

**ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ**  
**Σχολή Μηχανολόγων Μηχανικών**  
**Εργαστήριο Αεροδυναμικής**  
**Τομέας Ρευστών**



## ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

**Στατιστική Ανάλυση Ροής Τυρβώδους Φύλλου  
Διάτμησης στην Περιοχή της Αποκόλλησης και  
Επανακόλλησης υπό Συνθήκες Διέγερσης.**

**Flow Statistics of a Separating and Reattaching  
Turbulent Shear Layer under Forced  
Conditions**

**Επιμέλεια:**

Ζαχαρίας Γ. Καπελλάκης

**Επιβλέπων:**

Δημήτριος Σ. Μαθιουλάκης, Αναπληρωτής Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Αθήνα, Απρίλιος 2011



Στατιστική Ανάλυση Ροής Τυρβώδους Φύλλου Διάτμησης στην Περιοχή  
της Αποκόλλησης και Επανακόλλησης υπό Συνθήκες Διέγερσης



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ  
ΣΧΟΛΗ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ  
ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΑΕΡΟΔΥΝΑΜΙΚΗΣ  
ΤΟΜΕΑΣ ΡΕΥΣΤΩΝ

**Στατιστική Ανάλυση Ροής Τυρβώδους Φύλλου  
Διάτμησης στην Περιοχή της Αποκόλλησης και  
Επανακόλλησης υπό Συνθήκες Διέγερσης.**

**Flow Statistics of a Separating and Reattaching  
Turbulent Shear Layer under Forced  
Conditions**

Διπλωματική Εργασία  
του  
**Ζαχαρία Γ. Καπελλάκη**

**Επιβλέπων:** Μαθιουλάκης Σ. Δημήτριος  
Αναπληρωτής Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Εγκρίθηκε από την τριμελή εξεταστική επιτροπή την 11<sup>η</sup> Απριλίου 2011.

.....  
Σ. Βουτσινάς  
Αναπληρωτής Καθηγητής Ε.Μ.Π.

.....  
Δ. Μαθιουλάκης  
Αναπληρωτής Καθηγητής Ε.Μ.Π.

.....  
Σ.Τσαγγάρης  
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Αθήνα, Απρίλιος 2011



.....  
Ζαχαρίας Γ. Καπελλάκης  
Διπλωματούχος Μηχανολόγος Μηχανικός Ε.Μ.Π.

**Copyright © Ζαχαρίας Γ. Καπελλάκης, 2011.**  
**Με επιφύλαξη παντός δικαιώματος. All rights reserved.**

*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 το συγγραφέα.*

*Οι απόψεις και τα συμπεράσματα που περιέχονται σε αυτό το έγγραφο εκφράζουν το συγγραφέα και δεν πρέπει να ερμηνευτεί ότι αντιπροσωπεύουν τις επίσημες θέσεις του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου.*



Στατιστική Ανάλυση Ροής Τυρβώδους Φύλλου Διάτμησης στην Περιοχή  
της Αποκόλλησης και Επανακόλλησης υπό Συνθήκες Διέγερσης

---

*Αφιερώνεται στους Γονείς και στις Αδερφές μου,*



## Περίληψη

Στην παρούσα Διπλωματική εργασία διερευνάται πειραματικά η στατιστική της τύρβης μίας περιοδικά διεγυριρόμενης ροής και η επίδραση της τελευταίας στο μήκος της περιοχής ανακυκλοφορίας. Η γεωμετρία που επιλέγεται είναι η απότομη διεύρυνση ύψους  $41mm$  (και μήκους  $420mm$ ) που σχηματίζεται από κατάλληλο δοκίμιο τοποθετούμενο σε υποηχητική αεροδυναμική σήραγγα ανοικτού κυκλώματος. Η διέγερση εισάγεται στο σύστημα υπό τη μορφή χρονικά μεταβαλλόμενων δεσμών αέρα μη μηδενικής μέσης τιμής, οι οποίες εξέρχονται από μία σειρά 20 οπών κοντά και παράλληλα στην άνω ακμή του δοκιμίου της απότομης διεύρυνσης. Η πάλμωσή τους πραγματοποιείται με χρήση ηλεκτροβάνας, η οποία ανοιγοκλείνει με επιθυμητή συχνότητα και διάρκεια που ρυθμίζεται μέσω ενός ηλεκτρονικού υπολογιστή. Ο αριθμός Reynolds με βάση το ύψος του μοντέλου και την ανάντι μέση χωρικά ταχύτητα,  $\bar{u}_c = 2,5m/s$ , υπολογίζεται ίσος με  $Re = 6570$  (για θερμοκρασία αέρα  $25^\circ C$ ) και το μέγιστο πλάτος της ταχύτητας των δεσμών αέρα ίσο με το 25% της  $\bar{u}_c$ , μετρημένο με θερμό νήμα σταθερής θερμοκρασίας. Η μέτρηση των δύο συνιστωσών του πεδίου των ταχυτήτων στο μεσοεπίπεδο του μοντέλου πραγματοποιείται με χρήση της μη επεμβατικής τεχνικής PIV (2D-Particle Image Velocimetry) σε συχνότητες  $2Hz$  καθώς και  $4,8Hz$  αντίστοιχα, αναλόγως των απαιτήσεων του πειράματος. Επιπλέον, σύστημα σκανδαλισμού δύο υπολογιστών κατέστησε εφικτή την καταγραφή στιγμιότυπων της ροής σε επιλεγμένες φάσεις της περιόδου της διέγερσης με σκοπό τη στατιστική μελέτη εν φάσει μετρήσεων (συγχρονισμένες μετρήσεις).

Αρχικά στην περίπτωση των μη συγχρονισμένων μετρήσεων, όπου εξετάστηκε η επίδραση της συχνότητας και της διάρκειας της διέγερσης, βρέθηκε το μέσο χρονικά μήκος της ανακυκλοφορίας να μεταβάλλεται σημαντικά, ενώ για δύο συχνότητες διέγερσης που αντιστοιχούν στους αδιάστατους αριθμούς Strouhal,  $St = 0,165$  και  $St = 0,205$ , παρατηρήθηκε μείωση ακόμη και της τάξεως του 24% συγκριτικά με εκείνη της μη διεγερμένης ροής. Επίσης, οι αυξημένες τάσεις Reynolds που διαπιστώθηκαν σε όλο το μήκος του πεδίου φανέρωσαν την ενίσχυση της μεταφοράς της ορμής κατά μήκος και εγκάρσια του διατμητικού στρώματος και ιδίως στην περιοχή γύρω από το σημείο της επανακόλλησης. Τέλος, οι συγχρονισμένες μετρήσεις απέδειξαν ότι το μήκος της ανακυκλοφορίας μεταβάλλεται στο διάστημα μίας περιόδου διέγερσης και συνεπώς η όλη διαδικασία αποτελεί ένα πολύ ασταθές δυναμικό φαινόμενο. Παράλληλα, αποκαλύφθηκε και η ύπαρξη της οργανωμένης κίνησης του ρευστού στο αποκολλημένο διατμητικό στρώμα, με δίνες που εκλύονταν από το ύψος των οπών του δοκιμίου και ταξίδευαν κατάντι με ταχύτητα ίση με το 33% της  $\bar{u}_c$ . Κατά τον τρόπο αυτό επιχειρήθηκε η συσχέτιση της έγχυσης των συνεκτικών αυτών δομών με την εξωτερική διαταραχή που επιβάλλεται στη ροή.

**Λέξεις Κλειδιά:** Ενεργός Έλεγχος Ροής, Απότομη Διεύρυνση, Αποκολλημένο Τυρβώδες Διατμητικό Στρώμα, PIV, Ανεμομετρία Θερμού Νήματος, Υποηχητική Αεροδυναμική Σήραγγα.



# Abstract

The present Diploma thesis examines experimentally the statistics of turbulence of a periodically forced flow. The geometry selected is a backward facing step with a step height of  $41\text{mm}$  installed in the test section of an open circuit subsonic wind tunnel. The forcing was implemented through 20 pulsating air-jets with a non zero mean, in the vicinity and parallel to the step edge, with a peak velocity of  $\frac{1}{4}$  of the free stream, measured by a hot wire anemometer. The frequency and duration of the jets were adjustable by suitably operating an electric valve. The Reynolds number based on both the step height and the free stream was  $Re = 6570$ . The two components of the velocity field at the mid plane of the model were measured by a 2D-PIV (Particle Image Velocimetry) with a rate of  $2\text{Hz}$  and  $4,8\text{Hz}$ , respectively, dependent on the requirements of the experiment. Through a triggering system, ensemble averaging was performed so that the statistics of the flow at 14 time instants within the period of the forcing jets was possible, based on the analysis of 300 snapshots per each phase of the period.

Varying the forcing frequency, it was found that the recirculation length could be reduced by an amount of 24% compared to that of the unforced case, for a particular Strouhal number (based on the step height) around 0.2, which coincides with the natural Kelvin–Helmholtz instability of the detached, from the step, shear layer. In phase measurements revealed an oscillation of the point of reattachment along the wall, exhibiting the strong unsteady character of the flow field. Moreover, vortical structures were found to be shed at the jets exits, being convected downstream with a speed of the order of 33% of the free stream velocity. Reynolds stresses were elevated compared to the unforced case, especially around the reattachment point. These stresses as well as the strong vortical structures which transfer energy to the low momentum reversed flow provide an explanation of the reduction of the recirculation region due to forcing.

**Keywords:** Active Flow Control, Backward-Facing Step, Separating Turbulent Shear Layer, Particle Image Velocimetry, Hot Wire Anemometry, Subsonic Wind Tunnel.



# Περιεχόμενα

<i>Ευρετήριο Σχημάτων</i> .....	x
<i>Ευρετήριο Πινάκων</i> .....	xxiii
<i>Εισαγωγή: Ενεργός Έλεγχος Ροών σε Γεωμετρία Απότομης Διεύρυνσης</i> .....	xxiv
<i>Ευχαριστίες</i> .....	xxix

## **Μέρος I: Θεωρητικό Υπόβαθρο** ..... 1

### **Κεφάλαιο 1<sup>ο</sup>: Σύστημα μέτρησης Ροών PIV (Particle Image Velocimetry)** ..... 2

Περιγραφή .....	2
1.1 Πειραματικές Τεχνικές στη Μελέτη της Μηχανικής των Ρευστών .....	3
1.1.1 Ιστορικό Υπόβαθρο: Οι Πρώτες Πειραματικές Τεχνικές .....	3
1.1.2 Μέθοδος Speckle Photography: Η Απαρχή της Μεθόδου Particle Image Velocimetry ...	5
1.2 Μέθοδος Particle Image Velocimetry .....	8
1.2.1 Προεπισκόπηση της Μεθόδου .....	8
1.2.2 Στάδια της Μεθόδου .....	10
1.3 Συλλογή των Δεδομένων - Βελτιστοποίηση PIV .....	12
1.3.1 Καταλληλότητα Τροχοδεικτικών Σωματιδίων Ανίχνευσης και Ιδιότητες Διάχυσης Φωτός .....	13
1.3.1.1 Επιλογή Κατάλληλων Σωματιδίων .....	13
1.3.1.2 Δυναμική Σφαιρικού Σωματιδίου σε Κινούμενο Ρευστό .....	15
1.3.1.3 Σκέδαση του Φωτός από Σφαιρικό Σωματίδιο .....	18
1.3.2 Φωτισμός της Ροής: Φωτεινή Πηγή και Φύλλο Φωτός .....	22
1.3.3 Μέσο Καταγραφής .....	25
1.3.3.1 Εισαγωγή: Χρήση Καταγραφικών Μέσων σε Προβλήματα Ελέγχου Ροής .....	25
1.3.3.2 Μέθοδοι Καταγραφής PIV .....	26
1.3.3.3 Συσκευές Συζευγμένου Φορτίου .....	28
1.3.3.4 Σημαντικές Παράμετροι Καταγραφής .....	30
1.3.3.5 Επιλογή Κατάλληλου Καταγραφικού Μέσου .....	32
1.3.4 Χρονικές Παράμετροι Καταγραφής .....	33
1.3.5 Αριθμός Δειγματοληψίας – Στατιστική Ακρίβεια Μετρήσεων .....	36
1.4 Μέθοδος Ετεροσυσχέτισης Εικόνων .....	37



<b>Κεφάλαιο 2<sup>ο</sup>: Ανεμομετρία Θερμού Νήματος</b> .....	<b>40</b>
Περιγραφή .....	40
2.1 Υλικά, Σχεδιασμός και Μετρήσεις .....	41
2.2 Ηλεκτρικές Διατάξεις Θερμού Νήματος .....	44
2.2.1 Ηλεκτρική Διάταξη Σταθερού Ρεύματος .....	44
2.2.1.1 Υπολογισμός Σταθεράς Χρόνου και Ευαισθησία Οργάνου .....	45
2.2.2 Ηλεκτρική Διάταξη Σταθερής Θερμοκρασίας .....	48
2.2.2.1 Υπολογισμός Σταθεράς Χρόνου και Ευαισθησία Οργάνου .....	51
2.2.2.2 Βαθμονόμηση Θερμού Νήματος Σταθερής Θερμοκρασίας .....	52
2.3 Εφαρμογές Θερμού Νήματος .....	54
2.3.1 Ταυτόχρονος Υπολογισμός Δύο Συνιστωσών Ταχύτητας .....	55
2.3.2 Ταυτόχρονος Υπολογισμός Τριών Συνιστωσών Ταχύτητας .....	56
2.3.3 Υπολογισμός Τάσεων Reynolds .....	57
<b>Μέρος II: Πειραματική Ανάλυση</b> .....	<b>59</b>
<b>Κεφάλαιο 3<sup>ο</sup>: Πειραματική Διάταξη και Παράμετροι Λογισμικού PIV</b> .....	<b>60</b>
Περιγραφή .....	60
3.1 Πειραματική Διάταξη .....	61
3.1.1 Αεροδυναμική Σήραγγα .....	62
3.1.2 Δοκίμιο Απότομης Διεύρυνσης .....	63
3.1.3 Ηλεκτροβαλβίδα Αέρος .....	65
3.1.4 Σύστημα Λείζερ .....	66
3.1.5 Τροφοδοτικό Καπνού .....	67
3.1.6 Καταγραφικό Μέσο .....	68
3.1.7 Θερμό Νήμα και Γέφυρα Wheatstone .....	69
3.2 Εκλογή Παραμέτρων Λογισμικού PIV .....	71
3.2.1 Παράμετροι Συλλογής Δεδομένων .....	71
3.2.2 Βαθμονόμηση Εικόνων Καταγραφής .....	73
3.2.3 Παράμετροι Επεξεργασίας Εικόνων .....	74
3.2.4 Παράμετροι Μετά – Επεξεργασίας Εικόνων .....	76
<b>Κεφάλαιο 4<sup>ο</sup>: Πειραματική Διαδικασία και Επεξεργασία Αποτελεσμάτων</b> .....	<b>79</b>
Περιγραφή .....	79





4.1 Πειραματική Διαδικασία .....	80
4.1.1 Βαθμονόμηση Ανεμομέτρου και Πειράματα .....	80
4.1.2 Προετοιμασία Πειραμάτων PIV .....	85
4.1.3 Σκανδαλισμός Ηλεκτροβαλβίδας Αέρος, Κάμερας και Λέιζερ .....	86
4.1.3.1 Σκανδαλισμός Συστήματος στα Πειράματα Ανεμομετρίας .....	86
4.1.3.2 Σκανδαλισμός Συστήματος στα Πειράματα PIV .....	87
4.1.3.3 Παρατηρήσεις .....	89
4.2 Επεξεργασία Αποτελεσμάτων .....	91
4.2.1 Παράθυρα Καταγραφής Εικόνων PIV .....	91
4.2.2 Διαδικασία και Εργαλεία Επεξεργασίας Αποτελεσμάτων .....	92
<b>Κεφάλαιο 5<sup>ο</sup>: Ανάλυση και Σχολιασμός Πειραματικών Αποτελεσμάτων .....</b>	<b>97</b>
Περιγραφή .....	97
5.1 Πειραματικές Συνθήκες Εισόδου στο Τμήμα Δοκιμών της Σήραγγας .....	98
5.1.1 Χαρακτηριστικές Γεωμετρίες του Συστήματος .....	98
5.1.2 Συνθήκες Εισόδου Ροής .....	99
5.2 Σειρές Πειραμάτων Μη Συμφασικών Καταγραφών .....	103
5.2.1 Πειράματα Μέσης Χρονικά Ροής Χωρίς Εξωτερική Διέγερση .....	103
5.2.1.1 Μέσες Χρονικά Κατανομές Ταχυτήτων Μη Διεγερμένης Ροής .....	103
5.2.1.2 Μέσο Χρονικά Σημείο Επανακόλλησης Μη Διεγερμένης Ροής .....	104
5.2.1.3 Συνεκτικές Δομές Μέσης Χρονικά Μη Διεγερμένης Ροής .....	105
5.2.1.4 Μέσες Χρονικά Κατανομές Τάσεων Reynolds Μη Διεγερμένης Ροής .....	105
5.2.2 Πειράματα Μέσης Χρονικά Ροής Με Εξωτερική Διέγερση .....	107
5.2.2.1 Διερεύνηση Επίδρασης του Εύρους των Παλμών Διέγερσης .....	107
5.2.2.1.1 Μέσο Χρονικά Σημείο Επανακόλλησης Διεγερμένης Ροής .....	108
5.2.2.1.2 Μέσες Χρονικά Κατανομές Ταχυτήτων Διεγερμένης Ροής .....	109
5.2.2.1.3 Μέσες Χρονικά Κατανομές Τάσεων Reynolds Διεγερμένης Ροής .....	110
5.2.2.1.4 Σχόλια-Παρατηρήσεις .....	111
5.2.2.2 Διερεύνηση Επίδρασης της Συχνότητας των Παλμών Διέγερσης .....	116
5.2.2.2.1 Μέσο Χρονικά Σημείο Επανακόλλησης Διεγερμένης Ροής .....	116
5.2.2.2.2 Μέσες Χρονικά Κατανομές Ταχυτήτων Διεγερμένης Ροής .....	120
5.2.2.2.3 Μέσες Χρονικά Κατανομές Τάσεων Reynolds Διεγερμένης Ροής .....	121
5.2.2.2.3.1 Μέσες Χρονικά Κατανομές Ορθών Τάσεων Reynolds	
Αξονικής Συνιστώσας .....	122
5.2.2.2.3.2 Μέσες Χρονικά Κατανομές Ορθών Τάσεων Reynolds	
Ακτινικής Συνιστώσας .....	123
5.2.2.2.3.3 Μέσες Χρονικά Κατανομές Διατμητικών Τάσεων	
Reynolds .....	124





# Ευρετήριο Σχημάτων

## Κεφάλαιο 1<sup>ο</sup>: Σύστημα μέτρησης Ροών PIV (Particle Image Velocimetry)

Σχήμα 1.1: Σωλήνας Pitot προσκολλημένος σε φτερό αεροσκάφους για τη μέτρηση της ταχύτητας του αέρα .....	4
Σχήμα 1.2: Μέθοδος Laser Doppler Velocimetry .....	4
Σχήμα 1.3: Οπτική επεξεργασία στιγμάτων στο αρνητικό του φιλμ για την παραγωγή των κροσσών Young .....	6
Σχήμα 1.4: Πειραματική διάταξη καταγραφής μετρήσεων στο επίπεδο των μετατοπίσεων του πεδίου της ροής .....	7
Σχήμα 1.5: Τυπική εικόνα των στιγμάτων-ειδώλων στο καταγραφικό φιλμ από τις σκεδάσεις του προσπίπτοντος φωτός των σωματιδίων .....	8
Σχήμα 1.6: Σχηματικό διάγραμμα των σταδίων ανάλυσης της μεθόδου PIV, όπως εφαρμόστηκε στα πειράματα της παρούσας εργασίας (ψηφιακή τεχνική ετεροσυσχέτισης με παλμικό λέιζερ) .....	9
Σχήμα 1.7: Δίσκος του Airy .....	19
Σχήμα 1.8: Σχηματική απεικόνιση ενός τυπικού λέιζερ Nd:YAG .....	23
Σχήμα 1.9: Διάταξη μετατροπής δέσμης λέιζερ από ένα σύστημα σφαιρικών και κυλινδρικών φακών .....	24
Σχήμα 1.10: Ανιχνευτής CCD .....	28
Σχήμα 1.11: Σχηματική απεικόνιση του τρόπου λειτουργίας του CCD .....	29
Σχήμα 1.12: Διάγραμμα μεταβολής του συντελεστή μεγέθυνσης συναρτήσει του βάθους του πεδίου για σταθερά $f^{\#}$ .....	31
Σχήμα 1.13: Διάγραμμα μειούμενου διαφράγματος, δηλαδή αυξανόμενου αριθμού $f^{\#}$ . Κάθε διάφραγμα διαθέτει τη μισή περιοχή συγκέντρωσης φωτός από το προηγούμενο ....	32
Σχήμα 1.14: Παράδειγμα απεικόνισης χρονικής ακολουθίας παλμών λέιζερ και κάμερας ενός συστήματος PIV, μαζί με τους χρόνους καταγραφής των δεδομένων και το διαχωρισμό των παλμών .....	34
Σχήμα 1.15: Απεικόνιση του δυναμικού υπολογισμού του μέσου όρου σε αυθαίρετη μετατόπιση ενός σωματιδίου .....	35
Σχήμα 1.16: Σύγκλιση στατιστικών δεδομένων PIV με αύξηση του αριθμού δειγματοληψίας ....	36
Σχήμα 1.17: Εφαρμογή ετεροσυσχέτισης σε αντίστοιχες θέσεις των περιοχών διερεύνησης δύο εικόνων .....	39
Σχήμα 1.18: Τυπική μορφή συνάρτησης ετεροσυσχέτισης .....	39



## Κεφάλαιο 2<sup>ο</sup>: Ανεμομετρία Θερμού Νήματος

Σχήμα 2.1: Τύποι θερμού νήματος .....	41
Σχήμα 2.2: Τύποι θερμού φίλμ .....	42
Σχήμα 2.3: Οι τρεις συνιστώσες της ταχύτητας της ροής στη διάταξη του θερμού νήματος .....	44
Σχήμα 2.4.α: Διάταξη σταθερού ρεύματος .....	44
Σχήμα 2.4.β: Διάταξη σταθερής θερμοκρασίας .....	44
Σχήμα 2.5.α: Απόκριση διάταξης για $I=\text{const.}$ .....	46
Σχήμα 2.5.β: Δράση διάταξης αντιστάθμισης .....	47
Σχήμα 2.5.γ: Απόκριση διάταξης για $I=\text{const.}$ .....	47
Σχήμα 2.6: Διάγραμμα ταχύτητας-εξόδου για διάταξη με $I=\text{const.}$ .....	47
Σχήμα 2.7.α: Καμπύλη βαθμονόμησης θερμού νήματος με $T_w=\text{const.}$ .....	49
Σχήμα 2.7.β: Καμπύλη βαθμονόμησης θερμού νήματος με $T_w=\text{const.}$ για διαφορετικές θερμοκρασίες του ρευστού .....	49
Σχήμα 2.8: Διάγραμμα εξόδου θερμού νήματος με $T_w=\text{const.}$ και (i) $T_f=\text{const}$ και (ii) $T_f\neq\text{const}$ ..	50
Σχήμα 2.9: Διάταξη διπλού θερμού νήματος (σχήμα X) .....	55
Σχήμα 2.10: Σχετικές γωνίες ως προς συνιστώσα $U$ .....	55
Σχήμα 2.11: Διάταξη τριπλού θερμού νήματος .....	56
Σχήμα 2.12: Τρεις συνιστώσες ταχύτητας ως προς το σύστημα του θερμού νήματος .....	56
Σχήμα 2.13: Θερμό νήμα υπό γωνία $+\alpha$ ως προς την κύρια κατεύθυνση του ρευστού .....	58
Σχήμα 2.14: Θερμό νήμα υπό γωνία $-\alpha$ ως προς την κύρια κατεύθυνση του ρευστού .....	58

## Κεφάλαιο 3<sup>ο</sup>: Πειραματική Διάταξη και Παράμετροι Λογισμικού PIV

Σχήμα 3.1: Φυσική διάταξη πειραματικής εγκατάστασης κατά τη διάρκεια ενός πειράματος PIV .....	61
Σχήμα 3.2: Λεπτή σχισμή στο συγκλίνον τμήμα για την απομάκρυνση του οριακού στρώματος .....	62
Σχήμα 3.3: Η διάταξη της αεροδυναμικής σήραγγας του ΕΜΠ και τα επιμέρους τμήματα της ....	63
Σχήμα 3.4: Το δοκίμιο απότομης διεύρυνσης στο εσωτερικό του τμήματος των δοκιμών της αεροσήραγγας .....	64
Σχήμα 3.5: Η εμπρόσθια όψη του δοκιμίου και η σχισμή των οπών από τις οποίες διέρχονται οι δέσμες αέρα .....	64
Σχήμα 3.6: Τροφοδοσία παροχής αέρα των οπών του μοντέλου της απότομης διεύρυνσης, μέσω του συστήματος των τεσσάρων σωλήνων που βρίσκονται εντός αυτού .....	64
Σχήμα 3.7: Σκαρίφημα διαστάσεων ηλεκτροβαλβίδας αέρος .....	65
Σχήμα 3.8: Σύστημα λέιζερ Solo II-30 .....	66



<b>Σχήμα 3.9:</b> Τροφοδοτικό καπνού TSI 9307 .....	67
<b>Σχήμα 3.10:</b> Κάμερα POWERVIEW 1.4MP .....	68
<b>Σχήμα 3.11:</b> Διάταξη θερμού νήματος .....	70
<b>Σχήμα 3.12:</b> Επιλογές ρυθμίσεων της γέφυρας Wheatstone .....	70
<b>Σχήμα 3.13:</b> Κατάλογος επιλογών για τη ρύθμιση των παραμέτρων χρονισμού του λέιζερ και της κάμερας .....	72
<b>Σχήμα 3.14:</b> Επιλογή αριθμού φωτογραφιών καταγραφής και αποθήκευσης. Στο φόντο μία μη-επεξεργασμένη εικόνα (raw image) των σωματιδίων καπνού .....	72
<b>Σχήμα 3.15:</b> Καταγραφή ακμής χάρακα για τη βαθμονόμηση του μήκους του παραθύρου μελέτης .....	73
<b>Σχήμα 3.16:</b> Κατάλογος επιλογών για τη ρύθμιση των παραμέτρων της μεθόδου ετεροσυσχέτισης των εικόνων .....	74
<b>Σχήμα 3.17:</b> Λογικό διάγραμμα των βημάτων της τοπικής επικύρωσης και της τροποποίησης των διανυσμάτων .....	76
<b>Σχήμα 3.18:</b> Κατάλογος επιλογών για τη ρύθμιση των παραμέτρων της τοπικής επικύρωσης των διανυσμάτων .....	77
<b>Σχήμα 3.19:</b> Κατάλογος επιλογών για τη ρύθμιση των παραμέτρων της τροποποίησης των διανυσμάτων .....	78
<b>Σχήμα 3.20:</b> Στιγμιότυπο της ροής μετά από το στάδιο της μετα-επεξεργασίας .....	78

#### **Κεφάλαιο 4<sup>ο</sup>: Πειραματική Διαδικασία και Επεξεργασία Αποτελεσμάτων**

<b>Σχήμα 4.1.α:</b> Διάγραμμα καμπύλης βαθμονόμησης του θερμού νήματος .....	83
<b>Σχήμα 4.1.β:</b> Εστίαση στην περιοχή των χαμηλών ταχυτήτων του διαγράμματος της βαθμονόμησης .....	83
<b>Σχήμα 4.2:</b> Παλμοί διέγερσης (πράσινο) και η αντίστοιχη απόκριση της ταχύτητας των δεσμών αέρα (κόκκινο) .....	84
<b>Σχήμα 4.3.α:</b> Απόκριση τάσεως του παλμού διέγερσης με χαρακτηριστικά $D_{jet}=35ms$ και $T_{jet}=100ms$ .....	84
<b>Σχήμα 4.3.β:</b> Απόκριση ταχύτητας παλμού διέγερσης με χαρακτηριστικά $D_{jet}=35ms$ και $T_{jet}=100ms$ .....	84
<b>Σχήμα 4.4:</b> Λογικό διάγραμμα της γεννήτριας των παλμών (πάνω) και του συστήματος σκανδαλισμού (κάτω) ως μαύρο κουτί .....	86
<b>Σχήμα 4.5.α:</b> Ακολουθία παλμών διέγερσης ηλεκτροβαλβίδας αέρος και καταγραφή συμφασικών πεδίων για την περίπτωση που $T_{jet}=T_{laser}$ (εξωτερικός σκανδαλισμός) .....	87
<b>Σχήμα 4.5.β:</b> Ακολουθία παλμών διέγερσης ηλεκτροβαλβίδας αέρος και αυθαίρετος ορισμός περιόδου διέγερσης .....	88



<b>Σχήμα 4.5.γ:</b> Ακολουθία παλμών διέγερσης ηλεκτροβαλβίδας αέρος και καταγραφή μη συγχρονισμένων πεδίων για την περίπτωση που $T_{jet} > T_{laser}$ (εσωτερικός σκανδαλισμός) .....	89
<b>Σχήμα 4.6:</b> Συμβολή της ακολουθίας των παλμών διέγερσης της ηλεκτροβαλβίδας αέρος και της απόκρισης της τάσεως των παλλομένων δεσμών αέρα για παραμέτρους $T_{jet}=100ms$ και $D_{jet}=35ms$ .....	90
<b>Σχήμα 4.7:</b> Παράθυρα λήψης εικόνων PIV .....	91
<b>Σχήμα 4.8:</b> Σχηματική αναπαράσταση και γεωμετρία του τμήματος των δοκιμών της αεροσήραγγας σε τομή, στο κάθετο επίπεδο πρόσπτωσης του λέιζερ, δηλαδή στο επίπεδο καταγραφής των εικόνων PIV .....	94

## Κεφάλαιο 5<sup>ο</sup>: Ανάλυση και Σχολιασμός Πειραματικών Αποτελεσμάτων

<b>Σχήμα 5.1:</b> Μέσο διανυσματικό πεδίο ταχυτήτων στο παράθυρο εισόδου .....	99
<b>Σχήμα 5.2:</b> Σχηματικό πρότυπο της δομής της μέσης χρονικά ροής: κύρια και δευτερεύουσα δίνη εντός της περιοχής ανακυκλοφορίας (I, II), περιοχή επανακόλλησης (III), περιοχή χαλάρωσης και επανάπτυξης (IV), περιοχή αποκολλημένου διατμητικού στρώματος (V) και περιοχή ελεύθερου διατμητικού στρώματος (VI) .....	103
<b>Σχήμα 5.3.1:</b> Μέσο διανυσματικό πεδίο ταχυτήτων χωρίς εφαρμογή ελέγχου (χωρίς εξωτερική διέγερση).....	106
<b>Σχήμα 5.3.2:</b> Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές χωρίς εφαρμογή ελέγχου .....	106
<b>Σχήμα 5.3.3:</b> Ορθές τάσεις Reynolds της αξονικής συνιστώσας $\overline{u'^2}$ , χωρίς εφαρμογή ελέγχου ..	106
<b>Σχήμα 5.3.4:</b> Ορθές τάσεις Reynolds της ακτινικής συνιστώσας $\overline{v'^2}$ , χωρίς εφαρμογή ελέγχου...	106
<b>Σχήμα 5.3.5:</b> Διατμητικές τάσεις Reynolds $-\overline{u'v'}$ , χωρίς εφαρμογή ελέγχου .....	106
<b>Σχήμα 5.4.1:</b> Μέσο πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για $D_{jet}=20ms$ .....	112
<b>Σχήμα 5.4.2:</b> Μέσο πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για $D_{jet}=30ms$ .....	113
<b>Σχήμα 5.4.3:</b> Μέσο πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για $D_{jet}=40ms$ .....	114
<b>Σχήμα 5.4.4:</b> Μέσο πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για $D_{jet}=50ms$ .....	115
<b>Σχήμα 5.5.1:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας $\overline{u'^2}$ , για $D_{jet}=20ms$ .....	112
<b>Σχήμα 5.5.2:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας $\overline{u'^2}$ , για $D_{jet}=30ms$ .....	113
<b>Σχήμα 5.5.3:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας $\overline{u'^2}$ , για $D_{jet}=40ms$ .....	114
<b>Σχήμα 5.5.4:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας $\overline{u'^2}$ , για $D_{jet}=50ms$ .....	115



<b>Σχήμα 5.6.1:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας $\overline{u^2}$ , για $D_{jet}=20ms$ .....	112
<b>Σχήμα 5.6.2:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας $\overline{u^2}$ , για $D_{jet}=30ms$ .....	113
<b>Σχήμα 5.6.3:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας $\overline{u^2}$ , για $D_{jet}=40ms$ .....	114
<b>Σχήμα 5.6.4:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας $\overline{u^2}$ , για $D_{jet}=50ms$ .....	115
<b>Σχήμα 5.7.1:</b> Μέση κατανομή διατμητικών τάσεων Reynolds $-\overline{u'v'}$ , για $D_{jet}=20ms$ .....	112
<b>Σχήμα 5.7.2:</b> Μέση κατανομή διατμητικών τάσεων Reynolds $-\overline{u'v'}$ , για $D_{jet}=30ms$ .....	113
<b>Σχήμα 5.7.3:</b> Μέση κατανομή διατμητικών τάσεων Reynolds $-\overline{u'v'}$ , για $D_{jet}=40ms$ .....	114
<b>Σχήμα 5.7.4:</b> Μέση κατανομή διατμητικών τάσεων Reynolds $-\overline{u'v'}$ , για $D_{jet}=50ms$ .....	115
<b>Σχήμα 5.8:</b> Διάγραμμα μήκους επανακόλλησης μέσης χρονικά διεγερμένης ροής με σταθερό εύρος παλμού διέγερσης $D_{jet}=35ms$ , συναρτήσει της περιόδου της εξωτερικής διέγερσης. ....	116
<b>Σχήμα 5.9.α:</b> Διάγραμμα αριθμού $St-x_R/x_{R0}$ και εξάρτηση αριθμού $Re$ (Yoshioka et al. (2001)) .....	119
<b>Σχήμα 5.9.β:</b> Διάγραμμα αριθμού $St-x_R/x_{R0}$ και εξάρτηση αριθμού $Re$ (Mehrez et al. (2010)) ....	119
<b>Σχήμα 5.10.1:</b> Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για $T_{jet}=70ms$ .....	126
<b>Σχήμα 5.10.2:</b> Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για $T_{jet}=80ms$ .....	127
<b>Σχήμα 5.10.3:</b> Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για $T_{jet}=90ms$ .....	128
<b>Σχήμα 5.10.4:</b> Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για $T_{jet}=100ms$ .....	129
<b>Σχήμα 5.10.5:</b> Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για $T_{jet}=110ms$ .....	130
<b>Σχήμα 5.10.6:</b> Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για $T_{jet}=120ms$ .....	131
<b>Σχήμα 5.10.7:</b> Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για $T_{jet}=130ms$ .....	132
<b>Σχήμα 5.10.8:</b> Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για $T_{jet}=140ms$ .....	133
<b>Σχήμα 5.10.9:</b> Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για $T_{jet}=150ms$ .....	134



<b>Σχήμα 5.10.10:</b> Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για $T_{jet}=160ms$ .....	135
<b>Σχήμα 5.10.11:</b> Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για $T_{jet}=170ms$ .....	136
<b>Σχήμα 5.10.12:</b> Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για $T_{jet}=180ms$ .....	137
<b>Σχήμα 5.10.13:</b> Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για $T_{jet}=190ms$ .....	138
<b>Σχήμα 5.10.14:</b> Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για $T_{jet}=200ms$ .....	139
<b>Σχήμα 5.10.15:</b> Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για $T_{jet}=220ms$ .....	140
<b>Σχήμα 5.10.16:</b> Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για $T_{jet}=250ms$ .....	141
<b>Σχήμα 5.10.17:</b> Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για $T_{jet}=300ms$ .....	142
<b>Σχήμα 5.11.1:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^2}$ , για $T_{jet}=70ms$ .....	126
<b>Σχήμα 5.11.2:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^2}$ , για $T_{jet}=80ms$ .....	127
<b>Σχήμα 5.11.3:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^2}$ , για $T_{jet}=90ms$ .....	128
<b>Σχήμα 5.11.4:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^2}$ , για $T_{jet}=100ms$ .....	129
<b>Σχήμα 5.11.5:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^2}$ , για $T_{jet}=110ms$ .....	130
<b>Σχήμα 5.11.6:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^2}$ , για $T_{jet}=120ms$ .....	131
<b>Σχήμα 5.11.7:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^2}$ , για $T_{jet}=130ms$ .....	132
<b>Σχήμα 5.11.8:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^2}$ , για $T_{jet}=140ms$ .....	133
<b>Σχήμα 5.11.9:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^2}$ , για $T_{jet}=150ms$ .....	134
<b>Σχήμα 5.11.10:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^2}$ , για $T_{jet}=160ms$ .....	135





<b>Σχήμα 5.11.11:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^2}$ , για $T_{jet}=170ms$ .....	136
<b>Σχήμα 5.11.12:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^2}$ , για $T_{jet}=180ms$ .....	137
<b>Σχήμα 5.11.13:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^2}$ , για $T_{jet}=190ms$ .....	138
<b>Σχήμα 5.11.14:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^2}$ , για $T_{jet}=200ms$ .....	139
<b>Σχήμα 5.11.15:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^2}$ , για $T_{jet}=220ms$ .....	140
<b>Σχήμα 5.11.16:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^2}$ , για $T_{jet}=250ms$ .....	141
<b>Σχήμα 5.11.17:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^2}$ , για $T_{jet}=300ms$ .....	142
<b>Σχήμα 5.12.1:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας, $\overline{v'^2}$ , για $T_{jet}=70ms$ .....	126
<b>Σχήμα 5.12.2:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας, $\overline{v'^2}$ , για $T_{jet}=80ms$ .....	127
<b>Σχήμα 5.12.3:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας, $\overline{v'^2}$ , για $T_{jet}=90ms$ .....	128
<b>Σχήμα 5.12.4:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας, $\overline{v'^2}$ , για $T_{jet}=100ms$ .....	129
<b>Σχήμα 5.12.5:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας, $\overline{v'^2}$ , για $T_{jet}=110ms$ .....	130
<b>Σχήμα 5.12.6:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας, $\overline{v'^2}$ , για $T_{jet}=120ms$ .....	131
<b>Σχήμα 5.12.7:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας, $\overline{v'^2}$ , για $T_{jet}=130ms$ .....	132
<b>Σχήμα 5.12.8:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας, $\overline{v'^2}$ , για $T_{jet}=140ms$ .....	133
<b>Σχήμα 5.12.9:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας, $\overline{v'^2}$ , για $T_{jet}=150ms$ .....	134
<b>Σχήμα 5.12.10:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας, $\overline{v'^2}$ , για $T_{jet}=160ms$ .....	135



<b>Σχήμα 5.12.11:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας, $\overline{v'^2}$ , για $T_{jet}=170ms$ .....	136
<b>Σχήμα 5.12.12:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας, $\overline{v'^2}$ , για $T_{jet}=180ms$ .....	137
<b>Σχήμα 5.12.13:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας, $\overline{v'^2}$ , για $T_{jet}=190ms$ .....	138
<b>Σχήμα 5.12.14:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας, $\overline{v'^2}$ , για $T_{jet}=200ms$ .....	139
<b>Σχήμα 5.12.15:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας, $\overline{v'^2}$ , για $T_{jet}=220ms$ .....	140
<b>Σχήμα 5.12.16:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας, $\overline{v'^2}$ , για $T_{jet}=250ms$ .....	141
<b>Σχήμα 5.12.17:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας, $\overline{v'^2}$ , για $T_{jet}=300ms$ .....	142
<b>Σχήμα 5.13.1:</b> Μέση κατανομή διατμητικών τάσεων Reynolds, $-\overline{u'v'}$ , για $T_{jet}=70ms$ .....	126
<b>Σχήμα 5.13.2:</b> Μέση κατανομή διατμητικών τάσεων Reynolds, $-\overline{u'v'}$ , για $T_{jet}=80ms$ .....	127
<b>Σχήμα 5.13.3:</b> Μέση κατανομή διατμητικών τάσεων Reynolds, $-\overline{u'v'}$ , για $T_{jet}=90ms$ .....	128
<b>Σχήμα 5.13.4:</b> Μέση κατανομή διατμητικών τάσεων Reynolds, $-\overline{u'v'}$ , για $T_{jet}=100ms$ .....	129
<b>Σχήμα 5.13.5:</b> Μέση κατανομή διατμητικών τάσεων Reynolds, $-\overline{u'v'}$ , για $T_{jet}=110ms$ .....	130
<b>Σχήμα 5.13.6:</b> Μέση κατανομή διατμητικών τάσεων Reynolds, $-\overline{u'v'}$ , για $T_{jet}=120ms$ .....	131
<b>Σχήμα 5.13.7:</b> Μέση κατανομή διατμητικών τάσεων Reynolds, $-\overline{u'v'}$ , για $T_{jet}=130ms$ .....	132
<b>Σχήμα 5.13.8:</b> Μέση κατανομή διατμητικών τάσεων Reynolds, $-\overline{u'v'}$ , για $T_{jet}=140ms$ .....	133
<b>Σχήμα 5.13.9:</b> Μέση κατανομή διατμητικών τάσεων Reynolds, $-\overline{u'v'}$ , για $T_{jet}=150ms$ .....	134
<b>Σχήμα 5.13.10:</b> Μέση κατανομή διατμητικών τάσεων Reynolds, $-\overline{u'v'}$ , για $T_{jet}=160ms$ .....	135
<b>Σχήμα 5.13.11:</b> Μέση κατανομή διατμητικών τάσεων Reynolds, $-\overline{u'v'}$ , για $T_{jet}=170ms$ .....	136
<b>Σχήμα 5.13.12:</b> Μέση κατανομή διατμητικών τάσεων Reynolds, $-\overline{u'v'}$ , για $T_{jet}=180ms$ .....	137
<b>Σχήμα 5.13.13:</b> Μέση κατανομή διατμητικών τάσεων Reynolds, $-\overline{u'v'}$ , για $T_{jet}=190ms$ .....	138
<b>Σχήμα 5.13.14:</b> Μέση κατανομή διατμητικών τάσεων Reynolds, $-\overline{u'v'}$ , για $T_{jet}=200ms$ .....	139
<b>Σχήμα 5.13.15:</b> Μέση κατανομή διατμητικών τάσεων Reynolds, $-\overline{u'v'}$ , για $T_{jet}=220ms$ .....	140
<b>Σχήμα 5.13.16:</b> Μέση κατανομή διατμητικών τάσεων Reynolds, $-\overline{u'v'}$ , για $T_{jet}=250ms$ .....	141
<b>Σχήμα 5.13.17:</b> Μέση κατανομή διατμητικών τάσεων Reynolds, $-\overline{u'v'}$ , για $T_{jet}=300ms$ .....	142
<b>Σχήμα 5.14:</b> Διάγραμμα μήκους επανακόλλησης μέσης συμφασικής διεγερμένης ροής με $T_{jet}=100ms$ και $D_{jet}=35ms$ , συναρτήσει της φάσης της περιόδου της εξωτερικής διέγερσης .....	143



<b>Σχήμα 5.15.1:</b> Μέσο διανυσματικό πεδίο ταχυτήτων για φάση $d = 0\text{ms}$ .....	147
<b>Σχήμα 5.15.2:</b> Μέσο διανυσματικό πεδίο ταχυτήτων για φάση $d = 5\text{ms}$ .....	147
<b>Σχήμα 5.15.3:</b> Μέσο διανυσματικό πεδίο ταχυτήτων για φάση $d = 10\text{ms}$ .....	147
<b>Σχήμα 5.15.4:</b> Μέσο διανυσματικό πεδίο ταχυτήτων για φάση $d = 20\text{ms}$ .....	147
<b>Σχήμα 5.15.5:</b> Μέσο διανυσματικό πεδίο ταχυτήτων για φάση $d = 30\text{ms}$ .....	147
<b>Σχήμα 5.15.6:</b> Μέσο διανυσματικό πεδίο ταχυτήτων για φάση $d = 40\text{ms}$ .....	148
<b>Σχήμα 5.15.7:</b> Μέσο διανυσματικό πεδίο ταχυτήτων για φάση $d = 50\text{ms}$ .....	148
<b>Σχήμα 5.15.8:</b> Μέσο διανυσματικό πεδίο ταχυτήτων για φάση $d = 60\text{ms}$ .....	148
<b>Σχήμα 5.15.9:</b> Μέσο διανυσματικό πεδίο ταχυτήτων για φάση $d = 70\text{ms}$ .....	148
<b>Σχήμα 5.15.10:</b> Μέσο διανυσματικό πεδίο ταχυτήτων για φάση $d = 75\text{ms}$ .....	148
<b>Σχήμα 5.15.11:</b> Μέσο διανυσματικό πεδίο ταχυτήτων για φάση $d = 80\text{ms}$ .....	149
<b>Σχήμα 5.15.12:</b> Μέσο διανυσματικό πεδίο ταχυτήτων για φάση $d = 85\text{ms}$ .....	149
<b>Σχήμα 5.15.13:</b> Μέσο διανυσματικό πεδίο ταχυτήτων για φάση $d = 90\text{ms}$ .....	149
<b>Σχήμα 5.15.14:</b> Μέσο διανυσματικό πεδίο ταχυτήτων για φάση $d = 95\text{ms}$ .....	149
<b>Σχήμα 5.16.1:</b> Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για φάση $d = 0\text{ms}$ .....	154
<b>Σχήμα 5.16.2:</b> Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για φάση $d = 5\text{ms}$ .....	154
<b>Σχήμα 5.16.3:</b> Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για φάση $d = 10\text{ms}$ .....	154
<b>Σχήμα 5.16.4:</b> Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για φάση $d = 20\text{ms}$ .....	154
<b>Σχήμα 5.16.5:</b> Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για φάση $d = 30\text{ms}$ .....	154
<b>Σχήμα 5.16.6:</b> Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για φάση $d = 40\text{ms}$ .....	155
<b>Σχήμα 5.16.7:</b> Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για φάση $d = 50\text{ms}$ .....	155
<b>Σχήμα 5.16.8:</b> Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για φάση $d = 60\text{ms}$ .....	155
<b>Σχήμα 5.16.9:</b> Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για φάση $d = 70\text{ms}$ .....	155
<b>Σχήμα 5.16.10:</b> Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για φάση $d = 75\text{ms}$ .....	155
<b>Σχήμα 5.16.11:</b> Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για φάση $d = 80\text{ms}$ .....	156
<b>Σχήμα 5.16.12:</b> Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για φάση $d = 85\text{ms}$ .....	156



<b>Σχήμα 5.16.13:</b> Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για φάση $d = 90\text{ms}$ .....	156
<b>Σχήμα 5.16.14:</b> Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για φάση $d = 95\text{ms}$ .....	156
<b>Σχήμα 5.17.1:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^2}$ , για φάση $d = 0\text{ms}$ .....	160
<b>Σχήμα 5.17.2:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^2}$ , για φάση $d = 5\text{ms}$ .....	160
<b>Σχήμα 5.17.3:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^2}$ , για φάση $d = 10\text{ms}$ .....	160
<b>Σχήμα 5.17.4:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^2}$ , για φάση $d = 20\text{ms}$ .....	160
<b>Σχήμα 5.17.5:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^2}$ , για φάση $d = 30\text{ms}$ .....	160
<b>Σχήμα 5.17.6:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^2}$ , για φάση $d = 40\text{ms}$ .....	161
<b>Σχήμα 5.17.7:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^2}$ , για φάση $d = 50\text{ms}$ .....	161
<b>Σχήμα 5.17.8:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^2}$ , για φάση $d = 60\text{ms}$ .....	161
<b>Σχήμα 5.17.9:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^2}$ , για φάση $d = 70\text{ms}$ .....	161
<b>Σχήμα 5.17.10:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^2}$ , για φάση $d = 75\text{ms}$ .....	161
<b>Σχήμα 5.17.11:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^2}$ , για φάση $d = 80\text{ms}$ .....	162
<b>Σχήμα 5.17.12:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^2}$ , για φάση $d = 85\text{ms}$ .....	162
<b>Σχήμα 5.17.13:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^2}$ , για φάση $d = 90\text{ms}$ .....	162
<b>Σχήμα 5.17.14:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^2}$ , για φάση $d = 90\text{ms}$ .....	162
<b>Σχήμα 5.18.1:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας, $\overline{v'^2}$ , για φάση $d = 0\text{ms}$ .....	163



<b>Σχήμα 5.18.2:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας, $\overline{v'^2}$ , για φάση $d = 5\text{ms}$ .....	163
<b>Σχήμα 5.18.3:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας, $\overline{v'^2}$ , για φάση $d = 10\text{ms}$ .....	163
<b>Σχήμα 5.18.4:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας, $\overline{v'^2}$ , για φάση $d = 20\text{ms}$ .....	163
<b>Σχήμα 5.18.5:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας, $\overline{v'^2}$ , για φάση $d = 30\text{ms}$ .....	163
<b>Σχήμα 5.18.6:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας, $\overline{v'^2}$ , για φάση $d = 40\text{ms}$ .....	164
<b>Σχήμα 5.18.8:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας, $\overline{v'^2}$ , για φάση $d = 50\text{ms}$ .....	164
<b>Σχήμα 5.18.9:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας, $\overline{v'^2}$ , για φάση $d = 60\text{ms}$ .....	164
<b>Σχήμα 5.18.10:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας, $\overline{v'^2}$ , για φάση $d = 70\text{ms}$ .....	164
<b>Σχήμα 5.18.11:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας, $\overline{v'^2}$ , για φάση $d = 75\text{ms}$ .....	165
<b>Σχήμα 5.18.12:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας, $\overline{v'^2}$ , για φάση $d = 80\text{ms}$ .....	165
<b>Σχήμα 5.18.13:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας, $\overline{v'^2}$ , για φάση $d = 85\text{ms}$ .....	165
<b>Σχήμα 5.18.14:</b> Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας, $\overline{v'^2}$ , για φάση $d = 90\text{ms}$ .....	165
<b>Σχήμα 5.19.1:</b> Μέση κατανομή διατμητικών τάσεων Reynolds, $-\overline{u'v'}$ , για φάση $d = 0\text{ms}$ .....	166
<b>Σχήμα 5.19.2:</b> Μέση κατανομή διατμητικών τάσεων Reynolds, $-\overline{u'v'}$ , για φάση $d = 5\text{ms}$ .....	166
<b>Σχήμα 5.19.3:</b> Μέση κατανομή διατμητικών τάσεων Reynolds, $-\overline{u'v'}$ , για φάση $d = 10\text{ms}$ .....	166
<b>Σχήμα 5.19.4:</b> Μέση κατανομή διατμητικών τάσεων Reynolds, $-\overline{u'v'}$ , για φάση $d = 20\text{ms}$ .....	166
<b>Σχήμα 5.19.5:</b> Μέση κατανομή διατμητικών τάσεων Reynolds, $-\overline{u'v'}$ , για φάση $d = 30\text{ms}$ .....	166
<b>Σχήμα 5.19.6:</b> Μέση κατανομή διατμητικών τάσεων Reynolds, $-\overline{u'v'}$ , για φάση $d = 40\text{ms}$ .....	167
<b>Σχήμα 5.19.7:</b> Μέση κατανομή διατμητικών τάσεων Reynolds, $-\overline{u'v'}$ , για φάση $d = 50\text{ms}$ .....	167
<b>Σχήμα 5.19.8:</b> Μέση κατανομή διατμητικών τάσεων Reynolds, $-\overline{u'v'}$ , για φάση $d = 60\text{ms}$ .....	167
<b>Σχήμα 5.19.9:</b> Μέση κατανομή διατμητικών τάσεων Reynolds, $-\overline{u'v'}$ , για φάση $d = 70\text{ms}$ .....	167
<b>Σχήμα 5.19.10:</b> Μέση κατανομή διατμητικών τάσεων Reynolds, $-\overline{u'v'}$ , για φάση $d = 75\text{ms}$ .....	167



Σχήμα 5.19.11: Μέση κατανομή διατμητικών τάσεων Reynolds, $-\overline{u'v'}$ , για φάση $d=80\text{ms}$ .....	168
Σχήμα 5.19.12: Μέση κατανομή διατμητικών τάσεων Reynolds, $-\overline{u'v'}$ , για φάση $d=85\text{ms}$ .....	168
Σχήμα 5.19.13: Μέση κατανομή διατμητικών τάσεων Reynolds, $-\overline{u'v'}$ , για φάση $d=90\text{ms}$ .....	168
Σχήμα 5.19.14: Μέση κατανομή διατμητικών τάσεων Reynolds, $-\overline{u'v'}$ , για φάση $d=95\text{ms}$ .....	168
Σχήμα 5.20.1: Μέση κατανομή λοξότητας αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^3}$ , για φάση $d=0\text{ms}$ .....	172
Σχήμα 5.20.2: Μέση κατανομή λοξότητας αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^3}$ , για φάση $d=5\text{ms}$ .....	172
Σχήμα 5.20.3: Μέση κατανομή λοξότητας αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^3}$ , για φάση $d=10\text{ms}$ .....	172
Σχήμα 5.20.4: Μέση κατανομή λοξότητας αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^3}$ , για φάση $d=20\text{ms}$ .....	172
Σχήμα 5.20.5: Μέση κατανομή λοξότητας αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^3}$ , για φάση $d=30\text{ms}$ .....	172
Σχήμα 5.20.6: Μέση κατανομή λοξότητας αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^3}$ , για φάση $d=40\text{ms}$ .....	173
Σχήμα 5.20.7: Μέση κατανομή λοξότητας αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^3}$ , για φάση $d=50\text{ms}$ .....	173
Σχήμα 5.20.8: Μέση κατανομή λοξότητας αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^3}$ , για φάση $d=60\text{ms}$ .....	173
Σχήμα 5.20.9: Μέση κατανομή λοξότητας αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^3}$ , για φάση $d=70\text{ms}$ .....	173
Σχήμα 5.20.10: Μέση κατανομή λοξότητας αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^3}$ , για φάση $d=75\text{ms}$ .....	173
Σχήμα 5.20.11: Μέση κατανομή λοξότητας αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^3}$ , για φάση $d=80\text{ms}$ .....	174
Σχήμα 5.20.12: Μέση κατανομή λοξότητας αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^3}$ , για φάση $d=85\text{ms}$ .....	174
Σχήμα 5.20.13: Μέση κατανομή λοξότητας αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^3}$ , για φάση $d=90\text{ms}$ .....	174
Σχήμα 5.20.14: Μέση κατανομή λοξότητας αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^3}$ , για φάση $d=95\text{ms}$ .....	174
Σχήμα 5.21.1: Μέση κατανομή κύρτωσης αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^4}$ , για φάση $d=0\text{ms}$ .....	175
Σχήμα 5.21.2: Μέση κατανομή κύρτωσης αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^4}$ , για φάση $d=5\text{ms}$ .....	175
Σχήμα 5.21.3: Μέση κατανομή κύρτωσης αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^4}$ , για φάση $d=10\text{ms}$ .....	175
Σχήμα 5.21.4: Μέση κατανομή κύρτωσης αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^4}$ , για φάση $d=20\text{ms}$ .....	175
Σχήμα 5.21.5: Μέση κατανομή κύρτωσης αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^4}$ , για φάση $d=30\text{ms}$ .....	175
Σχήμα 5.21.6: Μέση κατανομή κύρτωσης αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^4}$ , για φάση $d=40\text{ms}$ .....	176
Σχήμα 5.21.7: Μέση κατανομή κύρτωσης αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^4}$ , για φάση $d=50\text{ms}$ .....	176
Σχήμα 5.21.8: Μέση κατανομή κύρτωσης αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^4}$ , για φάση $d=60\text{ms}$ .....	176
Σχήμα 5.21.9: Μέση κατανομή κύρτωσης αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^4}$ , για φάση $d=70\text{ms}$ .....	176
Σχήμα 5.21.10: Μέση κατανομή κύρτωσης αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^4}$ , για φάση $d=75\text{ms}$ .....	176
Σχήμα 5.21.11: Μέση κατανομή κύρτωσης αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^4}$ , για φάση $d=80\text{ms}$ .....	177
Σχήμα 5.21.12: Μέση κατανομή κύρτωσης αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^4}$ , για φάση $d=85\text{ms}$ .....	177
Σχήμα 5.21.13: Μέση κατανομή κύρτωσης αξονικής συνιστώσας, $\overline{u'^4}$ , για φάση $d=90\text{ms}$ .....	177



<b>Σχήμα 5.21.14:</b> Μέση κατανομή κύρτωσης αξονικής συνιστώσας, $\overline{u^4}$ , για φάση $d=95\text{ms}$ .....	177
<b>Σχήμα 5.22.1:</b> Κατανομές πιθανότητας (PDF) των τιμών της αξονικής συνιστώσας $u$ για φάση $d=5\text{ms}$ .....	178
<b>Σχήμα 5.22.2:</b> Κατανομές πιθανότητας (PDF) των τιμών της αξονικής συνιστώσας $u$ για φάση $d=50\text{ms}$ .....	178
<b>Σχήμα 5.22.3:</b> Κατανομές πιθανότητας (PDF) των τιμών της αξονικής συνιστώσας $u$ για φάση $d=95\text{ms}$ .....	178
<b>Σχήμα 5.23.1:</b> Αθροιστικές κατανομές πιθανότητας (CDF) των τιμών της αξονικής συνιστώσας $u$ για φάση $d=5\text{ms}$ .....	179
<b>Σχήμα 5.23.2:</b> Αθροιστικές κατανομές πιθανότητας (CDF) των τιμών της αξονικής συνιστώσας $u$ για φάση $d=50\text{ms}$ .....	179
<b>Σχήμα 5.23.3:</b> Αθροιστικές κατανομές πιθανότητας (CDF) των τιμών της αξονικής συνιστώσας $u$ για φάση $d=95\text{ms}$ .....	179

## **Παράρτημα I: Μετασχηματισμός Fourier Συνάρτησης Δύο Μεταβλητών**

<b>Σχήμα Π.1:</b> Παράδειγμα δισδιάστατου Μετασχηματισμού Fourier .....	182
---	-----

## **Παράρτημα II: Υπολογιστικά Προγράμματα**

<b>Σχήμα Π.2:</b> Η συνένωση και ο μετασχηματισμός του συστήματος των συντεταγμένων για την περίπτωση των τριών παραθύρων καταγραφής του πεδίου της ροής .....	188
---	-----



## Ευρετήριο Πινάκων

<b>Πίνακας 1.1:</b> Χαρακτηριστικά λέιζερ συνεχούς λειτουργίας .....	22
<b>Πίνακας 1.2:</b> Χαρακτηριστικά λέιζερ παλλόμενης λειτουργίας .....	23
<b>Πίνακας 1.3:</b> Τυπικές τιμές DVR και DSR για διάφορα μέσα καταγραφής .....	33
<b>Πίνακας 2.1:</b> Αντιφατικές απαιτήσεις σχεδίασης της διάταξης των θερμών νημάτων .....	42
<b>Πίνακας 3.1:</b> Τεχνικά χαρακτηριστικά της αεροδυναμικής σήραγγας του ΕΜΠ .....	62
<b>Πίνακας 3.2:</b> Τεχνικά χαρακτηριστικά της ηλεκτροβαλβίδας αέρος .....	65
<b>Πίνακας 3.3:</b> Τεχνικά χαρακτηριστικά του συστήματος λέιζερ .....	66
<b>Πίνακας 3.4:</b> Συνθήκες λειτουργίας του συστήματος λέιζερ .....	66
<b>Πίνακας 3.5:</b> Ονομαστικές διαστάσεις και βάρος των δύο τμημάτων του συστήματος λέιζερ .....	67
<b>Πίνακας 3.6:</b> Τεχνικά χαρακτηριστικά της γεννήτριας καπνού .....	67
<b>Πίνακας 3.7:</b> Συνθήκες λειτουργίας της γεννήτριας καπνού .....	68
<b>Πίνακας 3.8:</b> Ονομαστικές διαστάσεις και βάρος της γεννήτριας καπνού .....	68
<b>Πίνακας 3.9:</b> Τεχνικά χαρακτηριστικά του καταγραφικού μέσου .....	69
<b>Πίνακας 3.10:</b> Τεχνικά χαρακτηριστικά του θερμού νήματος .....	70
<b>Πίνακας 4.1:</b> Σειρά μετρήσεων με το ανεμόμετρο και το σωλήνα Prandtl .....	81
<b>Πίνακας 5.1:</b> Μήκη επανακόλλησης μη διεγερμένης μέσης χρονικά ροής σε γεωμετρία απότομης διεύρυνσης .....	104
<b>Πίνακας 5.2:</b> Μήκη επανακόλλησης μέσης χρονικά διεγερμένης ροής για μεταβαλλόμενο εύρος παλμού διέγερσης $D_{jet}$ και σταθερή περίοδο διέγερσης $T_{jet}=100ms$ .....	108
<b>Πίνακας 5.3:</b> Μήκη επανακόλλησης μέσης χρονικά διεγερμένης ροής και αριθμοί Strouhal για μεταβαλλόμενη περίοδο διέγερσης $T_{jet}$ και σταθερό εύρος παλμού $D_{jet}=35ms$ ....	117
<b>Πίνακας 5.4:</b> Βέλτιστοι αριθμοί Strouhal για ελάχιστο μήκος επανακόλλησης .....	119
<b>Πίνακας 5.5:</b> Μήκη επανακόλλησης μέσης διεγερμένης ροής με παραμέτρους διέγερσης $T_{jet}=100ms$ και $D_{jet}=35ms$ σε διάφορες φάσεις της περιόδου διέγερσης .....	144





# Εισαγωγή

## Ενεργός Έλεγχος Ροών σε Γεωμετρία Απότομης Διεύρυνσης

Οι ροές που παρουσιάζουν αποκόλληση και επανακόλληση αποτελούν τις τελευταίες δεκαετίες αντικείμενο έρευνας της θεμελιώδους δυναμικής των ρευστών. Η ύπαρξη μιας αποκολλημένης ροής, σε συνδυασμό με μία ροή που επανακολλάται, οδηγεί σε αυξημένη αστάθεια, διαταραχές πιέσεων, δομικές δονήσεις και θόρυβο. Επιπλέον, ενισχύεται η μεταφορά της θερμότητας (η περιοχή επανακόλλησης της ροής αντιστοιχεί σε μέγιστη μεταφορά θερμότητας, σε αντίθεση με την περιοχή αποκόλλησης όπου εμφανίζεται χαμηλή μεταφορά θερμότητας) και της μάζας, όπως και η ανάμιξη. Συγκεκριμένα, οι ροές που επανακολλώνται προκαλούν μεγάλες διακυμάνσεις των τοπικών συντελεστών μεταφοράς θερμότητας (Vogel and Eaton, 1985[01]). Συνεπώς επιβάλλεται η καταστολή ή ο έλεγχος της αποκόλλησης, φαινόμενο το οποίο μάλιστα παρουσιάζεται υπό ένα μεγάλο εύρος συνθηκών.

Άλλωστε και σε πιο πρακτικό επίπεδο η εμφάνιση της αποκόλλησης και της επανακόλλησης των βιομηχανικών ροών επηρεάζει άμεσα την απόδοση των υδραυλικών μηχανών και κατ' επέκταση ένα μεγάλο σύνολο μηχανολογικών εφαρμογών. Βέβαια οι αποκολλημένες ροές, ανάλογα με την εφαρμογή μπορεί να παρουσιάζουν είτε θετικά είτε αρνητικά αποτελέσματα. Για παράδειγμα μία επιθυμητή περιοχή ανακυκλοφορίας ως αποτέλεσμα της αποκόλλησης, χρειάζεται στους θαλάμους καύσης προκειμένου να διατηρηθεί η ανάμιξη του καυσίμου στη ζώνη αντίδρασης για την πραγματοποίηση μιας πλήρους καύσης. Αντιθέτως, μία αρνητική συνέπεια θα μπορούσε να αποτελέσει η μείωση της απόδοσης ή η παραγωγή θορύβου μίας στροβιλομηχανής και η αύξηση της οπισθέλκουσας δύναμης σε μία αεροτομή ή αντίστοιχα η μείωση της δύναμης της άνωσης.

Η έννοια του ενεργού ελέγχου της ροής έχει κυριαρχήσει ως η μέθοδος προσέγγισης τέτοιων προβλημάτων και πολυάριθμες έρευνες από αρκετούς επιστήμονες έχουν διεξαχθεί στον τομέα αυτό της μηχανικής των ρευστών. Το πιο σύνθετο αντικείμενο του ενεργού ελέγχου των αποκολλημένων ροών αποτελεί ο έλεγχος του μεγέθους της περιοχής αποκόλλησης. Κατά τον τρόπο αυτό το μήκος επανακόλλησης, έστω  $x_r$ , ορίζεται ως μία μεταβλητή ελέγχου της ροής επαναπροσδιορίζοντας και συγκεκριμενοποιώντας το στόχο του ελέγχου στην ελαχιστοποίηση της τελευταίας παραμέτρου.

Στο πλαίσιο αυτό, η γεωμετρία της απότομης διέυρυνσης σε μορφή «ανάποδου σκαλοπατιού» (Backward Facing Step ή BFS) ως προς τη φορά της ροής, αποτελεί την πιο συνήθη επιλογή για την πειραματική ανάλυση αποκολλημένων ροών. Η παραπάνω γεωμετρία συλλέγει όλα τα βασικά χαρακτηριστικά μιας εσωτερικά αποκολλημένης ροής. Πράγματι η πίεση αυξάνει κατά τη φορά της ροής, γεγονός που ωθεί το διατμητικό στρώμα στο να αποκολληθεί από το στερεό τοίχωμα, ενώ η ροή επανακολλάται κατάντι, σε απόσταση ορισμένων πολλαπλάσιων του ύψους του σκαλοπατιού, σχηματίζοντας κοντά σε αυτό μία ζώνη ανακυκλοφορίας. Επιπροσθέτως, η διαμόρφωση αυτή επιτρέπει κάποιες σημαντικές απλοποιήσεις συγκριτικά με άλλες πιο σύνθετες περιπτώσεις. Για παράδειγμα, η γεωμετρία είναι απλή και το σημείο αποκόλλησης της ροής είναι εκ των προτέρων γνωστό στον πειραματιστή πως βρίσκεται σταθερά στην ακμή της απότομης διέυρυνσης, επιτρέποντας παράλληλα και την εστίαση της ανάλυσης στη διαδικασία



επανακόλλησης, που όπως αναφέρθηκε αποτελεί και το βασικό στόχο του ενεργού ελέγχου. Επίσης οι ροϊκές γραμμές του πεδίου που πλησιάζουν προς την απότομη διεύρυνση, πριν την αποκόλληση της ροής, είναι σχεδόν παράλληλες με το τοίχωμα, επιτρέποντας έτσι καλές συνθήκες εισαγωγής της ροής στο τμήμα δοκιμών. Τέλος μετά την περιοχή επανακόλλησης η ροή χαλαρώνει σε ένα τυρβώδες οριακό στρώμα το οποίο τείνει σε ισορροπία.

Για όλους τους προαναφερθέντες λόγους λοιπόν, τα πειράματα σε απότομη διεύρυνση αυτής της γεωμετρίας καθιερώθηκαν ως σημείο αναφοράς για τη διαμόρφωση συγκριτικής αξιολόγησης μεταξύ των πειραμάτων που αφορούν σε μελέτες αποκολλημένων ροών. Τα αποτελέσματα από τα πειράματα του ελέγχου ροής σε «ανάποδο σκαλοπάτι» πράγματι καλύπτουν ένα ευρύ φάσμα μηχανολογικών εφαρμογών που εκτείνεται από τη ψύξη των πτερυγίων σε στροβιλομηχανές μέχρι τους σωλήνες αερισμού. Παρόλα αυτά σημειώνεται πως παραμένουν ακόμη και σήμερα άγνωστες πτυχές στη δομή και τη δυναμική αυτής της γεωμετρικά απλής τυρβώδους ροής που αναπτύσσεται.

Αναλυτικότερα, τα βασικά χαρακτηριστικά μίας τυρβώδους ροής σε ένα «ανάποδο σκαλοπάτι» συνοψίζονται ως εξής: ένα τυρβώδες οριακό στρώμα πάχους  $\delta$  που αναπτύσσεται σε μία επίπεδη πλάκα συναντά μία απότομη διεύρυνση με γεωμετρία «ανάποδου σκαλοπατιού» ως προς τη φορά της, ύψους  $h$ . Η απότομη αλλαγή στη γεωμετρία της επιφάνειας αναγκάζει το οριακό στρώμα να αποκολληθεί από την απότομη ακμή του σκαλοπατιού. Η προκύπτουσα ροή συμπεριφέρεται κατάντι, κυρίως ως ένα ελεύθερο διατμητικό στρώμα με υψηλές ταχύτητες ροής στο πάνω μέρος του και με χαμηλές αντίστοιχα στο κάτω. Σε κάποια απόσταση κατάντι του σημείου αποκόλλησης το διατμητικό στρώμα συγκρούεται με την επιφάνεια του στερεού τοιχώματος και σχηματίζει μία κλειστή περιοχή ανακυκλοφορίας, στην οποία εμπεριέχεται τυρβώδης κινητική κατάσταση του ρευστού. Μία μικρή αντιωρολογιακή «γωνιακή» δίνη, στην ορθή γωνία του σκαλοπατιού, που αναπτύσσεται κάτω από τη μέση περιοχή ανακυκλοφορίας μπορεί επίσης να παρατηρηθεί. Η στιγμιαία θέση επανακόλλησης προκύπτει γύρω από το μέσο χρονικά σημείο επανακόλλησης  $x_r$ , η οποία διαφέρει ελαφρά από αυτό. Τέλος, κατάντι του σημείου επανακόλλησης, το οριακό στρώμα αρχίζει να επαναπτύσσεται και να υφίσταται χαλάρωση προς την κατάσταση ενός τυπικού τυρβώδους οριακού στρώματος.

Κάποιες από τις αρχικές μελέτες που αφορούσαν ροές σε γεωμετρία απότομης διεύρυνσης, εστίαζαν στην κατανόηση των παραμέτρων που επιδρούσαν στη διαδικασία επανακόλλησης της ροής από την οπτική της καταστολής και του ελέγχου της διαδικασίας αποκόλλησης. Ο Prandtl ήδη από το 1904 χάραξε το δρόμο του μοντέρνου ελέγχου ροών. Στη διάσημη δημοσίευση του περιέγραψε διάφορα πειράματα στα οποία το οριακό στρώμα βρισκόταν υπό έλεγχο. Συγκεκριμένα, ο Prandtl κατέφυγε σε αναρρόφηση για την καθυστέρηση της αποκόλλησης του οριακού στρώματος από την επιφάνεια ενός κυλίνδρου. Ωστόσο η μελέτη της διατμητικής τυρβώδους ροής σε σήραγγες με απότομη διεύρυνση και ο ορισμός τους μέσα από την κατάταξη τους στην οικογένεια των σύνθετων ροών δόθηκε από την πρωτοπόρα δημοσίευση του Bradshaw (1971) [02] και συγκεκριμένα το διαταραγμένο διατμητικό στρώμα από τους Bradshaw και Wong (1972) [03].

Ακολούθησαν πολυάριθμες μελέτες τα επόμενα χρόνια οι οποίες ωστόσο έδωσαν μεγαλύτερη έμφαση στην παρακολούθηση και την ανάλυση της μορφής του πεδίου της ροής που αναπτύσσεται και όχι τόσο στον έλεγχο της. Αναλυτικότερα, η επίδραση του αριθμού Reynolds, ως μία από τις σημαντικές παραμέτρους, μελετήθηκε από τους Eaton and Johnston (1980) [04] και τους Durst and Tropea (1981) [05]. Η επίδραση του λόγου του πάχους του οριακού στρώματος προς το ύψος του σκαλοπατιού διευκρινίστηκε από τον Le Hui Nho (1994)[06]. Η επίδραση της καμπυλότητας των ροϊκών γραμμών στο μήκος επανακόλλησης της ροής



εξετάστηκε σε πειράματα με καμπύλα κανάλια (Honami και Kakajo, 1986 [07]). Μια εκτενής μελέτη για το λόγο  $E_r$  (Expansion ratio) σε ένα κανάλι (που ορίζεται ως ο λόγος του ύψους της διατομής κατάντι του σκαλοπατιού προς την αντίστοιχη ανάντι) έγινε από τους Durst and Tropea (1981) [05] και τους Ra and Chang (1990) [08]. Η αναλογία του πλάτους προς το ύψος της διατομής (Aspect ratio) εξετάστηκε περαιτέρω από τους De Brederode and Bradshaw (1972) [09], η επίδραση της έντασης της τύρβης εισόδου από τους Isomoto and Honami (1989) [10] και η τραχύτητα του στερεού τοιχώματος από τον Badri Kusuma (1993) [11]. Οι Eaton and Johnston (1980) [04], Adams and Johnston (1988) [12] και Driver and Seegmiller (1985) [13] υπολόγισαν το συντελεστή τριβής του τοιχώματος του σκαλοπατιού  $C_f$ , εκ των οποίων όλοι ανέφεραν υψηλές τιμές του στην περιοχή ανακυκλοφορίας. Αργότερα, οι Jovic and Driver (1994) [14], (1995) [15] και οι Le et al. (1997) [16] έδειξαν ότι η μέγιστη τιμή του  $C_f$  μπορεί να είναι σημαντικά υψηλότερη σε χαμηλούς αριθμούς Reynolds. Μεταγενέστερα, την απλή περίπτωση της δισδιάστατης μελέτης σε χαμηλές τιμές του αριθμού Reynolds εξέτασε ο Biswas et al. (2004) [17] και της τρισδιάστατης σε υψηλούς αριθμούς Reynolds οι Lee et al. (2004) [18]. Σημειώνεται πως οι δύο τελευταίοι, όπως και οι δημοσιεύσεις του Ota (2000) [19], των Nie and Armaly (2004) [20] και των Creusé, Giovannini and Mortazavi (2008) [21] παρουσιάζουν εκτενή βιβλιογραφική έρευνα σχετικά με τον έλεγχο σε κανάλια ροής με «ανάποδο σκαλοπάτι». Ορισμένα αποτελέσματα του ελέγχου της ροής στην περιοχή ανακυκλοφορίας παρουσιάζονται και από τους Sakuraba et al (2004) [22].

Τις τελευταίες δύο δεκαετίες ξεκίνησαν εκτενείς έρευνες αναφορικά με τον έλεγχο ροών σε απότομη διεύρυνση. Μάλιστα, έχει υπάρξει από τις απαρχές των προσπαθειών αυτών, έντονο ερευνητικό ενδιαφέρον για τον έλεγχο της τυρβώδους ροής αποκόλλησης κάτω από συνθήκες περιοδικής διέγερσης υπό τη μορφή εναλλασσομένων αναρροφήσεων και εγχύσεων δεσμών αέρα, καθότι έχει αποδειχθεί πως η περιοδική διαταραχή παρουσιάζει καλύτερο έλεγχο επανακόλλησης της ροής από ότι η συνεχής (Nishiri and Wygnanski, 1998 [23] και Seifert and Parck, 1999 [24]). Οι βασικοί στόχοι όλων αυτών των ερευνών συνοψίζονται στα ακόλουθα σημεία:

1. Το αρχικό ενδιαφέρον για τη μελέτη τέτοιων ροών αφορά στον ενεργό έλεγχο τους αναφορικά με τη διαδικασία της επανακόλλησης, όπου η ενίσχυση της μεταφοράς της ορμής κατά μήκος του διατμητικού στρώματος παίζει σημαντικό ρόλο (Sigurdson, 1995 [25] και Chun and Sung, 1996 [26]).
2. Ο δεύτερος και μάλλον πιο θεμελιώδης, αφορά στη διέγερση της κλιτικής αστάθειας και του σχηματισμού των δινών εντός του αποκολλημένου διατμητικού στρώματος, καθώς επίσης και στη φασματική μεταφορά της ενέργειας ανάλογα με το εύρος των συχνοτήτων διέγερσης. Αυτού του είδους η έρευνα συμβάλλει στην κατανόηση των θεμελιωδών μηχανισμών των ασταθών αποκολλημένων ροών.
3. Ο τρίτος στόχος, αφορά στην επίδραση της εξωτερικής διαταραχής στην κατανομή των στατιστικών της τύρβης. Οι αναλύσεις αυτές, και ο ακριβής υπολογισμός των στατιστικών αυτών ποσοτήτων αποδείχτηκαν χρήσιμα εργαλεία για την εκτίμηση αριθμητικών προβλέψεων και αργότερα μοντέλων για την ανάλυση τέτοιου είδους ροών αποκόλλησης.

