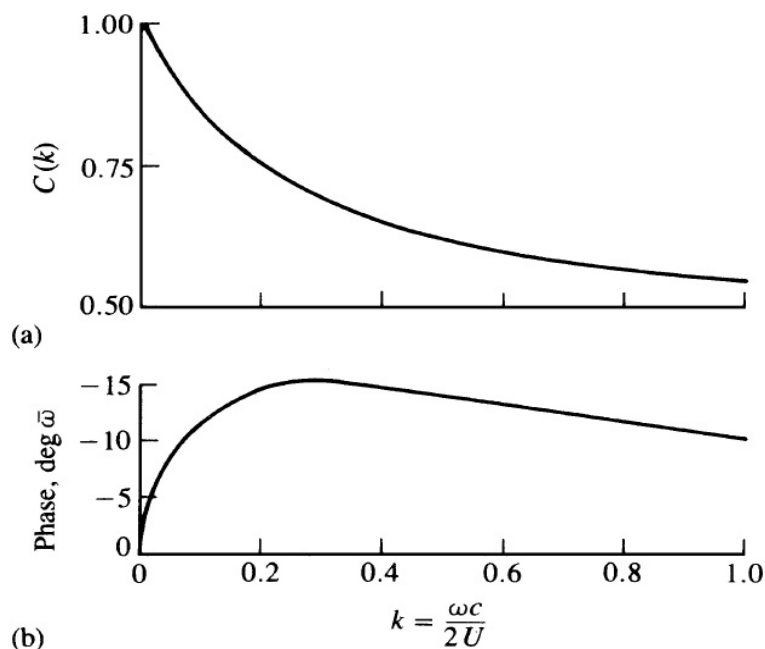
$$L'_1(t) = L'_1 \sin(\omega t - \bar{\omega}) \quad (3.26)$$

όπου το $\bar{\omega}$ αναπαριστά τη διαφορά φάσης για την επίδραση του ομόρρου.

Μετά από μια αντίστοιχη διαδικασία για τον υπολογισμό της ροπής γύρω από το μέτωπο προσβολής προκύπτει:

$$M_0 = -\pi\rho \frac{c^2}{4} \left[-\frac{c}{2}\ddot{h} + \frac{3Uc}{4}\dot{\alpha} + \frac{9}{32}c^2\ddot{\alpha} + UC(k) \left(-\dot{h} + U\alpha + \frac{3c}{4}\dot{\alpha} \right) \right] \quad (3.27)$$

Όμοια όταν ο άξονας πρόνευσης μετατοπίζεται στη θέση α τότε η ροπή πρόνευσης γύρω από αυτό το σημείο είναι:

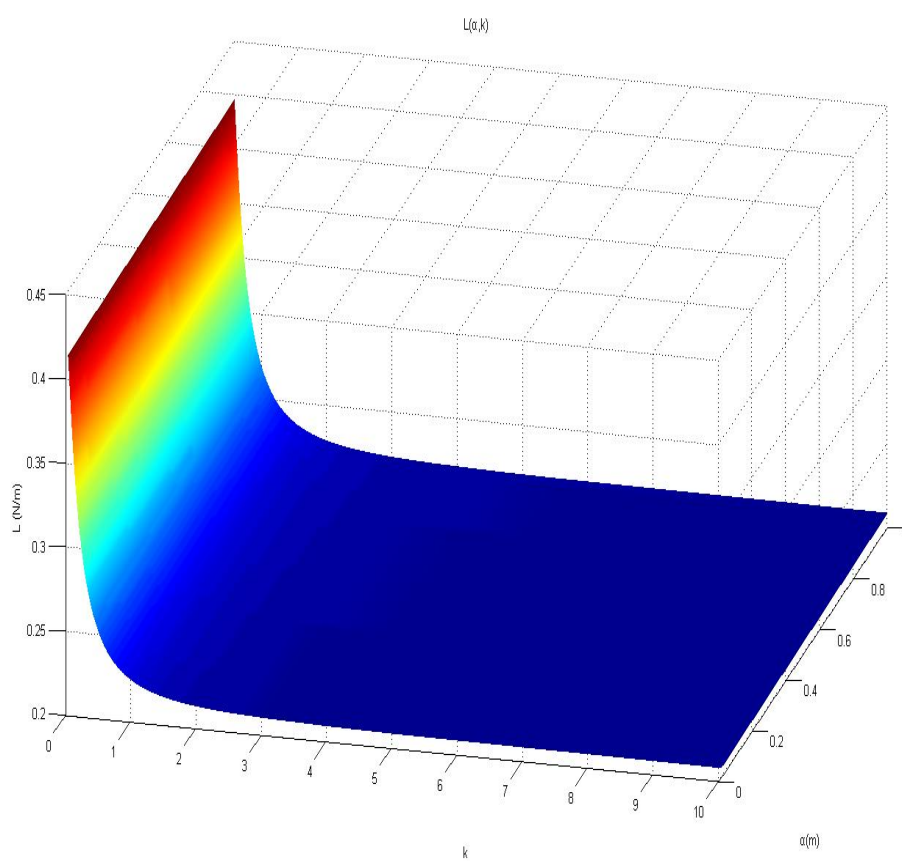


Σχήμα 3.3: Γραφική απεικόνιση του παράγοντα ανεπάρκειας της άνωσης και της φάσης υστέρησης

$$M = -\pi\rho\frac{c^2}{4} \left[c \left(\frac{a}{c} - \frac{1}{2} \right) \ddot{h} + Uc \left(\frac{3}{4} - \frac{a}{c} \right) \dot{\alpha} + \frac{c^2}{4} \left(\frac{9}{8} + \frac{4a^2}{c^2} - \frac{4a}{c} \right) \ddot{\alpha} - \left(\frac{4a}{c} - 1 \right) UC(k) \left(-\dot{h} + U\alpha + c \left(\frac{3}{4} - \frac{a}{c} \right) \dot{\alpha} \right) \right] \quad (3.28)$$

Ένα σημαντικό σημείο της ανάλυσης Theodorsen είναι πως η φυσική αρχή που διέπει τα μη μόνιμα φαινόμενα συνοψίζεται σύντομα από τα διαγράμματα $C(k)$. Καθώς αυξάνεται η ανηγμένη συχνότητα k , μειώνεται το μέτρο του όρου $\rho U\Gamma$ της άνωσης. Επιπλέον, η υστέρηση στην άνωση αρχικά αυξάνεται συναρτήσει της k , αλλά για $k > 0.4$ παρατηρείται σταδιακή μείωση της διαφοράς φάσης.

Τέλος με βάση τη σχέση 3.23, προκύπτει το παρακάτω διάγραμμα της άνωσης συναρτήσει της ανηγμένης συχνότητας k και της απόστασης a του άξονα της πρόνευσης από την ακμή εκφυγής της αεροτομής.

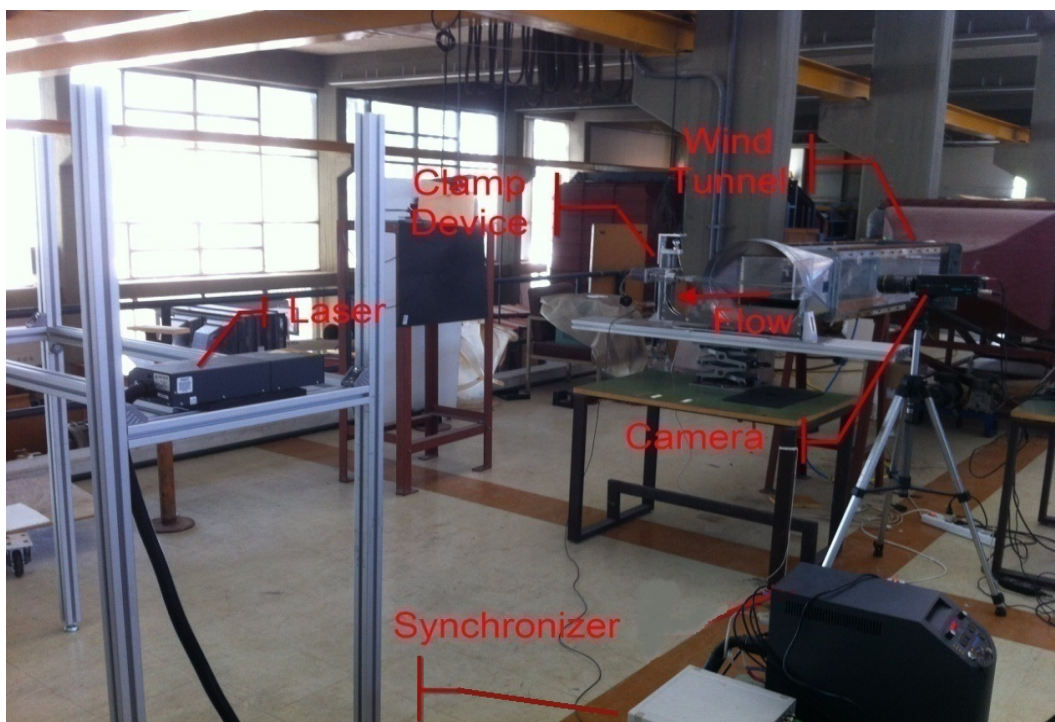
Σχήμα 3.4: $L(a, k)$

Κεφάλαιο 4

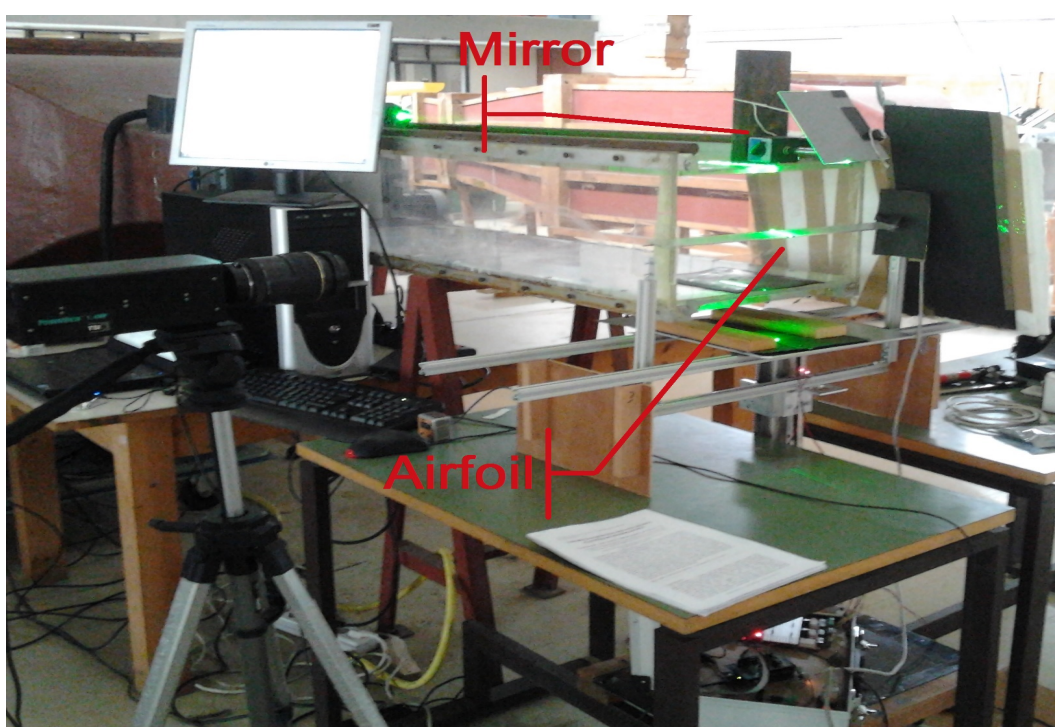
Πειραματική Διάταξη και Εξοπλισμός

4.1 Πειραματική Διάταξη

Διεξήχθησαν μετρήσεις για την οπτικοποίηση της ροής σε αεροσήραγγα ανοιχτού κυκλώματος με τη μέθοδο PIV (Particle Image Velocimetry) σε μια προσπάθεια να μελετηθεί η μη μόνιμη αεροδυναμική συμπεριφορά επίπεδης πλάκας που υπόκειται σε pitching (πρόνευση). Στα πλαίσια της παρούσας εργασίας σχεδιάστηκε και κατασκευάστηκε κατάλληλη πειραματική διάταξη επιτρέποντας τόσο την πρόνευση όσο και την βύθιση (plunging) της πλάκας, μέσω βηματικών κινητήρων (stepper motors) με μικροελεγκτή. Η καταγραφή του πεδίου ταχύτητας έγινε κατά βάση στον ομόρρου της πλάκας αμέσως μετά την ακμή εκφυγής και διερευνητικά στην πλευρά υποπίεσης, πάνω από την αεροτομή. Στην επόμενη ενότητα περιγράφονται αναλυτικά ο εξοπλισμός του πειράματος καθώς και οι συνιστώσες του συστήματος PIV (παλλόμενο Laser, αερόψυκτη CCD κάμερα, ηλεκτρονικός συγχρονιστής) όπως διακρίνονται στο Σχήμα 4.1. Η τελική χωρική διάταξη των επιμέρους συνιστωσών κατά τη διάρκεια των πειραματικών μετρήσεων που αναφέρονται σε αυτήν την εργασία φαίνεται στο Σχήμα 4.2.



Σχήμα 4.1: Πειραματικός Εξοπλισμός



Σχήμα 4.2: Πειραματική Διάταξη

4.2 Εξοπλισμός

4.2.1 Αεροδυναμική Σήραγγα και Υπολογισμός των Παραμέτρων

Τα πειράματα πραγματοποιήθηκαν σε αεροσήραγγα ανοικτού κυκλώματος με τετραγωνική διατομή διαστάσεων $22.5\text{cm} \times 40\text{cm}$ στην έξοδο της οποίας είχε εγκατασταθεί ο ανωτέρω μηχανισμός κίνησης όπως φαίνεται στο Σχήμα 4.3.



Σχήμα 4.3: Μηχανισμός κίνησης της επίπεδης πλάκας

Οι περιπτώσεις των πειραματικών μελετών ανεξάρτητα από την περιοχή στην οποία γίνεται η εστίαση της κάμερα (ομόρρους ή πανω πλευρά της αεροτομής) κατατάσσονται στον Πίνακα 4.1 σε σχέση με το πλάτος αλλά και τη συχνότητα της ταλάντωσης.

Έπειτα καταγράφεται για τις περιπτώσεις αυτές (Πίνακας 4.2) η ταχύτητα ελεύθερου ρεύματος όπως προκύπτει από τις μετρήσεις με τη μέθοδο PIV και ο αριθμός Reynolds

Πλάτος \ f	Ομόρρους	
	1Hz	5Hz
6°	A	B
12°	C	D
Ασύμμετρη	E	F

Πίνακας 4.1: Κατηγοριοποίηση περιπτώσεων πειραματικών μελετών

τον οποίο αδιαστατοποιούμε με τη χορδή της αεροτομής και είναι:

$$Re_c = \frac{U_\infty c}{\nu} \quad (4.1)$$

όπου ν , η κινηματική συνεκτικότητα του αέρα, η οποία είναι $1.46 \times 10^{-5} m^2/s$. Εκτελώντας τους υπολογισμούς με βάση την παραπάνω σχέση και εφόσον η χορδή της αεροτομής είναι: $c = 40mm$ συμπληρώνουμε τη στήλη των αριθμών Re στον Πίνακα 4.2. Τέλος με βάση τις σχέσεις:

$$St = \frac{fc}{U_\infty} \quad (4.2)$$

και

$$k = \frac{\pi fc}{U_\infty} \quad (4.3)$$

συμπληρώνουμε τις δύο τελευταίες στήλες του πίνακα με τους αδιάστατους αριθμούς Strouhal και την ανηγμένη συχνότητα k .

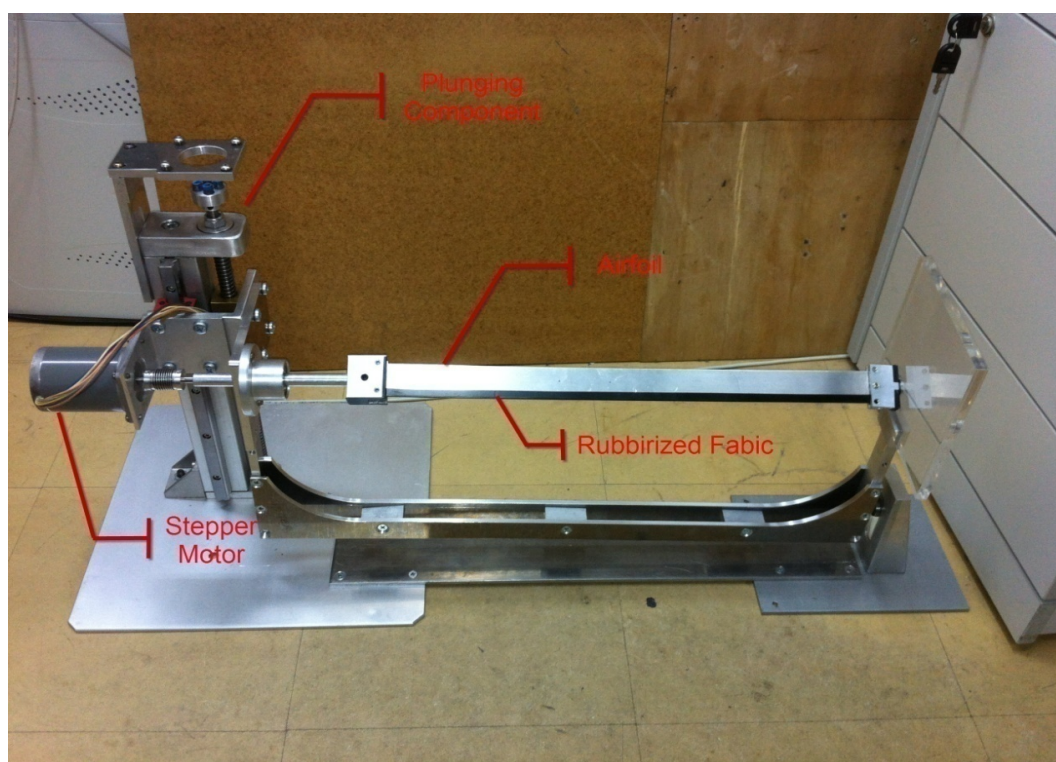
4.2.2 Μοντέλο Αεροτομής και Μηχανισμός Κίνησης

Το μοντέλο που χρησιμοποιήθηκε στη συγκεκριμένη πειραματική μελέτη είναι επίπεδη αλουμινένια πλάκα μηδενικής καμπυλότητας μήκους $440mm$. Η αεροτομή έχει χορδή $c = 40mm$ και πάχος $3mm$. Το μοντέλο εδράζεται σε μηχανισμό (βλέπε Σχήμα 4.4), ο οποίος επιτρέπει τη γωνιακή περιστροφή (pitching) γύρω από εγκάρσιο άξονα OY που βρίσκεται στο μέσο $c/2$ της χορδής της αεροτομής. Ένας δεύτερος βηματικός κινητήρας επιτρέπει την βύθιση (plunging), δηλαδή την γραμμική κίνηση μέσω ατέρμονα

	U_{∞} (m/sec)	Re_c	St	k
A	6.0	12330	0.0067	0.021
B	6.0	12330	0.033	0.105
C	6.0	12330	0.0067	0.021
D	6.0	12330	0.033	0.105
E	6.0	12330	0.0067	0.021
F	6.0	12330	0.033	0.105

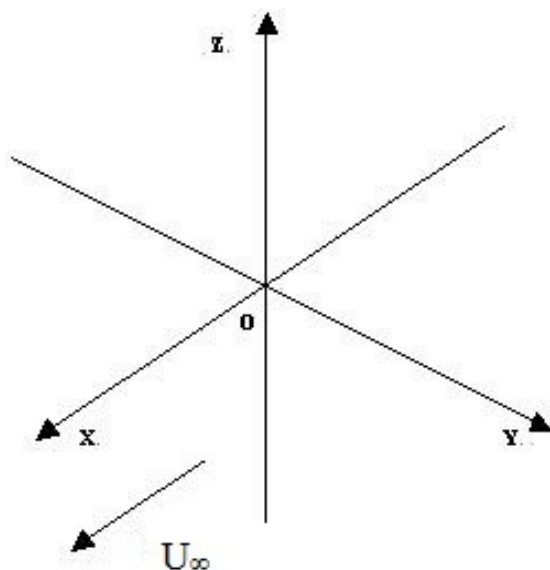
Πίνακας 4.2: Ταχύτητες ελεύθερου ρεύματος U_{∞} (m/sec), αριθμοί Re_c , St , ανηγμένη συχνότητα k

κοχλία στον κάθετο άξονα OZ της αεροτομής. Ο διαμήκης άξονας OX είναι ο άξονας της κατεύθυνσης της ροής. Το σύστημα αξόνων φαίνεται στο Σχήμα 4.5.



Σχήμα 4.4: Μηχανισμός πρόνευσης και βύθισης του μοντέλου

Ο υπολογιστής στέλνει ένα σήμα ενεργοποίησης στο συγχρονιστή του συστήματος PIV σε μια επιθυμητή φάση της περιοδικής κίνησης προκειμένου να εκτελέσει τον κατά μέσο όρο υπολογισμό της ταχύτητας σε φάση (phase averaging). Για κάθε περι-

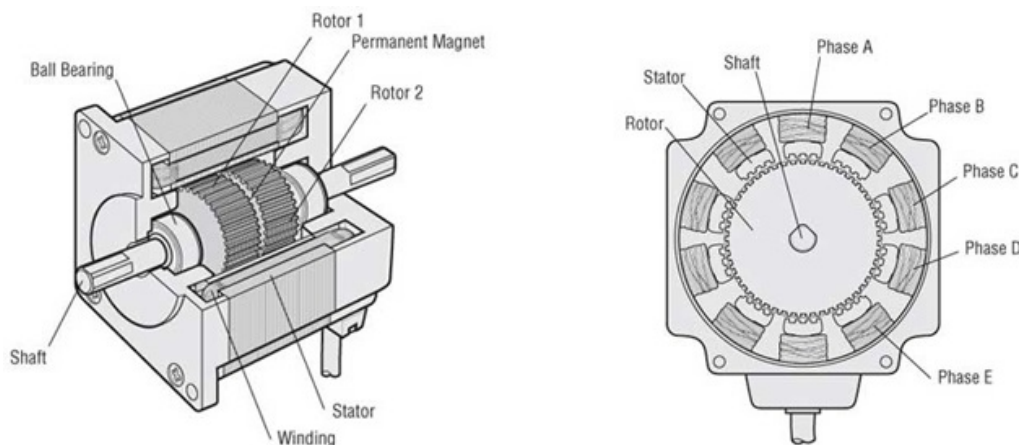


Σχήμα 4.5: Σύστημα αξόνων. OX : διαμήκης άξονας, OY : εγκάρσιος άξονας, OZ : κάθετος άξονας

πτώση της ταλάντωσης απεικονίζονταν καταγράφονταν και αποθηκεύονταν 200 εικόνες - στιγμιότυπα (frames) στην ίδια φάση του κύκλου, τα οποία στη συνέχεια συντίθενται και επεξεργάζονται, ώστε να προκύψει το τελικό μέσο πεδίο ταχυτήτων για τη συγκεκριμένη χρονική φάση.

Σε πολλές πειραματικές εργασίες, η ταλαντωτική κίνηση ελέγχεται από σερβοκινητήρες, ενώ εδώ επιλέξαμε βηματικούς κινητήρες (Σχήμα 4.6) για τη διεξαγωγή του πειράματος. Οι **βηματικοί κινητήρες** είναι κινητήρες αρκετά διαφορετικοί από τους υπόλοιπους (συνεχούς ή εναλλασόμενου ρεύματος). Η οδήγησή τους μετατρέπει ψηφιακές εντολές σε διακριτούς παλμούς τάσης συνεχούς ρεύματος. Οι κινητήρες με τη σειρά τους μετατρέπουν τους παλμούς τάσης συνεχούς ρεύματος σε διακριτή γωνιακή μετατόπιση του δρομέα ή **γωνιακό βήμα (step)**. Αυτό επιτυγχάνεται με τη διέγερση των κατάλληλων τυλιγμάτων του στάτη. Είναι κυρίως κινητήρες γωνιακής θέσης και όχι στροφών και η ταχύτητα του δρομέα μπορεί να ρυθμισθεί αυξάνοντας τη συχνότητα των παλμών τάσης. Ανάλογα με το συνδυασμό γωνιακού βήματος και αριθμού παλμών προκύπτει η γωνιακή ταχύτητα. Χρησιμοποιούν συνήθως 50 έως 100 πόλους, ενώ χαρακτηριστικοί σερβοκινητήρες έχουν μόνο 4 έως 12 πόλους. Ένας μαγνητικός πόλος παράγεται είτε από μόνιμο μαγνήτη ή με τη διέλευση ρεύματος μέσω των τυλιγ-

μάτων των πηνίων. Οι βηματικοί κινητήρες δεν απαιτούν κωδικοποιητές, δεδομένου ότι μπορούν να κινούνται με ακρίβεια μεταξύ των πόλων, σε σχέση με τους σερβοκινητήρες που απαιτούν έναν κωδικοποιητή για να παρακολουθείτε η θέση τους.

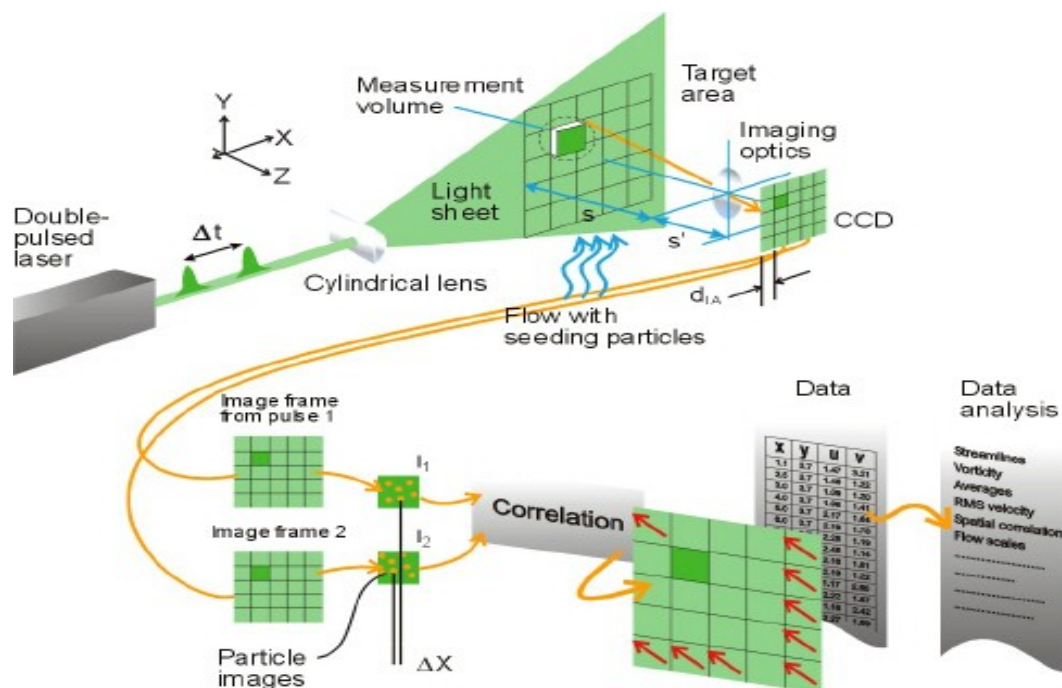


Σχήμα 4.6: Δομικό διάγραμμα βηματικού κινητήρα

4.2.3 Particle Image Velocimetry System

Ένα σύστημα PIV συνήθως αποτελείται από πολλά επιμέρους συστήματα [2]. Στις περισσότερες εφαρμογές πρέπει να προστεθούν στη ροή σωματίδια ιχνηθέτησης. Η ακτινοβολία που εκπέμπει το **Laser** σε ένα επίπεδο της ροής προσπίπτει σε κάθε σωματίδιο δύο φορές μέσα σε σύντομο χρονικό διάστημα, το οποίο στην παρούσα πειραματική μελέτη είναι $dt = 100\mu s$. Το φως (Nd: YAG Laser) που σχεδιάζεται από τα σωματίδια (σταγονίδια ελαίου διαμέτρου $1\mu m$) καταγράφεται σε δύο διαδοχικά στιγμιότυπα (frames) και η μετατόπιση των εικόνων των σωματιδίων μεταξύ των δύο παλμών φωτός υπολογίζεται με την τεχνική της διασυσχέτισης (cross-correlation) [12]. Το Σχήμα 4.7 δείχνει μια τυπική πειραματική διάταξη ενός συστήματος PIV.

Το σύστημα PIV περιλαμβάνει επίσης ένα Laser Nd:YAG (neodymium-doped yttrium aluminium garnet; $Nd:Y_3Al_5O_{12}$, NewWave Research) με μήκος κύματος $\lambda = 532nm$ και ενέργεια $30mJ/\text{παλμό}$. Αυτοί οι τύποι Laser είναι από τα πιο συνηθισμένα Laser στερεάς κατάστασης για PIV, στα οποία η δέσμη δημιουργείται από ιόντα Nd^{3+} . Τα Nd:YAG Laser έχουν υψηλή ενίσχυση και καλές μηχανικές και θερμικές ιδιότητες. Η διέγερση επιτυγχάνεται με τη μέθοδο οπτικής άντλησης (optical

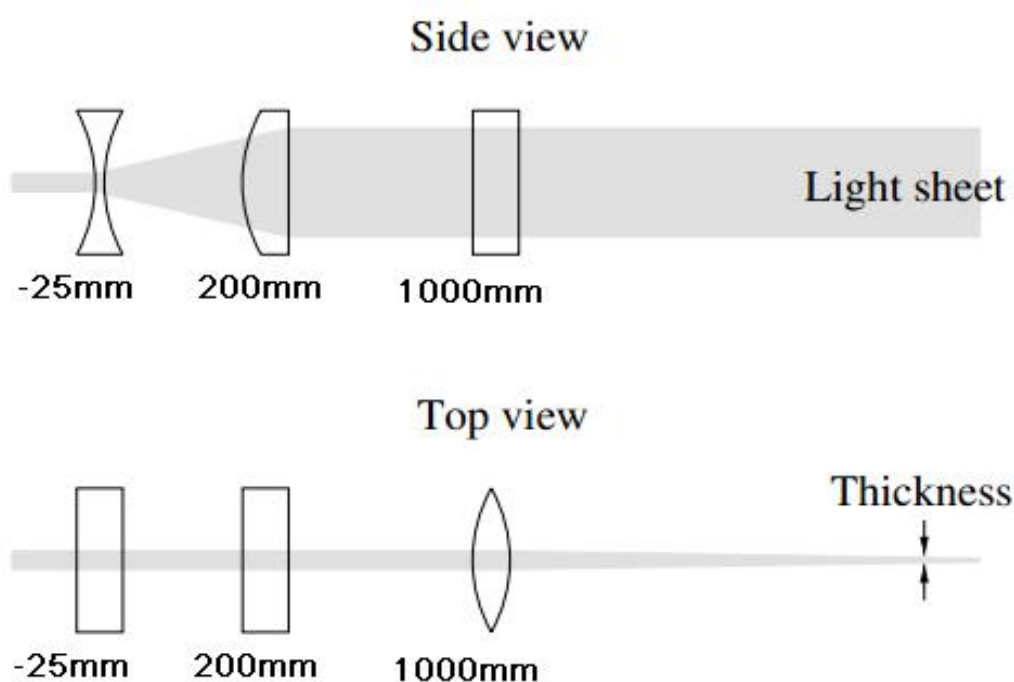


Σχήμα 4.7: Τυπική Πειραματική Διάταξη Συστήματος PIV

pumping) σε ευρείες ζώνες ενέργειας και μη-ακτινοβολούσα μεταβάση στο ανώτερο επίπεδο. Τα σταγονίδια ελαίου καταγράφηκαν από αερόψυκτη κάμερα CCD (PowerView 1.4MP, 1376×1040 pixels). Η κάμερα και το Laser βρίσκονταν σε συγχρονισμό μέσω του συγχρονιστή (TSI model 610036).

Για την **οπτική** του προσπίπτοντος φωτός στα σωματίδια του ρευστού χρησιμοποιούνται φακοί που μετατρέπουν την εξερχόμενη δέσμη σε λεπτά “φύλλα” φωτός [2] (βλέπε Σχήμα 4.8). Υψηλότερες ενέργειες παλμού μπορεί να επιτευχθούν με τη χρήση καθρέφτη σε αρθρωτό βραχίονα που επιτρέπει ελεγχόμενο φωτισμό της ανακλώμενης δέσμης. Ο συγκεκριμένος τρόπος εκπομπής της δέσμης είναι ιδιαίτερα αποτελεσματικός ώστε η συσκευή του Laser να τοποθετείται μακριά από το πείραμα και να μην παρεμβαίνει στην τοπολογία και τη διαμόρφωση του πεδίου ροής. Η προσθήκη του παραπάνω συστήματος οπτικής συμβάλει σε ένα ευέλικτο και αυτόνομο σύστημα φωτισμού που μπορεί να προσφέρει με ασφάλεια παλμούς υψηλής ισχύος. Στις περισσότερες περιπτώσεις αυτό προσδίδει στο διερχόμενο “φύλλο” φωτός έξι βαθμούς ελευθερία. Το ουσιώδες στοιχείο για την παραγωγή ενός λεπτού φύλλου είναι ο κυλινδρικός φακός. Κατά τη χρήση λέιζερ με αρκετά μικρή διάμετρο δέσμης και απόκλιση - όπως

για παράδειγμα λέιζερ ιόντων αργού - ένας κυλινδρικός φακός μπορεί να είναι επαρκής για να δημιουργήσει ένα λεπτό φύλλο κατάλληλου σχήματος. Για άλλες πηγές φωτός - όπως για παράδειγμα Nd:YAG Laser - ένας συνδυασμός διαφορετικών φακών απαιτείται συνήθως για να δημιουργήσει λεπτά φύλλα υψηλής έντασης. Τουλάχιστον ένας επιπρόσθετος φακός χρησιμοποιείται στη συνέχεια για την εστίαση του φωτός σε κατάλληλο πάχος. Μια τέτοια διαμόρφωση παρουσιάζεται στο Σχήμα 4.8, όπου έχει ακόμη προστεθεί ένας τρίτος κυλινδρικός φακός, προκειμένου να δημιουργήσει το φύλλο σταθερού ύψους.



Σχήμα 4.8: Οπτική της δέσμης με τη χρήση τριών κυλινδρικών φακών

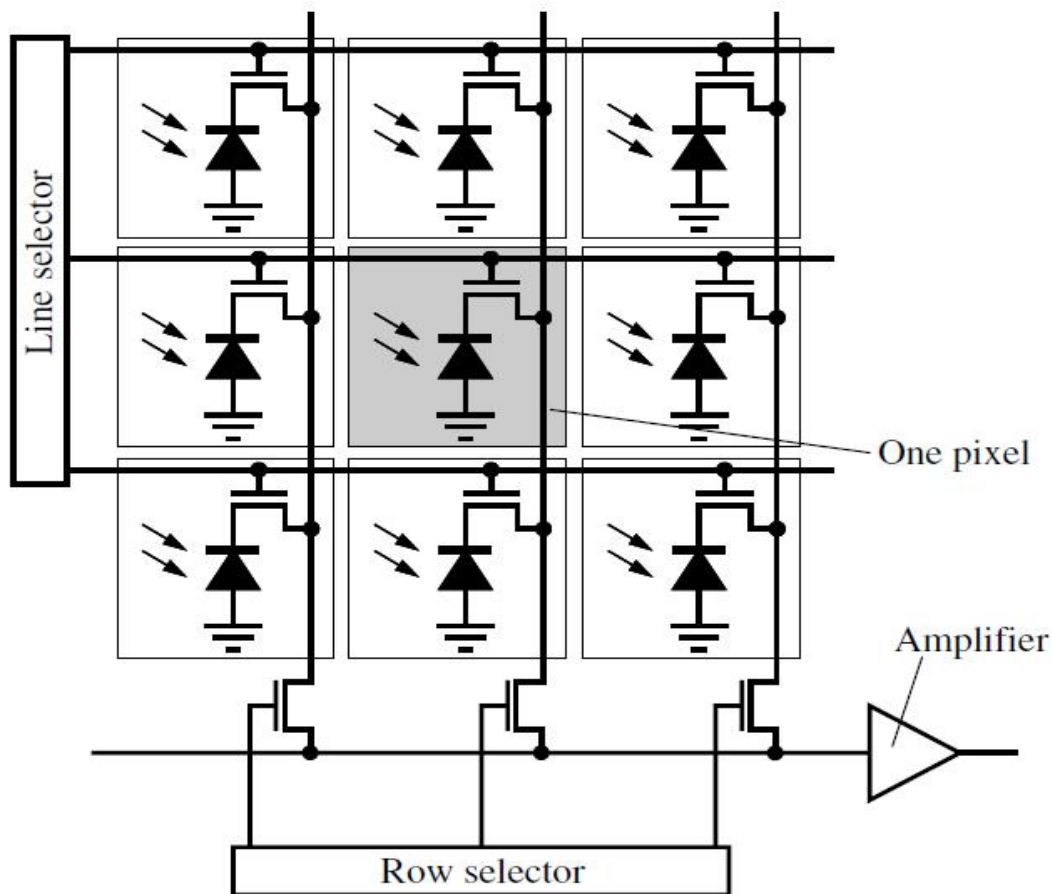
Η θέση του ελάχιστου πάχους προκύπτει από την απόκλιση της δέσμης της πηγής και το εστιακό μήκος του κυλινδρικού φακού στο μέσο του. Η προσαρμογή του ύψους της εξερχόμενης ακτίνας πρέπει να γίνει αλλάζοντας κυλινδρικό φακό, ενώ ρύθμιση του πάχους μπορεί να προκύψει με τη σχετική μετατόπιση των σφαιρικών φακών. Τέλος η γωνία κλίσης των φακών ρυθμίζεται έτσι ώστε να αποφευχθούν οι ανακλάσεις σε άλλα λέιζερ ή προς το λέιζερ.

Ένας ενεργός αισθητήρας εικονοστοιχείων pixel είναι ένας αισθητήρας ει-

κόνας που αποτελείται από ένα ολοκληρωμένο κύκλωμα. Το κύκλωμα αυτό περιέχει μία συστοιχία αισθητήρων pixel, όπου κάθε εικονοστοιχείο αποτελείται από έναν φωτογραφικό ανιχνευτή και έναν ενεργό ενισχυτή. Υπάρχουν πολλοί τύποι ενεργών αισθητήρων pixel, συμπεριλαμβανομένου του CMOS APS που χρησιμοποιείται πιο συχνά σε κάμερες κινητών τηλεφώνων, web cameras, και στις περισσότερες ψηφιακές φωτογραφικές μηχανές. Τέτοιου τύπου αισθητήρες παράγονται με τη διαδικασία CMOS (και ως εκ τούτου είναι επίσης γνωστοί ως αισθητήρες CMOS), που έχει αναδειχθεί ως εναλλακτική λύση των αισθητήρων εικόνας συζευγμένου φορτίου (CCD), δεδομένου της εξέλιξης της αγοράς αισθητήρων υψηλής ταχύτητας με την πρόοδο στη λιθογραφία, η οποία επέτρεψε την εφαρμογή της τεχνικής ολοκλήρωσης μεγάλης κλίμακας στους αισθητήρες CMOS.

Το μεγαλύτερο πλεονέκτημα ενός αισθητήρα CMOS αποτελεί το ότι είναι συνήθως φθηνότερος από έναν αισθητήρα CCD και οι φωτοδιόδοι αισθητήρων CMOS μπορούν να ελέγχονται χωριστά από τρανζίστορ MOS-FET. Μια κάμερα CMOS είναι ανθεκτική σε υπερφωτισμό (blooming effect), όταν μια πηγή φωτός υπερβαίνει την ευαισθησία του αισθητήρα, προκαλώντας την αλλοίωση άλλων εικονοστοιχείων. Η βασική αρχή λειτουργίας ενός αισθητήρα CMOS φαίνεται στο Σχήμα 4.9

Ο **συγχρονιστής** δρα ως εξωτερικός ενεργοποιητής της λειτουργίας τόσο της κάμερα όσο και του Laser. Ενώ τα αναλογικά συστήματα, με τη συνήθη διάταξη (φωτοαισθητήρας, περιστρεφόμενο διάφραγμα, πηγή φωτός) έχουν χρησιμοποιηθεί κατά κόρον στο παρελθόν, τα περισσότερα συστήματα που χρησιμοποιούνται σήμερα είναι ψηφιακά. Ελεγχόμενος από έναν υπολογιστή, ο συγχρονιστής υπαγορεύει το χρονισμό σύλληψης της αλληλουχίας στιγμιότυπων (frame) της CCD κάμερα σε συνδυασμό με την εκπομπή δέσμης από το Laser με ακρίβεια $1ns$. Έτσι, ο χρόνος μεταξύ κάθε παλμού και η ακτινοβολή του λέιζερ σε σχέση με το χρονισμό της κάμερα μπορεί να ελέγχεται με ακρίβεια. Η γνώση της συγκεκριμένης χρονικής στιγμής είναι κρίσιμη, δεδομένου ότι είναι απαραίτητη για τον προσδιορισμό της ταχύτητας του ρευστού στην ανάλυση με την τεχνική PIV. Αυτόνομοι ηλεκτρονικοί συγχρονιστές, που ονομάζονται και digital delay generators, παρέχουν μεταβλητή ανάλυση χρονισμού από μόλις $250ps$ μέχρι και αρκετά ms . Με έως και οκτώ κανάλια συγχρονισμού, προσφέρουν τα μέσα για τον έλεγχο πολλών λαμπτήρων και διακοπών καθώς επίσης και για πολλαπλές



Σχήμα 4.9: Απλοποιημένο μοντέλο αισθητήρα CMOS

κάμερες.