Για όλους τους προαναφερθέντες λόγους, απαιτούνται δεδομένα υψηλής ακρίβειας και ανάλυση των υψηλών τάξεων των στατιστικών της τύρβης (Masuda et al., 1994 [28]). Επισημαίνεται πως παρά το γεγονός του ότι τα παραπάνω στοιχεία είναι αλληλένδετα μεταξύ



τους, εντούτοις στην πλειοψηφία των ερευνών που πραγματοποιήθηκαν την τελευταία δεκαετία, έकाστη εστιάζει σε ένα από αυτά. Μάλιστα η μελέτη της κίνησης των τυρβωδών δομών μέσα στο διατμητικό στρώμα αποκόλλησης απασχόλησε τους ερευνητές αργότερα σχετικά από ότι τα άλλα δύο αντικείμενα έρευνας.

Οι πρώτες απόπειρες ελέγχου ροής με περιοδική διαταραχή πραγματοποιήθηκαν από τους *Bhattacharjee et al. (1986) [29]*. Συγκεκριμένα εφήρμοσαν ακουστική διαταραχή σε μία ροή πίσω από μια γεωμετρία απότομης διεύρυνσης με «ανάποδο σκαλοπάτι» και αποκαλύφθηκε πως η αύξηση του εύρους του διατμητικού στρώματος προέκυπτε λόγω της δημιουργίας στροβίλων και άλλων δομών μεγάλης κλίμακας εντός του διατμητικού στρώματος, επιτρέποντας την προώθηση της επανακόλλησης. Αργότερα οι *Chun and Sung (1996) [26]* ανακάλυψαν πως οι στρόβιλοι μεγάλης κλίμακας που εισάγονταν στο διατμητικό στρώμα λόγω της περιοδικής διαταραχής, αλληλεπιδρούσαν μεταξύ τους και συγχωνεύονταν εντός του διατμητικού στρώματος επιτρέποντας την ανάπτυξη του. Επιπλέον μελέτησαν και την επίδραση της συχνότητας και του πλάτους διέγερσης στο μήκος επανακόλλησης. Ο *Sigurdson (1995) [25]* εφήρμοσε περιοδική διέγερση σε ένα διατμητικό στρώμα ροής κατάντι ενός κυλίνδρου ευθυγραμμισμένου ομοαξονικά με την ελεύθερη ροή και αποκάλυψε πως η επανακόλληση ενισχυόταν από μία διαταραχή συχνότητας που αντιστοιχούσε στη φυσική συχνότητα έγχυσης δινών. Τέλος οι *Yoshioka et. al (1998, 2001) [30], [32], [33]* έδειξαν αρχικά πως στο μέσο χρονικά πεδίο η επίδραση της περιοδικής διαταραχής είναι πιο εμφανής όταν υπάρχει αύξηση των διατμητικών τάσεων *Reynolds* και έπειτα πως στο μέσο συμφασικό πεδίο μετρήσεων, για διάφορες φάσεις διαταραχής, υπάρχει οργανωμένη κίνηση της ροής εντός του διατμητικού στρώματος και μάλιστα σχετίζεται άμεσα με την ενίσχυση της παραγωγής των τάσεων *Reynolds*. Σημειώνεται πως η έρευνα στο αντικείμενο της περιοδικής διαταραχής της ροής σε απότομη διεύρυνση έχει αναλυθεί εκτενώς και οι αναφορές είναι πολυάριθμες, οι περισσότερες εκ των οποίων αφορούν σε πειράματα οπτικοποίησης σε αεροσήραγγες. Για το λόγο αυτό παρουσιάστηκαν οι βασικότερες μελέτες και ο αναγνώστης παραπέμπεται σε άλλες για περαιτέρω στοιχεία, όπως π.χ. των *Wu et. al (1998) [34]*, *Kiya et al. (1997) [36]* κτλ. Τονίζεται ωστόσο ιδιαίτερα πως όλες οι μελέτες κατέληγαν πάντα στα ίδια συμπεράσματα:

- Την ύπαρξη ενός βέλτιστου εύρους συχνοτήτων για την ενίσχυση της επανακόλλησης της ροής και της διαδικασίας αλληλεπίδρασης των δινών. Μάλιστα υπό κάποιες συνθήκες, βρέθηκε το μήκος επανακόλλησης να περιορίζεται ακόμη και στο μισό του προτύπου αναφοράς, της περίπτωσης δηλαδή χωρίς την εισαγωγή διαταραχής στη ροή. Τα χαρακτηριστικά αυτού του εύρους συχνοτήτων συσχετίστηκαν με τη δυναμική των δινών μεγάλης κλίμακας που αναπτύσσονται στο διατμητικό στρώμα κατά την κάθετη κατεύθυνση ως προς τη φορά κίνησης της ροής (*spanwise direction*). Πολλοί ερευνητές έχουν καταλήξει πως η βέλτιστη συχνότητα αδιαστατοποιημένη με τη χρήση του αριθμού *Strouhal* αντιστοιχεί στην τιμή  $St \cong 0,2$ , βάσει της μέσης ταχύτητας εισόδου πριν την απότομη διεύρυνση και το ύψος του σκαλοπατιού. Μάλιστα η τιμή αυτή, με λίγες εξαιρέσεις, φαίνεται να μην επηρεάζεται ούτε από την τιμή του αριθμού *Reynolds*, αλλά ούτε και από τον τρόπο διαταραχής της ροής.
- Η διαταραχή ενισχύει την τυρβώδη μεταφορά της ορμής στο διατμητικό στρώμα, βάσει τη στατιστική ανάλυση της τύρβης, με αποτέλεσμα την επανακόλληση της ροής σε μικρότερη απόσταση από την απότομη διεύρυνση.



Έχοντας παρουσιάσει ορισμένες από τις βασικότερες έρευνες που έχουν πραγματοποιηθεί μέχρι και σήμερα στον ενεργό έλεγχο ροών σε γεωμετρία απότομης διεύρυνσης και αναφερθεί στα αποτελέσματα τους και στις σημαντικότερες πτυχές της μελέτης στο αντικείμενο αυτό, οι βασικοί στόχοι του παρόντος συγγράμματος συνοψίζονται ως εξής:

- i. Επιχειρείται η αποσαφήνιση του μηχανισμού προώθησης της μεταφοράς της ορμής από την εισαγωγή της εξωτερικής διέγερσης, μέσα από την ανάλυση των στατιστικών της τύρβης και μάλιστα και από των υψηλών τάξεων της (έως και 4<sup>ης</sup> τάξεως).
- ii. Επιδιώκεται σύγκριση αποτελεσμάτων μεταξύ της εξωτερικής διέγερσης που εισάγεται στα πειράματα της παρούσα μελέτης, η οποία προκαλείται από τετραγωνικούς παλμούς, με τις ήδη υπάρχουσες πολυάριθμες μελέτες περιοδικής διέγερσης. Πρόκειται δηλαδή για σύγκριση μίας διέγερσης θετικού ρυθμού εισαγωγής μάζας με μία διέγερση μηδενικού ρυθμού εισαγωγής μάζας (zero net mass flow rate), αφού στην περιοδική διέγερση όσος αέρας εισάγεται μέσω της έγχυσης τόσος αναρροφάται.
- iii. Διερευνάται η επίδραση των βασικότερων παραμέτρων του συστήματος στη μεταφορά της ορμής κατά μήκος του διατμητικού στρώματος και κατ'επέκταση σε όλες τις δυναμικές διαδικασίες που οδηγούν στη μείωση του μήκους της επανακόλλησης της ροής. Οι παράμετροι αυτοί είναι το εύρος (διάρκεια) του παλμού διέγερσης και η περίοδος της διέγερσης.
- iv. Πραγματοποιείται υπολογισμός των μέσων χρονικών πεδίων (time-averaged fields) και των μέσων συμφασικών πεδίων (phase-averaged fields). Τα πρώτα αποσκοπούν στην εξαγωγή συμπερασμάτων μέσα από στιγμιότυπα της ροής που καταγράφονται σε τυχαίες χρονικές στιγμές της περιόδου διέγερσης, ενώ τα δεύτερα αφορούν σε μετρήσεις που πραγματοποιήθηκαν σε ίδιες φάσεις της. Μάλιστα για τη δεύτερη κατηγορία αναφέρεται πως δίνεται ιδιαίτερο ενδιαφέρον στην παρατήρηση των προτύπων και της δυναμικής των συνεκτικών δομών της αποκολλημένης ροής, υπό την προϋπόθεση πως η έγχυση των δινών συσχετίζεται με τη διαταραχή που εισάγεται στο σύστημα.



## Ευχαριστίες

Με την ευκαιρία της ολοκλήρωσης της διπλωματικής μου εργασίας θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμά τον επιβλέποντα, Αναπληρωτή Καθηγητή του Τομέα Ρευστών του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου, κ. Δημήτριο Σ. Μαθιουλάκη για τη δυνατότητα που μου προσέφερε να ασχοληθώ με ένα τόσο ενδιαφέρον θέμα, όπως είναι η μηχανική των ρευστών, καθώς και για τον πολύτιμο χρόνο που μου διέθεσε. Χωρίς την καθοριστική συμβολή και την καθοδήγηση του κατά τη διάρκεια της έρευνας, η εκπόνηση του παρόντος συγγράμματος δεν θα ήταν ποτέ εφικτό να πραγματοποιηθεί. Σίγουρα η συνεργασία μου μαζί του ήταν μία από τις πιο προσοδοφόρες των φοιτητικών μου χρόνων.

Θα ήθελα επίσης στο σημείο αυτό να ευχαριστήσω τον υποψήφιο διδάκτορα του Τομέα Ρευστών του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου, κ. Παναγιώτη Καπίρη, για τη βοήθεια του στη διεξαγωγή των πειραματικών μετρήσεων στο Εργαστήριο Αεροδυναμικής του Ε.Μ.Π. και τη σωστή καθοδήγηση που μου προσέφερε καθ' όλη τη διάρκεια της εκπόνησης της διπλωματικής αυτής εργασίας. Ο κ. Καπίρης ήταν πάντα διαθέσιμος για να προσφέρει λύση στις απορίες μου και χωρίς αυτόν το έργο μου θα ήταν πολύ δυσκολότερο.

Τέλος, ευχαριστώ τους γονείς και τις αδερφές μου που πάντα με στηρίζουν και δείχνουν κατανόηση στις επιλογές μου ακόμα και αν δεν συμφωνούν πάντα μαζί μου, όλους τους καθηγητές μου στη σχολή Μηχανολόγων Μηχανικών Ε.Μ.Π. τα πέντε τελευταία χρόνια της φοίτησης μου στο ίδρυμα για τις γνώσεις που μου προσέφεραν, καθώς επίσης και όλους όσους συνέβαλλαν ακόμη για να γίνει το έργο αυτό πραγματικότητα.

Αθήνα, Απρίλιος 2011  
Ζαχαρίας Γ. Καπελλάκης

# **Μέρος Ι:**

## **Θεωρητικό Υπόβαθρο**

# ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1<sup>ο</sup>:

## Σύστημα Μέτρησης Ροών PIV (Particle Image Velocimetry)

### Περιγραφή:

*Στο κεφάλαιο αυτό επιχειρείται αρχικά μία ιστορική αναδρομή των σημαντικότερων πειραματικών τεχνικών στη ρευστομηχανική, καταλήγοντας στη μέθοδο PIV και την παρουσίαση των βασικών αρχών και σταδίων ανάλυσης στα οποία διακρίνεται. Ακολούθως, καθότι στόχο κάθε πειράματος αποτελεί η βελτιστοποίηση των μετρήσεων και κατ' επέκταση των μετρητικών διατάξεων, αναλύονται οι βασικότερες παράμετροι του σταδίου της συλλογής των δεδομένων που συμβάλλουν στην επιτυχή καταγραφή των εικόνων PIV: η κατάλληλη εκλογή των τροχιοδεικτικών σωματιδίων ανίχνευσης, ο φωτισμός αυτών, οι παράμετροι καταγραφής και οι παράμετροι του χρόνου. Τέλος, παρουσιάζονται οι βασικές αρχές της μεθόδου της ετεροσυσχέτισης σε εφαρμογές PIV, η οποία αποτελεί και τη μέθοδο που εφαρμόστηκε από το χρησιμοποιούμενο λογισμικό PIV στο πειραματικό μέρος του συγγράμματος για την εξαγωγή των αποτελεσμάτων (διανυσμάτων) των εικόνων PIV.*



# ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1<sup>ο</sup>

## Σύστημα Μέτρησης Ροών PIV (Particle Image Velocimetry)

### 1.1 Πειραματικές Τεχνικές στη Μελέτη της Μηχανικής των Ρευστών

Οι πειραματικές τεχνικές και η ανάπτυξη τους αποτελούν αναπόσπαστο κομμάτι της έρευνας και ένα μεγάλο τομέα στη μελέτη της δυναμικής των ρευστών. Η πολυπλοκότητα ακόμη και των απλούστερων ροών καθιστά τη μέτρηση τους αναγκαία για την επαλήθευση, καταρχάς, των αριθμητικών εξισώσεων κίνησης που περιγράφουν το σύστημα καθώς επίσης και για την ποσοτική διερεύνηση των ροών, για τις οποίες δεν υπάρχει ακόμα κάποιο αξιόπιστο υπολογιστικό-μαθηματικό μοντέλο που να τις περιγράφει. Τα αποτελέσματα που προκύπτουν από την εφαρμογή των πειραματικών τεχνικών μέτρησης των ροών παρέχουν πληροφορίες σχετικά με το σύνολο του ρευστού και της δυναμικής του συμπεριφοράς, οι οποίες μπορούν κατ'επέκταση να εφαρμοστούν σε μία πληθώρα προβλημάτων σχετικών με τον έλεγχο της ροής<sup>1</sup>, όπως είναι π.χ. ο σχεδιασμός των αεροδυναμικών σωμάτων.

#### 1.1.1 Ιστορικό Υπόβαθρο: Οι Πρώτες Πειραματικές Τεχνικές

Η ποιοτική παρατήρηση και η ανάλυση περιπτώσεων που περιγράφουν σύνθετες ροές πραγματοποιείται με χρήση τεχνικών οπτικοποίησης. Μέθοδοι όπως η φωτογραφία Schlieren (Schlieren photography), η Συμβολομετρία (Interferometry), η Ολογραφία (Holography) ή η Shadowgraphy, αποκαλύπτουν μεταβολές στο δείκτη διάθλασης μέσα στη ροή, οι οποίες προκαλούνται από αλλαγές της θερμοκρασίας, της πίεσης ή της πυκνότητας. Οι ταχύτητες και οι διαδρομές των σωματιδίων ή οι ροϊκές γραμμές σε ένα πεδίο γίνονται αντιληπτές στον πειραματιστή μέσω μεθόδων, όπως είναι η άμεση έγχυση σωματιδίων στο μέσο και η ανίχνευση τους με τη χρήση σπινθήρων φωτός. Οι πληροφορίες αυτές είναι σημαντικές μεταξύ άλλων για τον προσδιορισμό των δομών μεγάλης κλίμακας αλλά και των

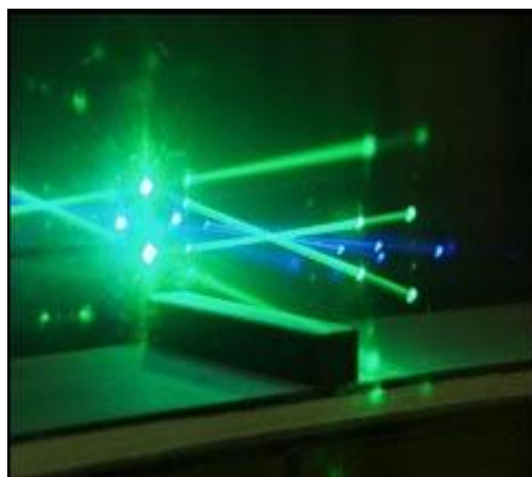
<sup>1</sup> Βλ. Εισαγωγή, «Ενεργός Έλεγχος Ροών σε Γεωμετρία Απότομης Διεύρυνσης».

λεπτομερειών των ροών ενδιαφέροντος. Η οπτικοποίηση της ροής παρέχει επιπλέον «καθοδήγηση» για την ερμηνεία των περισσότερων ποσοτικών σημειακών μετρήσεων (quantitative point measurements) και το σχεδιασμό των πειραμάτων γενικότερα<sup>2</sup>.

Η ταχύτητα είναι συνήθως η πιο χρήσιμη μετρήσιμη ποσότητα και συσκευές όπως οι σωλήνες Pitot ή Prandtl έχουν χρησιμοποιηθεί ευρέως για την πραγματοποίηση μετρήσεων σημειακών ταχυτήτων. Συγκεκριμένα η εκτίμηση των ταχυτήτων γίνεται μέσω του υπολογισμού μίας διαφοράς πίεσης. Εντούτοις, η χωρική και η χρονική ανάλυση αυτών των οργάνων είναι χαμηλή. Τα Ανεμόμετρα Θερμού Νήματος<sup>3</sup> (Hot Wire Anemometry) και Θερμού Φιλμ (Hot Film Anemometry) που εμφανίστηκαν αργότερα, έχουν χρησιμοποιηθεί επίσης εκτενώς και επιπλέον υπερνικούν μέχρι ενός σημείου το πρόβλημα της απόκρισης της συχνότητας που σχετίζεται με το σωλήνα Pitot, καθιστώντας εφικτή την καταγραφή των ταλαντώσεων μεγάλης κλίμακας. Παρόλα αυτά, οι μετρήσεις αυτών των μετρητικών συσκευών είναι περισσότερο συγκριτικές παρά απόλυτες, ενώ επιπλέον απαιτούν και βαθμονόμηση που οδηγεί, στην ιδιαίτερα αυξημένου βαθμού, αβεβαιότητα της τελικής εκτίμησης της ταχύτητας. Τέλος, η φυσική παρείσφρηση του οργάνου στο ρευστό επηρεάζει τη ροή στην οποία πραγματοποιούνται οι μετρήσεις.



**Σχήμα 1.1:** Σωλήνας Pitot προσκολλημένος σε φτερό αεροσκάφους για τη μέτρηση της ταχύτητας του αέρα.



**Σχήμα 1.2:** Μέθοδος Laser Doppler Velocimetry

Λίγα χρόνια αργότερα, μια άλλη κατηγορία οπτικών οργάνων σημειακών μετρήσεων αναπτύχθηκε από τους πρωτοπόρους πειραματιστές Yeh and Cummins (1964) [47]. Η Laser Doppler Velocimetry<sup>4</sup> (LDV), μέθοδος μέτρησης ροών γνωστή και ως Laser Doppler Anemometer (LDA) βασίζεται στην αλληλεπίδραση μεταξύ της εισαγόμενης στο μέσο αιωρούμενης μικροσκοπικής σωματιδιακής ύλης με ένα σχηματισμό φωτός, που δημιουργείται από δύο κάθετες ακτίνες λέιζερ σε ένα σημείο μέσα στη ροή (βλ. σχήμα 1.2). Οι δύο ακτίνες προέρχονται συνήθως από το διαχωρισμό μίας αρχικής ακτίνας, εξασφαλίζοντας έτσι συνοχή μεταξύ των δύο που προκύπτουν. Η εξέλιξη αυτής της τεχνικής

<sup>2</sup> Η ποιότητα που μπορεί να επιτευχθεί με τέτοιες μεθόδους, διευκρινίζεται σε σχετικά συγγράμματα, όπως των Van Dyke (1984) [48] και Japan Soc. Mech. Eng (1988) [49].

<sup>3</sup> Για περισσότερες πληροφορίες σχετικά με την μέθοδο αυτή, βλ. Κεφάλαιο 2<sup>ο</sup>, «Ανεμομετρία Θερμού Νήματος».

<sup>4</sup> Εκτενής ανάλυση της μεθόδου και των παραμέτρων της βρίσκονται στη βιβλιογραφία του Durst et al. (1976) [50] και των Durrani and Greated (1977) [51].

υπήρξε ραγδαία και διαφοροποιήθηκε με την πάροδο του χρόνου, εγκαθιστώντας την ως μια τυποποιημένη μέθοδο για την καταγραφή σημειακών μετρήσεων ταχυτήτων υψηλής ακριβείας.

Επειδή η LDA είναι μια οπτική τεχνική, οι περιορισμοί της παρέμβασης του οργάνου μέτρησης, όπως αναφέρθηκε στις προηγούμενες μετρητικές συσκευές, αποφεύγονται. Μάλιστα, οι περίπλοκες και πολλών συνιστωσών διατάξεις της LDA έχουν σχεδιαστεί και χρησιμοποιηθεί για την ανάλυση και των τριών συνιστωσών της ταχύτητας σε ένα σημείο. Παρόλα αυτά, όπως και οι προηγούμενες μέθοδοι έτσι και η LDA πραγματοποιεί μετρήσεις μόνο σε ένα σημείο, είτε εκεί που τοποθετείται ο αισθητήρας μέτρησης ή εκεί απ' όπου περνάει το λέιζερ. Προκειμένου λοιπόν να καθοριστεί η χωρική δομή της ταχύτητας της ροής, είναι αναγκαία η μετακίνηση της διάταξης LDA και κατ' επέκταση των περιοχών ελέγχου σε όλη τη ροή [52]. Για τις μόνιμες και ακριβώς επαναλαμβανόμενες ροές αυτό είναι εφικτό, αλλά για τις τυχαίες (μη-μόνιμες, τυρβώδεις κτλ.) ή μη-επαναλαμβανόμενες ροές η διαδικασία περιορίζεται στη δυνατότητά της να αναλύει οποιεσδήποτε χρήσιμες χωρικές δομές. Σε τέτοιες περιπτώσεις οι σημειακές μετρήσεις πρέπει να ερμηνευθούν από κοινού με τις απεικονίσεις της ροής.

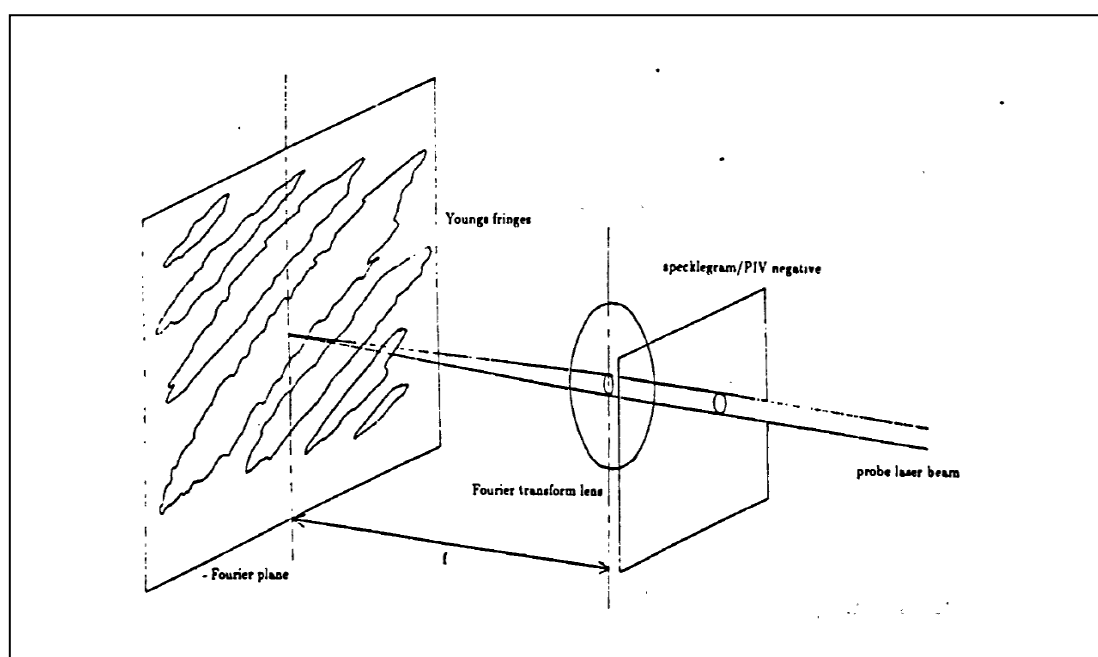
Οι λεπτομέρειες που παρουσιάζονται σε τέτοιες φωτογραφίες ροής έχει προτρέψει πολλούς επιστήμονες κατά καιρούς στην εξέταση της ποσοτικής ανάλυσης των εικόνων και των τεχνικών απεικόνισης. Στις τελευταίες, που έχουν λάβει από το παρελθόν μεγάλη προσοχή, περιλαμβάνεται η φωτογραφία ανάλυσης ραβδώσεων (Streak Photography Analysis) και η ανίχνευση σωματιδίων φθορισμού [53], [54], εκ των οποίων η πρώτη έχει πιθανότατα βρει τη μεγαλύτερη εφαρμογή [55], [56]. Οι τεχνικές αυτές περιλαμβάνουν τη μέτρηση των αποστάσεων που διανύουν τα σωματίδια-ανιχνευτές σε ένα γνωστό χρονικό διάστημα. Συγκεκριμένα, εισάγονται σωματίδια σε ένα -κυρίως- δισδιάστατο πεδίο ροής, τα οποία ακολούθως φωτίζονται από ένα έντονο φύλλο φωτός, συνήθως από ένα λέιζερ, και έπειτα πέρα από ένα σύντομο χρονικό διάστημα απεικονίζονται επάνω στο μέσο καταγραφής (φωτογραφικό ή βιντεογραφικό μέσο). Η ανάλυση τέτοιων δεδομένων ροής απαιτεί τη χρήση ιδιαίτερα περίπλοκων τεχνικών ανάλυσης εικόνας, το οποίο έχει ως αποτέλεσμα συνήθως τη μέτρια ακρίβεια της μέτρησης<sup>5</sup>. Οι κύριες δυσκολίες απαντώνται στο ότι οι ραβδώσεις που καταγράφονται αρκετές φορές βρίσκονται πολύ κοντά μεταξύ τους, ενώ ακόμα χειρότερα μπορεί και να τέμνονται. Περαιτέρω προβλήματα εμφανίζονται όταν τα σωματίδια κινούνται τόσο γρήγορα ώστε τελικά να ξεφεύγουν από το επίπεδο φωτισμού, με άμεση συνέπεια να καταγράφονται ανώμαλα σύντομες τροχιές.

### 1.1.2 Μέθοδος Speckle Photography: Η Απαρχή της Μεθόδου Particle Image Velocimetry

Το 1977-78 πολλοί επιστήμονες δημοσίευσαν αποτελέσματα που εξηγούσαν την εφαρμογή της μεθόδου Scattered Light Speckle Photography (SLSP) για τη μέτρηση των ταχυτήτων ροής [57], [58], [59], [60], η οποία είχε εφαρμοστεί προηγουμένως μόνο σε προβλήματα ελαστικής παραμόρφωσης, μικρής κλίμακας, των στερεών σωμάτων [61],[62]. Η αρχή της τεχνικής είναι αρκετά απλή. Μια δέσμη φωτός από ένα λέιζερ χρησιμοποιείται για να φωτίσει την επιφάνεια ενός στερεού αντικειμένου που έχει τραχιά επιφάνεια ή μια περιοχή μέσα σε ένα διαφανές σώμα, όπου έχει προηγηθεί εισαγωγή μικροσκοπικών ακαθαρσιών. Η

<sup>5</sup> Μία γενική άποψη επί του θέματος δίνεται από τον Hesselink [63].

προσπίπτουσα διάχυτη<sup>6</sup> ακτινοβολία φωτός έπειτα απεικονίζεται σε μία φωτογραφική ταινία όπου η τυχαία σχέση φάσης του διάχυτου φωτός οδηγεί στο σχηματισμό ενός προτύπου διαδοχικών κηλίδων-στιγμάτων (speckles) [64]. Μετακίνηση του στερεού σώματος, η επιφάνεια του οποίου διαχέει την ακτινοβολία, αναγκάζει το πρότυπο των στιγμάτων να κινηθεί στο χώρο και έτσι, εφ' όσον η κίνηση του αντικειμένου είναι κάθετη στον άξονα του φακού απεικόνισης, δύο παρόμοια αλλά μετατοπισμένα πρότυπα στιγμάτων να καταγράφονται φωτογραφικά<sup>7</sup>. Επεξεργασία των απεικονίσεων αυτών οδηγεί στην εύρεση των μετατοπίσεων. Συγκεκριμένα, η ποσοτική ανάλυση των εικόνων είναι δυνατή είτε με σημειακή ανάλυση (point analysis), με μια στενή ακτίνα λέιζερ [65], είτε από μια τεχνική χωρικού φιλτραρίσματος ολόκληρου του πεδίου που παρουσιάζει τα περιγράμματα-ισοϋψείς των ίσων μετατοπίσεων [66].



**Σχήμα 1.3:** Οπτική επεξεργασία στιγμάτων στο αρνητικό του φιλμ για την παραγωγή των κροσσών Young.

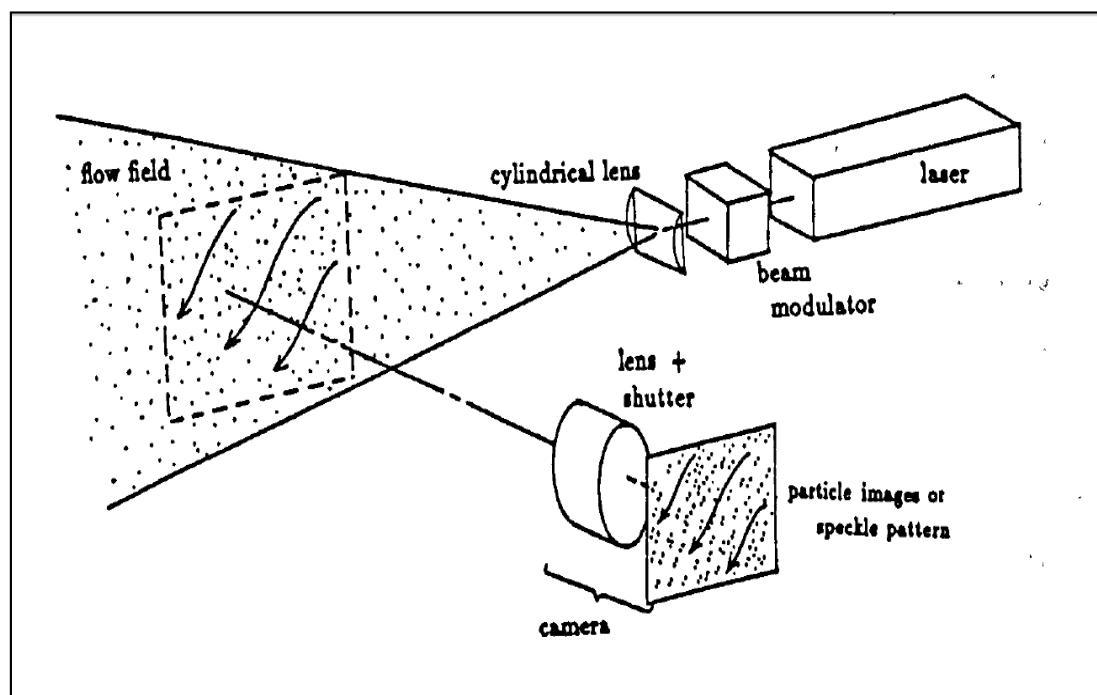
Πιο αναλυτικά, η τεχνική της τοπικής ή σημειακής ανάλυσης εφαρμόζει οπτική επεξεργασία σε μικρές περιοχές του αρνητικού της φωτογραφικής ταινίας, όπου η μετατόπιση υποτίθεται σταθερή. Μια στενή δέσμη ακτίνας λέιζερ περνάει μέσω του φωτογραφικού φιλμ παράγοντας μετατοπισμένες παράλληλες σκοτεινές λωρίδες, γνωστές και ως κροσσοί του Young, στο πίσω εστιακό επίπεδο του φακού (βλ. σχήμα 1.3). Ο προσανατολισμός, και η περιοδικότητα των κροσσών μπορούν έπειτα να συσχετιστούν με το καταγεγραμμένο πρότυπο των στιγμάτων στο φωτογραφικό φιλμ και τελικά με την κίνηση του αντικειμένου. Η τεχνική της ανάλυσης ολόκληρου του πεδίου, που περιγράφηκε πρώτα από τους Celaya, Jonathan και Mallick (1976) [66], εφαρμόζει χωρικό φιλτράρισμα στο επίπεδο Fourier του αρνητικού του φωτογραφικού φιλμ για να αποκαλύψει τους κροσσούς

<sup>6</sup> Η διάχυση του φωτός είναι ειδική περίπτωση του φαινομένου της ανάκλασης, που παρατηρείται όταν φωτεινά κύματα κατά τη πρόσπτωσή τους σε σώματα με ακανόνιστες επιφάνειες ανακλώνται προς διάφορες κατευθύνσεις. Το φαινόμενο αυτό οφείλεται στην ύπαρξη ενός εξαιρετικά μεγάλου αριθμού λείων μικροσκοπικών επιφανειών που απαρτίζουν τις ακανόνιστες ή τραχιές επιφάνειες των σωμάτων.

<sup>7</sup> Η φωτογραφική καταγραφή της επίπεδης μετατόπισης του αντικειμένου απαντάται στην Αγγλική βιβλιογραφία με τον όρο «Specklegram».

των ίσων μετατοπίσεων του εστιακού επιπέδου του φακού, όπως δηλαδή και στην προηγούμενη περίπτωση.

Η μέθοδος SLSP δεν είχε χρησιμοποιηθεί μέχρι τότε σε προβλήματα μέτρησης ταχυτήτων που αφορούσαν στη μηχανική των ρευστών. Η πρώτη προσέγγιση έγινε με την εισαγωγή σωματιδίων στις ροές, με στόχο τα ξένα σωματίδια στο σύστημα να παίξουν κατά τρόπο ανάλογο το ρόλο της τραχιάς επιφάνειας των στερεών σωμάτων, να σκεδάζουν δηλαδή την προσπίπτουσα ακτινοβολία στο φωτογραφικό φιλμ για την οπτική παρακολούθηση της ροής. Στις προκαταρκτικές εφαρμογές της μεθόδου SLSP στη μηχανική των ρευστών, αλλά και μετέπειτα, οι πειραματιστές δημιουργούν μια επιφάνεια-φύλλο φωτός μέσα στο ρευστό, μέσω του φωτισμού της ροής από μια ισχυρή δέσμη ακτίνας λέιζερ. Βασικό γνώρισμα της τεχνικής αποτελεί το γεγονός πως το ρευστό χαρακτηρίζεται από πολύ πυκνή διασπορά σωματιδίων. Το πεδίο των στιγμάτων-κηλίδων που παράγεται από την τυχαία παρέμβαση της διάχυτης ακτινοβολίας λέιζερ καταγράφεται φωτογραφικά δύο ή περισσότερες φορές (βλ. σχήμα 1.4), παράγοντας ένα πρότυπο κηλίδων το οποίο υφίσταται επεξεργασία χρησιμοποιώντας μία εκ των προαναφερθέντων μεθόδων.



**Σχήμα 1.4:** Πειραματική διάταξη καταγραφής μετρήσεων στο επίπεδο των μετατοπίσεων του πεδίου της ροής.

Οι Barker και Fourney (1977) [57] υπολόγισαν την κατανομή της στρωτής ταχύτητας κατά μήκος της διαμέτρου ενός σωλήνα κυκλικής διατομής. Ο φωτισμός παραγόταν από ένα Q-switched Ruby<sup>8</sup> λέιζερ και μέσω των κηλίδων στο φωτογραφικό φιλμ και την εφαρμογή της μεθόδου των κροσσών του Young, μπόρεσαν επιπλέον να καθορίσουν και την κατανομή της γωνιακής ταχύτητας του σωλήνα. Παρόμοιες εφαρμογές της μεθόδου Speckle Photography για την μέτρηση ταχυτήτων σε σωλήνες κυκλικής διατομής, έχουν πραγματοποιηθεί και από άλλες ομάδες ερευνητών. Οι Simpkins και Dudderar (1977) [58]

<sup>8</sup> Πρόκειται για λέιζερ του οποίου το υλικό που παράγει την ακτινοβολία βρίσκεται σε στερεά κατάσταση, σε μορφή ίνας ή ράβδου. Η ρύθμιση Q-switching, είναι μια τεχνική στην οποία ένα λέιζερ παράγει παλλόμενη ακτινοβολία, με μικρούς παλμούς και εξαιρετικά υψηλή μέγιστη ισχύ.

μέτρησαν τις ταχύτητες με την μέθοδο των κροσσών του Young, ενώ οι Grousson και Mallick (1977) [59] εφήρμοσαν την τεχνική ανάλυσης του χωρικού φίλτραρίσματος ολόκληρου του πεδίου. Οι πρώτες εφαρμογές αυτής της τεχνικής αφορούσαν σε μονοδιάστατες, αργές και σταθερές ροές αλλά αποτέλεσαν το εφαλτήριο για την ανάπτυξη της, αφού ανέδειξε τη δυνατότητα της στην μέτρηση των στιγμιαίων κατανομών ταχυτήτων.

Στο σημείο αυτό, πρέπει να γίνει αναφορά στο πρόβλημα που αφορά στη μορφή του τυχαίου προτύπου κηλίδων που καταγράφεται στο φιλμ από το φως που διασκορπίζεται λόγω των σωματιδίων. Στα περισσότερα πρώτα πειράματα που πραγματοποιήθηκαν, η καταγραμμένη εικόνα ήταν ένα κλασσικό πρότυπο κηλίδων. Η μικρή, εκτός περιοχής μελέτης, κίνηση των σωματιδίων μεταξύ των εκθέσεων των παλμών φωτισμού ωστόσο αλλάζει το τυχαίο προφίλ της έντασης του φωτός που καταγράφεται στη φωτογραφική ταινία και τελικά οδηγεί σε μη χρονική συσχέτιση (decorrelation) των ανεξάρτητων προτύπων κηλίδων που καταγράφονται στο χρόνο. Αποτέλεσμα αυτού είναι η απώλεια στις τοπικές μετρήσεις. Το πρόβλημα αποφεύγεται με τη μείωση της συγκέντρωσης των σωματιδίων, προσφέροντας καλύτερη οπτική διείσδυση και επεξεργασία της εικόνας, χαμηλότερο κόστος διασποράς και μικρότερο κίνδυνο αλλοίωσης των χαρακτηριστικών της ροής σε σύγκριση με της ροές πυκνής διασποράς σωματιδίων. Με την εισαγωγή της νέας παραμέτρου, οι τροχιές των σωματιδίων δεν αλληλοδιασταυρώνονται, ούτε επιδρούν μεταξύ τους, αλλά απεικονίζεται καθένα σωματίδιο ξεχωριστά στο φωτογραφικό φιλμ (βλ. σχήμα 1.5). Η μέθοδος έτσι μετονομάστηκε σε Speckle Laser Velocimetry (SLV) λόγω της στενής της σχέσης με την SLSP και άρχισε να βρίσκει περαιτέρω εφαρμογές μετά την εισαγωγή της στον τομέα της δυναμικής των ρευστών. Ωστόσο δεν πρόκειται για άλλη από τη μέθοδο Particle Image Velocimetry (PIV), ονομασία με την οποία καθιερώθηκε με την πάροδο του χρόνου.



**Σχήμα 1.5:** Τυπική εικόνα των στιγμάτων-ειδώλων στο καταγραφικό φιλμ από τις σκεδάσεις του προσπίπτοντος φωτός των σωματιδίων. Η συγκέντρωση δεν είναι μεγάλη και συνεπώς οι τροχιές τους δεν διασταυρώνονται.

## 1.2 Μέθοδος Particle Image Velocimetry

### 1.2.1 Προεπισκόπηση της Μεθόδου

Η μέθοδος της Ταχυμετρίας της Απεικόνισης των Σωματιδίων ή Particle Image Velocimetry (PIV) όπως είναι ευρύτερα γνωστή, αποτελεί μία μη επεμβατική τεχνική μέτρησης του συνολικού στιγμιαίου πεδίου των ταχυτήτων ενός ρευστού και πραγματοποιείται ταυτόχρονα σε ένα μεγάλο πλήθος σημείων της υπό μελέτη ροής. Το εξέχων χαρακτηριστικό της μεθόδου είναι η μέτρηση δύο συνιστωσών της ταχύτητας πάνω

στο ίδιο επίπεδο [67], [68], [69]. Πρόκειται για μια σχετικά νέα μέθοδο που έχει αναπτυχθεί τις τελευταίες τρεις δεκαετίες. Οι βασικές αρχές της μεθόδου ορίστηκαν από τον Adrian (1988) [70]. Άλλες αναφορές για τη χρήση της μεθόδου έγιναν από τους Keane and Adrian (1990) [71], (1992) [72] και τον Westerweel (1993) [74].

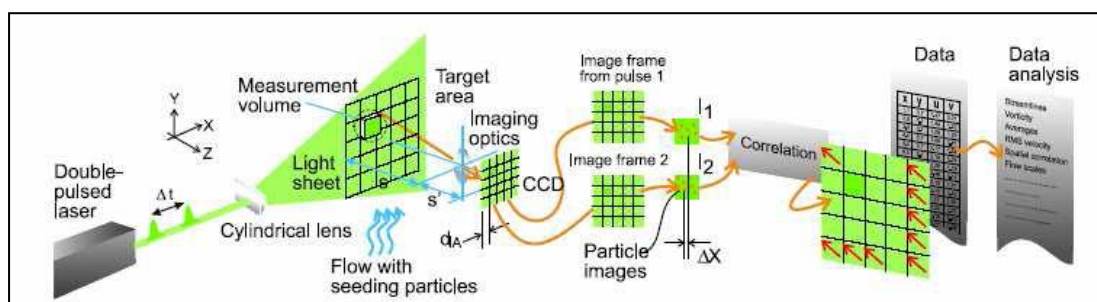
$$\text{Η PIV βασίζεται στη θεμελιώδη εξίσωση της φυσικής: } U = \frac{\Delta s}{\Delta t}. \quad [1.1]$$

Με άλλα λόγια, θεμελιώδης αρχή της PIV αποτελεί ο προσδιορισμός της μετατόπισης των σωματιδίων ανίχνευσης της ροής σε σχέση με το χρόνο. Ουσιαστικά, η PIV υπολογίζει τη μέση στατιστικώς μετατόπιση των αιωρούμενων σωματιδίων που έχουν διασκορπιστεί στη ροή για γνωστό χρονικό διάστημα.

Τα σωματίδια αυτά είναι γνωστά σαν τροχιοδεικτικά σωματίδια διασποράς ή σωματίδια-ανιχνευτές και προσφέρουν την οπτικοποίηση και παρατήρηση της ροής. Διαφορετικοί τύποι τροχιοδεικτικών σωματιδίων διασποράς χρησιμοποιούνται ανάλογα με το είδος της ροής που ερευνάται και πρέπει εκτός των άλλων να ακολουθούν επακριβώς την ροή.

Για την παρατήρηση της κίνησης των σωματιδίων, μια περιοχή της ροής φωτίζεται από κατάλληλο λεπτό φύλλο φωτός το οποίο παράγεται από ένα λέιζερ και ένα σύστημα οπτικών (σφαιρικών και κυλινδρικών φακών). Το φύλλο πρέπει να είναι τόσο λεπτό ώστε η φωτιζόμενη περιοχή να θεωρείται δισδιάστατη. Σημαντικό στοιχείο αποτελεί το γεγονός, πως πλέον έχει καθιερωθεί η παραγόμενη ακτινοβολία να μην είναι συνεχής, δηλαδή μόνιμη, αλλά να πάλλεται έτσι ώστε να δημιουργεί ένα στροβοσκοπικό φαινόμενο<sup>9</sup>. Σημειώνεται πως το χρονικό διάστημα που μεσολαβεί μεταξύ δύο παλμών του λέιζερ αποτελεί τον παρονομαστή της παραπάνω εξίσωσης.

Για την καταγραφή της θέσης των φωτισμένων σωματιδίων, χρησιμοποιείται μία κάμερα ή φωτογραφική μηχανή η οποία είναι κάθετα τοποθετημένη ως προς το επίπεδο του φύλλου φωτός. Οι θέσεις των σωματιδίων καταγράφονται σαν κηλίδες φωτός σε μαύρο υπόβαθρο (αρνητικό του φιλμ). Το παλλόμενο φύλλο φωτός και το μέσο καταγραφής συγχρονίζονται, έτσι ώστε οι θέσεις των σωματιδίων να καταγράφονται στο χρόνο είτε στο ίδιο καρέ, είτε σε διαφορετικά, ανάλογα με το καταγραφικό μέσο και την τεχνική ανάλυσης που εφαρμόζεται.



**Σχήμα 1.6:** Σχηματικό διάγραμμα των σταδίων ανάλυσης της μεθόδου PIV, όπως εφαρμόστηκε στα πειράματα της παρούσας εργασίας (ψηφιακή τεχνική ετεροσυσχέτισης με παλμικό λέιζερ).

Σε επόμενο στάδιο, οι εικόνες που λαμβάνονται διαιρούνται σε ορθογωνικούς τομείς που ονομάζονται περιοχές εξέτασης ή διερεύνησης (interrogation areas). Σε κάθε έναν από αυτούς τους τομείς γίνεται συσχέτιση (correlation) των απεικονίσεων που καταγράφηκαν στο χρόνο, προκειμένου να παραχθεί το διάνυσμα της μέσης μετατόπισης των σωματιδίων.

<sup>9</sup> Να «παλώνει» ουσιαστικά την κίνηση των τροχιοδεικτικών σωματιδίων.

Επεκτείνοντας την ανάλυση σε όλους του τομείς εξέτασης κατασκευάζεται το ολικό διανυσματικό πεδίο των μέσων μετατοπίσεων. Στη συνέχεια διαιρώντας με το χρόνο που μεσολαβεί μεταξύ των παλμών, το πεδίο των μετατοπίσεων μετατρέπεται σε πεδίο ταχυτήτων. Υπάρχουν δύο βασικές τεχνικές συσχέτισης ανάλογα με το μέσο καταγραφής: η μέθοδος της Αυτοσυσχέτισης (Autocorrelation) και η μέθοδος της Ετεροσυσχέτισης (Cross correlation) που είναι και η πιο διαδεδομένη (βλ. σχήμα 1.6). Σημειώνεται πως για να επιταχύνουμε τις τεχνικές συσχέτισης των εικόνων χρησιμοποιούνται διαδικασίες FFT<sup>10</sup>.

## 1.2.2 Στάδια της Μεθόδου

Ακολουθώς παρουσιάζονται τα σημαντικότερα βήματα της μεθόδου Particle Image Velocimetry:

**(Α) Καταγραφή-Συλλογή των Δεδομένων:** Αποτελεί το βήμα της συλλογής των μη-επεξεργασμένων εικόνων. Αδιαμφισβήτητα είναι το πιο σημαντικό στάδιο της μεθόδου, αφού η PIV κρίνεται συνολικά πιο παραγωγική και ο χρόνος αξιοποιείται βέλτιστα όταν δίνεται προσοχή στις διάφορες παραμέτρους κατά το στήσιμο του πειράματος, αντί να γίνονται εκ των υστέρων προσπάθειες εβδομάδων για τη μετατροπή δεδομένων κακής ποιότητας σε καλύτερης κατά το στάδιο της μετά-επεξεργασίας (Westerweel (1997) [75]). Για το λόγο αυτό πρέπει να γίνει προσεκτική και σωστή εγκατάσταση του hardware του PIV προκειμένου να εξασφαλίσουμε τις επιθυμητές συνθήκες στη ροή ενδιαφέροντος. Για να διασφαλίζεται η καλύτερη ποιότητα της εικόνας δηλαδή, πρέπει να γίνει προσθήκη κατάλληλης διασποράς σωματιδίων εντός της ροής, το φύλλο φωτισμού να έχει σωστά τοποθετηθεί και να έχει αρκετά λεπτό πάχος, το καταγραφικό μέσο να είναι καταλλήλως προσανατολισμένο κάθετα στο φύλλο φωτός, οι παράμετροι εστίασης να βελτιστοποιούνται όπως επίσης και ο συγχρονισμός της καταγραφής των εικόνων και γενικότερα οι χρονικές ρυθμίσεις μεταξύ των στιγμιοτύπων.

**(Β) Βαθμονόμηση:** Οι εικόνες που προκύπτουν από την παραπάνω διαδικασία εκφράζονται σε εικονοστοιχεία (pixels). Αυτό συμβαίνει γιατί τόσο το μέγεθος των περιοχών διερεύνησης όσο και η απόσταση μεταξύ τους εκφράζεται σε pixels, με αποτέλεσμα το ίδιο να συμβαίνει και με το μέγεθος των διανυσμάτων μετατόπισης. Καθότι οι εικόνες πρέπει να τροποποιηθούν έτσι ώστε να εκφράζονται σε συνηθισμένες μονάδες μέτρησης, όπως είναι τα χιλιοστά του μέτρου (mm), εφαρμόζεται μια διαδικασία μετατροπής των pixels σε mm. Συνήθως αυτό γίνεται ορίζοντας συγκεκριμένα σημεία στις εικόνες και έπειτα συσχετίζοντας τα με την πραγματική τους απόσταση σε χιλιοστά.

**(Γ) Επεξεργασία:** Εφόσον ο πειραματιστής κρίνει πως η καλύτερη φυσική διάταξη του πειράματος έχει επιτευχθεί και αφού οι εικόνες έχουν βαθμονομηθεί, επόμενο στάδιο αποτελεί η παραγωγή των διανυσματικών πεδίων των ταχυτήτων των μη-επεξεργασμένων εικόνων. Συγκεκριμένα, επιλέγεται η μέθοδος υπολογισμού του διανυσματικού πεδίου (αυτοσυσχέτιση, ετεροσυσχέτιση κτλ.) και βελτιστοποιείται από τις ρυθμίσεις του λογισμικού ανάλογα με τις συνθήκες καταγραφής των εικόνων. Οι ρυθμίσεις βελτιστοποίησης αφορούν μεταξύ άλλων στην πυκνότητα του παραγόμενου πλέγματος, στο μέγεθος των περιοχών

<sup>10</sup> Fast Fourier Transform: Πρόκειται για έναν αποτελεσματικό αλγόριθμο υπολογισμού του διακριτού μετασχηματισμού Fourier (DFT) και του αντιστρόφου του.



διερεύνησης και του βαθμού επικάλυψης τους, στις χρονικές παραμέτρους καταγραφής και στο μέγεθος του οπτικού πεδίου που καταγράφεται.

Σημειώνεται πως στα περισσότερα λογισμικά PIV υπάρχει η δυνατότητα της προετοιμασίας (προ-επεξεργασία) των μη-επεξεργασμένων εικόνων πριν τον υπολογισμό των διανυσματικών πεδίων των ταχυτήτων, θέτοντας περιορισμούς στις μέσες εντάσεις των περιοχών διερεύνησης ή ομαλοποιώντας τις εικόνες. Ο Westerweel (1997) [75], θεωρεί πως δεν είναι απαραίτητη, στη πλειονότητα των περιπτώσεων, αυτού του είδους η διαδικασία δεδομένου ότι ο πειραματιστής φροντίζει για τη βελτιστοποίηση της φυσικής διάταξης του πειράματος. Ωστόσο όταν παρουσιάζονται αναπόφευκτες ανακλάσεις στο φόντο (π.χ. στην περίπτωση που στο φωτισμένο οπτικό πεδίο δεν καταγράφονται σωματίδια κάποια χρονική στιγμή) η αφαίρεση των εντάσεων του επιπέδου στο βάθος που τελικά καταγράφεται, υποδεικνύουν πως οι παραπάνω μέθοδοι προ-επεξεργασίας μπορεί να αποτελέσουν ένα πραγματικά χρήσιμο εργαλείο, αφού ως αποτέλεσμα έχουν την αύξηση του λόγου του σήματος προς το θόρυβο και συνεπώς τη βελτίωση της ποιότητας των δεδομένων. Αυτός είναι και ο λόγος που στις μετρήσεις της παρούσας εργασίας πραγματοποιήθηκαν τέτοιου είδους τεχνικές προ-επεξεργασίας<sup>11</sup>.

**(Δ) Μετα-Επεξεργασία:** Πρόκειται για την εφαρμογή μιας σειράς αλγορίθμων ομαλοποίησης των διανυσματικών πεδίων των ταχυτήτων<sup>12</sup> που προκύπτουν από τη μέθοδο συσχέτισης του προηγούμενου σταδίου. Συγκεκριμένα, τα διανύσματα που έχουν υπολογιστεί λανθασμένα φιλτράρονται από συναρτήσεις επικύρωσης και αντικαθίστανται με μεθόδους παρεμβολής, μέσω του ελέγχου των γειτονικών διανυσμάτων της ευρύτερης περιοχής τους. Επιπλέον γίνεται πλήρωση τυχόν οπών που έχουν προκύψει κατά την προηγούμενη διαδικασία συσχέτισης. Τελικά κατασκευάζονται νέα διανυσματικά πεδία ταχυτήτων τα οποία εκφράζουν στο μέγιστο δυνατό βαθμό τα αντίστοιχα πραγματικά πεδία της ροής, δεδομένου φυσικά πως οι μη-επεξεργασμένες εικόνες που καταγράφηκαν στο αρχικό στάδιο είναι της υψηλότερης δυνατής ποιότητας εξαρχής. Τονίζεται λοιπόν πως δεν πρόκειται για μία διαδικασία εισαγωγής νέων δεδομένων, αλλά βελτιστοποίησης των ήδη καταγεγραμμένων.

**(Ε) Ανάλυση:** Στο στάδιο της ανάλυσης, χρησιμοποιούνται οι πληροφορίες των ομαλοποιημένων διανυσματικών πεδίων των ταχυτήτων για την εξαγωγή άλλων φυσικών ποσοτήτων που χαρακτηρίζουν μία ροή, όπως είναι η κατανομή της στροβιλότητας του πεδίου ή οι συνιστώσες των τυρβωδών τάσεων Reynolds της ροής. Επιπλέον είναι εφικτή και η κατασκευή των ροϊκών γραμμών του πεδίου που δίνουν μία γενική ιδέα για την κίνηση του ρευστού σε όλα τα σημεία του. Πρωτίστως όμως, ο πειραματιστής πρέπει να εκτιμήσει τον τρόπο διεξαγωγής των τελικών διανυσματικών πεδίων και τους περιορισμούς της τεχνικής που έχει εφαρμοστεί, προκειμένου να μην προβεί σε διαδικασίες υπολογισμών που θα μπορούσαν να είναι χρήσιμες σε άλλες μορφές δεδομένων, αλλά να μην έχουν εφαρμογή σε δεδομένα που προκύπτουν από τη μέθοδο PIV.

<sup>11</sup> Βλ. §3.2.3 «Παράμετροι Επεξεργασίας Εικόνων» και ειδικά την ενότητα (B) «Μηχανή Προετοιμασίας Περιοχών Διερεύνησης (Spot Mark Engine).

<sup>12</sup> Το πεδίο των ταχυτήτων που προκύπτει από τις διαδικασίες συσχέτισης κατά το στάδιο της επεξεργασίας μεταξύ δύο εικόνων που έχουν ληφθεί κατά το στάδιο της καταγραφής (raw images), ονομάζεται «τραχύ» διανυσματικό πεδίο ταχυτήτων (raw velocity map).

**(Στ) Παρουσίαση:** Ένας τεράστιος όγκος αποτελεσμάτων παράγεται από ένα πείραμα PIV (εκατοντάδες στιγμιαία διανυσματικά πεδία με χιλιάδες διανύσματα ταχύτητας). Πρόκληση επομένως αποτελεί η εξαγωγή των σημαντικών στοιχείων που προκύπτουν από την ανάλυση PIV, αλλά με τρόπο συνοπτικό. Διαδικασίες όπως η χρήση περιορισμών κατά τον υπολογισμό των κατά μέσο όρο χρονικών διανυσματικών πεδίων και η αποσύνθεση τους διευκολύνουν αρκετά τη διαδικασία της γρήγορης εξαγωγής συμπερασμάτων για τη ροή που μελετάται.

Σημειώνεται πως η περιγραφή που προηγήθηκε ήταν σύντομη όσον αφορά στα βήματα της βαθμονόμησης, της επεξεργασίας και της μετα-επεξεργασίας, καθότι αυτά αναλύονται εκτενέστερα σε αντίστοιχο κεφάλαιο του συγγράμματος<sup>13</sup> στο πειραματικό μέρος και ειδικά για το λογισμικό Insight 3G<sup>TM</sup> της εταιρίας TSI. Ο λόγος της συνοπτικής παρουσίασης τους είναι πως στα στάδια αυτά υπάρχουν σημαντικές διαφοροποιήσεις ανάλογα με το χρησιμοποιούμενο λογισμικό για την επεξεργασία των εικόνων και τις επιμέρους παραμέτρους ανάλυσης που εισάγει κάθε ένα εξ αυτών. Τονίζεται λοιπόν ιδιαίτερα πως η σειρά των βημάτων που προτείνεται στην παρούσα ενότητα δεν αποτελεί απαραίτητα και τη μοναδική αλλά εξαρτάται καθαρά από τους προαναφερθέντες παράγοντες. Βέβαια, αν και οι διαφοροποιήσεις που παρουσιάζουν τα εμπορικά λογισμικά PIV ως προς την τεχνική ανάλυσης των εικόνων (π.χ. ως προς το είδος της συσχέτισης ή τον τρόπο της ομαλοποίησης των εικόνων, κτλ.) είναι αρκετά μεγάλες, τα βήματα ανάλυσης δεν διαφέρουν τόσο ως προς τη διαδικασία.

Αντίθετα, το στάδιο της συλλογής των δεδομένων θα αναλυθεί περαιτέρω στις επόμενες παραγράφους του παρόντος κεφαλαίου καθότι οι έννοιες και οι παράμετροι που αναφέρονται σε αυτό επιδέχονται μια πιο θεωρητική προσέγγιση. Στόχος είναι η παρουσίαση εννοιών που μπορεί να οδηγήσουν στον προσδιορισμό των βέλτιστων συνθηκών διεξαγωγής ενός πειράματος PIV και των παραγόντων που επηρεάζουν συνολικά τη διαδικασία. Η PIV αποτελεί μια σύνθετη τεχνική με πολλές παραμέτρους διαθέσιμες προς αλλαγή και βελτιστοποίηση, γεγονός το οποίο θα γίνει πραγματικά εμφανές στις ακόλουθες παραγράφους.

### 1.3 Συλλογή των Δεδομένων - Βελτιστοποίηση PIV

Το σημαντικότερο στάδιο της μεθόδου PIV, όπως κατέστη φανερό μέχρι τώρα, αποτελεί το στήσιμο του πειράματος, δηλαδή η σωστή εγκατάσταση της φυσικής διάταξης των μετρητικών συσκευών και η εκλογή εκείνων των παραμέτρων που θα δώσουν τελικά τα βέλτιστα αποτελέσματα<sup>14</sup> στο τέλος της διαδικασίας. Σημειώνεται πως ο ακριβής έλεγχος του στησίματος της διάταξης και της ροής ενδιαφέροντος καθορίζεται πάντα πριν από την εξέταση των παραμέτρων της καταγραφής της μεθόδου PIV. Παρακάτω παρουσιάζονται οι βασικότερες παράμετροι που ορίζουν την επιτυχή καταγραφή των εικόνων: τα τροχιοδεικτικά σωματίδια ανίχνευσης, ο κατάλληλος φωτισμός αυτών, το καταγραφικό μέσο των διαδοχικών εικόνων και οι παράμετροι καταγραφής τους (επιλογή του μεγέθους των περιοχών διερεύνησης, βάθος του πεδίου, κ.α.) καθώς επίσης και σε ορισμένο βαθμό οι παράμετροι του χρόνου.

<sup>13</sup> Βλ. Κεφάλαιο 3<sup>ο</sup> «Πειραματική Διάταξη και Παράμετροι Λογισμικού PIV».

<sup>14</sup> Με τον όρο βέλτιστα, αναφερόμαστε στον καλύτερο δυνατό βαθμό προσέγγισης των πραγματικών πεδίων.

Υπενθυμίζεται πως το PIV σύστημα που χρησιμοποιείται είναι ιδιόκτητο σύστημα (Insight 3G<sup>TM</sup>) και οι ουσιώδεις λεπτομέρειες σχετικά με το τεχνικό υπόβαθρο του μπορούν να βρεθούν στο σχετικό εγχειρίδιο [100]. Είναι σημαντικό επίσης να τονισθεί πως η ανάλυση των πειραματικών δεδομένων της μεθόδου που εφαρμόστηκε στην παρούσα εργασία αφορά στην ψηφιακή τεχνική ετεροσυσχέτισης PIV με παλμικό λέιζερ, γι αυτό και οι έννοιες και οι πληροφορίες που σχετίζονται με αυτήν θα σχολιάζονται εκτενέστερα. Φυσικά θα παρουσιαστούν και θα γίνουν συγκρίσεις με τις φωτογραφικές μεθόδους, τις τεχνικές αυτοσυσχέτισης και των συνεχών λέιζερ με μηχανικό άνοιγμα και κλείσιμο διαφράγματος.

### 1.3.1 Καταλληλότητα Τροχιοδεικτικών Σωματιδίων Ανίχνευσης και Ιδιότητες Διάχυσης του Φωτός

#### 1.3.1.1 Επιλογή Κατάλληλων Σωματιδίων

Δύο βασικές προϋποθέσεις που πρέπει να καλύπτει ένα σωματίδιο ανίχνευσης της ροής είναι αφενός η δυνατότητα σκέδασης του προσπίπτοντος φωτός και αφετέρου να χαρακτηρίζεται από το αεροδυναμικό μέγεθός του για να καταγράφεται από το μέσο με ακρίβεια. Οι δύο αυτές ιδιότητες καθορίζουν το σήμα που παράγεται από τα σωματίδια και τη δυνατότητά τους να ακολουθούν πιστά τη ροή σαν να ήταν μόρια του ρευστού. Εάν ένα σωματίδιο είναι πάρα πολύ μικρό καθίσταται μη μετρήσιμο, αφού η ανάκλαση του φωτός που δημιουργείται δεν είναι αρκετά ισχυρή για να επηρεάσει το καταγραφικό μέσο. Εάν αντιθέτως το μέγεθός του είναι πάρα πολύ μεγάλο μπορεί να μην ακολουθήσει ακριβώς τη ροή [69], [70].

Ένα ιδανικό σωματίδιο θα είχε επιπλέον την ίδια πυκνότητα με το ρευστό μέσα στο οποίο βρίσκεται, έτσι ώστε να μην εμφανίζονται φαινόμενα άνωσης. Επίσης θα είχε μια μεγάλη ενεργό περιοχή<sup>15</sup> (effective area) με στόχο την αύξηση της ιδιότητας του να σκεδάζει το φως. Έτσι όλα τα σωματίδια σε μια περιοχή διερεύνησης θα παρουσίαζαν παρόμοια συμπεριφορά και ιδιότητες σκέδασης, ενώ παράλληλα θα διανεμόταν εύκολα σε μια δεδομένη ελεγχόμενη συγκέντρωση.

Είναι προφανές ωστόσο πως σε πραγματικές συνθήκες δεν μπορούν να ικανοποιηθούν όλα τα κριτήρια ταυτόχρονα. Παρόλα αυτά, επαρκείς προσεγγίσεις έχουν επιτευχθεί χρησιμοποιώντας ως σωματίδια υγρά σταγονίδια (φυτικό λάδι ή ορυκτέλαιο, νερό, κλπ.), σταγονίδια σε μορφή σκόνης (διοξείδιο του τιτανίου, οξειδίου του αλουμινίου, γύρη πεύκου, κλπ.) ή σωματίδια καπνού, η διάμετρος των οποίων κυμαίνεται από κλάσματα του μικρομέτρου ( $\mu\text{m}$ ) σε πολλαπλάσια του, σε εφαρμογές ροών που κυμαίνονται από χαμηλές σε μέτριες ταχύτητες αντίστοιχα. Εκτός από την ταχύτητα όμως, σημαντικό ρόλο παίζει και η φάση του ρευστού στον προσδιορισμό της διαμέτρου των σωματιδίων που εισάγονται σε αυτό, με τυπικές τιμές τους για εφαρμογές σε αέρα να κυμαίνονται από 0,3 έως 3 $\mu\text{m}$  και για υγρά από 5 έως 50 $\mu\text{m}$ . Φυσαλίδες αερίου ή στερεά σωματίδια χρησιμοποιούνται στις υγρές ροές συνήθως, ενώ στερεά σωματίδια ή υγρά σταγονίδια στις αέριες.

Για παράδειγμα, οι σφαίρες στυρολίου (ή στυρενίου) οι οποίες τοποθετούνται σε αέριες ροές μετά από επεξεργασία, είναι διαθέσιμες σε μεγέθη που κυμαίνονται από 0,6 $\mu\text{m}$  έως και μερικά  $\mu\text{m}$  αν και σε υψηλό κόστος (£500 ανά λίτρο) [76]. Οι μικροσφαίρες αυτές χρησιμοποιούνται συνήθως ως υλικό διασποράς (seeding) σωματιδίων σε διηχητικές ή

<sup>15</sup> Η λειτουργικά ισοδύναμη περιοχή στην οποία συλλέγεται η ενέργεια ενός ηλεκτρομαγνητικού κύματος.

υπερηχητικές ροές. Το πολυστυρένιο, αρωματικός υδρογονάνθρακας που παράγεται από το μονομερές στυρένιο, έχει μια σχετικά χαμηλή πυκνότητα, είναι μη τοξικό και οι μικροσφαίρες του μπορούν να κατασκευαστούν σε μια σειρά διακεκριμένων μεγεθών από 0,6 έως 2,7  $\mu\text{m}$ . Επιπλέον έχουν υψηλή ανακλαστικότητα που βοηθά έτσι συνολικά τη διαδικασία της απεικόνισης. Αντίθετα από τις μικροσφαίρες στυρολίου και πολυστυρενίου, τα σταγονίδια σκόνης του οξειδίου του αλουμινίου φτάνουν σε διάμετρο τα 70 $\mu\text{m}$ . Επίσης έχει αναφερθεί χρήση υλικού με την ονομασία Vestamid με διάμετρο σωματιδίων 25 $\mu\text{m}$  το οποίο έχει την ικανότητα να ανακλά πέντε φορές πιο αποτελεσματικά το φως στην κάθετη διεύθυνση ως προς την ακτίνα της φωτεινής πηγής, καθώς και η χρήση φυσαλλίδων υδρογόνου οι οποίες παράγονται με ηλεκτρόλυση με τη βοήθεια ενός ηλεκτροφόρου σύρματος τοποθετημένου σε κάποιο σημείο της ροής του νερού. Σημειώνεται πως στις υγρές ροές, απαιτούνται ψεκαστήρες για την εξάτμιση των υγρών υπολειμμάτων και για την αποφυγή της συσσώρευσης των σωματιδίων κατά την προσθήκη τους στη ροή.

Πέρα από τους ανωτέρω παράγοντες, πρέπει επίσης να εξασφαλίζεται ένας ικανοποιητικός αριθμός σωματιδίων κατά μήκος όλου του πεδίου για τη βέλτιστη καταγραφή της κίνησης του ρευστού. Συγκεκριμένα η συγκέντρωση των σωματιδίων πρέπει να είναι σχετικά υψηλή προκειμένου να καταλαμβάνονται όλες τις θέσεις του οπτικού πεδίου του καταγραφικού μέσου. Ωστόσο δεν πρέπει να ξεπερνάει κάποια όρια, αφού σε αυτές τις περιπτώσεις υπάρχει κίνδυνος τα σωματίδια να μην ακολουθούν πιστά την κίνηση της ροής, καθιστώντας παράλληλα και δυσχερή τον εντοπισμό καθενός σωματιδίου κατά την διαδικασία της συσχέτισης για την διεξαγωγή των διανυσμάτων μετατόπισης. Εξάλλου, όπως αναφέρθηκε και στην εισαγωγική παράγραφο, όταν η συγκέντρωση αυξηθεί αρκετά τότε πρόκειται για άλλη μέθοδο, την SLSP. Αρκετοί ερευνητές χρησιμοποιούν το μέγεθος την πηγαίας πυκνότητας για τον προσδιορισμό της συγκέντρωσης των σωματιδίων:

$$S = \frac{C_p \cdot \Delta z' \cdot d_i^2}{M^2}, \quad [1.2]$$

όπου:

- $C_p$  : η συγκέντρωση των σωματιδίων,
- $\Delta z'$  : το πάχος του φύλλου φωτός,
- $d_i$  : η διάμετρος της απεικόνισης (του ειδώλου) των σωματιδίων,
- $M$  : ο συντελεστής μεγέθυνσης<sup>16</sup>.

Έχει παρατηρηθεί πως αν και οι διαφορές στις συγκεντρώσεις των σωματιδίων διαφαίνονται συνήθως σε μεγάλα οπτικά πεδία του καταγραφικού μέσου, εντούτοις η ποιότητα των δεδομένων παραμένει αρκετά υψηλή. Επίσης εκτιμάται πως στην τεχνική της ετεροσυσχέτισης και για μικρό χρονικό διάστημα μεταξύ της λήψης δύο καρέ, η κατανομή της συγκέντρωσης των σωματιδίων είναι ίδια και στις δύο εικόνες. Επομένως, δεδομένου ότι δεν είναι αρκετά χαμηλές οι συγκεντρώσεις σε μια ροή, με τη μέθοδο της ετεροσυσχέτισης ακόμα και σε μικρότερες συγκεντρώσεις από τα επιτρεπτά όρια (ανάλογα με το είδος των σωματιδίων) η ποιότητα των δεδομένων παραμένει ικανοποιητική (Hollis, 2004 [44]).

<sup>16</sup> Δηλαδή ο λόγος του μήκους της απεικόνισης προς το μήκος του αντικειμένου. Εάν για παράδειγμα ισχύει ότι  $M=0,20=1:5$  τότε έχουμε σμίκρυνση 1:5.

Ιδανικά τα σωματίδια θα πρέπει να χαρακτηρίζονται επιπλέον από μια ομοιογενή διανομή τους σε όλο το πεδίο, κάτι που είναι δυσκολότερο να επιτευχθεί σε ροές αέρος, λόγω των υψηλών επιπέδων της τύρβης που παρουσιάζουν.

Στην ανάλυση που ακολουθεί θα παρουσιαστούν εκτενέστερα ορισμένες από τις παραμέτρους που συντελούν στην κατάλληλη εκλογή του είδους των σωματιδίων και θα συσχετιστούν με άλλες φυσικές ποσότητες ενδιαφέροντος.

### 1.3.1.2 Δυναμική Σφαιρικού Σωματιδίου σε Κινούμενο Ρευστό

Προκειμένου τα σωματίδια ανίχνευσης να ακολουθούν πιστά τη ροή, οι ιξώδεις δυνάμεις που τη χαρακτηρίζουν πρέπει να είναι υψηλότερες από τις αδρανειακές δυνάμεις που αναγκάζουν τη ροή να αντιστέκεται σε οποιαδήποτε αλλαγή της κατεύθυνσης της [77], [50]. Το πρόβλημα αυτό είναι πιο εμφανές στις ασταθείς ή περιστροφικές ροές όπου οι αλλαγές στην κατεύθυνση είναι αρκετά συχνές.

Η κίνηση ενός σωματιδίου μέσα σε ένα ρευστό μεταβλητής ταχύτητας δίνεται από την εξίσωση [50]:

$$\begin{aligned} \frac{\pi d_p^3}{6} \rho_p \frac{dU_p}{dt} = \frac{1}{2} C_D \rho_f (U_f - U_p)^2 A + \frac{\pi d_p^3}{6} \rho_f \frac{dU_f}{dt} + \frac{1}{2} \frac{\pi d_p^3}{6} \rho_f \left( \frac{dU_f}{dt} - \frac{dU_p}{dt} \right) \\ + \frac{3}{2} d_p^2 \sqrt{\pi \rho_f \mu_f} \int_0^t \frac{\frac{dU_f}{dt} - \frac{dU_p}{dt}}{\sqrt{t-t'}} dt + F_e, \end{aligned} \quad [1.3]$$

όπου:

- $d_p$  : η διάμετρος του σωματιδίου,
- $\rho_p$  : η πυκνότητα του σωματιδίου,
- $U_p$  : η ταχύτητα του σωματιδίου,
- $\rho_f$  : η πυκνότητα του ρευστού,
- $U_f$  : η ταχύτητα του ρευστού,
- $A$  : η διατομή του σωματιδίου,
- $\mu_f$  : το δυναμικό ιξώδες (ή δυναμική συνεκτικότητα) του ρευστού,
- $C_D$  : ο συντελεστής αντίστασης,
- $t$  : ο χρόνος,
- $F_e$  : οποιαδήποτε εξωτερική δύναμη που ασκείται στο σύστημα.

Κάθε όρος της παραπάνω εξίσωσης αναπαριστά μία δύναμη, η οποία μπορεί να περιγραφεί ως ακολούθως, διατυπώνοντας την παραπάνω εξίσωση με λόγια:

Μάζα × Επιτάχυνση σωματιδίου = Οπισθέλκουσα Δύναμη  
 + Μάζα × Επιτάχυνση μετατοπισμένου ρευστού λόγω του σωματιδίου (π.χ. κλίση πίεσης σε σωματίδιο εξαιτίας της επιτάχυνσης του ρευστού)  
 + δύναμη για την επιτάχυνση της επιπρόσθετης μάζας του σωματιδίου σε σύγκριση με τη μάζα του μετατοπισμένου ρευστού  
 + δύναμη αντίστασης λόγω των τυρβωδών αποκλίσεων (χρονικό της επιτάχυνσης)  
 + καθολική δύναμη (π.χ. βαρύτητα, ηλεκτροστατικής φύσεως δύναμη, κεντρομόλος).

Σημειώνεται πως ο πρώτος όρος στο δεξί μέλος της εξίσωσης εκφράζεται κατά τρόπο γενικό για να προσαρμόσει τις διαφορετικές εκφράσεις του συντελεστή αντίστασης. Ο Towers (1994) [76] παρουσίασε μια αριθμητική σύγκριση των συντελεστών αντίστασης των Stoke, Melling, Neilson and Gilchrist, και Meyer ενάντια σε ένα κάθετο κρουστικό κύμα και μια εξαναγκασμένη δίνη.

Η εξίσωση [1.3] ισχύει εάν και μόνο αν:

- το μέγεθος των σωματιδίων είναι μικρότερο από τις κλίμακες τύρβης που παρουσιάζει το ρευστό,
- τα σωματίδια δεν υπερανυψώνουν την κίνηση του ρευστού,
- τα σωματίδια βρίσκονται σε αραιά αιώρηση, δηλαδή δεν υπάρχει καμία αλληλεπίδραση μεταξύ τους και
- η τύρβη είναι ομοιογενής και στατιστικώς στάσιμη<sup>17</sup>.

Με την πρώτη ματιά η παραπάνω εξίσωση φαίνεται να είναι δυσνόητη, αλλά ευτυχώς μπορεί να προσεγγιστεί σε μία πολύ απλούστερη μορφή με την εισαγωγή ορισμένων παραδοχών: οι όροι που είναι ανάλογοι της πυκνότητας του ρευστού μπορούν να αμεληθούν, καθότι ακόμη και στις περιπτώσεις των σωματιδίων πολύ χαμηλής πυκνότητας, η αναλογία της πυκνότητας του ρευστού προς την αντίστοιχη των σωματιδίων είναι μικρότερη από  $10^{-3}$  [77]. Χρησιμοποιώντας λοιπόν τον αριθμό Reynolds για το σωματίδιο:

$$\text{Re}_p = \frac{(U_f - U_p) \cdot d_p}{\nu_f}, \quad [1.4]$$

όπου:

- $\nu_f$ : το κινηματικό ιξώδες (ή κινηματική συνεκτικότητα) του ρευστού,

<sup>17</sup> Στις μαθηματικές επιστήμες, η στάσιμη διαδικασία αποτελεί μια στοχαστική διαδικασία της οποίας οι από κοινού κατανομές πιθανότητας (joint probability distribution) δεν μεταβάλλονται όταν μετατοπίζεται χρονικά ή χωρικά, με αποτέλεσμα παράμετροι όπως ο μέσος όρος και η διακύμανση να μην αλλάζουν.

και αμελώντας τις εξωτερικές δυνάμεις, η εξίσωση [1.3] γίνεται:

$$\frac{dU_p}{dt} = \frac{3v_f}{4d_p^2} \frac{\rho_f}{\rho_p} \text{Re}_p C_D (U_f - U_p), \quad [1.5]$$

όπου:

- $(U_f - U_p)$ : ποσότητα που αναπαριστά την ολίσθηση του σωματιδίου.