Τα **σωματίδια διασποράς** είναι ένα ιδιαίτερα κρίσιμο συστατικό του συστήματος PIV. Ανάλογα με το υπό έρευνα ρευστό, τα σωματίδια θα πρέπει να είναι σε θέση να ταιριάζουν ικανοποιητικά με τις ιδιότητες του ρευστού. Διαφορετικά δεν θα ακολουθούν τη ροή (ολίσθηση) με αποτέλεσμα η ανάλυση με την μέθοδο PIV να μη θεωρείται ακριβής. Ενώ η επιλογή των σωματιδίων εξαρτάται από την φύση του ρευστού, γενικά για macro PIV έρευνες επιλέγονται υάλινα σφαιρίδια, πολυστυρένιο, “ νιφάδες ” αργιλίου ή σταγονίδια ελαίου (εάν το ρευστό είναι αέριο). Ο δείκτης διάθλασης για τα σωματίδια διασποράς θα πρέπει να είναι διαφορετικός από του ρευστού, έτσι ώστε το λεπτό “φύλλο” της δέσμης του Laser να ανακλά τα διασκορπισμένα σωματίδια προς την κάμερα.

Κατά τη διαδικασία της πειραματικής δοκιμής, η ορθολογική σχεδίαση του συστή-

ματος διασποράς των σωματιδίων είναι πολύ σημαντική. Επί του παρόντος, υπάρχουν πολλές τεχνικές που χρησιμοποιούνται για να παράγουν τα ιχνηθετημένα σωματίδια στο πεδίο ροής αέρα, όπως το ακροφύσιο αερίων υψηλής πίεσης, το οποίο μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να διασπείρει τα ξηρά στερεά σωματίδια, ενώ τα υγρά σωματίδια εξατμίζονται και στη συνέχεια ψύχονται στον συμπυκνωτή. Τέλος σε ροές αερίου, η αυξημένη διαφορά στην πυκνότητα μεταξύ του ρευστού και των σωματιδίων μπορεί να συνεισφέρει στην υστέρηση της ταχύτητας.

Παρακάτω διατυπώνονται οι συνθήκες που πρέπει να πληροί το σύστημα διασποράς σωματιδίων:

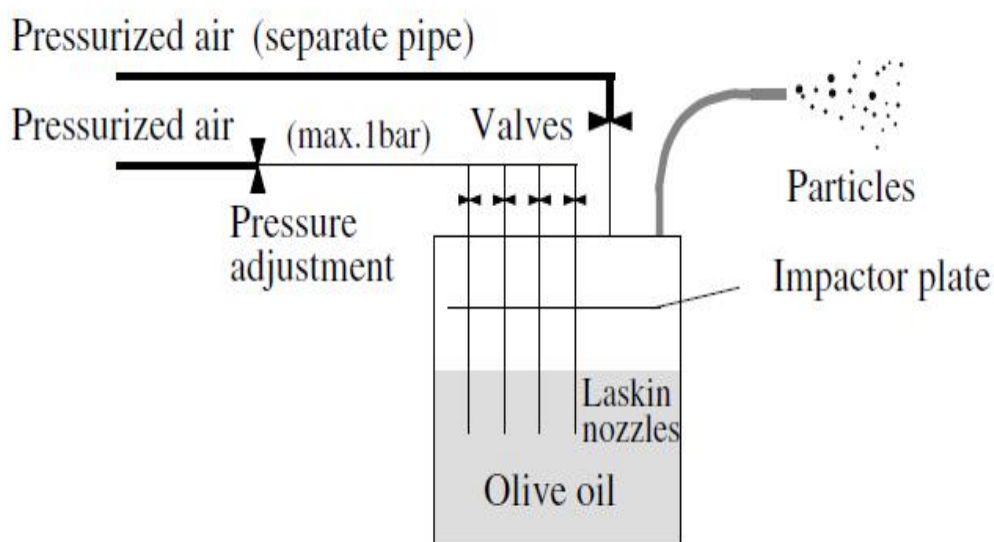
- Ομοιόμορφη κατανομή σωματιδίων στη ροή του ρευστού
- Ικανοποιητική συμφωνία κινηματικών ιδιοτήτων των σωματιδίων και του ρευστού
- Συμφωνία πυκνοτήτων σωματιδίων και ρευστού

Υλικά που χρησιμοποιούνται συνήθως ως σωματίδια διασκορπισμού φαίνονται στο παρακάτω Σχήμα 4.10.

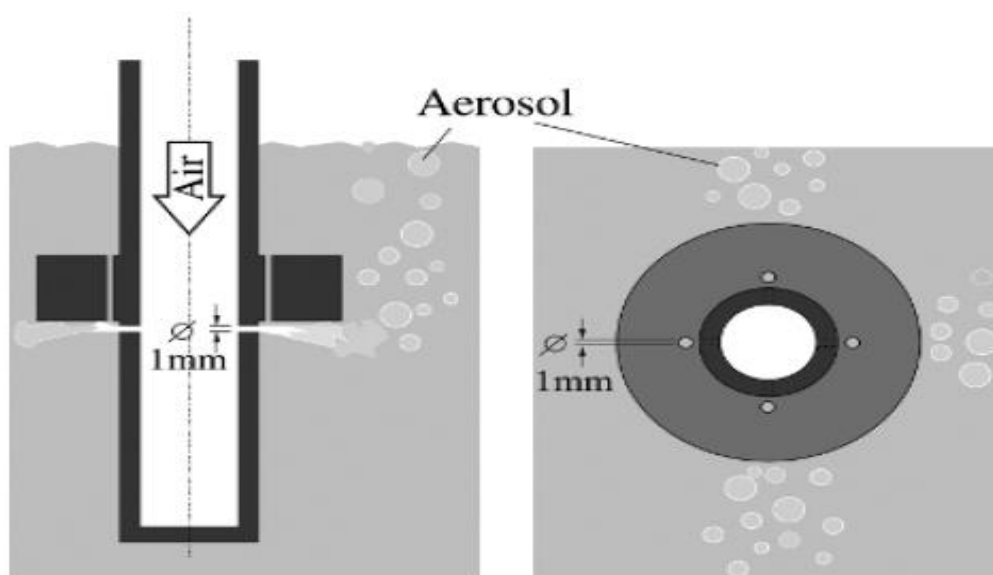
Type	Material	Mean diameter in μm
Solid	Polystyrene	0.5 – 10
	Alumina Al_2O_3	0.2 – 5
	Titania TiO_2	0.1 – 5
	Glass micro-spheres	0.2 – 3
	Glass micro-balloons	30 – 100
	Granules for synthetic coatings	10 – 50
	Diethylphthalate	1 – 10
	Smoke	< 1
Liquid	Different oils	0.5 – 10
	Di-ethyl-hexyl-sebacate (DEHS)	0.5 – 1.5
	Helium-filled soap bubbles	1000 – 3000

Σχήμα 4.10: Συνήθη υλικά σωματίδια διασκορπισμού για αέριες ροές

Τα σωματίδια θα πρέπει να εγχυθούν στη ροή λίγο πριν το αέριο μέσο εισέλθει στο τμήμα δοκιμών και η έγχυση πρέπει να γίνει χωρίς να διαταραχθεί σημαντικά η ροή. Στην παρούσα έρευνα, τα σωματίδια παρήχθησαν από παραγωγό με ακροφύσιο Laskin χρησιμοποιώντας ελαιόλαδο. Με αυτή τη συσκευή μπορούν να παραχθούν ομοιόμορφου μεγέθους υγρά σωματίδια ιχνηθέτησης με καλή ποιότητα σκέδασης του φωτός και ικανοποιητική ακολουθία του αερίου. Η πυκνότητα διασποράς είναι επίσης ένα κρίσιμο πρόβλημα, αφού θα πρέπει να ρυθμιστεί σωστά, προκειμένου να συλλέξουμε εικόνες καλής ποιότητας. Εάν γίνεται υπέρμετρη έγχυση σωματιδίων, τότε πολλά σωματίδια θα επικαλύπτονται. Το Σχήμα 4.11 δείχνει την τεχνική διάταξη ενός εγχυτήρα, ενώ το Σχήμα 4.12 ένα ακροφύσιο Laskin.



Σχήμα 4.11: Εγχυτήρας Ελαίου



Σχήμα 4.12: Ακροφύσιο Laskin

Κεφάλαιο 5

Ανάλυση Πειραματικών Δεδομένων

Στο κεφάλαιο αυτό περιγράφεται η ανάλυση των δεδομένων του πειράματος, με βάση την πειραματική διάταξη που παρουσιάστηκε στο προηγούμενο κεφάλαιο. Αρχικά παρουσιάζονται τα προγραμματιστικά εργαλεία και ο κώδικας που χρησιμοποιήθηκαν. Στη συνέχεια γίνεται λεπτομερής ανάλυση των δεδομένων και των περιπτώσεων του πειράματος και παρατίθενται διαγράμματα που σχετίζονται με την τοπολογία της ροής και τη αεροδυναμική της επίπεδης πλάκας.

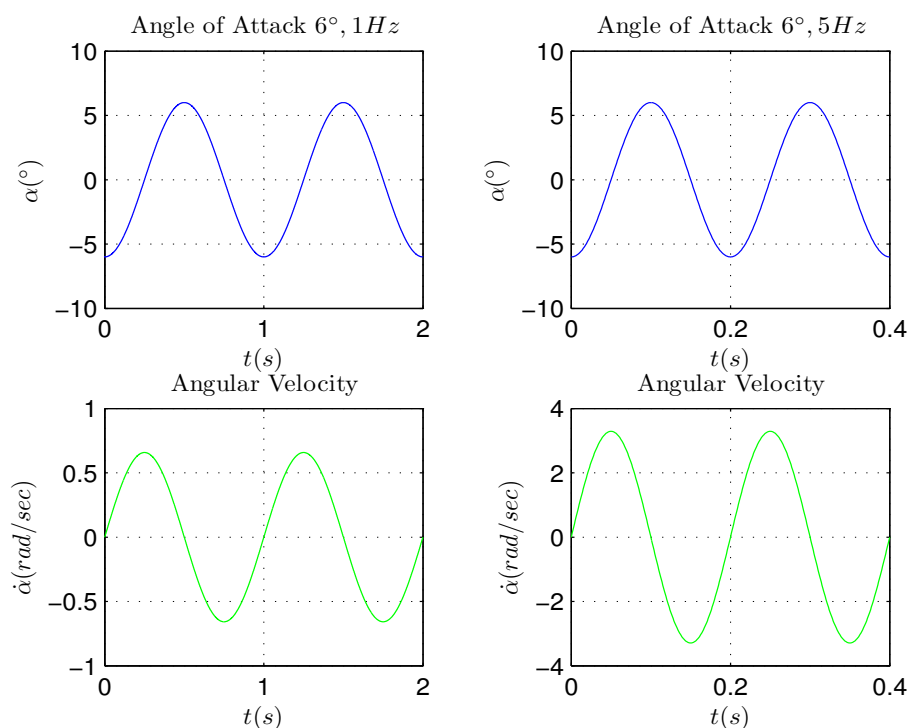
5.1 Κώδικας MATLAB

Στο Παράρτημα Α της μελέτης αυτής παρουσιάζεται ο κώδικας που δημιουργήθηκε για την ανάλυση του συγκεκριμένου πειράματος σε υπολογιστικό περιβάλλον MATLAB (R2010a), το οποίο αποτελεί ταυτόχρονα και γλώσσα προγραμματισμού τέταρτης γενιάς (4GL).

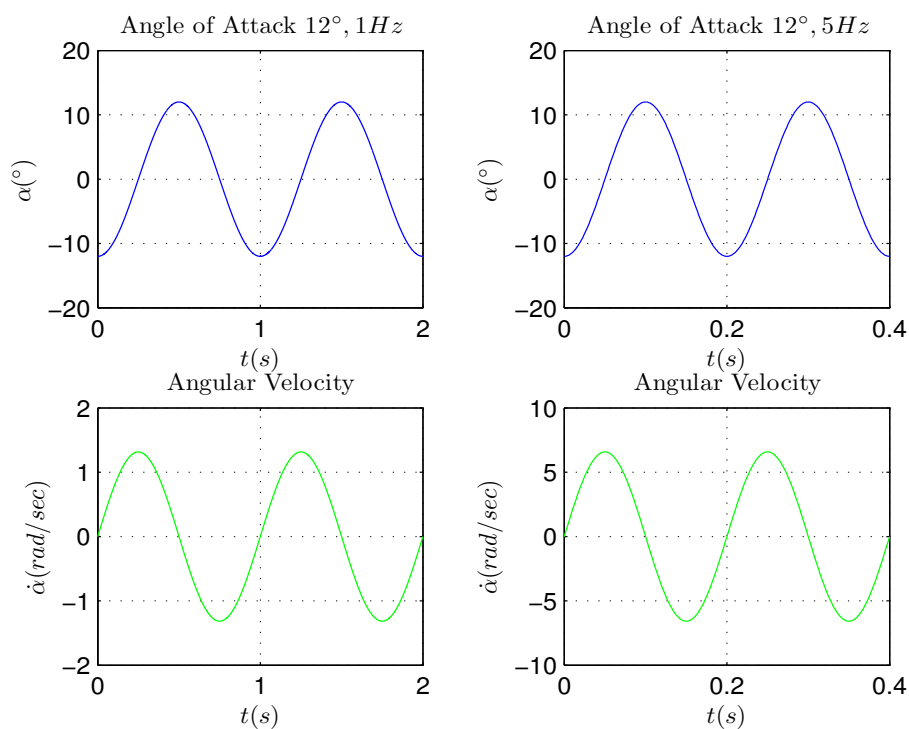
5.2 Ανάλυση Δεδομένων

5.2.1 Κινηματική της Αεροτομής και Γωνία Πρόσπτωσης της Ροής

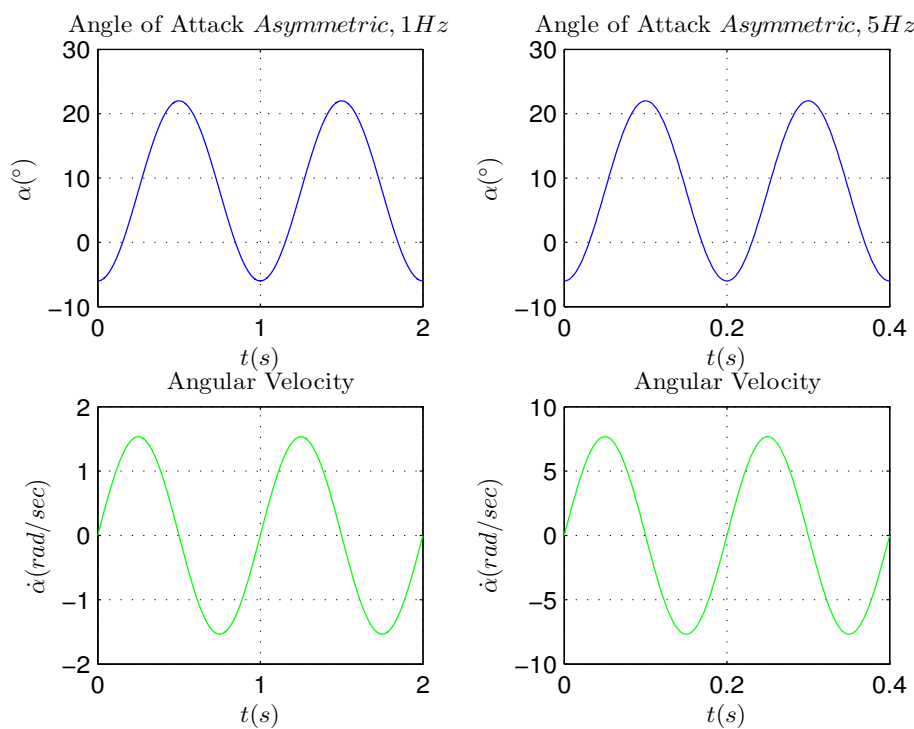
Στη συγκεκριμένη πειραματική μελέτη τα αεροδυναμικά φαινόμενα μελετώνται μόνο ως προς την πρόνευση (χωρίς βύθιση) της αεροτομής και επομένως η γωνία πρόσπτωσης της ροής στο μέτωπο προσβολής ταυτίζεται με την αρμονική γωνιακή κίνηση της αεροτομής. Στα Σχήματα 5.1, 5.2, 5.3 συγκεντρώνονται η γωνία πρόσπτωσης της ροής και η γωνιακή ταχύτητα της πλάκας συναρτήσει του χρόνου για όλες τις περιπτώσεις πειραματικών μελετών του Πίνακα 4.1.



Σχήμα 5.1: Γωνία πρόσπτωσης και γωνιακή ταχύτητα περιπτώσεων A,B



Σχήμα 5.2: Γωνία πρόσπτωσης και γωνιακή ταχύτητα περιπτώσεων C,D



Σχήμα 5.3: Γωνία πρόσπτωσης και γωνιακή ταχύτητα περιπτώσεων E,F

5.2.2 Συμμετρική Κίνηση της Αεροτομής

Για τις δύο συμμετρικές περιπτώσεις κίνησης της αεροτομής (A, B, C, D) στα Σχήματα 5.5 - 5.8 απεικονίζεται η χρονική εξέλιξη των πεδίων ταχύτητας και στροβιλότητας κατά την ταλάντωση που εκτελείται από $t = 0 \rightarrow t = T/4 \rightarrow t = T/2$. Σε όλες τις παραπάνω περιπτώσεις είναι εμφανής η ύπαρξη **δύο κλειστών περιοχών ανακυκλοφορίας** στην ακμή εκφυγής της αεροτομής που διατάσσονται εκατέρωθεν της χορδής. Στις περιοχές αυτές εμφανίζονται έντονες τιμές στροβιλότητας αντίθετου προσήμου (θετική στροβιλότητα στην κάτω πλευρά - αρνητική στην πάνω). Καθώς η αεροτομή στρέφεται δεξιόστροφα από τη μια ακραία θέση της ταλάντωσης στην άλλη ($t = 0 \rightarrow t = T/4 \rightarrow t = T/2$) παρατηρούμε μια σημαντική μείωση κατ' απόλυτο τιμή της στροβιλότητας της πάνω πλευράς με μια ταυτόχρονη αύξηση της στροβιλότητας της κάτω. Το φαινόμενο γίνεται περισσότερο αισθητό στην περίπτωση των 12° , ενώ η μεταβολή της συχνότητας της ταλάντωσης δεν φαίνεται να το επηρεάζει. Για λόγους ευκολίας της σύγκρισης η στροβιλότητα δίνεται ως αδιάστατη μεταβλητή:

$$\underline{\omega} = \frac{\omega c}{U_\infty} [s^{-1}]$$

Αποβολή μέρους της στροβιλότητας αυτής βλέπουμε και **στον ομόρρου** της αεροτομής, ο οποίος διχοτομείται σε δύο περιοχές στροβιλότητας διατηρώντας το ίδιο πρόσημο και την ίδια σειρά με τις κλειστές περιοχές ανακυκλοφορίας, λαμβάνοντας ωστόσο μικρότερες τιμές. Πέρα από τη διχοτόμηση του ομόρρου στις περιοχές αυτές **δεν παρατηρείται ο σχηματισμός δρόμου δινών Karman**. Ο σχηματισμός των δινών οφείλεται στο εξής φαινόμενο: τα διατμητικά προφίλ ταχύτητας στην επιφάνεια της αεροτομής που σχηματίζονται εξαιτίας του οριακού στρώματος αποκολλώνται καθώς πλησιάζουν περιοχές υψηλότερης πίεσης και περιτυλίσσονται (roll up) σε διακριτές δίνες.

Επίδραση της συχνότητας της ταλάντωσης στον ομόρρου

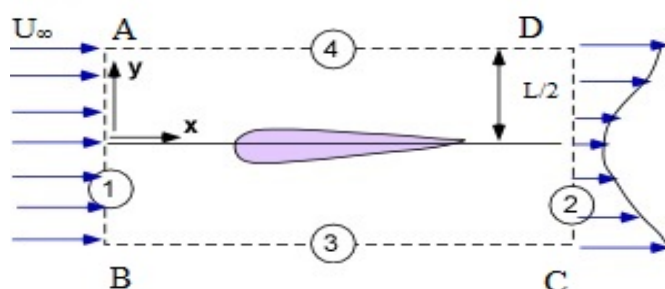
Στις περιπτώσεις A, B, C, D που διερευνήθηκαν σε αντιπαραβολή με το δρόμο δινών, παρατηρούνται διατμητικά προφίλ ταχυτήτων που ενώνονται στην ακμή εκφυγής της αεροτομής και συνεχίζονται στον ομόρρου. Μια συγκριτική παράθεση των προφίλ ταχυτήτων στον ομόρρου της αεροτομής γίνεται στα Σχήματα 5.9 - 5.10. Για να

μελετήσουμε περαιτέρω την επίδραση της συχνότητας της ταλάντωσης στον ομόρρου παραθέτουμε για 6° , 12° τα συγκριτικά διαγράμματα στροβιλότητας 5.11,5.12, ισοϋψών καμπυλών του μέτρου της ταχύτητας 5.13,5.14 και ισοϋψών καμπυλών των γωνιών διανύσματος της ταχύτητας 5.15,5.16 για 1 & $5Hz$.

- Όσον αφορά τα προφίλ των ταχύτητων παρατηρούμε μεγαλύτερη επίδραση του οριακού στρώματος στη χαμηλότερη συχνότητα ταλάντωσης $1Hz$ και ως εκ τούτου πιο έντονα διατμητικά προφίλ (επίδραση της συνεκτικότητας) σε σχέση με τα $5Hz$. Τα επιβραδυνόμενα προφίλ είναι επίσης περισσότερο συμμετρικά ως προς το κέντρο του ομόρρου για τα $1Hz$.
- Σε σχέση με τα πεδία στροβιλότητας, ενώ το εύρος τιμών της αδιάστατης στροβιλότητας δεν επηρεάζεται από τη συχνότητα της ταλάντωσης, παρατηρούμε σημαντικά πιο εκτεταμένη αποβολή στροβιλότητας στον ομόρρου στην περίπτωση των $1Hz$.
- Ως προς το μέτρο της ταχύτητας παρατηρεί κανείς πιο μεγάλες ζώνες επιβράδυνσης της ροής στα $1Hz$, διατηρώντας όμως συμμετρία, ενώ στα $5Hz$ ο ομόρρους επεκτείνεται ασυμμετρικά προς τα πάνω.
- Τέλος από τις ισοϋψείς καμπύλες των γωνιών διανύσματος της ταχύτητας συμπεραίνουμε μεγαλύτερες περιοχές απόκλισης της ταχύτητας στην περίπτωση των $1Hz$ και μεγαλύτερες γωνίες του διανύσματος της ταχύτητας (άρα μεγαλύτερη κλίση της ταχύτητας).

Δυνάμεις στη αεροτομή εξαιτίας του ομόρρου και προσεγγιστικός υπολογισμός

Υποθέτοντας πως η ροή ανάντι της αεροτομής είναι ομοιόμορφη κατανομή της ταχύτητας ελεύθερου ρεύματος U_∞ , θεωρούμε τον όγκο ελέγχου του Σχήματος 5.4. Παρακάτω εφαρμόζουμε την εξίσωση συνέχειας στην δεδομένη επιφάνεια ελέγχου:



Σχήμα 5.4: Όγκος Ελέγχου

$$\int_E \rho \vec{v} \vec{n} dE = 0 \Rightarrow$$

$$-\rho U_\infty L b + \int_0^L \rho u b dy + \int_{AD,BC} \rho \vec{v} \vec{n} dE = 0 \Rightarrow$$

$$\int_{AD,BC} \rho \vec{v} \vec{n} dE = \rho U_\infty L b - \int_0^L \rho u b dy$$

Εφαρμόζοντας την εξίσωση ορμής κατά τον x άξονα έχουμε:

$$\int_E \rho u \vec{v} \vec{n} dE = -D \Rightarrow$$

$$-\rho U_\infty^2 L b + \int_0^L \rho u^2 b dy + \int_{AD,BC} \rho U_\infty \vec{v} \vec{n} dE = -D \Rightarrow$$

$$-\rho U_\infty^2 L b + \int_0^L \rho u^2 b dy + U_\infty \int_{AD,BC} \rho \vec{v} \vec{n} dE = -D$$

Αντικαθιστώντας από την εξίσωση συνέχειας προκύπτει:

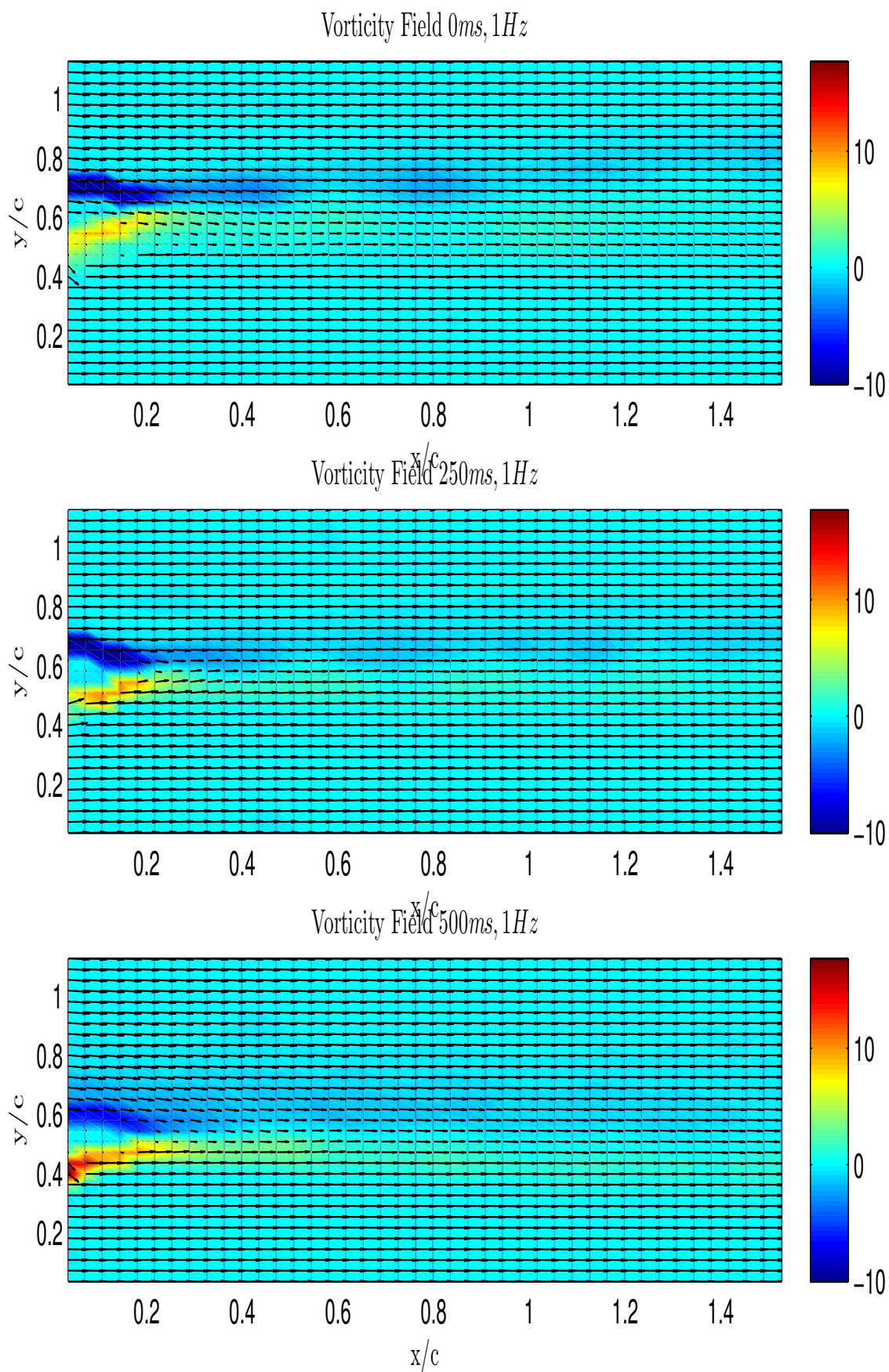
$$\begin{aligned}
& -\rho U_\infty^2 Lb + \int_0^L \rho u^2 b dy + U_\infty \rho U_\infty Lb - \int_0^L \rho u b dy = -D \Rightarrow \\
& -\rho U_\infty^2 Lb + \int_0^L \rho u^2 b dy + \rho U_\infty^2 Lb - U_\infty \int_0^L \rho u b dy = -D \Rightarrow \\
& \frac{\rho \int_0^L (u^2 - u U_\infty) b dy}{\frac{\rho}{2} U_\infty^2 b c} = \frac{-D}{\frac{\rho}{2} U_\infty^2 b c} \Rightarrow \\
& c_D = \frac{2}{c} \int_0^L \frac{u}{U_\infty} \left(1 - \frac{u}{U_\infty}\right) dy
\end{aligned}$$

Στην εξίσωση ορμής καταχρηστικά αμελήθηκε ο όρος $\frac{d}{dt} \int \rho \bar{u} dV$. Ωστόσο εφόσον η αεροτομή κινείται το να θεωρήσουμε μόνιμο πεδίο ροής εισάγει κάποιο σφάλμα στον υπολογισμό του συντελεστή οπισθέλκουσας. Ο **συντελεστής οπισθέλκουσας** μπορεί παρολαυτά να υπολογισθεί με αριθμητικό τρόπο. Στη συνέχεια παρατίθενται τα συγκριτικά διαγράμματα (Σχήμα 5.17) υπολογισμού του για τις συμμετρικές περιπτώσεις.

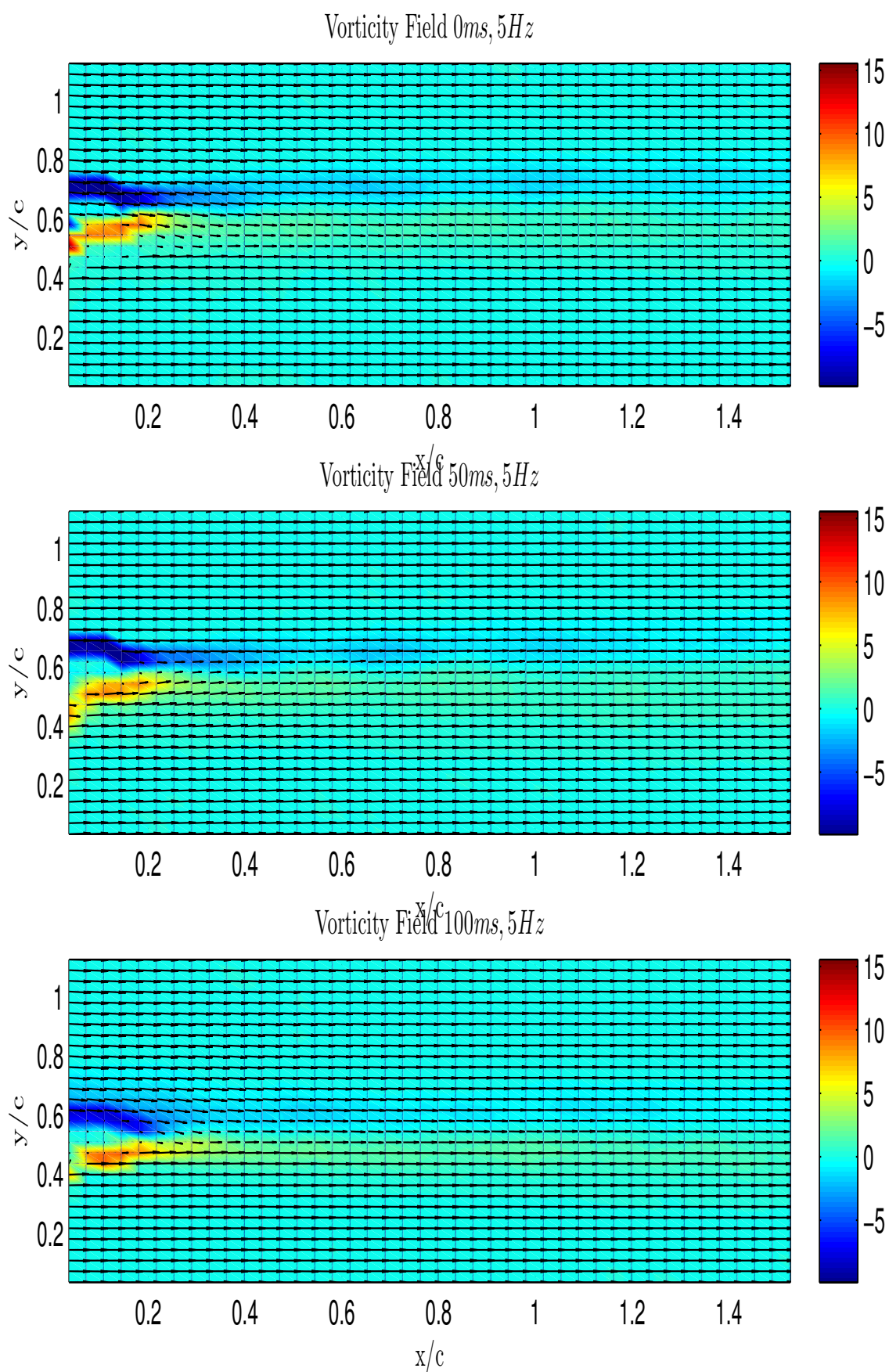
Για την διερεύνηση της συσχέτισης της μορφής του ομόρρου με την ταλαντωτική κίνηση της αεροτομής αποτυπώνεται ενδεικτικά ένα χρονικό στιγμιότυπο των σημείων που εμφανίζουν ελάχιστο μέτρο ταχύτητας για κάθε τετμημένη x (Σχήμα 5.18). Στην περίπτωση αυτή παρατηρούμε την **ταλαντωτική κίνηση των σημείων ελαχίστου** κατά μήκος του ομόρρου καθώς η αεροτομή στρέφεται από τη μια ακραία θέση της ταλάντωσης στην άλλη ($t = 0 \rightarrow t = T/4 \rightarrow t = T/2$). Ωστόσο το φαινόμενο παρατηρείται μετά από 0.6 μήκη της χορδής, αφού πιο κοντά στην ακμή εκφυγής υπάρχει περιοχή ανακυκλοφορίας της ροής, όπως φαίνεται και από τις γραμμές ροής στο Σχήμα 5.19.

Εκτός του ομόρρου, οι τιμές της στροβιλότητας είναι σχεδόν μηδενικές καθώς επίσης και η ταχύτητα των στοιχείων του ρευστού παραμένει αδιατάρακτη και προσεγγίζει κατά την απομάκρυνση την ταχύτητα ελεύθερου ρεύματος U_∞ . Το συμπέρασμα αυτό καθίσταται ακόμη πιο σαφές παραθέτοντας το διάγραμμα ισοϋψών καμπυλών της

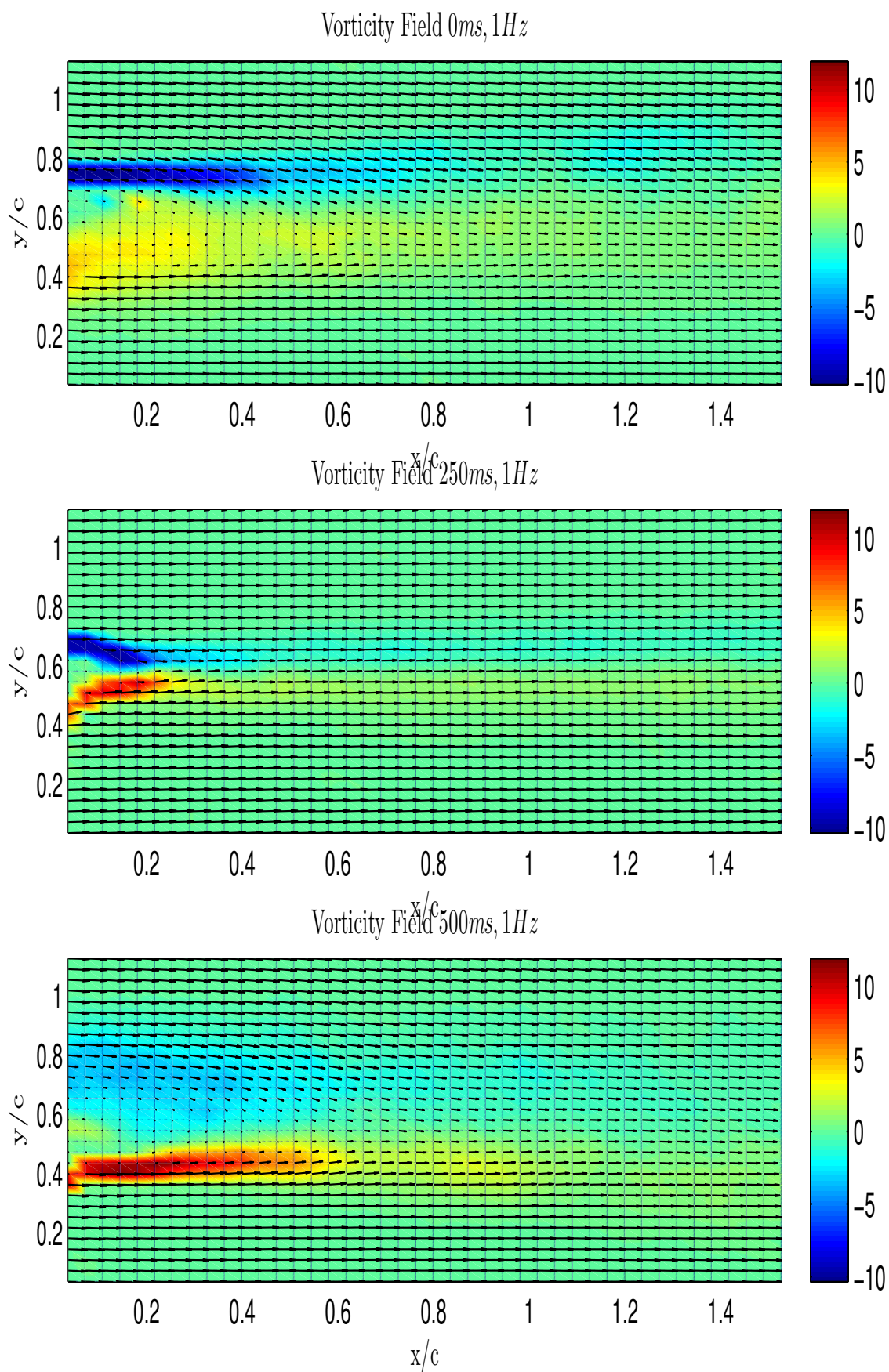
ταχύτητας u αδιαστατοποιημένης ως προς την ταχύτητα U_∞ Σχήμα 5.20 (ενδεικτικά παρατίθεται μόνο για την περίπτωση $6^\circ, 1Hz-A$), από όπου προκύπτει και μια πιο επαρκής περιγραφή του ομόρρου ($\mathbf{u} = 0.99U_\infty$) της αεροτομής.