Η επιτάχυνση του σωματιδίου συνεπώς μπορεί να μεγιστοποιηθεί χρησιμοποιώντας μικρότερα και λιγότερο πυκνά σωματίδια.

Όπως έχει ήδη αναφερθεί, σε οποιοδήποτε πείραμα PIV, η δυνατότητα των τροχοδεικτικών σωματιδίων ανίχνευσης να ακολουθούν πιστά τη ροή είναι καθοριστική για την επιτυχία των μετρήσεων, καθότι η μετατόπιση των σωματιδίων υπολογίζεται προκειμένου να συμπεράνουμε και την αντίστοιχη ζητούμενη της ροής. Η δυνατότητα αυτή αξιολογείται από δύο παραμέτρους: το χρόνο απόκρισης των σωματιδίων<sup>18</sup> (particle response time) [78]:

$$t_p = \frac{d_p^2 \cdot \rho_p}{18 \cdot v_f \cdot \rho_f} = \frac{d_p^2 \cdot \rho_p}{18\mu_f} \quad [1.6]$$

και την υστέρηση της ταχύτητας<sup>19</sup> (velocity lag) [40]:

$$U_s = d_p^2 \cdot \frac{(\rho_p - \rho_f)}{18\mu_f} \cdot a_p, \quad [1.7]$$

όπου:

- $a$ : η επιτάχυνση του σωματιδίου.

Από την παραπάνω εξίσωση είναι εμφανής και η επίδραση της πυκνότητας των σωματιδίων στη δυνατότητα τους να ακολουθούν ακριβώς τη ροή, όπως ειπώθηκε και στο εισαγωγικό τμήμα της παραγράφου. Συγκεκριμένα διαφαίνεται πως για να μην εμφανίζονται φαινόμενα άνωσης η πυκνότητα των σωματιδίων θα πρέπει να είναι περίπου ίδια με εκείνη του ρευστού, κάτι το οποίο συνεπάγεται μηδενική υστέρηση της ταχύτητας. Για παράδειγμα στην περίπτωση των πειραμάτων ροής σε νερό, τα σωματίδια από πολυαμίδιο που χρησιμοποιούνται πολλές φορές, έχουν περίπου μηδενική άνωση μέσα στο νερό και αυτό γιατί η πυκνότητα τους είναι παραπλήσια με εκείνη του νερού, πράγμα το οποίο σημαίνει πως η καθυστέρηση της ταχύτητας είναι ουσιαστικά μηδενική. Αντιθέτως σε πειράματα ροής αέρος, τα τροχοδεικτικά σωματίδια από λάδι -μία άλλη συνήθης επιλογή- εμφανίζουν πυκνότητα μεγαλύτερη από αυτήν του περιβάλλοντος αέρα, με αποτέλεσμα η υστέρηση της ταχύτητας να είναι ελαφρώς αυξημένη.

<sup>18</sup> Χρόνος απόκρισης σωματιδίου ορίζεται ως το χρονικό διάστημα που χρειάζεται ένα σωματίδιο για να ανταποκριθεί σε μια αλλαγή της ταχύτητας του ρευστού στο οποίο ευρίσκεται.

<sup>19</sup> Σε μια ελεγχόμενη ροή, η υστέρηση της ταχύτητας ορίζεται ως η διαφορά της ταχύτητας μεταξύ των σωματιδίων του ρευστού και των τροχοδεικτικών σωματιδίων που εισάγονται.

Για λόγους πληρότητας, παρατίθεται παρακάτω μία ακόμα προσέγγιση για τον υπολογισμό του χρόνου της απόκρισης των σωματιδίων, ο οποίος υπολογίζεται βάσει της ακόλουθης σχέσεως:

$$U_p = U_f \cdot [1 - e^{-kt}], \quad [1.8]$$

η οποία συσχετίζει εκθετικά (και μάλιστα με φθίνοντα ρυθμό αύξησης) τις ταχύτητες των σωματιδίων με αυτήν του ρευστού συναρτήσει μιας σταθεράς  $k$  και του χρόνου  $t$  μετά την εισαγωγή τους στο ρευστό. Η σταθερά  $k$  ορίζεται ως ο αντίστροφος του χρόνου της απόκρισης των σωματιδίων, δηλαδή:

$$k = \frac{1}{t_p}. \quad [1.9]$$

Σύμφωνα με αυτήν την προσέγγιση, όταν  $t = t_p$ , δηλαδή όταν τα σωματίδια έχουν πλέον ανταποκριθεί πλήρως στην αλλαγή της ταχύτητας του ρευστού, τότε ισχύει:

$$U_p = U_f \cdot [1 - e^{-1}] \Rightarrow U_p = 0,63 \cdot U_f. \quad [1.10]$$

Με άλλα λόγια, ένα σωματίδιο θεωρητικά δεν μπορεί ποτέ να φτάσει την ταχύτητα του ρευστού στο οποίο εισάγεται αλλά την προσεγγίζει σε ποσοστό που φτάνει το 63%.

Τέλος, σημειώνεται πως η απόκριση ενός σωματιδίου σε κάποια αλλαγή της ταχύτητας του ρευστού στο οποίο εισάγεται, περιγράφεται συχνά και σε όρους της ταχύτητας της ροής και της συχνότητας της ταλάντωσης που υφίσταται. Η ολίσηση των σωματιδίων είναι μια συνάρτηση της επιτάχυνσης που εφαρμόζεται και ένα σημείο αναφοράς κρίνεται απαραίτητο να προσδιοριστεί για τον καθορισμό μη αποδεκτών υψηλών σφαλμάτων [79]. Οι Feller and Meyers (1976) [79] περιγράφουν ένα μοντέλο πρώτης τάξεως της απόκρισης ενός σωματιδίου, η διάμετρος του οποίου κυμαίνεται στα επίπεδα των 1-2μm, για μια μεγάλη αλλαγή της επιτάχυνσης του μέσα σε αέριο μέσο (στην προκειμένη περίπτωση θα ισχύει ότι: πυκνότητα σωματιδίων >> πυκνότητα αερίου).

### 1.3.1.3 Σκέδαση του Φωτός από Σφαιρικό Σωματίδιο

Το δεύτερο σημαντικότερο χαρακτηριστικό των σωματιδίων-ανιχνευτών στη μέθοδο PIV που αφορά στις ιδιότητες της διάχυσης τους του φωτός, αποτελεί έναν ογκώδη τομέα της φυσικής. Η διάχυση του φωτός από τα μικρά σωματίδια εξαρτάται από την αναλογία του δείκτη διάθλασης του σωματιδίου με αυτόν του περιβάλλοντος μέσου, του μεγέθους του σωματιδίου, του σχήματος του και της γωνίας παρατήρησης της προσπίπτουσας ακτινοβολίας.

Για τα σφαιρικά σωματίδια που έχουν διαμέτρους μεγαλύτερες από το μήκος κύματος του προσπίπτοντος φωτός, η θεωρία διάχυσης του Mie<sup>20</sup> μπορεί να εφαρμοστεί, σύμφωνα με τον van de Hulst, (1957) [80]. Συγκεκριμένα η θεωρία παρέχει τους τύπους για τις διαμέτρους

<sup>20</sup> Ονομάζεται επίσης θεωρία των Lorenz-Mie ή Lorenz-Mie-Debye και αποτελεί μια αναλυτική λύση των εξισώσεων του Maxwell για τη διασπορά της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας από σφαιρικά σωματίδια, πολύ μεγαλύτερα ή μικρότερα από το μήκος κύματος του φωτός που προσπίπτει σε αυτά.



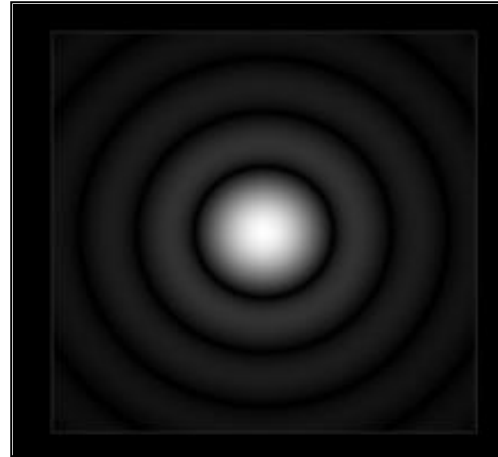
των σωματιδίων, όπως αυτά απεικονίζονται στο επίπεδο του καταγραφικού μέσου. Σύμφωνα με αυτήν (Raffel et al, 1998, [40]):

$$d_i = \sqrt{(M \cdot d_p^2) + d_{diff}^2}, \quad [1.11]$$

όπου:

- $d_{diff}$ : η διάμετρος του σωματιδίου λόγω του φαινομένου της περίθλασης.

Επομένως, σύμφωνα με την παραπάνω έκφραση η εικόνα ενός σωματιδίου στο επίπεδο καταγραφής δεν αντιστοιχεί ούτε στο πραγματικό του μέγεθος, αλλά ούτε και σε αυτό πολλαπλασιασμένο επί το συντελεστή μεγέθυνσης<sup>21</sup>. Η εικόνα αποτελεί μια συνέλιξη του δίσκου του Airy<sup>22</sup>, λόγω του φαινομένου της περίθλασης (diffraction) και της γεωμετρικής εικόνας του σωματιδίου [81]. Με άλλα λόγια η διάμετρος του ειδώλου ενός φωτισμένου σωματιδίου, έτσι όπως καταγράφεται, εξαρτάται από τη πραγματική διάμετρο του, τη μεγέθυνση που υφίσταται και τη σημειακή συνάρτηση ανάπτυξης<sup>23</sup> (point spread function) του συστήματος. Οι συναρτήσεις αυτές μπορούν να προσεγγιστούν χρησιμοποιώντας ένα γκαουσιανό προφίλ για να δώσουν μια εκτίμηση της διαμέτρου της εικόνας [82].



**Σχήμα 1.7:** Δίσκος του Airy.

Για διαμέτρους σωματιδίων μικρότερων των 10μm, η διάμετρος της απεικόνισης των σωματιδίων  $d_i$  είναι σε υψηλό βαθμό ανεξάρτητη από τη γεωμετρική διάμετρο. Αντίθετα για σωματίδια διαμέτρων μεγαλύτερης των 50μm, αυτή εξαρτάται σχεδόν αποκλειστικά από τον πρώτο όρο της παραπάνω εξίσωσης,  $M \cdot d_p^2$ , δηλαδή το γεωμετρικό μέγεθος κυριαρχεί έναντι αυτού που επιβάλλεται λόγω του φαινομένου της περίθλασης.

Στα συστήματα που εμφανίζεται το φαινόμενο της περίθλασης, όπως αυτό που εξετάζουμε (diffraction limited system· περιορισμένο (limited) ως προς την ανάλυση των λεπτομερειών στο επίπεδο καταγραφής λόγω της περίθλασης), η απόκριση ενός σημείου δίνεται από μία συνάρτηση Airy διαμέτρου:

$$d_{diff} = 2,44 \cdot (1 + M) \cdot f^{\#} \cdot \lambda, \quad [1.12]$$

<sup>21</sup> Σημειώνεται πως όπως θα δούμε και παρακάτω, ο συντελεστής μεγέθυνσης  $M$  για καταγραφικό μέσο κάμερα, που είναι και το πιο διαδεδομένο στις μέρες μας, προκύπτει από τη διαίρεση του μεγέθους της εικόνας (π.χ. μέγεθος συστοιχίας CCD) διαιρεμένο με το πραγματικό οπτικό πεδίο.

<sup>22</sup> Στην οπτική, ο δίσκος του Airy ή πρότυπο Airy αποτελεί την περιγραφή του καλύτερα εστιασμένου σημείου φωτός που προκύπτει όταν ακτίνα φωτός, περιορισμένη από το φαινόμενο της περίθλασης, περάσει μέσα από ένα κυκλικό άνοιγμα ενός φακού. Αποτέλεσμα αυτού είναι στο εστιακό επίπεδο του φακού να δημιουργούνται ομόκεντροι κροσσοί μειούμενης έντασης με τον κεντρικό να είναι και ο πιο φωτεινός.

<sup>23</sup> Περιγράφει την απόκριση ενός συστήματος απεικόνισης μιας σημειακής πηγής.

όπου:

- $\lambda$  : το μήκος κύματος της προσπίπτουσας ακτινοβολίας φωτός,
- $f^\#$  : η θέση του διαφράγματος της φωτογραφικής μηχανής η οποία ορίζεται ως ο λόγος της εστιακής απόστασης προς το άνοιγμα του διαφράγματος της μηχανής.

Αν και η θεωρία που περιγράφηκε είναι μαθηματικώς ορθή και θεωρείται πλήρης, εντούτοις πολλοί ερευνητές έχουν διαπιστώσει ότι οι θεωρητικές τιμές αποτελούν στην πραγματικότητα μια σχετικά φτωχή ένδειξη των πραγματικών μεγεθών των σωματιδίων που παρατηρούνται στο επίπεδο προβολής των εικόνων των καταγραφικών μέσων. Παράγοντες που οδηγούν σε αυτήν την παρατήρηση είναι αρκετοί όπως για παράδειγμα η χρήση ενός πολωτή για τη μείωση των ανακλάσεων [44] ή το γεγονός πως το φως που ανακλάται από ένα σωματίδιο εξαρτάται εκτός των άλλων και από την ίδια την ενέργεια της προσπίπτουσας ακτινοβολίας. Συνεπώς, οι ρυθμίσεις ισχύος λέιζερ έχουν άμεση συνέπεια στο μέγεθος των εικόνων των σωματιδίων που καταγράφονται, όπως θα δούμε άλλωστε και παρακάτω<sup>24</sup>.

Ως εκ τούτου η καταλληλότητα των σωματιδίων, όσον αφορά στη σκέδαση του φωτός, αξιολογείται κυρίως με έναν πρακτικό τρόπο: παρατηρώντας καλύτερα τις καταγεγραμμένες εικόνες και την ποιότητα των διανυσματικών δεδομένων που προκύπτουν. Αποδεικνύεται μάλιστα πως τα σωματίδια με διάμετρο 2 εικονοστοιχείων (pixels) στο επίπεδο καταγραφής αποτελούν τη βέλτιστη απεικόνιση στη ψηφιακή ανάλυση PIV [75].

Η ικανότητα σκέδασης ως συνάρτηση της διαμέτρου του σωματιδίου ποικίλλει ασταθώς γύρω από ένα μέσο όρο τιμών, που γενικά όμως αυξάνει με αύξηση της διαμέτρου του σωματιδίου. Η μέση ενέργεια αυξάνει κατά  $\left(\frac{d_p}{\lambda}\right)^4$  στην περιοχή Rayleigh<sup>25</sup> όταν  $d_p \ll \lambda$

και κατά  $\left(\frac{d_p}{\lambda}\right)^2$  όταν  $d_p \gg \lambda$ . Ο λόγος του δείκτη διάθλασης του σωματιδίου προς τον

αντίστοιχο του ρευστού επηρεάζει σημαντικά την ικανότητα σκέδασης του πρώτου. Ο δείκτης διάθλασης του νερού είναι 1,33 φορές υψηλότερος από αυτόν του αέρα, με αποτέλεσμα το ίδιο σωματίδιο να είναι χαρακτηριστικά 10 φορές αποτελεσματικότερο στη σκέδαση του φωτός στον αέρα από ότι στο νερό. Ευτυχώς, αυτό αντισταθμίζεται από την άλλη στις υγρές ροές, με τη χρήση μεγάλων τροχοδεικτικών σωματιδίων, αφού είναι συνήθως αργές.

Η οπτική πυκνότητα που καταγράφεται στο φωτογραφικό φιλμ ή την έξοδο ενός φωτοανιχνευτή είναι ανάλογη της οπτικής έκθεσης και εκφράζεται σε μονάδες ενέργειας προς μονάδες εμβαδού. Η μέση έκθεση σε μία απεικόνιση ενός σωματιδίου ορίζεται ως [82]:

$$\varepsilon \propto \frac{\lambda^2 \cdot W \cdot d_p^n \cdot D_a^2}{\lambda^n \cdot d_1^2 \cdot \left( M^2 \cdot d_p^2 + \frac{(2,44 \cdot d_2 \cdot \lambda^2)^2}{D_a^2} \right)} \cdot \Delta y_0 \cdot \Delta x_0, \quad [1.13]$$

<sup>24</sup> Βλ. §1.3.2 «Φωτισμός της Ροής: Φωτεινή Πηγή και Φύλλο Φωτός».

<sup>25</sup> Στη θεωρία των πιθανοτήτων και της στατιστικής, η κατανομή Rayleigh αποτελεί μια συνεχή κατανομή πιθανοτήτων.

όπου:

- $\varepsilon$  : η μέση έκθεση ανά απεικόνιση σωματιδίου,
- $W$  : η ενέργεια του παλμού,
- $D_a$  : η διάμετρος του διαφράγματος του φακού,
- $n$  : εκθέτης που υποδηλώνει το νόμο του εκθέτη της σκέδασης (scattering power law exponent),
- $d_1$  : η απόσταση του αντικειμένου,
- $d_2$  : η απόσταση τη απεικόνισης,
- $\Delta y_0 \cdot \Delta x_0$  : η διατομή του φύλλου φωτός, το οποίο θεωρείται ότι είναι ομοιόμορφης έντασης.

Για τα σωματίδια των οποίων η διάμετρος κυμαίνεται μεταξύ του 1 και των 10 $\mu\text{m}$ , ο δείκτης  $n$  είναι τρίτης τάξεως και η θόλωση λόγω του φαινομένου της περίθλασης (diffraction blurring) κυριαρχεί έναντι της γεωμετρικής εικόνας του σωματιδίου. Η εξίσωση τότε μεταπίπτει στην ακόλουθη:

$$\varepsilon \propto \frac{W \cdot d_p^3 \cdot D_a^4}{\lambda^3 \cdot d_1^2 \cdot d_2^2 \cdot \Delta y_0 \cdot \Delta x_0}, \quad [1.14]$$

Η παραπάνω έκφραση υποδηλώνει πως εάν το σύστημα αυξάνει σε μέγεθος, π.χ. τα μεγέθη  $d_1$ ,  $d_2$  και  $\Delta y_0$  αυξάνουν κατά τον παράγοντα  $m$ , τότε η ένταση κάθε απεικόνισης θα μειώνεται κατά τον παράγοντα  $m^{-5}$ . Όπως φαίνεται επίσης υπάρχει και μία εξάρτηση από τα μεγέθη  $\lambda^{-3}$  και  $d_p^3$ . Συμπερασματικά δηλαδή προτιμώνται μικρότερα μήκη κύματος και μεγαλύτερα σωματίδια.

Για σωματίδια των οποίων η διάμετρος κυμαίνεται ελαφρώς σε μεγαλύτερα επίπεδα, ενδεικτικά μεταξύ των 5 έως 10 $\mu\text{m}$ , ο  $n$  είναι δευτέρας τάξεως και κυριαρχεί η γεωμετρική εικόνα του σωματιδίου έναντι της θόλωσης λόγω του φαινομένου της περίθλασης. Η αρχική εξίσωση παίρνει την μορφή:

$$\varepsilon \propto \frac{W \cdot D_a^2}{d_1^2 \cdot M \cdot \Delta y_0 \cdot \Delta x_0}. \quad [1.15]$$

Η παραπάνω έκφραση υποδηλώνει πως η ένταση της απεικόνισης καθίσταται ανεξάρτητη της διαμέτρου του σωματιδίου (πέρα περίπου από τα 100 $\mu\text{m}$ ) καθότι και το φως που σκεδάζεται και η επιφάνεια της απεικόνισης αυξάνει κατά  $d_p^2$ .

### 1.3.2 Φωτισμός της Ροής: Φωτεινή Πηγή και Φύλλο Φωτός

Παρόλο που θεωρητικά μπορεί να χρησιμοποιηθεί οποιαδήποτε πηγή φωτός στη μέθοδο PIV, εντούτοις τα λέιζερ<sup>26</sup> έχουν κυριαρχήσει λόγω της δυνατότητάς τους να εκπέμπουν μια στενή δέσμη μονοχρωματικού φωτός υψηλής ενεργειακής πυκνότητας (μεγάλη ισχύς ανά μονάδα επιφάνειας), η οποία μπορεί εύκολα να συσσωρευτεί σε λεπτά φύλλα φωτός για το φωτισμό και την καταγραφή των τροχιοδεικτικών σωματιδίων [40].

Για την επιλογή του κατάλληλου λέιζερ πρέπει να ληφθούν υπόψιν διάφοροι παράγοντες. Η ένταση του λέιζερ εξαρτάται κυρίως από το είδος των τροχιοδεικτικών σωματιδίων που εισάγονται στο ρευστό, λόγω της διαφορετικής ικανότητάς τους να σκεδάζουν την προσπίπτουσα ακτινοβολία και από το είδος και την ταχύτητα της ροής. Πιο αναλυτικά, όσον αφορά στην ταχύτητα της ροής, όσο αυτή αυξάνει τόσο μεγαλύτερη πρέπει να είναι και η ισχύς του λέιζερ. Τούτο συμβαίνει γιατί η έκθεση των σωματιδίων στο φως είναι μικρότερη με συνέπεια η σκεδαζόμενη από αυτά ακτινοβολία να είναι επίσης μικρότερη, καθιστώντας έτσι δυσκολότερη την καταγραφή τους. Επιπλέον στις περιπτώσεις αυτές, επιθυμείται μικρότερη διάρκεια των παλμών του λέιζερ προκειμένου στις απεικονίσεις των σωματιδίων, αυτά να αναπαρίστανται σαν κουκκίδες και όχι σαν γραμμές (τροχιές). Εναλλακτικά το διάφραγμα της μηχανής μπορεί να κλείσει περισσότερο με αποτέλεσμα να αφήνει μικρότερο ποσοστό φωτός να φτάνει στο φωτοευαίσθητο στοιχείο του καταγραφικού μέσου, ειδάλως λόγω της χρήσης πολύ ισχυρής πηγής οι απεικονίσεις θα είναι τόσο φωτεινές που τα σωματίδια δεν θα κάνουν αντίθεση με την υπόλοιπη περιοχή διερεύνησης και κατ' επέκταση θα είναι δυσδιάκριτα.

Ακριβώς τα παραπάνω χαρακτηριστικά διαθέτουν τα λέιζερ διακοπτόμενης λειτουργίας ή παλμικά λέιζερ, δηλαδή της μεγάλης ενέργειας ανά παλμό και της μικρής διάρκειας ανάμεσα σε αυτούς. Γι αυτό το λόγο χρησιμοποιούνται κυρίως σε εφαρμογές ροών αέρα καθότι είναι πολύ αποτελεσματικά ακόμα και σε υπερηχητικές ροές. Ένα παλλόμενο λέιζερ χρησιμοποιείται και στο πείραμα του παρόντος συγγράμματος. Σήμερα τα παλμικά λέιζερ αποτελούν τη δημοφιλέστερη επιλογή. Αντίθετα από τα λέιζερ συνεχούς κύματος που εκπέμπουν μια σταθερή ακτίνα (όπως θα απαιτούνταν στη μέθοδο LDA), τα παλλόμενα λέιζερ επιτρέπουν στην ενέργεια να φορτώσει μέσα στην κοιλότητα της αντλίας τους (pump cavity) προτού μια συσκευή γνωστή ως Q-διακόπτης (Q-switch) «ανοίξει», επιτρέποντας έτσι την εκπομπή μιας πολύ σύντομης (=6ns) ακτίνας λέιζερ υψηλής έντασης. Κατά αυτόν τον τρόπο, η ενεργειακή έξοδος του λέιζερ σε μια «λάμψη» του είναι πολύ υψηλότερη από τις αντίστοιχες που μπορεί να επιτευχθούν από τα συνεχή λέιζερ. Κατά συνέπεια οι παλλόμενες μονάδες λέιζερ είναι πολύ αποδοτικότερες σε σχέση με τις συνεχείς και επιπλέον μπορούν να κατασκευαστούν σε μικρότερο μέγεθος. Από την άλλη όμως τα συνεχή λέιζερ αποτελούν φθηνότερες επιλογές. Ακολουθώς παρατίθενται πίνακες με τα συνηθέστερα λέιζερ κάθε κατηγορίας σε εφαρμογές PIV και των βασικότερων χαρακτηριστικών τους.

Συνεχή λέιζερ	Μήκος Κύματος (nm)	Χρώμα	Ισχύς (W)
He-Ne	633	Κόκκινο	μέχρι 0,05
Argon-Ion	514	Πράσινο	5

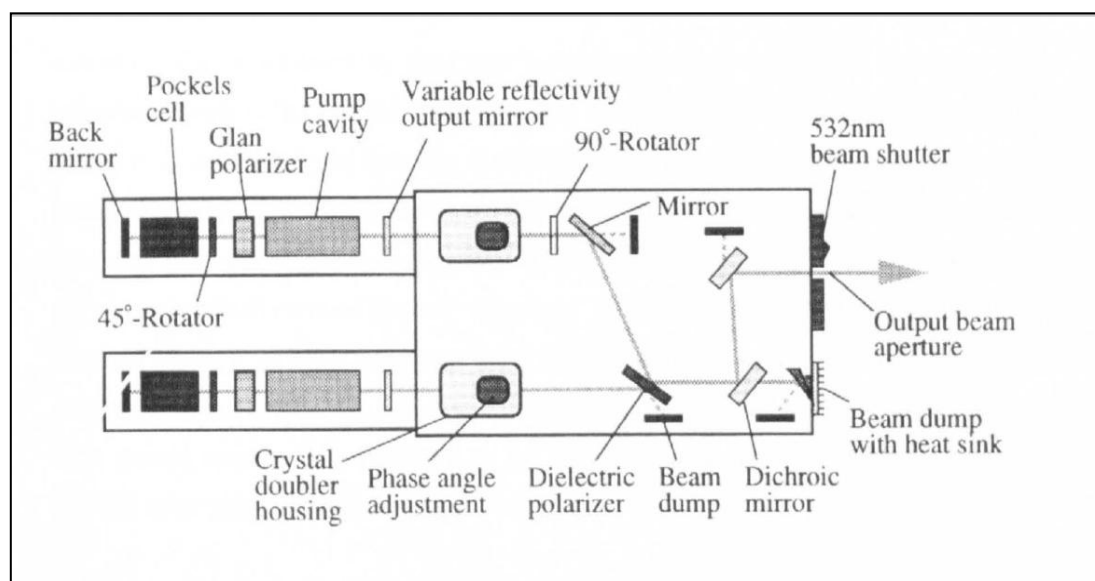
Πίνακας 1.1: Χαρακτηριστικά λέιζερ συνεχούς λειτουργίας.

<sup>26</sup> Η λεπτομερής μαθηματική περιγραφή της θεωρίας της εκπομπής των λέιζερ δε δίνεται εδώ, αλλά πολλά στοιχεία σχετικά με το αντικείμενο είναι διαθέσιμα στη βιβλιογραφία, όπως π.χ. στο Svelto, 1998 [83].

Παλλόμενα λέιζερ	Μήκος Κύματος (nm)	Χρώμα	Διάρκεια Παλμού (ns)	Ενέργεια ανά Παλμό (J)	Συχνότητα Αναλαμπών (Hz)
Ruby	694	Κόκκινο	20	10	1
Copper-Vapor	511 578	Πράσινο Κίτρινο	20	0,002	8000
Nd:Yag	503	Πράσινο	10	0,05	50

Πίνακας 1.2: Χαρακτηριστικά λέιζερ παλλόμενης λειτουργίας.

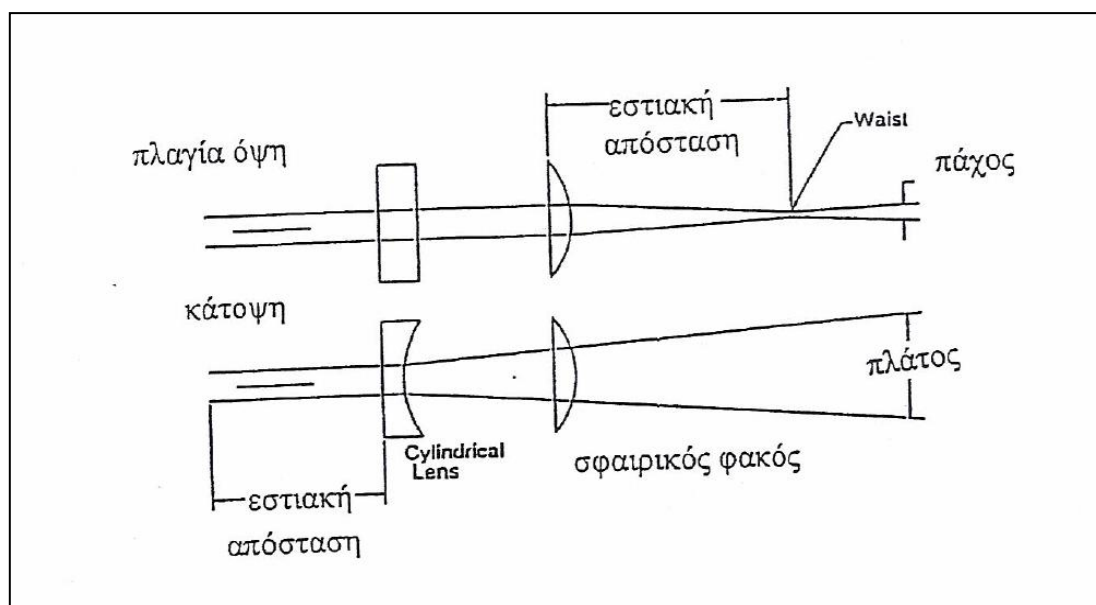
Το υλικό του παλλόμενου λέιζερ που χρησιμοποιείται στην παρούσα εργασία είναι ένας κρύσταλλος Νεοδυμίου-Υτρίου-Αλουμινίου-Γρανάτη (Neodym Yttrium Aluminium Garnet) και το λέιζερ αποκαλείται συντομογραφικά Nd:YAG (βλ. σχήμα 1.8). Τα χαρακτηριστικά του φαίνονται στον παραπάνω πίνακα. Πρόκειται για ένα λέιζερ στερεάς κατάστασης στο οποίο η ακτίνα παράγεται από ιόντα  $Nd^{3+}$  τα οποία ενσωματώνονται στους κρυστάλλους Υτρίου-Αλουμινίου-Γρανάτη (YAG). Το κρύσταλλο YAG φορτώνει με ενέργεια από τους άσπρους λαμπτήρες φωτός που βρίσκονται εντός της μονάδας της κεφαλής του λέιζερ. Τα Nd:YAG λέιζερ είναι αυτήν την περίοδο ευρύτατα χρησιμοποιούμενα στις εφαρμογές PIV, μεταξύ άλλων λόγω της υψηλής ενίσχυσης και των καλών μηχανικών και θερμικών ιδιοτήτων τους. Στις περισσότερες PIV εφαρμογές, το βασικό μήκος κύματος στην έξοδο του λέιζερ Nd:YAG συνήθως διπλασιάζεται στα 503nm (μήκος κύματος πράσινου φωτός) επειδή η τυποποιημένη έξοδος είναι στο υπέρυθρο φάσμα, το οποίο δεν είναι ορατό στο γυμνό μάτι. Στα συγκεκριμένα παλλόμενα λέιζερ υπάρχουν στην πραγματικότητα δύο λέιζερ μέσα στη μονάδα της κεφαλής τους, κάτι το οποίο επιτρέπει στο διαχωρισμό των παλμών να είναι θεωρητικά απείρως μικρός (αν και πρακτικά ισχύει  $\Delta t > 0.02\mu s$  προς αποφυγή της επικάλυψης των παλμών), παρά του γεγονότος πως κάθε λέιζερ λειτουργεί τυπικά σε συχνότητα μικρότερη των 20Hz.



Σχήμα 1.8: Σχηματική απεικόνιση ενός τυπικού λέιζερ Nd:YAG.

Η ακτίνα που εκπέμπεται από το λέιζερ διαμορφώνεται σε ένα φύλλο φωτός μέσω σφαιρικών (αποκλινόντων) και κυλινδρικών φακών. Ο σφαιρικός φακός εστιάζει αρχικά την ακτίνα και ο κυλινδρικός φακός διαμορφώνει έπειτα το φύλλο φωτός. Η ρύθμιση της απόστασης μεταξύ των σφαιρικών και κυλινδρικών φακών αλλάζει τη θέση των τελευταίων σχετικά με το εστιακό σημείο της ακτίνας του φωτός, μεταβάλλοντας κατά συνέπεια το εύρος του φύλλου φωτός σε μια δεδομένη απόσταση από το φακό. Αντίστοιχα το πάχος του φύλλου φωτός ρυθμίζεται από την εστιακή απόσταση του σφαιρικού φακού και επιλέγεται συνήθως να είναι όσο το δυνατόν μικρότερο, το οποίο πρακτικά γίνεται με την παρατήρηση του σε πολύ χαμηλές τιμές ισχύος του λέιζερ. Ένα σχετικά λεπτό φύλλο φωτός (της τάξεως του 1mm) συμβάλλει στην εξάλειψη της κίνησης εκτός του επιπέδου καταγραφής. Αντίθετα όταν υπάρχει αξιόλογη κίνηση εκτός του πεδίου στην περιοχή ενδιαφέροντος, το φύλλο φωτός ρυθμίζεται παχύτερο προκειμένου να διατηρηθούν οι χρήσιμες λεπτομέρειες κατά το χρονικό διάστημα του διαχωρισμού των παλμών του λέιζερ. Ο κυλινδρικός φακός μπορεί να αλλάξει με αποτέλεσμα την αλλαγή στην απόκλιση της ακτίνας και ως εκ τούτου τον φωτισμό του οπτικού πεδίου. Ένας κατευθυντήρας δεν είναι πάντα απαραίτητος για τη δημιουργία ενός σταθερού φύλλου φωτός, λόγω της αυξανόμενης πολυπλοκότητας μιας τέτοιας οπτικής διάταξης και του γεγονότος ότι ο διαθέσιμος εξοπλισμός ενός εμπορικού λέιζερ παρέχει αρκετά υψηλής ποιότητας φύλλο φωτός. Σημειώνεται επίσης πως μια διάταξη ενός στρεφόμενου πολυγωνικού κατόπτρου σε συνδυασμό με έναν παραβολικό καθρέπτη μπορεί να χρησιμοποιηθεί έναντι του συστήματος αυτού των φακών.

Τέλος, αναφέρεται πως στην τεχνική του συνεχούς λέιζερ χρησιμοποιείται κυρίως η τεχνική του βίντεο και αυτό γιατί λαμβάνουμε διαδοχικά καρέ του πεδίου, κάτι το οποίο επιβάλλει διαρκή φωτισμό της ροής ενδιαφέροντος. Από την άλλη, στη μέθοδο του παλλόμενου λέιζερ, χρησιμοποιείται κυρίως φωτογραφική μηχανή για την καταγραφή της ροής, όπου λαμβάνουμε διαδοχικά καρέ. Στην τελευταία ο αριθμός των απεικονίσεων σε κάθε καρέ ισούται με τον αριθμό των παλμών της πηγής του λέιζερ όση ώρα ήταν ανοικτό το διάφραγμα της μηχανής.



**Σχήμα 1.9:** Διάταξη μετατροπής δέσμης λέιζερ από ένα σύστημα σφαιρικών και κυλινδρικών φακών.

### 1.3.3 Μέσο Καταγραφής

#### 1.3.3.1 Εισαγωγή: Χρήση Καταγραφικών Μέσων σε Προβλήματα Ελέγχου Ροής

Η σύλληψη των εικόνων PIV μπορεί να πραγματοποιηθεί με χρήση βίντεο, φωτογραφικού ή ολογραφικού<sup>27</sup> μέσου, κάθε ένα εκ' των οποίων έχει τα προτερήματα και τα μειονεκτήματά του. Η Φωτογραφία (Photography) αποτελεί ακόμη την καλύτερη επιλογή κόστους προς ανάλυση έναντι των ψηφιακών μεθόδων απεικόνισης. Ωστόσο το ψηφιακό PIV έχει καθιερωθεί στις μέρες μας, λόγω του ότι υπερνικά τις ανακρίβειες και το χαμένο χρόνο της επεξεργασίας και της ψηφιοποίησης των δεδομένων που απαντάται στις φωτογραφικές μηχανές [86]. Μια ψηφιακή κάμερα έχει επιπλέον τα πλεονεκτήματα πως οι εικόνες αποθηκεύονται αμέσως σε ψηφιακή μορφή, επιτρέποντας τη στιγμιαία εξέταση και το χειρισμό τους. Σημειώνεται πως ο αριθμός των εικόνων που αποθηκεύονται εξαρτάται από την ταχύτητα επικοινωνιών και τη μνήμη του συστήματος.

Στην περίπτωση μιας συνεχούς φωτεινής πηγής, ραβδώσεις με μήκος ανάλογο του χρόνου ολοκλήρωσης<sup>28</sup> (integration time) του καταγραφικού μέσου και της ταχύτητας των σωματιδίων, θα γίνουν εμφανείς σε καταγραφικό μέσο το οποίο τοποθετείται ορθογώνια στο επίπεδο του φύλλου φωτός. Στην περίπτωση που η πηγή του φωτός αφορά σε στροβοσκοπικό λαμπτήρα<sup>29</sup> που εκπέμπει φως σε μια γνωστή και συγκεκριμένη συχνότητα, τότε η ταχύτητα του σωματιδίου μπορεί να υπολογιστεί από τη μετατόπιση μεταξύ των διαδοχικών εκθέσεων<sup>30</sup> του ίδιου του σωματιδίου. Το τελευταίο αποτελεί και το επίκεντρο των περισσότερων εμπορικών συστημάτων PIV σήμερα.

Η διαθέσιμη χωρική ανάλυση είναι θεμελιώδης στην τεχνική PIV. Ενδεικτικά αναφέρεται πως μεταξύ άλλων, η ακρίβεια της ανάλυσης μπορεί να βελτιωθεί εάν η απόσταση μεταξύ ενός ζεύγους σωματιδίων περιγράφεται με όσον το δυνατόν περισσότερα εικονοστοιχεία. Επιπλέον, η εκτίμηση του κέντρου των απεικονίσεων των σωματιδίων επιδέχεται περαιτέρω βελτίωση εάν το οπτικό πεδίο περιέχει έναν ικανοποιητικό αριθμό εικονοστοιχείων που να επιτρέπει τον προσδιορισμό και την εφαρμογή ενός θεωρητικού προφίλ έντασης<sup>31</sup> [88]. Για την αύξηση του αριθμού των εικονοστοιχείων μεταξύ των ζευγών των σωματιδίων, πρέπει να αυξηθεί είτε ο συντελεστής μεγέθυνσης  $M$ , είτε ο διαχωρισμός του παλμών. Η πρώτη περίπτωση παρουσιάζει ωστόσο δυσκολίες όσον αφορά στην οπτική του συστήματος, καθώς ο λόγος του σήματος προς το θόρυβο επιδεινώνεται, ενώ παράλληλα, οι απλές γεωμετρικές παρεκκλίσεις των φακών ενισχύονται, προκαλώντας περίθλαση κατά συνέπεια στις απεικονίσεις των σωματιδίων. Από την άλλη ο συνδυασμός του αυξημένου διαχωρισμού των παλμών και της τύρβης ενισχύουν την πιθανότητα της καταγραφής ενιαίων απεικονίσεων σωματιδίων (single particle images) που καθιστούν δύσκολο τον προσδιορισμό των ζευγών των σωματιδίων μεταξύ των διαδοχικών εκθέσεων.

<sup>27</sup> Ολογραφία (Holography) είναι η τεχνική που επιτρέπει στο φως που διασκορπίζεται από ένα αντικείμενο να καταγραφεί και να ανακατασκευαστεί αργότερα, έτσι ώστε να εμφανίζεται σαν το αντικείμενο να είναι στην ίδια θέση σχετικά με το μέσο καταγραφής, όπως όταν καταγράφηκε.

<sup>28</sup> Χρόνος ολοκλήρωσης στην ανάλυση δεδομένων ονομάζεται το διάστημα κατά το οποίο υπολογίζεται ο μέσος όρος των δεδομένων (ομαλοποίηση τους) με στόχο τη μείωση του παρασιτικού θορύβου και την αύξηση του λόγου SNR (θόρυβος προς σήμα).

<sup>29</sup> Πρόκειται για συσκευή που παράγει τακτικές λάμπες φωτός.

<sup>30</sup> Στη Φωτογραφία (Photography), ο όρος έκθεση αφορά στο συνολικό ποσό του φωτός που αφήνεται να πέσει στο φωτογραφικό μέσο (φωτογραφικό φιλμ ή αισθητήρας εικόνας) κατά τη διαδικασία της λήψης μιας φωτογραφίας.

<sup>31</sup> Με τον όρο ένταση (intensity) αναφερόμαστε στην κατά μέσο όρο ενέργεια ανηγμένη στην περίοδο του προσπίπτοντος κύματος της ακτινοβολίας.

Οι Towers et al. (1991) [84] περιγράφουν τον τρόπο που η φωτογραφία χρησιμοποιήθηκε για τη λήψη εικόνων PIV σε μια απόσταση ασφαλείας μεγαλύτερη των δύο μέτρων, σε μια μεγάλης κλίμακας διηχητική σήραγγα αέρα. Το φιλμ που χρησιμοποιήθηκε ήταν 35mm Kodak TMAX 3200 με ανάλυση 100 γραμμών/mm και βαθμονόμηση ASA/ISO των 3000, όπως περιγράφεται από τους Bryanston-Cross [85]. Η επεξεργασία των στοιχείων περιελάμβανε τη ψηφιοποίηση των φωτογραφιών με έναν επίπεδο σαρωτή και την ένωση των αραιών εκθέσεων των σωματιδίων, δηλαδή των ζευγών τους, με μηχανικό τρόπο.

Οι Bryanston-Cross et al. [86] πραγματοποίησαν επίσης υπολογισμούς σε μια διηχητική σήραγγα αέρα μεγάλης κλίμακας, σε μία περιοχή μεγέθους 0,1m×0,1m, χρησιμοποιώντας όμως μια κάμερα CCD αυτήν τη φορά, ανάλυσης 512×512 εικονοστοιχείων. Οι Gogineni et al. (1998) [90] περιγράφουν την αξιολόγηση μια έγχρωμης CCD κάμερας υψηλής ευκρίνειας, 3060×2036 εικονοστοιχείων, για εφαρμογές σε στροβιλομηχανές. Ένα Nd:YAG και ένα Dye<sup>32</sup> λέιζερ χρησιμοποιούνται για την παραγωγή παλμών διαφορετικών χρωμάτων με αντικειμενικό σκοπό την αναγνώριση των εκθέσεων συσχέτισης των σωματιδίων. Η διάταξη αυτή εφαρμόστηκε σε έναν αξονικό φουσητήρα διαμέτρου 20 ιντσών και επέτρεπε τις απευθείας μετρήσεις στις θέσεις του επιπέδου καταγραφής.

Οι Bryanston-Cross et al. (1995) [87] περιγράφουν επίσης το συνδυασμό της ολογραφίας και του PIV για τη διευκόλυνση της μέτρησης των τρισδιάστατων διανυσμάτων. Προηγουμένως η ολογραφία είχε χρησιμοποιηθεί για μετρήσεις ολόκληρων πεδίων [89], [91] πέρα από τα δισδιάστατα προφίλ συμπιεστών και στροβίλων. Εντούτοις η πολυπλοκότητα της αποσυνέλιξης και της τομογραφικής ανακατασκευής των πεδίων και επιπλέον η ανάγκη για ανεμπόδιστη οπτική επαφή, έχουν παρακωλύσει τις εφαρμογές της στα τρισδιάστατα προφίλ. Αντί της μέτρησης του δείκτη διάθλασης, το ολογραφικό πιάτο χρησιμοποιείται για την αποθήκευση των τρισδιάστατων θέσεων των σωματιδίων σε ένα φύλλο φωτός διαστάσεων 50mm×2mm που παράγεται από ένα λέιζερ Ruby. Κατά τον επαναφωτισμό του ολογράμματος μια κάμερα CCD θα μπορούσε να εστιάσει στο απαραίτητο βάθος των εικόνων για τη δημιουργία των αντίστοιχων δισδιάστατων εικόνων. Τα ολογραφικά πιάτα έχουν συνήθως ανάλυση περίπου δύο τάξεων μεγαλύτερης από εκείνης των 512×512 εικονοστοιχείων, όπως στο CCD. Επιπλέον, περιστρέφοντας την κάμερα γύρω από έναν άξονα δια μέσω του ολογράμματος, τα στοιχεία της αρχικής εικόνας καταγραφής θα μπορούσαν να παρατηρηθούν σε γωνία ως προς την κάθετη του πιάτου, επιτρέποντας έτσι τις ορθογώνιες μετρήσεις.

### 1.3.3.2 Μέθοδοι Καταγραφής Εικόνων PIV

Όπως αναφέρθηκε στην προηγούμενη παράγραφο, δύο μέθοδοι<sup>33</sup> έχουν επικρατήσει για τη λήψη εικόνων της ροής στη μέθοδο PIV: η φωτογραφία, η οποία κάνει χρήση φωτογραφικής μηχανής και η μέθοδος βίντεο που χρησιμοποιεί βιντεοκάμερα. Ακολούθως περιγράφονται τα βασικά χαρακτηριστικά τους, καθώς τα περισσότερα έχουν ήδη αναφερθεί κατά την ανάλυση των άλλων παραμέτρων βελτιστοποίησης στο στάδιο της καταγραφής των δεδομένων.

**(Α) Φωτογραφική Μέθοδος:** Στη μέθοδο αυτή η λήψη των εικόνων της ροής γίνεται με χρήση φωτογραφικής μηχανής η οποία τοποθετείται κάθετα στο εξεταζόμενο πεδίο. Το

<sup>32</sup> Τα Dye λέιζερ χρησιμοποιούν οργανικές βαφές ως το ενεργό μέσο ακτινοβολίας τους. Οι χρωστικές αυτές βρίσκονται συνήθως σε μορφή υγρού διαλύματος.

<sup>33</sup> Η μέθοδος της ολογραφίας δεν αφορά στη μελέτη των πειραμάτων της παρούσα ανάλυσης και ως εκ τούτου ο αναγνώστης παραπέμπεται στη σχετική βιβλιογραφία, όπως π.χ. στην [87].



λείζερ το οποίο χρησιμοποιείται είναι συνήθως παλμικό και το διάφραγμα της μηχανής μένει ανοιχτό για δύο παλμούς του. Για ροές χαμηλών ταχυτήτων ενδέχεται να χρησιμοποιηθεί και συνεχές λέιζερ, σε συνδυασμό όμως με ένα μηχανικό ή οπτικοηλεκτρικό κλείστρο για την παραγωγή των παλμών. Αποτέλεσμα της όλης διαδικασίας είναι η διπλή απεικόνιση των θέσεων των σωματιδίων στο φιλμ της μηχανής κατά τη διάρκεια των παλμών του λέιζερ.

Κατά αντιστοιχία με τα όσα αναφέρθηκαν σε προηγούμενο χωρίο της εργασίας, το ποσοστό του φωτός το οποίο φτάνει στο φωτογραφικό φιλμ είναι αρκετά μικρό και αυτό γιατί:

- τα σωματίδια που χρησιμοποιούνται είναι πολύ μικρού μεγέθους και η συλλογή του σκεδαζόμενου φωτός γίνεται στην κάθετη κατεύθυνση ως προς το φύλλο φωτός, και
- η διάρκεια κάθε παλμού πρέπει να είναι πολύ μικρή, αφού το κάθε σωματίδιο πρέπει να απεικονίζεται ως ένα σημείο και όχι ως μια τροχιά στο φιλμ.

Αποτέλεσμα των παραπάνω αποτελεί η απαίτηση ενός ισχυρού λέιζερ και ενός αρκετά ευαίσθητου φιλμ με μεγάλη ανάλυση, ανάλογα βέβαια και με το μήκος κύματος του φωτός του λέιζερ. Το διάφραγμα της κάμερας είναι συνήθως τελείως ανοικτό και σε πολλές εφαρμογές συνίσταται η χρησιμοποίηση του μεγεθυντικού φακού Macro. Μεγάλη προσοχή επίσης δίνεται στην εστίαση της κάμερας, αφού το φύλλο φωτός έχει πολύ μικρό πάχος.

Σημειώνεται πως η διαδικασία των ρυθμίσεων της φωτογραφικής μεθόδου είναι επίπονη και χρονοβόρα, καθότι τα αποτελέσματα αυτής μπορούν να εκτιμηθούν μόνο μέσα από την πρακτική εφαρμογή τους και την εμφάνιση του φιλμ, γεγονός που αποτελεί και το βασικότερο μειονέκτημα της μεθόδου.

**(B) Μέθοδος Βίντεο:** Στη μέθοδο αυτή χρησιμοποιείται βιντεοκάμερα για τη λήψη των εικόνων η οποία τοποθετείται κάθετα στην υπό μελέτη ροή, όπως άλλωστε και στην προηγούμενη μέθοδο. Οι βιντεοκάμερες που χρησιμοποιούνται είναι είτε απλές είτε κάμερες CCD. Οι τελευταίες αναλύονται εκτενώς στην παράγραφο που ακολουθεί. Τονίζεται ωστόσο, πως λόγω των εμφανών πλεονεκτημάτων που παρουσιάζουν και των διευκολύνσεων που προσφέρουν μέσω της απευθείας σύνδεσης τους με τους Η/Υ, έχουν πλέον καθιερωθεί ως η πρώτη επιλογή στις σημερινές αναλύσεις PIV.

Όσον αφορά τώρα στα λέιζερ αυτά είναι συνήθως συνεχή. Ενδέχεται βέβαια και η χρήση παλμικών λέιζερ εάν η καταγραφή γίνει σε Η/Υ, οπότε και χρησιμοποιείται κάμερα CCD, η οποία όμως λειτουργεί σαν μία φωτογραφική μηχανή και οι ρυθμίσεις πλέον είναι ίδιες με εκείνες της φωτογραφικής μεθόδου. Αυτή είναι άλλωστε και η περίπτωση που είχαμε στα πειράματα που θα εξετάσουμε στο πειραματικό μέρος.

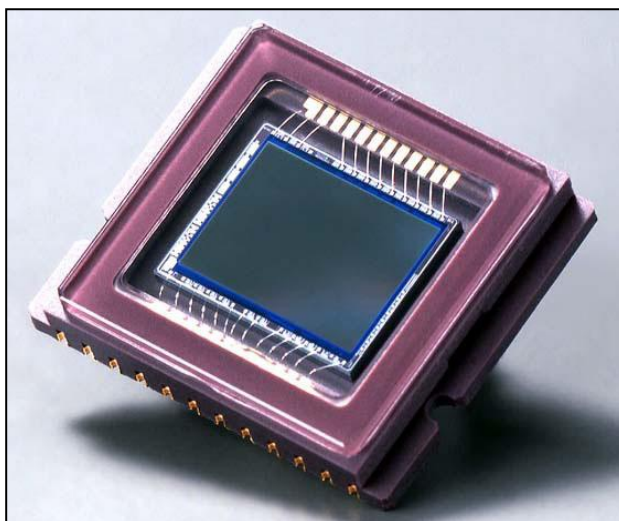
Η μέθοδος παρουσιάζει αρκετά πλεονεκτήματα. Ενδεικτικά αναφέρονται:

- Η απευθείας λήψη των εικόνων της ροής και οι άμεσες ρυθμίσεις της κάμερα και της ροή σε πολύ λιγότερο χρόνο.
- Η απευθείας καταγραφή των εικόνων σε ψηφιακή μορφή, με αποτέλεσμα την άμεση επεξεργασία και βελτίωση της ποιότητας τους (ομαλοποίηση).

Κύριο μειονέκτημα της μεθόδου αποτελεί η χαμηλή ανάλυση των εικόνων που λαμβάνονται έναντι των αντίστοιχων με χρήση της φωτογραφικής μηχανής. Παρόλα αυτά η διαρκής ανάπτυξη της τεχνολογίας και των τεχνικών καταγραφής βίντεο τείνουν να εξαλείψουν τελείως την αδυναμία αυτή της μεθόδου.

### 1.3.3.3 Συσκευές Συζευγμένου Φορτίου

Οι ηλεκτρονικοί ανιχνευτές της διάταξης του συζευγμένου φορτίου CCD (Charge Coupled Device) αφορούν σε έναν καταχωρητή ολίσθησης που τοποθετείται μέσα στη συσκευή του καταγραφικού μέσου. Πρόκειται για μια πολύ μικρή πλάκα (βλ. σχήμα 1.10) πάνω στην οποία βρίσκονται διατεταγμένα έως και μερικά εκατομμύρια στοιχεία ενός ημιαγωγίου φωτοευαίσθητου υλικού (συστοιχίες πυκνωτών<sup>34</sup> που λειτουργούν ως φωτοευαίσθητα pixels), συνήθως πυριτίου και χρησιμεύει στη λήψη ειδώλων φωτογραφιών και βίντεο. Τα εικονοστοιχεία αυτά ενεργούν με τρόπο αντίστροφο από εκείνα που βρίσκονται στην οθόνη ελέγχου ενός υπολογιστή: αντί της εκπομπής του φωτός, τα pixels CCD καταχωρούν την ένταση του. Συγκεκριμένα όταν ο ανιχνευτής εκτίθεται σε μια φωτεινή πηγή, καθένα από αυτά τα εικονοστοιχεία απελευθερώνει ηλεκτρικά φορτία (ηλεκτρόνια) κατά αναλογία των φωτονίων που προσπίπτουν σε κάθε ένα από αυτά. Μετά την έκθεση στο φως, ο αριθμός των συγκεντρωμένων ηλεκτρονίων στο κάθε εικονοστοιχείο καθορίζει τη ψηφιακή φωτεινότητα του αντίστοιχου σημείου πάνω στην οθόνη του υπολογιστή με τον οποίο είναι συνδεδεμένος ο ανιχνευτής CCD. Έτσι ψηφιοποιείται και επαναβαθμονομείται το πραγματικό επίπεδο του καταγεγραμμένου πεδίου. Τελικά, η φωτογραφημένη εικόνα ανασυντίθεται σημείο προς σημείο στην οθόνη.



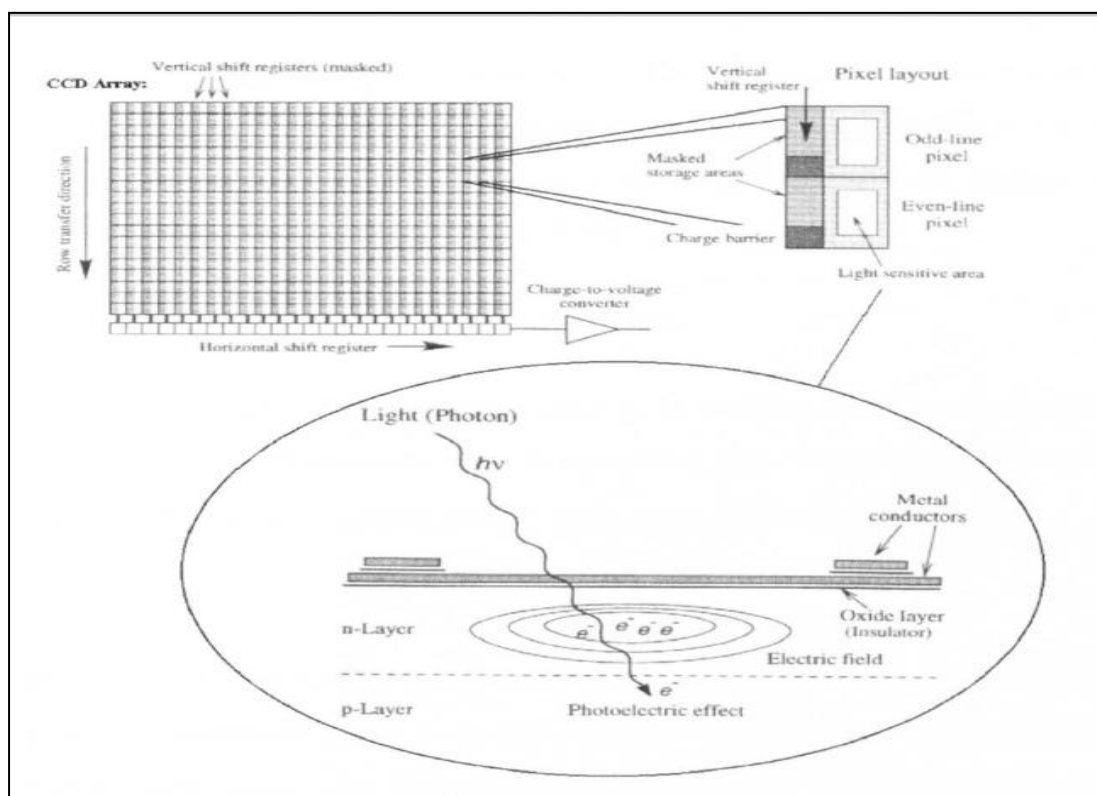
**Σχήμα 1.10:** Ανιχνευτής CCD.

Οι συστοιχίες CCD είναι σε γενικές γραμμές ανθεκτικές στην προσπίπτουσα ακτινοβολία, ωστόσο επηρεάζονται αρκετά από πολύ υψηλά επίπεδα έντασης κατά την έκθεσή τους στο φως. Το τελευταίο μπορεί να οδηγήσει σε πλεονασμό ηλεκτρονίων ενός εικονοστοιχείου (φαινόμενο blooming) σε σχέση με το παρακείμενο του, κάνοντας τεχνητά να φαίνεται σαν το παρακείμενο pixel να έχει ανιχνεύσει κάποια ακτινοβολία. Η υψηλή έκθεση μπορεί επίσης να «κάψει» τον αισθητήρα CCD με αποτέλεσμα τη δημιουργία κενών εικονοστοιχείων στις αντίστοιχες σειρές και τη μείωση της ποιότητας των δεδομένων που καταγράφεται. Επομένως πρέπει να λαμβάνεται ιδιαίτερη προσοχή για την αποφυγή εκλογής μη απαραίτητων ρυθμίσεων που σχετίζονται με υψηλές εντάσεις των λέιζερ.

Συνήθως οι συσκευές CCD διαθέτουν τη δυνατότητα της μεταφοράς των δεδομένων μεταξύ των συστοιχιών τους (inter-line transfer CCD), η οποία παρέχει μια γρήγορη μορφή κίνησης των στοιχείων της εικόνας (βλ. σχήμα 1.11), ενώ παράλληλα επιτρέπει τα απαραίτητα σύντομα χρονικά διαστήματα μεταξύ των διαχωρισμών των παλμών. Πιο αναλυτικά κατά το φωτισμό του πρώτου καρέ, έστω  $A$ , οι «ενεργές» φωτοευαίσθητες συστοιχίες CCD χρησιμοποιούνται για τη σύλληψη της εικόνας. Μεταξύ των φωτισμών, τα δεδομένα που καταγράφονται, μεταφέρονται στις διπλανές στήλες καθιστώντας την ενεργό

<sup>34</sup> Κάθε πυκνωτής δίνει μία τάση που κυμαίνεται από 0Volts έως 1Volt ή από μαύρο χρώμα σε λευκό που αντιπροσωπεύει τη φωτεινότητα του συγκεκριμένου pixel.

στήλη έτοιμη για τη λήψη του επόμενου καρέ, έστω Β. Ταυτόχρονα τα δεδομένα που βρίσκονται στην «παθητική» στήλη μεταφέρονται στον υπολογιστή με τη χρήση μιας ειδικής κάρτας (PCI Frame-Grabber card), ενώ η ενεργός στήλη συλλέγει την τρέχουσα φωτισμένη εικόνα. Η άμεση σύνδεση του καταγραφικού μέσου με Η/Υ μέσω αυτών των καρτών αποτελεί ένα πολύ μεγάλο πλεονέκτημα σε σχέση με την απλή μέθοδο βίντεο, καθώς οι λαμβανόμενες εικόνες ψηφιοποιούνται και αποθηκεύονται άμεσα. Επίσης η χρήση τέτοιων καμερών δίνει καλύτερη ποιότητα εικόνας από ότι η χρήση κοινών. Έτσι, στην περίπτωση της μεθόδου του βίντεο CCD, η βιντεοκάμερα καταγράφει με μία έκθεση ένα διπλό καρέ, όπως απαιτείται και στον αλγόριθμο της ετεροσυσχέτισης. Επειδή η μετακίνηση των ενεργών στοιχείων της εικόνας στις παρακείμενες παθητικές κρίνεται πολύ αποδοτική, η κάμερα CCD μπορεί να λειτουργεί σε γρήγορο ρυθμό και σε απόλυτη συμφωνία με τη διπλή κεφαλή του παλλόμενου λέιζερ, επιτρέποντας παράλληλα τους πολύ σύντομους χρόνους μεταξύ των διαχωρισμών των παλμών σε κάθε ζευγάρι καρέ που καταγράφεται.



**Σχήμα 1.11:** Σχηματική απεικόνιση του τρόπου λειτουργίας του CCD.

Τα πλεονεκτήματα του CCD σε σχέση με τις απλές φωτογραφικές πλάκες είναι τα εξής:

- Μεγαλύτερη ευαισθησία: καταφέρνουν να συλλαμβάνουν σχεδόν το 60% των φωτονίων που πέφτουν πάνω τους, έναντι μόνο 5% των πλακών, πράγμα το οποίο σημαίνει πως απαιτείται αισθητά λιγότερος χρόνος για την πόζα.
- Δυνατότητα ψηφιακής επεξεργασίας των φωτογραφιών: η κεφαλή που περιέχει τον αισθητήρα είναι φτιαγμένη με τέτοιο τρόπο, ώστε να φιλοξενείται στη θέση του φακού του τηλεσκοπίου.

Πρέπει να σημειωθεί πως στα σύγχρονα συστήματα PIV, ο ρυθμός μεταφοράς των δεδομένων μιας εικόνας (data transfer image rate) είναι που περιορίζει συνήθως τη χρονική ανάλυση του συστήματος. Κάθε 8-bit διπλή εικόνα (καρέ) καταλαμβάνει περίπου 4Mbytes της RAM -που βέβαια συμπιέζεται σημαντικά όταν αποθηκεύεται στο σκληρό δίσκο- και αν και οι φωτογραφικές μηχανές και τα λέιζερ που χρησιμοποιούνται λειτουργούν ακόμα και σε υψηλότερες συχνότητες των 15Hz, η δυσχέρεια εμφανίζεται στον τρόπο μεταφοράς των δεδομένων στη μνήμη του υπολογιστή. Προκειμένου να ξεπεραστεί αυτό το πρόβλημα στα συστήματα PIV υψηλής ταχύτητας, της τάξεως ακόμη και των kHz, οι φωτογραφικές μηχανές και οι ειδικές κάρτες frame grabbers που αναφέρθηκαν παραπάνω, έχουν αναπτυχθεί έτσι ώστε να περιλαμβάνουν δική τους μνήμη. Μέχρι τώρα η μέθοδος αυτή έχει εφαρμοστεί επιτυχώς, όπως αναφέρεται π.χ. στην [92].

#### 1.3.3.4 Σημαντικές Παράμετροι Καταγραφής

Η ακριβής καταγραφή του πεδίου της ροής απαιτεί την προσεκτική επιλογή του φακού του καταγραφικού μέσου. Επιπλέον η επιλογή του μεγέθους των περιοχών διερεύνησης, της απόστασης του φακού από το αντικείμενο, δηλαδή του οπτικού πεδίου καταγραφής, του βάθους του πεδίου και του αριθμού  $f^{\#}$  της κάμερας αποτελούν μερικές από τις σημαντικότερες παραμέτρους καταγραφής.

**(Α) Μέγεθος Περιοχών Διερεύνησης:** Όπως έχει ήδη αναφερθεί, κατά τη ψηφιακή επεξεργασία των εικόνων, κάθε εικόνα χωρίζεται σε μικρότερες υποπεριοχές οι οποίες ονομάζονται περιοχές ενδιαφέροντος ή διερεύνησης (interrogation areas). Επιλέγεται συνήθως οι περιοχές αυτές να είναι ορθογωνικού ή ακόμα και τετραγωνικού σχήματος για απλούστευση της διαδικασίας. Το μέγεθός τους εξαρτάται κυρίως από την ποιότητα της εικόνας, τη συγκέντρωση των σωματιδίων και τη χωρική ανάλυση που θέλουμε να επιτύχουμε.

Κατά την ανάλυση των εικόνων και για κάθε περιοχή διερεύνησης προκύπτει ένα διάγραμμα μετατόπισης το οποίο αποτελεί το μέσο όρο όλων των μετατοπίσεων της υπό μελέτη περιοχής. Συνεπώς στις μη-μόνιμες και τυρβώδεις ροές όπου επιθυμείται υψηλή χωρική ανάλυση λόγω των έντονων μεταβολών των ταχυτήτων, η διάσταση των περιοχών διερεύνησης είναι αρκετά μικρή προκειμένου να υπολογιστούν περισσότερα διανύσματα κατά την ανάλυση της εικόνας. Σημειώνεται βέβαια πως λόγω των στατιστικών περιορισμών των μεθόδων επεξεργασίας, υπάρχει κάποιο όριο στο μέγεθος των περιοχών διερεύνησης.

Μία άλλη σημαντική παράμετρος εκλογής του μεγέθους των περιοχών διερεύνησης αποτελεί ο αριθμός των ζευγών των σωματιδίων που επιθυμείται σε κάθε περιοχή διερεύνησης. Μάλιστα όσο πιο πολλά, τόσο υψηλότερης τάξεως θα είναι και η στατιστική συσχέτιση τους. Έχει αποδειχθεί ότι απαιτούνται περισσότερα από δύο ζεύγη σωματιδίων και πιο συγκεκριμένα τουλάχιστον δέκα σε κάθε περιοχή διπλής εικόνας ή αντίστοιχα από δέκα σωματίδια σε κάθε περιοχή αντίστοιχων περιοχών απλών εικόνων.

Επίσης έχει αποδειχθεί πως η βέλτιστη διάμετρος της απεικόνισης των σωματιδίων είναι 2 εικονοστοιχεία (για φυσικό μέγεθος CCD εικονοστοιχείου 9μm). Εάν επομένως επιτευχθούν τέτοιες τιμές στις απεικονίσεις των σωματιδίων, τότε μπορούμε να έχουμε μεγαλύτερη συγκέντρωση σωματιδίων και κατά συνέπεια επεξεργασία της ροής σε μικρότερες περιοχές ενδιαφέροντος, αφού θα περιέχονται περισσότερα σωματίδια σε κάθε περιοχή. Το ίδιο συμβαίνει και στις περιπτώσεις που η εικόνα διακρίνεται για την καλή της ποιότητα.

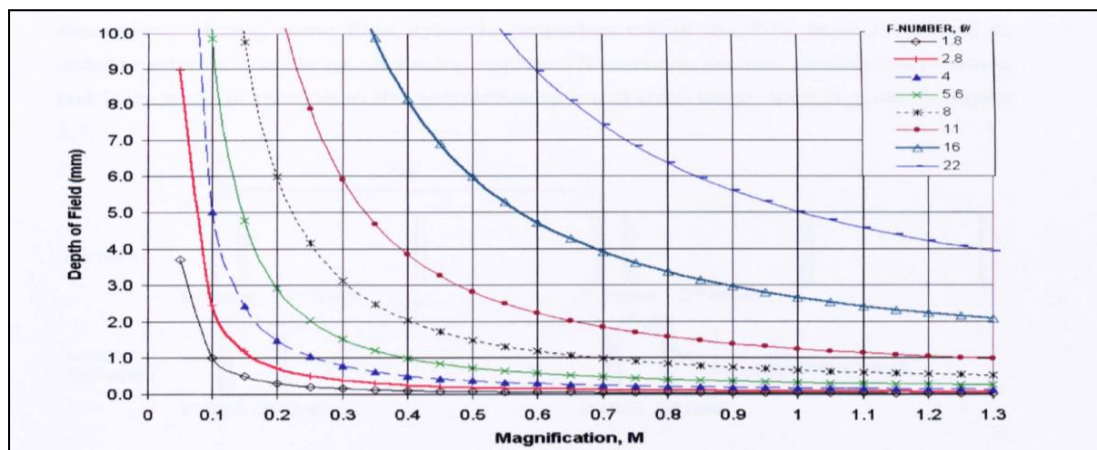
**(B) Απόσταση Φακού από το Σύστημα Καταγραφής και Μέγεθος Οπτικού Πεδίου:**

Είναι προφανές πως στην περίπτωση που το οπτικό πεδίο είναι πολύ μεγάλο και κατ' επέκταση ο παράγοντας μεγέθυνσης αρκετά μικρός, τότε και το μέγεθος του ειδώλου των σωματιδίων θα είναι πολύ μικρό. Αυτό επιβάλλει το διαχωρισμό του οπτικού πεδίου σε μικρότερες περιοχές ενδιαφέροντος για τη σύλληψη και την ανάλυση των καταγεγραμμένων εικόνων. Ωστόσο αυτή η λύση πρέπει να εφαρμόζεται με προσοχή και να λαμβάνονται υπόψιν οι παράμετροι απόκρισης των σωματιδίων. Η εικόνα ενός σωματιδίου μπορεί να αυξηθεί τεχνητά με ελαφρά απόκλιση της εστίασης (defocus) της εικόνας, κάτι όμως το οποίο μπορεί να προκαλέσει θόλωση στην εικόνα του σωματιδίου (blurring) και προτείνεται μόνο σε περιπτώσεις όπου οι υπόλοιπες εναλλακτικές έχουν εξεταστεί.

**(Γ) Βάθος Πεδίου και Αριθμός  $f^\#$ :** Μια ακόμη εσωτερική αλληλεξάρτηση των παραμέτρων που προαναφέρθηκαν, εμφανίζεται και με το ονομαζόμενο βάθος του πεδίου. Πρόκειται για το οπτικό εύρος πέρα από το οποίο η εικόνα παραμένει σε εστίαση, με άλλα λόγια για το εστιακό βάθος του πεδίου. Όλα τα σωματίδια παραμένουν στην εστίαση όταν το πάχος του φύλλου φωτός είναι μικρότερο από το εστιακό βάθος. Έτσι η συνήθης πρακτική είναι να επιλέγεται ένα βάθος πεδίου ελαφρώς μεγαλύτερο από το πάχος του φύλλου φωτός (Adrian, 1991 [69]). Ωστόσο όσο μεγαλύτερο είναι το βάθος του πεδίου, τόσο πιο έντονα το καταγραφικό μέσο απεικονίζει είδωλα σωματιδίων που βρίσκονται σε παράλληλα επίπεδα του φύλλου φωτός, με αποτέλεσμα η μέθοδος συσχέτισης αργότερα να μη δίνει ικανοποιητικά αποτελέσματα. Το βάθος του πεδίου,  $\delta z$ , δίνεται από την ακόλουθη σχέση [40]:

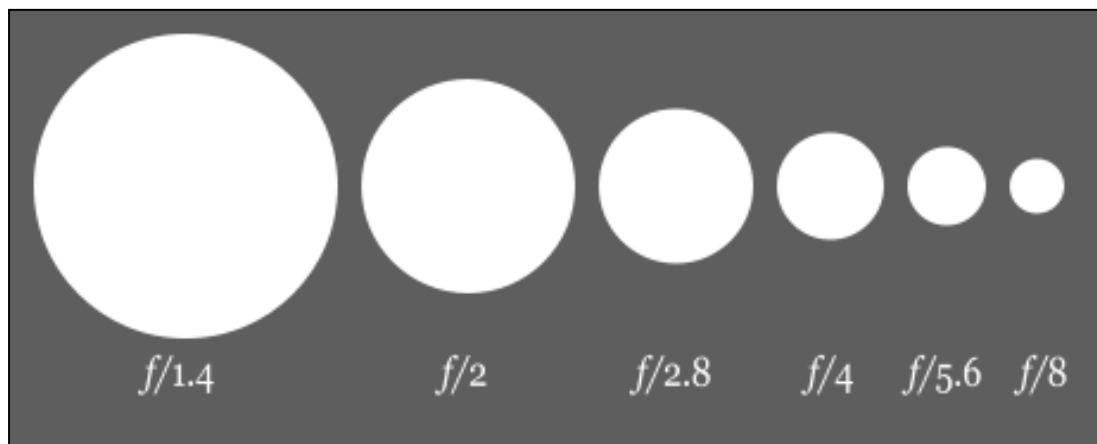
$$\delta z = 4 \cdot (1 + M^{-1})^2 \cdot (f^\#)^2 \cdot \lambda. \quad [1.16]$$

Από την παραπάνω εξίσωση φαίνεται πως για σταθερό συντελεστή μεγέθυνσης  $M$ , το βάθος του πεδίου αυξάνει όταν το διάφραγμα της μηχανής είναι κλειστό, δηλαδή όσο το  $f^\#$  αυξάνει. Το συμπέρασμα αυτό προκύπτει εύκολα και από το παρακάτω διάγραμμα στο οποίο οι καμπύλες αντιπροσωπεύουν τιμές σταθερού αριθμού  $f^\#$ . Επίσης έχει θεωρηθεί πράσινη ακτίνα λέιζερ μήκος κύματος  $\lambda = 503nm$ , όπως και αυτή που χρησιμοποιήθηκε στα πειράματα που πραγματοποιήθηκαν στο πλαίσιο της παρούσας εργασίας.



**Σχήμα 1.12:** Διάγραμμα μεταβολής του συντελεστή μεγέθυνσης συναρτήσει του βάθους του πεδίου για σταθερά  $f^\#$ .

Πρακτικά επομένως στις εφαρμογές PIV οι τιμές του αριθμού  $f^{\#}$  κυμαίνεται μεταξύ του 2,8 και 5,6 (γύρω από την τιμή 4), δεδομένου ότι το πάχος του φύλλου φωτός ρυθμίζεται συνήθως σε 1mm και ο συντελεστής μεγέθυνσης κοντά στην τιμή 0,2. Αξίζει επίσης να σημειωθεί πως λόγω του γεγονότος ότι το φαινόμενο της περίθλασης περιορίζει τη χωρική ανάλυση των απεικονίσεων των σωματιδίων, προτιμώνται μικροί αριθμοί  $f^{\#}$ , δηλαδή αρκετά ανοικτό διάφραγμα της μηχανής. Για καλύτερη οπτική κατανόηση του αριθμού  $f^{\#}$  παρατίθεται το ακόλουθο σχήμα.



**Σχήμα 1.13:** Διάγραμμα μειούμενου διαφράγματος, δηλαδή αυξανόμενου αριθμού  $f^{\#}$ . Κάθε διάφραγμα διαθέτει τη μισή περιοχή συγκέντρωσης φωτός από το προηγούμενο.

Συνοψίζοντας, οι ρυθμίσεις καταγραφής καθορίζονται από ένα μεγάλο αριθμό εξαρτώμενων μεταξύ τους παραμέτρων. Αν και οι μαθηματικές σχέσεις και διατυπώσεις που προκύπτουν από τη θεωρία μπορούν να χρησιμοποιηθούν για να προβλέψουν τις βέλτιστες ρυθμίσεις, συχνά η δοκιμή και ο προσδιορισμός των σφαλμάτων κρίνονται αναγκαία για την τελική βελτιστοποίηση της διαμόρφωσης της διάταξης του καταγραφικού μέσου.

### 1.3.3.5 Επιλογή Κατάλληλου Καταγραφικού Μέσου

Ο Adrian (1988) [70] προτείνει δύο ποσότητες για τον καθορισμό των δυνατοτήτων του καταγραφικού μέσου ενός συστήματος PIV, τη *Δυναμική Αναλογία της Ταχύτητας* (ή *Dynamic Velocity Ratio, DVR*) και τη *Δυναμική Χωρική Αναλογία* (ή *Dynamic Spatial Ratio, DSR*).

Το DVR ορίζεται ως η αναλογία της μέγιστης προς την ελάχιστη αναλύσιμη ταχύτητα (Resolvable velocity) και δίνεται από τη σχέση:

$$DVR = \frac{u_{\max}}{\sigma_u} = \frac{M \cdot \Delta x_{\max}}{c_{\tau} \cdot d_{\tau}}, \quad [1.17]$$

όπου:

- $\Delta x_{\max}$ : η μέγιστη μετατόπιση των σωματιδίων,
- $c_{\tau}$ : μία σταθερά που περιγράφει την ικανότητα προσδιορισμού του κέντρου βάρους ενός σωματιδίου. Τυπικά λαμβάνει τιμές που κυμαίνονται από 1% έως 10% και
- $d_{\tau}$ : η μέση διάμετρος της εικόνας των σωματιδίων.

Η Δυναμική Χωρική Αναλογία DSR εκφράζεται ως ο λόγος της μεγαλύτερης προς τη μικρότερη κλίμακα μήκους παρατήρησης:

$$DSR = \frac{L_x / M}{\Delta x_{\max}}, \quad [1.18]$$

όπου:

- $L_x$  : είναι μία από τις διαστάσεις που καθορίζουν τη μορφή του μέσου καταγραφής.