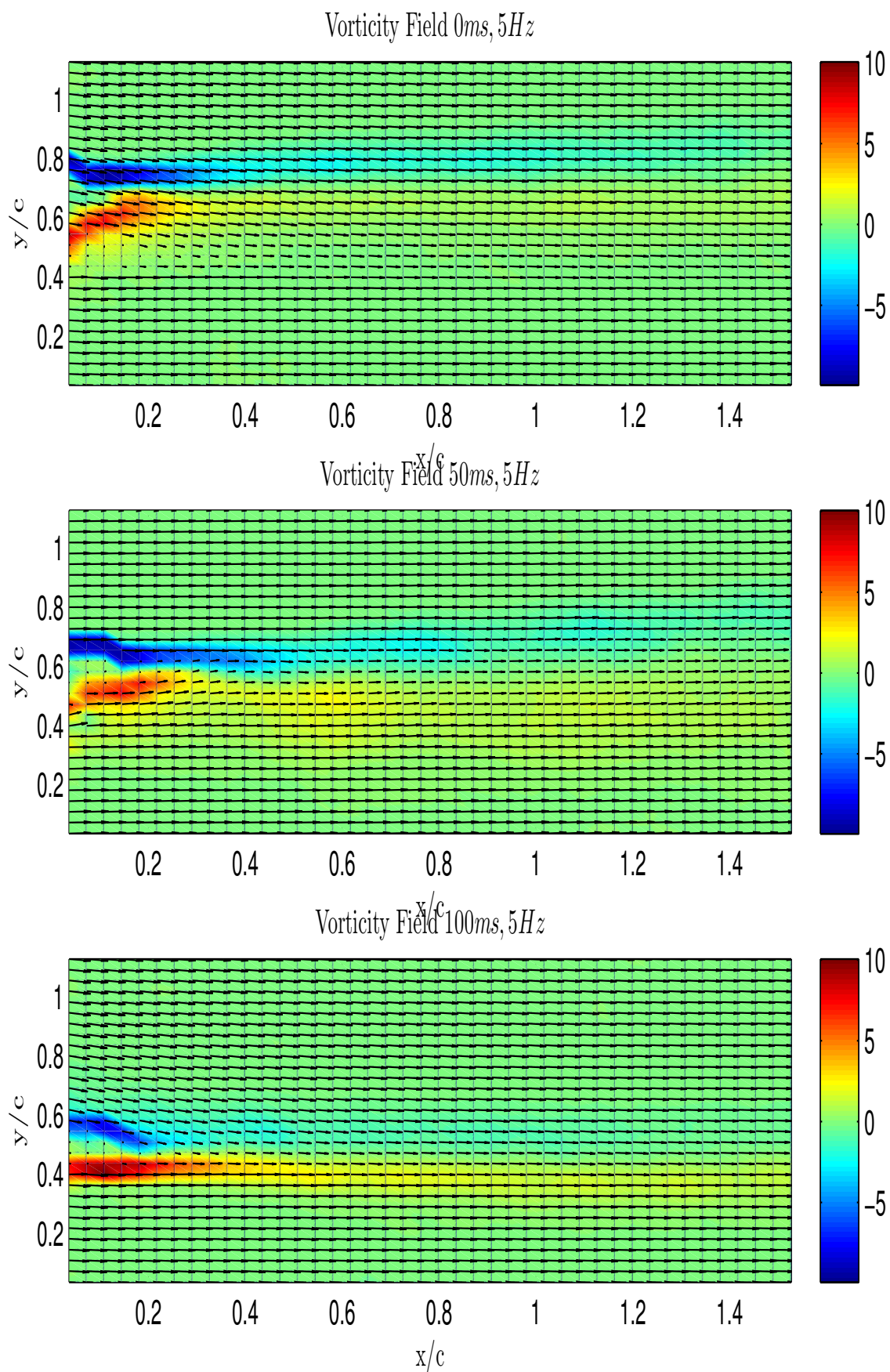
Σχήμα 5.5: Πεδίο ταχυτήτων και στροβιλότητας για την περίπτωση 6° , $1Hz$ ($t = 0 \rightarrow t = T/4 \rightarrow t = T/2$)



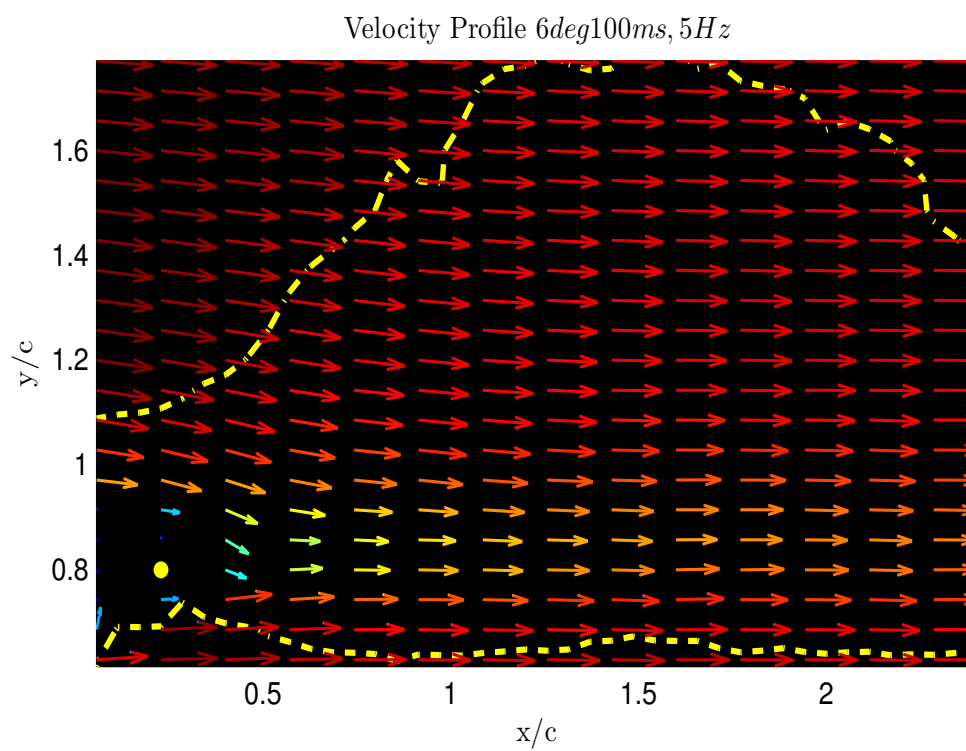
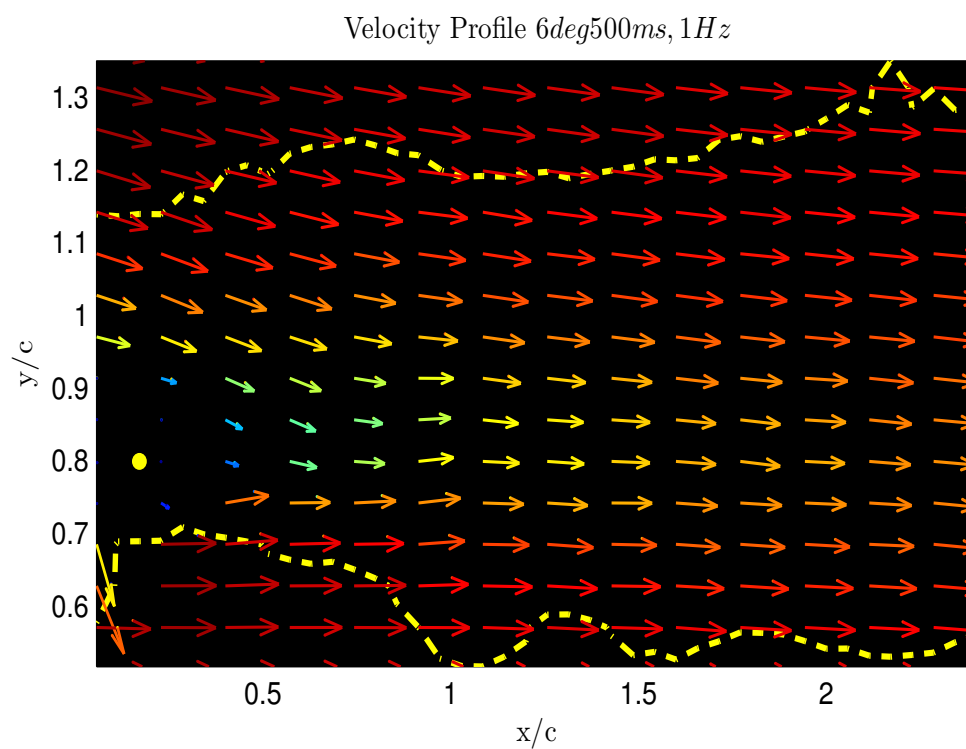
Σχήμα 5.6: Πεδίο ταχυτήτων και στροβιλότητας για την περίπτωση $6^\circ, 5Hz$ ($t = 0 \rightarrow t = T/4 \rightarrow t = T/2$)



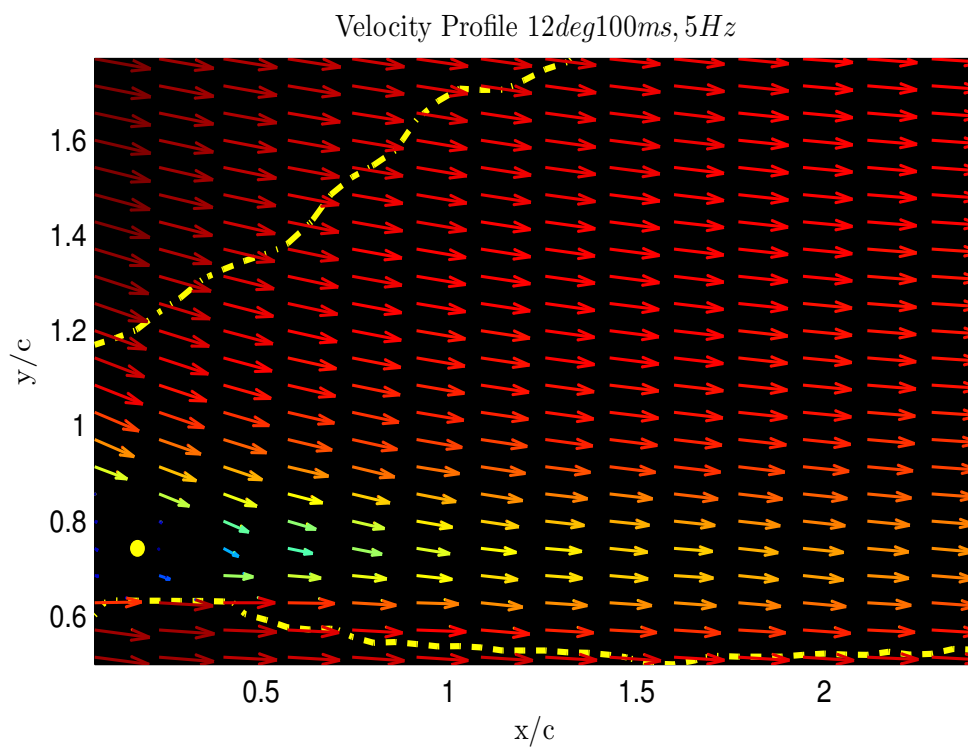
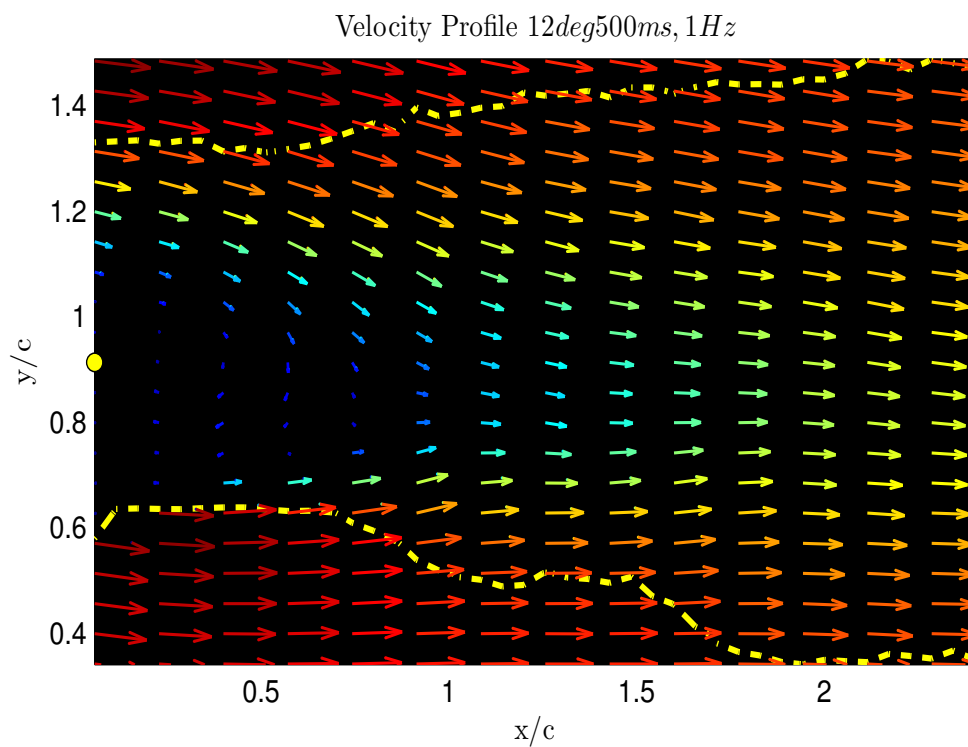
Σχήμα 5.7: Πεδίο ταχυτήτων και στροβιλότητας για την περίπτωση 12° , $1Hz$ ($t = 0 \rightarrow t = T/4 \rightarrow t = T/2$)



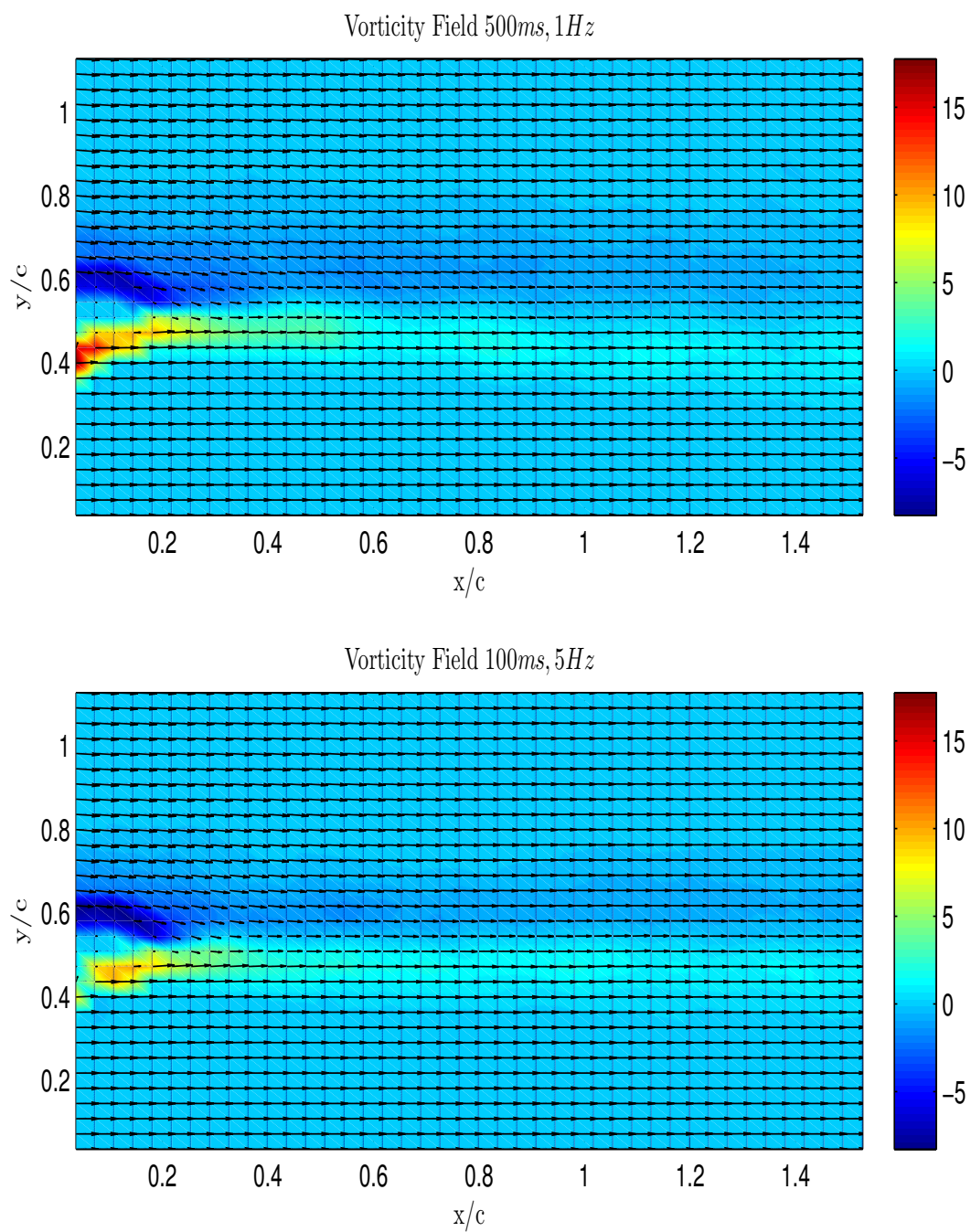
Σχήμα 5.8: Πεδίο ταχυτήτων και στροβιλότητας για την περίπτωση $12^\circ, 5Hz (t = 0 \rightarrow t = T/4 \rightarrow t = T/2)$



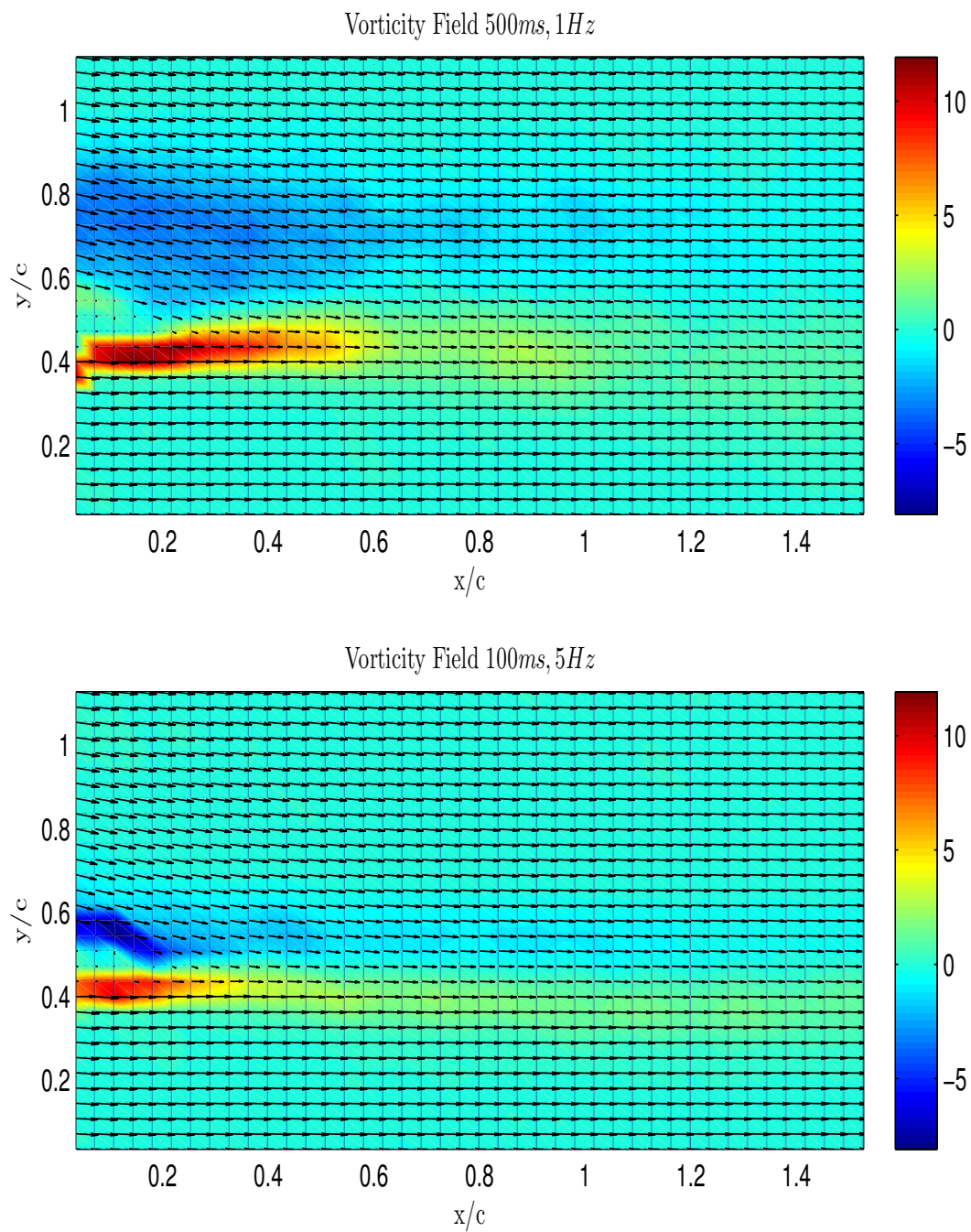
Σχήμα 5.9: Προφίλ ταχυτήτων στον ομόρρου για την περίπτωση $+6^\circ$, $1Hz$ & $5Hz$



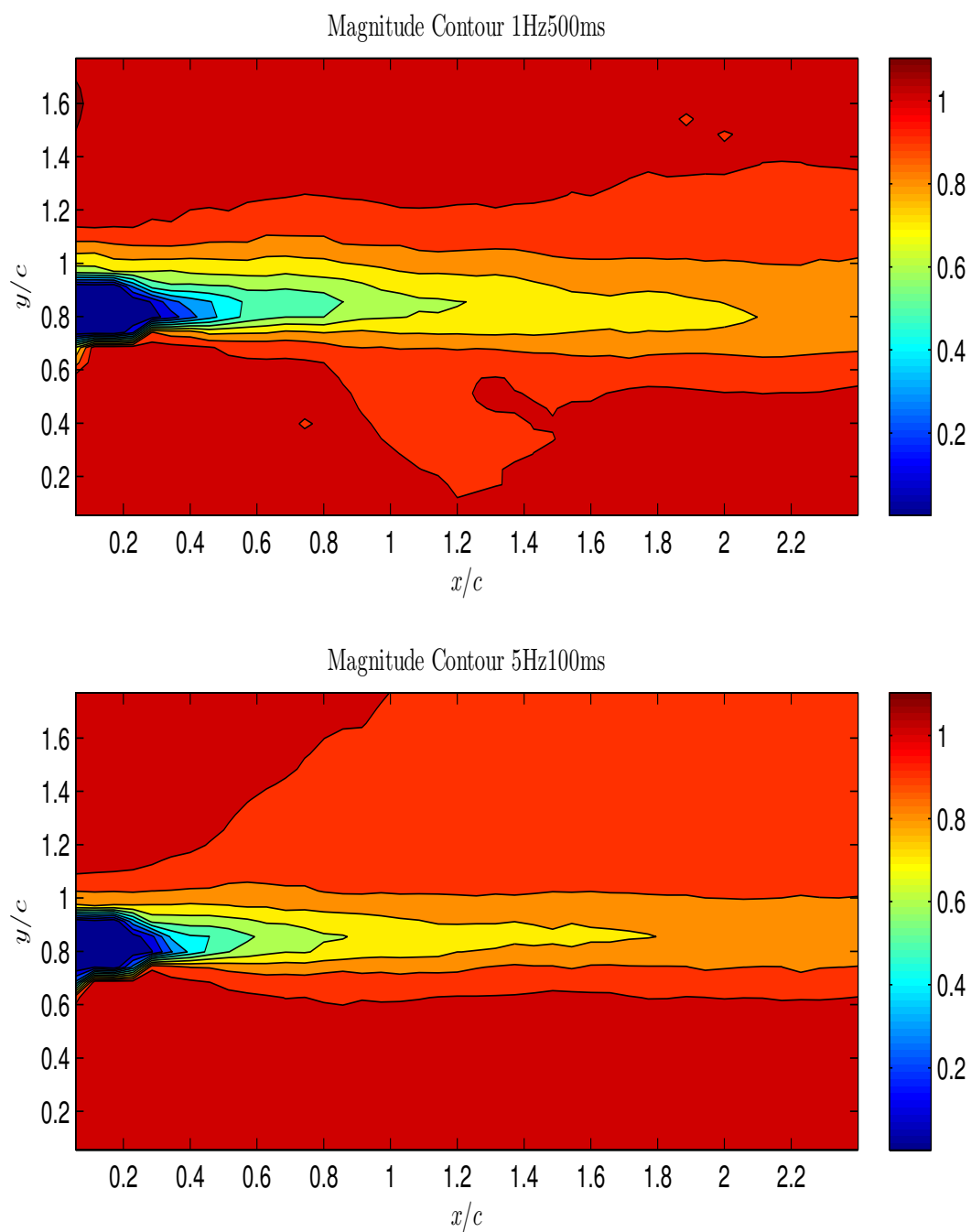
Σχήμα 5.10: Προφίλ ταχυτήτων στον ομόρρου για την περίπτωση $+12^\circ$, $1Hz$ & $5Hz$



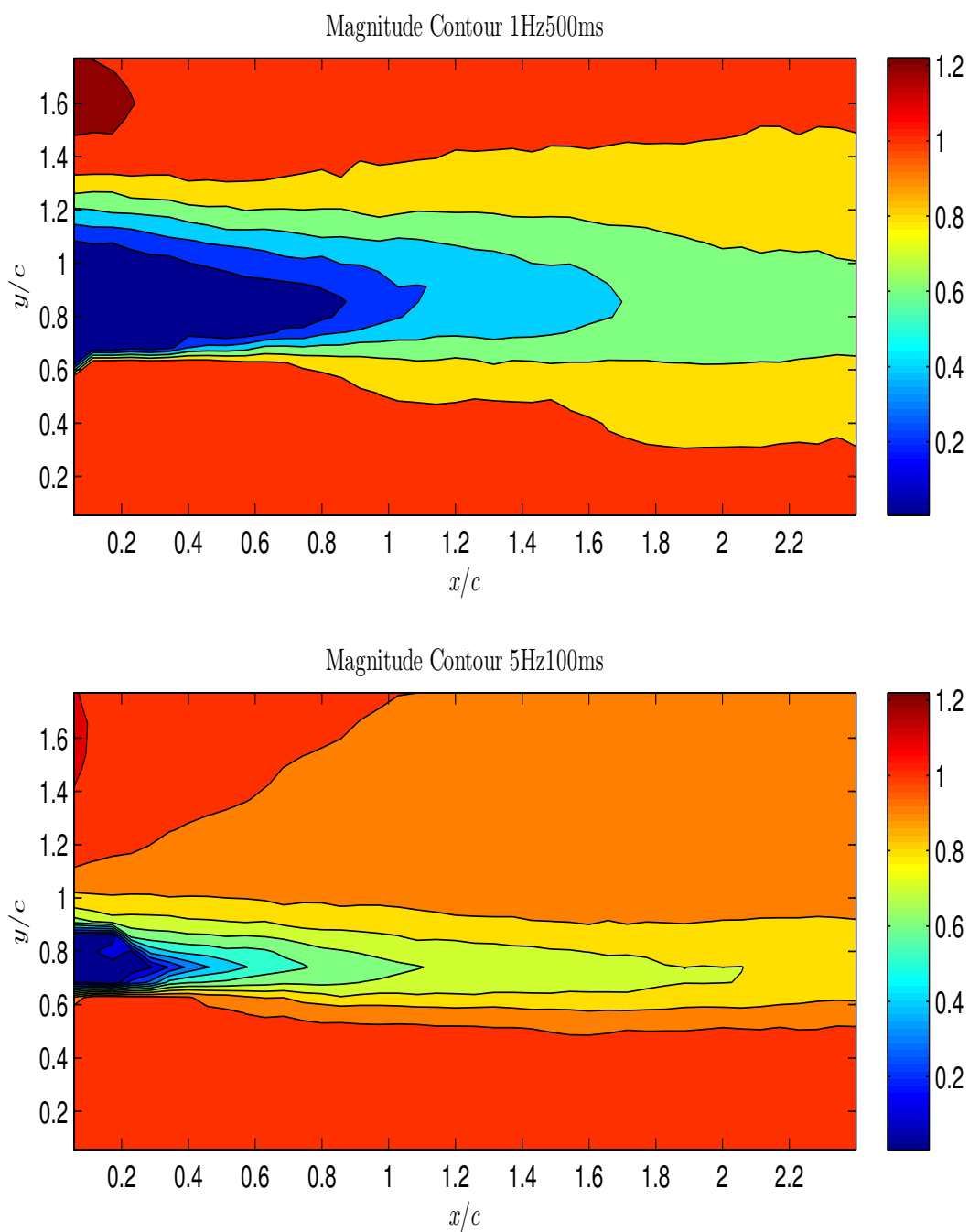
Σχήμα 5.11: Πεδία στροβιλότητας για πλάτος ταλάντωσης 6° , $1\&5Hz$ σε φάση



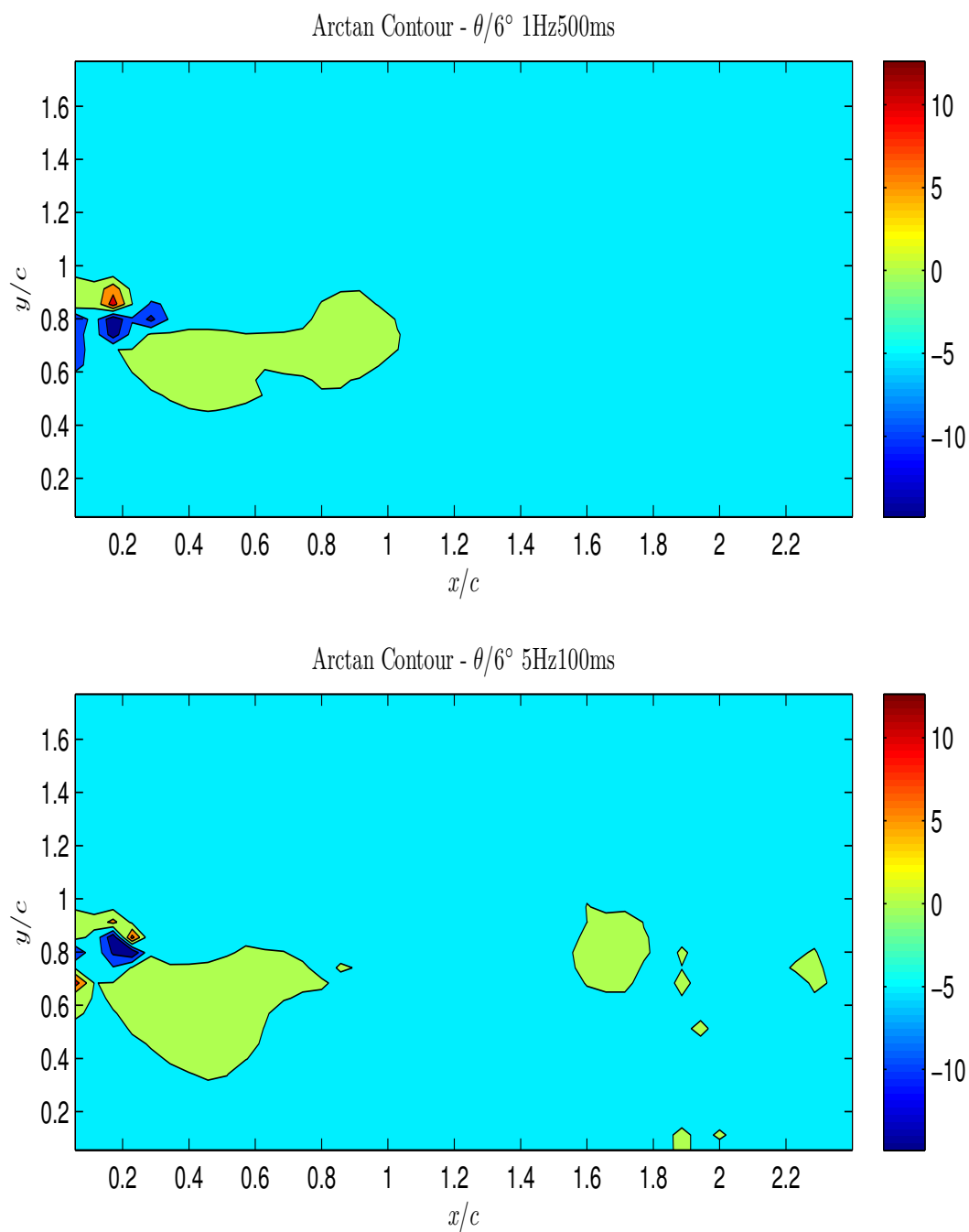
Σχήμα 5.12: Πεδία στρωβιλότητας για πλάτος ταλάντωσης 12° , $1\&5Hz$ σε φάση



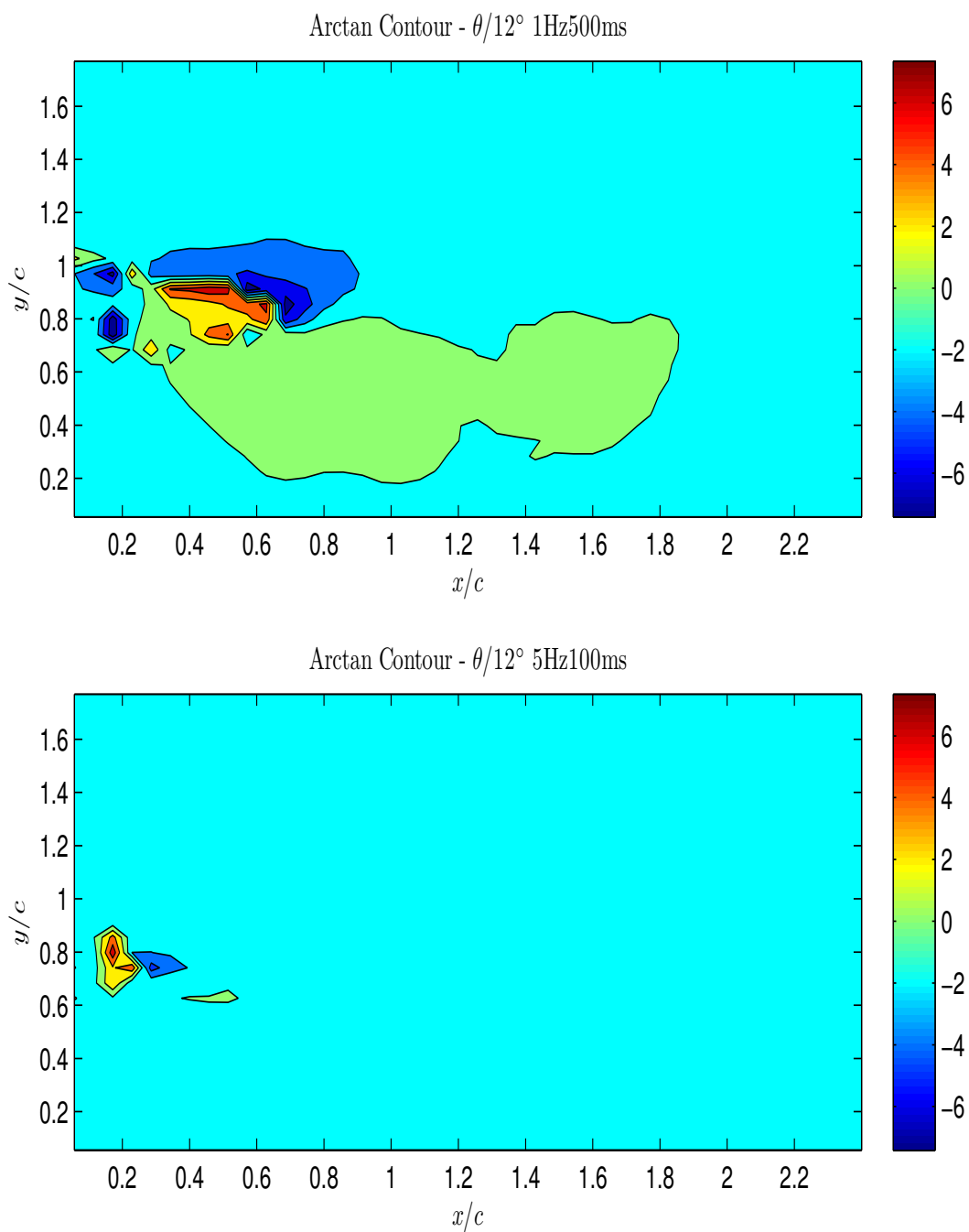
Σχήμα 5.13: Ισοϋψείς καμπύλες του μέτρου ταχύτητας για πλάτος ταλάντωσης 6° , $1\&5Hz$ σε φάση



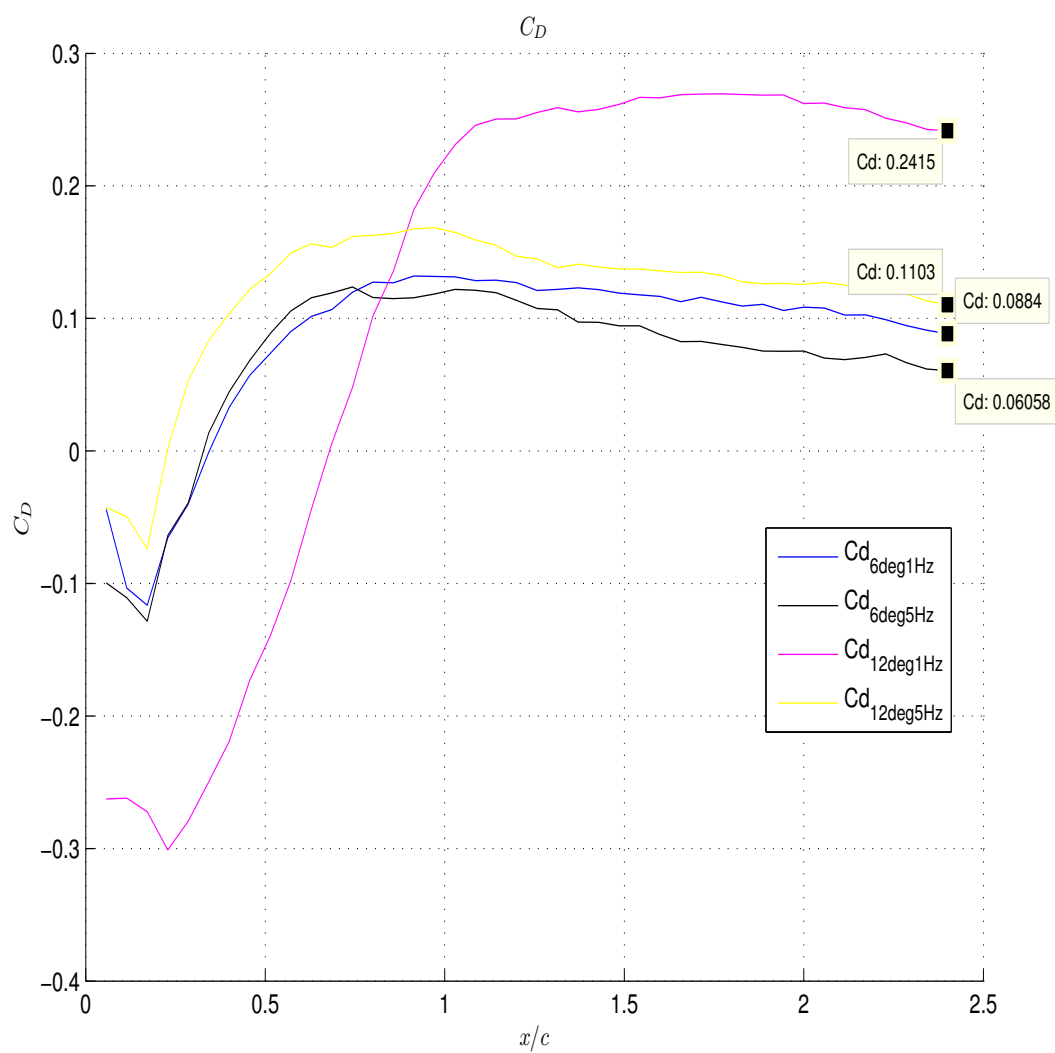
Σχήμα 5.14: Ισοϋφείς καμπύλες του μέτρου ταχύτητας για πλάτος ταλάντωσης 12° , $1\&5Hz$ σε φάση