Το γινόμενο των δύο αυτών λόγων (βλ. σχέση [1.19]) αποτελεί ένα σημείο αναφοράς ως προς το οποίο πραγματοποιούνται συγκρίσεις μεταξύ διαφόρων καταγραφικών μέσων για την επιλογή του καταλληλότερου, ανάλογα με τις συνθήκες διεξαγωγής του εκάστοτε πειράματος PIV. Τυπικές τιμές τέτοιων σημείων αναφοράς δίνονται στον πίνακα<sup>35</sup> 1.3 για διάφορα μέσα καταγραφής και τεχνικές επεξεργασίας.

$$(DSR) \cdot (DVR) = \frac{L_x}{c_\tau \cdot d_\tau}. \quad [1.19]$$

Σύστημα Καταγραφής	Αυτοσυσχέτιση			Ετεροσυσχέτιση		
	DVR	DSR	DVR×SDR	DVR	DSR	DVR×DSR
768×576 pixels	7,27	48	349	80	48	3.840
1000×1000 pixels	7,27	62,5	454	80	62,5	5.000
35mm film, 100lines/mm	7,27	218,75	1590	80	218,75	17.500

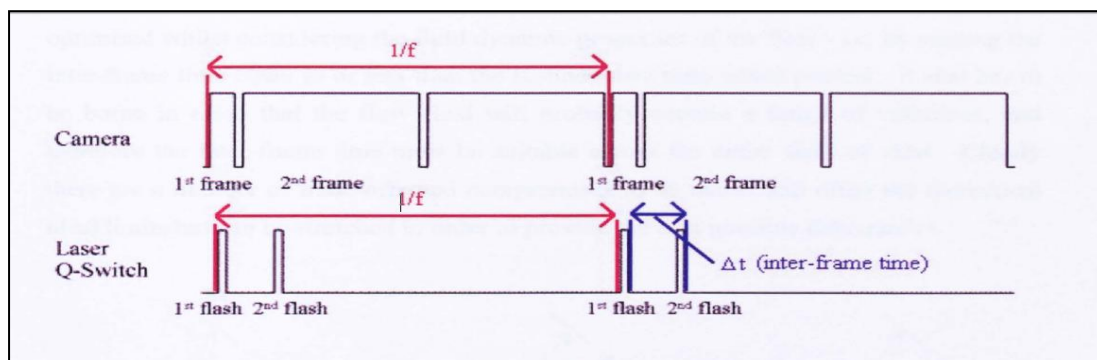
Πίνακας 1.3: Τυπικές τιμές DVR και DSR για διάφορα μέσα καταγραφής.

### 1.3.4 Χρονικές Παράμετροι Καταγραφής

Στη μέθοδο PIV υπάρχουν δύο κύριες παράμετροι χρονισμού που ρυθμίζονται από τον πειραματιστή: ο ρυθμός καταγραφής των δεδομένων (data acquisition rate), που καθορίζει τη χρονική ανάλυση της ροής και ο διαχωρισμός των παλμών ή χρόνος μεταξύ των λήψεων (pulse separation ή inter-frame time). Ο τελευταίος αποτελεί το χρόνο μεταξύ δύο παλμών του λέιζερ αν πρόκειται για τη φωτογραφική μέθοδο ή μεταξύ των καρτέ που θα επιλεγούν για συσχέτιση εάν πρόκειται για χρήση βίντεο. Ο μέγιστος ρυθμός καταγραφής δεδομένων καθορίζεται από τον επαναληπτικό ρυθμό των παλμών του λέιζερ και της κάμερας, δηλαδή της συχνότητας του προφίλ τους, η οποία φυσικά είναι ως γνωστόν ίση με τον αντίστροφο της περιόδου δειγματοληψίας ( $=1/\Delta T$ ). Αυτό είναι ένα πολύ σημαντικό στοιχείο και πρέπει πάντα να λαμβάνεται υπόψιν από τον πειραματιστή κατά τη μελέτη της κίνησης του ρευστού μεταξύ των διαδοχικών στιγμιαίων μετρήσεων.

<sup>35</sup> Σημειώνεται πως οι υπολογισμοί κάτω από τη στήλη της αυτοσυσχέτισης, υποθέτουν πως οι αναλύσιμες κατά ζεύγος εκθέσεις δεν μπορούν να επικαλυφθούν. Επίσης η διάμετρος των σωματιδίων λαμβάνεται 2 pixels και το κέντρο βάρους βρίσκεται στο 1/10 της διαμέτρου.

Ο διαχωρισμός των παλμών καθορίζεται από το χρήστη και αποτελεί μία εξαιρετικά σημαντική ρύθμιση του πειράματος. Η ταχύτητα του ρευστού υπολογίζεται από την καταγεγραμμένη μετατόπιση των τροχιοδεικτικών σωματιδίων μέσα σε γνωστό χρονικό διάστημα (time separation). Συνεπώς, ορισμένες δυναμικές ιδιότητες της ροής μέσα στο οπτικό πεδίο του καταγραφικού μέσου πρέπει να είναι γνωστές για την εκλογή ενός κατάλληλου  $\Delta t$ .



**Σχήμα 1.14:** Παράδειγμα απεικόνισης χρονικής ακολουθίας παλμών λέιζερ και κάμερας ενός συστήματος PIV, μαζί με τους χρόνους καταγραφής των δεδομένων και το διαχωρισμό των παλμών.

Ο αποκαλούμενος «Κανόνας του ενός Τετάρτου» ('One Quarter Rule') των Keane και Adrian (1990) [71] δηλώνει πως το μέγεθος των μετατοπίσεων κάθε ομάδας σωματιδίων,  $ds$ , μέσα σε κάθε περιοχή διερεύνησης πρέπει να είναι μικρότερο του ενός τετάρτου της διάστασης των κυψελίδων των περιοχών διερεύνησης (θεωρώντας τετραγωνικές περιοχές δηλαδή:  $\Delta X = \Delta Y$ ). Για παράδειγμα εάν το μέγεθος των περιοχών διερεύνησης είναι  $32 \times 32$  pixels, τότε το  $ds$  πρέπει να είναι μικρότερο από 8 pixels. Κατά συνέπεια, προκύπτει μία ακόμα εσωτερική εξάρτηση μεταξύ του συντελεστή μεγέθυνσης  $M$  και του διαχωρισμού των παλμών  $\Delta t$ .

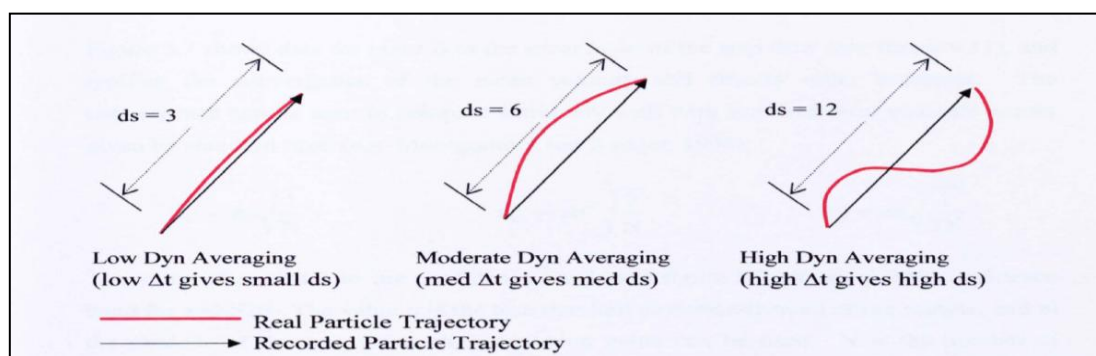
Αν και η μετατόπιση -εκφρασμένη σε εικονοστοιχεία- πρέπει να επιλεγεί έτσι ώστε να είναι μικρότερη του ενός τετάρτου του  $\Delta X$ , εντούτοις όσο μικρότερη είναι η μετατόπιση, τόσο μεγαλύτερο το σχετικό σφάλμα στη μετατόπιση που υπολογίζεται. Τούτο συμβαίνει επειδή η θέση των σωματιδίων μπορεί να καθοριστεί μέχρι κάποιο όριο πεπερασμένης ακρίβειας. Ως εκ τούτου, εάν η ακρίβεια κατά τη μέτρηση της θέσης υπολογίζεται με μια χαρακτηριστική ανοχή μικρότερης των  $\pm 0.1$  εικονοστοιχείων, η σχετική ακρίβεια της υπολογισμένης μετατόπισης, για μια μετατόπιση σωματιδίου 2 εικονοστοιχείων είναι  $\pm 5\%$ , ενώ για μια μετατόπιση 8 εικονοστοιχείων είναι  $\pm 1,25\%$ . Επομένως εμφανίζονται πλεονεκτήματα στη μεγιστοποίηση του  $\Delta t$  με στόχο τη μεγιστοποίηση του  $ds$  και κατ' επέκταση της ακρίβειας των υπολογισμών των μετατοπίσεων. Φυσικά δεν πρέπει και πάλι να ξεπερνιούνται τα όρια και να φτάνουμε στο άλλο άκρο, θέτοντας μεγάλο διαχωρισμό παλμών  $\Delta t$ , αφού σε αυτή την περίπτωση τα σωματίδια ενδέχεται να έχουν μετατοπιστεί τόσο πολύ, ώστε να έχουν ξεφύγει από την περιοχή διερεύνησης κατά τη δεύτερη απεικόνιση. Επομένως πέραν του μεγέθους της κυψελίδας της περιοχής ενδιαφέροντος, το  $\Delta t$  πρέπει να συσχετιστεί και με την ταχύτητα της ροής. Βασιζόμενοι δηλαδή σε αναμενόμενες τιμές των μέγιστων ταχυτήτων μέσα στο οπτικό πεδίο, το  $\Delta t$  πρέπει να επιλεγεί καταλλήλως για να δώσει αντίστοιχα και την κατάλληλη βέλτιστη μετατόπιση σε εικονοστοιχεία.

Η επίδραση του δυναμικού υπολογισμού του μέσου όρου (dynamic averaging) πρέπει επίσης να εξεταστεί. Αυτό αφορά το βαθμό στον οποίο η πραγματική κίνηση των σωματιδίων



υπολογίζεται κατά μέσο όρο σε σχέση με το χρόνο μεταξύ των καταγεγραμμένων μετατοπίσεων. Το φαινόμενο αυτό (βλ. σχήμα 1.15), δείχνει πως ο δυναμικός υπολογισμός του μέσου όρου θα οδηγήσει σε μειωμένα καταγεγραμμένα επίπεδα τύρβης, αφού η επίδραση του έχει ως αποτέλεσμα την ομαλοποίηση των καταγεγραμμένων μετατοπίσεων. Συνεπώς, όσον αφορά στο μέγεθος της κυψελίδας της περιοχής διερεύνησης, αυτό προσδιορίζεται από τη βελτιστοποίηση της μετατόπισης των σωματιδίων και ως εκ τούτου του διαχωρισμού των παλμών, καθώς επίσης και από την ταυτόχρονη βελτιστοποίηση των δυναμικών ιδιοτήτων της ροής. Πρέπει δηλαδή το χρονικό διάστημα του διαχωρισμού των παλμών να είναι ίσου ή μικρότερου μεγέθους με τις χρονικές κλίμακες Kolmogorov<sup>36</sup> που είναι παρούσες στη ροή.

Σημειώνεται ωστόσο πως το πεδίο της ροής πιθανώς να περιέχει ένα εύρος ταχυτήτων, και επομένως ο διαχωρισμός των παλμών να πρέπει να είναι κατάλληλος για ολόκληρο το οπτικό πεδίο. Στην πραγματικότητα βέβαια γίνονται διάφοροι συμβιβασμοί, και συχνά τα θεωρητικά ιδανικά όρια πρέπει να διευρύνονται προκειμένου να παρέχουν την καλύτερη δυνατή ποιότητα των δεδομένων.



**Σχήμα 1.15:** Απεικόνιση του δυναμικού υπολογισμού του μέσου όρου σε αυθαίρετη μετατόπιση ενός σωματιδίου.

Η ανωτέρω ανάλυση αφορούσε στην επίπεδη (δισδιάστατη) κίνηση, αδιαφορώντας για την κίνηση εκτός του επιπέδου μελέτης. Εάν όμως υπάρχει σημαντική κίνηση εκτός του επιπέδου μελέτης όπως για παράδειγμα συμβαίνει στις περιστροφικές ροές, η ακόλουθη εξίσωση πρέπει να χρησιμοποιηθεί για να καθορίσει ένα αποδεκτό όριο του μεγέθους της [40]:

$$\frac{W \cdot \Delta t}{\delta z} \leq 0,3. \quad [1.20]$$

Επομένως η κίνηση εκτός του επιπέδου μελέτης πρέπει να είναι μικρότερη από το 30% του πάχους του φύλλου φωτός. Αυτός ο περιορισμός στο διαχωρισμό των παλμών θα μπορούσε προφανώς να μειώσει το ποσό της επίπεδης κίνησης και να αυξήσει έτσι το σχετικό σφάλμα στη μέτρηση της μετατόπισης των σωματιδίων. Κάτι τέτοιο μπορεί να σημαίνει πως σε αυτές τις περιπτώσεις, ο επιπλέον παραπάνω περιορισμός σε ένα τρισδιάστατο στερεοσκοπικό σύστημα<sup>37</sup> PIV να δικαιολογείται.

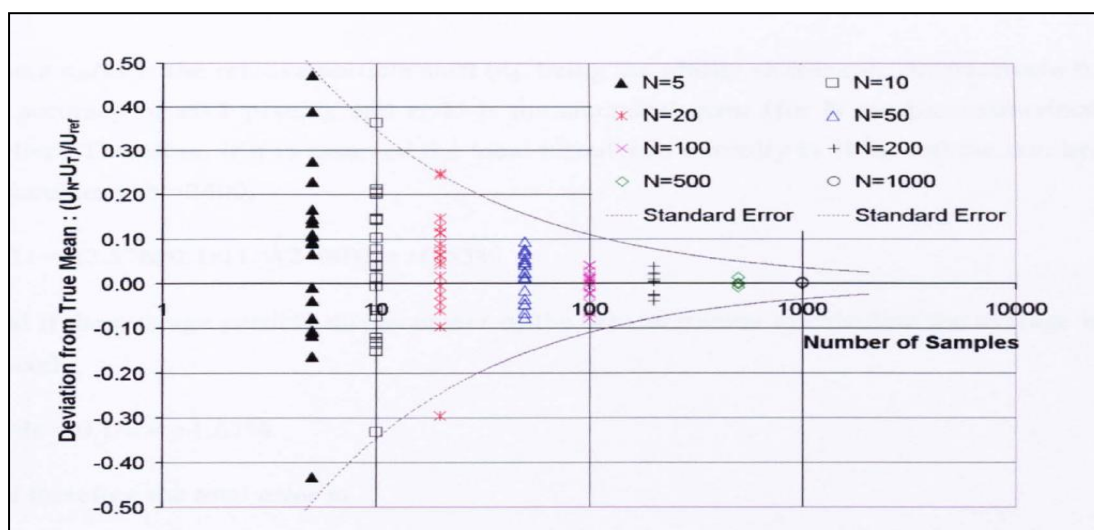
<sup>36</sup> Οι κλίμακες Kolmogorov είναι οι μικρότερες κλίμακες στις τυρβώδεις ροές. Συγκεκριμένα η χρονική κλίμακα ορίζεται ως:  $\tau_v = (\epsilon/\nu)^{0,5}$ , όπου  $\nu$ : είναι το κινηματικό ιξώδες και  $\epsilon$ : η ενεργειακή διάχυση (energy dissipation).

<sup>37</sup> Το στερεοσκοπικό PIV χρησιμοποιεί δύο κάμερες σε διαφορετικές οπτικές γωνίες εξέτασης για την εξαγωγή της μετατόπισης στον z-άξονα. Και οι δύο κάμερες πρέπει είναι στραμμένες στο ίδιο σημείο της ροής και να έχουν βαθμονομηθεί κατάλληλα για να εστιάζουν στο ίδιο σημείο.

### 1.3.5 Αριθμός Δειγματοληψίας - Στατιστική Ακρίβεια Μετρήσεων

Όπως σε όλες τις τεχνικές μετρήσεων, έτσι και στη μέθοδο PIV πρέπει να εξεταστεί η επίδραση του αριθμού δειγματοληψίας αναφορικά με τις πληροφορίες που εξάγονται από τα υπολογισμένα στατιστικά της ροής. Είναι αποδεκτό πως οι μέσες τιμές των υπολογισμένων μεγεθών σε ένα πείραμα συγκλίνουν με τη λήψη ενός αυξανόμενου αριθμού στατιστικώς ανεξάρτητων δειγμάτων, γι αυτό και είναι σημαντικό να αναγνωριστούν και να ποσοτικοποιηθούν τα σφάλματα κατά τους υπολογισμούς των στατιστικών στοιχείων.

Ακολούθως θα μελετήσουμε συγκεκριμένα μέσα από ένα σχετικό παράδειγμα τη σύγκλιση των μετρήσεων μίας ροής σε φυσική διάταξη «ανάποδου σκαλοπατιού» [44], όπως αυτή που εξετάζουμε στο παρόν σύγγραμμα. Το διάγραμμα που ακολουθεί παρουσιάζει στοιχεία<sup>38</sup> για ένα σημείο του διατμητικού στρώματος της ροής και μάλιστα ελαφρά πάνω από τη ζώνη της ανακυκλοφορίας. Πιο συγκεκριμένα απεικονίζει τη σύγκλιση της μέσης ταχύτητας του σημείου, για αυξανόμενο αριθμό στατιστικώς ανεξάρτητων δειγμάτων.



**Σχήμα 1.16:** Σύγκλιση στατιστικών δεδομένων PIV με αύξηση του αριθμού της δειγματοληψίας.

Αποδεικνύεται πως η σύγκλιση που παρατηρείται στο διάγραμμα αυτό ως προς τον αριθμό των δειγμάτων είναι μια εξαιρετικά πολύ καλή προσέγγιση των καμπύλων εκτίμησης τυποποιημένων σφαλμάτων που δίνονται σε τυποποιημένα κείμενα, όπως π.χ. στους Montgomery and Runger (1994) [93]:

$$\varepsilon_U = z \cdot \sigma \cdot \sqrt{\frac{1}{N}}, \quad \varepsilon_{uu} = z \cdot \sigma^2 \cdot \sqrt{\frac{2}{N}}, \quad \varepsilon_{u'} = z \cdot \sigma \cdot \sqrt{\frac{1}{2N}}. \quad [1.21]$$

όπου:

- $z$  : η τιμή της μεταβλητής αυτής σχετίζεται με τη ζώνη εμπιστοσύνης (confidence band) και
- $\sigma$  : η τυπική απόκλιση των μετρήσεων της μεταβλητής που εξετάζεται.

<sup>38</sup> Για περισσότερες πληροφορίες των μεγεθών του διαγράμματος και σχετικά με τη φυσική διάταξη και τις παραμέτρους του πειράματος που εξετάζεται, ο αναγνώστης παραπέμπεται στην βιβλιογραφία του Hollis (2004) [44].

## 1.4 Μέθοδος Ετεροσυσχέτισης Εικόνων

Όπως αναφέρθηκε σε προηγούμενη παράγραφο του κεφαλαίου, οι μέθοδοι κατά το στάδιο της επεξεργασίας διαφέρουν αισθητά, καθότι παρουσιάζονται σημαντικές διαφοροποιήσεις ανάλογα με το χρησιμοποιούμενο εμπορικό λογισμικό PIV. Στις μέρες μας ωστόσο, έχει καθιερωθεί η μέθοδος της ετεροσυσχέτισης (Cross Correlation) στα περισσότερα λογισμικά, η οποία αποτελεί και τη μέθοδο που εφαρμόστηκε στην ανάλυση της παρούσας μελέτης. Αυτός είναι και ο λόγος της παρουσίας της στο σημείο αυτό, έτσι ώστε να καταστούν κατανοητές οι βασικές της έννοιες και κατ' επέκταση οι εφαρμογές της στο πειραματικό μέρος της εργασίας.

Παρά το γεγονός του ότι οι τεχνικές PIV εξακολουθούν να εξελίσσονται με σημαντικό ρυθμό και να κυκλοφορούν διάφορα λογισμικά ετεροσυσχέτισης PIV στο εμπόριο, οι βασικές αρχές της μεθόδου αυτής έχουν καθιερωθεί, έχοντας αναπτυχθεί παραπάνω από δύο δεκαετίες. Ως εκ τούτου, ο αναγνώστης θα ανακαλύψει πως οι μαθηματικές περιγραφές στην παράγραφο αυτή παρέχονται στο απαιτούμενο επίπεδο για την πλήρη κατανόηση του τρόπου λειτουργίας της μεθόδου ετεροσυσχέτισης PIV<sup>39</sup>.

Αρχικά τονίζεται πως η ψηφιακή μέθοδος της ετεροσυσχέτισης πλεονεκτεί έναντι της αντίστοιχης της αυτοσυσχέτισης, αλλά φυσικά και της μεθόδου των κροσσών του Young<sup>40</sup>. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι οι τελευταίες παρουσιάζουν κάποια σημαντικά μειονεκτήματα έναντι της μεθόδου της ετεροσυσχέτισης. Το χαρακτηριστικότερο παράδειγμα αποτελεί η ασάφεια της κατεύθυνσης της ταχύτητας (directional ambiguity), αφού οι μέθοδοι αυτοί υπολογίζουν μόνο το μέτρο του διανύσματος της ταχύτητας από τη μετατόπιση των σωματιδίων, αλλά όχι τη φορά. Αυτό σημαίνει πως πρέπει να εφαρμοστούν περαιτέρω μέθοδοι ανάλυσης για τον πλήρη προσδιορισμό του διανύσματος της ταχύτητας σε κάθε περιοχή διερεύνησης.

Μία ακόμα σημαντική διαφορά της από τις άλλες μεθόδους είναι πως δεν εφαρμόζεται σε διπλές εικόνες αλλά σε ξεχωριστά καρέ που απεικονίζουν το πεδίο της ροής σε δύο διαφορετικές χρονικές στιγμές, γνωστής χρονικής απόστασης  $dt$ . Πιο αναλυτικά, αν η πρώτη προς ανάλυση εικόνα του πεδίου της ροής αντιστοιχεί σε κάποια χρονική στιγμή  $t$ , τότε η δεύτερη εικόνα θα αντιστοιχεί σε  $t + dt$ . Σε κάθε περιοχή διερεύνησης της πρώτης αντιστοιχεί και μία περιοχή διερεύνησης της δεύτερης, έτσι ώστε οι περιοχές αυτές να βρίσκονται σε αντίστοιχες θέσεις των δύο εικόνων (βλ. σχήμα 1.17). Ουσιαστικά δηλαδή, η δεύτερη περιοχή διερεύνησης περιέχει το σύνολο των σωματιδίων της πρώτης μετατοπισμένο κατά το διάστημα  $\Delta s$  το οποίο αντιστοιχεί στο χρόνο  $\Delta t$ .

Η μέθοδος της ετεροσυσχέτισης είναι μια στατιστική μέθοδος η οποία συγκρίνει και συσχετίζει τις εικόνες βάσει της συνάρτησης της ετεροσυσχέτισης. Η συνάρτηση αυτή, έστω  $\phi(\tau_x, \tau_y)$  δίνεται από τον τύπο:

$$\phi(\tau_x, \tau_y) = \iint I(x, y) \cdot I'(x + \tau_x, y + \tau_y) \cdot dx dy . \quad [1.22]$$

<sup>39</sup> Οι πλήρεις μαθηματικές διατυπώσεις και αποδείξεις κάθε περίπλοκου αλγορίθμου δεν συμπεριλαμβάνονται καθότι ξεπερνούν τους σκοπούς του συγγράμματος και κρίνονται περιττοί για την κατανόηση των εννοιών που παρουσιάζονται.

<sup>40</sup> Οι βασικές αρχές της μεθόδου των κροσσών του Young περιγράφονται §1.1.2 «Μέθοδος Speckle Photography: Απαρχή της Μεθόδου Particle Image Velocimetry».

όπου  $I(x, y)$  και  $I'(x, y)$  οι συναρτήσεις φωτεινότητας των δύο εικόνων. Εφαρμόζοντας επομένως την παραπάνω συνάρτηση για κάθε ζεύγος περιοχών διερεύνησης προκύπτει και ένα διάνυσμα μετατόπισης· γνωρίζοντας και το διάστημα που μεσολαβεί μεταξύ της λήψης των δύο εικόνων  $dt$  υπολογίζεται και το διάνυσμα της ταχύτητας. Τελικά επεξεργάζοντας όλα τα ζεύγη καλύπτεται όλο το πεδίο της ροής.

Η συνάρτηση της ετεροσυσχέτισης παρουσιάζει ένα μέγιστο, σε αντίθεση με τη συνάρτηση της αυτοσυσχέτισης που παρουσιάζει τρία (βλ. σχήμα 1.18). Η θέση του μεγίστου αντιστοιχεί στο μέτρο και τη φορά της μέσης στατιστικής μετατόπισης των σωματιδίων. Το ύψος της κορυφής αυτής υποδηλώνει την ποιότητα της συσχέτισης, ενώ συγκριτικά με τις αντίστοιχες της μεθόδου αυτοσυσχέτισης είναι αρκετά υψηλότερη, παρέχοντας έτσι και καλύτερη προσέγγιση στους υπολογισμούς αφού διακρίνεται ευκολότερα ακόμα και σε περιπτώσεις υψηλού θορύβου. Καθίσταται συνεπώς εφικτός, όπως άλλωστε αναφέρθηκε, ο ταυτόχρονος υπολογισμός του μέτρου και της φοράς της ταχύτητας σε αντίθεση με τη μέθοδο της αυτοσυσχέτισης. Σημειώνεται ωστόσο, πως στην πραγματικότητα εμφανίζονται και άλλα τοπικά μέγιστα τα οποία όμως είναι πολύ χαμηλότερα, πράγμα το οποίο σημαίνει πως αντιστοιχούν και αυτά σε παρασιτικό θόρυβο.

Όπως όλες οι μέθοδοι έτσι και η ετεροσυσχέτιση παρουσιάζει ορισμένα μειονεκτήματα. Τα βασικότερα συνοψίζονται παρακάτω:

- Υπάρχουν περιορισμοί όσον αφορά στην ταχύτητα της ροής για την εφαρμογή της μεθόδου.
- Απαιτείται μεγαλύτερος υπολογιστικός χρόνος για την εύρεση της κορυφής της ετεροσυσχέτισης από αυτόν που απαιτείται για τον υπολογισμό των τριών κορυφών της αυτοσυσχέτισης. Τούτο οφείλεται στο γεγονός πως η μέθοδος της ετεροσυσχέτισης απαιτεί τρεις μετασχηματισμούς Fourier, σε αντίθεση με δύο που απαιτούνται στη μέθοδο της αυτοσυσχέτισης.

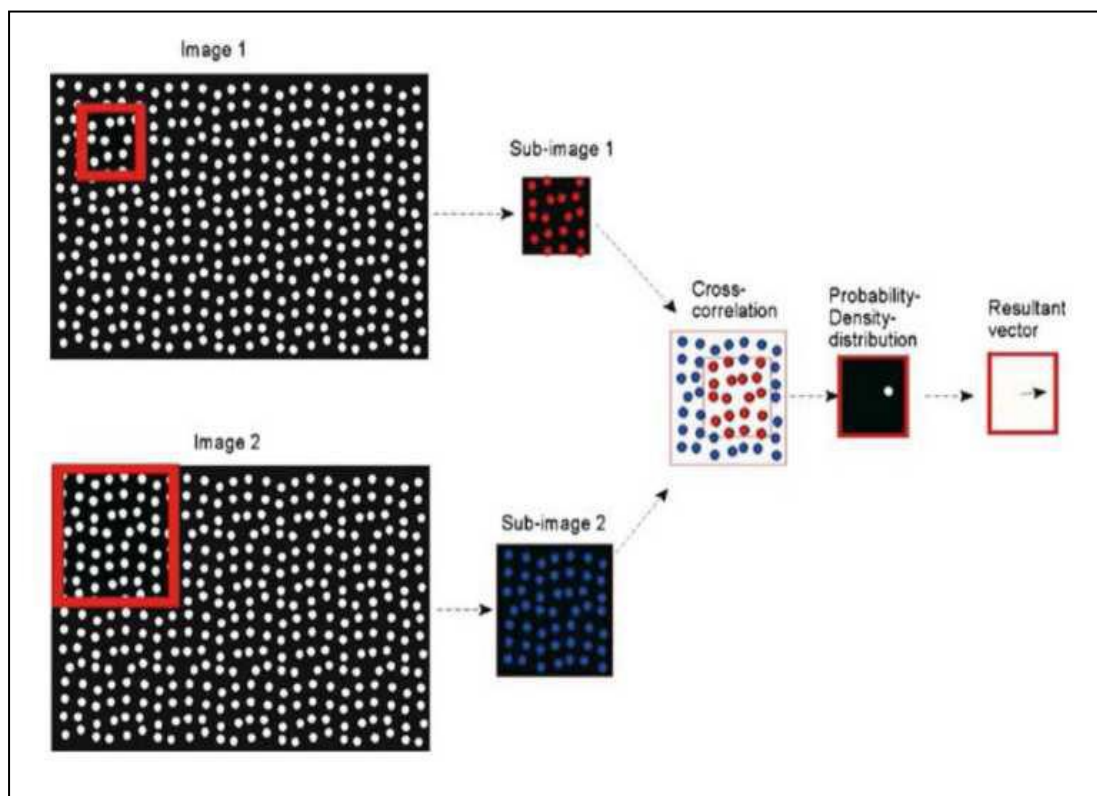
Πιο αναλυτικά, όσον αφορά στη διαδικασία της μεθόδου ετεροσυσχέτισης, αρχικά εφαρμόζεται ένας δισδιάστατος μετασχηματισμός σε κάθε μια από τις δύο περιοχές διερεύνησης των εικόνων<sup>41</sup> και στη συνέχεια τα αποτελέσματα πολλαπλασιάζονται. Τέλος, εφαρμόζεται ένας τρίτος μετασχηματισμός Fourier στο γινόμενο. Μία άλλη εναλλακτική, αφού εφαρμοστεί δισδιάστατος μετασχηματισμός Fourier σε κάθε μια από τις δύο περιοχές των εικόνων όπως και στην προηγούμενη περίπτωση, είναι ο πολλαπλασιασμός του αποτελέσματος της πρώτης με το συζυγή μιγαδικό του αποτελέσματος της δεύτερης και στη συνέχεια η εφαρμογή ενός αντίστροφου μετασχηματισμού του γινομένου τους. Δηλαδή στην τελευταία περίπτωση, η συνάρτηση ετεροσυσχέτισης υπολογίζεται βάσει της σχέσεως:

$$\phi(\tau_x, \tau_y) = F^{-1}[F(I) \cdot F^*(I')], \quad [1.23]$$

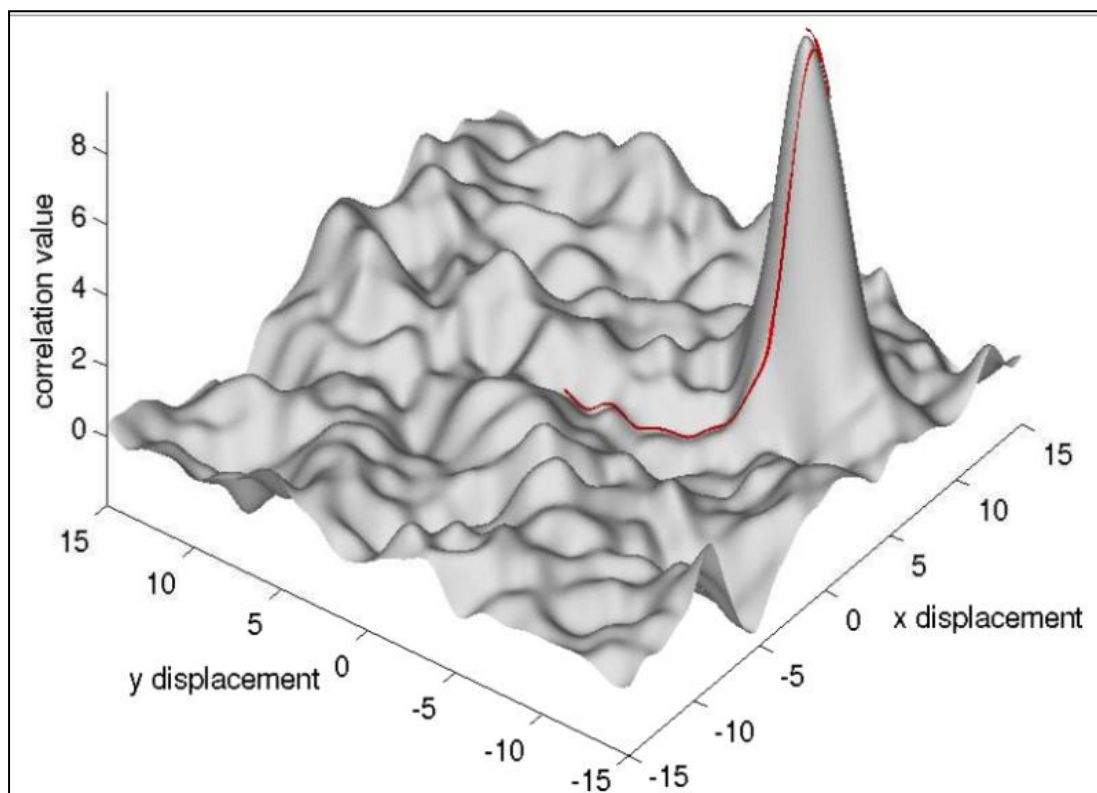
όπου:

- $F^*(I')$ : ο συζυγής μιγαδικός του μετασχηματισμού Fourier της  $I'$ .

<sup>41</sup> Βλ. Παράρτημα I «Μετασχηματισμός Fourier Συνάρτησης Δύο Μεταβλητών».



**Σχήμα 1.17:** Εφαρμογή ετεροσυσχέτισης σε αντίστοιχες θέσεις των περιοχών διερεύνησης δύο εικόνων.



**Σχήμα 1.18:** Τυπική μορφή συνάρτησης ετεροσυσχέτισης.

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2<sup>ο</sup>:

### Ανεμομετρία Θερμού Νήματος

#### Περιγραφή:

*Στο κεφάλαιο αυτό ο αναγνώστης εισάγεται στις βασικές αρχές λειτουργίας και τα είδη της Ανεμομετρίας του Θερμού Νήματος, η οποία αποτελεί μία σημειακή μέθοδο μέτρησης ταχυτήτων ροών. Αρχικά γίνεται αναφορά στα κυριότερα υλικά κατασκευής των ευαίσθητων νημάτων, στα οποία και βασίζεται η μέθοδος, στη γεωμετρία της διάταξης και στους περιορισμούς του σχεδιασμού της. Κατόπιν παρουσιάζονται δύο είδη ηλεκτρικών διατάξεων, αυτές του σταθερού ρεύματος και της σταθερής θερμοκρασίας, με την τελευταία να αποτελεί και αυτήν που εφαρμόστηκε στα πειράματα που εξετάζει το πειραματικό μέρος του παρόντος συγγράμματος. Για το λόγο αυτό δίνεται ιδιαίτερη έμφαση στη μέθοδο της σταθερής θερμοκρασίας, ενώ παράλληλα εξηγούνται και οι λόγοι επικράτησης της στις μέρες μας, μέσω της απευθείας σύγκρισης της με την αντίστοιχη του σταθερού ρεύματος, προτάσσοντας τα πλεονεκτήματα και τα μειονεκτήματα κάθε μίας εξ αυτών. Τέλος αναφέρονται ορισμένες από τις πολλές εφαρμογές της μεθόδου στη μηχανική των ρευστών.*

# ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2<sup>ο</sup>

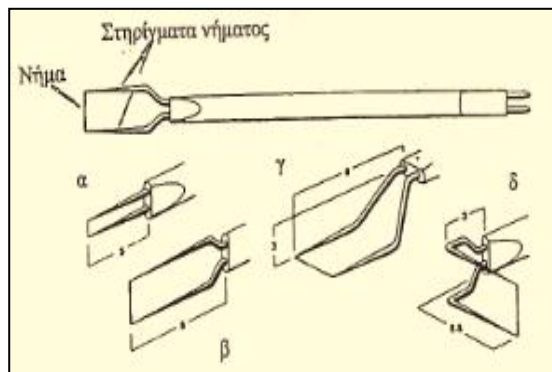
## Ανεμομετρία Θερμού Νήματος

### 2.1 Υλικά, Σχεδιασμός και Μετρήσεις

Η Ανεμομετρία του Θερμού Νήματος (ή Hot Wire Anemometry, όπως απαντάται στη διεθνή βιβλιογραφία) αποτελεί μία μέθοδο για τη μέτρηση των ταχυτήτων των ροών σε διάφορες θέσεις του πεδίου τους. Η μετρητική αυτή μέθοδος, βασίζεται στη σχέση που συνδέει την ταχύτητα του ρευστού με την απαγόμενη θερμότητα ενός θερμαινόμενου συρματιδίου, όταν το τελευταίο βρεθεί εκτεθειμένο στο ρεύμα του. Υπάρχουν διάφοροι τύποι θερμού νήματος (βλ. σχήμα 2.1) εκ των οποίων ορισμένοι εξ αυτών μπορούν να χρησιμοποιηθούν σε εφαρμογές μέτρησης ταχυτήτων ροών όπου η προσέγγιση κρίνεται δύσκολη<sup>42</sup>, ενώ παράλληλα δεν επηρεάζουν τη μέτρηση (βλ. σχήμα 2.1, τύπους (γ) και (δ)). Η στήριξη τέτοιων θερμών νημάτων επιτυγχάνεται με την βοήθεια ειδικών και κατάλληλων στηριγμάτων που διαθέτουν.

Όσον αφορά στα συρματίδια που χρησιμοποιούνται στη μέθοδο, τα πιο συνήθη υλικά από τα οποία αυτά κατασκευάζονται είναι κυρίως τρία, τα οποία είναι τα εξής:

- Η *πλατίνα*, η οποία δεν οξειδώνεται εύκολα και παρουσιάζει καλό θερμοκρασιακό συντελεστή ωμικής αντίστασης, αλλά έχει ως μειονέκτημα της το γεγονός πως στις υψηλές θερμοκρασίες το υλικό παρουσιάζει μικρή μηχανική αντοχή. Η μικρότερη διάμετρος νήματος από πλατίνα που έχει κατασκευαστεί είναι 0,5μm.

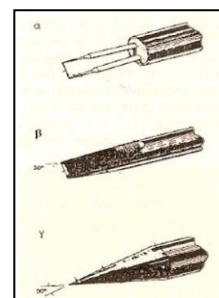


**Σχήμα 2.1:** Τύποι θερμού νήματος.

<sup>42</sup> Όπως λ.χ. κοντά στα στερεά όρια ενός συστήματος, δηλαδή εντός των αναπτυσσόμενων οριακών στρωμάτων της ροής.

- Το *βολφράμιο* το οποίο, όπως και η πλατίνα, εμφανίζει υψηλό θερμοκρασιακό συντελεστή αντίστασης. Αντίθετα από την πλατίνα όμως, το βολφράμιο έχει υψηλή μηχανική αντοχή, ωστόσο οξειδώνεται γρήγορα σε υψηλές θερμοκρασίες (άνω των 300°C). Σημειώνεται πως η μικρότερη διάμετρος νήματος από τέτοιο υλικό που έχει κατασκευαστεί φτάνει τα 2,5μm.
- Το *κράμα πλατίνας-ιριδίου*<sup>43</sup> το οποίο ουσιαστικά αποτελεί μια μέση λύση των δύο προαναφερθέντων, εφόσον μετριάξει τα μειονεκτήματα και τα πλεονεκτήματα του κάθε υλικού από το οποίο αποτελείται. Έτσι το κράμα αυτό έχει καλή αντοχή και δεν οξειδώνεται εύκολα. Επιπλέον αντέχει σε θερμοκρασίες που για την πλατίνα ή το ιρίδιο θα ήταν απαγορευτικές.

Αξίζει να σημειωθεί πως τα σύρματα που χρησιμοποιούνται στις σημερινές εφαρμογές της μεθόδου κατασκευάζονται με διάμετρο που κυμαίνεται από 2,5μm έως και 5μm, ενώ το μήκος τους είναι συνήθως κοντά στο 1mm. Βέβαια σε μετρήσεις μέσα σε υγρό μέσο, για λόγους αντοχής χρησιμοποιούνται διατάξεις μεγαλύτερης διαμέτρου η οποία μάλιστα μπορεί να φτάσει και τα 50μm με στόχο τη μείωση της θερμικής αδράνειας. Το τελευταίο οφείλεται στο γεγονός ότι στην περίπτωση αυτή του υγρού μέσου, το ηλεκτρικά αγώγιμο υλικό αποτελεί ένα πολύ λεπτό στρώμα (*hot-film*), η χαρακτηριστική γεωμετρία του οποίου ποικίλει (κυλινδρική, σφηνοειδής ή κωνική).



**Σχήμα 2.2:**  
Τύποι θερμού φιλμ.

Η γεωμετρία της διάταξης του θερμού νήματος, δηλαδή η επιλογή του μήκους και της διαμέτρου του κατά κύριο λόγο, καθώς και η σχεδίαση του, εξαρτώνται από ένα πλήθος αντιφατικών παραγόντων, εκ των οποίων ορισμένοι συνοψίζονται στον ακόλουθο πίνακα:

Μέγεθος	Μήκος	Διάμετρος
Μεγάλο/η	<ol style="list-style-type: none"> <li>1. Περιορισμένες θερμικές απώλειες προς τα στηρίγματα.</li> <li>2. Ομοιόμορφη θερμοκρασιακή κατανομή κατά μήκος του νήματος.</li> <li>3. Μικρή επίδραση στηριγμάτων.</li> </ol>	<ol style="list-style-type: none"> <li>1. Λόγοι αντοχής.</li> <li>2. Αποφυγή επικάθησης σκόνης.</li> </ol>
Μικρό/ή	<ol style="list-style-type: none"> <li>1. Καλύτερη χωρική διακριτότητα.</li> <li>2. Μικρότερα αεροδυναμικά φορτία.</li> </ol>	<ol style="list-style-type: none"> <li>1. Μη εμφάνιση φαινομένου έκλυσης δινών με πρόκληση θορύβου.</li> <li>2. Καλύτερη χωρική διακριτότητα.</li> <li>3. Μικρός χρόνος απόκρισης λόγω μικρότερης θερμικής αδράνειας.</li> </ol>

**Πίνακας 2.1:** Αντιφατικές απαιτήσεις σχεδίασης της διάταξης των θερμών νημάτων.

<sup>43</sup> Συνήθως η αναλογία της πλατίνας προς το ιρίδιο στο κράμα είναι της τάξεως του 4:1.



Η μέτρηση της ταχύτητας του ρευστού σε κάποιο σημείο του πεδίου επιτυγχάνεται με την τοποθέτηση του σύρματος στο σημείο αυτό και αφήνοντας να περάσει ηλεκτρικό ρεύμα δια μέσου αυτού. Θεωρώντας ότι το ρευστό που ρέει γύρω από το σημείο ενδιαφέροντος απάγει όλη την παραγόμενη θερμότητα, λόγω του φαινομένου Joule<sup>44</sup>, τότε θα ισχύει:

$$R_w \cdot I^2 = \pi \cdot d \cdot l \cdot h \cdot (T_w - T_f), \quad [2.1]$$

όπου:

- $R_w$  : η ωμική αντίσταση του νήματος,
- $I$  : η ένταση του ρεύματος δια μέσω του νήματος,
- $d$  : η διάμετρος του νήματος,
- $l$  : το μήκος του νήματος,
- $h$  : ο συντελεστής συναγωγής,
- $T_w$  : η θερμοκρασία του νήματος,
- $T_f$  : η θερμοκρασία του ρευστού.

Τονίζεται πως αν και το μέγεθος της ταχύτητας του ρευστού δεν εμφανίζεται στην παραπάνω σχέση, εντούτοις αυτό υπεισέρχεται εμμέσως μέσω του συντελεστή συναγωγής  $h$ . Με άλλα λόγια δηλαδή, η σχέση [2.1] ουσιαστικά συσχετίζει τη μετρούμενη ταχύτητα του ρευστού στη συγκεκριμένη θέση με τα ηλεκτρικά χαρακτηριστικά του κυκλώματος του νήματος. Αρκετοί ερευνητές έχουν προτείνει κατά καιρούς διάφορους τύπους συσχέτισης μεταξύ των παραπάνω μεγεθών, εισάγοντας και χαρακτηριστικούς αδιάστατους αριθμούς της ροής στην ανάλυση, όπως είναι ο Nu (Nusselt), ο Re (Reynolds) ή ο Pr (Prandtl)· μεταξύ των σχέσεων αυτών ξεχωρίζουν αυτές του King (1914), του Crammer και των Collis και Williams<sup>45</sup>.

Όσον αφορά στην επίδραση της ταχύτητας της ροής στη ψύξη του συρματιδίου, αποδεικνύεται πως μόνον οι κάθετες συνιστώσες της ως προς το νήμα συνεισφέρουν πρακτικά σε αυτήν. Πιο αναλυτικά, θεωρώντας πως η ταχύτητα του ρευστού αναλύεται σε τρεις συνιστώσες, έστω  $U_B$ ,  $U_T$ ,  $U_N$  (βλ. σχήμα 2.3), τότε αυτές μπορούν να συσχετιστούν με τη δρώσα συνιστώσα της ταχύτητας  $U_{ef}$ , στην οποία και οφείλεται η ψύξη του νήματος, μέσω της ακόλουθης σχέσης<sup>46</sup>:

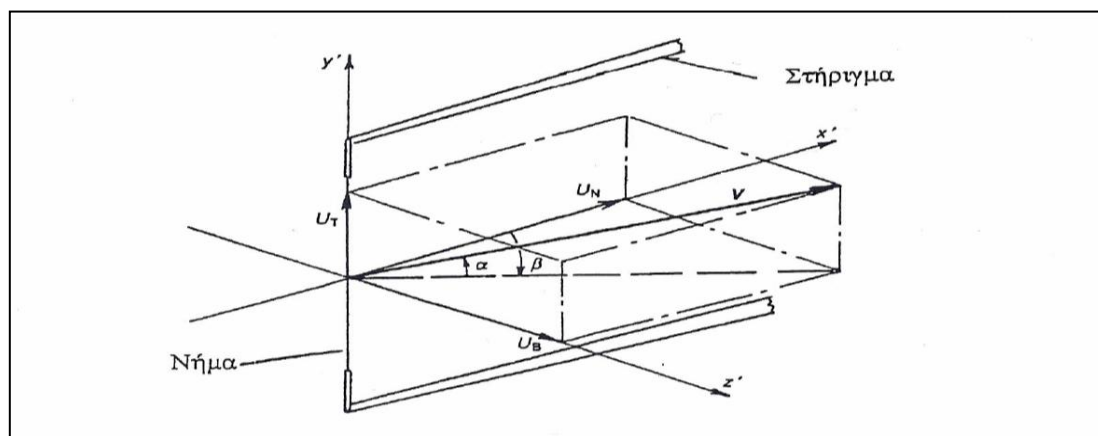
$$U_{ef} = \sqrt{k_1^2 \cdot U_B^2 + k_2^2 \cdot U_T^2 + U_N^2}. \quad [2.2]$$

Σημειώνεται πως ο προσδιορισμός του διανύσματος της ταχύτητας της ροής σε πεδίο δύο ή τριών διαστάσεων, γίνεται με τη χρήση δύο ή τριών αντίστοιχα νημάτων και με την εφαρμογή της παραπάνω σχέσης σε κάθε διάσταση της ανάλυσης που ισχύει για κάθε χρησιμοποιούμενο νήμα.

<sup>44</sup> Το φαινόμενο Joule αφορά στην ολοκληρωτική μετατροπή της ηλεκτρικής ενέργειας σε θερμότητα, όταν το ηλεκτρικό ρεύμα διαρρέει ωμικούς αντιστάτες.

<sup>45</sup> Για περισσότερες πληροφορίες βλ. [94].

<sup>46</sup> Οι σταθερές που εμφανίζονται στον τύπο [2.2] κυμαίνονται συνήθως γύρω από τις τυπικές τιμές  $k_1=1,05$  και  $k_2=0,1$ .

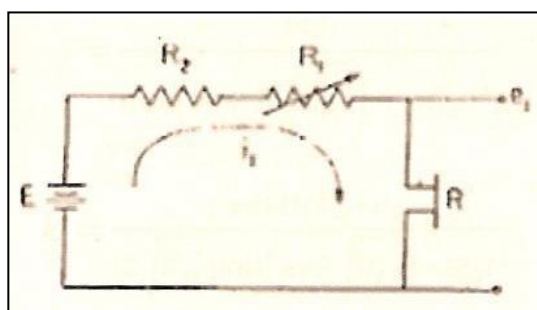


**Σχήμα 2.3:** Οι τρεις συνιστώσες της ταχύτητας της ροής στη διάταξη του θερμού νήματος.

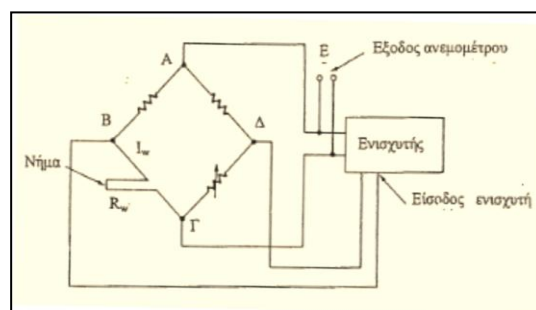
## 2.2 Ηλεκτρικές Διατάξεις Θερμού Νήματος

Οι ηλεκτρικές διατάξεις ρεύματος που έχουν χρησιμοποιηθεί έως και σήμερα είναι κυρίως οι δύο ακόλουθες (βλ. σχήματα 2.4, (α) και (β), των αντίστοιχων ηλεκτρικών κυκλωμάτων):

1. Η *Διάταξη Σταθερού Ρεύματος*: η ένταση του ηλεκτρικού ρεύματος στο κύκλωμα του νήματος διατηρείται σταθερή.
2. Η *Διάταξη Σταθερής Θερμοκρασίας*: η μέση θερμοκρασία του νήματος παραμένει σταθερή.



**Σχήμα 2.4.α:** Διάταξη σταθερού ρεύματος.



**Σχήμα 2.4.β:** Διάταξη σταθερής θερμοκρασίας.

### 2.2.1 Ηλεκτρική Διάταξη Σταθερού Ρεύματος

Η υπό μελέτη διάταξη βρήκε ευρεία απήχηση κατά τα πρώτα χρόνια των εφαρμογών της μεθόδου της ανεμομετρίας. Με την πάροδο του χρόνου ωστόσο, αντικαταστάθηκε από τη διάταξη της σταθερής θερμοκρασίας λόγω των εμφανών πλεονεκτημάτων που παρουσίαζε η τελευταία έναντι της πρώτης, όπως θα δούμε και στην παράγραφο που ακολουθεί. Στις μέρες μας πλέον πάντως, η διάταξη της σταθερής θερμοκρασίας είναι αυτή που έχει καθιερωθεί και επικρατήσει.

Στη διάταξη του νήματος που διαρρέεται από σταθερό ρεύμα το σύρμα βρίσκεται σε σειρά με μία ωμική αντίσταση (βλ. σχήμα 2.4 (α)), η τιμή της οποίας είναι αρκετά υψηλότερη από

την αντίστοιχη του σύρματος<sup>47</sup>, ενώ την έξοδο του οργάνου  $e$ , που φαίνεται και στο παραπάνω σχήμα, αποτελεί η πτώση της τάσης στα άκρα της αντίστασης του σύρματος. Αποτέλεσμα της συνδεσμολογίας αυτής του ηλεκτρικού κυκλώματος είναι η ένταση που το διαρρέει να παραμένει πρακτικά σταθερή, αν και η ωμική αντίσταση του νήματος είναι μεταβαλλόμενη καθώς μεταβάλλεται και η τιμή της μετρούμενης ταχύτητας της ροής από αυτό<sup>48</sup>. Στην ουσία δηλαδή, η μεταβλητή αντίσταση του νήματος συμβάλλει στη ρύθμιση της έντασης του ρεύματος που διαρρέει το κύκλωμα.

Το όργανο έχει αρνητική ευαισθησία, το οποίο συνεπάγεται πως σε περίπτωση που η ταχύτητα του ρευστού αυξηθεί, ανάλογη συμπεριφορά θα έχει και ο συντελεστής της συναγωγής  $h$  με παράλληλη αύξηση της τιμής του. Κάτι τέτοιο όμως θα οδηγήσει σε μεγαλύτερο ρυθμό απαγωγής της θερμότητας από το σύρμα, το οποίο με τη σειρά του έχει ως αποτέλεσμα τη μείωση της θερμοκρασίας της ωμικής αντίστασης του σύρματος και συνεπώς της πτώσης της τάσης στα άκρα του. Πιο συγκεκριμένα, όσο μειώνεται η θερμοκρασία του σύρματος τόσο θα μειώνεται και η θερμοκρασιακή διαφορά μεταξύ του σύρματος και του ρευστού, δηλαδή η ποσότητα  $T_w - T_f$ , έως ότου επέλθει ισορροπία μεταξύ της παραγόμενης από το ρευστό θερμότητας και της παραγόμενης.

### 2.2.1.1 Υπολογισμός Σταθεράς Χρόνου και Ευαισθησίας Οργάνου

Όπως προαναφέρθηκε, λόγω του φαινομένου Joule ένα μέρος της παραγόμενης θερμότητας από την ηλεκτρική αντίσταση του θερμού νήματος αποθηκεύεται σε αυτό, ενώ το υπόλοιπο απάγεται προς το ρευστό<sup>49</sup>. Συνοψίζοντας λοιπόν όσα έχουν ειπωθεί, η λειτουργία του θερμού νήματος σε διάταξη σταθερού ρεύματος εκφράζεται από την ακόλουθη σχέση:

$$R_w \cdot I^2 = m \cdot c \cdot \frac{dT_w}{dt} + \pi \cdot d \cdot l \cdot \left( A + B \cdot \sqrt{U_{ef}} \right) \cdot (T_w - T_f), \quad [2.3]$$

όπου:

- $m \cdot c$  : η ειδική θερμοχωρητικότητα του νήματος,
- $A, B$  : αυθαίρετες σταθερές.

Στη συνέχεια, ακολουθώντας τα παρακάτω βήματα [95], δηλαδή:

- i. αντικαθιστώντας την ωμική αντίσταση και τη θερμοκρασία του νήματος, καθώς και την ταχύτητα του ρευστού από τα αντίστοιχα αθροίσματα των μέσων τιμών και των διακυμάνσεών τους,
- ii. εφαρμόζοντας το ανάπτυγμα Taylor στη σχέση που προκύπτει μετά τις προαναφερθείσες αντικαταστάσεις στον όρο της δρώσας ταχύτητας ψύξης,
- iii. χρησιμοποιώντας τη σχέση της μεταβολής της αντίστασης με τη θερμοκρασία:

<sup>47</sup> Η ωμική αυτή αντίσταση μπορεί μάλιστα να φτάσει έως και 1000 φορές υψηλότερη τιμή από την αντίστοιχη του νήματος.

<sup>48</sup> Στο σχήμα 2.4 (α) με  $R_1$  συμβολίζεται η ωμική αντίσταση του νήματος και με  $R_2$  η υψηλή αντίσταση του κυκλώματος.

<sup>49</sup> Στην πραγματικότητα βέβαια υπάρχει και ένα μικρό ποσοστό θερμότητας, της τάξεως του 15%, το οποίο διοχετεύεται προς τα στηρίγματα του σύρματος. Η ποσότητα αυτή της θερμότητας αμελείται στην παρούσα μελέτη για λόγους διευκόλυνσης και απλοποίησης της ανάλυσης.

$$R_w = R_0 \cdot (1 + a \cdot (T_w - T_0)), \quad [2.4]$$

όπου:

- $a$  : ο γραμμικός θερμικός συντελεστής αντίστασης,
- $T_0$  : η θερμοκρασία αναφοράς,
- $R_0$  : η αντίσταση του νήματος στη θερμοκρασία αναφοράς.

και επιλύοντας το σύστημα των δύο εξισώσεων, τελικά η σχέση [2.3] μετασχηματίζεται στην ακόλουθη απλή μορφή<sup>50</sup>:

$$\tau \cdot \frac{de}{dt} + e = k \cdot u_{ef}, \quad [2.5]$$

όπου:

- $\tau$  : η σταθερά του χρόνου,
- $k$  : η ευαισθησία του οργάνου,
- $e$  : η διακύμανση της πτώσης της τάσεως στα άκρα της αντίστασης του νήματος.

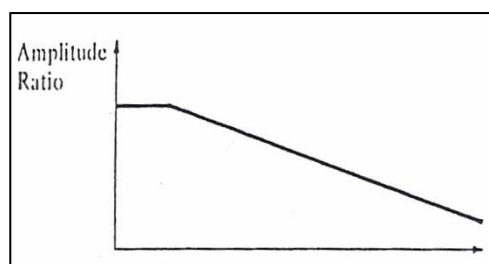
Οι ποσότητες αυτές οι οποίες εμφανίζονται στην παραπάνω σχέση [2.5] εκφράζονται από τους ακόλουθους τύπους, έτσι όπως προέκυψαν από τους προαναφερθέντες χειρισμούς:

$$\tau = \frac{m \cdot c}{\pi \cdot d \cdot l \cdot (A + B \cdot \sqrt{U_{ef}}) - a \cdot R_0 \cdot I^2}, \quad [2.6]$$

$$k = \frac{-\pi \cdot d \cdot l \cdot B \cdot I \cdot (\bar{R}_w - R_f)}{2 \cdot \sqrt{U_{ef}} \cdot [\pi \cdot d \cdot l \cdot (A + B \cdot \sqrt{U_{ef}}) - a \cdot R_0 \cdot I^2]}, \quad [2.7]$$

$$e = R_w' \cdot I. \quad [2.8]$$

Από τη διαφορική εξίσωση [2.5] φαίνεται ξεκάθαρα πως το θερμό νήμα που διαρρέεται από σταθερό ρεύμα, συμπεριφέρεται ως ένα όργανο πρώτης τάξεως<sup>51</sup> με σταθερά χρόνου και ευαισθησία,  $\tau$  (σε sec) και  $k$  (σε volt/(m/sec)) αντίστοιχα, οι οποίες μάλιστα είναι αντιστρόφως ανάλογες του μέτρου της ταχύτητας. Με αύξηση δηλαδή της συχνότητας της μεταβολής της ταχύτητας του ρευστού, παρουσιάζεται ανάλογη μείωση του πλάτους της μετρούμενης ταχύτητας από το όργανο, ακόμα και αν στην πραγματικότητα το πλάτος παραμένει αμετάβλητο (βλ. σχήμα 2.5 (α)).

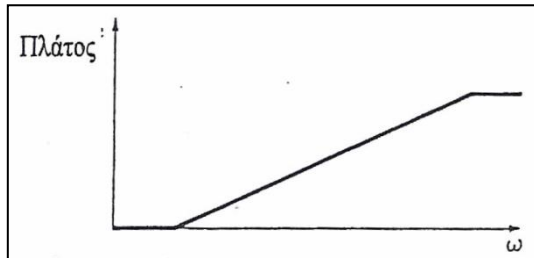


**Σχήμα 2.5.α:** Απόκριση διάταξης για  $I = \text{const.}$

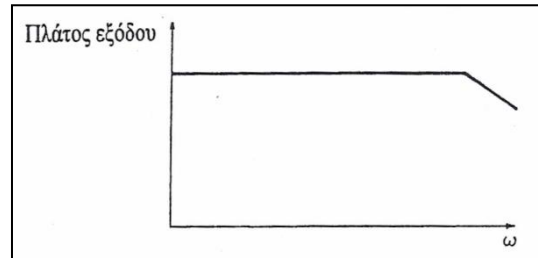
<sup>50</sup> Στους τύπους του παρόντος κεφαλαίου, τα μέσα μεγέθη υποδηλώνονται με μία παύλα πάνω από το αντίστοιχο μέγεθος, ενώ οι διακυμάνσεις με τονούμενα σύμβολα των αντίστοιχων μεγεθών, πλην της δρώσας ταχύτητας που η αντίστοιχη διακύμανση συμβολίζεται με το μικρό  $u_{ef}$ .

<sup>51</sup> Η εξίσωση [2.5] είναι διαφορική 1<sup>ης</sup> τάξεως ως προς το χρόνο.

Επισημαίνεται πως το όργανο αυτό δε χρησιμοποιείται σε υψηλές συχνότητες για τη μέτρηση του πεδίου των ταχυτήτων, αφού η σταθερά του χρόνου έχει καλή απόκριση σε συχνότητες το πολύ μέχρι 160Hz, καθότι δε μπορεί να μειωθεί πολύ κάτω του 1ms. Προκειμένου επομένως να μετρηθεί αυτό το σφάλμα, χρησιμοποιείται μία ηλεκτρονική διάταξη αντιστάθμισης. Η τελευταία προκαλεί τέτοια αύξηση του πλάτους όταν συνδεθεί στην έξοδο της διάταξης (βλ. σχήμα 2.5 (β)), ώστε με το που μεταβάλλεται η συχνότητα της ταχύτητας της ροής, να διατηρείται στην έξοδο του οργάνου σταθερό το πλάτος της τάσεως (βλ. σχήμα 2.5 (γ)).



**Σχήμα 2.5.β:** Δράση διάταξης αντιστάθμισης.

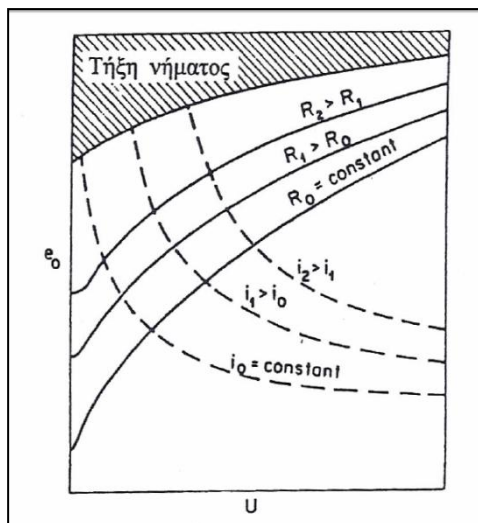


**Σχήμα 2.5.γ:** Απόκριση διάταξης για  $I = \text{const.}$  με διάταξη αντιστάθμισης.

Παρόλα αυτά η διάταξη της αντιστάθμισης παρουσιάζει σημαντικά μειονεκτήματα, όπως:

- Ορισμένες φορές η παραπάνω λύση είναι ανέφικτη, όπως λ.χ. στην περίπτωση της τυχαίας μεταβολής της ταχύτητας στο χρόνο. Αυτό οφείλεται στο γεγονός πως η σταθερά του χρόνου εξαρτάται, όπως αναφέρθηκε, από το μέτρο της ταχύτητας και συνεπώς βάση αυτής γίνεται και η ρύθμιση της διάταξης της αντιστάθμισης.
- Σε περίπτωση ξαφνικής μείωσης της ταχύτητας του ρευστού, η παραγόμενη ενέργεια από το φαινόμενο του Joule δε θα απορροφηθεί από το ρευστό, λόγω του ότι η ένταση του ρεύματος θα παραμείνει η ίδια, με αποτέλεσμα την τήξη του σύρματος.

Αυτοί αποτελούν και τους βασικότερους λόγους για τους οποίους η διάταξη του σταθερού ρεύματος αντικαταστάθηκε από τη διάταξη της σταθερής θερμοκρασίας. Επιπλέον όμως,



**Σχήμα 2.6:** Διάγραμμα ταχύτητας-εξόδου για διάταξη με  $I = \text{const.}$

όσον αφορά την ίδια τη σταθερά του χρόνου, στη δεύτερη περίπτωση αφενός η  $\tau$  είναι ανεξάρτητη της ταχύτητας του ρευστού, αφετέρου λαμβάνει πολύ μικρότερες τιμές σε σχέση με την περίπτωση που εξετάζουμε.

Δίπλα παρατίθεται ένα διάγραμμα (βλ. σχήμα 2.6) της τάσης εξόδου ( $e_0$ ) σε συνάρτηση με την ταχύτητα του ρευστού ( $U$ ) και παρουσιάζεται η περιοχή των υψηλών θερμοκρασιών που αναπτύσσεται με αποτέλεσμα την τήξη του νήματος (γραμμοσκιασμένο τμήμα). Οι τρεις συνεχείς καμπύλες αναπαριστούν σταθερές τιμές της έντασης του ρεύματος (διάταξη σταθερού ρεύματος), ενώ οι διακεκομμένες, αντίστοιχες για σταθερές τιμές της αντίστασης του νήματος (διάταξη σταθερής θερμοκρασίας).

## 2.2.2 Ηλεκτρική Διάταξη Σταθερής Θερμοκρασίας

Στην υπό μελέτη διάταξη η σταθερή θερμοκρασία του νήματος επιτυγχάνεται με χρήση ενός ηλεκτρονικού συστήματος ανάδρασης. Συγκεκριμένα, το θερμό νήμα αποτελεί έναν από τους τέσσερις κλάδους της γέφυρας Wheatstone του ηλεκτρικού κυκλώματος της εν λόγω διάταξης (βλ. σχήμα 2.4 (β)). Στην ίδια, ένας ενισχυτής τάσης είναι υπεύθυνος για την ισορροπία της γέφυρας στην περίπτωση που η ωμική αντίσταση του νήματος μεταβληθεί στιγμιαία, λόγω της μεταβαλλόμενης ταχύτητας του ρευστού που μετράται. Εάν λ.χ. σημειωθεί αύξηση της ταχύτητας του ρευστού σε κάποια χρονική στιγμή, τότε λόγω της ψύξης του νήματος, η ωμική αντίσταση του θα μειωθεί, όπως και η πτώση τάσης  $V_{BF}$  στα άκρα του και τελικά θα αυξηθεί η πτώση τάσης  $V_{\Delta B}$  στα άκρα του ενισχυτή, εφόσον ισχύει:

$$V_{\Delta B} = V_{\Delta \Gamma} - V_{BF}. \quad [2.9]$$

Η έξοδος του ενισχυτή, η οποία εφαρμόζεται στα άκρα ΑΓ της γέφυρας Wheatstone, είναι μία πολλαπλάσια τάση της εισόδου του. Σε αυτήν οφείλεται η αύξηση του διερχόμενου, από το νήμα, ρεύματος και συνεπώς η θέρμανση του σύρματος, καθώς και η αύξηση της πτώσης της τάσεως στα άκρα του  $V_{BF}$  και της ωμικής του αντίστασης. Αποτέλεσμα όλων αυτών είναι να επέλθει τελικά ισορροπία στη γέφυρα, μέσω του μηδενισμού της διαφοράς της τάσης εισόδου του ενισχυτή ( $V_{\Delta B}$ ). Με άλλα λόγια, εφόσον η θερμοκρασία του σύρματος διατηρείται σταθερή, με αύξηση της ταχύτητας του ρευστού, πρέπει να υπάρξει παράλληλη αύξηση και της παραγόμενης θερμότητας του νήματος, αφού αυξάνεται και η απαγόμενη θερμότητα από το ρευστό. Το τελευταίο μπορεί να επιτευχθεί μέσω της αύξησης της έντασης του ρεύματος, κάτι το οποίο άλλωστε συμβαίνει σχεδόν ακαριαία από τον ενισχυτή της τάσεως. Σημειώνεται πως σε αντίστοιχη περίπτωση μείωσης της ταχύτητας της ροής, πρέπει να συμβεί και μείωση της έντασης του ρεύματος, κ.ο.κ.

Όπως αναφέρθηκε και στο προηγούμενο χωρίο του παρόντος κεφαλαίου, αποδεικνύεται, μέσω της ηλεκτρονικής διάταξης του ενισχυτή τάσεως, πως η σταθερά του χρόνου σε αυτήν τη διάταξη είναι πολύ μικρότερη από την αντίστοιχη του σταθερού ρεύματος, γεγονός που καθιστά το όργανο κατάλληλο για τη μέτρηση γρήγορων μεταβολών των ταχυτήτων, της τάξεως των 100Hz.

Συνοψίζοντας τα παραπάνω, η ισορροπία της γέφυρας<sup>52</sup> και η παραγόμενη θερμότητα από το νήμα, εκφράζονται από τους ακόλουθους τύπους αντιστοίχως:

$$E^2 = (R_1 + R_w)^2 \cdot I_w^2, \quad [2.10]$$

$$R_w \cdot I_w^2 = \pi \cdot d \cdot l \cdot h \cdot (T_w - T_f) \Rightarrow$$

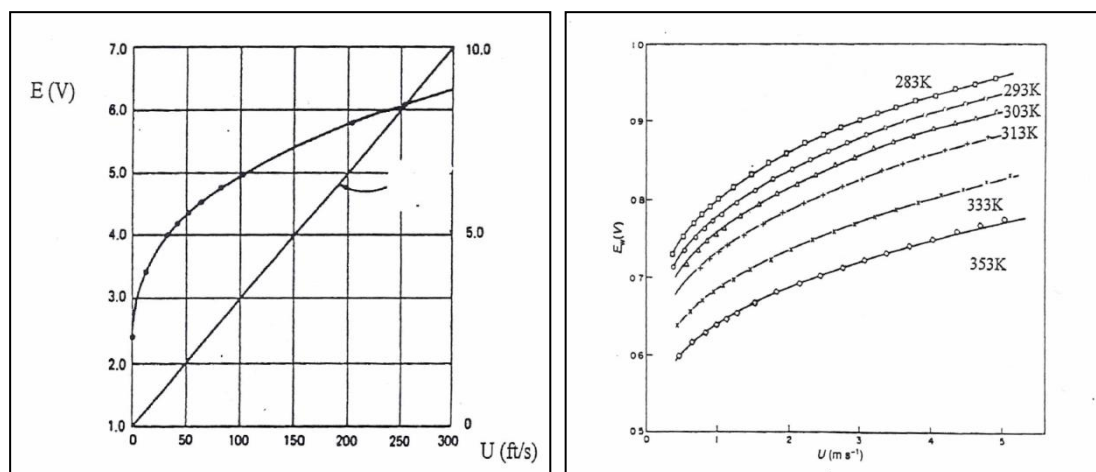
$$R_w \cdot I_w^2 = \pi \cdot d \cdot l \cdot (A + B \cdot \sqrt{U_{ef}}) \cdot (T_w - T_f), \quad [2.11]$$

Συνδυάζοντας καταλλήλως τις σχέσεις αυτές μαζί και με τη γραμμική μεταβολή της ωμικής αντίστασης με τη θερμοκρασία (σχέση [2.4]), η λειτουργία του θερμού νήματος σε διάταξη σταθερής θερμοκρασίας εκφράζεται από την ακόλουθη σχέση:

<sup>52</sup> Με E συμβολίζεται η έξοδος του οργάνου, που υπενθυμίζεται πως πρόκειται για την πτώση τάσης  $V_{\Delta \Gamma}$ .

$$E^2 = \frac{\pi \cdot d \cdot l \cdot (A + B \cdot \sqrt{U_{ef}}) \cdot (R_w - R_f) \cdot (R_1 + R_w)^2}{(R_w \cdot R_0 \cdot a)} \quad [2.12]$$

Παρατηρώντας την παραπάνω σχέση, εξάγονται σημαντικά συμπεράσματα αναφορικά με την υπόψιν διάταξη. Αρχικά λοιπόν, το ανεμόμετρο σταθερής θερμοκρασίας αποτελεί ένα μη-γραμμικό όργανο, αφού η σχέση μεταξύ της εισόδου του και της εξόδου του είναι μη-γραμμική. Επιπλέον, όσο αυξάνει η θερμοκρασία της ροής που μετράται, δηλαδή αντίστοιχα μειώνεται η θερμοκρασιακή διαφορά μεταξύ του νήματος και του ρευστού,  $T_w - T_f$ , τόσο θα μειώνεται και η τάση στην έξοδο του οργάνου, αφού το ποσό της απαγόμενης θερμότητας είναι μικρότερο. Αποτέλεσμα αυτού αποτελεί η μείωση της έντασης του ρεύματος που διέρχεται από το νήμα. Ακολούθως παρατίθενται δύο διαγράμματα (βλ. σχήματα 2.7, (α) και (β)) εκ των οποίων το πρώτο αφορά στην καμπύλη βαθμονόμησης ενός τυχαίου νήματος και το δεύτερο σε έξι καμπύλες βαθμονόμησης ενός άλλου, θερμοκρασίας 200°C (ή 473K), για έξι διαφορετικές θερμοκρασίες του μετρούμενου ρευστού.



**Σχήμα 2.7.α:** Καμπύλη βαθμονόμησης θερμού νήματος με  $T_w = \text{const}$ . **Σχήμα 2.7.β:** Καμπύλες βαθμονόμησης θερμού νήματος με  $T_w = \text{const}$ , για διάφορες θερμοκρασίες ρευστού.

Κατόπιν με κατάλληλους χειρισμούς της εξίσωσης [2.12] καταλήγουμε σε άλλες χρήσιμες συσχετίσεις μεταξύ των φυσικών ποσοτήτων που εμπλέκονται στο κύκλωμα. Αναλυτικότερα:

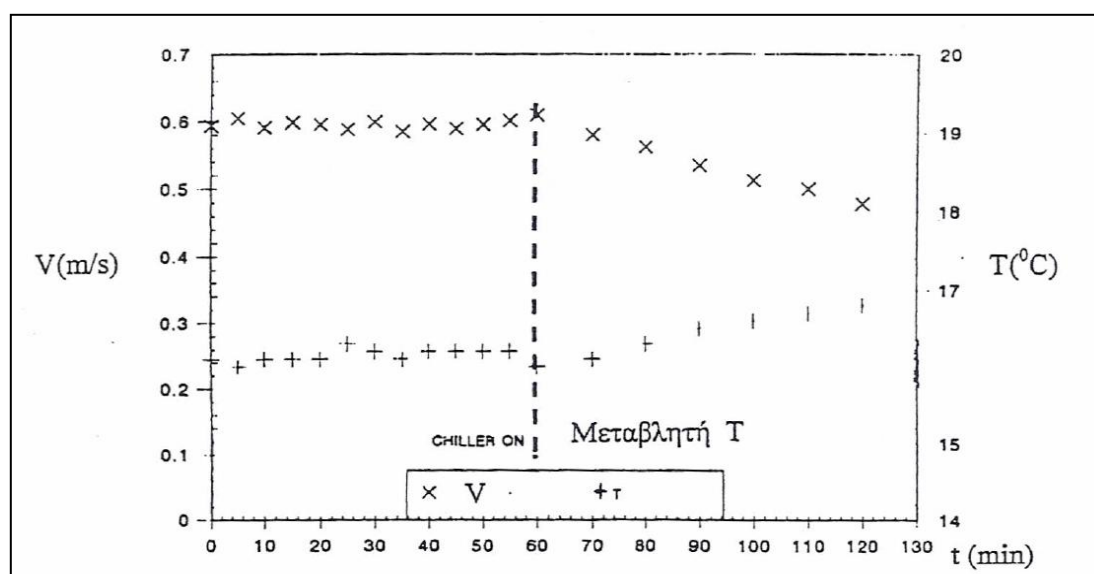
(Α) Παραγωγίζοντας τη σχέση [2.12] ως προς τη θερμοκρασία του ρευστού ( $T_f$ ), προκύπτει

η παράγωγος<sup>53</sup>  $\frac{\partial E}{\partial T_f}$ , σύμφωνα με την οποία με μεταβολή της θερμοκρασίας αυτής, η

ευαισθησία του οργάνου αυξάνει με μείωση της ποσότητας  $T_w - T_f$ , της θερμοκρασιακής δηλαδή διαφοράς μεταξύ του νήματος και της ροής. Επομένως η θερμοκρασία του νήματος, στις περιπτώσεις που αυτό χρησιμοποιείται για τη μέτρηση της θερμοκρασίας και όχι της ταχύτητας του ρευστού, πρέπει να είναι παραπλήσια με αυτήν της ροής. Από την άλλη όμως,

<sup>53</sup> Η παράγωγος αυτή εκφράζεται συνήθως σε μονάδες της τάξεως του mV/°C.

διαπιστώνονται λόγω της ίδιας παρατήρησης, σφάλματα κατά τις μετρήσεις των ταχυτήτων σε υγρές ροές και ιδίως στο νερό. Το τελευταίο οφείλεται στο γεγονός πως η θερμοκρασία του νήματος σε αυτές τις περιπτώσεις διατηρείται σε χαμηλά επίπεδα, περίπου στους 60°C (ή 333K) και άρα η θερμοκρασιακή διαφορά του νήματος από το ρευστό είναι χαμηλή, έτσι ώστε να επιτυγχάνεται αποφυγή εμφάνισης φυσαλλίδων λόγω του φαινομένου του βρασμού στο νερό. Επομένως, εάν λ.χ. η μετρούμενη ταχύτητα του ρευστού από το θερμό νήμα είναι σχεδόν σταθερή, μικρή μεταβολή της θερμοκρασίας του ρευστού θα επιφέρει μεταβολή στην έξοδο του οργάνου, η οποία θα ερμηνευτεί εσφαλμένα από το σύστημα ως αλλαγή της ταχύτητας του ρευστού. Καθίσταται λοιπόν όπως φαίνεται σε αυτές τις περιπτώσεις, αναγκαία η χρήση μίας διάταξης, που να διατηρεί σταθερή τη θερμοκρασία του ρευστού. Παρακάτω παρουσιάζεται ένα διάγραμμα (βλ. σχήμα 2.8) της εξόδου ενός τυχαίου θερμού νήματος σταθερής θερμοκρασίας, πρώτον για την περίπτωση που η θερμοκρασία του ρευστού παραμένει σταθερή και δεύτερον για την περίπτωση όπου η θερμοκρασία αυτή αυξάνει. Στην τελευταία μάλιστα επιβεβαιώνεται η καταγραφή υψηλών σφαλμάτων, αφού παρατηρείται πως για αύξηση της θερμοκρασίας του ρευστού κατά ένα μόνο βαθμό της κλίμακας Κελσίου και συγκεκριμένα από 16 σε 17°C, η ταχύτητα που καταγράφεται φαίνεται να υφίσταται μείωση της τάξεως του 20%, αφού μεταπίπτει από 0,6 m/s σε 0,45m/s.



**Σχήμα 2.8:** Διάγραμμα εξόδου θερμού νήματος με  $T_w = \text{const.}$  και (i)  $T_f = \text{const.}$  και (ii)  $T_f \neq \text{const.}$

(B) Παραγωγίζοντας την ίδια σχέση, αλλά αυτή τη φορά ως προς τη δρώσα ταχύτητα που ψύχει το νήμα ( $U_{ef}$ ), προκύπτει<sup>54</sup> η παράγωγος  $\frac{\partial E}{\partial U_{ef}}$ , σύμφωνα με την οποία, με μείωση

της διαφοράς  $T_w - T_f$ , υφίσταται μείωση και η ευαισθησία του οργάνου. Αυτός είναι και ο λόγος για τον οποίο σε εφαρμογές μετρήσεων στον αέρα, η θερμοκρασιακή αυτή διαφορά μεταξύ του νήματος και του ρευστού, διατηρείται σε υψηλές τιμές, συνήθως της τάξεως των 200°C (ή 473K). Υπενθυμίζεται πως η θερμοκρασία του νήματος ( $T_w$ ) ρυθμίζεται μέσω της μεταβλητής αντίστασης της γέφυρας Wheatstone.

<sup>54</sup> Η παράγωγος αυτή εκφράζεται συνήθως σε μονάδες της τάξεως του mV/(m/s).



### 2.2.2.1 Υπολογισμός Σταθεράς Χρόνου και Ευαισθησίας Οργάνου

Όπως και στην περίπτωση του ανεμομέτρου σταθερού ρεύματος, έτσι και στο νήμα της σταθερής θερμοκρασίας η φυσική του οργάνου εκφράζεται μέσω της ίδιας σχέσεως [2.3]. Πράγματι οι φυσικές διαδικασίες μετατροπής ενέργειας είναι οι ίδιες, δηλαδή η ολική παραγωγή της θερμότητας από την ηλεκτρική αντίσταση του νήματος λόγω του φαινομένου Joule, καθώς και η αποθήκευση ενός ποσοστού αυτής στο ίδιο το νήμα και η μετάδοση του υπολοίπου προς το ρευστό μέσω της απαγωγής.

Η βασική διαφορά ωστόσο με τη διάταξη του νήματος που διαρρέεται από σταθερό ρεύμα είναι το γεγονός πως στην περίπτωση που εξετάζεται εδώ, ισχύει ακριβώς το αντίθετο, δηλαδή το ρεύμα στο ηλεκτρικό κύκλωμα και ειδικά στον κλάδο της γέφυρας Wheatstone που περιλαμβάνει το νήμα, μεταβάλλεται. Επομένως, στην περίπτωση του θερμού νήματος σταθερής θερμοκρασίας, το ρεύμα  $I$  στην εξίσωση [2.3] αντικαθίσταται όπως και οι άλλες φυσικές ποσότητες από το άθροισμα της μέσης του τιμής και της διακύμανσης που υφίσταται γύρω από αυτήν. Συγκεκριμένα, τα βήματα που ακολουθούνται για την εξαγωγή της τελικής έκφρασης του οργάνου σταθερής θερμοκρασίας -και κατά αντιστοιχία πάντα με αυτά που περιγράφηκαν στην παράγραφο του νήματος σταθερού ρεύματος- είναι τα ακόλουθα<sup>55</sup>:

- i. αντικατάσταση της ωμικής αντίστασης και της θερμοκρασίας του νήματος, της ταχύτητας του ρευστού και επιπλέον του ρεύματος που διαρρέει το νήμα, από τα αντίστοιχα αθροίσματα των μέσων τιμών και των διακυμάνσεων τους. Στο σημείο αυτό τονίζεται ιδιαίτερα πως δεν πρέπει να γίνεται σύγχυση και να θεωρείται πως η θερμοκρασία του νήματος κατά τη διάρκεια όλων των μετρήσεων παραμένει σταθερή λόγω του ότι η διάταξη αποκαλείται «σταθερής θερμοκρασίας». Στην πραγματικότητα οι μεταβολές της ταχύτητας του ρευστού που μετράται, επιφέρουν στιγμιαία μεταβολή και της θερμοκρασίας του νήματος, ωστόσο ο διαφορικός τελεστής της διάταξης επαναφέρει τη θερμοκρασία του στη σταθερή τιμή που έχει οριστεί. Τελικά η αποκαλούμενη σταθερή θερμοκρασία του νήματος λαμβάνεται ως η μέση τιμή που αντικαθίσταται στο παραπάνω άθροισμα.
- ii. εφαρμογή του αναπτύγματος Taylor στη σχέση που προκύπτει μετά τις προαναφερθείσες αντικαταστάσεις στον όρο της δρώσας ταχύτητας ψύξης και αποκοπή όλων των όρων δευτέρας τάξεως ως απειροελάχιστες ποσότητες,
- iii. χρήση της σχέσεως [2.4], της γραμμικής δηλαδή μεταβολής της αντίστασης με τη θερμοκρασία,
- iv. χρήση της σχέσεως:

$$I' = -G \cdot \bar{I} \cdot R'_w, \quad [2.13]$$

όπου:

- $G$  : η σταθερά ενίσχυσης του ενισχυτή.

Η παραπάνω έκφραση ισχύει, καθότι εκτός από μεταβολές στη θερμοκρασία λόγω των αυξομειώσεων της μετρούμενης ταχύτητας της ροής, μεταβάλλεται και η ωμική αντίσταση

<sup>55</sup> Για τις ενδιάμεσες παραστάσεις και εκφράσεις που προκύπτουν από τις πράξεις και τους χειρισμούς που περιγράφονται βλ. [95].

του νήματος. Σημειώνεται πως οι μεταβολές αυτές στην τιμή της ωμικής αντίστασης είναι μικρής κλίμακας και αυτό γιατί ανιχνεύονται αμέσως από τον ενισχυτή της διάταξης με αποτέλεσμα το ρεύμα που διαρρέει τον κλάδο του νήματος να μεταβάλλεται έτσι ώστε να επανέλθει η τιμή της μεταβλητής του αντίστασης στην προηγούμενη τιμή της. Το αρνητικό πρόσημο στην παραπάνω έκφραση οφείλεται στο γεγονός πως η ωμική αντίσταση -για την ακρίβεια η διακύμανση της- αυξάνει όταν το ρεύμα που διαρρέει το νήμα μειώνεται και το αντίθετο.

Τελικά εκτελώντας τα παραπάνω βήματα και συνδυάζοντας καταλλήλως τις εξισώσεις [2.3], [2.4] και [2.13] η λειτουργία του θερμού νήματος σε διάταξη σταθερής θερμοκρασίας εκφράζεται από την ακόλουθη διαφορική εξίσωση:

$$\tau \cdot \frac{dR'_w}{dt} + R'_w = k \cdot u_{ef}. \quad [2.14]$$

Η σταθερά του χρόνου  $\tau$  και η ευαισθησία του οργάνου  $k$  που εμφανίζονται στην παραπάνω εξίσωση, εκφράζονται από τους ακόλουθους τύπους, έτσι όπως προέκυψαν από τους προαναφερθέντες χειρισμούς:

$$\tau = \frac{m \cdot c}{\pi \cdot d \cdot l \cdot \left( A + B \cdot \sqrt{U_{ef}} \right) - a \cdot R_0 \cdot \bar{I}^2 + 2 \cdot a \cdot R_0 \cdot \bar{I}^2 \cdot G \cdot \bar{R}_w}, \quad [2.15]$$

$$k = \frac{-\pi \cdot d \cdot l \cdot B \cdot \left( \bar{R}_w - R_f \right) \cdot \tau}{2 \cdot \sqrt{U_{ef}} \cdot m \cdot c}. \quad [2.16]$$

Από τη διαφορική εξίσωση [2.14] φαίνεται ξεκάθαρα πως και το θερμό νήμα σταθερής θερμοκρασίας συμπεριφέρεται ως ένα όργανο πρώτης τάξεως<sup>56</sup>. Επίσης συγκρίνοντας τις σχέσεις [2.6] και [2.15] που εκφράζουν την ποσότητα της σταθεράς του χρόνου κάθε μίας εκ των δύο διατάξεων που εξετάστηκαν, καθίσταται φανερό πως πράγματι η σταθερά του χρόνου στην περίπτωση του νήματος της σταθερής θερμοκρασίας είναι μικρότερη αφού οι δύο σχέσεις έχουν κοινό αριθμητή, όμως ο παρονομαστής της δεύτερης περίπτωσης περιλαμβάνει επιπλέον την θετική ποσότητα  $2 \cdot a \cdot R_0 \cdot \bar{I}^2 \cdot G \cdot \bar{R}_w$ . Σε πρακτικές εφαρμογές οι τιμές της σταθεράς του χρόνου για όργανο σταθερής θερμοκρασίας κυμαίνονται γύρω από την τιμή του 1μs, το οποίο φυσικά οφείλεται στις υψηλές τιμές της ενίσχυσης.

### 2.2.2.2 Βαθμονόμηση Θερμού Νήματος Σταθερής Θερμοκρασίας

Πριν την εκτέλεση οποιουδήποτε πειράματος ανεμομετρίας, επιβάλλεται η βαθμονόμηση του θερμού νήματος από την αρχή, δηλαδή με άλλα λόγια ο προσδιορισμός της καμπύλης της τάσεως εξόδου συναρτήσει της μετρούμενης ταχύτητας του ρευστού (βλ. σχήματα 2.7, (α) και (β)), καθότι πλήθος παραγόντων συμβάλλουν στην αλλαγή της κατάστασης του. Τους σπουδαιότερους εξ αυτών αποτελούν η γήρανση του υλικού του νήματος, η επικάλυψη της

<sup>56</sup> Η εξίσωση [2.14] είναι διαφορική 1<sup>ης</sup> τάξεως ως προς το χρόνο.

σκόνης στο σύρμα και η αλλαγή της θερμοκρασίας αναφοράς κάτω από την οποία διεξάγεται το εκάστοτε πείραμα.

Συγκεκριμένα η βαθμονόμηση του νήματος πραγματοποιείται με την απευθείας εισαγωγή του ίδιου στο ρεύμα της ροής που επιθυμείται η μέτρηση των ταχυτήτων της, σε συνδυασμό με ένα στατικό σωλήνα Pitot (ή Prandtl). Ο τελευταίος υπολογίζει τις τιμές των ταχυτήτων του ρευστού στη θέση τοποθέτησης του, μέσω των καταγραφών των αντίστοιχων δυναμικών πιέσεων<sup>57</sup>, οι οποίες αντιστοιχίζονται στους μέσους όρους των τάσεων στην εξόδου του νήματος για χρονικά διαστήματα της τάξεως του μισού λεπτού. Η έξοδος του νήματος συνήθως καταγράφεται από έναν αναλογικό-ψηφιακό μετατροπέα (ADC) στο σκληρό δίσκο ενός υπολογιστή, από όπου και υπολογίζονται οι προαναφερθέντοι μέσοι όροι των τάσεων.

Το όργανο του ανεμομέτρου σταθερής θερμοκρασίας, όπως έχει αποδειχθεί, περιγράφεται από τη σχέση [2.12], η οποία αλλιώς γράφεται πιο σύντομα με τη μορφή:

$$E^2 = A + B \cdot U_{ef}^n . \quad [2.17]$$

Είναι προφανές πως όσα περισσότερα ζεύγη καταγεγραμμένων τιμών ληφθούν τόσο υψηλότερης τάξεως θα είναι και η προσέγγιση της καμπύλης βαθμονόμησης. Εντούτοις αρκετές πηγές αναφέρουν [94] πως δέκα ζεύγη τιμών ( $E, U$ ) επαρκούν για την ακριβή περιγραφή της καμπύλης αυτής, δηλαδή ουσιαστικά για υψηλή ακρίβεια του υπολογισμού των σταθερών  $A, B$  και  $n$ .

Πιο αναλυτικά, για κάποιον πεπερασμένο αριθμό δειγματοληπτικών μετρήσεων, ο υπολογισμός των σταθερών που εμφανίζονται στην εξίσωση [2.17] πραγματοποιείται με τη διαδικασία που περιγράφεται ακολούθως. Αρχικά λογαριθμίζεται η σχέση [2.17], αφού πρώτα γίνουν οι απαραίτητοι χειρισμοί:

$$\begin{aligned} E^2 - A &= B \cdot U_{ef}^n \Rightarrow \\ \ln(E^2 - A) &= \ln B + n \ln U_{ef} . \end{aligned} \quad [2.18]$$

Όπως έχει αναφερθεί, μόνον οι κάθετες συνιστώσες της ταχύτητας της ροής συμβάλλουν πρακτικά στη ψύξη του νήματος. Επομένως, τοποθετώντας το νήμα μέσα στο τμήμα δοκιμών και κάθετα ως προς την εισερχόμενη ροή, η ταχύτητα της ροής τότε θα ταυτίζεται με τη δρώσα ταχύτητα ψύξης του νήματος, δηλαδή θα ισχύει:

$$U = U_{ef} . \quad [2.19]$$

Συνδυάζοντας συνεπώς τις σχέσεις [2.18] και [2.19] προκύπτει μία εξίσωση γραμμικής συσχέτισης μεταξύ των σταθερών  $\ln(E^2 - A)$  και της ταχύτητας της ροής  $\ln U$  με σταθερά αναλογίας  $n$ :

$$\ln(E^2 - A) = \ln B + n \ln U . \quad [2.20]$$

<sup>57</sup> Υπενθυμίζεται, όπως γνωρίσαμε και στο Κεφάλαιο 1°, πως ο σωλήνας στατικός σωλήνας Pitot αποτελεί ένα μετρητικό όργανο σημειακών μετρήσεων ταχυτήτων ροών, όπου οι καταγεγραμμένες τιμές του εξάγονται μέσω της μέτρησης των αντίστοιχων διαφορών πίεσης. Στην προκειμένη περίπτωση, η εν λόγω διαφορά αφορά σε αυτήν της ολικής από τη στατική πίεση ( $p_t - p_s$ ), δηλαδή ουσιαστικά στην απευθείας μέτρηση της δυναμική πίεσης της ροής,  $q = \frac{1}{2} \rho v^2$ .

Τελικά ο υπολογισμός της σταθεράς  $A$  πραγματοποιείται απλά θέτοντας μηδενική την τιμή της ταχύτητας στην εξίσωση [2.17] και κατ' επέκταση η σταθερά  $n$  βρίσκεται ως η κλίση της ευθείας που προκύπτει, με τη σταθερά  $B$  να υπολογίζεται τελευταία με μία οποιαδήποτε μέθοδο προσέγγισης, όπως π.χ. η μέθοδος των ελαχίστων τετραγώνων. Συγκεκριμένα για τη σταθερά  $A$  προκύπτει:

$$\stackrel{[2.17]}{\Rightarrow} E^2 = A + B \cdot 0 \Rightarrow$$

$$A = E_0^2, \quad [2.21]$$

όπου:

- $E_0$  : συμβολίζεται η έξοδος της τάσης του νήματος για μηδενική ταχύτητα της ροής.

Έχοντας υπολογίσει τις παραπάνω σταθερές, είναι πλέον εφικτή και η μετατροπή της τάσης εξόδου του νήματος, που καταγράφεται στον υπολογιστή, σε δρώσα ταχύτητα, επιλύοντας τη σχέση [2.17] ως προς την τελευταία:

$$U_{ef} = \left( \frac{E^2 - A}{B} \right)^{\frac{1}{n}}. \quad [2.22]$$

Τέλος, για λόγους πληρότητας παρατίθενται δύο εκ των βασικότερων παραμέτρων που συντελούν στην επιτυχή βαθμονόμηση ενός θερμού νήματος σταθερής θερμοκρασίας. Αναλυτικότερα:

- Πρώτον, η απόσταση μεταξύ των δύο διατάξεων των σημειακών μετρήσεων, δηλαδή του ανεμομέτρου του θερμού νήματος και του σωλήνα Pitot, δεν πρέπει να είναι ούτε πολύ μεγάλη, έτσι ώστε να καταγράφονται τιμές για αντίστοιχα σημεία, αλλά ούτε και πολύ μικρή, προκειμένου το ένα μετρητικό όργανο να μην επηρεάζει τις μετρήσεις του άλλου και αντιστρόφως.
- Δεύτερον, η διαδικασία της βαθμονόμησης πρέπει να διεξάγεται κάτω από συνθήκες χαμηλού επιπέδου τύρβης και ομοιόμορφης κατανομής ταχυτήτων του ρευστού, όπως λ.χ. απαντώνται στο τμήμα δοκιμών μίας αεροδυναμικής αεροσήραγγας σαν αυτή που χρησιμοποιήθηκε στα πειράματα της ανάλυσης της παρούσας εργασίας στο εργαστήριο αεροδυναμικής του ΕΜΠ.

## 2.3 Εφαρμογές Θερμού Νήματος

Ακολουθώς παρουσιάζονται συνοπτικά τρεις από τις βασικότερες εφαρμογές της ανεμομετρίας του θερμού νήματος στη ρευστομηχανική και ειδικότερα στη μέτρηση των ροών και τον υπολογισμό των χαρακτηριστικών τους μεγεθών, όπως είναι οι τάσεις Reynolds και η ταυτόχρονη μέτρηση των συνιστωσών των ταχυτήτων σε ένα σημείο του πεδίου τους. Σημειώνεται, πως οι αυστηρές μαθηματικές αποδείξεις των τύπων που θα παρουσιαστούν αποφεύγονται, καθότι ξεπερνούν τους στόχους του παρόντος συγγράμματος και ο αναγνώστης παραπέμπεται στη βιβλιογραφία των [94] και [95] για περαιτέρω ανάλυση τους.

### 2.3.1 Ταυτόχρονος Υπολογισμός Δύο Συνιστωσών Ταχύτητας

Για τον ταυτόχρονο υπολογισμό δύο συνιστωσών των ταχυτήτων μίας ροής σε οποιοδήποτε σημείο της, χρησιμοποιείται μία διάταξη διπλού θερμού νήματος σε σχήμα X. Στην πραγματικότητα πρόκειται ουσιαστικά για δύο θερμά νήματα που τοποθετούνται με τέτοιο τρόπο ώστε να σχηματίζουν το γράμμα X (βλ. σχήμα 2.9). Εάν  $(U, V)$  είναι οι δύο κάθετες συνιστώσες της μετρούμενης ταχύτητας του ρευστού σε κάποιο σημείο του πεδίου του και  $a_1, a_2$  οι γωνίες που σχηματίζονται μεταξύ της οριζόντιας συνιστώσας της ταχύτητας και της καθέτου με κάθε ένα από τα νήματα αντίστοιχα (βλ. σχήμα 2.10) αποδεικνύεται πως οι συνιστώσες αυτές υπολογίζονται από τους τύπους<sup>58</sup> [2.27] και [2.28], όπου οι σταθερές ποσότητες  $F_1, F_2, G_1$  και  $G_2$  εκφράζονται από τις σχέσεις [2.23] έως [2.26]:

$$F_1 = (\cos^2 a_1 + k_1^2 \cdot \sin^2 a_1)^{0.5}, \quad [2.23]$$

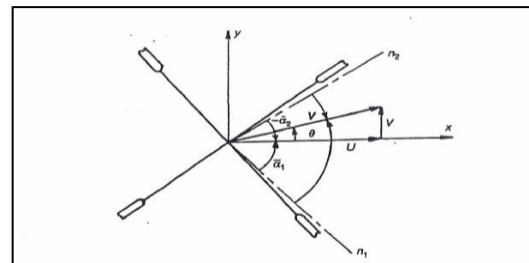
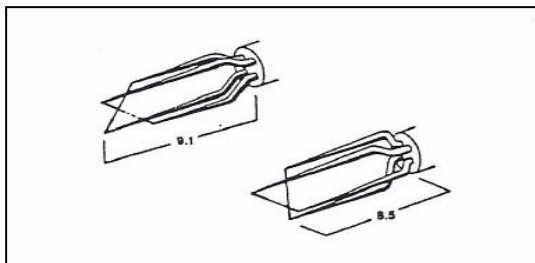
$$F_2 = (\cos^2 a_2 + k_1^2 \cdot \sin^2 a_2)^{0.5}, \quad [2.24]$$

$$G_1 = \frac{(1 - k_1^2) \cdot \sin(2a_1)}{2 \cdot F_1}, \quad [2.25]$$

$$G_2 = \frac{(1 - k_1^2) \cdot \sin(2a_2)}{2 \cdot F_2}, \quad [2.26]$$

$$U = \frac{U_{ef1} \cdot \frac{G_2}{F_1} + U_{ef2} \cdot \frac{G_1}{F_2}}{G_1 + G_2}, \quad [2.27]$$

$$V = \frac{\frac{U_{ef2}}{F_2} + \frac{U_{ef1}}{F_1}}{G_1 + G_2}. \quad [2.28]$$



**Σχήμα 2.9:** Διάταξη διπλού θερμού νήματος (σχήμα X).

**Σχήμα 2.10:** Σχετικές γωνίες ως προς συνιστώσα  $U$ .

<sup>58</sup> Μία ακόμη υπόθεση που λαμβάνεται υπόψιν για την εξαγωγή των εκφράσεων των συνιστωσών των ταχυτήτων είναι η θεώρηση της συνιστώσας  $V$  ως αρκετά μικρότερης ποσότητας από την αντίστοιχη της συνιστώσας  $U$ . Κατά τον τρόπο αυτό γίνονται οι ανάλογες προσεγγίσεις στην έκφραση της δρώσας ταχύτητας για κάθε ένα από τα δύο νήματα. Επίσης σημειώνεται πως ο δείκτης  $1$  που εμφανίζεται στις παραπάνω εξισώσεις αφορά στο νήμα με το οποίο σχηματίζει γωνία  $a_1$  η οριζόντια συνιστώσα της ταχύτητας του ρευστού και αντίστοιχα για το δείκτη  $2$ .

### 2.3.2 Ταυτόχρονος Υπολογισμός Τριών Συνιστωσών Ταχύτητας

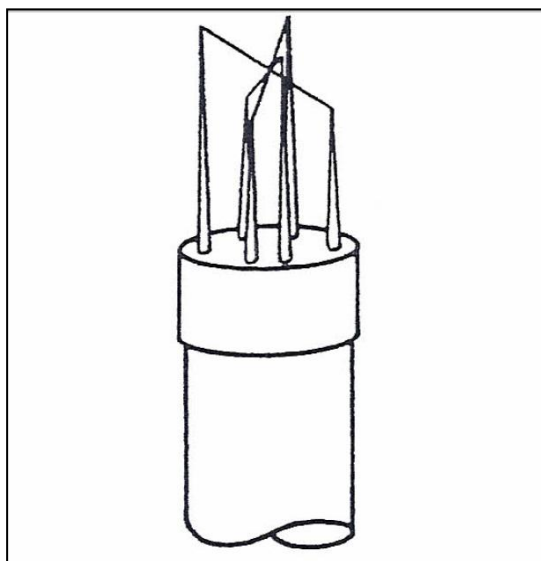
Για τον ταυτόχρονο υπολογισμό τριών συνιστωσών των ταχυτήτων μίας ροής σε οποιοδήποτε σημείο της, γίνεται χρήση τριών θερμών νημάτων που είναι κάθετα μεταξύ τους. Η διάταξη αυτή είναι γνωστή και ως τριπλό νήμα (βλ. σχήμα 2.11). Εάν  $(U, V, W)$  είναι οι τρεις κάθετες συνιστώσες της μετρούμενης ταχύτητας του ρευστού σε κάποιο σημείο του πεδίου του (βλ. σχήμα 2.12) και εφαρμόζοντας το Νόμο του King για κάθε νήμα διαδοχικά:

$$\left( \frac{E_1^2 - A_1}{B_1} \right)^{\frac{2}{n_1}} = V^2 + k_1^2 \cdot W^2 + k_2^2 \cdot U^2, \quad [2.29]$$

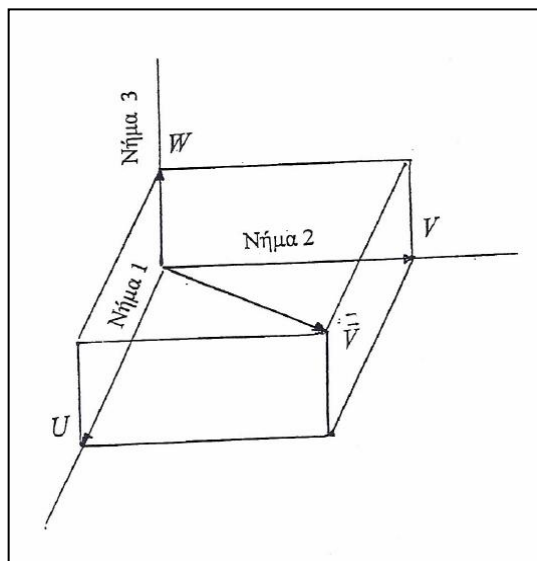
$$\left( \frac{E_2^2 - A_2}{B_2} \right)^{\frac{2}{n_2}} = W^2 + k_1^2 \cdot U^2 + k_2^2 \cdot V^2, \quad [2.30]$$

$$\left( \frac{E_3^2 - A_3}{B_3} \right)^{\frac{2}{n_3}} = U^2 + k_1^2 \cdot V^2 + k_2^2 \cdot W^2, \quad [2.31]$$

οι συνιστώσες αυτές υπολογίζονται μέσα από την επίλυση του παραπάνω συστήματος εξισώσεων [2.29] έως [2.31]. Σημειώνεται πάντως πως για την ύπαρξη μοναδικής λύσης του συστήματος αυτού, απαραίτητη προϋπόθεση αποτελεί οι τρεις συνιστώσες της ταχύτητας, στο σημείο αυτό της ροής, να λαμβάνουν θετικές τιμές.



**Σχήμα 2.11:** Διάταξη τριπλού θερμού νήματος.



**Σχήμα 2.12:** Τρεις συνιστώσες ταχύτητας ρευστού ως προς το σύστημα του θερμού νήματος.

### 2.3.3 Υπολογισμός Τάσεων Reynolds

Έστω μία ροή που χαρακτηρίζεται από μέση ταχύτητα  $\bar{U}$ , διαταραχές ως προς τις τρεις συνιστώσες της  $(u', v', w')$  και δρώσα συνιστώσα η οποία μπορεί να γραφτεί ως άθροισμα μίας μέσης τιμής και μιας διακυμάνσης, δηλαδή στη μορφή  $U_{ef} = \bar{U}_{ef} + u_{ef}$ . Τότε εάν ένα θερμό νήμα τοποθετηθεί με τέτοιο τρόπο μέσα στο ρεύμα αυτό του ρευστού, έτσι ώστε η κάθετος ως προς το νήμα να σχηματίζει γωνία  $a$  με την κύρια κατεύθυνση της ροής αποδεικνύονται οι παρακάτω διαπιστώσεις:

(A) Πρώτον, εάν η προαναφερθείσα γωνία είναι μηδενική, ισχύει δηλαδή  $a = 0^\circ$ , τότε:

$$\bar{U} = \bar{U}_{ef}, \quad [2.32]$$

$$\overline{u'^2} = \overline{u_{ef}^2}. \quad [2.33]$$

Με άλλα λόγια στην περίπτωση που το νήμα τοποθετηθεί κατακόρυφα ως προς την κύρια κατεύθυνση της ροής, η μέση τιμή της ταχύτητας του ρευστού θα ισούται με τη μέση τιμή της δρώσας ταχύτητας του νήματος<sup>59</sup> και οι ορθές τάσεις Reynolds της αξονικής συνιστώσας της ταχύτητας ως προς την πυκνότητα, ισούνται με τη μέση τιμή των τετράγωνων των διακυμάνσεων της δρώσας ταχύτητας. Τελικά υπολογίζονται η μέση τιμή της ταχύτητας του ρευστού  $\bar{U}$ , καθώς και η ορθή τάση Reynolds  $-\rho \cdot \overline{u'^2}$ .

(B) Δεύτερον, προσδιορίζεται η έκφραση της ποσότητας:

$$\overline{u' \cdot v'} = \frac{\overline{u_{ef2}^2} - \overline{u_{ef1}^2}}{4 \cdot G \cdot F^2}, \quad [2.34]$$

όπου οι μεν διακυμάνσεις της δρώσας ταχύτητας έχουν προκύψει για τοποθέτηση του νήματος ως προς τυχαία γωνία  $+a$  (βλ. σχήμα 2.13) και την αντίθετη της  $-a$  (βλ. σχήμα 2.14) αντίστοιχα και εκφράζονται<sup>60</sup> από τις ακόλουθες σχέσεις:

$$\overline{u_{ef1}^2} = F^2 \cdot \left( \overline{u'^2} + G^2 \cdot \overline{v'^2} - 2 \cdot G \cdot \overline{u' \cdot v'} \right), \quad [2.35]$$

$$\overline{u_{ef2}^2} = F^2 \cdot \left( \overline{u'^2} + G^2 \cdot \overline{v'^2} + 2 \cdot G \cdot \overline{u' \cdot v'} \right), \quad [2.36]$$

ενώ οι ποσότητες  $G$ ,  $F$  που εμφανίζονται σε όλες τις παραπάνω σχέσεις εκφράζονται από τους ακόλουθους τύπους:

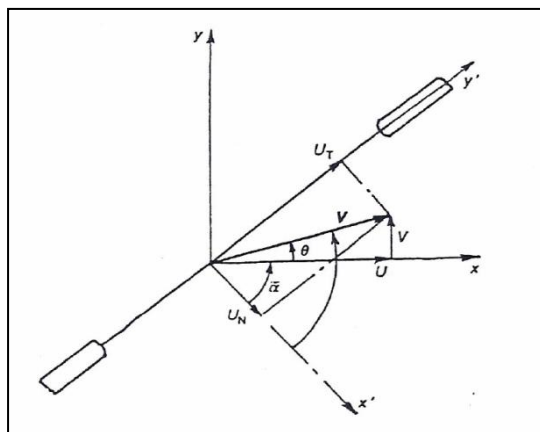
<sup>59</sup> Ουσιαστικά πρόκειται για την ίδια σχέση με τη [2.19], με τη διαφορά ότι η τελευταία αφορά συνολικά στο άθροισμα της μέσης τιμής και της διακυμάνσης κάθε μίας ταχύτητας.

<sup>60</sup> Ο δείκτης 1 αφορά στα μεγέθη που προκύπτουν από τη διάταξη της τοποθέτησης του νήματος ως προς γωνία  $+a$ , ενώ ο 2 αντίστοιχα στη διάταξη της τοποθέτησης του νήματος ως προς την αντίθετη γωνία,  $-a$ .

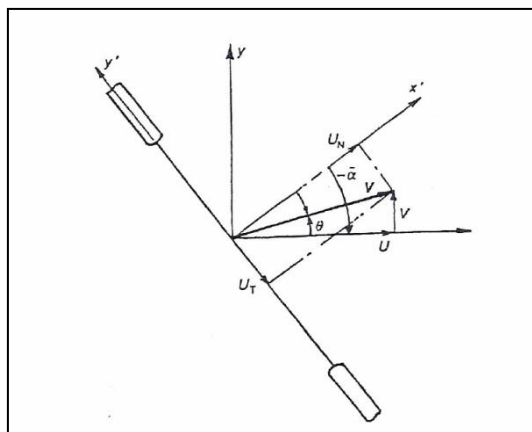
$$F = \cos^2 a + k_1^2 \cdot \sin^2 a, \quad [2.37]$$

$$G = \frac{(1 - k_1^2) \cdot \sin(2a)}{2 \cdot F}. \quad [2.38]$$

Τελικά δηλαδή, υπολογίζοντας πρώτα τις τιμές των ποσοτήτων [2.35] έως [2.38], προσδιορίζεται η διατμητική τάση Reynolds της ροής στο σημείο αυτό, η οποία είναι ως γνωστόν ίση με  $-\rho \cdot \overline{u' \cdot v'}$ .



**Σχήμα 2.13:** Θερμό νήμα υπό γωνία +a ως προς την κύρια κατεύθυνση του ρευστού.



**Σχήμα 2.14:** Θερμό νήμα υπό γωνία -a ως προς την κύρια κατεύθυνση του ρευστού.

(Γ) Τέλος συνδυάζοντας τις σχέσεις [2.34] και την [2.35] (ή [2.36]) προκύπτει και η τιμή της ποσότητας  $\overline{v'^2}$  και κατ' επέκταση η ορθή τάση Reynolds  $-\rho \cdot \overline{v'^2}$ .



## **Μέρος II:**

### **Πειραματική Ανάλυση**

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3<sup>ο</sup>:

### Πειραματική Διάταξη και Παράμετροι Λογισμικού PIV

#### Περιγραφή:

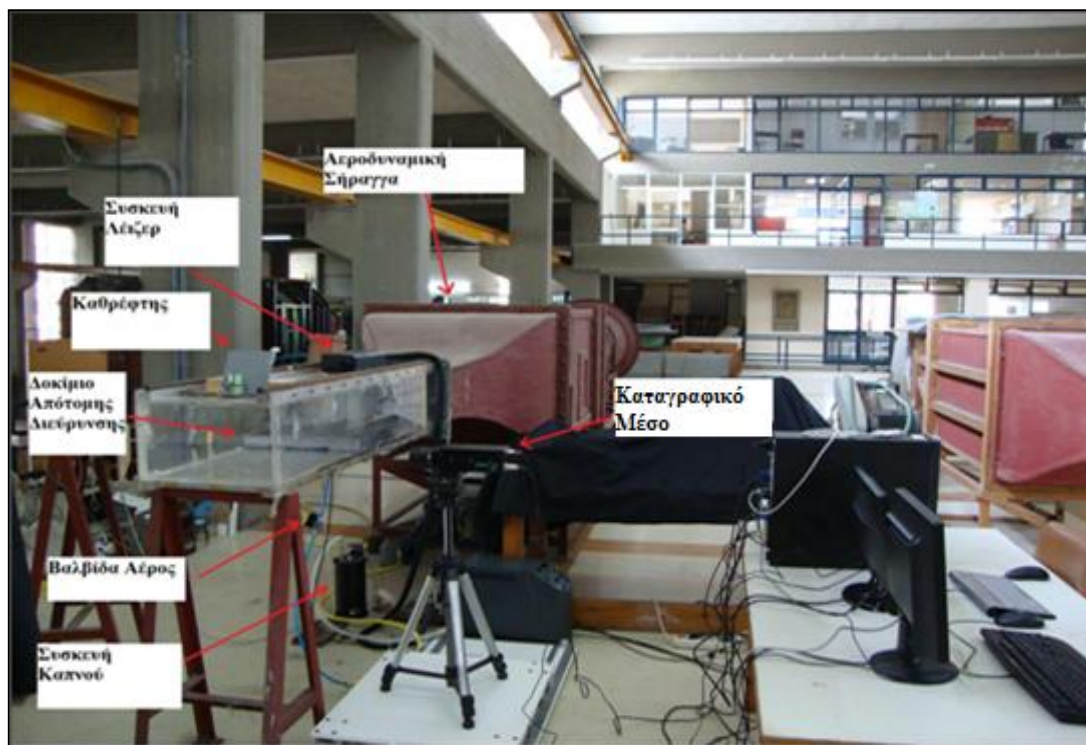
*Στο παρόν κεφάλαιο παρουσιάζονται αρχικά οι πειραματικές διατάξεις που χρησιμοποιήθηκαν για την πραγματοποίηση των πειραμάτων του PIV και της Ανεμομετρίας, τα οποία έλαβαν χώρα στο Εργαστήριο Αεροδυναμικής του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου. Στη συνέχεια, σε αντιστοιχία με όσα αναφέρθηκαν στο Κεφάλαιο 1<sup>ο</sup>, περιγράφονται αναλυτικά οι παράμετροι της καταγραφής των δεδομένων και της επεξεργασίας των αποτελεσμάτων κατά τα στάδια της βαθμονόμησης, της επεξεργασίας και της μετα-επεξεργασίας των πειραμάτων PIV. Συγκεκριμένα, η ανάλυση αφορά στο λογισμικό σύστημα Insight 3G<sup>TM</sup> της εταιρίας TSI, το οποίο αποτελεί και το ιδιόκτητο σύστημα επιλογής για την επεξεργασία των πειραμάτων στο πλαίσιο της παρούσας μελέτης.*

# ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3<sup>ο</sup>

## Πειραματική Διάταξη και Παράμετροι Λογισμικού PIV

### 3.1 Πειραματική Διάταξη

Αρχικά παρουσιάζεται η πειραματική εγκατάσταση της αεροδυναμικής σήραγγας στην οποία πραγματοποιήθηκαν τα πειράματα του PIV και της ανεμομετρίας, στο χώρο του εργαστηρίου αεροδυναμικής του ΕΜΠ της σχολής Μηχανολόγων Μηχανικών (βλ. σχήμα 3.1).



**Σχήμα 3.1:** Φυσική διάταξη πειραματικής εγκατάστασης κατά τη διάρκεια ενός πειράματος PIV.

Η ανάλυση κάθε πειραματικής συνιστώσας κρίνεται αναγκαία, τόσο για την καταγραφή των παραμέτρων που εισάγει κάθε μία στα πειράματα και κατ' επέκταση τον τρόπο που επηρεάζει τα αποτελέσματα συνολικά της διαδικασίας (π.χ. το ύψος του δοκιμίου το οποίο εισάγεται στη σήραγγα ή το είδος των σωματιδίων στο ρευστό επηρεάζουν άμεσα την υπό μελέτη ροή και συνεπώς τις μετρούμενες ποσότητες της), όσο και για την εξοικείωση του αναγνώστη με τη φυσική διάταξη των υπό μελέτη πειραμάτων. Ακολούθως αναλύονται εκτενώς τα κυριότερα μέρη της διάταξης και τα μετρητικά όργανα των εν λόγω πειραμάτων.

### 3.1.1 Αεροδυναμική Σήραγγα

Η υπό μελέτη σήραγγα είναι τύπου ανοιχτού κυκλώματος, χαμηλής ταχύτητας και συνεχούς λειτουργίας. Διαθέτει ένα φουσητήρα αξονικού τύπου και μέσω της ρύθμισης των στροφών του (με χρήση ενός ρυθμιστή που διαθέτει στρόφαλο) επιτυγχάνεται έμμεσα η ρύθμιση της ταχύτητας της ροής του αέρα μέσα στη σήραγγα. Το εύρος των ταχυτήτων που επιτυγχάνονται κυμαίνεται μεταξύ των  $3\text{ m/s}$  και  $20\text{ m/s}$ . Παρακάτω, στον πίνακα που ακολουθεί, παρουσιάζονται συνοπτικά τα κυριότερα τεχνικά χαρακτηριστικά της σήραγγας.

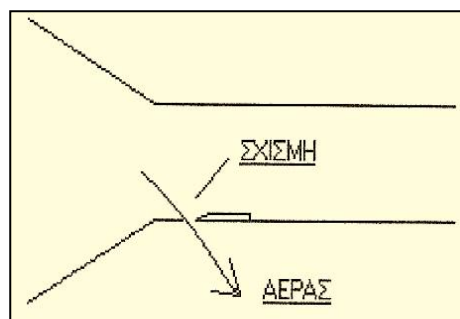
Αεροδυναμική Σήραγγα	Χαρακτηριστικά
Τύπος	VM 60.10.2 8°
Στροφές (RPM)	2910
Ισχύς Κινητήρα (HP)	7,5
Ωφέλιμη Ολική Πίεση ( $\text{kg/m}^2$ )	70

Πίνακας 3.1: Τεχνικά χαρακτηριστικά της αεροδυναμικής σήραγγας του ΕΜΠ.

Με στόχο τη δημιουργία μιας ομαλής και ομοιόμορφης ροής, αλλά και την καταστολή της εμφάνισης δινών κατά την είσοδο της στη σήραγγα, τόσο το αποκλίνον όσο και το συγκλίνον τμήμα της τελευταίας διαθέτει τοποθετημένα πλέγματα που συμβάλλουν σε αυτό το σκοπό. Επιπλέον λόγω του ότι τα τμήματα αυτά διαθέτουν παραβολικό σχήμα, αλλά και του γεγονότος πως μεταξύ τους μεσολαβεί ένα άλλο τετραγωνική διατομής, το λεγόμενο τμήμα εφηνσυχασμού, η ροή που φτάνει τελικά στο τμήμα των δοκιμών είναι πράγματι ομοιόμορφη.

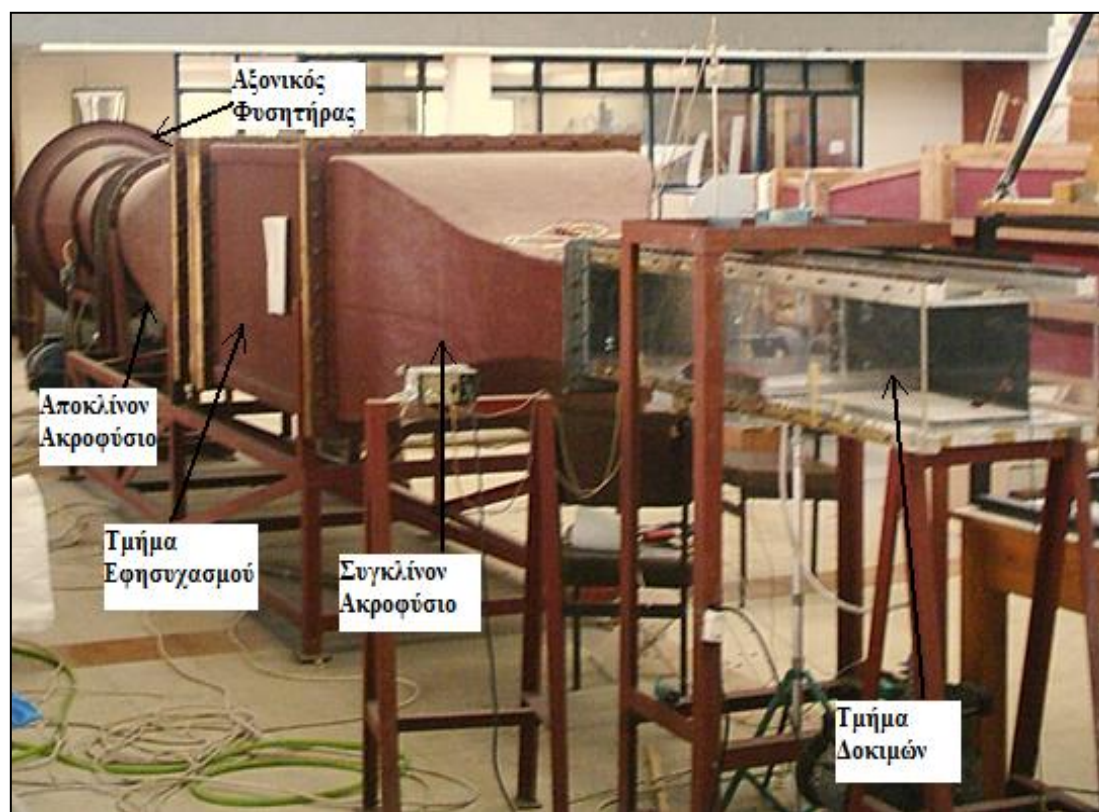
Στο τμήμα εισόδου και κοντά στην περιοχή των δοκιμών, υπάρχει μία ειδική διαμόρφωση στο κάτω μέρος του συγκλίνοντος ακροφυσίου, προκειμένου να απομακρύνεται από τη σήραγγα το πολύ λεπτό οριακό στρώμα που δημιουργείται στην ευρύτερη περιοχή. Τούτο επιτυγχάνεται με τη βοήθεια μιας λεπτής σχισμής, η οποία βρίσκεται λίγο πριν από το τμήμα των δοκιμών και είναι κάθετη στη ροή (βλ. σχήμα 3.2).

Το τμήμα των δοκιμών της αεροδυναμικής σήραγγας είναι ορθογωνικής διατομής και συγκεκριμένα διαστάσεων  $L_1 \times D_1 \times H_1 = 150\text{cm} \times 42\text{cm} \times 22,5\text{cm}$ , όπου:  $L_1$ ,  $D_1$  και  $H_1$  το μήκος, το πλάτος και το ύψος του τμήματος αντίστοιχα. Το πάνω μέρος του αποτελείται



Σχήμα 3.2: Λεπτή σχισμή στο συγκλίνον τμήμα για την απομάκρυνση του οριακού στρώματος.

από αποσπώμενα κομμάτια, προκειμένου να είναι εφικτή η παρέμβαση και η τροποποίηση ορισμένων παραμέτρων μέσα σε αυτό. Το υλικό κατασκευής της σήραγγας στο κομμάτι της αυτό είναι plexiglass (διάφανο), το οποίο επιτρέπει την είσοδο της ακτινοβολίας από το λέιζερ και την καταγραφή της ροής από την κάμερα. Έτσι, στο πάνω μέρος του τμήματος των δοκιμών τοποθετείται ο καθρέπτης ο οποίος αντανακλά την προσπίπτουσα ακτινοβολία από το λέιζερ της εγκατάστασης. Τέλος σημειώνεται πως υπάρχει και η δυνατότητα της κίνησης ενός φορείου πάνω σε οδηγούς ράβδους. Τα διάφορα προαναφερθέντα τμήματα της εγκατάστασης σημειώνονται στη φωτογραφία που ακολουθεί (βλ. σχήμα 3.3).

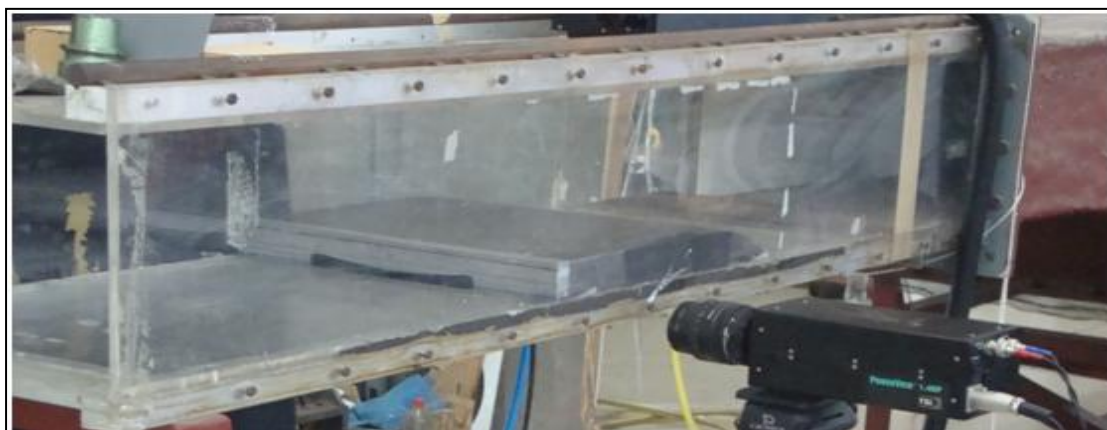


**Σχήμα 3.3:** Η διάταξη της αεροδυναμικής σήραγγας του ΕΜΠ και τα επιμέρους τμήματά της.

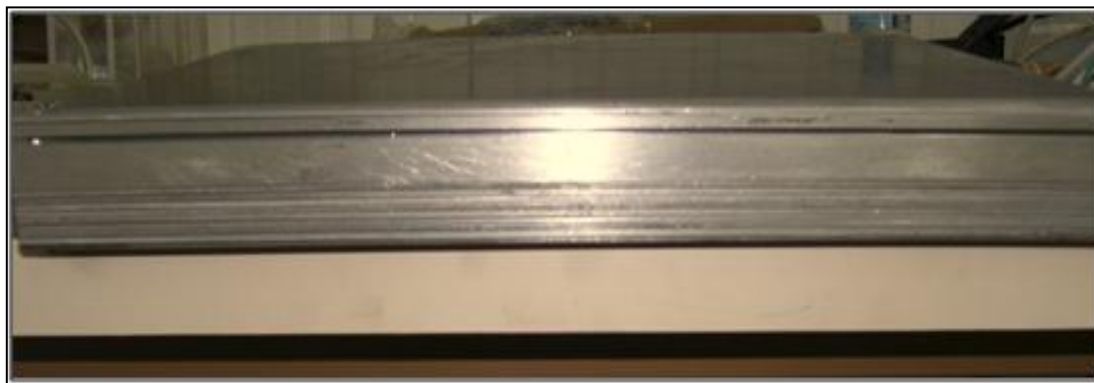
### 3.1.2 Δοκίμιο Απότομης Διεύρυνσης

Το μοντέλο που χρησιμοποιήθηκε στα πειράματα που διεξήχθησαν στο εργαστήριο αποτελεί μία απότομη διεύρυνση η οποία τοποθετήθηκε στην αρχή του τμήματος των δοκιμών της αεροσήραγγας (βλ. σχήμα 3.4), προσφέροντας τη γεωμετρία ενός «ανάποδου σκαλοπατιού» (Backward Facing Step ή BFS) εντός της σήραγγας ως προς την κατεύθυνση της εισερχόμενης ροής του αέρα. Το πίσω μέρος του εν λόγω δοκιμίου χαρακτηρίζεται από μεγάλη καμπυλότητα, προκειμένου η άφιξη της ροής στην ακμή της απότομης διεύρυνσης (ανάντι άκρο του μοντέλου κατά τη φορά της ροής) να είναι όσο το δυνατόν πιο ομαλή και ομοιόμορφη. Η διατομή της απότομης διεύρυνσης είναι ορθογωνικού σχήματος και διαστάσεων  $D \times H = 42 \text{ cm} \times 4,1 \text{ cm}$ , με το συνολικό μήκος του μοντέλου να είναι ίσο με  $L = 42 \text{ cm}$ . Σε απόσταση μόλις  $6 \text{ mm}$  από την άνω ακμή της διατομής του μοντέλου υπάρχει μία σχισμή, πίσω από την οποία βρίσκεται μία σειρά 20 οπών (βλ. σχήμα 3.5). Η διάμετρος

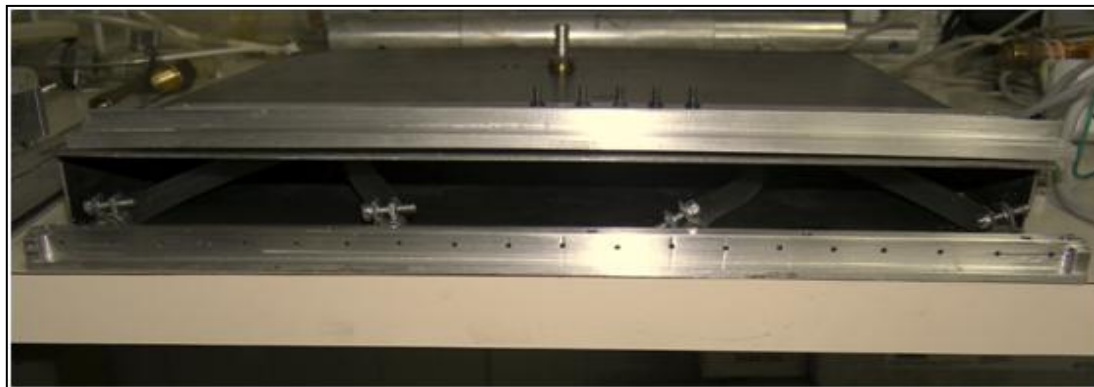
κάθε οπής είναι  $1,8\text{ mm}$  και δια μέσω αυτών εξέρχεται η παροχή του αέρα υπό τη μορφή δεσμών. Η εισαγωγή του αέρα στο δοκίμιο γίνεται με τη βοήθεια ενός σωλήνα παροχής αέρα, το άλλο άκρο του οποίου συνδέεται με την ηλεκτροβαλβίδα του συστήματος η οποία ελέγχει την τροφοδοσία. Σημειώνεται πως το εσωτερικό του δοκιμίου είναι κούφιο και ο σωλήνας της παροχής του αέρα εντός του μοντέλου διακλαδίζεται σε ένα σύστημα τεσσάρων σωλήνων μικρότερων διαμέτρων για ομοιόμορφη κατανομή του αέρα σε όλες τις οπές (βλ. σχήμα 3.6).



**Σχήμα 3.4:** Το δοκίμιο της απότομης διεύρυνσης στο εσωτερικό του τμήματος των δοκιμών της αεροσήραγγας.



**Σχήμα 3.5:** Η εμπρόσθια όψη του δοκιμίου και η σχισμή των οπών από τις οποίες διέρχονται οι δέσμες αέρα.



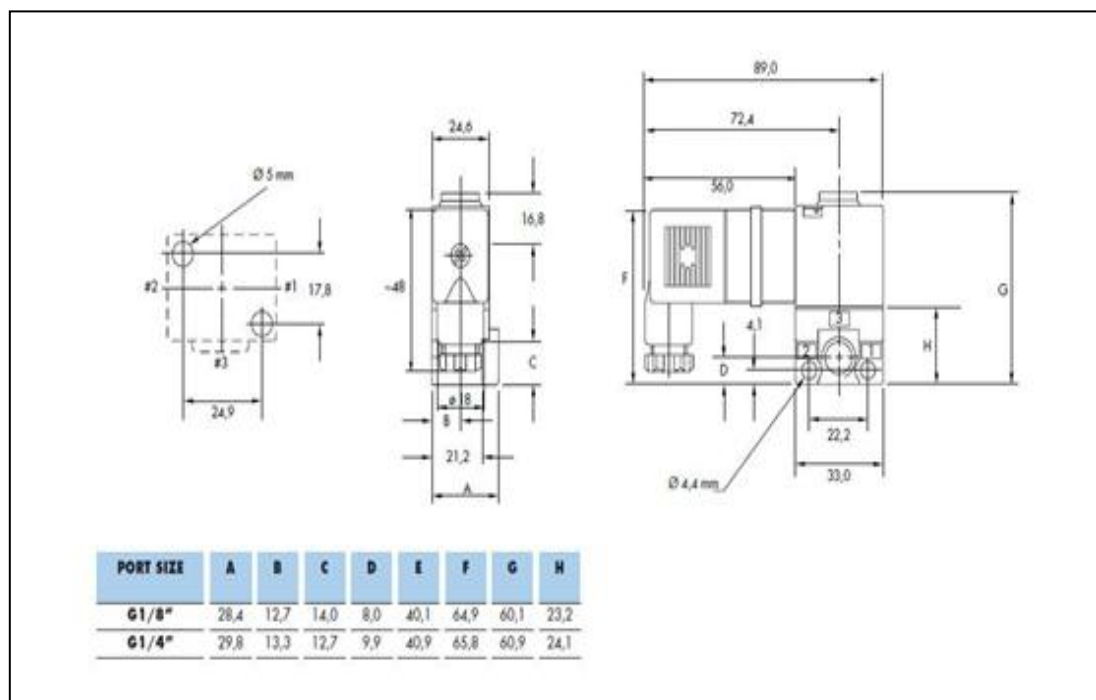
**Σχήμα 3.6:** Τροφοδοσία παροχής αέρα των οπών του μοντέλου της απότομης διεύρυνσης, μέσω του συστήματος των τεσσάρων σωληνώσεων που βρίσκονται εντός αυτού.

### 3.1.3 Ηλεκτροβαλβίδα Αέρος

Η ηλεκτροβαλβίδα που χρησιμοποιήθηκε στα πειράματα είναι κατασκευής της εταιρίας MAC και συγκεκριμένα της σειράς 100. Τα κυριότερα τεχνικά χαρακτηριστικά [96] και οι διαστάσεις της ηλεκτροβαλβίδας παρουσιάζονται στον κάτωθι πίνακα και στο σκαρίφημα αντίστοιχα που ακολουθούν.

Ηλεκτροβαλβίδα Αέρος	Χαρακτηριστικά
Εργαζόμενο Μέσο	Συμπιεσμένος αέρας, κενό, αδρανή αέρια
Σπείρα	Εποξειδική ρητίνη- κλάση Α συρμάτων
Λίπανση	Μη απαραίτητη
Προστασία	IP 65
Εύρος Πίεσης (bar)	Πίεση κενού έως 10
Διήθηση (μ)	40
Θερμοκρασιακό Εύρος (°C)	-18 έως 60
Στόμιο (mm)	2
Μέγιστη Ροή (6 bar, ΔP=1bar), (NI/min)	180
Ρυθμός Διαρροών (cm <sup>3</sup> /min)	50
Εύρος Τασης (%)	-15 έως 10 της ονομαστικής
Ισχύς (W)	1-17

Πίνακας 3.2: Τεχνικά χαρακτηριστικά της ηλεκτροβαλβίδας αέρος.



Σχήμα 3.7: Σκαρίφημα διαστάσεων ηλεκτροβαλβίδας αέρος.

### 3.1.4 Σύστημα Λείζερ

Η συσκευή λέιζερ που επελέγη είναι το σύστημα PIV λέιζερ Π-30 (βλ. σχήμα 3.8) της σειράς Solo και της εταιρίας Wave Research. Το λέιζερ αυτό είναι τύπου Nd:YAG διπλής κεφαλής, όπως ακριβώς περιγράφηκε στο αντίστοιχο κεφάλαιο του θεωρητικού μέρους<sup>61</sup>. Γενικότερα όλα τα λέιζερ Solo είναι ιδανικά για εφαρμογές PIV τόσο στο νερό όσο και σε σήραγγες αέρα, όπως δηλαδή η περίπτωση που εξετάζουμε, λόγω κυρίως του μικρού τους μεγέθους και του γεγονότος ότι οι διάφοροι ελεγκτές και η παροχή της ισχύος βρίσκονται σε μία ενιαία μονάδα, προσφέροντας έτσι άριστη ευελιξία κατά το στήσιμο τέτοιων πειραμάτων. Το συμπαγές σύστημα λέιζερ Solo παρέχει μία ιδιαίτερα ομοιόμορφη και παλλόμενη πηγή φωτός (βλ. σχήμα 3.8) σε μήκη κύματος που κυμαίνονται στο φάσμα του πράσινου χρώματος, εξασφαλίζοντας παράλληλα σταθερή και ομοιόμορφη απόδοση του συστήματος σε ένα ευρύ φάσμα εφαρμογών [97].



**Σχήμα 3.8:** Σύστημα λέιζερ Solo Π-30 με την κεφαλή (αριστερά) και το τροφοδοτικό (δεξιά).

Σύστημα Λείζερ	Χαρακτηριστικά
Ρυθμός Επανάληψης (Hz)	30×2
Ενέργεια <sup>62</sup> (mJ)	30
Ενεργειακή Σταθερότητα <sup>63</sup> (± %)	4
Διάμετρος ακτίνας (mm)	3
Εύρος Παλμού (ns)	3-5
Απόκλιση (mrad)	<3
Σταθερότητα εστίασης ακτίνας (urad)	<100

**Πίνακας 3.3:** Τεχνικά χαρακτηριστικά του συστήματος λέιζερ.

Συνθήκες Λειτουργίας	Χαρακτηριστικές Τιμές	
Θερμοκρασία (°C)	350	
Σχετική Υγρασία (%)	178	
Τάση (VAC)	95-240	
Ισχύς (W)	Στα 15Hz <sup>64</sup>	800
	Στα 30Hz	900

**Πίνακας 3.4:** Συνθήκες λειτουργίας του συστήματος λέιζερ.

<sup>61</sup> Για τη λειτουργία των λέιζερ Nd:YAG, βλ. §1.3.2 «Φωτισμός της ροής: Φωτεινή Πηγή και Φύλλο Φωτός».

<sup>62</sup> Οπτικές απώλειες λόγω μίας προαιρετικής επιλογής εξασθένησης μειώνει τη μέγιστη ενέργεια κατά 10%.

<sup>63</sup> Παλμό προς παλμό για το 98% των λάμψεων του λέιζερ μετά από 30 λεπτά προθέρμανσης του.

<sup>64</sup> Αφορά στα άλλα λέιζερ της σειράς Solo της εταιρίας Wave Research που λειτουργούν σε αυτήν τη συχνότητα.



Διαστάσεις/Βάρος	Κεφαλή Λείζερ	Τροφοδοτικό
Μήκος (mm)	350	461
Πλάτος (mm)	178	194
Ύψος (mm)	81	363
Βάρος (kg)	4,5	22

Πίνακας 3.5: Ονομαστικές διαστάσεις και βάρος των δύο τμημάτων του συστήματος λέιζερ.

### 3.1.5 Τροφοδοτικό Καπνού

Ως μέσο οπτικοποίησης της υπό μελέτη ροής χρησιμοποιήθηκαν σταγονίδια καπνού από λάδι τα οποία παράγονταν από μία συσκευή τροφοδοσίας καπνού. Στην παρούσα έρευνα έγινε χρήση του μοντέλου 9307 της γεννήτριας καπνού της εταιρίας TSI (βλ. σχήμα 3.9). Το τροφοδοτικό αυτό παράγει μεγάλες ποσότητες σταγονιδίων λαδιού που λειτουργούν ως διασπορά της ροής ενδιαφέροντος, παίζοντας το ρόλο των τροχοδεικτικών σωματιδίων ανίχνευσης σε μετρήσεις εφαρμογών κυρίως PIV και LDV. Αν και αποτελεί ένα ψεκαστήρα πολλαπλών χρήσεων είναι ιδιαίτερα ιδανικό για τη διασπορά ροών που χαρακτηρίζονται από υψηλές ταχύτητες όπου και απαιτείται μεγάλος αριθμός τροχοδεικτικών σωματιδίων. Σημειώνεται πως ο ψεκαστήρας λειτουργεί καλύτερα με χρήση σταγονιδίων ελαιόλαδου [98], γι αυτό άλλωστε και αποτέλεσε την επιλογή των πειραμάτων που πραγματευόμαστε.



Σχήμα 3.9: Τροφοδοτικό καπνού TSI 9307.

Για την παραγωγή των σταγονιδίων η γεννήτρια του καπνού χρησιμοποιεί ένα ακροφύσιο Laskin. Συγκεκριμένα πεπιεσμένος αέρας ψεκάει το λάδι στο ρεζερβουάρ της συσκευής για την παραγωγή των σταγονιδίων. Μία εσωτερική κρουστική πλάκα (φίλτρο) εμποδίζει τα μεγάλα σωματίδια να εισέλθουν στη ροή των σταγονιδίων που εξέρχονται της συσκευής, επιτρέποντας έτσι την παραγωγή σωματιδίων που κυμαίνονται σε ένα εύρος μεγέθους μικρών διαμέτρων. Παράλληλα, με την αύξηση της εσωτερικής πίεσης<sup>65</sup> επιτυγχάνεται η παραγωγή ενός μεγαλύτερου όγκου σωματιδίων, χωρίς ωστόσο να επηρεάζεται σημαντικά το εύρος αυτό του μεγέθους τους. Τέλος, αναφέρεται πως το μοντέλο είναι εξοπλισμένο με έναν εξωτερικό μετρητή ο οποίος υποδεικνύει τα επίπεδα λαδιού στο ρεζερβουάρ της συσκευής.

Τροφοδοτικό Καπνού		Χαρακτηριστικά
Διάμετρος Σωλήνα Εξόδου Αερολύματος (cm)	Εσωτερική	0,95
	Εξωτερική	1,59
Ρυθμός Ροής Αερολύματος (l/min)		30
Μέσο Μέγεθος Σταγονιδίων (μm)		1

Πίνακας 3.6: Τεχνικά χαρακτηριστικά της γεννήτριας καπνού.

<sup>65</sup> Ένας εύκολος τρόπος ελέγχου της εσωτερικής πίεσης είναι ο ρυθμιστής κλειδώματος με ένα μετρητή πίεσης.

Συνθήκες Λειτουργίας		Χαρακτηριστικές Τιμές
Πίεση Τροφοδοτικού Αέρα (kPa)	Ελάχιστη	170
	Μέγιστη	2720
Θερμοκρασία Τροφοδοτικού Αέρα (°C)	Συνθήκες Λειτουργίας	20
	Μέγιστη	65
Εσωτερική Πίεση Αέρα (kPa)	Συνθήκες Λειτουργίας	170
	Μέγιστη	550
Αντίθλιψη (kPa)	Μέγιστη	10

Πίνακας 3.7: Συνθήκες λειτουργίας της γεννήτριας καπνού.

Διαστάσεις/Βάρος	Χαρακτηριστικές Τιμές
Διάμετρος (cm)	15
Ύψος (cm)	39,5
Βάρος (kg)	3,9

Πίνακας 3.8: Ονομαστικές διαστάσεις και βάρος της γεννήτριας καπνού.

### 3.1.6 Καταγραφικό Μέσο

Το καταγραφικό μέσο που επιλέχθηκε στο πλαίσιο των πειραμάτων που εξετάζουμε είναι η κάμερα POWER VIEW™ 1.4MP της εταιρίας TSI και συγκεκριμένα το μοντέλο 630066 (βλ. σχήμα 3.10). Η κάμερα αυτή λειτουργεί με ρυθμό καταγραφής 10 καρέ ανά δευτερόλεπτο (ή 10fps) και όπως μαρτυρεί και η επίσημη ονομασία της διαθέτει χωρική ανάλυση 1.4M pixels με διάταξη 1376×1040 pixels. Ένα δυναμικό εύρος του μεγέθους των 12 bits για κάθε εικονοστοιχείο εξασφαλίζει υψηλής ακριβείας απεικονίσεις μικρών αλλά και μεγαλύτερων σωματιδίων ροής. Κατά συνέπεια, οι απεικονίσεις αυτές ορίζονται καλύτερα και τα διανύσματα των ταχυτήτων υπολογίζονται επίσης με υψηλότερη ακρίβεια. Για λόγους πληρότητας αναφέρεται πως το λογισμικό πακέτο που συνοδεύει την κάμερα, δηλαδή το Insight 3G, διαθέτει ένα πρόγραμμα ψευδοχρωματικής έκθεσης που αντιστοιχίζει την ένταση κάθε εικονοστοιχείου σε μία τιμή ενός μεγάλου εύρους χρωμάτων, με αποτέλεσμα να διακρίνονται με ακόμη μεγαλύτερη ευκολία τα τροχιοδεικτικά σωματίδια σε κάθε ροή [99].

Όσον αφορά στην προσέγγιση της διατήρησης της θερμοκρασίας του ανιχνευτή CCD, συνδυάζεται ένα υψηλής απόδοσης σύστημα ψύξης δύο σταδίων και συγκεκριμένα ένας ψύκτης Peltier μαζί με ένα σύστημα ψύξης πεπιεσμένου αέρα. Αποτέλεσμα αυτής της διαδικασίας ψύξης είναι η μείωση του θορύβου στις καταγραφές των μετρήσεων.



**Σχήμα 3.10:** Κάμερα POWERVIEW 1.4MP.

Σημειώνεται μάλιστα πως το περιβάλλον του χαμηλού θορύβου μετρήσεων από το καταγραφικό μέσο συνιστά μία εξαιρετική περίπτωση για εφαρμογές microPIV.

Τέλος, αναφέρεται πως όταν στο λογισμικό Insight 3G τεθεί η παράμετρος της λειτουργίας των αλληλοεπικαλυπτόμενων καρέ (frame-straddling mode), ο συγχρονιστής του συστήματος παρέχει καθυστέρηση παλμών «τοποθετώντας» τον πρώτο και δεύτερο παλμό του λέιζερ στο τέλος του πρώτου καρέ και κοντά στην αρχή του δεύτερου καρέ καταγραφής της κάμερας αντίστοιχα. Παράλληλα, καθώς το λέιζερ πάλλεται το λογισμικό Insight 3G στέλνει σήμα στην κάμερα για την ενεργοποίηση της καταγραφής ενός ζεύγους στιγμιοτύπων. Το σύστημα αυτό παρέχει τον κατάλληλο διαχωρισμό των παλμών που μπορεί να είναι εξαιρετικά μικρός, ακόμη και της τάξεως των 0,2μs και ρυθμισμένος πάντα για την καταγραφή ενός μεγάλου εύρους ταχυτήτων που κυμαίνονται από τις τάξεις των  $mm/s$  έως και τα επίπεδα των υπερηχητικών ταχυτήτων. Επομένως, ο συγχρονιστής μέσω της κατάλληλης καθυστέρησης των παλμών επιτρέπει τη χρονική ακολουθία στην καταγραφή ζευγών εικόνων (image pairs) του πεδίου της ροής σε άριστους ρυθμούς μεταφοράς των δεδομένων.

Παρακάτω παρουσιάζονται τα βασικότερα χαρακτηριστικά της κάμερας αυτής από το επίσημο εγχειρίδιο της εταιρίας TSI [99].

Κάμερα	Χαρακτηριστικά
Αριθμός Εικονοστοιχείων	1376 (Οριζόντια) × 1040 (Κάθετα)
Μέγεθος Εικονοστοιχείων (μm)	6,45 × 6,45
Θερμοκρασία CCD (°C)	-12
Δυναμικό Εύρος (bits)	12
Ρυθμός Καρέ (fps)	10
Φασματικό Εύρος (nm)	270-1100
Κβαντική Απόδοση (στα 500nm), (%)	62
Φακός	F-mount
Μήκος Καλωδίου Μεταφοράς Δεδομένων <sup>66</sup> (m)	5 (Ομοαξονικό Καλώδιο)
Διεπαφή	Υψηλής ταχύτητας PCI board

Πίνακας 3.9: Τεχνικά χαρακτηριστικά του καταγραφικού μέσου.

### 3.1.7 Θερμό Νήμα και Γέφυρα Wheatstone

Στη διάταξη του ανεμομέτρου της σταθερής θερμοκρασίας, όπως άλλωστε ειπώθηκε και στο αντίστοιχο κεφάλαιο της θεωρίας, το θερμό νήμα αποτελεί έναν από τους τέσσερις κλάδους αντίστασης μίας γέφυρας Wheatstone. Στην προκειμένη περίπτωση, το θερμό νήμα της σταθερής θερμοκρασίας είναι κατασκευής της εταιρίας TSI (βλ. Σχήμα 3.11) και η γέφυρα της DANTEC (μοντέλο CTA BRIDGE 56C17). Η θερμοκρασία στον κλάδο της αντίστασης του θερμού νήματος διατηρείται σταθερή από τη ρύθμιση των παραμέτρων της γέφυρας Wheatstone (βλ. σχήμα 3.12). Όσον αφορά στο θερμό νήμα τα χαρακτηριστικά του είναι τα ακόλουθα:

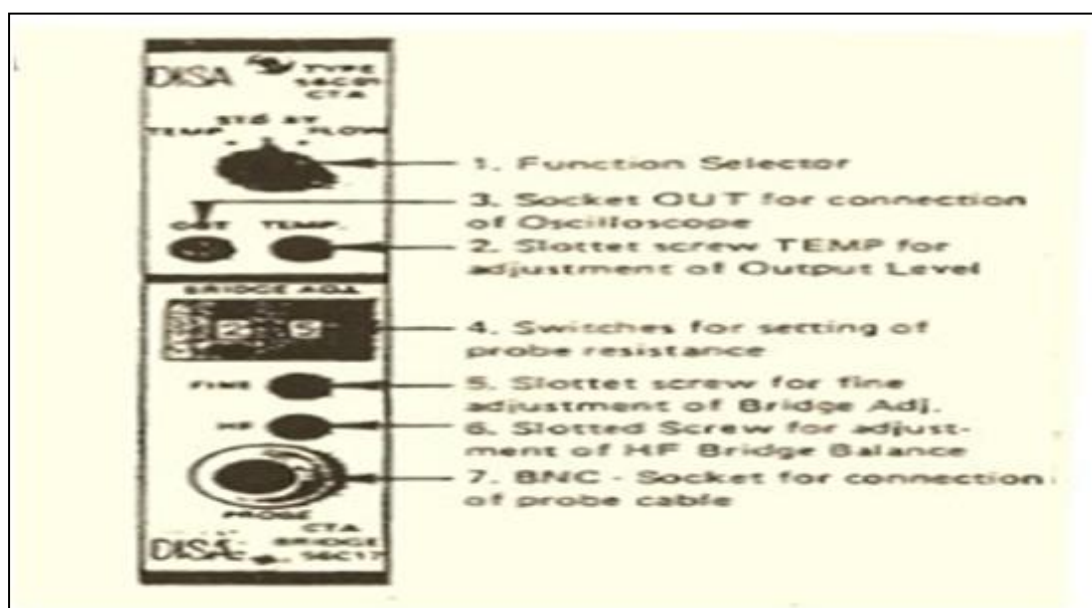
<sup>66</sup> Αφορά στο βασικό εξοπλισμό, καθότι υπάρχει και η επιλογή χρήσης οπτικών ινών μήκους 10-1500m.

Θερμό Νήμα	Χαρακτηριστικά
Μοντέλο Σωλήνα	1244-20 W
Σειριακός Αριθμός	f-470
Υλικό Κατασκευής	Χαλαζίας (εσωτερικά) Λευκόχρυσος (εξωτερικά)
Μήκος Νήματος (mm)	1
Διάμετρος Νήματος (μm)	51
Θερμικός Συντελεστής Αντίστασης ( $\Omega^{\circ}\text{C}$ )	0,0024
Ηλεκτρική Αντίσταση (στους $20^{\circ}\text{C}$ ), ( $\Omega$ )	10,5

Πίνακας 3.10: Τεχνικά χαρακτηριστικά του θερμού νήματος.



Σχήμα 3.11: Διάταξη θερμού νήματος.



Σχήμα 3.12: Επιλογές ρυθμίσεων της γέφυρας Wheatstone.

## 3.2 Εκλογή Παραμέτρων Λογισμικού PIV

Όπως κατέστη φανερό από τα σχετικά χωρία στο Κεφαλαίο 1<sup>ο</sup>, τα στάδια της πειραματικής διαδικασίας ενός πειράματος PIV παρουσιάζουν σημαντικές διαφοροποιήσεις ανάλογα με το λογισμικό που επιλέγεται για την επεξεργασία των καταγεγραμμένων εικόνων. Για το λόγο αυτό στην παρούσα παράγραφο παρουσιάζονται εκτενώς οι παράμετροι της καταγραφής και της επεξεργασίας που εισήχθησαν στο λογισμικό Insight 3G<sup>TM</sup> της εταιρίας TSI για την ανάλυση των πειραμάτων που θα εξετάσουμε<sup>67</sup> σε επόμενο κεφάλαιο. Υπενθυμίζεται πως η ανάλυση αφορά στη ψηφιακή τεχνική ετεροσυσχέτισης PIV με παλμικό λέιζερ.