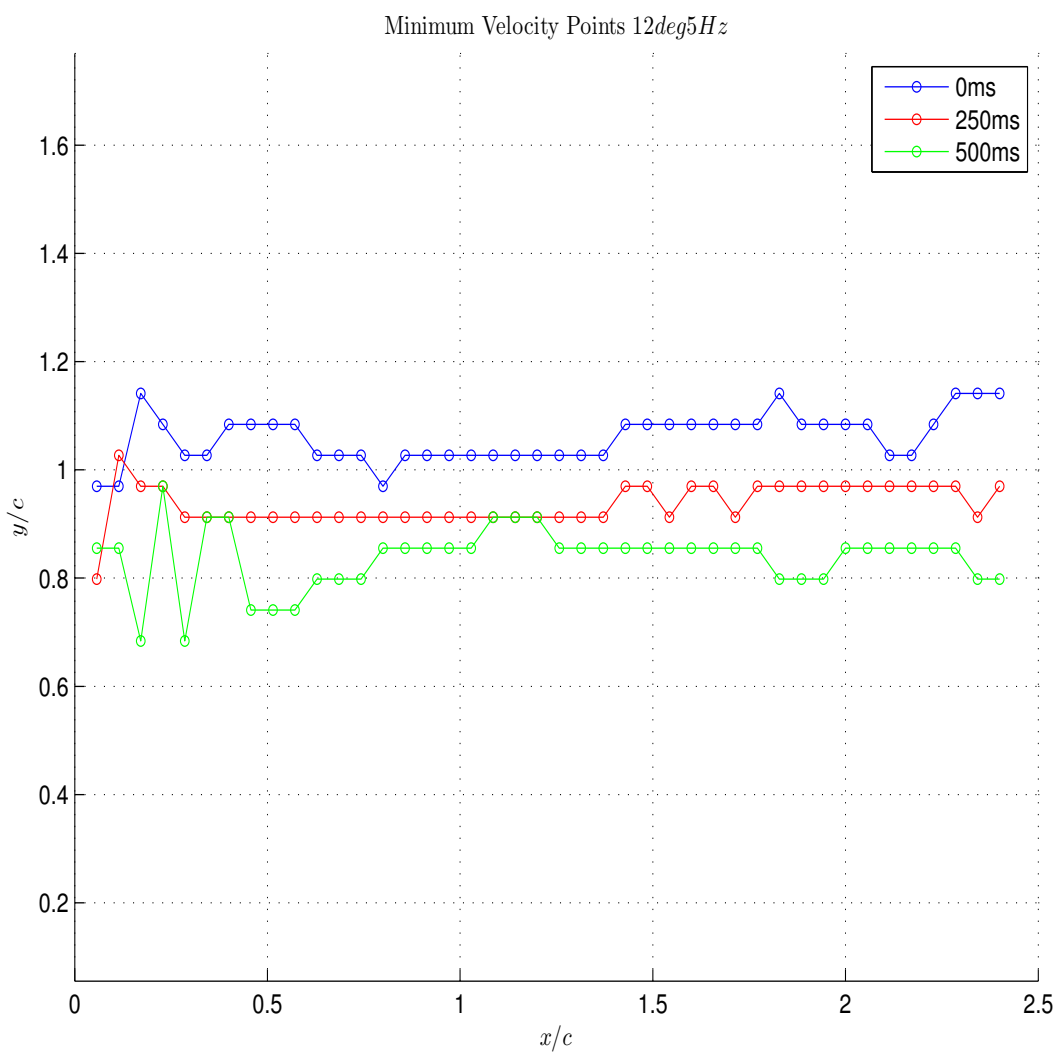
Σχήμα 5.15: Ισοϋψείς καμπύλες των γωνιών διανύσματος της ταχύτητας για πλάτος ταλάντωσης 6° , 1&5Hz σε φάση



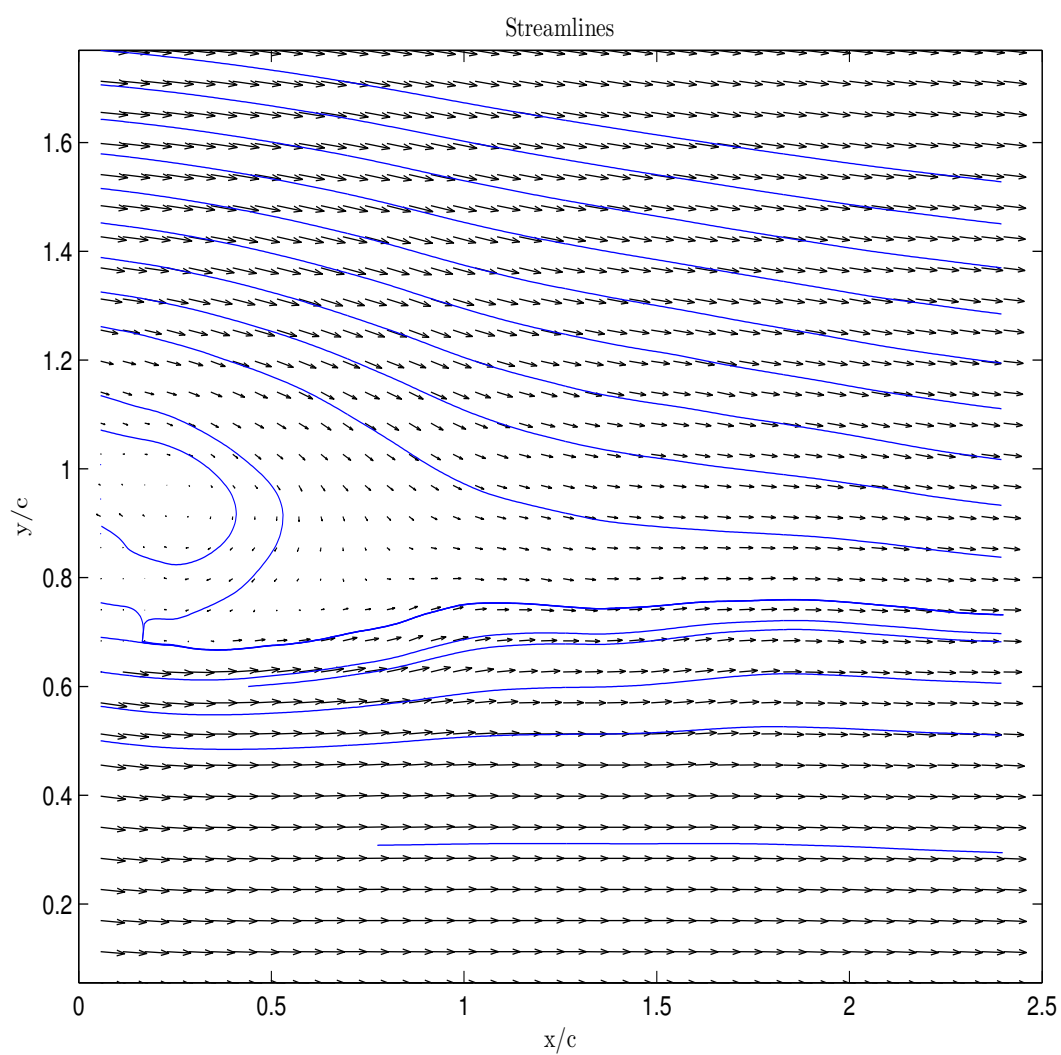
Σχήμα 5.16: Ισοϋφείς καμπύλες των γωνιών διανύσματος της ταχύτητας για πλάτος ταλάντωσης 12° , $1\&5Hz$ σε φάση



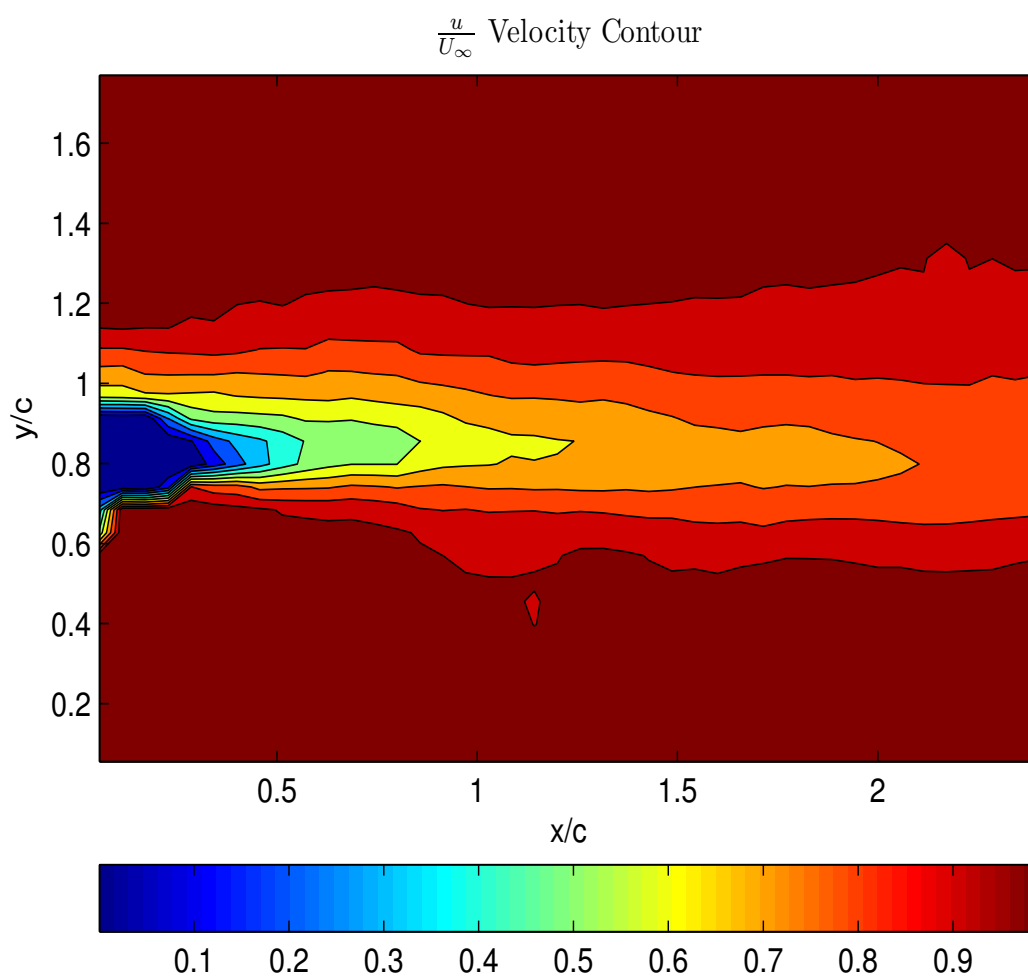
Σχήμα 5.17: Συντελεστής Οπισθέλκουσας για τις περιπτώσεις συμμετρικής κίνησης



Σχήμα 5.18: Σημεία ελαχίστου μέτρου ταχύτητας για την περίπτωση $12^\circ, 1Hz(A)$



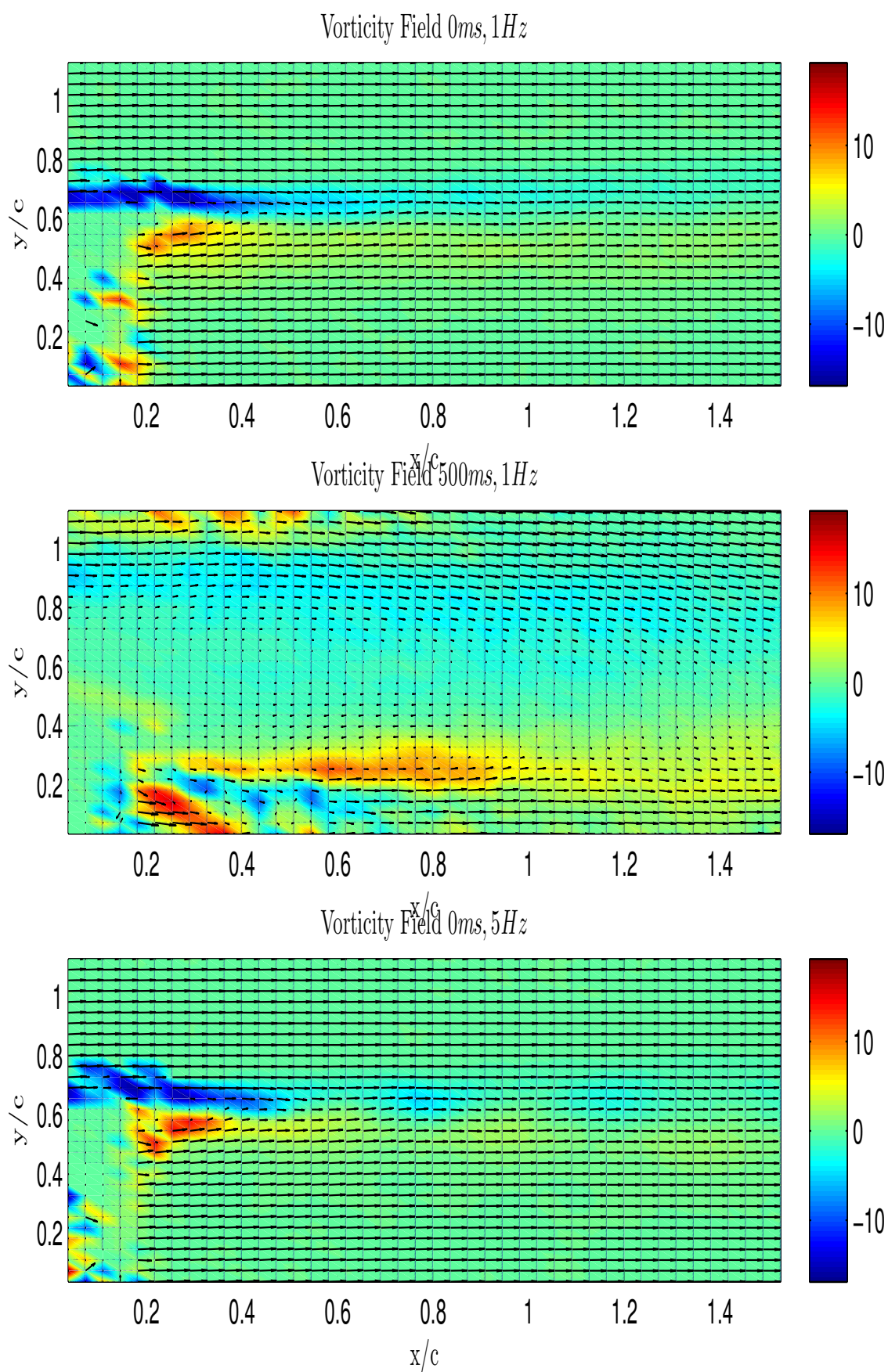
Σχήμα 5.19: Περιοχή ανακυκλοφορίας για την περίπτωση $12^\circ, 1Hz(A)$



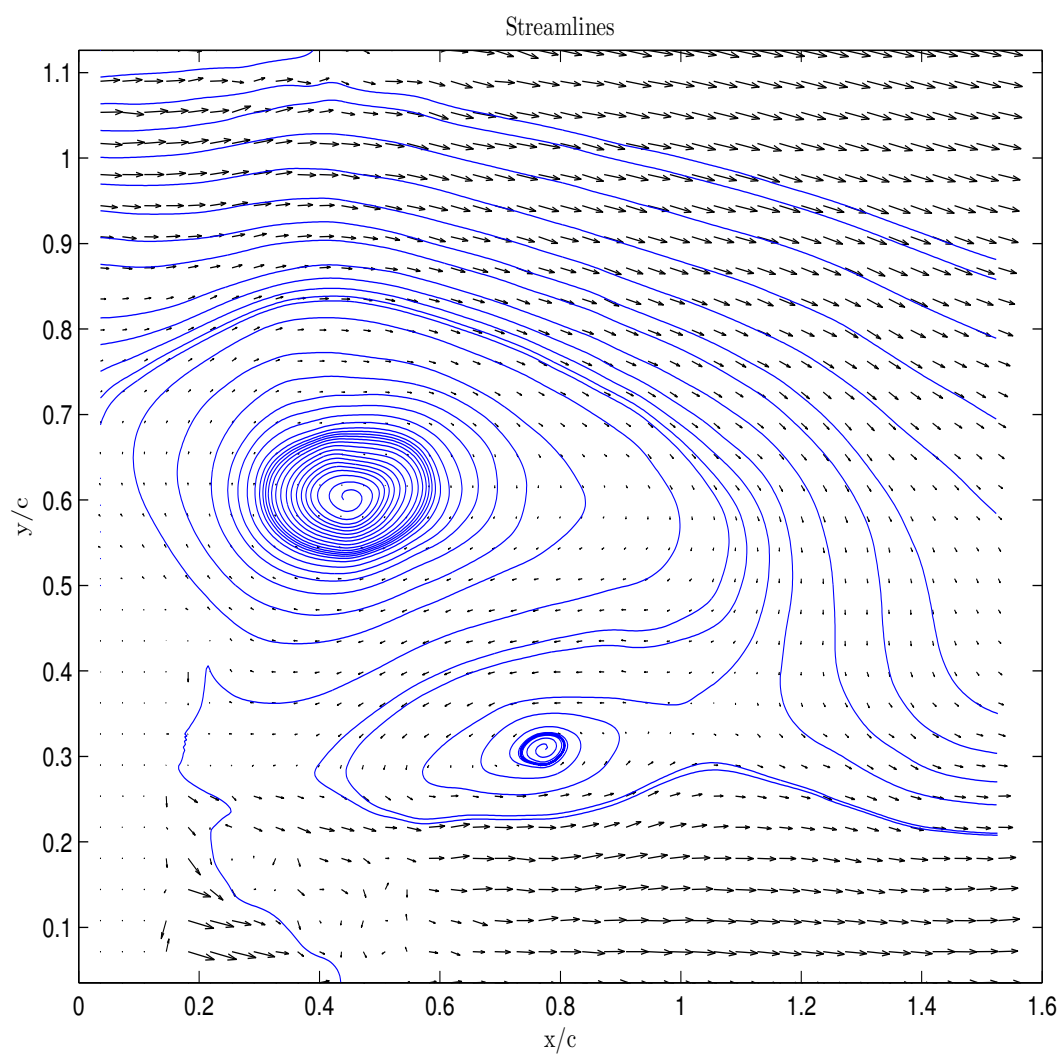
Σχήμα 5.20: Ισοψείς καμπύλες u/U_∞

5.2.3 Ασύμμετρη Κίνηση της Αεροτομής

Για την ασύμμετρη περίπτωση κίνησης της αεροτομής παρατηρείται το πεδίο ταχυτήτων και στροβιλότητας που φαίνεται στο Σχήμα 5.21. Απεικονίζοντας τις γραμμές ροής για την ασύμμετρη περίπτωση στα $1Hz$ τη χρονική στιγμή $500ms$ (Σχήμα 5.22), δηλαδή όταν η αεροτομή βρίσκεται στις $+22^\circ$ παρατηρούμε το σχηματισμό δύο δινών κατάντι της αεροτομής. Ωστόσο στις $+22^\circ$ έχει συμβεί αποκόλληση της ροής σχεδόν από την ακμή πρόσπτωσης της αεροτομής, όπου παράγονται στροβιλώδεις δομές και διαδίδονται κατάντι. Οι δομές αυτές των στροβίλων στην ακμή πρόσπτωσης (leading edge vortices) μπορούν, όπως έχει ήδη αναφερθεί, υπό συνθήκες να προσδώσουν περαιτέρω άνοση. Τέλος, ορισμένες ασυνέχειες των ταχυτήτων κοντά στην αρχή των αξόνων στα παραπάνω σχήματα οφείλονται σε ανεπαρκή φωτισμό (σκίαση της δέσμης laser).



Σχήμα 5.21: Πεδίο ταχυτήτων και στροβιλότητας για την ασύμμετρη περίπτωση 1&5Hz(E,F)



Σχήμα 5.22: Γραμμές ροής για την ασύμμετρη περίπτωση $1Hz(E)$

Κεφάλαιο 6

Επίλογος

6.1 Συμπεράσματα

Με την ανάπτυξη διαφόρων τύπων και μεγεθών ανεμογεννητριών, καθώς και μη επανδρωμένων αεροσκαφών μικρού μεγέθους, το αεροδυναμικό πρόβλημα πρόνευσης και βύθισης σε πτέρυγα έχει αποτελέσει αντικείμενο πολλαπλών ερευνών από αρκετούς ερευνητές.

Στην παρούσα εργασία μελετάται η ροή του αέρα σε αεροτομή μηδενικής καμπυλότητας χρησιμοποιώντας την τεχνική PIV.

Ο αριθμός St για τις δύο διαφορετικές συχνότητες της ταλάντωσης ήταν 0.0067 και 0.0333, ενώ ο $Re \cong 12000$, η μέση γωνία πρόσπτωσης ήταν 0° και το πλάτος 6° και 12° .

Αυτή είναι μια πρώτη προσπάθεια για τη μελέτη του συγκεκριμένου, ιδιαίτερα περίπλοκου, μη μόνιμου αεροδυναμικού προβλήματος. Παρακάτω παρατίθενται ορισμένα από τα συμπεράσματα:

- Παρατηρήθηκε η ύπαρξη δύο κλειστών περιοχών ανακυκλοφορίας στην ακμή εκφυγής με έντονες τιμές στροβιλότητας αντίθετου προσήμου (θετική στροβιλότητα στην κάτω πλευρά - αρνητική στην πάνω), οι οποίες βρίσκονται εκατέρωθεν της χορδής. Κατά τη χρονική εξέλιξη της ταλάντωσης μεγαλύτερες τιμές στροβιλότητας αποκτά η πλευρά υπερπίεσης στην ακμή εκφυγής της αεροτομής.
- Παρατηρήθηκε η διχοτόμηση του ομόρρου σε δύο περιοχές στροβιλότητας δια-

τηρώντας κατά σύμβαση τα πρόσημα όπως αναφέρθηκαν παραπάνω, λαμβάνοντας ωστόσο μικρότερες τιμές στροβιλότητας.