### 3.2.1 Παράμετροι Συλλογής Δεδομένων

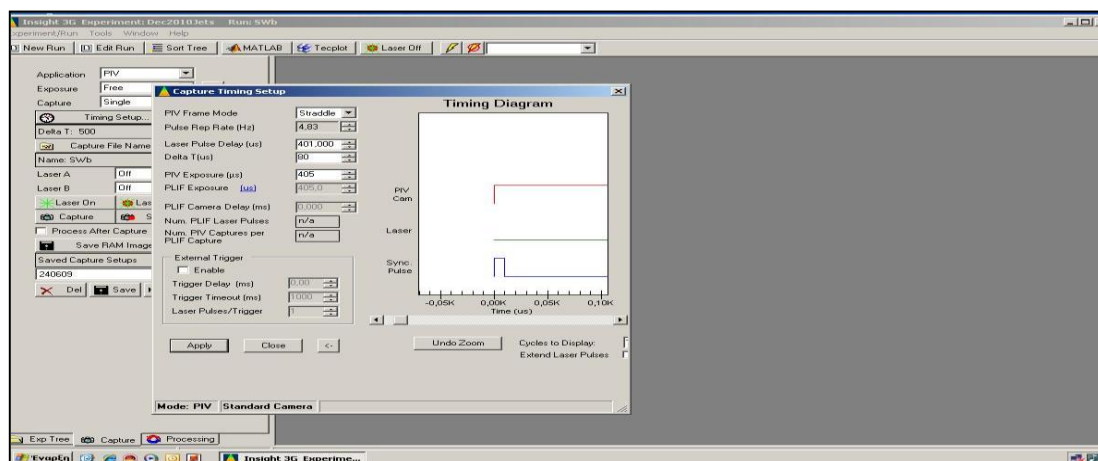
Στη φάση αυτή της διαδικασίας γίνεται χρήση δύο υπολογιστών εκ των οποίων ο πρώτος ελέγχει τον εξωτερικό σκανδαλισμό του λέιζερ, της κάμερας και της ηλεκτροβαλβίδας αέρος, ενώ ο δεύτερος, στον οποίο εγκαθίσταται το λογισμικό Insight 3G<sup>TM</sup>, ελέγχει τον εσωτερικό σκανδαλισμό όλων των προαναφερθέντων εκτός της βαλβίδας αέρος, καθώς επίσης και όλων των υπολοίπων παραμέτρων της τεχνικής PIV. Το δύο αυτά είδη σκανδαλισμού (triggering) αναλύονται εκτενώς στο κεφάλαιο που ακολουθεί. Αναφέρεται απλά στο σημείο αυτό πως το πρώτο είδος σκανδαλισμού αφορά σε μη συγχρονισμένες καταγραφές της ροής, σε αντίθεση με το δεύτερο κατά το οποίο οι μετρήσεις αφορούν σε συμφασικές καταγραφές της.

Όσον αφορά στο στάδιο της συλλογής των εικόνων, ρυθμίζονται από το μενού των επιλογών του συστήματος (βλ. σχήμα 3.13) οι παράμετροι χρονισμού της καταγραφής. Συγκεκριμένα, για την περίπτωση του εσωτερικού σκανδαλισμού ορίζονται οι εξής:

- ***PIV Frame Mode***: Straddle. Η κάμερα καταγράφει δύο διαδοχικές εικόνες για την ίδια έκθεση.
- ***Pulse Rep. Rate (Hz)***: 4,83. Η παράμετρος αυτή αφορά στο χρονισμό από την αρχή μιας ακολουθίας παλμών λέιζερ μέχρι την αρχή της επόμενης.
- ***Laser Pulse Delay (μs)***: 401. Η παράμετρος αυτή ρυθμίζεται έτσι ώστε να δίνεται παλμός στο λέιζερ ακριβώς στο τέλος του πρώτου καρτέ. Στα συστήματα λέιζερ Nd:YAG, όπως αυτό που εξετάζουμε, αφορά στο χρονικό διάστημα που μεσολαβεί μεταξύ της αρχής μίας ακολουθίας παλμού έως και την ενεργοποίηση του διακόπτη Q<sub>1</sub> του λέιζερ.
- ***Delta T (μs)***: 80. Αυτή η παράμετρος αφορά στο διαχωρισμό των παλμών<sup>68</sup> σχετίζοντας την καταγραφή του συστήματος PIV και την ταχύτητα των τροχιοδεικτικών σωματιδίων ανίχνευσης της ροής. Η επιλογή του διαχωρισμού των παλμών γίνεται με στόχο τη βελτιστοποίηση των παραμορφώσεων των απεικονίσεων των σωματιδίων. Κατά αντιστοιχία με την πάνω παράμετρο, στα συστήματα λέιζερ Nd:YAG αφορά στο χρονικό διάστημα που μεσολαβεί μεταξύ της ενεργοποίησης του διακόπτη Q<sub>1</sub> και Q<sub>2</sub> του λέιζερ.
- ***PIV Exposure (μs)***: 405. Η εν λόγω παράμετρος αφορά στο χρονικό διάστημα κατά το οποίο το πρώτο διάφραγμα της μηχανής PIV παραμένει ανοιχτό.

<sup>67</sup> Περισσότερες τεχνικές λεπτομέρειες αναφορικά με τις δυνατότητες και τις επιλογές που προσφέρει το εν λόγω PIV λογισμικό μπορούν να αναζητηθούν στο σχετικό εγχειρίδιο [100].

<sup>68</sup> Βλ. §1.3.4 «Χρονικές Παράμετροι Καταγραφής».

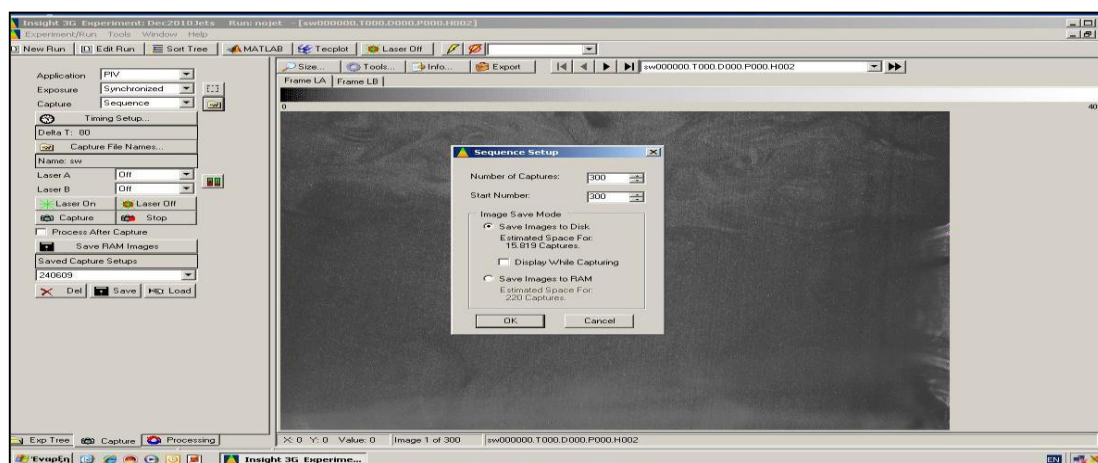


**Σχήμα 3.13:** Κατάλογος επιλογών για τη ρύθμιση των παραμέτρων χρονισμού του λέιζερ και της κάμερας.

Οι παραπάνω ρυθμίσεις γίνονται κατά τον εσωτερικό σκανδαλισμό του συστήματος, όπου ο συγχρονιστής (synchronizer) του λέιζερ στέλνει την επόμενη ακολουθία παλμού σύμφωνα με την τιμή που έχει οριστεί για την παράμετρο Pulse Rep. Rate. Στην περίπτωση του εξωτερικού σκανδαλισμού, τότε και ο έλεγχος γίνεται από τον άλλο υπολογιστή του συστήματος, καθορίζονται επιπλέον δύο ακόμη παράμετροι:

- **Trigger Timeout (µs):** 1000. Αφορά στο χρονικό διάστημα που μεσολαβεί έως ότου ο συγχρονιστής του λέιζερ λάβει την είσοδο του εξωτερικού σκανδαλισμού.
- **Laser Pulses/Trigger:** 1. Πρόκειται για τον αριθμό των παλμών του λέιζερ ανά εξωτερικό σκανδαλισμό του συστήματος.

Ύστερα από την εισαγωγή των επιλογών των τιμών για τις χρονικές παραμέτρους στο πρόγραμμα, επιλέγεται ο αριθμός των φωτογραφιών που καταγράφονται ανά πείραμα, καθώς επίσης και η μνήμη του υπολογιστή στην οποία θα αποθηκευτούν. Στην παρούσα μελέτη επιλέχθηκε να καταγράφονται 300 φωτογραφίες ανά πείραμα και να αποθηκεύονται στο δίσκο του υπολογιστή (βλ. σχήμα 3.14). Βέβαια στην πραγματικότητα καταγράφεται ο διπλάσιος αριθμός φωτογραφιών της ροής, αφού όπως αναφέρθηκε η κάμερα καταγράφει δύο διαδοχικά καρέ ανά έκθεση. Τελικά η επιλογή αυτή αφορά στον αριθμό των φωτογραφιών που θα προκύψουν μετά από το στάδιο της ετεροσυσχέτισης των διαδοχικών καρέ.



**Σχήμα 3.14:** Επιλογή αριθμού φωτογραφιών καταγραφής και αποθήκευσης. Στο φόντο μία μη-επεξεργασμένη εικόνα (raw image) των σωματιδίων καπνού.

### 3.2.2 Βαθμονόμηση Εικόνων Καταγραφής

Όπως γνωρίσαμε στο Κεφάλαιο 1<sup>ο</sup>, οι εικόνες που προκύπτουν από την παραπάνω διαδικασία εκφράζονται σε εικονοστοιχεία (pixels) και αυτό διότι τόσο το μέγεθος των περιοχών διερεύνησης όσο και η απόσταση μεταξύ τους εκφράζεται σε pixels, με αποτέλεσμα το ίδιο να συμβαίνει και με το μέγεθος των διανυσμάτων μετατόπισης. Επομένως, απαιτείται χωρική βαθμονόμηση των καταγεγραμμένων εικόνων. Πρέπει δηλαδή να τροποποιηθούν κατά τέτοιο τρόπο, ώστε να εκφράζονται σε μονάδες μέτρησης και συντεταγμένες του φυσικού κόσμου. Η βαθμονόμηση που επιλέγεται γίνεται για θέση της κάμερας<sup>69</sup> L (Left). Το πρόγραμμα του λογισμικού εφαρμόζει την παρακάτω σχέση για τη μετατροπή των εικονοστοιχείων σε mm:

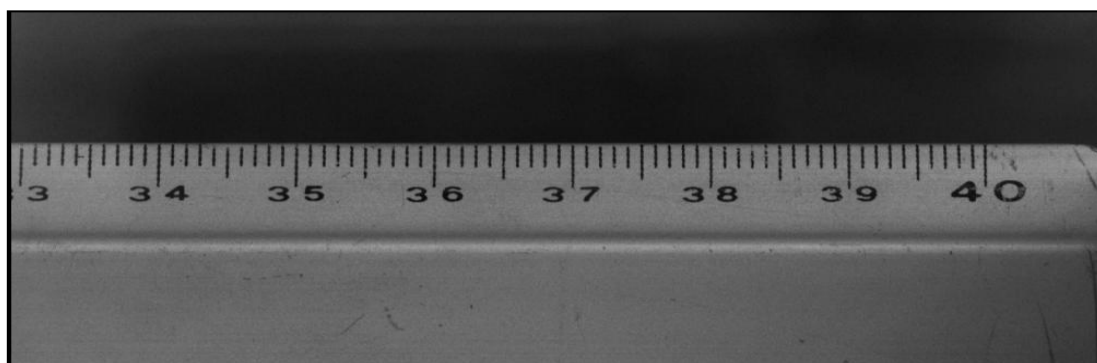
$$\text{Calibration Factor} = \frac{\text{size in mm}}{\text{size in pixels}} \quad [3.1]$$

και κατ' επέκταση των μονάδων της καταγεγραμμένης ταχύτητας της ροής ανά περιοχή διερεύνησης σε mm/s:

$$\text{Velocity} = \frac{(\text{Pixel Displacement}) \cdot (\text{Calibration Factor})}{dt}, \quad [3.2]$$

όπου ο χρόνος στην εξίσωση μετράται σε μονάδες της τάξεως του ms.

Σχεδόν σε όλα τα πειράματα που πραγματοποιήθηκαν, κατά το στάδιο της προετοιμασίας, όπως θα δούμε στο Κεφάλαιο 5<sup>ο</sup>, καθορίστηκε το μήκος κάθε παραθύρου λήψεως<sup>70</sup> των εικόνων της ροής να είναι ίσο με 80mm. Για παράδειγμα, παρατίθεται μία εκ των φωτογραφιών του χάρακα (βλ. σχήμα 3.15) που καταγράφηκε από την κάμερα στο παράθυρο της απότομης διεύρυνσης, όπου δηλαδή το δοκίμιο της απότομης διεύρυνσης βρίσκεται οριακά στην άκρη της λήψης (από δεξιά), σε μία σειρά πειραμάτων συγχρονισμένων μετρήσεων. Φαίνεται ξεκάθαρα από τη βαθμονόμηση στην ακμή του χάρακα πως πράγματι το μέγεθος του οριζώντιου οπτικού πεδίου (Field of View ή FoV) είναι 8cm (32,9 - 40,9cm).



**Σχήμα 3.15:** Καταγραφή ακμής χάρακα για τη βαθμονόμηση του μήκους του παραθύρου μελέτης.

<sup>69</sup> Εναλλακτικά χρησιμοποιείται ο όρος port, το οποίο σημαίνει πως ένας παρατηρητής που κινείται μαζί με το ελεύθερο ρεύμα της ροής θα έχει την κάμερα στο αριστερό του χέρι.

<sup>70</sup> Με τον όρο παράθυρο λήψης αναφερόμαστε στη δισδιάστατη περιοχή της ροής όπου η κάμερα καταγράφει στιγμιότυπα της.

Τελικά βάσει των ανωτέρω σχέσεων και της ανάλυσης του καταγραφικού μέσου, που όπως αναφέρθηκε στην προηγούμενη παράγραφο, στα τεχνικά χαρακτηριστικά του, είναι  $1376 \times 1024$ , προκύπτει:

$$\text{Calibration Factor} = \frac{\text{Horizontal FoV in mm}}{\text{Horizontal FoV in pixels}} = \frac{80}{1376} \approx 0,058$$

και άρα το μέγεθος του κάθετου οπτικού πεδίου είναι:

$$\text{Vertical FoV in mm} = \text{Vertical FoV in pixels} \cdot \text{Calibration Factor} = 1024 \cdot 0,058$$

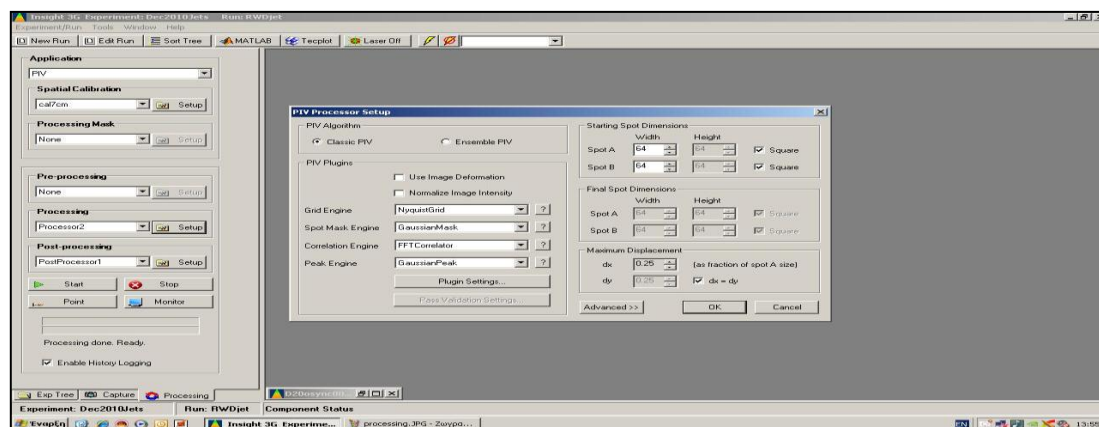
$$\Rightarrow \text{Vertical FoV in mm} \approx 59,5.$$

Οι τιμές επιβεβαιώνονται και από τα διαγράμματα ανάλυσης της ροής στο Κεφάλαιο 5<sup>ο</sup>.

### 3.2.3 Παράμετροι Επεξεργασίας Εικόνων

Η επεξεργασία των εικόνων σε αυτό το στάδιο γίνεται με τη μέθοδο της ετεροσυσχέτισης. Όλες οι παράμετροι της μεθόδου που επιλέγονται παρουσιάζονται στο κάτωθι παράθυρο του προγράμματος (βλ. σχήμα 3.16).

Αρχικά ορίζεται το μέγεθος των περιοχών διερεύνησης (αναφέρονται ως Spots στο πρόγραμμα) κάθε ζεύγους στιγμιοτύπων όπου πραγματοποιείται η διαδικασία της ετεροσυσχέτισης. Στην προκειμένη περίπτωση, επελέγη το μέγεθος των  $64 \times 64$  pixels, δηλαδή πρόκειται για τετραγωνικές περιοχές (Square). Στη συνέχεια ορίζεται η μέγιστη μετατόπιση (Maximum Displacement) των απεικονίσεων των σωματιδίων στα στιγμιότυπα που καταγράφονται ως κλάσμα του μεγέθους της περιοχής διερεύνησης. Συγκεκριμένα επιλέγεται μέγιστη μετατόπιση της τάξεως των  $dx = dy = 0,25$ . Ακολούθως επιλέγεται ο κλασσικός αλγόριθμος PIV ετεροσυσχέτισης (Classic PIV Algorithm). Ο αλγόριθμος αυτός, χρησιμοποιεί τις ανωτέρω τιμές της μέγιστης μετατόπισης για τον περιορισμό της αναζήτησης και του εντοπισμού των κορυφών της συνάρτησης ετεροσυσχέτισης στα εικονοστοιχεία που δεν ξεπερνούν αυτά τα όρια. Τέλος, εκλέγονται οι ακόλουθες παράμετροι που ουσιαστικά αποτελούν τα βήματα επεξεργασίας των στιγμιοτύπων με τη μέθοδο της ετεροσυσχέτισης.



**Σχήμα 3.16:** Κατάλογος επιλογών για τη ρύθμιση των παραμέτρων της μεθόδου ετεροσυσχέτισης των εικόνων.



(Α) Μηχανή Παραγωγής Πλέγματος (Grid Engine): Η μηχανή αυτή χωρίζει την εικόνα που λαμβάνει ως είσοδο σε μικρότερες περιοχές προς επεξεργασία και παράλληλα αρχικοποιεί το διανυσματικό πεδίο. Στη συνέχεια, το πρόγραμμα αντιγράφει τα εικονοστοιχεία από την εικόνα εισόδου στις περιοχές διερεύνησης για κάθε τμήμα του πλέγματος και τα προωθεί στη μηχανή προετοιμασίας των περιοχών διερεύνησης. Επιλέγεται πλέγμα Nyquist (επιλογή NyquistGrid) που αποτελεί την κλασσική επιλογή πλέγματος για PIV εφαρμογές ετεροσυσχέτισης και το οποίο ορίζει διανύσματα κατά την οριζόντια και κάθετη κατεύθυνση, μεγέθους ίσου με το ήμισυ των αντίστοιχων διαστάσεων της περιοχής διερεύνησης<sup>71</sup>.

(Β) Μηχανή Προετοιμασίας Περιοχών Διερεύνησης (Spot Mark Engine): Στο επόμενο βήμα της διαδικασίας της ετεροσυσχέτισης, η μηχανή προετοιμασίας τροποποιεί τις περιοχές διερεύνησης κάθε στιγμιότυπου και τις προωθεί στην επόμενη μηχανή, αυτή της ετεροσυσχέτισης. Επιλέγεται γκαουσιανή προετοιμασία (επιλογή GaussianMask) κατά την οποία αφαιρείται σε πρώτο στάδιο η μέση τιμή της έντασης της φωτεινότητας της περιοχής διερεύνησης από κάθε εικονοστοιχείο της εν λόγω περιοχής. Κατόπιν πολλαπλασιάζεται έκαστο εικονοστοιχείο με μία γκαουσιανή συνάρτηση βάρους, προκειμένου η περιοχή να χαρακτηρίζεται από έντονη φωτεινότητα στο κέντρο της και λιγότερη στο περίγραμμα της γύρω από τα άκρα. Η ακτίνα της γκαουσιανής κατανομής ορίζεται ίση με 1, το οποίο συνεπάγεται τη ρύθμιση της μείωσης της φωτεινότητας στα άκρα του οριζόντιου και κάθετου άξονα στο 13,5% της αντίστοιχης κάθε κεντρικού εικονοστοιχείου. Τέλος, ορίζεται η τιμή της παραμέτρου της ελάχιστης μέσης έντασης στην περιοχή διερεύνησης να είναι >10. Υπενθυμίζεται πως η διευθέτηση της παραμέτρου αυτής είναι προαιρετική και μάλιστα αποτελεί σημείο τριβής μεταξύ των πειραματιστών, αναφορικά με το αν πρέπει ή όχι να εισάγονται τέτοια όρια εντάσεων κατά την επεξεργασία των δεδομένων καθώς τα αλλοιώνουν. Στην παρούσα μελέτη ωστόσο, η παράμετρος αυτή φάνηκε χρήσιμη εκ του αποτελέσματος, καθώς φιλτράρει και εξαιρεί τις περιοχές στις οποίες δεν απεικονίζονται τροχοδεικτικά σωματίδια. Με άλλα λόγια όσες εικόνες χαρακτηρίζονται από μέση ένταση μικρότερης του ορίου απορρίπτονται.

(Γ) Μηχανή Ετεροσυσχέτισης (Correlation Engine): Η μηχανή αυτή υπολογίζει το χάρτη της ετεροσυσχέτισης μέσω της συνάρτησης της ετεροσυσχέτισης (βλ. σχέση [1.23]) για τις αντίστοιχες περιοχές διερεύνησης των αντίστοιχων στιγμιότυπων, ύστερα από την τροποποίηση που υπέστησαν βάσει των ορίων που περιγράφηκαν στο προηγούμενο βήμα. Η συνάρτηση της ετεροσυσχέτισης που εφαρμόζεται αποτελεί έναν αθροιστικό αλγόριθμο συσχέτισης των απεικονίσεων των σωματιδίων για όλες τις μετατοπίσεις των εικονοστοιχείων<sup>72</sup>. Σημειώνεται πως επιλέγεται ρύθμιση ετεροσυσχέτισης με χρήση γρήγορου μετασχηματισμού Fourier (επιλογή FFTCorrelator) και ίδιο μέγεθος στις περιοχές συσχέτισης των αντίστοιχων στιγμιότυπων.

(Δ) Μηχανή Εντοπισμού Κορυφών (Peak Engine): Η μηχανή κορυφών εντοπίζει την περιοχή της κορυφής της συνάρτησης της ετεροσυσχέτισης στο χάρτη που έχει δημιουργήσει η μηχανή της ετεροσυσχέτισης. Υπενθυμίζεται πως σε αντίθεση με τη μέθοδο της

<sup>71</sup> Σημειώνεται πως επιλέγεται να μη χρησιμοποιηθούν offsets περιοχών. Το τελευταίο συνεπάγεται πως γίνεται ένα πέρασμα μόνο από κάθε διανυσματικό πεδίο, παρέχοντας κατά τον τρόπο αυτό μία επικάλυψη περιοχής της τάξεως του 50%, που θεωρείται δειγματοληπτικά ικανοποιητικό σύμφωνα με τα κριτήρια Nyquist.

<sup>72</sup> Για περισσότερες πληροφορίες αναφορικά με τη διαδικασία της ετεροσυσχέτισης, βλ. §1.4 «Μέθοδος Ετεροσυσχέτισης Εικόνων».

αυτοσυσχέτισης, η συνάρτηση ετεροσυσχέτισης παράγει μία κορυφή πολύ υψηλότερη σε σχέση με τις υπόλοιπες οι οποίες θεωρούνται κορυφές θορύβου. Συνεπώς στο πρόγραμμα για τον εντοπισμό της μέγιστης κορυφής της συνάρτησης, ορίζεται η τιμή του λόγου SNR (σήμα προς θόρυβος ή στην προκειμένη περίπτωση κορυφή μετατόπισης προς υψηλότερη κορυφή θορύβου) να είναι μεγαλύτερη του 1,5. Επίσης επιλέγεται γκαουσιανή κορυφή (επιλογή GaussianPeak), η οποία παρέχει ακρίβεια εντοπισμού της ζητούμενης κορυφής της τάξεως κάτω του εικονοστοιχείου, μέσω της παρεμβολής μιας καμπύλης Gauss μεταξύ του εικονοστοιχείου του χάρτη με την υψηλότερη τιμή και των 4 πλησιέστερων γειτονικών του εικονοστοιχείων<sup>73</sup>. Η εξίσωση της κορυφής Gauss είναι η ακόλουθη:

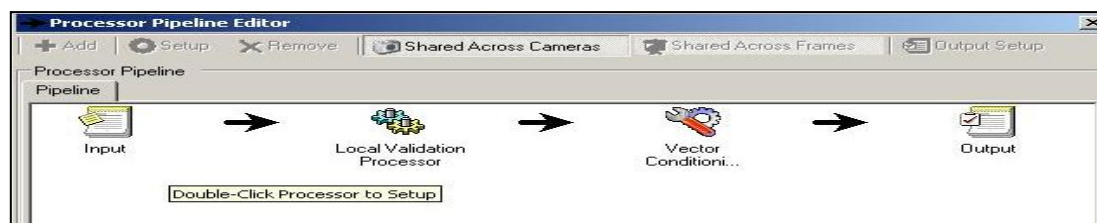
$$dx = x + \frac{\log l - \log r}{2 \cdot (\log l + \log r - 2 \log c)} - x_o, \quad [3.3]$$

όπου:

- $l, r, c$ : οι τιμές της έντασης δύο γειτονικών εικονοστοιχείων και του εικονοστοιχείου κορυφής αντίστοιχα.
- $x$ : η ακέραια στροφή και
- $x_o$ : η περιοχή μηδενικής στροφής.

### 3.2.4 Παράμετροι Μετα-Επεξεργασίας Εικόνων

Στο τελευταίο στάδιο της ανάλυσης, επιλέγονται οι αλγόριθμοι ομαλοποίησης των διανυσματικών πεδίων που προκύπτουν από τη μέθοδο συσχέτισης του προηγούμενου βήματος. Συγκεκριμένα, τα διανύσματα των ταχυτήτων που έχουν υπολογιστεί λανθασμένα σε κάθε περιοχή διερεύνησης -δηλαδή ουσιαστικά έχει προηγηθεί εσφαλμένη προσέγγιση της κορυφής ετεροσυσχέτισης<sup>74</sup>- υφίστανται φιλτράρισμα από συναρτήσεις επικύρωσης και αντικαθίστανται με μεθόδους παρεμβολής μέσω του ελέγχου των γειτονικών διανυσμάτων της ευρύτερης περιοχής τους. Κατόπιν πληρώνονται οι οπές του πεδίου (βλ. σχήμα 3.17). Αποτέλεσμα της παραπάνω διαδικασίας είναι η κατασκευή νέων διανυσματικών πεδίων ταχυτήτων τα οποία αντικατοπτρίζουν στο μέγιστο βαθμό τα αντίστοιχα πραγματικά πεδία της ροής, δεδομένου ωστόσο πως οι μη-επεξεργασμένες εικόνες που καταγράφηκαν στο αρχικό στάδιο είναι της υψηλότερης δυνατής ποιότητας εξαρχής<sup>75</sup>.



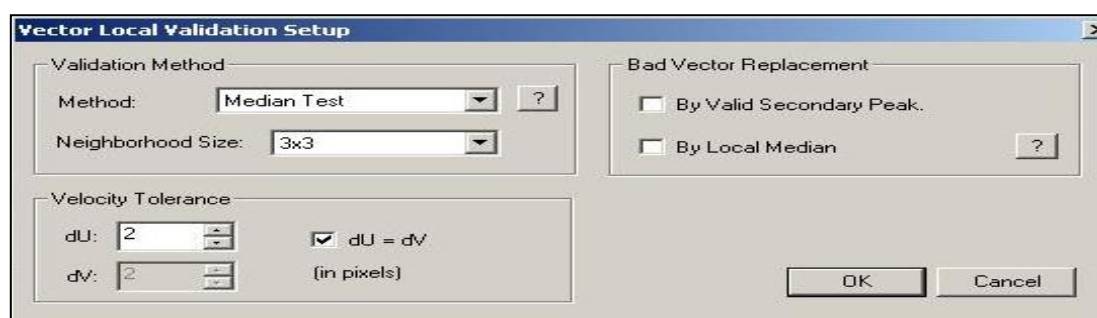
**Σχήμα 3.17:** Λογικό διάγραμμα των βημάτων της τοπικής επικύρωσης και της τροποποίησης των διανυσμάτων.

<sup>73</sup> Μάλιστα εφαρμόζεται η μέθοδος της παρεμβολής των τριών σημείων κατά την κατεύθυνση που ορίζεται από το εικονοστοιχείο κορυφής και δύο γειτονικά του, καθώς και κατά την κάθετη ως προς αυτήν με τα άλλα δύο.

<sup>74</sup> Το γεγονός αυτό μπορεί να οφείλεται σε διάφορους παράγοντες όπως είναι π.χ. ο υπολογισμός χαμηλής ισχύος του σήματος της ετεροσυσχέτισης στην περιοχή της κορυφής της συνάρτησης.

<sup>75</sup> Με το θέμα αυτό έχουν ασχοληθεί εκτενώς και οι Keane και Adrian (1992) [72], οι οποίοι προβλέπουν ποσοστό επιτυχούς υπολογισμού των ταχυτήτων της ροής, άνω του 95%, εάν ακολουθηθούν οι κατευθυντήριες γραμμές τους όσον αφορά στην καταγραφή των μη επεξεργασμένων εικόνων και την ανάλυση των δεδομένων τους.

(A) Τοπική Επικύρωση Διανύσματος (Vector Local Validation): Σε πρώτη φάση πραγματοποιείται υπολογισμός μιας τιμής αναφοράς βάσει των γειτονικών διανυσμάτων κάθε διανύσματος του πεδίου, ενώ παράλληλα ορίζεται και η τιμή μιας ανοχής για την τελική επικύρωση τους. Συγκεκριμένα, κάθε διάνυσμα συγκρίνεται με το αντίστοιχο αναφοράς της γειτονιάς του και η διαφορά τους με την αντίστοιχη ανοχή. Σε περίπτωση που η διαφορά των δύο διανυσμάτων είναι υψηλότερη της ανοχής, τότε το υπόψιν διάνυσμα κρίνεται εσφαλμένο. Στην παρούσα μελέτη, η μέθοδος που έχει επιλεγεί για την παραπάνω σύγκριση αφορά στην εφαρμογή του τοπικού μέσου (επιλογή Median Test), δηλαδή οι δύο συνιστώσες του διανύσματος αναφοράς προκύπτουν από τη μέση τιμή των αντίστοιχων των γειτονικών του διανυσμάτων. Σημειώνεται πως η ανοχή κάθε συνιστώσας έχει οριστεί στα  $dU = dV = 2$  εικονοστοιχεία (Velocity Tolerance) και το μέγεθος της γειτονιάς εξέτασης (Neighborhood Size) στα  $3 \times 3$  εικονοστοιχεία (βλ. σχήμα 3.18).



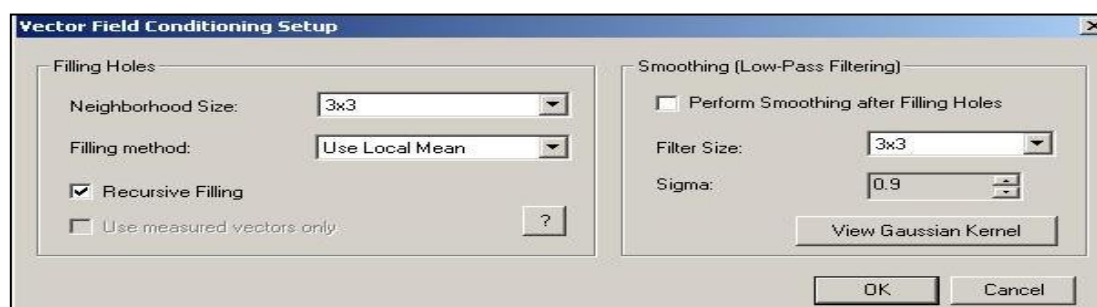
**Σχήμα 3.18:** Κατάλογος επιλογών για τη ρύθμιση των παραμέτρων της τοπικής επικύρωσης των διανυσμάτων.

(B) Τροποποίηση Διανύσματος (Vector Field Conditioning): Τελευταίο βήμα αποτελεί σε η διαδικασία της πλήρωσης των οπών του πεδίου των διανυσμάτων των ταχυτήτων (παραμέτροι Filling Holes), όπως αυτές προέκυψαν ύστερα από την απόρριψη ορισμένων διανυσμάτων στο στάδιο της τοπικής επικύρωσης και τελικά η ομαλοποίηση του πεδίου (παραμέτροι Smoothing, Low-Pass Filtering). Στην παρούσα φάση έχει επιλεγεί οι οπές αυτές, όπου υπάρχουν, να πληρώνονται από τον τοπικό αριθμητικό μέσο<sup>76</sup> (επιλογή Use Local Mean) των διανυσμάτων της γειτονιάς, μεγέθους  $3 \times 3$  και η πλήρωση να πραγματοποιείται με αναδρομική διαδικασία (επιλογή Recursive Filling). Το τελευταίο αφορά στον αλγόριθμο πλήρωσης των οπών. Συγκεκριμένα ακολουθούνται τα εξής βήματα<sup>77</sup>:

- Αρχικά ταξινομούνται οι οπές βάσει του αριθμού των εξ' αρχής έγκυρων γειτόνων διανυσμάτων.
- Έπειτα πληρώνονται πρώτες αυτές με τα περισσότερα έγκυρα γειτονικά διανύσματα, εφόσον οι πιθανότητες να πληρωθούν είναι μεγαλύτερες.
- Στη συνέχεια πληρώνονται οι οπές με τα αμέσως λιγότερα έγκυρα γειτονικά διανύσματα. Τονίζεται πως οι οπές που έχουν πληρωθεί από το προηγούμενο βήμα θεωρούνται πλέον έγκυρα διανύσματα.
- Η διαδικασία επαναλαμβάνεται τόσες φορές ώστε να πληρωθούν όλες οι οπές.

<sup>76</sup> Σημειώνεται πως χρειάζονται τρία έγκυρα γειτονικά διανύσματα για την πλήρωση μιας οπής.

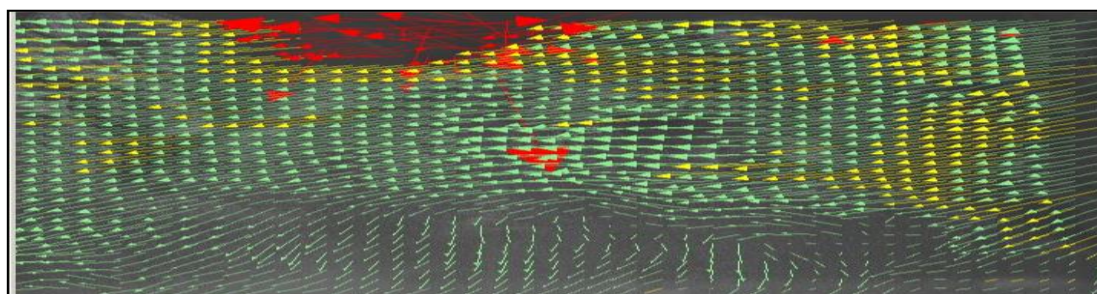
<sup>77</sup> Γενικά, εάν δεν επιλεγεί αναδρομική πλήρωση, αυτή ξεκινά από το άνω αριστερά άκρο του διανυσματικού πεδίου και το σαρώνει ανά σειρά έως το κάτω αριστερό. Ωστόσο εάν υπάρχουν αρκετές οπές στο πεδίο που προκύπτει ύστερα από την τοπική επικύρωση, η διαδικασία αυτή μπορεί να οδηγήσει σε ανεπιθύμητα πρότυπα.



**Σχήμα 3.19:** Κατάλογος επιλογών για τη ρύθμιση των παραμέτρων της τροποποίησης των διανυσμάτων.

Για την οπτική κατανόηση των προαναφερθέντων βημάτων παρατίθεται ως παράδειγμα το ακόλουθο στιγμιότυπο της ροής (βλ. σχήμα 3.20) το οποίο έχει περάσει από το στάδιο της μετα-επεξεργασίας και αφορά σε ένα τυχαίο πείραμα από αυτά που πραγματοποιήθηκαν στο πλαίσιο της παρούσας εργασίας. Η ροή, όπως μαρτυρά και η φορά των διανυσμάτων, κινείται από τα δεξιά προς τα αριστερά, γεγονός το οποίο μπορεί να διαπιστωθεί και από τη φυσική διάταξη της εγκατάστασης των πειραμάτων αναφορικά με τη θέση της κάμερας ως προς το τμήμα των δοκιμών της αεροδυναμικής σήραγγας (βλ. σχήμα 3.1). Υπενθυμίζεται πως τα διανύσματα της παρακάτω εικόνας έχουν προκύψει από την εφαρμογή της συνάρτησης ετεροσυσχέτισης σε δύο καρέ καταγραφής κατά το στάδιο της επεξεργασίας.

Στο εν λόγω επεξεργασμένο στιγμιότυπο διακρίνονται τρία είδη χρωματικών διανυσμάτων. Τα διανύσματα που είναι χρωματισμένα πράσινα αφορούν σε αυτά τα οποία κατά το στάδιο της τοπικής επικύρωσης βρέθηκαν σωστά, φυσικά πάντα συγκριτικά με τα όρια ανοχών που έχουν οριστεί από το χρήστη στο πρόγραμμα. Με άλλα λόγια, τα διανύσματα αυτά ανταποκρίνονται στις ταχύτητες των αντίστοιχων σημείων της ροής που καταγράφεται. Αντιθέτως τα κίτρινα και κόκκινα διανύσματα κρίνονται εσφαλμένα ύστερα από την εφαρμογή της παραμέτρου του τοπικού μέσου και σε πρώτη φάση αντικαθίστανται με οπές. Κατόπιν κατά το στάδιο της τροποποίησης, καθότι εφαρμόζεται η παράμετρος του τοπικού αριθμητικού μέσου, πληρώνονται όπως αναφέρθηκε, όλες οι οπές που καταλαμβάνουν αυτά τα διανύσματα και τελικά προκύπτει το στιγμιότυπο στη μορφή που παρουσιάζεται. Ωστόσο το γεγονός ότι πληρώνονται όλες οι οπές δεν σημαίνει πως και τα προκύπτοντα διανύσματα θα ανταποκρίνονται στις αντίστοιχες πραγματικές ταχύτητες των σημείων της ροής. Για αυτό το πρόγραμμα κάνει την εξής διάκριση: τα κίτρινα διανύσματα ύστερα από τη διαδικασία της τροποποίησης και της συσχέτισης με τα γειτονικά τους αντιστοιχούν πλέον σε σωστά διανύσματα, σε αντίθεση με τα κόκκινα στα οποία αν και έχει δοθεί τιμή από το πρόγραμμα και έχουν υπολογιστεί, το ίδιο το πρόγραμμα αναγνωρίζει πως τα διανύσματα αυτά εξακολουθούν να είναι εσφαλμένα.



**Σχήμα 3.20:** Στιγμιότυπο της ροής μετά το στάδιο της μετα-επεξεργασίας.

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4<sup>ο</sup>:

### Πειραματική Διαδικασία και Επεξεργασία Αποτελεσμάτων

#### Περιγραφή:

*Έχοντας παρουσιάσει εκτενώς όλες τις πειραματικές συνιστώσες της εγκατάστασης διεξαγωγής των μετρήσεων και περιγράψει την εκλογή των παραμέτρων καταγραφής των δισδιάστατων πεδίων της ροής, στο πρώτο μέρος του παρόντος κεφαλαίου περιγράφεται όλη η διαδικασία της προετοιμασίας που προηγείται της εκτέλεσης των πειραμάτων PIV, ενώ στο δεύτερο, η επεξεργασία των δεδομένων που τελικά συλλέγονται. Αρχικά, αναλύονται τα πειράματα της ανεμομετρίας, που αντικειμενικό σκοπό έχουν τον προσδιορισμό της χρονικής απόκρισης της εξωτερικής διέγερσης που εισάγεται στο σύστημα. Στη συνέχεια, περιγράφονται τα βήματα της προετοιμασίας και του ελέγχου των επιμέρους τεχνικών παραμέτρων των διαφόρων πειραματικών διατάξεων. Ιδιαίτερη έμφαση ωστόσο δίνεται στην κατανόηση του συστήματος σκανδαλισμού ανάλογα με το πείραμα και την περίπτωση της μελέτης (συμφασικές ή μη καταγραφές). Τέλος, αναφέρονται τα σημαντικότερα σημεία των μεθόδων επεξεργασίας και εύρεσης των διαφόρων στατιστικών μεγεθών της ροής στο περιβάλλον της Matlab.*

# ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4<sup>ο</sup>

## Πειραματική Διαδικασία και Επεξεργασία Αποτελεσμάτων

### 4.1 Πειραματική Διαδικασία

Στις πρώτες παραγράφους της παρούσας ενότητας περιγράφεται η διαδικασία της προετοιμασίας των πειραμάτων, τα αποτελέσματα των οποίων αναλύονται στο επόμενο κεφάλαιο. Συγκεκριμένα, παρουσιάζεται η σειρά των πειραμάτων της ανεμομετρίας του θερμού νήματος και ακολούθως οι ρυθμίσεις των παραμέτρων και η διευθέτηση των πειραματικών διατάξεων, στάδια που προηγούνται της εκτέλεσης των πειραμάτων PIV με στόχο τη βελτιστοποίηση των μετρήσεων.

#### 4.1.1 Βαθμονόμηση Ανεμομέτρου και Πειράματα

Αρχικά ελέγχεται η πίεση του αέρα στο αεροφυλάκιο που βρίσκεται στο υπόγειο του εργαστηρίου αεροδυναμικής του ΕΜΠ. Η παροχή του αέρα αυτού, μέσω των σωληνώσεων καταλήγει εντός του τμήματος των δοκιμών της σήραγγας (όπου διεξάγονται τα πειράματα) υπό τη μορφή των δεσμών του αέρα διέγερσης, με την κύρια ροή του αέρα της σήραγγας να δημιουργείται από τον αξονικό φυσητήρα της (βλ. σχήμα 3.3). Συγκεκριμένα, η παροχή καταλήγει από το αεροφυλάκιο στην ηλεκτροβαλβίδα αέρος και τη συσκευή καπνού. Για τις ανάγκες των υπό μελέτη πειραμάτων η πίεση διατηρείται σταθερή στην τιμή  $p = 4,8 \text{ bar}$ .

Στη συνέχεια, εισάγεται το όργανο του ανεμομέτρου του θερμού νήματος μαζί με ένα στατικό σωλήνα Pitot στο τμήμα δοκιμών της αεροσήραγγας. Αντικειμενικό σκοπό των πειραμάτων της ανεμομετρίας αποτελεί η καταγραφή της χρονικής απόκρισης της ταχύτητας των δεσμών αέρα, που εισάγονται στο σύστημα μέσω των 20 οπών που διαθέτει το δοκίμιο της απότομης διεύρυνσης (ουσιαστικά λειτουργούν ως jets). Ωστόσο όπως τονίστηκε και στο Κεφάλαιο 2<sup>ο</sup>, πριν από τη διεξαγωγή οποιουδήποτε τέτοιου πειράματος επιβάλλεται πρώτα η βαθμονόμηση του οργάνου<sup>78</sup>, δηλαδή ο προσδιορισμός της καμπύλης βαθμονόμησης του.

<sup>78</sup> Για περισσότερες πληροφορίες σχετικά με τη βαθμονόμηση του ανεμομέτρου σταθερής θερμοκρασίας, βλ. §2.2.2.2 «Βαθμονόμηση Θερμού Νήματος Σταθερής Θερμοκρασίας».

Στην προκειμένη περίπτωση η βαθμονόμηση πραγματοποιείται μόνο με χρήση του αέρα της κύριας ροής, δηλαδή χωρίς την εισαγωγή στο σύστημα εξωτερικής διέγερσης από τα jets. Η θερμοκρασία εντός της σήραγγας καταγράφεται στους  $T = 25^{\circ}C$  (ή  $298 K$ ) με χρήση ενός θερμομέτρου και άρα η πυκνότητα του αέρα λαμβάνεται ίση με  $\rho_f = 1,1839 kg/m^3$ . Υπενθυμίζεται πως οι (μέσες) τιμές των μετρήσεων του νήματος καταγράφονται σε μορφή τάσεως με τη βοήθεια ενός αναλογικού-ψηφιακού μετατροπέα (ADC) και κατόπιν αντιστοιχίζονται στις ταχύτητες που υπολογίζονται από τη χρήση του σωλήνα Prandtl. Για την ακρίβεια, ο τελευταίος καταγράφει τη διαφορά της ολικής από τη στατική πίεση στο σημείο που τοποθετείται και η εκάστοτε ταχύτητα προκύπτει μέσω της σχέσεως:

$$U = \sqrt{\frac{2 \cdot \Delta p}{\rho_f}} = \sqrt{\frac{2 \cdot (p_t - p_{st})}{\rho_f}}, \quad [4.1]$$

όπου:

- $p_t, p_{st}$ : η ολική και η στατική πίεση αντίστοιχα,
- $\Delta p$ : η δυναμική πίεση<sup>79</sup>,
- $\rho_f$ : η πυκνότητα του ρευστού.

Η διαδικασία της βαθμονόμησης περιλαμβάνει 16 επαναλήψεις μετρήσεων και κατ' επέκταση ζεύγη τιμών ( $E, U$ ), με την ταχύτητα της ροής να αυξάνει σε κάθε δοκιμή. Οι τιμές που καταγράφονται παρουσιάζονται στον ακόλουθο πίνακα:

Αύξων Αριθμός Δοκιμής (#)	Τάση (V)	Δυναμική Πίεση (bar)	Ταχύτητα Ροής (m/s)
1	1,8150	0	0
2	2,5150	3,7000	2,4833
3	2,5430	4,4000	2,7080
4	2,6930	10,2000	4,1231
5	2,7720	15,0000	5,0000
6	2,8350	20,0000	5,7735
7	2,8890	25,0000	6,4550
8	2,9230	29,0000	6,9522
9	2,9660	35,0000	7,6376
10	2,9990	40,0000	8,1650
11	3,0280	45,0000	8,6603
12	3,0530	50,0000	9,1287
13	3,1000	60,0000	10,0000
14	3,1390	70,0000	10,8012
15	3,1740	80,0000	11,5470
16	3,2040	90,0000	12,2474

**Πίνακας 4.1: Σειρά μετρήσεων με το ανεμόμετρο και το σωλήνα Prandtl.**

<sup>79</sup> Η ισότητα αυτή μεταξύ των πιέσεων προκύπτει από τη γνωστή εξίσωση του Bernulli.

Καθότι το θερμό νήμα που χρησιμοποιείται στην παρούσα μελέτη είναι σταθερής θερμοκρασίας και δεδομένου ότι αυτό τοποθετείται κάθετα ως προς την εισερχόμενη ροή του αέρα προκειμένου η ταχύτητα του να ταυτίζεται με τη δρώσα ταχύτητα ψύξης του νήματος, ισχύουν όλες οι σχέσεις που αναφέρονται στην παράγραφο §2.2.2.2. Συνδυάζοντας συνεπώς καταλλήλως τις [2.20] και [2.21] προκύπτει η ακόλουθη έκφραση:

$$\ln(E^2 - E_0^2) = \ln B + n \ln U, \quad [4.2]$$

με  $E_0 = 1,8150$ , όπως αυτό προσδιορίζεται από τον άνωθι πίνακα για μηδενική ταχύτητα ροής αέρα (βλ. πίνακα 4.1). Παρατηρώντας την παραπάνω σχέση, διακρίνεται εύκολα πως πρόκειται για μία γραμμική εξίσωση της μορφής:

$$y = a_1 + a_2 \cdot x, \quad [4.3]$$

όπου:

$$y = \ln(E^2 - E_0^2) \text{ και } x = \ln U, \quad [4.4]$$

$$a_1 = \ln B \text{ και } a_2 = n. \quad [4.5]$$

Εύκολα, με μία οποιαδήποτε μέθοδο γραμμικής προσαρμογής<sup>80</sup> υπολογίζονται οι τιμές των σταθερών:

$$\left. \begin{array}{l} a_1 = 0,6345 \\ a_2 = 0,5249 \end{array} \right\} \Rightarrow \left. \begin{array}{l} \ln B = 0,6345 \\ n = 0,5249 \end{array} \right\} \Rightarrow \left. \begin{array}{l} B = 1,8861 \\ n = 0,5249 \end{array} \right\}.$$

Αντικαθιστώντας τις τιμές αυτές στην εξίσωση [4.2] και επιλύοντας την ως προς την ταχύτητα της ροής:

$$\begin{aligned} \stackrel{[4.2]}{\Rightarrow} \ln U &= \frac{\ln(E^2 - E_0^2) - \ln B}{n} \Rightarrow \\ U &= e^{\frac{\ln(E^2 - E_0^2)}{n}}, \end{aligned} \quad [4.6]$$

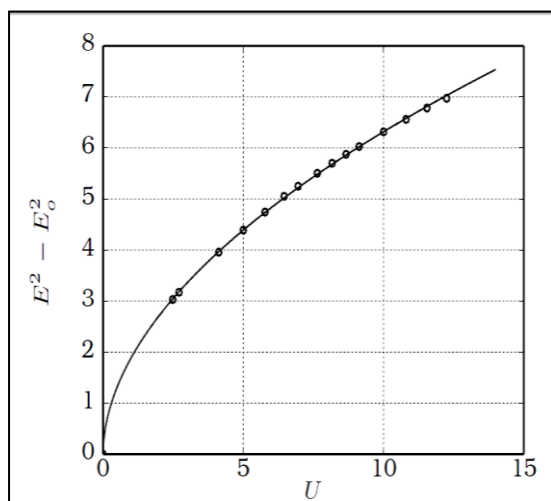
προσδιορίζεται τελικά η ζητούμενη καμπύλη της τάσεως εξόδου του νήματος συναρτήσει των αντίστοιχων μετρούμενων ταχυτήτων του ρευστού (βλ. σχήματα 4.1, (α) και (β))<sup>81</sup>. Παρατηρώντας τα διαγράμματα αυτά, διαπιστώνεται πως η καμπύλη βαθμονόμησης του θερμού νήματος είναι της μορφής:

$$y = a \cdot x^n, n > 0. \quad [4.7]$$

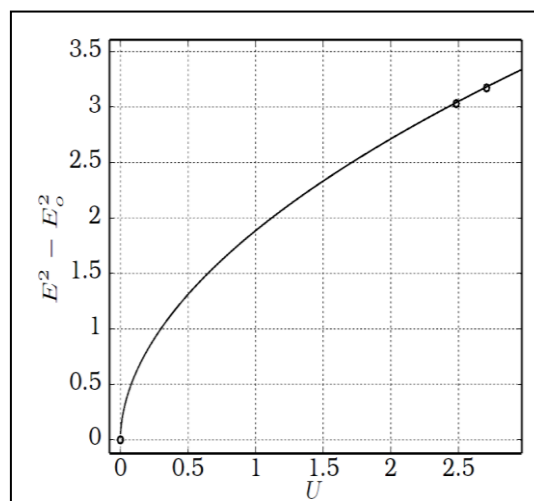
<sup>80</sup> Στην προκειμένη περίπτωση επελέγη η μέθοδος των ελαχίστων τετραγώνων.

<sup>81</sup> Τα 16 ζεύγη μετρήσεων του πίνακα 4.1 σημειώνονται στο διάγραμμα 4.1.α, επαληθεύοντας έτσι τη μορφή της γραφικής παράστασης. Σημειώνεται επίσης πως το διάγραμμα 4.1.β παρατίθεται διότι οι ταχύτητες της ροής στα πειράματα που εξετάζονται αργότερα, κινούνται σε αυτό το εύρος τιμών, δηλαδή περίπου από 0m/s έως 3m/s.





**Σχήμα 4.1.α:** Διάγραμμα καμπύλης βαθμονόμησης του θερμού νήματος.



**Σχήμα 4.1.β:** Εστίαση στην περιοχή των χαμηλών ταχυτήτων του διαγράμματος της βαθμονόμησης.

Το συμπέρασμα αυτό επιβεβαιώνεται, εάν αντί της σχέσεως [4.6] η τάση που καταγράφει το ανεμόμετρο συσχετιστεί με την ταχύτητα που υπολογίζεται από το σωλήνα Prandtl μέσω της αρχικής σχέσης [2.17] και λαμβάνοντας υπόψιν την [2.21]:

$$E^2 - E_0^2 = B \cdot U^n . \tag{4.8}$$

Πράγματι, συγκρίνοντας τις δύο παραπάνω εκφράσεις, [4.7] και [4.8], προκύπτει ότι:

$$y = E^2 - E_0^2 \text{ και } x = U , \tag{4.9}$$

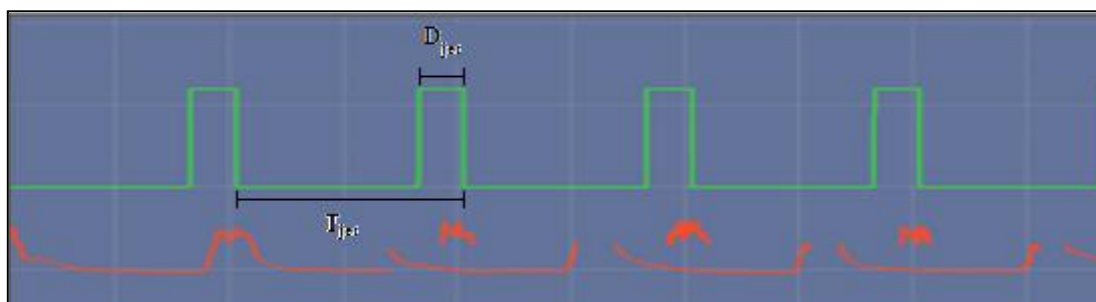
$$a = B = 1,8861 \text{ και } n = 0,5249 . \tag{4.10}$$

Σημειώνεται πως καθόλη τη διάρκεια της διαδικασίας της βαθμονόμησης, το ανεμόμετρο τοποθετείται σταθερά μακριά από το δοκίμιο της απότομης διεύρυνσης και σχετικά ψηλά ως προς το κάτω σταθερό όριο της σήραγγας ( $H \gg \delta$ ), δηλαδή στην περιοχή του ελεύθερου ρεύματος της ροής. Η συγκεκριμένη επιλογή δικαιολογείται από το γεγονός του ότι το ελεύθερο ρεύμα θεωρείται κατά προσέγγιση ομοιόμορφο και επιπλέον δεν επηρεάζεται από τα φαινόμενα της αποκόλλησης και της επανακόλλησης που παρουσιάζει η ροή έως και το ύψος του δοκιμίου της απότομης διεύρυνσης.

- Μετά το στάδιο της βαθμονόμησης, το ανεμόμετρο τοποθετείται στο ύψος των οπών του δοκιμίου της απότομης διεύρυνσης και σε απόσταση 0,5 cm από αυτές. Στη συνέχεια, ενεργοποιούνται τα jets, ενώ παράλληλα κλείνει η κύρια παροχή του αέρα που παράγεται από το φυσητήρα της σήραγγας και εκτελούνται δύο σειρές πειραμάτων. Το πρώτο εξ' αυτών, αφορά στην εύρεση της θέσης<sup>82</sup> όπου η απόκριση της ταχύτητας από τα jets είναι μέγιστη. Κατά τον τρόπο αυτό, αργότερα, στα πειράματα του ελέγχου της ροής, η εξωτερική διέγερση θα επηρεάζει στο μέγιστο δυνατό βαθμό τη ροή και κατά συνέπεια θα εξάγονται με

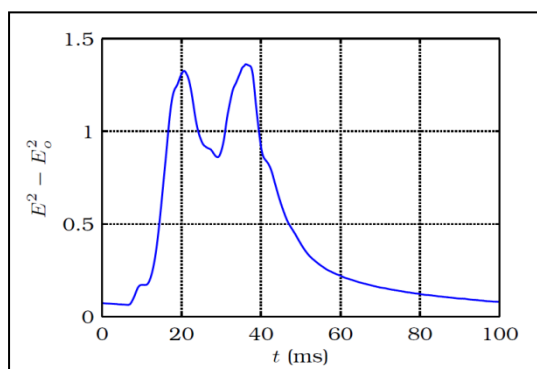
<sup>82</sup> Θεωρώντας πως οι άξονες x, y ευρίσκονται στο επίπεδο καταγραφής των εικόνων PIV, ουσιαστικά το πρώτο πείραμα της ανεμομετρίας αναζητά την κατάλληλη θέση πρόσπτωσης του λεπτού φύλλου φωτός που παράγεται από το λέιζερ της εγκατάστασης στον άξονα z (ταυτίζεται με τη διεύθυνση του βάθους του πεδίου).

μεγαλύτερη ασφάλεια συμπεράσματα αναφορικά με τη δυναμική της επίδρασης στην τελευταία. Για την πραγματοποίηση του συγκεκριμένου πειράματος, το ανεμόμετρο στηρίζεται σε μία βάση η οποία κινείται παράλληλα και σε σταθερή απόσταση από το δοκίμιο της απότομης διεύρυνσης, έτσι ώστε να υπάρχει άμεση σύγκριση μεταξύ των αποκρίσεων στις διάφορες θέσεις καταγραφής. Για την οπτική κατανόηση των αποτελεσμάτων, παρατίθεται ακολούθως ένα στιγμιότυπο της οθόνης ελέγχου του υπολογιστή κατά τη διεξαγωγή του πειράματος (βλ. σχήμα 4.2), στην οποία διακρίνονται από τη μία η μορφή των παλμών διέγερσης που αποστέλλονται από το σύστημα (πράσινο χρώμα) και από την άλλη η απόκριση της ταχύτητας των jets σε μορφή τάσεως (κόκκινο χρώμα), έτσι όπως καταγράφεται από το θερμό νήμα του ανεμομέτρου.

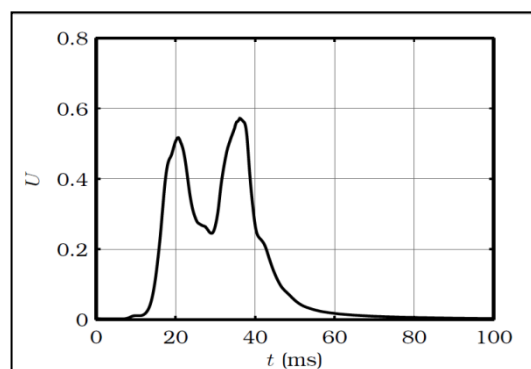


**Σχήμα 4.2:** Παλμοί διέγερσης (πράσινο) και η αντίστοιχη απόκριση της ταχύτητας των δεσμών αέρα (κόκκινο).

- Έχοντας προσδιορίσει τη ζητούμενη θέση της μέγιστης απόκρισης, το ανεμόμετρο σταθεροποιείται στη θέση αυτή (περίπου στο μέσον του δοκιμίου) και εκτελείται η δεύτερη σειρά των πειραμάτων της ανεμομετρίας, κατά την οποία μεταβάλλεται η διάρκεια του εύρους του παλμού διέγερσης,  $D_{jet}$  (βλ. σχήμα 4.2), ενώ η περίοδος διέγερσης παραμένει σταθερή και ίση με  $T_{jet} = 100ms$ . Ο λόγος που πραγματοποιούνται αυτά τα πειράματα είναι διότι αργότερα θα ερευνηθεί η επίδραση του εύρους των παλμών αυτών στον έλεγχο της ροής σε μέσες χρονικά καταγραφές και ενδιαφέρει άμεσα η απόκριση της ταχύτητας σε κάθε μία από τις περιπτώσεις αυτές. Ενδεικτικά παρουσιάζεται παρακάτω η περίπτωση του παλμού διέγερσης με εύρος  $D_{jet}=35ms$  (βλ. σχήματα 4.3, (α) και (β)) που θα απασχολήσει στη συνέχεια κυρίως στις μέσες συμφασικές καταγραφές. Αναλυτικότερα, καταγράφονται αρχικά για 20 περιόδους οι αντίστοιχοι παλμοί διέγερσης σε μορφή τάσεως από το θερμό νήμα και διεξάγεται ο μέσος όρος αυτών (βλ. σχήμα 4.3.α). Έπειτα με εφαρμογή της σχέσεως [4.6] ή [4.8] προκύπτει η ζητούμενη (μέση) απόκριση της ταχύτητας (βλ. σχήμα 4.3.β).



**Σχήμα 4.3.α:** Απόκριση τάσεως του παλμού διέγερσης με χαρακτηριστικά  $D_{jet}=35ms$  και  $T_{jet}=100ms$ .



**Σχήμα 4.3.β:** Απόκριση ταχύτητας παλμού διέγερσης με χαρακτηριστικά  $D_{jet}=35ms$  και  $T_{jet}=100ms$ .

## 4.1.2 Προετοιμασία Πειραμάτων PIV

Την ολοκλήρωση των πειραμάτων της ανεμομετρίας ακολουθεί η διαδικασία της προετοιμασίας<sup>83</sup> των πειραμάτων PIV, δηλαδή αρχικά το στάδιο της καταγραφής και της συλλογής των δεδομένων, ακολούθως η βαθμονόμηση, κ.ο.κ. Αναλυτικά:

1. Σημειώνεται με ένα μολύβι στο κάτω στερεό τοίχωμα της αεροσήραγγας μία ευθεία, η οποία επιπροσθέτως είναι παράλληλη ως προς τα κάθετα τοιχώματα της τελευταίας. Η γραμμή αυτή ξεκινάει από τη βάση του δοκιμίου της απότομης διεύρυνσης και συγκεκριμένα από το σημείο που ορίστηκε από την πρώτη σειρά των πειραμάτων της ανεμομετρίας, εκεί δηλαδή όπου η απόκριση των jets είναι μέγιστη. Η ευθεία αυτή χρησιμεύει ως ένα πρότυπο για να αναγνωρίζεται εύκολα οπτικά που πρέπει να προσπίπτει το λέιζερ της εγκατάστασης, εντός της σήραγγας, για την καταγραφή των εικόνων PIV.
2. Προσανατολίζεται καταλλήλως η κάμερα του συστήματος PIV, δηλαδή τοποθετείται κάθετα ως προς τα τοιχώματα του τμήματος των δοκιμών της σήραγγας με χρήση ενός ισοπλεύρου και ενός ορθογωνίου τριγώνου.
3. Ενεργοποιείται το λογισμικό πρόγραμμα Insight 3G και ορίζονται οι παράμετροι καταγραφής των δεδομένων<sup>84</sup> σε αυτό, ενώ επιπλέον συγχρονίζεται και με την κάμερα του συστήματος PIV, με αποτέλεσμα την εμφάνιση του παραθύρου λήψεως, δηλαδή της δισδιάστατης περιοχής καταγραφών της κάμερας, στην οθόνη του υπολογιστή.
4. Επόμενο και πιο σημαντικό στάδιο της διαδικασίας, όπως τονίστηκε αντίστοιχα και στο Κεφάλαιο 1<sup>ο</sup>, αποτελεί ο καθορισμός του παραθύρου λήψεως που ενδιαφέρει έκαστη φορά, ανάλογα με το πείραμα που εκτελείται. Συγκεκριμένα, για τον προσδιορισμό του μήκους του παραθύρου τοποθετείται ένας μεταλλικός χάρακας (υποδεκάμετρο) επί της ευθείας που έχει χαραχθεί από το πρώτο βήμα. Έπειτα παρατηρώντας το πεδίο που εμφανίζεται στην οθόνη του υπολογιστή μέσω του καταγραφικού μέσου, το επιθυμητό πλάνο διασφαλίζεται με τη μετακίνηση του τρέιλερ πάνω στο οποίο στηρίζεται ο τρίποδας της κάμερας (βλ. σχήμα 3.1). Σημειώνεται πως ο τελευταίος ρυθμίζεται έτσι ώστε η εικόνα καταγραφής (βλ. σχήμα 3.15) να περιλαμβάνει οριακά την ακμή του χάρακα στο κάτω μέρος της. Τελικά η πρώτη φωτογραφία που καταγράφεται πριν από κάθε σειρά πειραμάτων είναι αυτή του παραθύρου λήψεως με το χάρακα στο πλάνο της.
5. Ενεργοποιείται το λέιζερ και ελέγχεται το φύλλο φωτός ως προς το πάχος του και τη σωστή του τοποθέτηση αναφορικά με την ευθεία που έχει χαραχθεί στο κάτω τοίχωμα της σήραγγας. Το τελευταίο επιτυγχάνεται με την εκτροπή της δέσμης φωτός που παράγεται από τη συσκευή λέιζερ, με τη βοήθεια ενός καθρέπτη.
6. Τέλος, αφαιρείται ο χάρακας από τη σήραγγα και ενεργοποιείται η γεννήτρια του καπνού, ενώ η συσκευή του λέιζερ εξακολουθεί να λειτουργεί με αντικειμενικό σκοπό τη σωστή εστίαση (zoom) της κάμερας στη ροή που καταγράφεται και ιδίως στα τροχοδεικτικά της σωματίδια. Για την ακρίβεια, γίνεται εστίαση σε μία περιοχή της υπό μελέτη ροής και ο φακός της κάμερας ρυθμίζεται χειροκίνητα, έως ότου η αναπαράσταση των σωματιδίων στον υπολογιστή κρίνεται ικανοποιητικού βαθμού ευκρίνειας. Παράλληλα ελέγχονται οι γενικές ρυθμίσεις καταγραφής του 3<sup>ου</sup> βήματος.

<sup>83</sup> Βλ. §1.2.2 «Στάδια της Μεθόδου».

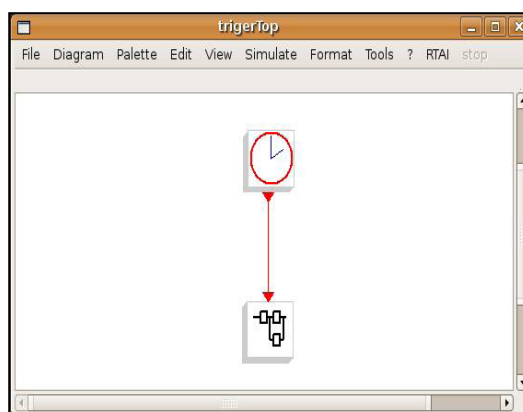
<sup>84</sup> Βλ. §3.2.1 «Παράμετροι Συλλογής Δεδομένων» και §3.2.2 «Βαθμονόμηση Εικόνων Καταγραφής».

### 4.1.3 Σκανδαλισμός Ηλεκτροβαλβίδας Αέρος, Κάμερας και Λείζερ

Ο σκανδαλισμός (triggering) ή η ενεργοποίηση τόσο της ηλεκτροβαλβίδας αέρος όσο και του καταγραφικού μέσου και του λείζερ φαίνεται, από όσα έχουν ήδη ειπωθεί στο παρόν κεφάλαιο, πως γίνεται από τον ίδιο υπολογιστή. Στην πραγματικότητα ωστόσο γίνεται χρήση δύο υπολογιστών, όπως αναφέρθηκε άλλωστε σύντομα και στο Κεφάλαιο<sup>85</sup> 3<sup>ο</sup>. από τον πρώτο αποστέλλεται σήμα για την ενεργοποίηση της ηλεκτροβαλβίδας αέρος και από το δεύτερο στις υπόλοιπες πειραματικές συνιστώσες που συσχετίζονται με τα πειράματα καταγραφής των εικόνων PIV.

#### 4.1.3.1 Σκανδαλισμός Συστήματος στα Πειράματα Ανεμομετρίας

Καταρχάς για λόγους πληρότητας και κατανόησης του συστήματος, υπενθυμίζεται και συμπληρώνεται πως η θύρα εισόδου της ηλεκτροβαλβίδας αέρος συνδέεται με έναν υπολογιστή για τον έλεγχο της, ενώ παράλληλα τροφοδοτείται με παροχή αέρα από ένα σωλήνα που φτάνει σε αυτήν από το αεροφυλάκιο που βρίσκεται στο υπόγειο του εργαστηρίου. Αντίστοιχα, στην έξοδο της υπάρχει ένας σωλήνας ο οποίος καταλήγει σε ένα σύστημα τεσσάρων άλλων σωλήνων μικρότερων διαμέτρων, που τροφοδοτούν μέσα από το δοκίμιο της απότομης διεύρυνσης τις οπές, με αποτέλεσμα να δημιουργούνται αυτά που τελικά φαίνονται ως jets αέρα. Στα πειράματα λοιπόν της ανεμομετρίας του θερμού νήματος, χρησιμοποιείται μόνον ένας υπολογιστής, ο οποίος και ελέγχει το σύστημα σκανδαλισμού της βαλβίδας αέρος και κατ'επέκταση, έτσι όπως εξηγήθηκε παραπάνω, ορίζεται μέσα από αυτόν η συχνότητα (δηλαδή η περίοδος  $T_{jet}$ ) και το πλάτος διέγερσης  $D_{jet}$ , των παλλομένων δεσμών αέρα.



**Σχήμα 4.4:** Λογικό διάγραμμα της γεννήτριας των παλμών (πάνω) και του συστήματος σκανδαλισμού (κάτω) ως μαύρο κουτί.

Αναλυτικότερα, ο σκανδαλισμός γίνεται με χρήση του λογισμικού προγράμματος εφαρμογών πραγματικού χρόνου Real Time Application Interface (RTAI), μέσα από την προσομοίωση του συστήματος σκανδαλισμού και ελέγχου από το πρόγραμμα Scilab/Scicos και τη χρήση του γραφικού περιβάλλοντος πραγματικού χρόνου RTAI-Lib για τη μετάβαση στις συνθήκες των πειραμάτων που διεξάγονται<sup>86</sup>. Παραπάνω, παρατίθεται ένα απλό σχηματικό λογικό διάγραμμα (βλ. σχήμα 4.4) στο οποίο διακρίνεται το ρολόι των παλμών (ή η γεννήτρια των παλμών) του υπολογιστή, το οποίο όπως προδίδει και η ονομασία του παράγει παλμούς σε σταθερή συχνότητα που ορίζεται από το χρήστη. Οι παλμοί αυτοί καταλήγουν σε ένα σύστημα σκανδαλισμού<sup>87</sup> μέσα στο οποίο βρίσκεται ο διαιρέτης της συχνότητας, όπου και ρυθμίζεται η περίοδος διέγερσης της ηλεκτροβαλβίδας  $T_{jet}$ , καθώς και ο χρόνος που αυτή παραμένει ανοιχτή μέσα σε μία περίοδο, δηλαδή το  $D_{jet}$ .

<sup>85</sup> Βλ. §3.2.1 «Παράμετροι Συλλογής Δεδομένων».

<sup>86</sup> Για περισσότερες πληροφορίες ο αναγνώστης παραπέμπεται στον [101].

<sup>87</sup> Καθότι το σύστημα σκανδαλισμού που χρησιμοποιείται στα πειράματα που εξετάζονται είναι αρκετά πολύπλοκο και η αναλυτική παρουσίαση και καταγραφή των επιμέρους συνιστωσών του ξεπερνά τους σκοπούς της παρούσας έρευνας, αυτό παρουσιάζεται απλά ως ένα «μαύρο κουτί» (black box).

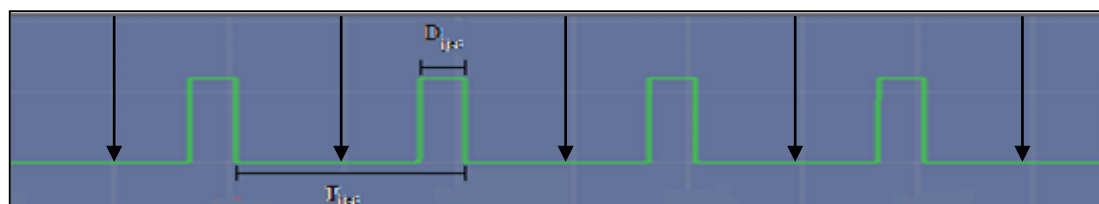
### 4.1.3.2 Σκανδαλισμός Συστήματος στα Πειράματα PIV

Πέραν του υπολογιστή με τη λειτουργία που περιγράφηκε στην περίπτωση των πειραμάτων της ανεμομετρίας, γίνεται χρήση ενός επιπλέον υπολογιστή. Στον τελευταίο, εγκαθίσταται το πρόγραμμα Insight 3G και ρυθμίζονται όλες οι παράμετροι καταγραφής και επεξεργασίας των εικόνων PIV, όπως παρουσιάστηκαν στο προηγούμενο κεφάλαιο. Ο υπολογιστής αυτός διαθέτει επίσης μία γεννήτρια παλμών που παράγει και αποστέλλει παλμούς διέγερσης στο λέιζερ και το καταγραφικό μέσο του κυκλώματος PIV, η οποία μάλιστα λειτουργεί ανεξάρτητα από την αντίστοιχη γεννήτρια του υπολογιστή που ρυθμίζει το σκανδαλισμό της ηλεκτροβαλβίδας. Με άλλα λόγια στα πειράματα PIV υπάρχουν δύο συχνότητες σκανδαλισμού. Ανάλογα με τις χρονικές παραμέτρους καταγραφής των εικόνων PIV που ορίζονται στο πρόγραμμα Insight 3G, διακρίνουμε τις εξής περιπτώσεις σκανδαλισμού του συστήματος:

i. Όταν επιθυμούνται οι συγχρονισμένες καταγραφές της ροής, σε ίδιες φάσεις δηλαδή της περιόδου  $T_{jet}$ , για τη διεξαγωγή του μέσου συμφασικού πεδίου (phase average field), τότε επιλέγεται *εξωτερικός σκανδαλισμός* (external triggering). Στην περίπτωση αυτή, τίθεται στον υπολογιστή που έχει εγκατεστημένο το πρόγραμμα Insight 3G η επιλογή των συγχρονισμένων καταγραφών (ρύθμιση sync) με αποτέλεσμα ο σκανδαλισμός τόσο της ηλεκτροβαλβίδας αέρος, όσο και των διαφόρων παραμέτρων του συστήματος PIV να ελέγχεται από τον άλλον υπολογιστή και το πρόγραμμα του Scilab/Scicos. Συγκεκριμένα, αρχικά ορίζονται οι συχνότητες σκανδαλισμού στους δύο υπολογιστές, έτσι ώστε η μία να είναι πολλαπλάσια της άλλης, δηλαδή:

$$T_{laser} = \lambda \cdot T_{jet}, \quad \lambda = 1, \dots, N \quad [4.11]$$

και έπειτα μέσω του προγράμματος RTAI ρυθμίζεται ο σκανδαλισμός της ενεργοποίησης του λέιζερ και της κάμερας να γίνεται ανά  $\lambda$  περιόδους της ηλεκτροβαλβίδας αέρος. Στα συμφασικά πειράματα που πραγματοποιήθηκαν για παράδειγμα, η περίοδος ενεργοποίησης της κάμερας και του λέιζερ ήταν  $T_{laser} = 500ms$ , κάτι το οποίο συνεπάγεται πως ανά μία τέτοια περίοδο το λέιζερ φωτίζει την εκάστοτε υπό μελέτη ροή δύο φορές ( $f_{laser} = 1/T_{laser} = 2Hz$ ) και αντίστοιχα καταγράφεται ένα ζεύγος εικόνων από την κάμερα του συστήματος. Υπενθυμίζεται βέβαια πως οι δύο αυτές εικόνες είναι «ακατέργαστες» (raw images) και με χρήση της συνάρτησης ετεροσυσχέτισης μεταξύ αυτών, τελικά προκύπτει μία εικόνα PIV. Συνεπώς καθότι η περίοδος διέγερσης της ηλεκτροβαλβίδας αέρος είναι  $T_{jet} = 100ms$  και άρα από την [4.11] προκύπτει πως  $\lambda=5$ , έπεται ότι ανά 5 περιόδους διέγερσης των jets θα καταγράφεται τελικά ένα μόνο διανυσματικό πεδίο ταχυτήτων.



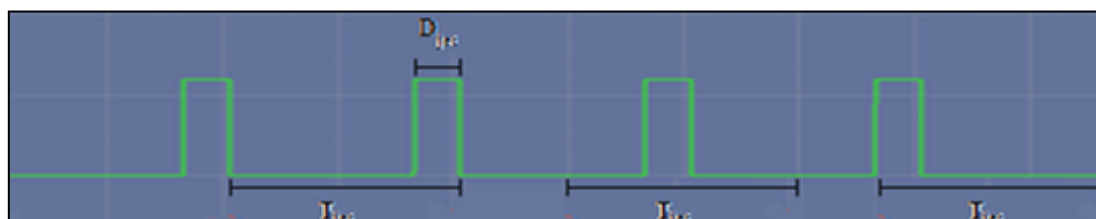
**Σχήμα 4.5.α:** Ακολουθία παλμών διέγερσης ηλεκτροβαλβίδας αέρος και καταγραφή συμφασικών πεδίων για την περίπτωση που  $T_{jet}=T_{laser}$  (εξωτερικός σκανδαλισμός).