- Σε σχέση με την επίδραση της συχνότητας ταλάντωσης στον ομόρρου της αεροτομής, στην περίπτωση των $1Hz$ παρατηρήθηκαν εντονότερα διατμητικά προφίλ ταχυτήτων με μεγαλύτερες ζώνες επιβράδυνσης, περισσότερο εκτεταμένη αποβολή στροβιλότητας και μεγαλύτερες κλίσεις της ταχύτητας σε σύγκριση με την περίπτωση των $5Hz$. Εκτός αυτού τα προφίλ ταχυτήτων στην περίπτωση των $5Hz$ εμφανίζουν ασυμμετρία ως προς το κέντρο του ομόρρου σε αντίθεση με την περίπτωση των $1Hz$, όπου τα προφίλ είναι συμμετρικά.
- Δεν παρατηρήθηκε σχηματισμός δρόμου στροβίλων Karman, αλλά επιβραδυνόμενα προφίλ ταχυτήτων στον ομόρρου της αεροτομής με αποτέλεσμα την παραγωγή οπισθέλκουσας δύναμης και όχι ώσης.
- Παρατηρήθηκε πως ο συντελεστής οπισθέλκουσας στην περίπτωση των 6° , $1Hz$ είναι 1.45 φορές μεγαλύτερος σε σύγκριση με την περίπτωση 6° , $5Hz$ ενώ για την περίπτωση των 12° είναι αντίστοιχα 2.2 φορές μεγαλύτερος.

6.2 Μελλοντικές Επεκτάσεις

Το σύστημα που αναπτύχθηκε στα πλαίσια αυτής της διπλωματικής εργασίας θα μπορούσε να βελτιωθεί και να επεκταθεί περαιτέρω, τουλάχιστον ως προς τέσσερις κατευθύνσεις. Συγκεκριμένα, αναφέρονται τα ακόλουθα:

- Οι αριθμοί Strouhal για τις περιπτώσεις κίνησης της αεροτομής ήταν αρκετά μικροί σε σχέση με την υπάρχουσα βιβλιογραφία. Ως εκ τούτου, είναι απαραίτητο να αλλάξει η συχνότητα της κίνησης (αύξηση) σε συνδυασμό με την μεταβολή της ταχύτητας ελεύθερου ρεύματος (μείωση) προς μεγαλύτερους αριθμούς Strouhal.
- Στην παρούσα εργασία η αεροτομή υπόκειται μόνο σε πρόνευση. Ως εκ τούτου, θα πρέπει να μελετηθεί περαιτέρω και εις βάθος η περίπτωση μόνον της βύθισης, καθώς και της συνδυαστικής κίνησης που προσομοιάζει καλύτερα στον φυσικό πτερυγισμό των πτηνών.

- Περαιτέρω ακρίβεια και έλεγχος του βηματικού κινητήρα για ακριβέστερη προσομοίωση της ημιτονοειδούς ταλάντωσης της αεροτομής.
- Χρησιμοποίηση προτυποποίησης για την αεροτομή (π.χ. NACA Airfoil Series) αντί της επίπεδης πλάκας με περισσότερο αεροδυναμικό σχήμα.

Παράρτημα Α'

Κώδικας

```
1  clc
2  close all
3  clear
4
5  %%%%%%%%% Import Data %%%%%%%%%
6  % for l=1:3;
7  %     if     l==1;
8          importfolder = importdata('
                peiramatikes metriseis\25JULY\
                pitching\ASYMMETRIC\Avgd500ms1hz.
                vec');
9  %     elseif l==2; importfolder = importdata('
                peiramatikes metriseis\25JULY\pitching\ASYMMETRIC\
                Avgd500ms1hz.vec');
10 %     else          importfolder = importdata('
                peiramatikes metriseis\pitching\1Hz pitching\
                Avgd500ms1hz.vec');
11 %     end
12
13 cont = fieldnames(importfolder);
```

```
14 for i = 1:2;
15     assignin('base', cont{i}, importfolder.(cont{i}));
16 end
17 XYcoord=[data(:,1),data(:,2)]/14;
18 UV=[data(:,3) data(:,4)]/1.4;
19
20
21 %%%%%%%%% Measurement Errors %%%%%%%%%
22
23 for i=1:1302;
24     for j=1:2;
25         if UV(i,j)>10^5; UV(i,j)=0;
26         end
27     end
28 end
29
30 %%%%%%%%% Normalization %%%%%%%%%
31
32 X=XYcoord(:,1)/40;
33 Y=XYcoord(:,2)/40;
34 U=UV(:,1);
35 V=UV(:,2);
36 Uinf=6.0;
37 deltax=XYcoord(1,2)-XYcoord(43,2);
38 c=0.04; %chordline
39
40 %%%%%%%%% Array to Matrix %%%%%%%%%
41 for k=1:31;
42     for i=1:42
43         x4(i)=X(i+(k-1)*42,1);
44         y4(k)=Y(i+(k-1)*42,1);
```

```
45     u4(i,k)=U(i+(k-1)*42,1);
46     v4(i,k)=V(i+(k-1)*42,1);
47 end
48 end
49 [x,y] = meshgrid(x4,y4);
50 u1=transpose(u4);
51 v1=transpose(v4);
52
53 %%%%%%%%% Vector Field %%%%%%%%%
54
55 figure(1)
56 quiver(x,y,u1,v1)
57 title('Vector Field','Interpreter','latex');
58 xlabel('x/c','Interpreter','latex')
59 ylabel('y/c','Interpreter','latex')
60 ylim([min(min(y)) max(max(y))])
61
62 % %%%%%%%%% (post)Filtering %%%%%%%%%
63 %
64 % [gu,gv]=globfilt(x,y,u1,v1,3);
65 %
66 % [mu,mv]=localfilt(x,y,gu,gv,2,'median',3,'polymask.mat
    ');
67 %
68 % [u1,v1]=naninterp(mu,mv,'weighted','polymask.mat',x,y);
69 %
70 % %%%%%%%%% Smoothing %%%%%%%%%
71 %
72 % u1=smoothn(u1); %smoothing
73 % v1=smoothn(v1); %smoothing
74
```

```

75 %%%%%%%%% Smoothed Vector Field %%%%%%%%%
76
77 figure(2)
78 quiver(x,y,u1,v1)
79 title('Smoothed Vector Field','Interpreter','latex');
80 xlabel('x/c','Interpreter','latex')
81 ylabel('y/c','Interpreter','latex')
82 ylim([min(min(y)) max(max(y))])
83
84 %%%%%%%%% Vorticity Calculation %%%%%%%%%
85 [curlz,cav]= curl(x*40*10^-3,y*40*10^-3,u1,v1);
86 vort=curlz*c/Uinf;%normalized vorticity
87
88 %%%%%%%%% Center of the Wake %%%%%%%%%
89 [value, index] = min(reshape(u1, numel(u1), 1));
90 [a1,a2] = ind2sub(size(u1), index);
91
92 %%%%%%%%% Vorticity field %%%%%%%%%
93 figure(3)
94 pcolor(x,y,vort);
95 hold on;
96 shading interp
97 quiver(x,y,u1,v1,'k');
98 starty = 0.5:(max(max(y))-0.5)/20:max(max(y));
99 startx = ones(size(starty))*min(min(x));
100 startx(12)=0.44;
101 starty(12)=0.6;
102 startx(6)=0.775;
103 starty(6)=0.308;
104 streamline(x,y,u1,v1,startx,starty)
105 ylim([min(min(y)) max(max(y))])

```

```

106 xlabel('x/c', 'Interpreter', 'latex')
107 ylabel('y/c', 'Interpreter', 'latex')
108 title('Vorticity Field', 'Interpreter', 'latex');
109 hold off
110 colorbar
111 colormap jet
112
113 %%%%%%%%% Streamlines %%%%%%%%%
114 figure(4)
115 quiver(x,y,u1,v1,'k')
116 starty = 0.5:(max(max(y))-0.5)/20:max(max(y));
117 startx = ones(size(starty))*min(min(x));
118 startx(12)=0.44;
119 starty(12)=0.6;
120 startx(6)=0.775;
121 starty(6)=0.308;
122 streamline(x,y,u1,v1,startx,starty)
123 ylim([min(min(y)) max(max(y))])
124 title('Streamlines', 'Interpreter', 'latex')
125 xlabel('x/c', 'Interpreter', 'latex')
126 ylabel('y/c', 'Interpreter', 'latex')
127
128 %%%%%%%%% u/Uinf Velocity Contour %%%%%%%%%
129 figure(5)
130 contourf(x,y,u1/Uinf,[0 0.1 0.2 0.3 0.4 0.5 0.6 0.7 0.8
    0.9 0.99]);
131 colorbar('SouthOutside');
132 title('$\frac{u}{U_{\infty}}$ Velocity Contour', 'Interpreter', 'latex')
133 xlabel('$x/c$', 'Interpreter', 'latex')
134 ylabel('$y/c$', 'Interpreter', 'latex')

```

```
135
136 %%%%%%%%%% v/Uinf Velocity Contour %%%%%%%%%%
137 figure(6)
138 contourf(x,y,v1/Uinf,[-0.7 -0.5 -0.3 -0.25 -0.2 -0.15
    -0.1 -0.05 0 0.05 0.1]);
139 colorbar('SouthOutside');
140 title('$\frac{\nu}{U_{\infty}}$ Velocity Contour',
    Interpreter','latex')
141 xlabel('$x/c$', 'Interpreter','latex')
142 ylabel('$y/c$', 'Interpreter','latex')
143
144 %%%%%%%%%% Arctan & Magnitude %%%%%%%%%%
145 for i=1:31
146     for j=1:42
147
148         phi(i,j)=atan(v1(i,j)/u1(i,j));
149         phi(i,j)=radtodeg(phi(i,j));
150         mag(i,j)=sqrt(u1(i,j)^2+v1(i,j)^2);
151     end
152 end
153 figure(7)
154 contourf(x,y,mag/Uinf);
155 title('Magnitude Contour','Interpreter','latex')
156 xlabel('$x/c$', 'Interpreter','latex')
157 ylabel('$y/c$', 'Interpreter','latex')
158 colorbar
159
160 figure(8)
161 contourf(x,y,phi,[-20 -10 -8 -6 -4 -2 0 2 4 6 8 10 20]);
162 title('$\arctan$ Contour','Interpreter','latex')
163 xlabel('$x/c$', 'Interpreter','latex')
```

```
164 ylabel('$y/c$', 'Interpreter', 'latex')
165 colorbar
166
167 %%%%%%%%% u Velocity Profile %%%%%%%%%
168
169 figure(9)
170 clf
171 y2=y(:,1:3:41);
172 x2=x(:,1:3:41);
173 u2=u1(:,1:3:41);
174 u3=v1(:,1:3:41);
175 hold on
176 ylim([min(min(y)) max(max(y))])
177 xlim([min(min(x)) max(max(x))])
178 C=contour(x,y,u1/Uinf,0.99,'-k','LineWidth',3);
179 [aaa,bbb] = C2xyz(C);
180 quiverc(x2,y2,u2,u3);
181 for i=1:14;
182     a=x2(1,i);
183     g=line([a a],[min(min(y)) max(max(y))]);
184     set(g,'Color','k')
185     plot(u2(:,i)/Uinf,u3(:,i)/Uinf)
186 end
187     plot(x(1,a2),y(a1,1),'ok','MarkerFaceColor','y');
188 title('Velocity Profile $12deg 500 ms, 1Hz$', 'Interpreter',
        ', 'latex');
189 xlabel('x/c', 'Interpreter', 'latex')
190 ylabel('y/c', 'Interpreter', 'latex')
191 kk=[bbb{1} bbb{3}];
192 ylim([min(kk) max(kk)])
193 xlim([min(min(x)) max(max(x))])
```

```
194 snapnow;
195 hold off
196
197 %%%%%%%%% Cd Calculation %%%%%%%%%
198
199
200 for j=1:42;
201     Cd1(j)=0;
202     for i=1:31;
203         Cd1(j)= Cd1(j)+(2/c)*(u1(i,j)/Uinf)*(1-u1(i,j)/Uinf
                )*deltay*10^(-3);
204     end
205 end
206
207
208 figure(10)
209 hold on
210 %if     l==1;
211         plot(x(1,:),Cd1,'b'); legend('Cd_{6deg1Hz}'
                );
212 %elseif l==2;plot(x(1,:),Cd1,'k'); legend('Cd_{6deg5Hz
                }');
213 %elseif l==3;plot(x(1,:),Cd1,'m'); legend('Cd_{12deg1Hz
                }');
214 %else     plot(x(1,:),Cd1,'y'); legend('Cd_{12deg5Hz
                }');
215 %end
216 grid on
217 title('$C_{D}$','Interpreter','latex')
218 xlabel('$x/c$','Interpreter','latex')
219 ylabel('$y/c$','Interpreter','latex')
```



```
220 hold off
221
222 %%%%%%%%% Wake Shape %%%%%%%%%
223 % if l==1;
224 figure (11)
225 clf
226 hold on
227 aa1=[aaa{1} aaa{2}];
228 [sortedaa1,ind] = sort(aa1,2);
229 bbb1=[bbb{1} bbb{2}];
230 for r = 1:size(aa1,2)
231     bb1(1,r) = bbb1(1,ind(r));
232 end
233 plot(aaa{1},bbb{1},aaa{2},bbb{2})
234 hold off
235
236 %%%%%%%%% Wake Thickness %%%%%%%%%
237 figure (12)
238 hold on
239 % if l==1;
240     y_b11 = interp1(aaa{1},bbb{1},x(1,:));
241     y_b12 = interp1(aaa{2},bbb{2},x(1,:));
242     w_t=y_b12-y_b11;
243     plot(x(1,:),w_t,'y','LineWidth', 2);
244
245 legend('Wake thickness_{100ms}');
246 % end
247 hold off
248
249 %%%%%%%%% Velocity Minimum Points %%%%%%%%%
250     figure (13)
```

```

251     [val,ind] = min(mag);
252     for i=1:42;
253         a(i,1)=x(1,i);
254         b(i,1)=y(ind(i),i);
255     end
256 h1=plot(a,b, '-bo', 'MarkerSize',4);
257 ylim([min(min(y)) max(max(y))])
258 title('Minimum Velocity Points $6deg1Hz$', 'Interpreter', '
        latex')
259 xlabel('$x/c$', 'Interpreter', 'latex')
260 ylabel('$y/c$', 'Interpreter', 'latex')
261 %%%%%%%%%%% Wake Asymmetry %%%%%%%%%%%
262
263     vectorScale = 0.005;
264     for j=1:42
265         for i=1:31;
266             X0(i) = x(i,j);
267             Y0(i) = y(i,j);
268             X1(i) = X0(i) + (u1(i,j))*vectorScale;
269             Y1(i) = Y0(i)+ (v1(i,j))*vectorScale;
270             p0 = [X0(i) Y0(i)];
271             p1 = [X1(i) Y1(i)];
272             figure (14)
273             ylim([min(min(y)) max(max(y))])
274
275             vectarrow(p0,p1);
276             hold on
277             grid off
278             if i==31;     plot(X1,Y1);
279             line([x(i,j) x(i,j)], [min(min(y)) max(max(y))])
280             ylim([min(min(y)) max(max(y))])

```

```
281     [value, index] = min(reshape(X1, numel(X1), 1));
282     plot(X1(index),Y1(index),'ok','MarkerFaceColor','
        b' );
283
284         end
285     end
286 end
```


Βιβλιογραφία

- [1] James M Birch και Michael H Dickinson. Spanwise flow and the attachment of the leading-edge vortex on insect wings. *Nature*, 412(6848):729–733, 2001.
- [2] P. Buchhave. Particle image velocimetry-”status and trends. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 5(5):586 – 604, 1992.
- [3] Jo Won Chang και HeeBong Eun. Reduced frequency effects on the near-wake of an oscillating elliptic airfoil. *KSME international journal*, 17(8):1234–1245, 2003.
- [4] John O Dabiri. Optimal vortex formation as a unifying principle in biological propulsion. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 41:17–33, 2009.
- [5] JD DeLaurier και JM Harris. Experimental study of oscillating-wing propulsion. *Journal of Aircraft*, 19(5):368–373, 1982.
- [6] Michael H Dickinson και Karl G Gotz. Unsteady aerodynamic performance of model wings at low reynolds numbers. *Journal of Experimental Biology*, 174(1):45–64, 1993.
- [7] Charles P Ellington, Coen Van Den Berg, Alexander P Willmott και Adrian LR Thomas. Leading-edge vortices in insect flight. 1996.
- [8] Morteza Gharib, Edmond Rambod και Karim Shariff. A universal time scale for vortex ring formation. *Journal of Fluid Mechanics*, 360:121–140, 1998.
- [9] R. Godoy-Diana, C. Marais, J. Aider και J. Wesfreid. A model for the symmetry breaking of the reverse benard - von karman vortex street produced by a flapping foil. *Journal of Fluid Mechanics*, 622:23–32, 2009.

- [10] Fei Bin Hsiao, Chin Fung Liu και Zen Tang. Aerodynamic performance and flow structure studies of a low reynoldsnumber airfoil. *AIAA journal*, 27(2):129–137, 1989.
- [11] Rong F Huang και Chih L Lin. Vortex shedding and shear-layer instability of wing at low-reynolds numbers. *AIAA journal*, 33(8):1398–1403, 1995.
- [12] M. Jahanmiri. Particle image velocimetry: Fundamentals and its applications. Τεχνική Αναφορά υπ. αριθμ., 2011.
- [13] AR Jones και H Babinsky. Unsteady lift generation on rotating wings at low reynolds numbers. *Journal of Aircraft*, 47(3):1013–1021, 2010.
- [14] J. Katz και A. Plotkin. *Low-Speed Aerodynamics*. Cambridge Aerospace Series. Cambridge University Press, 2001.
- [15] Manoochehr M Koochesfahani. Vortical patterns in the wake of an oscillating airfoil. *AIAA journal*, 27(9):1200–1205, 1989.
- [16] Paul S Krueger, John O Dabiri και Morteza Gharib. The formation number of vortex rings formed in uniform background co-flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 556:147–166, 2006.
- [17] James Lighthill. *Mathematica) Biofluidodynamics*. SIAM, 1975.
- [18] MJ Lighthill. Hydromechanics of aquatic animal propulsion. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 1(1):413–446, 1969.
- [19] PBS Lissaman. Low-reynolds-number airfoils. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 15(1):223–239, 1983.
- [20] T. Maxworthy. Experiments on the weis-fogh mechanism of lift generation by insects in hovering flight. part 1. dynamics of the fling. *Journal of Fluid Mechanics*, 93(01):47–63, 1979.
- [21] T. Maxworthy. The fluid dynamics of insect flight. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 13(1):329–350, 1981.

- [22] Michele Milano και Morteza Gharib. Uncovering the physics of flapping flat plates with artificial evolution. *Journal of Fluid Mechanics*, 534:403–409, 2005.
- [23] M. Platzer, K. Jones, J. Young και J. Lai. Flapping-wing aerodynamics: Progress and challenges. *AIAA JOURNAL*, 46(9):2136–2149, 2008.
- [24] Matthew J Ringuette, Michele Milano και Morteza Gharib. Role of the tip vortex in the force generation of low-aspect-ratio normal flat plates. *Journal of Fluid Mechanics*, 581:453–468, 2007.
- [25] David Rival, Tim Prangemeier και Cameron Tropea. The influence of airfoil kinematics on the formation of leading-edge vortices in bio-inspired flight. *Experiments in fluids*, 46(5):823–833, 2009.
- [26] Wei Shyy, Yongsheng Lian, Jian Tang, Dragos Viieru και Hao Liu. *Aerodynamics of low Reynolds number flyers*. Cambridge University Press New York, 2008.
- [27] Wei Shyy και Hao Liu. Flapping wings and aerodynamic lift: the role of leading-edge vortices. *AIAA journal*, 45(12):2817–2819, 2007.
- [28] Jian Tang, Dragos Viieru και Wei Shyy. Effects of reynolds number and flapping kinematics on hovering aerodynamics. *AIAA journal*, 46(4):967–976, 2008.
- [29] T. Theodorsen. *General Theory of Aerodynamic Instability and the Mechanism of Flutter*. National Advisory Committee for Aeronautics: Report. NACA, 1935.
- [30] MS Triantafyllou, GS Triantafyllou και R Gopalkrishnan. Wake mechanics for thrust generation in oscillating foils. *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics (1989-1993)*, 3(12):2835–2837, 1991.
- [31] Patrick Trizila, Chang kwon Kang, Miguel R Visbal και Wei Shyy. Unsteady fluid physics and surrogate modeling of low reynolds number, flapping airfoils. *AIAA Paper*, 3821:2008, 2008.

-
- [32] T. Von Karman. Airfoil theory for non-uniform motion. *Journal of the Aeronautical Sciences (Institute of the Aeronautical Sciences)*, 5(10):379–390, 1938.
- [33] K Williams-Stuber και M Gharib. Transition from order to chaos in the wake of an airfoil. *Journal of Fluid Mechanics*, 213:29–57, 1990.