Για την οπτική κατανόηση των προαναφερθέντων, παραπάνω παρατίθεται μία ακολουθία παλμών διέγερσης της ηλεκτροβαλβίδας αέρος, όπου με βέλη σημειώνονται οι θέσεις ενεργοποίησης της κάμερας και του λέιζερ για την καταγραφή μίας<sup>88</sup> εικόνας PIV, στην περίπτωση που  $\lambda=1$  (βλ. σχήμα 4.5.α).

Σημειώνεται πως για την περίπτωση που εξετάζεται, στο λογικό διάγραμμα του υπολογιστή που ελέγχει το σκανδαλισμό της ηλεκτροβαλβίδας αέρος και ειδικά στο εσωτερικό του «μαύρου κουτιού» του συστήματος σκανδαλισμού, εντοπίζονται κάποιες διαφορές σε σύγκριση με το αντίστοιχο των πειραμάτων της ανεμομετρίας. Συγκεκριμένα:

- Υπάρχει ένας επιπλέον κλάδος που οδηγεί στην ενεργοποίηση του λέιζερ και της κάμερας του συστήματος PIV, ο οποίος είναι ενεργοποιημένος όταν επιλέγεται εξωτερικός σκανδαλισμός ή απενεργοποιημένος όταν ορίζεται στο σύστημα εσωτερικός σκανδαλισμός, τον οποίο θα γνωρίσουμε παρακάτω.
- Ο διαιρέτης της συχνότητας διαθέτει μία επιπλέον επιλογή ολίσθησης (delay) δηλαδή καθυστέρησης στην καταγραφή των εικόνων, η οποία καθορίζει το χρονικό διάστημα που μεσολαβεί μεταξύ της ενεργοποίησης της ηλεκτροβαλβίδας και της καταγραφής των εικόνων από την κάμερα. Κατά τον τρόπο αυτό επιτυγχάνεται η καταγραφή των διανυσματικών πεδίων PIV που βρίσκονται σε ίδιες φάσεις διέγερσης της ροής.

Όσον αφορά στην τελευταία παρατήρηση, κρίνεται σκόπιμο στο σημείο αυτό, να αναφερθεί ποια είναι η περίοδος διέγερσης των παλλομένων δεσμών αέρα έτσι όπως αυτή ορίζεται στο πρόγραμμα RTAI. Η περίοδος ως γνωστόν είναι ένα μέγεθος το οποίο χαρακτηρίζει περιοδικά φαινόμενα. Καθότι όμως η περίοδος μπορεί να οριστεί αυθαίρετα το ίδιο μπορεί να συμβεί και στο διάγραμμα της ακολουθίας των παλμών διέγερσης της ηλεκτροβαλβίδας αέρος (βλ. σχήμα 4.5.β). Επισημαίνεται λοιπόν πως στην παρούσα μελέτη ορίζεται το τέλος κάθε περιόδου διέγερσης να συμπίπτει με το τέλος του εύρους διέγερσης κάθε παλμού,  $D_{jet}$  (πρώτη περίπτωση του σχήματος 4.5.β). Έστω, για παράδειγμα ότι  $T_{jet}=100ms$  και  $D_{jet}=35ms$ , τότε το εύρος του παλμού διέγερσης των παλλομένων δεσμών αέρα μέσα στην περίοδο θα ξεκινάει τη στιγμή  $t = T_{jet}-D_{jet}=65ms$ . Συνεπώς στην περίπτωση αυτή, κατά τα πρώτα 65ms της περιόδου η ηλεκτροβαλβίδα θα παραμένει ανενεργή, οπότε και τη χρονική στιγμή  $t$  αποστέλλεται ο τετραγωνικός παλμός διέγερσης, διάρκειας  $D_{jet}$ .



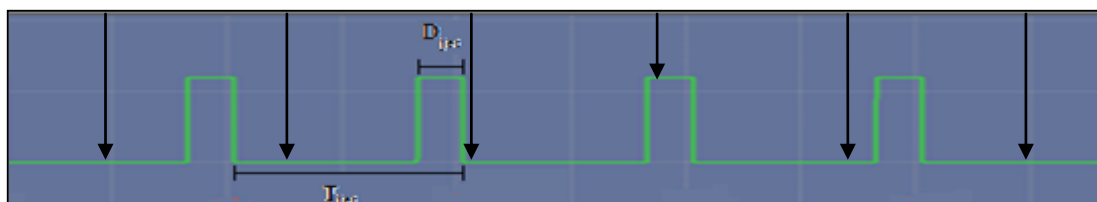
**Σχήμα 4.5.β:** Ακολουθία παλμών διέγερσης ηλεκτροβαλβίδας αέρος και αυθαίρετος ορισμός περιόδου διέγερσης.

Τελικά, η επιλογή delay προσδιορίζει σε ποια χρονική στιγμή της περιόδου θα γίνει η καταγραφή των εικόνων (τα σημεία που είναι σημειωμένα με βέλη στο σχήμα 4.5.α), θεωρώντας ότι  $delay=0ms$  αντιστοιχεί στην αρχή της και  $delay=100ms$  (κατά αντιστοιχία με το παραπάνω παράδειγμα) στο τέλος της. Με άλλα λόγια, εάν επιλεγεί delay που να ανήκει

<sup>88</sup> Όπως αναφέρθηκε πιο πάνω, στην πραγματικότητα καταγράφονται δύο καρέ ανά περίοδο. Ωστόσο, επειδή απέχουν μεταξύ τους χρονικά ελάχιστα ms έτσι ώστε μετέπειτα η συνάρτηση ετεροσυσχέτισης να δώσει καλής ποιότητας εικόνες PIV, μπορούμε προσεγγιστικά να τις αναπαραστήσουμε με ένα μόνο βέλος.

στο διάστημα [0ms,65ms] (όπως και στο σχήμα 4.5.α) τότε θεωρητικά θα πρέπει στα αποτελέσματα που προκύπτουν να μη φαίνεται η επίδραση των παλμών διέγερσης στη ροή. Φυσικά όμως, όπως θα διαπιστωθεί αργότερα και όπως άλλωστε αναμένετο καθότι πρόκειται για μελέτη δυναμικών φαινομένων, το σύστημα συμπεριφέρεται εντελώς διαφορετικά.

ii. Όταν επιθυμείτε η διεξαγωγή του μέσου χρονικά πεδίου (time average field) μέσα από την τυχαία καταγραφή της ροής σε διάφορες φάσεις της περιόδου  $T_{jet}$ , τότε επιλέγεται εσωτερικός σκανδαλισμός (internal triggering) στον υπολογιστή όπου είναι εγκατεστημένο το πρόγραμμα Insight 3G. Συγκεκριμένα, τίθεται σε αυτόν η επιλογή των μη-συγχρονισμένων καταγραφών (ρύθμιση no sync) με αποτέλεσμα η περίοδος σκανδαλισμού του λέιζερ, της κάμερας και γενικότερα όλων των παραμέτρων της τεχνικής PIV να ελέγχονται από αυτόν τον υπολογιστή, ενώ της ηλεκτροβαλβίδας αέρος, όπως και σε κάθε άλλη περίπτωση, από το δεύτερο υπολογιστή του συστήματος.



**Σχήμα 4.5.γ:** Ακολουθία παλμών διέγερσης ηλεκτροβαλβίδας αέρος και καταγραφή μη συγχρονισμένων πεδίων για την περίπτωση που  $T_{jet} > T_{laser}$  (εσωτερικός σκανδαλισμός).

Στην περίπτωση των μη-συγχρονισμένων καταγραφών η περίοδος διέγερσης της κάμερας και του λέιζερ δεν πρέπει να είναι ακέραιο πολλαπλάσιο της αντίστοιχης περιόδου της ηλεκτροβαλβίδας αέρος, καθότι όπως εξηγήθηκε μεταπίπτουμε στην προηγούμενη κατηγορία μετρήσεων. Ως προς σχέση των δύο συχνοτήτων διέγερσης του συστήματος διακρίνουμε:

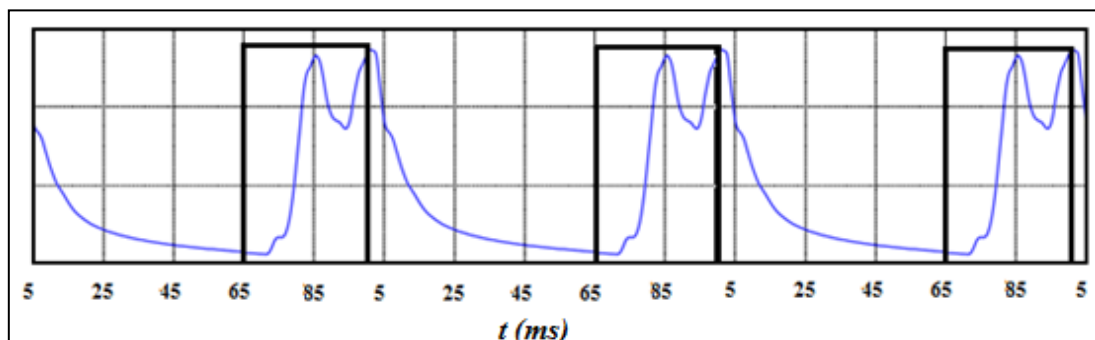
- Εάν  $T_{laser} < T_{jet}$ , τότε καθώς εξελίσσεται η ακολουθία των παλμών διέγερσης της ηλεκτροβαλβίδας αέρος και των δεσμών αέρα (βλ. σχήμα 4.5.γ), σε κάποιες περιόδους υπάρχουν πολλαπλές καταγραφές της ροής.
- Εάν  $T_{laser} > T_{jet}$ , τότε καθώς εξελίσσεται η ακολουθία των παλμών διέγερσης της ηλεκτροβαλβίδας αέρος και των δεσμών αέρα, σε κάποιες περιόδους δεν υπάρχουν καταγραφές της ροής.

#### 4.1.3.3 Παρατηρήσεις

Παρατηρώντας τη μορφή του διαγράμματος της απόκρισης της ταχύτητας των παλλομένων δεσμών αέρα για  $T_{jet}=100ms$  και  $D_{jet}=35ms$  (βλ. σχήμα<sup>89</sup> 4.3.β) και έχοντας αναλύσει το σύστημα σκανδαλισμού των πειραμάτων PIV και ορίσει την αντίστοιχη περίοδο διέγερσης (βλ. σχήματα 4.5), ακολούθως παρατίθεται το διάγραμμα της συμβολής της ακολουθίας των παλμών που αποστέλλονται από το σύστημα στην ηλεκτροβαλβίδα αέρος και της αντίστοιχης απόκρισης της τάσεως των jets (βλ. σχήμα 4.6). Προς αποφυγή σύγχυσης

<sup>89</sup> Υπενθυμίζεται πως η μελέτη των πειραμάτων με παραμέτρους  $T_{jet}=100ms$  και  $D_{jet}=35ms$  δεν είναι τυχαία καθότι θα αποδειχθεί μέσα από τις σειρές των πειραμάτων PIV στη συνέχεια, πως αυτή αποτελεί τη βέλτιστη επιλογή ελέγχου ροής από την άποψη της ελαχιστοποίησης του μήκους επανακόλλησης. Ως εκ τούτου επιλέγεται ως πρότυπο για την παρουσίαση των διαφόρων εννοιών, καθότι παρόμοια ισχύουν και για τις άλλες περιπτώσεις.

τονίζεται πως η αρχή του οριζοντίου άξονα του διαγράμματος (0ms) της απόκρισης της τάσεως των δεσμών αέρα (βλ. σχήμα 4.3.α) στο κάτωθι διάγραμμα τοποθετείται στα 65ms εφόσον τότε ενεργοποιείται η ηλεκτροβαλβίδα, βάσει όσων ειπώθηκαν στην προηγούμενη παράγραφο αναφορικά με τον ορισμό της περιόδου διέγερσης των παλμών. Για τον ίδιο λόγο η αρχή κάθε περιόδου τοποθετείται στο τέλος έκαστου παλμού διέγερσης.



**Σχήμα 4.6:** Συμβολή της ακολουθίας των παλμών διέγερσης της ηλεκτροβαλβίδας αέρος και της απόκρισης της τάσεως των παλλομένων δεσμών αέρα για παραμέτρους  $T_{jet}=100ms$  και  $D_{jet}=35ms$ .

Από το παραπάνω διάγραμμα και το σχήμα 4.3.β, αξίζει να σημειωθούν τα εξής:

- Η απόκριση των παλμών διέγερσης παρουσιάζει μία ιδιοταλάντωση της τάξεως των 15-18ms στο διάστημα περίπου των [85ms, 100ms] σε κάθε περίοδο. Το φαινόμενο αυτό αποδίδεται κυρίως στις ανακλάσεις των κυμάτων που ως αποτέλεσμα έχουν την απότομη επιτάχυνση και επιβράδυνση του ρευστού κατά το άνοιγμα και το κλείσιμο αντίστοιχα της ηλεκτροβαλβίδας αέρος. Οι ανακλάσεις μάλιστα ενισχύονται και από την ύπαρξη του συστήματος των τεσσάρων σωληνώσεων όπου καταλήγει ο σωλήνας της εξόδου της ηλεκτροβαλβίδας αέρος (βλ. σχήμα 3.6).
- Η ταχύτητα του αέρα που διέρχεται από τις οπές του δοκιμίου μέσα σε μία περίοδο, μηδενίζεται πρακτικά στο διάστημα<sup>90</sup> [25ms, 75ms] και όχι στο [0ms, 65ms], όπως θα αναμένετο. Ο λόγος που η ταχύτητα φαίνεται να είναι μηδενική στα πρώτα 10ms της αποστολής των παλμών διέγερσης, δηλαδή στο διάστημα [65ms, 75ms] κάθε περιόδου, οφείλεται στο γεγονός πως υπάρχει μία καθυστέρηση αυτής της τάξεως στην απόκριση. Αυτή οφείλεται σε πληθώρα παραγόντων, κυρίως όμως στο γεγονός πως το μηχανικό κομμάτι της ηλεκτροβαλβίδας (ελατήριο του μηχανισμού) αργεί να αντιδράσει στους παλμούς που δέχεται από το πρόγραμμα σκανδαλισμού. Με άλλα λόγια, το μηχανικό μέρος της βαλβίδας υστερεί έναντι του ηλεκτρικού της κατά 10ms στην αντίδραση.

Αντίθετα, όσον αφορά στο λόγο για τον οποίο η ταχύτητα είναι διάφορη του μηδενός στο χρονικό διάστημα [0ms, 25ms], αποδεικνύεται πως μετά το τέλος της διάρκειας των παλμών διέγερσης η απόκριση δε μηδενίζεται ακαριαία, δηλαδή στα 0ms, αλλά φθίνει με εκθετικό ρυθμό μέχρι τη τιμή των 25ms (βλ. σχήμα 4.3.β) ως δυναμικό φαινόμενο. Το τελευταίο συνεπάγεται ότι τα jets εξακολουθούν να διεγείρουν τη ροή για ορισμένα ms μετά την απενεργοποίηση της ηλεκτροβαλβίδας. Σημειώνεται βέβαια, πως στην πραγματικότητα η εκθετική απομείωση λόγω της καθυστέρησης που υπάρχει στην αντίδραση της βαλβίδας, δε διαρκεί 25ms, αλλά 10ms λιγότερα, δηλαδή μόλις 15ms.

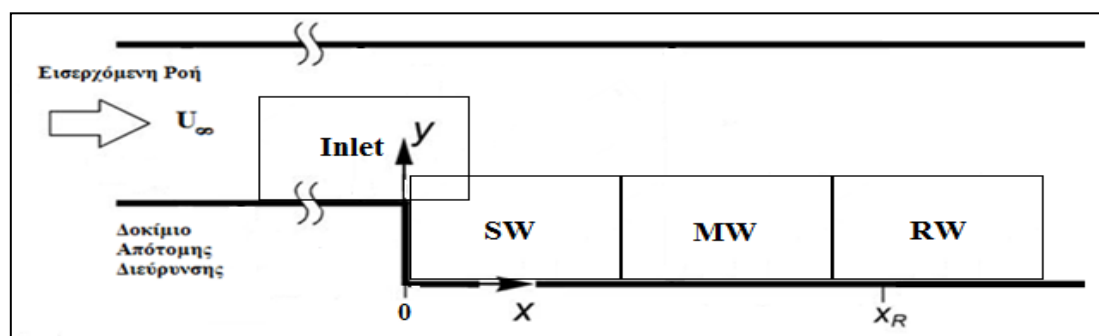
<sup>90</sup> Ανατρέχοντας στο διάγραμμα του σχήματος 4.3.β, η απόκριση της ταχύτητας μηδενίζεται στα διαστήματα [0ms, 10ms] και [60ms, 100ms]. Με μετατόπιση του διαγράμματος κατά 65ms και την αναγωγή των τιμών σε διάστημα μίας περιόδου προκύπτει τελικά το αντίστοιχο διάστημα τιμών για την περίπτωση που εξετάζεται.



## 4.2 Επεξεργασία Αποτελεσμάτων

### 4.2.1 Παράθυρα Καταγραφής Εικόνων PIV

Στο επόμενο κεφάλαιο παρουσιάζονται τα αποτελέσματα της σειράς των πειραμάτων PIV υπό τη μορφή διαγραμμάτων, έτσι όπως αυτά προέκυψαν από τη διαδικασία ανάλυσης που πραγματοποιήθηκε στο προγραμματιστικό περιβάλλον της γλώσσας Matlab. Συγκεκριμένα, ορίστηκαν τρία νοητά παράθυρα λήψης κατά μήκος του τμήματος των δοκιμών της αεροσήραγγας (βλ. σχήμα 4.7): ένα που ξεκινάει από την κάθετη ακμή του δοκιμίου της απότομης διεύρυνσης (Step Window), ένα το οποίο βρίσκεται κατάντι μερικά εκατοστά του πρώτου και στο οποίο γίνεται η καταγραφή της επανακόλλησης της ροής (Reattachment Window) και τέλος άλλο ένα το οποίο βρίσκεται μεταξύ των δύο προαναφερθέντων (Middle Window)<sup>91</sup>.



**Σχήμα 4.7:** Παράθυρα λήψης εικόνων PIV.

Στο σημείο αυτό διευκρινίζεται πως με τον όρο «σειρά πειραμάτων PIV» νοείται η καταγραφή 300 στιγμιότυπων της ροής σε κάποιο από τα παραπάνω παράθυρα λήψης. Τονίζεται δηλαδή πως κάθε πείραμα καταγραφών PIV πραγματοποιείται σε ένα μόνο παράθυρο λήψης κάθε φορά και ποτέ και στα τρία ταυτοχρόνως. Το γεγονός αυτό συνεπάγεται πως στις περιπτώσεις που ακολουθούν στη συνέχεια, όπου παρουσιάζονται τα αντίστοιχα ολικά πεδία και στα τρία παράθυρα λήψεων -όπως συμβαίνει στα πειράματα της μη διαταραγμένης, δηλαδή χωρίς την εισαγωγή εξωτερικής διέγερσης, ροής καθώς επίσης και στα πειράματα των συμφασικών καταγραφών της ροής-, η κάθε σειρά πειραμάτων (σε κάθε παράθυρο λήψης) αποτελεί στην πραγματικότητα ένα εξ ολοκλήρου διαφορετικό πείραμα σε σχέση με τα άλλα δύο. Αν και τα πειράματα στις περιπτώσεις αυτές έχουν πραγματοποιηθεί κάτω από τις ίδιες αρχικές συνθήκες (όπως π.χ. ταχύτητα εισόδου στο τμήμα δοκιμών, είδος σκανδαλισμού του συστήματος,  $T_{jet}$  και  $D_{jet}$ ) αποτελούν ουσιαστικά διαφορετικά πειράματα, αφού η τυρβώδης ροή είναι ένα στατιστικά απρόβλεπτο και ασταθές δυναμικό φαινόμενο. Για το λόγο αυτό, η σύνδεση των τριών παραθύρων λήψεων στις περιπτώσεις αυτές είναι αποδεκτή μόνο για τα μέσα διανυσματικά πεδία. Εάν θέλαμε δηλαδή να εξετάσουμε χωριστά κάθε στιγμιότυπο από τα 300 που καταγράφονται σε κάθε παράθυρο λήψης θα καθίστατο φανερό πως δεν υπάρχει συνέχεια ούτε αντιστοιχία μεταξύ αυτών στην κίνηση του ρευστού.

<sup>91</sup> Σημειώνεται βέβαια πως ο ορισμός αυτός δεν είναι αυστηρός, καθότι στα συγχρονισμένα (συμφασικά) πειράματα PIV παρατηρείται σε ορισμένες φάσεις της διέγερσης πως η επανακόλληση πραγματοποιείται στο μεσαίο παράθυρο λήψης. Συνεπώς ένας πιο αυστηρός ορισμός που δίνεται είναι πως στο παράθυρο επανακόλλησης της ροής (RW) παρατηρείται η μέση χρονικά επανακόλληση των στιγμιότυπων που καταγράφονται σε μία σειρά πειραμάτων.

## 4.2.2 Διαδικασία και Εργαλεία Επεξεργασίας Αποτελεσμάτων

Το λογισμικό PIV μετά την εφαρμογή της συνάρτησης ετεροσυσχέτισης μεταξύ των αντίστοιχων ζευγών των εικόνων επιστρέφει στο χρήστη 300 αρχεία, όσα δηλαδή και τα ζεύγη των στιγμιότυπων που καταγράφονται ανά πείραμα. Τα αρχεία αυτά περιέχουν πέντε στήλες το καθένα, εκ των οποίων στις δύο πρώτες βρίσκονται οι συντεταγμένες  $(x, y)$  των σημείων του πλέγματος (grid) που έχει επιλεγεί για το φιλτράρισμα του πεδίου, ενώ στην τρίτη και την τέταρτη στήλη αντίστοιχα βρίσκονται η οριζόντια  $u$  και η κάθετη  $v$  συνιστώσα του διανύσματος της ταχύτητας που υπολογίζεται από τη συνάρτηση ετεροσυσχέτισης και έκαστη αντιστοιχεί στο σημείο με τις συντεταγμένες της ίδιας σειράς. Στην τελευταία στήλη δίνεται η τιμή μίας λογικής μεταβλητής  $e$  η οποία λαμβάνει τις τιμές +1 και -1. Το σύστημα διακρίνει ποια διανύσματα είναι ορθώς υπολογισμένα (+1) και ποια αντιστοιχούν σε εσφαλμένες τιμές (-1) που δεν ανταποκρίνονται στην πραγματικότητα, βάσει πάντα των ανοχών που έχουν οριστεί στο σύστημα. Η μεταβλητή αυτή δηλαδή πληροφορεί το χρήστη αναφορικά με το ποιές από τις ταχύτητες που έχουν υπολογιστεί, καθότι όπως αναφέρθηκε όλες οι οπές πληρώνονται κατά το στάδιο της μετα-επεξεργασίας, αντιστοιχίζονται σε πράσινα και κίτρινα (+1) από τη μία ή κόκκινα (-1) από την άλλη διανύσματα κατά αντιστοιχία με όσα λέχθηκαν στο παράδειγμα, στο τέλος του προηγούμενου κεφαλαίου.

Στην πλειονότητα<sup>92</sup> των πειραμάτων, οπότε και το μήκος κάθε παραθύρου λήψεως έχει οριστεί στα 8cm, οι μεταβλητές  $x$  και  $y$  στα παραπάνω αρχεία λαμβάνουν διακριτές τιμές που ανήκουν αντίστοιχα στα διαστήματα  $[1,860480, 78,140160]$  και  $[-1,860480, -57,674881]$  με σταθερό βήμα  $\Delta x = \Delta y = 1,860480$  ή αλλιώς γράφονται ως:

$$x = 1,860480 \cdot i, i = 1, \dots, 42, \quad [4.12]$$

$$y = -1,860480 \cdot j, j = 1, \dots, 31. \quad [4.13]$$

Το πεδίο σαρώνεται από την πάνω αριστερά γωνία του, δηλαδή από το σημείο με συντεταγμένες  $(1,860480, -1,860480)$  και προς τα δεξιά· αφού σαρωθεί η πρώτη σειρά του πλέγματος, δηλαδή μέχρι και το σημείο  $(78,140160, -1,860480)$  ακολούθως σαρώνεται η δεύτερη, η τρίτη, κ.ο.κ., μέχρι την τελευταία σειρά του πλέγματος πάνω ακριβώς από το κάτω στερεό τοίχωμα της σήραγγας. Σημειώνεται πως καθότι η χωρική ανάλυση του πλέγματος είναι  $42 \times 31$ , έπεται πως κάθε αρχείο έχει 1302 σειρές ( $=42 \times 31$ ), όσα και τα σημεία όπου πραγματοποιούνται υπολογισμοί διανυσμάτων ταχύτητας ανά στιγμιότυπο καταγραφής.

Για λόγους πληρότητας παρουσιάζεται ακολούθως η διαδικασία υπολογισμού του μέσου διανυσματικού πεδίου των ταχυτήτων καθώς και των αντίστοιχων μέσων πεδίων των ορθών και διατμητικών τάσεων Reynolds της αξονικής και της ακτινικής συνιστώσας της ταχύτητας. Έστω λοιπόν, πως σε ένα από τα 1302 σημεία του προεπιλεγμένου πλέγματος η αξονική συνιστώσα της ταχύτητας είναι  $u_{i,j,k}$ , όπου οι δύο πρώτοι δείκτες  $(i, j)$  αναφέρονται στους διακριτούς αύξοντες αριθμούς της θέσης του σημείου στο επίπεδο του πλέγματος, ενώ ο δείκτης  $k$  στον αύξοντα αριθμό των στιγμιότυπων (ή στη χρονική στιγμή καταγραφής). Σαρώνοντας τα 300 στιγμιότυπα καταγραφής σε μία συγκεκριμένη θέση, δηλαδή για

<sup>92</sup> Εξάιρεση αποτελεί το πείραμα των μη συγχρονισμένων καταγραφών όπου μεταβάλλεται το  $D_{jet}$ . Σε αυτήν, το μήκος του οπτικού πεδίου ορίζεται στα 7cm.

σταθερούς δείκτες  $i$  και  $j$ , η μέση αξονική συνιστώσα της ταχύτητας υπολογίζεται από την παρακάτω σχέση:

$$\overline{u_{i,j,k}} = \frac{\sum_{k=1}^{300} u_{i,j,k}}{300}, \quad i, j = const. \quad [4.14]$$

Εάν αντίστοιχα  $\overline{v_{i,j,k}}$  είναι η μέση ακτινική συνιστώσα της ταχύτητας στην ίδια θέση του πλέγματος, η οποία προκύπτει από την εξίσωση [4.14] θέτοντας όπου  $u_{i,j,k} \rightarrow v_{i,j,k}$ , τότε η τιμή του μέσου διανύσματος της ταχύτητας στην τυχαία  $(i, j)$  θέση της υπολογίζεται από την ακόλουθη έκφραση:

$$v = \sqrt{\overline{u_{i,j,k}^2} + \overline{v_{i,j,k}^2}} \quad i, j = const. \quad [4.15]$$

Τελικά, εφαρμόζοντας την παραπάνω σχέση για όλες τις θέσεις του πεδίου προκύπτει τελικά το μέσο διανυσματικό πεδίο των ταχυτήτων.

Στη συνέχεια για τον υπολογισμό των ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας, λαμβάνοντας υπόψιν πως οι ταχύτητες που καταγράφονται σε μία συγκεκριμένη θέση μπορούν να εκφραστούν ως ένα άθροισμα της παραπάνω μέσης χρονικά τιμής (εξίσωση [4.14]) και μίας διαταραχής, διαφορετικής για κάθε στιγμιότυπο, τότε εφαρμόζοντας τη σχέση [4.16] 300 φορές, μία για κάθε καταγραφή, υπολογίζονται οι διαταραχές των ταχυτήτων σε κάθε στιγμιότυπο για τη συγκεκριμένη θέση:

$$u'_{i,j,k} = u_{i,j,k} - \overline{u_{i,j,k}}, \quad k = 1, \dots, 300, \quad i, j = const. \quad [4.16]$$

Τελικά έχοντας υπολογίσει τις διαταραχές των ταχυτήτων και για τα 300 στιγμιότυπα καταγραφής, η ορθή τάση Reynolds της αξονικής συνιστώσας στην εκάστοτε υπό μελέτη θέση του πλέγματος υπολογίζεται από την παρακάτω σχέση:

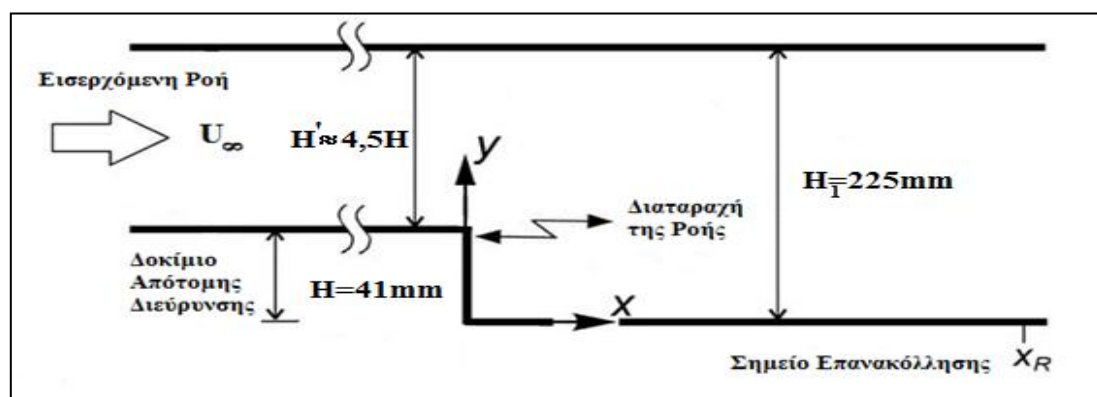
$$\overline{u'_{i,j,k}{}^2} = \frac{\sum_{k=1}^{300} u'_{i,j,k}{}^2}{300}, \quad i, j = const. \quad [4.17]$$

Εκτελώντας τον παραπάνω αλγόριθμο για όλες τις θέσεις του πεδίου προκύπτει το αντίστοιχο πεδίο των ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας. Είναι προφανές πως με ανάλογο τρόπο υπολογίζονται και οι ορθές τάσεις Reynolds της ακτινικής συνιστώσας, αντικαθιστώντας όπου  $u_{i,j,k} \rightarrow v_{i,j,k}$ . Για τις διατμητικές τάσεις Reynolds, αφού υπολογιστούν οι διακυμάνσεις των δύο συνιστωσών των ταχυτήτων από τη σχέση [4.16], εφαρμόζεται μία παραλλαγή του τύπου [4.17], δηλαδή:

$$\overline{u'_{i,j,k} \cdot v'_{i,j,k}} = \frac{\sum_{k=1}^{300} (u'_{i,j,k} \cdot v'_{i,j,k})}{300}, \quad i, j = const. \quad [4.18]$$

Αν και το πρόγραμμα Insight 3G διαθέτει μία πληθώρα εργαλείων, εντούτοις δεν ικανοποιεί το επίπεδο της ανάλυσης στο οποίο αποσκοπεί η παρούσα εργασία. Αυτός είναι και ο λόγος για τον οποίο τα αρχεία που περιγράφηκαν παραπάνω υφίστανται επεξεργασία από τη γλώσσα προγραμματισμού Matlab. Τα δεδομένα των αρχείων είναι ομαδοποιημένα σε μορφή πινάκων, οπότε η προκείμενη γλώσσα προγραμματισμού κρίνεται ιδανική για την επεξεργασία τους, προσφέροντας ένα τεράστιο εύρος δυνατοτήτων στην ανάλυση. Ενδεικτικά αναφέρονται ορισμένες παρακάτω:

- Αρχικά επιτυγχάνεται η συνένωση των τριών παραθύρων καταγραφής των εικόνων PIV (SW, MW και RW) και κατ'επέκταση η παρουσίαση των μέσων στατιστικών ολικών διανυσματικών πεδίων, για σειρές πειραμάτων που πραγματοποιούνται κάτω από τις ίδιες αρχικές συνθήκες αλλά σε διαφορετικά οπτικά πεδία της ροής.
- Με χρήση γραμμικών μετασχηματισμών της άλγεβρας στους πίνακες των δεδομένων προκύπτει το κατοπτρικό του συστήματος της ροής εντός της σήραγγας. Ενώ δηλαδή τα δεδομένα των αρχείων αφορούν σε ροή με κατεύθυνση από δεξιά προς τα αριστερά έτσι όπως πραγματοποιούνται οι καταγραφές λόγω της τοποθέτησης της κάμερας ως προς το τμήμα δοκιμών της σήραγγας (βλ. σχήμα 3.1), με το γραμμικό μετασχηματισμό η ροή πλέον έχει φορά από αριστερά προς τα δεξιά. Αποτέλεσμα του τελευταίου είναι, όπως καθίσταται προφανές, το δοκίμιο απότομης διεύρυνσης να βρίσκεται πλέον στα αριστερά των διαγραμμάτων που παρουσιάζονται ακολούθως.
- Από τους ίδιους γραμμικούς μετασχηματισμούς επιτυγχάνεται παράλληλα και η μεταφορά της αρχής των αξόνων του συστήματος στην ορθή γωνία που σχηματίζεται μεταξύ του δοκιμίου της απότομης διεύρυνσης και του κάτω στερεού τοιχώματος της αεροσήραγγας (βλ. σχήμα 4.8). Ενδεικτικά αναφέρεται πως οι συντεταγμένες για παράδειγμα της οπής από την οποία εισάγονται στο σύστημα οι παλλόμενες δέσμες αέρα διέγερσης είναι  $(x/H, y/H) = (0, 0,85)$ . Κατά τον τρόπο αυτό διασφαλίζεται ένα καθολικό σύστημα συντεταγμένων για όλα τα παράθυρα λήψης. Έτσι στις περιπτώσεις όπου μελετάται μόνο το παράθυρο επανακόλλησης της ροής -όπως συμβαίνει στα πειράματα των μη συγχρονισμένων καταγραφών-, ο οριζόντιος άξονας δε ξεκινάει από την τιμή μηδέν, αλλά από τη θέση που ορίζεται από το χρήστη, σε συμφωνία πάντα με τη βαθμονόμηση του παραθύρου που έχει προηγηθεί. Η γεωμετρία και το σύστημα αξόνων του συστήματος των πειραμάτων στο τμήμα των δοκιμών της σήραγγας παρατίθεται παρακάτω.



**Σχήμα 4.8:** Σχηματική αναπαράσταση και γεωμετρία του τμήματος των δοκιμών της αεροσήραγγας σε τομή, στο κάθετο επίπεδο πρόσπτωσης του λέιζερ, δηλαδή στο επίπεδο καταγραφής των εικόνων PIV.

- Οι παραπάνω χειρισμοί επεξεργασίας των δεδομένων οφείλονται στο γεγονός πως όλες οι δημοσιεύσεις που μελετούν ροές σε απότομη διεύρυνση και ειδικά στη μορφή του «ανάποδου σκαλοπατιού» ακολουθούν τις παραπάνω αρχές. Αυτός είναι και ο λόγος άλλωστε για τον οποίο τόσο ο οριζόντιος, όσο και ο κάθετος άξονας αδιαστατοποιείται ως προς το ύψος του δοκιμίου της απότομης διεύρυνσης, δηλαδή  $x/H$  και  $y/H$  αντίστοιχα. Κατά τον τρόπο αυτό, ορίζεται ένα πρότυπο σύστημα συντεταγμένων απαλλαγμένο από οποιεσδήποτε μονάδες μέτρησης μήκους, καθιστώντας δυνατή την απευθείας σύγκριση και την οπτική παρατήρηση μεταξύ των αποτελεσμάτων όλων των ερευνητών, συμπεριλαμβανομένης και της παρούσας εργασίας.
- Παράλληλα, για λόγους διευκόλυνσης στη σύγκριση μεταξύ των διαγραμμάτων στα πλαίσια της παρούσας ανάλυσης και ειδικά για τη σύγκριση των αποτελεσμάτων μεταξύ διαφορετικών πειραμάτων ορίζονται σταθερά χρωματικά όρια στα διαγράμματα τόσο των μέσων διανυσματικών πεδίων των ταχυτήτων, όσο και των αντίστοιχων μέσων πεδίων των τάσεων Reynolds. Έτσι, για τα μέσα διανυσματικά πεδία των ταχυτήτων,  $\bar{u}$ , επιλέγεται το εύρος ανάλυσης  $[0 \text{ m/s}, 3 \text{ m/s}]$ , ενώ για τις ορθές,  $\overline{u'^2}$  και  $\overline{v'^2}$ , και τις διατμητικές,  $-\overline{u'v'}$ , τάσεις Reynolds, το διάστημα<sup>93</sup> των  $[0 \text{ m}^2/\text{s}^2, 0,4 \text{ m}^2/\text{s}^2]$  και το διάστημα των  $[-0,1 \text{ m}^2/\text{s}^2, 0,2 \text{ m}^2/\text{s}^2]$  αντίστοιχα. Αξίζει να σημειωθεί πως οι επιλογές αυτές δεν είναι τυχαίες, αλλά ορίζονται βάσει των κλιμάκων μεγέθους που εμφανίζονται στα υπόψιν πεδία. Στο σημείο αυτό πρέπει να τονισθεί, πως σε ορισμένα διαγράμματα όπου σε κάποιες θέσεις του πεδίου τους τα υπό μελέτη μεγέθη λαμβάνουν τις μέγιστες ή ελάχιστες τιμές των χρωματικών ορίων, το γεγονός αυτό συνεπάγεται πως οι αντίστοιχες πραγματικές τους τιμές κατά πάσα πιθανότητα τις υπερβαίνουν, εντούτοις οι τελευταίες δεν αποκλίνουν πολύ από τις πρώτες.
- Πέραν της εξαγωγής των μέσων ορθών και διατμητικών τάσεων Reynolds της ροής υπολογίζονται επιπλέον και οι ροπές (moments) 3<sup>ης</sup> και 4<sup>ης</sup> τάξεως της αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u'^3}$  και  $\overline{u'^4}$  αντιστοίχως. Μάλιστα οι δύο τελευταίες αδιαστατοποιούνται ως προς την τυπική απόκλιση της συνιστώσας αυτής (που ορίζεται ως η τετραγωνική ρίζα της αντίστοιχης ορθής τάσεως Reynolds, δηλαδή  $\sigma = \sqrt{\overline{u'^2}}$ ) υψωμένη στην αντίστοιχη δύναμη, οπότε και προκύπτουν οι κανονικοποιημένες ροπές (standardized moments) της λοξότητας (skewness) και της κύρτωσης (kurtosis ή flatness). Για τον υπολογισμό των ανωτέρων τάξεων των στατιστικών της τύρβης, η διαδικασία είναι παρόμοια με εκείνη που περιγράφηκε για τις τάσεις Reynolds 2<sup>ης</sup> τάξεως, με τη διαφορά ότι στην προκειμένη οι διαταραχές της ταχύτητας υψώνονται στην αντίστοιχη δύναμη στον τύπο [4.17]. Για τον υπολογισμό λ.χ. της τρίτης και της τέταρτης τάξεως των διαταραχών του πεδίου, οι διακυμάνσεις της συνιστώσας της ταχύτητας που ενδιαφέρει, υψώνονται εις την 3<sup>η</sup> και 4<sup>η</sup> δύναμη αντίστοιχα. Επίσης κατά αντιστοιχία με την προηγούμενη παρατήρηση, συμπληρώνεται πως το διαστήματα μελέτης της λοξότητας επιλέγεται στο εύρος των αδιαστατοποιημένων τιμών  $[-1, 1]$ , ενώ της κύρτωσης στο διάστημα  $[0, 7]$ .

<sup>93</sup> Οι μονάδες των τάσεων Reynolds προκύπτουν είτε απευθείας  $\frac{\text{m}^2}{\text{s}^2}$ , είτε  $\frac{\text{J}}{\text{kg}}$  επιλύοντας την έκφραση της τυρβώδους κινητικής ενέργειας, έτσι όπως αυτή ορίζεται για ένα δισδιάστατο πεδίο:  $KE = \frac{1}{2}m(\overline{u'^2} + \overline{v'^2})$ , ως προς αυτές. Βέβαια στην πραγματικότητα, οι τάσεις Reynolds έτσι όπως παρουσιάζονται στην ανάλυση, είναι αδιαστατοποιημένες και ως προς την πυκνότητα του ρευστού, δηλαδή κανονικά στις τάσεις αυτές εισάγονται και μονάδες πυκνότητας κατά τη διαστατική ανάλυση.

- Εισάγεται σε όλα τα διαγράμματα η θέση του μήκους επανακόλλησης υπό τη μορφή μίας διακεκομμένης γραμμής, με στόχο την εξέταση των φαινομένων που εξελίσσονται γύρω από την ευρύτερη περιοχή. Το σημείο επανακόλλησης προσδιορίζεται μέσα από τη διαδικασία που περιγράφεται ακολούθως. Σε πρώτη φάση σαρώνονται τα 300 στιγμιότυπα του πειράματος που ενδιαφέρει κάθε φορά και στη συνέχεια υπολογίζεται η πιθανότητα εμφάνισης θετικής τιμής των μέσων χρονικά αξονικών συνιστωσών της ταχύτητας, σε όλα τα σημεία της σειράς  $j = 31$  του προεπιλεγμένου πλέγματος, δηλαδή των ποσοτήτων  $\overline{u_{i,31}}$ , όπου  $i = 1, \dots, 42$  για τα πειράματα όπου εξετάζεται μόνον το παράθυρο επανακόλλησης ή  $i = 1, \dots, 126$  για τα πειράματα όπου εξετάζεται το συνολικό πεδίο της ροής και στα τρία παράθυρα καταγραφών. Το σημείο επανακόλλησης τελικά προσδιορίζεται μεταξύ του σημείου της σειράς αυτής του πλέγματος (η οποία απέχει 1,86mm από το κάτω στερεό τοίχωμα της σήραγγας) όπου η μέση χρονικά αξονική συνιστώσα της ταχύτητας αποκτά για πρώτη φορά πιθανότητα εμφάνισης θετικής τιμής σε ποσοστό άνω του 50% και του ακριβώς προηγούμενου σημείου<sup>94</sup>. Έτσι, με τη μέθοδο της γραμμικής παρεμβολής μεταξύ των δύο αυτών σημείων ελαχιστοποιείται η τάξη του σφάλματος της προσέγγισης και εντοπίζεται το ζητούμενο σημείο με ακρίβεια  $10^{-5}$  m.
- Εξαιρούνται από τη διαδικασία της ανάλυσης τα «κόκκινα» διανύσματα τα οποία δεν ανταποκρίνονται στις πραγματικές ταχύτητες της ροής. Για την ακρίβεια, εντοπίζονται από το πρόγραμμα τα σημεία που αντιστοιχούν στην τιμή -1 της λογικής μεταβλητής  $e$  και απορρίπτονται τοπικά ως μη έγκυρα στα αντίστοιχα διαγράμματα, μειώνοντας κατά τον τρόπο αυτό σε πολύ μεγάλο βαθμό τα σφάλμα στις προσεγγίσεις. Ακολούθως, προκειμένου να μην προκύψουν ασυνέχειες και οπές στις αντίστοιχες θέσεις όπου εντοπίζονται τα σημεία αυτά στα διαγράμματα, διεξάγεται μέσω της μεθόδου της γραμμικής παρεμβολής με τα γειτονικά σημεία, υπολογισμός νέας τιμής στις θέσεις αυτές και τελικά χρωματική συσχέτιση μεταξύ αυτών και των γειτονικών τους.
- Τέλος παρέχεται η δυνατότητα της εξαγωγής των διαγραμμάτων της συνάρτησης της πυκνότητας της πιθανότητας (Probability Density Function ή PDF) και της αντίστοιχης αθροιστικής συνάρτησης της πιθανότητας (Cumulative Distribution Function ή CDF) της αξονικής συνιστώσας της ταχύτητας σε διάφορες θέσεις του πεδίου. Στα πλαίσια της παρούσας μελέτης επιλέγεται σε κάθε διάγραμμα αριθμός κλάσεων (clusters) ίσος με 40.

Πριν την παρουσίαση των αποτελεσμάτων, αναφέρεται πως η παράθεση των διαγραμμάτων που ακολουθεί στη συνέχεια περιλαμβάνει μόνο ένα μέρος όλων των διαγραμμάτων που διεξήχθησαν κατά τη διαδικασία της ανάλυσης, αφού δεν είναι δυνατή η παρουσίαση όλων αυτών στα πλαίσια μίας εργασίας όπως η παρούσα. Για το λόγο αυτό πραγματοποιείται επιλεκτική παρουσίαση μεταξύ όλων αυτών των διαγραμμάτων προκειμένου να αναδειχθούν τα σημαντικά σημεία της μελέτης για τη διεξαγωγή συμπερασμάτων μέσα από την ανάλυση πολλών διαφορετικών πειραματικών περιπτώσεων (όπως π.χ. ροή υπό συνθήκες διέγερσης και μη, συγχρονισμένες καταγραφές και μη, κ.α.).

<sup>94</sup> Στην περιοχή της ανακυκλοφορίας, το μεγαλύτερο μέρος της οποίας συλλαμβάνεται στο παράθυρο λήψεων SW, εμφανίζονται αρκετές εναλλαγές προσημών μεταξύ των διαδοχικών σημείων της σειράς που εξετάζεται, δηλαδή πολύ χαμηλές ή υψηλές πιθανότητες εμφάνισης θετικών τιμών της αξονικής συνιστώσας της ταχύτητας. Οι εναλλαγές αυτές αποδίδονται στην τυχαία κίνηση του ρευστού στην ευρύτερη περιοχή. Στις περιπτώσεις λοιπόν όπου εξετάζονται τα ολικά πεδία της ροής και στα τρία παράθυρα καταγραφών, εξαιρούνται τα πρώτα 42 σημεία του παραθύρου SW από τη διαδικασία εύρεσης του σημείου επανακόλλησης της ροής (για την ακρίβεια μηδενίζονται), δηλαδή στην πραγματικότητα ο δείκτης  $i$  λαμβάνει τις τιμές  $i=43, \dots, 126$ .

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5<sup>ο</sup>:

### Ανάλυση και Σχολιασμός Πειραματικών Αποτελεσμάτων

#### Περιγραφή:

Στο παρόν κεφάλαιο παρουσιάζονται τα αποτελέσματα της σειράς των πειραμάτων PIV υπό τη μορφή διαγραμμάτων ολόκληρων των πεδίων των στατιστικών μεγεθών της ροής. Αρχικά, πριν την ανάλυση των πειραμάτων που πραγματοποιούνται τη ροή υπό συνθήκες διέγερσης, εξετάζονται οι συνθήκες εισόδου της ροής στο τμήμα δοκιμών της σήραγγας σε ένα οπτικό πεδίο που εκτείνεται πάνω από το δοκίμιο της απότομης διεύρυνσης, καθώς και η μέση χρονικά μη διεγερμένη ροή σε όλο το μήκος του πεδίου, για λόγους σύγκρισης μετέπειτα με την επίδραση της εξωτερικής διαταραχής. Ακολούθως, παρατίθενται τα αποτελέσματα των μη συγχρονισμένων (μέσων χρονικά) μετρήσεων της διεγερμένης ροής στο οπτικό παράθυρο καταγραφών της επανακόλλησης της ροής. Στόχος αυτών αποτελεί η εξαγωγή συμπερασμάτων σχετικά με τους παράγοντες που συντελούν στην ελαχιστοποίηση της μεταβλητής ελέγχου  $x_R$ , μέσα από τη διερεύνηση της επίδρασης των παραμέτρων του εύρους και της συχνότητας των παλμών διέγερσης. Τέλος, παρουσιάζονται τα αποτελέσματα των συγχρονισμένων (μέσων συμφασικών) πειραμάτων της ροής σε όλο το μήκος του οπτικού πεδίου καταγραφών και εντοπίζονται οι δομές που αναπτύσσονται εντός του διατημητικού στρώματος της.

# ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5<sup>ο</sup>

## Ανάλυση και Σχολιασμός Πειραματικών Αποτελεσμάτων

### 5.1 Πειραματικές Συνθήκες Εισόδου στο Τμήμα Δοκιμών της Σήραγγας

#### 5.1.1 Χαρακτηριστικές Γεωμετρίες του Συστήματος

Το τμήμα δοκιμών της αεροσήραγγας, όπως αναφέρθηκε σε προηγούμενο κεφάλαιο, είναι φτιαγμένο από plexiglass επιτρέποντας έτσι την οπτικοποίηση της ροής. Το ύψος του δοκιμίου της απότομης διεύρυνσης και της σήραγγας<sup>95</sup> είναι  $H = 41\text{mm}$  και  $H_1 = 225\text{mm}$  αντίστοιχα (βλ. σχήμα 4.8), ενώ το πλάτος και των δύο είναι ίσο με  $D = D_1 = 420\text{mm}$ . Συνεπώς, η αναλογία της διαστολής (Expansion Ratio) και η αναλογία των πλευρών του δοκιμίου (Aspect Ratio), έτσι όπως ορίζονται από τις παρακάτω σχέσεις:

$$ER = \frac{H_1}{H_1 - H} = \frac{H_1}{H'}, \quad [5.1]$$

$$AR = \frac{D}{H}, \quad [5.2]$$

προκύπτει τελικά πως είναι ίσες με  $ER = 1,22$  και  $AR = 10,2$  ή σε μορφή αναλογίας 1:1,22 και 1:10,2 αντίστοιχα. Τα δύο αυτά μεγέθη είναι χαρακτηριστικά της γεωμετρίας του συστήματος σε πειράματα απότομης διεύρυνσης. Μάλιστα τα διάφορα στατιστικά μεγέθη της ροής, όπως λ.χ. οι κατανομές των ταχυτήτων στα διάφορα επίπεδα της ροής και οι τάσεις Reynolds, εξαρτώνται συν τοις άλλοις και από τις τιμές αυτών.

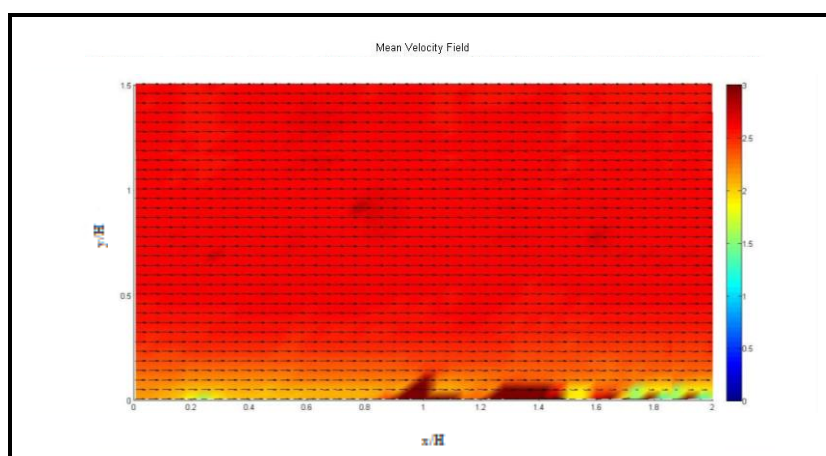
<sup>95</sup> Για τις αναλυτικές περιγραφές των δύο αυτών πειραματικών συνιστωσών, βλ. §3.1.1 «Αεροδυναμική Σήραγγα» και §3.1.2 «Δοκίμιο Απότομης Διεύρυνσης».



Συγκρίνοντας με αναφορές άλλων ερευνητών, διαπιστώνεται πως οι τιμές που υπολογίστηκαν παραπάνω είναι παραπλήσιες με αυτές που υπολόγισαν οι ίδιοι για την πειραματική εγκατάσταση διεξαγωγής των πειραμάτων τους (βλ. πίνακα 5.4). Σημειώνεται βέβαια πως η συνήθης επιλογή δοκιμίου μεταξύ όλων των σχετικών δημοσιεύσεων είναι εκείνο με λόγο πλευρών 1:12 (π.χ. Chun and Sung (1996) [26], Yoshioka et al. (2001) [32], [33] Dejoan and Leschziner (2001) [103]), ενώ για το λόγο διαστολής, η αναλογία 2:3 ή αλλιώς  $ER = 1,5$  (π.χ. Honami et al. (1993) [104], Chun and Sung (1996) [26], Yoshioka et al. (2001) [32], [33] Rhee and Sung (2000) [105]). Παρόλα αυτά, ο λόγος των διαστάσεων του δοκιμίου των υπό μελέτη πειραμάτων, δηλαδή η αναλογία περίπου των 1:10, καθιστά έγκυρη την υπόθεση της δισδιάστατης παραδοχής της ροής με μία λογική ακρίβεια στην περιοχή κοντά στο μέσον<sup>96</sup> του δοκιμίου (Bredetode and Bradshaw (1978) [106]). Με άλλα λόγια, καθίσταται αποδεκτή η παραδοχή της ομοιόμορφης κατανομής του πεδίου κοντά στο μέσον του ως προς την κατεύθυνση  $z$ , δηλαδή την κάθετη ως προς το επίπεδο της ροής που εξετάζεται.

### 5.1.2 Συνθήκες Εισόδου Ροής

Όσον αφορά στις συνθήκες και τα χαρακτηριστικά της εισαγόμενης ροής στο τμήμα των δοκιμών της σήραγγας, αυτές εξετάζονται σε ένα παράθυρο καταγραφής εικόνων PIV, το οποίο βρίσκεται πάνω από το δοκίμιο της απότομης διεύρυνσης (Inlet Window, βλ. σχήμα 4.7).



**Σχήμα 5.1:** Μέσο διανυσματικό πεδίο ταχυτήτων στο παράθυρο εισόδου.

Για την ακρίβεια πραγματοποιήθηκε μία σειρά πειραμάτων, δηλαδή 300 καταγραφές της ροής στο εν λόγω παράθυρο λήψης, μήκους ίσου με το διπλάσιο του ύψους του δοκιμίου και διεξήχθη το μέσο διανυσματικό πεδίο των ταχυτήτων της ροής (βλ. σχήμα 5.1). Σημειώνεται πως ένα τμήμα του οπτικού πεδίου του παραθύρου αυτού (όπως φαίνεται και στο σχήμα 4.7), βρίσκεται κατάντι του σημείου αποκόλλησης της ροής, μετά δηλαδή την ακμή του μοντέλου της απότομης διεύρυνσης. Σε αυτό άλλωστε αποδίδονται και οι έντονες αυξομειώσεις που παρατηρούνται στο μέτρο των ταχυτήτων στην περιοχή που εκτείνεται μετά το σημείο  $x = H$

<sup>96</sup> Υπενθυμίζεται πως τα πειράματα PIV εκτελούνται κοντά στο μέσον του δοκιμίου, αφού εκεί βρέθηκε πως η απόκριση της ταχύτητας των παλλομένων δεσμών αέρα είναι μέγιστη.

και το ύψος που φτάνει μέχρι και τα  $0,25 H$  περίπου<sup>97</sup>. Αντίθετα στα πιο υψηλά στρώματα, δηλαδή στο τμήμα της ελεύθερης ροής ( $y > 0,25 H$ , ή ως προς το καθολικό σύστημα συντεταγμένων  $y > 1,25 H$ ), οι ταχύτητες φαίνεται πως παραμένουν ανεπηρέαστες με τις τιμές τους να κυμαίνονται στο εύρος των  $[2,5 m/s, 3 m/s]$ .

Ο τύπος της ροής ενός ρευστού μέσα σε έναν αγωγό καθορίζεται ως γνωστόν από τον αδιάστατο αριθμό Reynolds, ο οποίος στη γενική του μορφή βάσει της υδραυλικής διαμέτρου, δίνεται από τον ακόλουθο τύπο:

$$Re = \frac{\bar{u} \cdot D_h}{\nu}, \quad [5.3]$$

όπου:

- $\bar{u}$ : η μέση ταχύτητα της ροής κατά την κατεύθυνση της κίνησης της,
- $\nu$ : το κινηματικό ιξώδες (ή η κινηματική συνεκτικότητα) του ρευστού,
- $D_h$ : η υδραυλική διάμετρος του αγωγού.

Η τελευταία ορίζεται ως:

$$D_h = \frac{4 \cdot A}{S}, \quad [5.4]$$

όπου:

- $A$ : το εμβαδόν της διατομής του αγωγού,
- $S$ : η βρεχόμενη περίμετρος της διατομής του αγωγού.

Θεωρώντας μόνο το τμήμα του αγωγού το οποίο βρίσκεται πάνω από το δοκίμιο της απότομης διεύρυνσης, την περιοχή δηλαδή της εισερχόμενης ροής στο τμήμα εισόδου της σήραγγας και αντικαθιστώντας στην παραπάνω σχέση το κατάλληλο εμβαδόν και τη βρεχόμενη περίμετρο της ορθογώνιας διατομής, προκύπτει η έκφραση της υδραυλικής διαμέτρου στο εν λόγω τμήμα:

$$D_h = \frac{4 \cdot [(H_1 - H) \cdot D]}{2 \cdot [(H_1 - H) + D]} = 2 \cdot \frac{(H_1 - H) \cdot D}{H_1 - H + D}, \quad [5.5]$$

Τελικά με αντικατάσταση των τιμών στις παραπάνω σχέσεις προκύπτει από την [5.5] πως  $D_h = 127,9 \text{ mm}$  και από την [5.3] ότι  $Re = 20497$  για μέση αξονική ταχύτητα εισόδου<sup>98</sup> ίση με  $\bar{u}_c = 2,5 m/s$  και δεδομένου ότι στους  $T = 25^\circ C$  η κινηματική συνεκτικότητα του αέρα είναι περίπου  $\nu = 15,6 \cdot 10^{-6} m^2/s$ . Επομένως, καθότι μία ροή σε έναν ευθύγραμμο σωλήνα

<sup>97</sup> Το σύστημα συντεταγμένων του παραθύρου καταγραφής της εισερχόμενης ροής που επιλέγεται, είναι ανεξάρτητο του καθολικού συστήματος συντεταγμένων, έτσι όπως αυτό ορίστηκε στο προηγούμενο κεφάλαιο (βλ. σχήμα 4.8), προκειμένου να αποφευχθούν αρνητικές τιμές στο τμήμα του παραθύρου το οποίο βρίσκεται αριστερά του σημείου επανακόλλησης (βάσει του ολικού συστήματος συντεταγμένων). Έτσι επιλέγεται ένα νέο, η αρχή του οποίου τοποθετείται στην κάτω αριστερή γωνία του εν λόγω παραθύρου.

<sup>98</sup> Για την ακρίβεια, η μέση αξονική ταχύτητα εισόδου υπολογίστηκε  $2,49 \text{ m/s}$  βάσει του μέσου όρου των 42 κεντρικών ( $j=16$ ) σημείων του πλέγματος του μέσου διανυσματικού πεδίου των ταχυτήτων του παραθύρου λήψης.

παραμένει στρωτή για αριθμούς  $Re_{D_h} < 2300$  και τυρβώδης για  $Re_{D_h} > 4800$  [107] και δεδομένου πως οι εσωτερικές επιφάνειες της σήραγγας στο τμήμα εισόδου δεν είναι πολύ λείες, εξάγεται ασφαλώς το συμπέρασμα πως η υπό μελέτη ροή είναι τυρβώδης. Αναφέρεται ωστόσο, πως μεταξύ των αναφορών ο αριθμός Reynolds που υπολογίζεται είναι αυτός βάσει του ύψους της διεύρυνσης για λόγους σύγκρισης. Στην προκειμένη περίπτωση λοιπόν, θέτοντας όπου  $D_h \rightarrow H$  στη σχέση [5.3], ο αριθμός Reynolds με χαρακτηριστικό μέγεθος το ύψος του μοντέλου της απότομης διεύρυνσης προκύπτει ίσος με  $Re_H = 6570$ . Αξίζει να σημειωθεί πως η τιμή αυτή του αριθμού Reynolds είναι σχετικά υψηλότερη σε σύγκριση με τις αντίστοιχες άλλων σχετικών πειραμάτων (βλ. πίνακα 5.1).

Παρατηρώντας το παραπάνω διάγραμμα, το προφίλ των ταχυτήτων μοιάζει με εκείνο μίας πλήρους ανεπτυγμένης ροής, καθότι φαίνεται πως χωρικά η μορφή των διανυσμάτων της ταχύτητας δεν αλλάζει κατά την κατεύθυνση της ροής. Μάλιστα θα μπορούσε να χαρακτηριστεί και ως ομοιόμορφη<sup>99</sup>, αφού επιπροσθέτως δε φαίνεται να υπάρχει αλλαγή ούτε και ως προς την κάθετη κατεύθυνση. Στην πραγματικότητα βέβαια πρόκειται για ελεύθερη ροή, αφού υπενθυμίζεται πως υπάρχει μία πολύ λεπτή κάθετη σχισμή ακριβώς πριν το δοκίμιο της απότομης διεύρυνσης (βλ. σχήμα 3.2) η οποία απομακρύνει το οριακό στρώμα που έχει αναπτυχθεί εντός της σήραγγας μέχρι αυτό το σημείο. Κατ'επέκταση η πολύ μικρή περιοχή που φαίνεται να είναι επηρεασμένη από τη δράση της συνεκτικότητας, δηλαδή για  $y < 0,25 H$ , όπου οι ταχύτητες κυμαίνονται ελαφρά κάτω από τα  $2 m/s$ , αποτελεί ένα πολύ λεπτό οριακό στρώμα το οποίο αναπτύσσεται από την είσοδο της ροής στο καμπύλο τμήμα του δοκιμίου μέχρι και το σημείο της αποκόλλησης της από αυτό. Έτσι, μέσω της τεχνικής αυτής επιτυγχάνεται ο περιορισμός της ανάπτυξης οριακού στρώματος εντός του τμήματος εισόδου της σήραγγας.

Ακριβώς αυτού λοιπόν του εξαιρετικά λεπτού οριακού στρώματος δίνεται εσφαλμένα η εντύπωση μίας πλήρους ανεπτυγμένης ροής<sup>100</sup>, δηλαδή μίας ροής όπου οι δράσεις της συνεκτικότητας είναι εμφανείς σε όλο το πεδίο με αποτέλεσμα το προφίλ της ροής να μη μεταβάλλεται. Από την άλλη όμως και προς αποφυγή σύγχυσης τονίζεται επίσης πως η ροή σε καμία περίπτωση δε θεωρείται μη συνεκτική, με την αντίθετη λογική ότι η ροή εισόδου αποτελεί ουσιαστικά ένα ελεύθερο ρεύμα στο οποίο δεν είναι τόσο εμφανής η δράση της συνεκτικότητας. Όπως αποδείχθηκε εξάλλου η υπό μελέτη ροή που εισέρχεται στο τμήμα των δοκιμών είναι τυρβώδης, η οποία εξ'ορισμού χαρακτηρίζεται από μεγάλες κλίσεις διατμητικών τάσεων (shear stress gradient) κατά μήκος της. Σημειώνεται βέβαια πως δημιουργούνται πολύ καλές συνθήκες εισόδου που θα μπορούσαν να προσεγγίσουν την ιδανική σε πολύ καλό βαθμό, εάν μάλιστα αναλογιστούμε πως συνολικά το πάχος του οριακού στρώματος  $\delta$  που αναπτύσσεται είναι μόλις<sup>101</sup> το  $0,25H/4,5H=0,05$  ή 5% του συνολικού της εισερχόμενης ροής. Συμπερασματικά, η εξέταση του προφίλ των μέσων ταχυτήτων της ροής και του αριθμού Reynolds επιβεβαιώνουν πως η ροή εισόδου αποτελείται από ένα ελεύθερο τυρβώδες ρεύμα και ένα τυρβώδες οριακό στρώμα πολύ μικρού πάχους  $\delta$ .

<sup>99</sup> Για να είναι μία ροή ομοιόμορφη απαραίτητη προϋπόθεση αποτελεί η διατομή της ροής να είναι σταθερή. Συνεπώς στην προκειμένη θεωρείται προσεγγιστικά ομοιόμορφη η ροή εισόδου, δηλαδή το τμήμα της ροής μέχρι και το σημείο αποκόλλησης από το δοκίμιο.

<sup>100</sup> Εξάλλου προκειμένου μία ροή να αναπτυχθεί πλήρως απαιτούνται αρκετά πολλαπλάσια της υδραυλικής διαμέτρου του αγωγού στον οποίο ρέει.

<sup>101</sup> Το ύψος του τμήματος εισόδου, πάνω από το δοκίμιο της απότομης διεύρυνσης προκύπτει  $H' = H_1 - H = 4H$  (βλ. σχήμα 4.8).

Η εισερχόμενη ροή στο τμήμα των δοκιμών είναι επιπλέον ασυμπίεστη δεδομένου ότι οι ταχύτητες που αναπτύσσονται εντός της σήραγγας είναι πολύ χαμηλές, αφού οι στροφές του φουσητήρα ρυθμίζονται έτσι ώστε η ταχύτητα της ροής να είναι η ελάχιστη δυνατή. Το γεγονός αυτό αποδεικνύεται από την τιμή του αριθμού Mach της εν λόγω ροής, ο οποίος γενικά ορίζεται ως:

$$M = \frac{V}{c}, \quad [5.6]$$

όπου:

- $V$  : η σχετική ταχύτητα του ρευστού, δηλαδή του αέρα στην προκειμένη περίπτωση ή ακόμα πιο σωστά των σωματιδίων καπνού που εισάγονται σε αυτόν,
- $c$  : η ταχύτητα του ήχου στον αέρα.

Η τελευταία, για μέσο διάδοσης ξηρό αέρα (δηλαδή αέρα με μηδενική υγρασία) ορίζεται ως:

$$c = (331,3 + 0,606 \cdot \theta), \quad [5.7]$$

όπου:

- $\theta$  : η θερμοκρασία του αέρα σε μονάδες της κλίμακας  $^{\circ}C$ .

Αντικαθιστώντας με  $\theta = 25^{\circ}C$ , δηλαδή τη θερμοκρασία εντός της σήραγγας, στην [5.7] εκτιμάται πως η ταχύτητα του ήχου στον αέρα ισούται με  $c = 346,45 \text{ m/s}$  και θέτοντας στην [5.6] όπου  $V \rightarrow \bar{u}_c$ , ο αριθμός Mach της ροής τελικά υπολογίζεται  $M \approx 0,007$ . Εντέλει δεδομένου ότι γενικά μία ροή μπορεί προσεγγιστικά να χαρακτηριστεί ασυμπίεστη εάν ισχύει  $M < 0,3$  [38], πράγματι η υπό μελέτη ροή θεωρείται ασυμπίεστη ως εξαιρετικά υποηχητική.

Τέλος εξετάζοντας τη χρονική εξάρτηση των παραμέτρων της ροής είναι γνωστό πως εφόσον η τελευταία είναι τυρβώδης είναι εξ ορισμού και μη μόνιμη. Παρόλα αυτά ύστερα από υπολογισμούς βρέθηκε πως σε όλες τις θέσεις του διδιάστατου πεδίου της ροής, οι μέσες χρονικά τιμές των διακυμάνσεων των ταχυτήτων είναι μηδενικές. Με άλλα λόγια, για τους μέσους όρους των τιμών της ποσότητας που δίνεται από την εξίσωση [4.16] για τα 300 στιγμιότυπα καταγραφής της ροής και σε κάθε ζεύγος τιμών  $(i, j)$  του πλέγματος ανάλυσης ισχύει ότι:

$$\overline{u'_{i,j}} = \overline{v'_{i,j}} = \frac{\sum_{k=1}^{300} u'_{i,j,k}}{300} = \frac{\sum_{k=1}^{300} v'_{i,j,k}}{300} = 0, \quad \forall i, j. \quad [5.8]$$

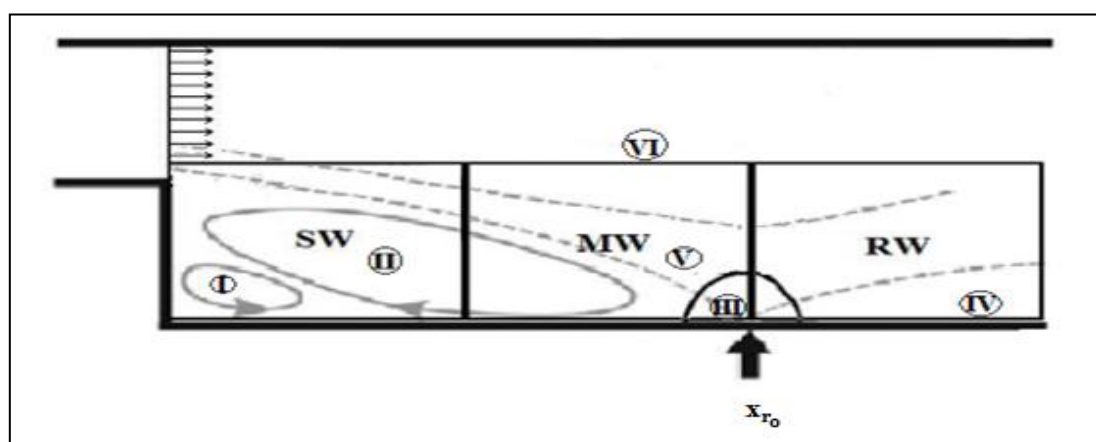
Η παραπάνω διαπίστωση<sup>102</sup> οδηγεί στο συμπέρασμα πως η ροή είναι στατιστικά στάσιμη (Statistically Stationary) και άρα σύμφωνα με τον Pope, η στατιστική του τυχαίου διανυσματικού πεδίου των ταχυτήτων της ροής εισόδου είναι ανεξάρτητη τυχόν χρονικών μεταβολών. Με άλλα λόγια, οι διάφορες στατιστικές ιδιότητες της ροής είναι σταθερές με το χρόνο, όπως άλλωστε συμβαίνει και με το μέσο διανυσματικό πεδίο το οποίο και αποτελεί το τελικό αντικείμενο ενδιαφέροντος.

<sup>102</sup> Αυτός είναι και ο λόγος για τον οποίο οι μέσες τιμές των ανωτέρων τάξεων των διακυμάνσεων υπολογίζονται ως  $\overline{u'^n}$  και όχι ως  $(\overline{u'})^n$ , όπου  $n=1,2,\dots,N$  όπως δηλαδή συμβαίνει με τις στιγμιαίες ταχύτητες καταγραφής αφού οι τελευταία έκφραση ισούται με μηδέν  $\forall n$ .

## 5.2 Σειρές Πειραμάτων Μη Συμφασικών Καταγραφών

### 5.2.1 Πειράματα Μέσης Χρονικά Ροής Χωρίς Εξωτερική Διέγερση

Πριν την παρουσίαση της επίδρασης της εξωτερικής διέγερσης στο σύστημα, εξετάζεται πρώτα η δομή της μη διαταραγμένης ροής ως πρότυπο για λόγους σύγκρισης. Η ανάλυση που ακολουθεί πραγματοποιείται μέσα από τη συνένωση των μέσων στατιστικών διανυσματικών πεδίων των τριών παραθύρων λήψεων της ροής, έτσι όπως αυτά ορίστηκαν σε προηγούμενη παράγραφο (βλ. σχήμα 4.7) και κάθε ένα από τα οποία έχει μήκος  $80\text{mm}$  ή  $1,95H$ . Παρακάτω φαίνεται σχηματικά η δομή της ροής έτσι όπως καταγράφηκε για ροή εισόδου, ένα τυρβώδες ελεύθερο ρεύμα με οριακό στρώμα μικρού πάχους<sup>103</sup>:



**Σχήμα 5.2:** Σχηματικό πρότυπο της δομής της μέσης χρονικά ροής: κύρια και δευτερεύουσα δίνη εντός της περιοχής ανακυκλοφορίας (I, II), περιοχή επανακόλλησης (III), περιοχή χαλάρωσης και επανάπτυξης (IV), περιοχή αποκολλημένου διατμητικού στρώματος (V) και περιοχή ελεύθερου διατμητικού στρώματος (VI).

#### 5.2.1.1 Μέσες Χρονικά Κατανομές Ταχυτήτων Μη Διεγερμένης Ροής

Στα διαγράμματα των μέσων διανυσματικών πεδίων της ροής (βλ. σχήματα 5.3.1 και 5.3.2) φαίνεται η κατανομή των μέτρων της ταχύτητας στα διάφορα στρώματα της. Σε αυτά διακρίνεται πως κοντά στο σημείο επανακόλλησης και στο ύψος του αποκολλημένου διατμητικού στρώματος στις θέσεις  $x/H \in [3,5, 4,5]$  και  $y/H \in [0,4, 0,8]$ , γύρω δηλαδή από την κυριαρχούσα δίνη της περιοχής ανακυκλοφορίας, υπάρχει μία γενικότερη τάση της ροής προς το κάτω στερεό τοίχωμα της σήραγγας. Η τελευταία εκφράζεται από πολύ υψηλές αρνητικές τιμές στην κατανομή των ακτινικών συνιστωσών της ταχύτητας,  $v$ , στην ευρύτερη περιοχή. Το γεγονός αυτό αποδίδεται κυρίως στην έντονη τυρβώδη δραστηριότητα των εξωτερικών μεγάλων δινών κοντά στο δοκίμιο της απότομης διεύρυνσης. Επίσης, κοντά στην περιοχή επανακόλλησης και κατάντι της περιοχής ανακυκλοφορίας παρατηρούνται επιπλέον υψηλές θετικές τιμές στην κατανομή των αξονικών συνιστωσών της ταχύτητας,  $u$ , καθότι η ροή αρχίζει πλέον να επαναπτύσσεται πάνω από την πλάκα του τοιχώματος της σήραγγας.

<sup>103</sup> Η δομή που παρουσιάζεται είναι ίδια για οποιαδήποτε μέση χρονικά ροή, είτε πρόκειται για περίπτωση ροής με ή χωρίς διαταραχή. Η διαφορά έγκειται στην έκταση που καταλαμβάνει κάθε περιοχή της δομής αυτής σε κάθε περίπτωση (π.χ. το σημείο επανακόλλησης στη μη διεγερμένη μέση χρονικά ροή εντοπίζεται πάντα στο παράθυρο RW, σε αντίθεση με τη διεγερμένη, όπου σε αρκετές περιπτώσεις η επανακόλληση εντοπίζεται και στο MW).

### 5.2.1.2 Μέσο Χρονικά Σημείο Επανακόλλησης Μη Διεγερμένης Ροής

Το μέσο στατιστικά σημείο επανακόλλησης της ροής υποδηλώνεται με την κάθετη διακεκομμένη γραμμή στη θέση  $x_{R_0} = 194,11\text{mm}$  ή  $4,73 H$  από το (μαύρο, βλ. σχήμα 5.3.1) δοκίμιο της απότομης διεύρυνσης<sup>104</sup>. Για λόγους σύγκρισης παρατίθενται παρακάτω (βλ. πίνακα 5.1) τα μήκη επανακόλλησης της ροής που έχουν υπολογιστεί από άλλους ερευνητές για την αδιατάραχη ροή σε παρόμοια γεωμετρία απότομης διεύρυνσης, αδιαστατοποιημένα ως προς το ύψος του εκάστοτε δοκιμίου. Από τα δεδομένα που παρουσιάζονται στον πίνακα αυτό φαίνεται ξεκάθαρα πως δεν υπάρχει κάποια εξάρτηση μεταξύ του αριθμού Reynolds και του μήκους επανακόλλησης για την περίπτωση που εξετάζεται. Το ίδιο ισχύει ακόμα και στην περιοχή των τιμών του διαστήματος  $1200 < Re < 6600$ , όπου οι Armali et al. (1983) [108] είχαν καταλήξει στο συμπέρασμα ότι αυξανόμενου του αριθμού Reynolds αυξάνει εξίσου και το μήκος επανακόλλησης της ροής. Παρόλα αυτά φαίνεται από την εκτενή αυτή παρουσίαση των αποτελεσμάτων πως το μήκος επανακόλλησης κυμαίνεται στο διάστημα των τιμών [4,5, 7,5]. Το εύρος αυτό θεωρείται αποδεκτό, εάν αναλογιστούμε ότι κάθε πείραμα διεξάγεται κάτω από εντελώς διαφορετικές συνθήκες, μεταξύ των οποίων είναι και η ροή εισόδου, ο αριθμός Reynolds της ροής, η γεωμετρία (αναλογίες  $ER$  και  $AR$ ) και οι διαστάσεις της διεύρυνσης αλλά και της σήραγγας, καθώς επίσης και το είδος της ροής (υγρή ή αέρια κατάσταση). Συμπεραίνεται λοιπόν πως η τιμή που υπολογίστηκε στην παρούσα ανάλυση θεωρείται αποδεκτή και εντός των πειραματικών και υπολογιστικών ορίων.

Είδος Ανάλυσης	Πειραματιστές	Αριθμός Reynolds (Re)	Μήκος Επανακόλλησης ( $x_{R_0}/H$ )
Πειραματική Έρευνα	Kasagi and Matsunaga (1995) [109]	5540	6,5
	Chun and Sung (1998) [27]	1200	7,4
	Yoshioka et al. (1999) [31]	3700	5,5
	Soria, Kostas and Chong (2002) [110]	580-4660	4,8
	Uruba, Jonáš, Mazur (2007) [111]	50000	6
	Tihon, Pěnkavoná and Pantzali (2010) [112]	έως 1900	7
Υπολογιστική Προσομοίωση	Le et al. (1997) [16]	5100	6,3
	Creusé, Giovannini and Mortazani (2008) [21]	500 και 2000	4,51
	Dejoan and Leschziner (2004) [103]	3700	7
	Mehrez et al. (2010) [113]	-	7,2

**Πίνακας 5.1: Μήκη επανακόλλησης μη διεγερμένης μέσης χρονικά ροής σε γεωμετρία απότομης διεύρυνσης.**

<sup>104</sup> Μεταξύ του  $101^{00}$  και  $102^{00}$  σημείου της σειράς  $i = 42$  του ολικού πλέγματος από την αρχή του καθολικού συστήματος συντεταγμένων ή μεταξύ του  $17^{00}$  και  $18^{00}$  της ίδιας σειράς αλλά από την αρχή του παραθύρου επανακόλλησης (RW).

### 5.2.1.3 Συνεκτικές Δομές Μέσης Χρονικά Μη Διεγερμένης Ροής

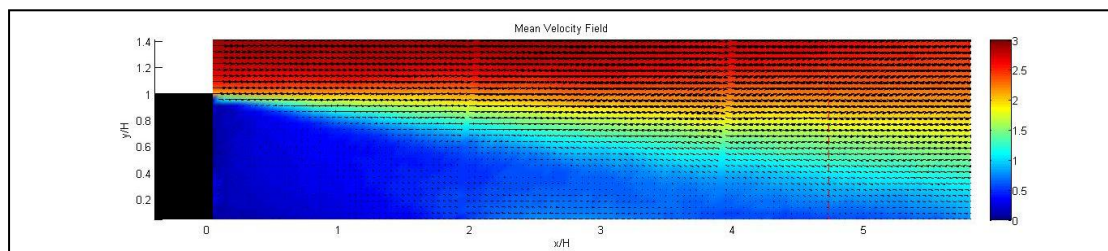
Μελετώντας τις ροϊκές γραμμές του πεδίου (βλ. σχήμα 5.3.2) διαπιστώνεται πως περιλαμβάνονται δύο δίνες στην περιοχή της ανακυκλοφορίας που σχηματίζεται στο διάστημα  $0 < x/H < x_{R_0}/H$ . Η πρώτη εξ αυτών είναι μία μεγάλη δίνη ωρολογιακής φοράς που κυριαρχεί στην ευρύτερη περιοχή και το κέντρο της οποίας έχει συντεταγμένες  $(x/H, y/H) = (2,5, 0,5)$ . Το ύψος της περιοχής ανακυκλοφορίας και κατ'επέκταση της δίνης αυτής είναι του μεγέθους του ύψους του δοκιμίου. Η δευτερεύουσα και εμφανώς πιο αδύναμη δίνη αντιωρολογιακής φοράς παρατηρείται στην ορθή γωνία που σχηματίζεται μεταξύ του δοκιμίου της απότομης διεύρυνσης και του κάτω στερεού τοιχώματος της αεροσήραγγας. Γενικά τα χαρακτηριστικά της ροής της παρούσας περίπτωσης συμφωνούν απόλυτα με αυτά άλλων πειραμάτων όπως λ.χ. των Eaton and Johnston (1980) [04], των Yoshioka et al. (2001) [32], των Adachi et al. (1993) [114], των Jovic and Driver (1994) [14] και άλλων.

### 5.2.1.4 Μέσες Χρονικά Κατανομές Τάσεων Reynolds Μη Διεγερμένης Ροής

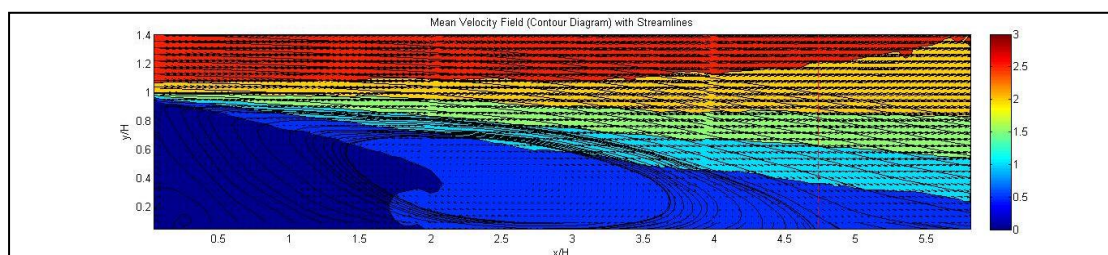
Παρατηρώντας κατόπιν τα διαγράμματα των τάσεων Reynolds της ροής (βλ. σχήματα 5.3.3, 5.3.4 και 5.3.5) διαπιστώνεται ότι οι κατανομές αυτών είναι παρόμοιες σε όλο το πεδίο. Συγκεκριμένα και οι τρεις λαμβάνουν μηδενικές ή μηδαμινές<sup>105</sup> τιμές στις περιοχές της ανακυκλοφορίας και του ελεύθερου ρεύματος, δηλαδή στην περιοχή του ανώτερου στρώματος της ροής η οποία εκτείνεται πάνω από το ύψος του δοκιμίου σε όλο το μήκος του πεδίου για  $y > H$ , καθώς και στην τριγωνική περιοχή που οριοθετείται μεταξύ των σημείων  $(x/H, y/H) = (0,1), (0,0)$  και  $(3,0)$ . Αντιθέτως, οι τάσεις Reynolds είναι αυξημένες κατά μήκος όλου του αποκολλημένου διατμητικού στρώματος, ξεκινώντας από το σημείο αποκόλλησης της ροής στη θέση  $(x/H, y/H) = (0,1)$  όπου λαμβάνουν τιμές που κυμαίνονται περίπου στα  $\overline{u'^2} = 0,25 m^2/s^2$ ,  $\overline{v'^2} = 0,15 m^2/s^2$  και  $-\overline{u'v'} = 0,1 m^2/s^2$  και αποκτούν τις μέγιστες,  $\overline{u'^2} = 0,45 m^2/s^2$ ,  $\overline{v'^2} = 0,25 m^2/s^2$  και  $-\overline{u'v'} = 0,2 m^2/s^2$ , πάνω ακριβώς από την ευρύτερη περιοχή της επανακόλλησης όπου επικρατεί αυξημένη αστάθεια και έντονες αναταραχές, όπως προβλέπεται και από τη θεωρία. Είναι αξιοσημείωτο πως το προφίλ των κατανομών συμφωνεί απόλυτα με αυτά των Kasagi and Matsunaga (1995) [109] και των Le et al. (1997) [16] που καταλήγουν σε μεγαλύτερα επίπεδα της ορθής τάσης Reynolds της αξονικής συνιστώσας –άρα και της ανισοτροπίας- σε σχέση με τις άλλες δύο τάσεις, αν και τα πειράματα τους πραγματοποιήθηκαν υπό εντελώς διαφορετικές συνθήκες εισόδου ροής.

Εν κατακλείδι, συμπεραίνεται πως η μη διεγερμένη ροή που εξετάζεται επιδεικνύει τα τυπικά χαρακτηριστικά (μέσες κατανομές ταχυτήτων και τάσεων Reynolds, μέσο σημείο επανακόλλησης και δομές εντός του διατμητικού στρώματος) μίας τυρβώδους αποκολλημένης ροής σε σήραγγα εντός της οποίας έχει διαμορφωθεί γεωμετρία απότομης διεύρυνσης.

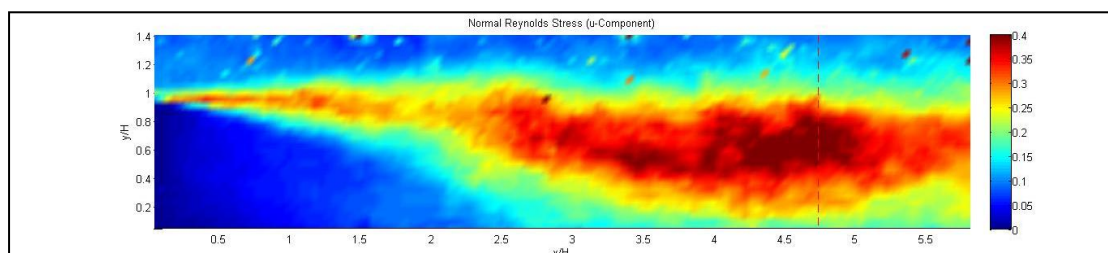
<sup>105</sup> Κάποιες σποραδικές υψηλές διακυμάνσεις των ορθών και διατμητικών τάσεων Reynolds που σημειώνονται κυρίως στο ύψος του ελεύθερου ρεύματος στα αντίστοιχα διαγράμματα, προδίδουν πως παρά το γεγονός του ότι έχει προηγηθεί εντοπισμός και εξαίρεση των εσφαλμένων διανυσμάτων κατά την καταγραφή με τη μέθοδο PIV και την ανάλυση στη Matlab αντίστοιχα, εντούτοις εντοπίζονται κάποιες ασυνέχειες του πεδίου οι οποίες υπεισέρχονται τελικά στα αποτελέσματα.



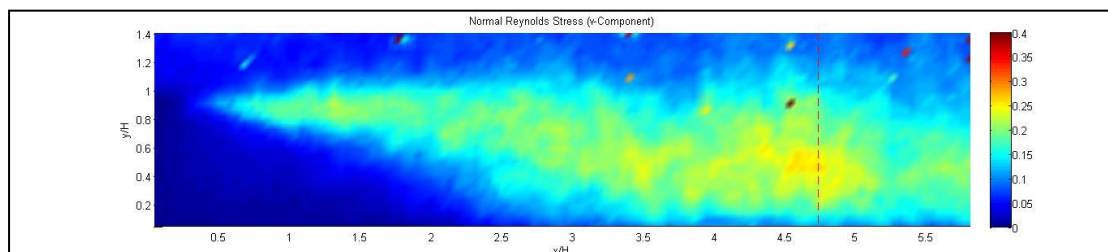
**Σχήμα 5.3.1:** Μέσο διανυσματικό πεδίο ταχυτήτων χωρίς εφαρμογή ελέγχου (χωρίς εξωτερική διέγερση).



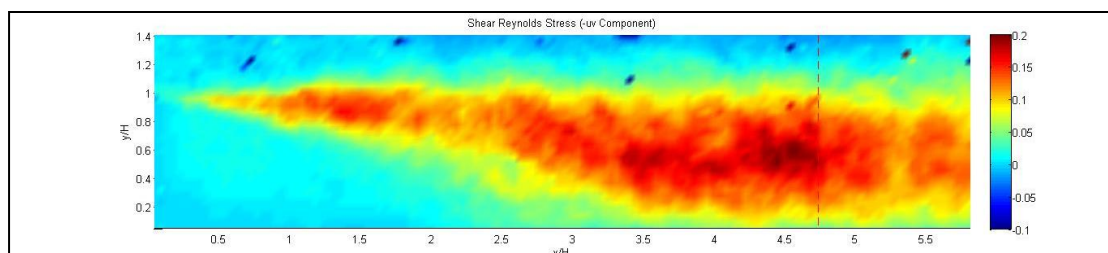
**Σχήμα 5.3.2:** Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές χωρίς εφαρμογή ελέγχου.



**Σχήμα 5.3.3:** Ορθές τάσεις Reynolds της αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u'^2}$ , χωρίς εφαρμογή ελέγχου.



**Σχήμα 5.3.4:** Ορθές τάσεις Reynolds της ακτινικής συνιστώσας,  $\overline{v'^2}$ , χωρίς εφαρμογή ελέγχου.



**Σχήμα 5.3.5:** Διατμητικές τάσεις Reynolds,  $-\overline{u'v'}$ , χωρίς εφαρμογή ελέγχου.



## 5.2.2 Πειράματα Μέσης Χρονικά Ροής Με Εξωτερική Διέγερση

Με στόχο την αποσαφήνιση της δυναμικής επίδρασης που έχει η εισαγωγή μίας εξωτερικής διέγερσης σε μία ροή όπως αυτή που εξετάζεται, εισάγεται μέσω των οπών του δοκιμίου μία περιοδική διέγερση στο σύστημα υπό τη μορφή τετραγωνικών παλμών. Το μέγιστο πλάτος της διέγερσης αυτής υπολογίζεται στο 25% της μέσης αξονικής συνιστώσας της ταχύτητας της ροής εισόδου, έτσι όπως αυτή ορίστηκε στην προηγούμενη παράγραφο, δηλαδή περίπου στα  $0,25 \bar{u}_c \approx 0,6 \text{ m/s}$ . Η εκτίμηση αυτή γίνεται βάσει των προκυπτόντων διαγραμμάτων των πειραμάτων της απόκρισης του ανεμομέτρου (βλ. σχήμα 4.3.β) αλλά και όπως θα διαπιστωθεί αργότερα στο διάγραμμα της φάσης της μέγιστης διέγερσης, στη σειρά των συμφασικών πειραμάτων της καταγραφής της ροής.

Η ανάλυση που ακολουθεί για τα πειράματα της μέσης χρονικά ροής υπό συνθήκες διέγερσης αφορά μόνο στο παράθυρο RW. Ο λόγος που επιλέγεται μόνον η παρουσίαση των αποτελεσμάτων αυτών αποδίδεται στο γεγονός ότι στον ενεργό έλεγχο της ροής η μεταβλητή που κυρίως ενδιαφέρει είναι το μήκος της επανακόλλησης και κατ'επέκταση ο έλεγχος και η ελαχιστοποίηση αυτού του μεγέθους. Παρόλα αυτά υπενθυμίζεται ότι τα μέσα διανυσματικά πεδία της ροής που εξετάζονται σε αυτήν την κατηγορία ταυτίζονται με το πρότυπο που παρατίθεται στο σχήμα της περίπτωσης του προηγούμενου πειράματος (βλ. σχήμα 5.2).

Στην πρώτη σειρά των πειραμάτων, όπου εξετάζεται η επίδραση της παραμέτρου της διάρκειας του παλμού διέγερσης, το μήκος του οπτικού πεδίου<sup>106</sup> ορίζεται στα 70mm (ή στα  $1,71 H$ ), ενώ η αρχή των αξόνων του παραθύρου αυτού απέχει από το δοκίμιο της απότομης διεύρυνσης 130mm (ή  $3,17 H$ ). Αντίστοιχα στη δεύτερη σειρά πειραμάτων, όπου εξετάζεται η επίδραση της συχνότητας διέγερσης, το μήκος του οπτικού πεδίου ορίζεται στα 80mm (ή  $1,95 H$ ), ενώ η αρχή των αξόνων του παραθύρου αυτού απέχει από το δοκίμιο της απότομης διεύρυνσης 160mm ή ( $3,9 H$ ).

### 5.2.2.1 Διερεύνηση Επίδρασης του Εύρους των Παλμών Διέγερσης

Παρακάτω παρουσιάζονται επιλεκτικά<sup>107</sup> τα μέσα χρονικά διανυσματικά διαγράμματα των ταχυτήτων και των τάσεων Reynolds της ροής για σταθερή περίοδο διέγερσης  $T_{jet} = 100\text{ms}$  και μεταβαλλόμενο εύρος τετραγωνικού παλμού διέγερσης. Συγκεκριμένα επιλέχθηκε μεταξύ των διαφόρων πειραμάτων η παρουσίαση των περιπτώσεων  $D_{jet,1} = 20\text{ms}$ ,  $D_{jet,2} = 30\text{ms}$ ,  $D_{jet,3} = 40\text{ms}$  και  $D_{jet,4} = 50\text{ms}$ , καθότι σε αυτές φάνηκε πως η εξωτερική διέγερση επιδρά περισσότερο, όσον αφορά στην ελαχιστοποίηση του μήκους της επανακόλλησης. Τονίζεται πως η επίδραση του παλμού διέγερσης ως μεταβλητή του συστήματος ερευνάται για πρώτη φορά και δεν υπάρχουν ήδη κάποια ερευνητικά αποτελέσματα ή συμπεράσματα. Εξάλλου στην παρούσα έρευνα η διέγερση είναι θετικού ρυθμού εισαγωγής μάζας που διαφέρει με την πλειονότητα των αναφορών επί του αντικειμένου, όπου η διέγερση στις περιπτώσεις αυτές είναι ημιτονοειδούς μορφής και μηδενικού ρυθμού εισαγωγής μάζας.

<sup>106</sup> Το ύψος του οπτικού πεδίου των καταγραφών αυτής της περίπτωσης προκύπτει από την [3.1] ίσο με 52,1mm ή 1,27H, αφού πρώτα έχει υπολογιστεί ο παράγον βαθμονόμησης (Calibration Factor) ίσος με 0,051 από την ίδια σχέση.

<sup>107</sup> Εκτός της περιόδου  $T_{jet}=100\text{ms}$ , πραγματοποιήθηκαν και πειράματα για  $T_{jet}=20\text{ms}$ . Επίσης τόσο για  $T_{jet}=20\text{ms}$ , όσο και για  $T_{jet}=100\text{ms}$  διεξήχθησαν επιπλέον και άλλα, για διάφορα εύρη παλμού διέγερσης πέραν αυτών που αναφέρονται.

### 5.2.2.1.1 Μέσο Χρονικά Σημείο Επανακόλλησης Διεγερμένης Ροής

Με την εφαρμογή της εξωτερικής διέγερσης η ποσοστιαία μεταβολή του μέσου χρονικά μήκους της επανακόλλησης της ροής σε σχέση με την περίπτωση της αντίστοιχης μη διεγερμένης, δίνεται από την παρακάτω σχέση:

$$\Delta x_R = \frac{x_{R_0} - x_R}{x_{R_0}} \cdot 100\% , \quad [5.9]$$

όπου:

- $x_{R_0}$  : το μήκος επανακόλλησης της μέσης χρονικά ροής χωρίς εξωτερική διέγερση,
- $x_R$  : το μήκος επανακόλλησης της μέσης χρονικά ροής με εξωτερική διέγερση.

Το μήκος της επανακόλλησης σε κάθε περίπτωση από αυτές που εξετάζονται, σημειώνεται στα σχετικά διαγράμματα με μία κάθετη διακεκομμένη στις αντίστοιχες θέσεις, ενώ στον πίνακα που ακολουθεί (βλ. πίνακα 5.2) παρουσιάζονται αναλυτικά τα αποτελέσματα με ακρίβεια δύο δεκαδικών ψηφίων. Από τα αποτελέσματα της τελευταίας στήλης του πίνακα αυτού, παρατηρείται πως με την εφαρμογή της εξωτερικής διέγερσης η αποκολλημένη ροή υφίσταται μείωση του μήκους επανακόλλησης της, της τάξεως των 19%-24% βάσει της σχέσεως [5.9]. Τα ποσοστά αυτά είναι συνεπή με αρκετά από αυτά που βρέθηκαν από άλλους ερευνητές (λ.χ. 30% από τους Yoshioka et al. (2001) [32],[33] 26% από τους Dejoan and Leschziner (2004) [103], κ.α.). Εκτενής ανάλυση επί του θέματος πραγματοποιείται στην επόμενη σειρά πειραμάτων, στη διερεύνηση της επίδρασης της συχνότητας της διέγερσης.

Εύρος Παλμού Διέγερσης $D_{jet}$ [ms]	Μήκος Επανακόλλησης $x_R$ [mm]	Μήκος Επανακόλλησης $x_R/H$	Ποσοστιαία Μείωση Μήκους Επανακόλλησης $\Delta x_R$ [%]
20	154,69	3,77	20,31
30	148,48	3,62	23,51
40	148,73	3,63	23,38
50	157,33	3,84	18,95

Πίνακας 5.2: Μήκη επανακόλλησης μέσης χρονικά διεγερμένης ροής για μεταβαλλόμενο εύρος παλμού διέγερσης  $D_{jet}$  και σταθερή περίοδο διέγερσης  $T_{jet}=100ms$ .

Για λόγους σύγκρισης με τις υπόλοιπες έρευνες προσδιορίζεται επίσης και ο αριθμός Strouhal της ροής βάσει του ύψους της απότομης διεύρυνσης ως:

$$St_H = \frac{f_p \cdot H}{U_\infty} , \quad [5.10]$$

όπου:

- $H$  : το ύψος της απότομης διεύρυνσης,
- $U_\infty$  : η μέση αξονική ταχύτητα εισόδου στο τμήμα δοκιμών της σήραγγας,
- $f_p$  : η συχνότητα της εξωτερικής διέγερσης της ροής.

Η συχνότητα της διέγερσης ως γνωστόν ορίζεται από τον τύπο<sup>108</sup>:

$$f_p = \frac{1}{T_{jet}}. \quad [5.11]$$

Με εφαρμογή της σχέσης [5.10], θέτοντας όπου  $U_\infty \rightarrow \bar{u}_c$  και  $f_p = 10 \text{ Hz}$  όπως προκύπτει από την [5.11] για  $T_{jet} = 100\text{ms}=0,1\text{s}$ , ο αδιάστατος αριθμός Strouhal της ροής υπολογίζεται  $St_H = 0,164$ .

### 5.2.2.1.2 Μέσες Χρονικά Κατανομές Ταχυτήτων Διεγερμένης Ροής

Από τα διαγράμματα των μέσων διανυσματικών πεδίων των ταχυτήτων (βλ. σχήματα 5.4.1 έως 5.4.4) διακρίνεται ξεκάθαρα κοντά στην περιοχή της αρχής των αξόνων του τοπικού συστήματος συντεταγμένων, ή ως προς το ολικό σύστημα στο διάστημα  $x/H \in [3,2, 3,8]$  (περίπου μέχρι και το μήκος της επανακόλλησης,  $x_R$ ) και για  $y/H \in [0, 0,5]$ , ένα τμήμα της περιοχής ανακυκλοφορίας και συγκεκριμένα της κυριαρχούσας δίνης της περιοχής αυτής. Αξιοσημείωτο είναι πως στην ίδια περιοχή και κυρίως κοντά στο κάτω στερεό τοίχωμα της σήραγγας, σε όλο το μήκος του οπτικού πεδίου, παρατηρείται από τα αποτελέσματα πως η ταχύτητα της ροής μειώνεται σε βαθμό που προσεγγίζει ακόμη και το 80% της  $\bar{u}_c$ . Μάλιστα, ακριβώς πάνω από το στερεό τοίχωμα, οι ταχύτητες της ροής στις διάφορες θέσεις του πεδίου φαίνεται να προσεγγίζουν επίπεδα κάτω των  $U = 0,5 \text{ m/s}$ . Η τοπική σταδιακή επιβράδυνση της ροής η οποία ξεκινάει ήδη από τα ανώτερα στρώματα της, αποδίδεται στο γεγονός της απότομης πρόσκρουσης της με το τοίχωμα της σήραγγας (και ιδίως στο σημείο επανακόλλησης όπου οι ροϊκές γραμμές είναι σχεδόν κάθετες ως προς την επιφάνεια), οπότε σε επόμενο στάδιο επανακολλάται στο κάτω τοίχωμα του τμήματος των δοκιμών και διαχωρίζεται σε δύο κατευθύνσεις. Η πρώτη εξ αυτών, κατάντι του  $x_R$  και με φορά προς το δοκίμιο της απότομης διεύρυνσης ακολουθεί την τυρβώδη κίνηση του ρευστού εντός της περιοχής ανακυκλοφορίας, ενώ η δεύτερη που βρίσκεται ανάντι του  $x_R$ , αρχίζει κατά μήκος της επιφάνειας της πλάκας να επαναπτύσσεται και τελικά να ανακτάται η αρχική δομή της ροής με τη δημιουργία ενός οριακού στρώματος. Το τελευταίο άλλωστε είναι εμφανές σε όλα τα μέσα διανυσματικά πεδία της ροής, όπου προς το τέλος όλων των παραθύρων της επανακόλλησης της (RW), παρατηρείται πως οι γραμμές που οριοθετούν τις περιοχές των ισοϋψών (χρωματικά) των μέτρων των ταχυτήτων της ροής, αποκτούν μικρότερη κλίση από αυτήν που έχουν μέχρι και το  $x_R$ . Ενδεικτικά αναφέρεται πως ενώ στη θέση  $x = 3,2 H$  (αρχή του τοπικού συστήματος συντεταγμένων) η περιοχή των ισοϋψών της ταχύτητας<sup>109</sup>  $U = 0,5 \text{ m/s}$  φτάνει σε ύψος μέχρι και τα  $y = 0,5 H$ , στο τέλος του ίδιου παραθύρου, δηλαδή για  $x = 5 H$ , η περιοχή αυτή έχει εξαλειφθεί πλήρως.

<sup>108</sup> Ο δείκτης p παραπέμπει στον αγγλικό όρο «perturbation» που μεταφράζεται στην ελληνική ως διαταραχή ή ελεύθερα ως διέγερση.

<sup>109</sup> Οι περιοχές των ισοϋψών των ταχυτήτων που παρουσιάζονται στα διαγράμματα των μέσων διανυσματικών πεδίων της ροής αποτελούν μία προσέγγιση της μέσης τιμής όλων των ταχυτήτων των σημείων του πλέγματος που ανήκουν σε κάθε περιοχή. Η οριοθέτηση και επιλογή των σημείων κάθε περιοχής πραγματοποιείται αυτόματα από τη Matlab ανάλογα με το μέγεθος της τιμής της ταχύτητας κάθε σημείου.

### 5.2.2.1.3 Μέσες Χρονικά Κατανομές Τάσεων Reynolds Διεγερμένης Ροής

Μελετώντας τις μέσες τάσεις Reynolds της ευρύτερης περιοχής του οπτικού πεδίου RW, παρατηρείται από τα αντίστοιχα διαγράμματα πως σε γενικές γραμμές οι κατανομές έκαστης τάσεως είναι παρόμοιες για όλες τις περιπτώσεις. Σε κάθε περίπτωση πάντως, πράγματι η εισαγωγή της εξωτερικής διαταραχής στο σύστημα προκαλεί την ενίσχυση της τυρβώδους μεταφοράς της ορμής κατά μήκος όλου του πεδίου, η οποία εκφράζεται μέσω των στατιστικών της τύρβης με τη γενικότερη αύξηση των τάσεων Reynolds και με αποτέλεσμα τελικά τη μείωση του μήκους της επανακόλλησης. Το φαινόμενο της αύξησης των τάσεων Reynolds είναι ιδιαιτέρως εμφανές στο διατμητικό στρώμα της περιοχής που εξετάζεται, όπως διαπιστώνεται και από τις μέσες κατανομές στα αντίστοιχα διαγράμματα όλων των περιπτώσεων. Συγκεκριμένα και οι τρεις μέσες κατανομές των τάσεων Reynolds λαμβάνουν τις μέγιστες τιμές τους σε ύψος περίπου  $0,3 < y/H < 1$ , ενώ αντιθέτως στο εύρος τιμών  $y/H \in [0, 1] \cup [1, 1,3]$ , δηλαδή πάνω ακριβώς από την επιφάνεια του τοιχώματος της σήραγγας, καθώς και στο ύψος του ελεύθερου διατμητικού στρώματος της ροής, παρουσιάζουν ελάχιστες τιμές που κυμαίνονται περίπου γύρω από τα  $\overline{u'^2} = 0,15 m^2/s^2$ ,  $\overline{v'^2} = 0,15 m^2/s^2$  και  $-\overline{u'v'} = 0,05 m^2/s^2$  αντίστοιχα. Τα χαμηλά αυτά επίπεδα των τάσεων Reynolds, που σε ορισμένες θέσεις -κυρίως στο ύψος της ελεύθερης ροής- απαντώνται ακόμη και τιμές γύρω από το μηδέν, αποδεικνύουν πως οι περιοχές αυτές παραμένουν ανεπηρέαστες από την εξωτερική διαταραχή του συστήματος, σε αντίθεση με την περιοχή του διατμητικού στρώματος πάνω από την περιοχή της επανακόλλησης όπου εμφανίζονται έντονες αναταράξεις και κατ'επέκταση υψηλές διαταραχές των ταχυτήτων.

Πιο αναλυτικά, οι μέσες ορθές τάσεις Reynolds  $\overline{u'^2}$  (βλ. σχήματα 5.5.1 έως 5.5.4) λαμβάνουν τις μέγιστες τιμές τους σε ένα εύρος  $x/H \in [3,8, 4,3]$ , δηλαδή κοντά και κατάντι του  $x_R$  και πάντοτε στο ύψος του διατμητικού στρώματος, στην ευρύτερη περιοχή πάνω από την εκάστοτε θέση επανακόλλησης. Παρόλα αυτά σε όλες τις περιπτώσεις, αλλά ιδίως για  $D_{jet,3} = 40ms$  και  $D_{jet,4} = 50ms$ , εμφανίζονται επίσης μέγιστες διακυμάνσεις ταχυτήτων και άρα αυξημένες τάσεις Reynolds ήδη από τα  $3,2 H$  (αρχή τοπικού συστήματος συντεταγμένων). Η περιοχή αυτή των έντονων αναταράξεων εντοπίζεται μέχρι και τα  $3,6 H$  από το δοκίμιο της απότομης διεύρυνσης και σταθερά στο ύψος των  $0,3 < y/H < 1$ , δηλαδή στην περιοχή του διατμητικού στρώματος πάνω από τη ζώνη της ανακυκλοφορίας. Στο σημείο αυτό πρέπει να σημειωθεί πως η συμπεριφορά αυτή της ροής δεν μπορεί να εξηγηθεί επαρκώς ούτε να οδηγήσει σε ασφαλή συμπεράσματα μέσα από τη μεμονωμένη εξέταση του παραθύρου RW, παρά μόνο από τη συνολική θεώρηση ολόκληρου του μέσου πεδίου. Το ίδιο βέβαια ισχύει για οποιοδήποτε άλλο φαινόμενο το οποίο φαίνεται να εξελίσσεται ανάντι ή κατάντι του παραθύρου που εξετάζεται.

Όσον αφορά στις άλλες δύο τάσεις Reynolds φαίνεται πως αυτές έχουν μικρότερη επίδραση στο μήκος της επανακόλλησης και εμφανίζουν συγκριτικά με την προηγούμενη τάση χαμηλότερες ελαφρώς τιμές στο σύνολο του πεδίου<sup>110</sup>. Παρόλα αυτά η επίδραση της εξωτερικής διέγερσης είναι πιο εμφανής στη μέση ορθή τάση της ακτινικής συνιστώσας της ταχύτητας (βλ. σχήματα 5.6.1 έως 5.6.4), αφού στην υπό μελέτη περίπτωση αυτή λαμβάνει

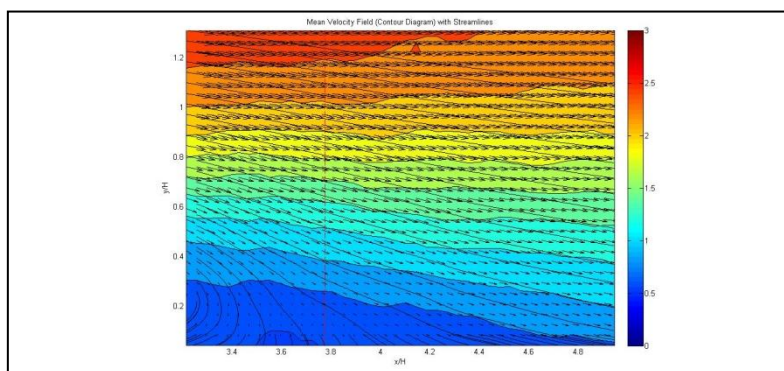
<sup>110</sup> Προς αποφυγή σύγχυσης, υπενθυμίζεται, πως αν και χρωματικά οι κατανομές των τάσεων Reynolds  $\overline{v'^2}$  και  $-\overline{u'v'}$  είναι παρόμοιες, εντούτοις διαφέρει η χρωματική αντιστοίχιση με τις τιμές αυτών σε κάθε περίπτωση.

μέγιστες τιμές της τάξεως των  $\overline{v'^2} \approx 0,40 m^2 / s^2$ , όταν στη μέση αδιατάραχη ροή οι αντίστοιχες μέγιστες είναι μόλις της τάξεως των  $\overline{v'^2} = 0,25 m^2 / s^2$  και εκτείνονται σε πολύ μικρότερο εύρος από ότι στην προκειμένη περίπτωση. Πάντως και στις δύο σειρές πειραμάτων (μέσης χρονικά διεγερμένης και μη ροής), τα μέγιστα των ορθών αυτών τάσεων εντοπίζονται πάνω από την περιοχή του μήκους της επανακόλλησης της ροής· στη μέση αδιατάραχη ροή στο διάστημα  $x/H \in (4,5, 5)$  ενώ στην υπό μελέτη περίπτωση, σποραδικά, σε όλο το μήκος του παραθύρου της επανακόλλησης. Γενικά οι μέσες ορθές τάσεις Reynolds της ακτινικής συνιστώσας παρουσιάζουν σε όλο το μήκος του πεδίου της ροής τιμές μεταξύ των  $0,15 m^2 / s^2 < \overline{v'^2} < 0,40 m^2 / s^2$ . Εξαιρεση αποτελεί το μέσο πεδίο των τάσεων του πειράματος με παράμετρο  $D_{jet,4} = 50ms$ , όπου εμφανίζονται τοπικά ανάντι του σημείου επανακόλλησης, στο διάστημα  $x/H \in [3,2, 3,8]$  και  $y/H \in [0,4, 0,8]$ , πολύ υψηλές διαταραχές που ξεπερνούν ακόμη και τα επίπεδα των  $\overline{v'^2} > 0,45 m^2 / s^2$ , ενώ κατάντι του σημείου επανακόλλησης,  $x_R$ , τα επίπεδα των τάσεων αυτών πέφτουν απότομα σε τιμές της τάξεως των  $0,20 m^2 / s^2 < \overline{v'^2} < 0,25 m^2 / s^2$ .

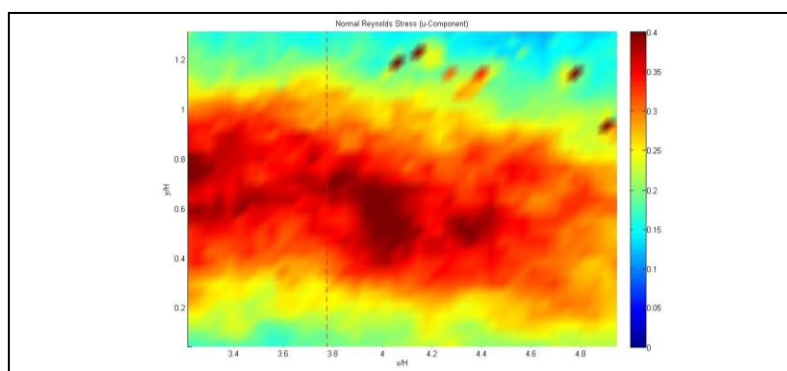
Αντίστοιχα, στο μεγαλύτερο μέρος της κατανομής των διατμητικών τάσεων (βλ. σχήματα 5.7.1 έως 5.7.4) παρουσιάζονται τιμές γύρω από τα  $-\overline{u'v'} = 0,15 m^2 / s^2$  με μέγιστες ελαφρώς υψηλότερες στα  $-\overline{u'v'} = 0,20 m^2 / s^2$ . Εξαιρεση αποτελεί και πάλι η περίπτωση των  $D_{jet,4} = 50ms$ , όπου αυτή τη φορά οι τιμές κυμαίνονται σε ελαφρώς χαμηλότερα επίπεδα συγκριτικά με τις άλλες περιπτώσεις σε όλο το μήκος του πεδίου.

#### 5.2.2.1.4 Σχόλια-Παρατηρήσεις

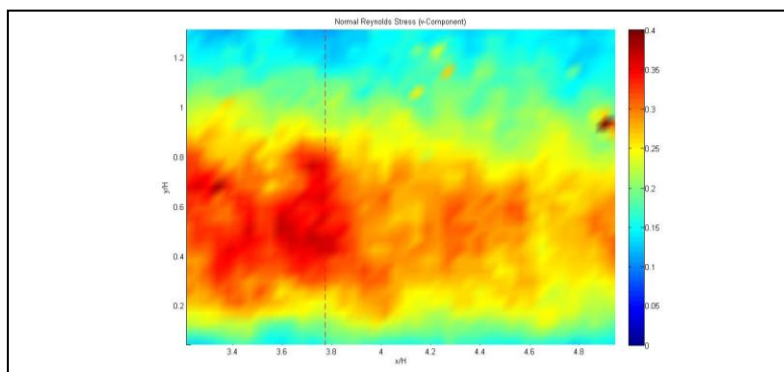
Συμπερασματικά, θα μπορούσε να ειπωθεί πως η εξέταση της παραμέτρου της διάρκειας του παλμού της διέγερσης στα μέσα πεδία των τάσεων Reynolds δε φαίνεται να έχει ιδιαίτερη επίδραση πέραν της γενικότερης αναμενόμενης τοπικής αύξησης των τιμών τους λόγω της εξωτερικής διέγερσης κατά μήκος του διατμητικού στρώματος και πάνω από το σημείο της επανακόλλησης. Βέβαια, στα αποτελέσματα του πειράματος με παράμετρο  $D_{jet,4} = 50ms$ , το οποίο και παρουσιάζει το μέγιστο μήκος επανακόλλησης, παρατηρήθηκαν ορισμένες διαφοροποιήσεις και ανωμαλίες σε σύγκριση με τα υπόλοιπα πειράματα, αναφορικά με το εύρος και το μέτρο των τάσεων Reynolds στις διάφορες περιοχές του πεδίου. Τέλος ως προς την επίδραση της εξωτερικής διέγερσης στην ελαχιστοποίηση του μήκους της επανακόλλησης, διαπιστώνεται στο διάστημα  $D_{jet} \in [30ms, 40ms]$  μία σημαντική μείωση του  $x_R$  σε σχέση με τα εύρη των παλμών εκτός αυτού. Αυτός είναι άλλωστε και ο λόγος για τον οποίο επιλέγεται στην επόμενη σειρά πειραμάτων αλλά και μετέπειτα στα πειράματα των συγχρονισμένων καταγραφών, σταθερό εύρος παλμού  $D_{jet} = 35ms$  για την εξέταση των αντίστοιχων πεδίων, αφού από τα αποτελέσματα που προκύπτουν και ειδικά για το πείραμα με  $T_{jet} = 100ms$  (δηλαδή είναι ίδιας περιόδου διέγερσης με αυτήν της παρούσας σειράς πειραμάτων και επομένως τα πειράματα είναι άμεσα συγκρίσιμα) πως το  $x_R$  πράγματι κυμαίνεται στα ίδια επίπεδα των άκρων του παραπάνω διαστήματος και για την ακρίβεια είναι ακόμη και ελαφρώς μικρότερο.



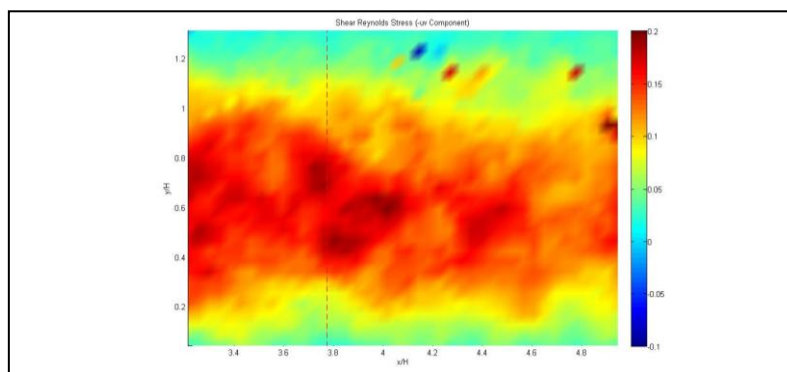
**Σχήμα 5.4.1:** Μέσο πεδίο με ισοϋγείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για  $D_{jet}=20ms$ .



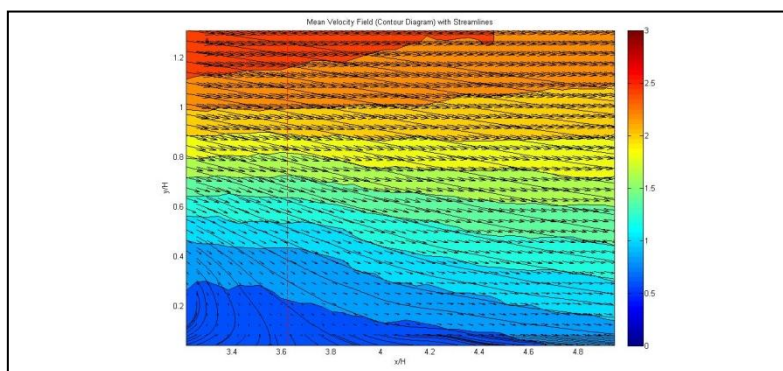
**Σχήμα 5.5.1:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u'^2}$ , για  $D_{jet}=20ms$ .



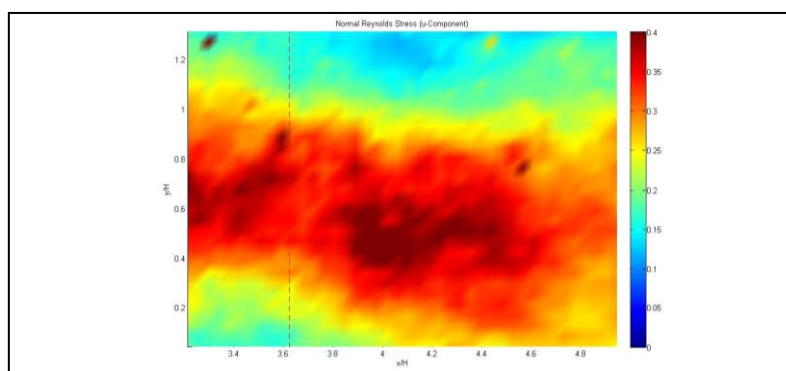
**Σχήμα 5.6.1:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας,  $\overline{v'^2}$ , για  $D_{jet}=20ms$ .



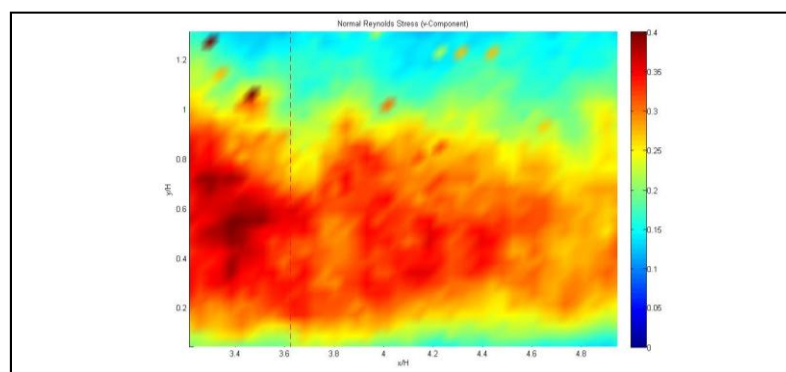
**Σχήμα 5.7.1:** Μέση κατανομή διατμητικών τάσεων Reynolds,  $-\overline{u'v'}$ , για  $D_{jet}=20ms$ .



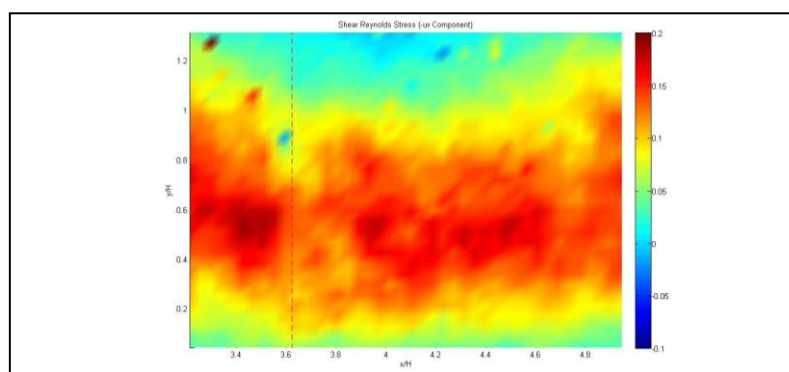
**Σχήμα 5.4.2:** Μέσο πεδίο με ισοϋγείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για  $D_{jet}=30ms$ .



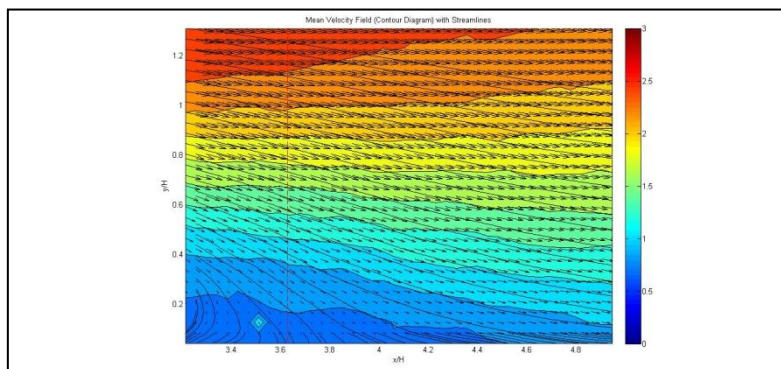
**Σχήμα 5.5.2:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u'^2}$ , για  $D_{jet}=30ms$ .



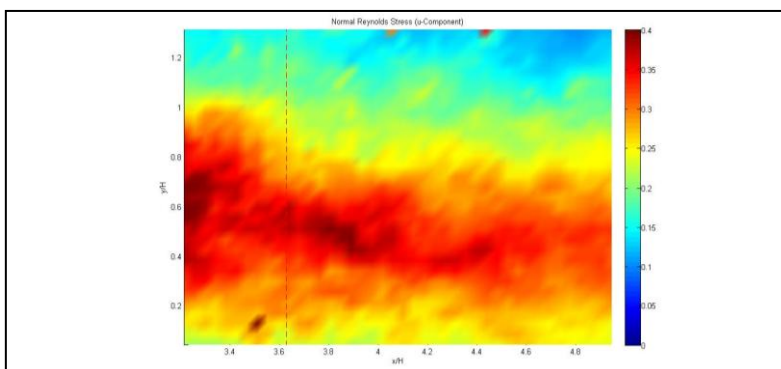
**Σχήμα 5.6.2:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας,  $\overline{v'^2}$ , για  $D_{jet}=30ms$ .



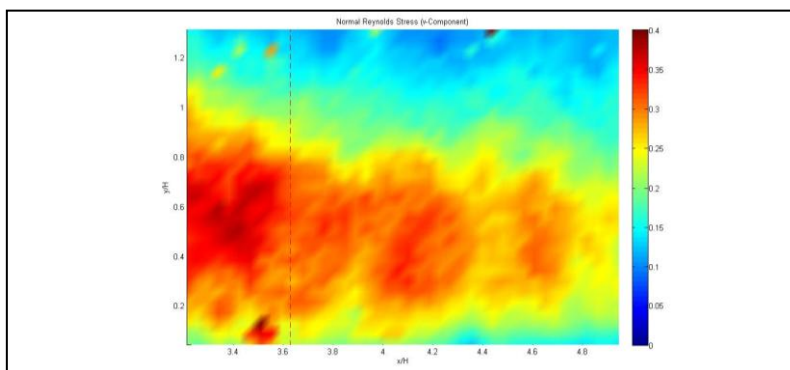
**Σχήμα 5.7.2:** Μέση κατανομή διατμητικών τάσεων Reynolds,  $-\overline{u'v'}$ , για  $D_{jet}=30ms$ .



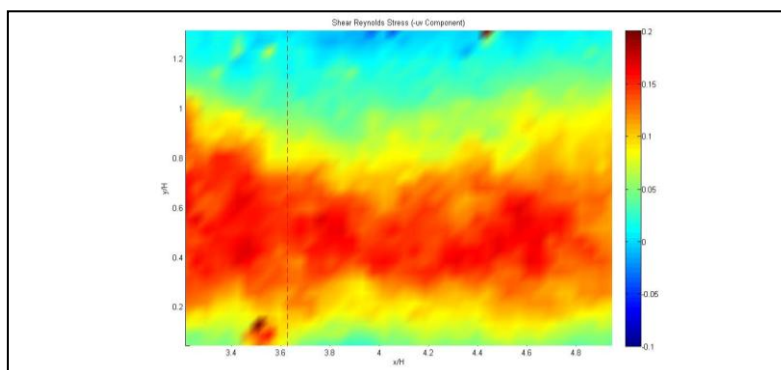
**Σχήμα 5.4.3:** Μέσο πεδίο με ισοϋγείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για  $D_{jet}=40ms$ .



**Σχήμα 5.5.3:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u'^2}$ , για  $D_{jet}=40ms$ .

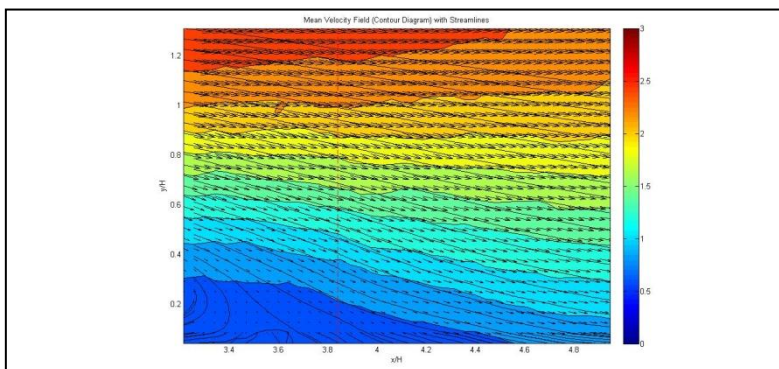


**Σχήμα 5.6.3:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας,  $\overline{v'^2}$ , για  $D_{jet}=40ms$ .

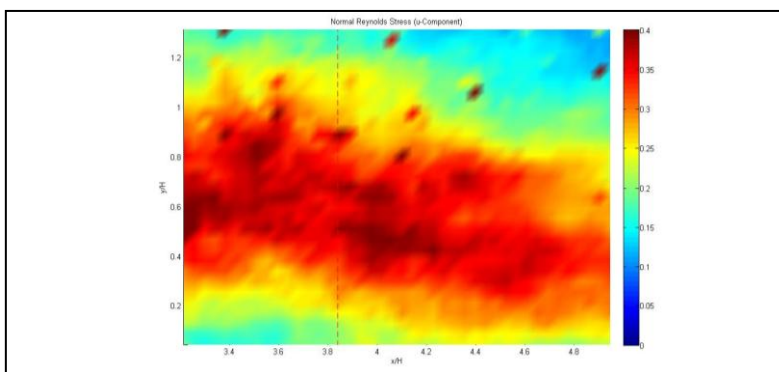


**Σχήμα 5.7.3:** Μέση κατανομή διαμηθικών τάσεων Reynolds,  $-\overline{u'v'}$ , για  $D_{jet}=40ms$ .

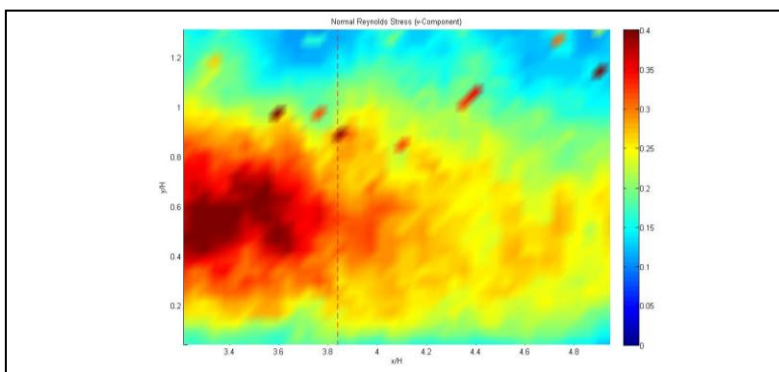




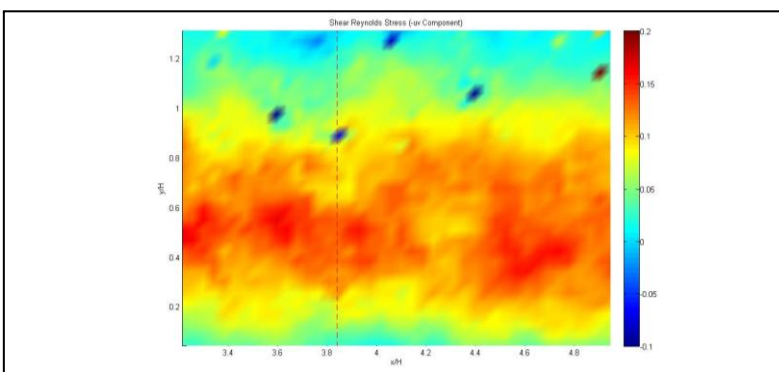
**Σχήμα 5.4.4:** Μέσο πεδίο με ισοϋρείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για  $D_{jet}=50ms$ .



**Σχήμα 5.5.4:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u'^2}$ , για  $D_{jet}=50ms$ .



**Σχήμα 5.6.4:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας,  $\overline{v'^2}$ , για  $D_{jet}=50ms$ .



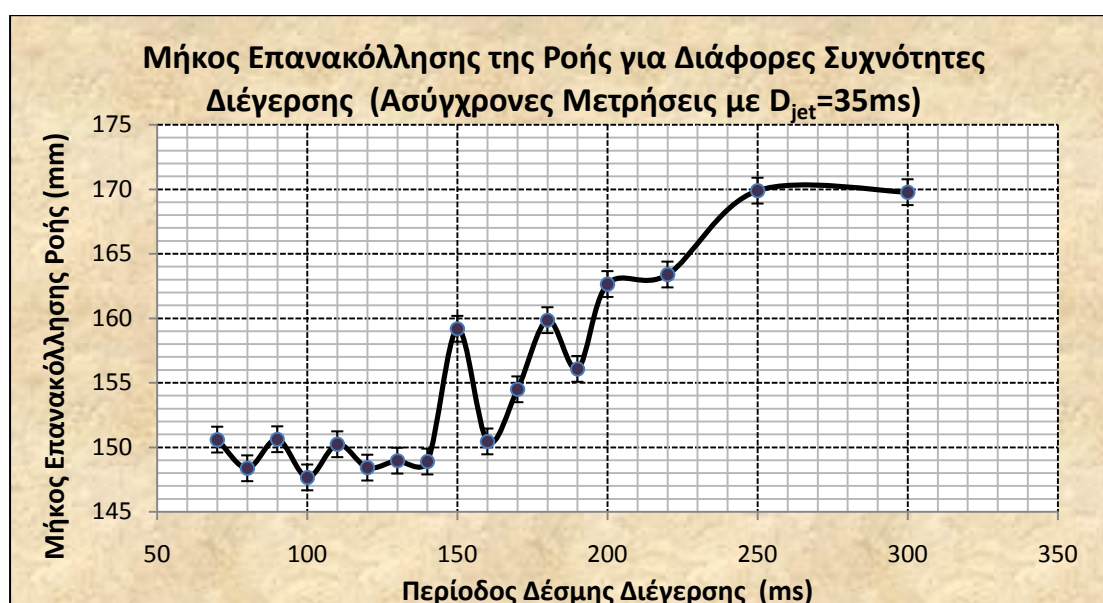
**Σχήμα 5.7.4:** Μέση κατανομή διατμητικών τάσεων Reynolds,  $-\overline{u'v'}$ , για  $D_{jet}=50ms$ .

### 5.2.2.2 Διερεύνηση Επίδρασης της Συχνότητας των Παλμών Διέγερσης

Από την απαρχή των μελετών του ενεργού ελέγχου της ροής, ανέκαθεν υπήρχε προεξάρχον ερευνητικό ενδιαφέρον και πλούσια βιβλιογραφία επί των μη συμφασικών πειραμάτων σε γεωμετρίες απότομης διεύρυνσης όπου διερευνάται η επίδραση της συχνότητας διέγερσης (άρα και της αντίστοιχης περιόδου) στο μήκος της επανακόλλησης της ροής. Για το λόγο αυτό στην παράγραφο αυτή παρουσιάζονται τα μέσα χρονικά διανυσματικά διαγράμματα των ταχυτήτων και των τάσεων Reynolds για ένα ικανοποιητικά μεγάλο εύρος περιόδων διέγερσης  $70\text{ms} \leq T_{jet} \leq 300\text{ms}$ , με τη διάρκεια της διέγερσης να παραμένει σταθερή και ίση με  $D_{jet} = 35\text{ms}$  για λόγους που εξηγήθηκαν στην προηγούμενη σειρά πειραμάτων. Για μία ακόμη φορά τονίζεται μία σημαντική διαφορά των πειραμάτων της παρούσας ανάλυσης και όλων των υπολοίπων που έχουν πραγματοποιηθεί έως και σήμερα: στην παρούσα έρευνα η διέγερση είναι υπό τη μορφή τετραγωνικών παλμών και θετικού ρυθμού εισαγωγής μάζας, ενώ στις υπόλοιπες ημιτονοειδούς μορφής και μηδενικού ρυθμού εισαγωγής μάζας.

#### 5.2.2.2.1 Μέσο Χρονικά Σημείο Επανακόλλησης Διεγερμένης Ροής

Η εξάρτηση των μέσων στατιστικών σημείων επανακόλλησης της ροής από την περίοδο της εξωτερικής διέγερσης για όλα τα πειράματα της κατηγορίας που εξετάζεται, παρουσιάζονται στο διάγραμμα που ακολουθεί (βλ. σχήμα 5.8) για πιο αποτελεσματική και άμεση οπτική σύγκριση των αποτελεσμάτων. Τα δεδομένα του διαγράμματος αυτού παρέχονται συγκεντρωτικά και σε πίνακα (βλ. πίνακα 5.3) μαζί με την ποσοστιαία μεταβολή του μήκους της επανακόλλησης σε σχέση με τη μέση αδιατάραχη ροή, βάσει της σχέσεως [5.9] και τον αριθμό Strouhal, βάσει της [5.10]. Βέβαια όπως και σε όλες τις άλλες σειρές πειραμάτων, τα σημεία επανακόλλησης σημειώνονται με μία κάθετη γραμμή και στα αντίστοιχα διαγράμματα των μέσων διανυσματικών πεδίων και των μέσων τάσεων Reynolds.



**Σχήμα 5.8:** Διάγραμμα μήκους επανακόλλησης μέσης χρονικά διεγερμένης ροής με σταθερό εύρος παλμού διέγερσης  $D_{jet}=35\text{ms}$ , συναρτήσει της περιόδου της εξωτερικής διέγερσης.

Περίοδος Διέγερσης $T_{jet}$ [ms]	Μήκος Επανακόλλησης $x_R$ [mm]	Μήκος Επανακόλλησης $x_R/H$	Ποσοστιαία Μείωση στο Μήκος Επανακόλλησης $\Delta x_R$ [%]	Αριθμός Strouhal $St$
70	150,59	3,67	22,42	0,234
<b>80</b>	<b>148,37</b>	<b>3,62</b>	<b>23,56</b>	<b>0,205</b>
90	150,62	3,67	22,40	0,182
<b>100</b>	<b>147,66</b>	<b>3,60</b>	<b>23,93</b>	<b>0,165</b>
110	150,23	3,66	22,61	0,149
120	148,42	3,62	23,54	0,137
130	148,96	3,63	23,26	0,126
140	148,89	3,63	23,30	0,117
150	159,18	3,88	17,99	0,109
160	150,45	3,67	22,49	0,103
170	154,49	3,77	20,41	0,096
180	159,85	3,90	17,65	0,091
190	156,07	3,81	19,60	0,086
200	162,65	3,97	16,21	0,082
220	163,39	3,99	15,83	0,075
250	169,89	4,14	12,48	0,066
300	169,77	4,14	12,54	0,055

Πίνακας 5.3: Μήκη επανακόλλησης μέσης χρονικά διεγερμένης ροής και αριθμοί Strouhal για μεταβαλλόμενη περίοδο διέγερσης  $T_{jet}$  και σταθερό εύρος παλμού διέγερσης  $D_{jet}=35ms$ .

Από τα αποτελέσματα που παρουσιάζονται στο παραπάνω διάγραμμα διακρίνονται δύο τοπικά ελάχιστα, αλλά και ολικά σε σχέση με όλο το εύρος των περιόδων διέγερσης που μελετάται. Το πρώτο ελάχιστο παρουσιάζεται για περίοδο διέγερσης  $T_{jet} = 80ms$  και το δεύτερο για  $T_{jet} = 100ms$  (οι σειρές που είναι σημειωμένες στον παραπάνω πίνακα). Πολύ μικρές τιμές του μήκους της επανακόλλησης παρατηρούνται επίσης και στο εύρος των τιμών  $120ms \leq T_{jet} \leq 140ms$ , παρόλα αυτά, όπως φαίνεται και από τις κάθετες γραμμές σφάλματος που έχουν εισαχθεί στα αντίστοιχα σημεία του διαγράμματος, όλες οι τιμές αυτές βρίσκονται στα όρια του στατιστικού σφάλματος. Τελικά οι πιο αξιοσημείωτες συχνότητες είναι οι δύο που προαναφέρθηκαν· η πρώτη διότι παρουσιάζει αριθμό Strouhal  $St = 0,21$  και όλες οι έρευνες συγκλίνουν στο συμπέρασμα πως κοντά σε αυτήν την τιμή του αδιάστατου αυτού αριθμού παρατηρείται πάντα το ελάχιστο μήκος της επανακόλλησης ή τουλάχιστον πολύ μικρή τιμή του (βλ. πίνακα 5.4) και η δεύτερη γιατί στην προκειμένη περίπτωση που εξετάζεται παρουσιάζεται το ελάχιστο μήκος της επανακόλλησης. Γενικά, τα αποτελέσματα συμφωνούν με αυτά του Φιλιόπουλου (2010) [101] ο οποίος εκτέλεσε τα πειράματα του στην ίδια πειραματική εγκατάσταση και υπό τις ίδιες συνθήκες εισόδου στο τμήμα των δοκιμών.

Αντιθέτως για περιόδους  $T_{jet} > 200ms$  το μήκος της επανακόλλησης αυξάνει ραγδαία έως και  $0,5H$  σε σχέση με τις συχνότητες που εμφανίζουν ελάχιστο. Το συμπέρασμα αυτό επιβεβαιώνεται και από πειράματα που πραγματοποιήθηκαν σε ακόμη υψηλότερες περιόδους διέγερσης, όπως λ.χ. για τις περιπτώσεις των  $T_{jet} = 400ms, 800ms, 1200ms$  και  $1500ms$ .

Στις τελευταίες μάλιστα, η επίδραση της εξωτερικής διέγερσης είναι τόσο μηδαμινή που τα αντίστοιχα μέσα μήκη επανακόλλησης είναι μόλις 181,55mm (δηλαδή  $\Delta x_R=6,47\%$ ), 184,34mm ( $\Delta x_R=5\%$ ), 186mm ( $\Delta x_R=3,77\%$ ) και 190,23mm ( $\Delta x_R=1,99\%$ !). Με άλλα λόγια όταν το  $T_{jet}$  αυξηθεί πολύ με σταθερό το  $D_{jet}$ , η ροή επηρεάζεται μεν από τη διέγερση, αλλά εφόσον στην περισσότερη διάρκεια της περιόδου η βαλβίδα αέρος παραμένει ανενεργή, τελικά το δυναμικό φαινόμενο αποκαθίσταται αφού περνάει μεγάλο διάστημα μέχρι η ροή να διεγερθεί ξανά. Αυτός είναι και ο λόγος άλλωστε που δεν αναλύονται στη συνέχεια τα διαγράμματα των αντίστοιχων πειραμάτων, αφού δεν παρουσιάζουν πρακτικό ενδιαφέρον.

Η σύγκριση του μήκους της επανακόλλησης με τα άλλα ερευνητικά αποτελέσματα πραγματοποιείται μέσω της ποσοστιαίας μείωσης από την εκάστοτε αντίστοιχη μέση μη διαταραγμένη ροή. Αρχικά στην παρούσα μελέτη, από τα αποτελέσματα που παρουσιάζονται στην 4<sup>η</sup> στήλη του ίδιου πίνακα διαπιστώνεται πως στο εύρος τιμών  $70ms \leq T_{jet} \leq 170ms$  (όπου γενικά το μήκος της επανακόλλησης λαμβάνει τις χαμηλότερες τιμές σε σύγκριση με τα υπόλοιπα πειράματα και συνεπώς ενδιαφέρει άμεσα) η σχετική μείωση που υφίσταται η αποκολλημένη ροή λόγω της εξωτερικής διαταραχής κυμαίνεται περίπου στα επίπεδα του  $x_R = 22\%-24\%$ . Το ποσοστό αυτό για το εν λόγω εύρος τιμών της περιόδου διέγερσης είναι σχετικά καλύτερο από το αντίστοιχο που υπολογίστηκε στην προηγούμενη σειρά πειραμάτων (το κάτω όριο είναι ελαφρώς αυξημένο από 19% σε 22% περίπου). Συγκριτικά επίσης με άλλες έρευνες το ποσοστό που βρέθηκε είναι σύμφωνο σε γενικές γραμμές με το  $\Delta x_R=30\%$  των Yoshiooka et al. (2001) [32] και το  $\Delta x_R=26\%$  των Dejoan and Leschziner (2004) [103], όπως συμβαίνει και με τα πειράματα του μεταβαλλόμενου εύρους της διέγερσης, καθώς επίσης και με το  $\Delta x_R=28\%$  των Roos and Kegelmann (1986) [115]. Αντιθέτως υπάρχει μεγάλη απόκλιση με αρκετά από αυτά που βρέθηκαν από άλλους ερευνητές και ιδίως από αποτελέσματα που προέκυψαν από υπολογιστικές προσομοιώσεις που προβλέπουν μείωση του  $x_R$  έως και παραπάνω από το ήμισυ του αντίστοιχου  $x_{R_0}$ , όπως λ.χ. το  $\Delta x_R=56\%$  των Creusé, Giovannini and Mortazani (2008) [21] και το  $\Delta x_R=63\%$  των Huppertz and Janke (1997) [116]. Οι μεγάλες αυτές διαφοροποιήσεις που αποκλίνουν από τις αναμενόμενες τιμές αποδίδονται κυρίως στις διαφορετικές συνθήκες προσομοίωσης (αριθμός Re, γεωμετρία απότομης διεύρυνσης, χαρακτηριστικά ροής εισόδου, τρόπος διέγερσης, κτλ.) και το γεγονός ότι στις πειραματικές αυτές προσομοιώσεις δεν υπεισέρχονται οι αστάθμητοι παράγοντες που απαντώνται στις πραγματικές συνθήκες διεξαγωγής τέτοιων πειραμάτων.

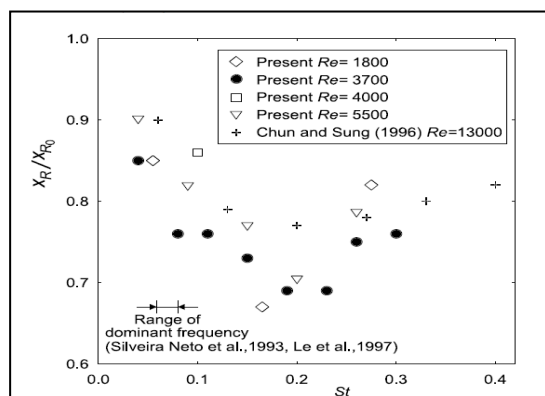
Για λόγους σύγκρισης παρατίθενται επίσης ακολούθως (βλ. πίνακα 5.4) οι βέλτιστοι αριθμοί Strouhal (με την έννοια της διέγερσης που προκαλεί τη μεγαλύτερη μείωση στο μήκος της επανακόλλησης) έτσι όπως έχουν προκύψει από τις σημαντικότερες έρευνες που έχουν έως και σήμερα πραγματοποιηθεί. Σημειώνεται πως μεταξύ αυτών όλες είναι πειραματικές μελέτες πλην αυτής των Rhee and Sung (2000) [105] οι οποίοι προέβησαν σε υπολογιστική προσομοίωση. Γι αυτό άλλωστε οι τελευταίοι υπολόγισαν αρκετά υψηλότερο βέλτιστο αριθμό Strouhal σε σύγκριση με τα υπόλοιπα πειράματα. Πράγματι το φαινόμενο αυτό είναι γενικότερο, δηλαδή στην πλειοψηφία των πειραματικών προσομοιώσεων εξάγονται υψηλότερα αποτελέσματα (λ.χ. και οι Mehrez et al. (2010) [113] προσδιόρισαν  $St_{opt} = 0,25$ , κ.α.)<sup>111</sup>.

<sup>111</sup> Στην κατηγορία αυτή των μελετών, εξαίρεση αποτελεί η υπολογιστική προσομοίωση των πειραματιστών Creusé, Giovannini and Mortazani (2008) [21] οι οποίοι κατέληξαν, όπως και οι υπόλοιπες πειραματικές έρευνες, στην τιμή  $St_{opt}=0,2$ .

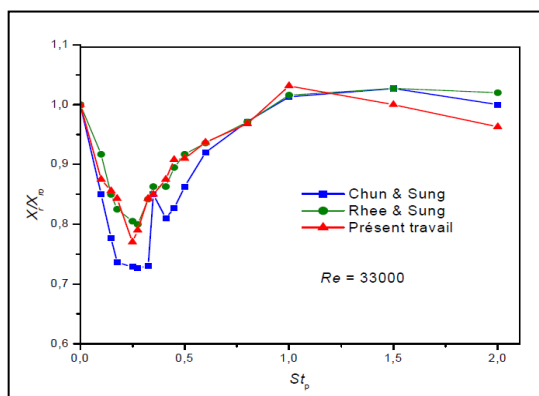
Πειραματιστές	Μέθοδος Διέγερσης	Αριθμός Reynolds (Re)	Αναλογία Διαστολής (ER)	Βέλτιστος Αριθμός Strouhal ( $St_{opt.}$ )
Roos and Kegelmann (1986) [115]	Ταλαντούμενο Πτερύγιο	39000	-	0,22
Bhattacharjee et al. (1986) [29]	Εξωτερική Ακουστική Διέγερση	26000-76000	1,1	0,20-0,40
Hasan and Khan (1992) [117]	Εσωτερικός Ταλαντωτής	30000	1,07	0,185
Honami et al. (1993) [104]	Ταλαντούμενο Πτερύγιο	38500	1,5	0,20
Chun and Sung (1996) [26]	Εσωτερικός Ταλαντωτής	13000-33000	1,5	0,25
Rhee and Sung (2000) [105]	Εσωτερικός Ταλαντωτής	33000	1,5	0,275
Yoshioka et al. (1999) [31]	Εσωτερικός Ταλαντωτής	1800-5500	1,5	0,18-0,22

Πίνακας 5.4: Βέλτιστοι αριθμοί Strouhal για ελάχιστο μήκος επανακόλλησης.

Το συμπέρασμα αυτό, ότι δηλαδή οι υπολογιστικές προσομοιώσεις αποκλίνουν ελαφρώς από τα αντίστοιχα ευρήματα των πειραματικών ερευνών ενισχύεται και από την εξέταση των παρακάτω διαγραμμάτων<sup>112</sup> (βλ. σχήματα 5.9, (α) και (β)). Σε αυτά αναπαρίσταται η εξάρτηση του αδιάστατου αριθμού Strouhal από το μέσο χρονικά σημείο επανακόλλησης  $x_R$  το οποίο αδιαστατοποιείται σε κάθε περίπτωση από το αντίστοιχο  $x_{R_0}$  της μέσης αδιατάραχης ροής. Στην πρώτη συγκριτική αξιολόγηση μεταξύ των πειραματικών μελετών, η οποία περιέχεται στη δημοσίευση των Yoshioka et al. (2001) [32] φαίνεται πως υπάρχει αρκετά καλή συμφωνία αποτελεσμάτων μεταξύ αυτών των πειραματιστών και των Chun and Sung (1996) [26]. Σύμφωνα με αυτά, με αυξανόμενο αριθμό Strouhal το μέσο χρονικά  $x_R$



Σχήμα 5.9.α: Διάγραμμα αριθμού  $St-x_R/x_{R_0}$  και εξάρτηση αριθμού Re (Yoshioka et al. (2001)).



Σχήμα 5.9.β: Διάγραμμα αριθμού  $St-x_R/x_{R_0}$  και εξάρτηση αριθμού Re (Mehrez et al. (2010)).

<sup>112</sup> Στο σχήμα 5.9.α τα σημεία που αντιστοιχίζονται σε «present study» του υπομνήματος αφορούν σε αποτελέσματα των Yoshioka et al. (1998) [30], ενώ στο σχήμα 5.17.β σε αυτά των Mehrez et al. (2010) [113].

αρχικά μειώνεται μέχρι τη θέση του ελαχίστου μήκους, για  $St=0,20$  περίπου, και στη συνέχεια αυξάνει ανεξαρτήτως του αριθμού Reynolds για όλες τις περιπτώσεις. Σε γενικές γραμμές και στο δεύτερο διάγραμμα που δημοσιεύτηκε στην πειραματική προσομοίωση των Mehrez et al. (2010) [113] παρατηρείται το ίδιο προφίλ συσχέτισης μεταξύ των δύο αυτών μεταβλητών, όσον αφορά τουλάχιστον στο ίδιο εύρος τιμών του αριθμού Strouhal. Για την ακρίβεια διαπιστώνεται πως και οι τρεις έρευνες που συγκρίνονται μεταξύ τους στο διάγραμμα αυτό, καταλήγουν όλες στο συμπέρασμα πως ο βέλτιστος αριθμός Strouhal που επιφέρει τη μεγαλύτερη μείωση του  $x_R$  είναι ο  $St=0,25$  (βλ. και πίνακα 5.4). Ωστόσο η έρευνα των Chun and Sung (1998) [27], η οποία είναι πειραματική, διαφέρει από τις άλλες δύο υπολογιστικές προσομοιώσεις στην κλίση του διαγράμματος, στην περιοχή γύρω από το σημείο του ελαχίστου. Συγκρίνοντας για παράδειγμα τα αποτελέσματα του δεύτερου διαγράμματος με την περίπτωση του πειράματος των  $T_{jet} = 80 ms$  και κατ' επέκταση των τιμών του  $St=0,21$  και του  $x_R / x_{R_0} = 0,76$  (βλ. πίνακα 5.4), διαπιστώνεται μία πλήρης συμφωνία αποτελεσμάτων με αυτά των Chun and Sung (1998) [27]. Αντιθέτως λόγω της απότομης κλίσης που προαναφέρθηκε υπάρχει μία απόκλιση από τις άλλες δύο υπολογιστικές προσομοιώσεις, αφού για τον ίδιο αριθμό Strouhal αντιστοιχίζονται σε τιμές που ανήκουν στο εύρος  $0,85 < x_R / x_{R_0} < 0,87$ . Τέλος συγκρίνοντας τα αποτελέσματα του ίδιου πειράματος με αυτά του πρώτου διαγράμματος διαπιστώνεται πως υπάρχει απόλυτη αντιστοιχία μεταξύ τους σε όλο το εύρος των περιόδων διέγερσης που εξετάζονται στην παρούσα ανάλυση.

Σε κάθε περίπτωση πάντως, πράγματι ο βέλτιστος αριθμός Strouhal σύμφωνα με την πλειοψηφία των παραπάνω αναφορών κινείται στο διάστημα των  $0,18 \leq St \leq 0,22$ . Συνεπώς καταλήγουμε εκ του ασφαλούς στο συμπέρασμα πως οι συχνότητες, των  $T_{jet} = 80ms$  και  $T_{jet} = 100ms$ , στις οποίες παρουσιάζεται το ελάχιστο  $x_R$  στα πλαίσια της παρούσας έρευνας, βρίσκονται σε συμφωνία με το παραπάνω εύρος τιμών. Για την ακρίβεια, η περίπτωση των  $T_{jet} = 100 ms$ , όπου και παρατηρείται το μικρότερο  $x_R$  μεταξύ όλων των πειραμάτων, αν και παρουσιάζει μια μικρή απόκλιση από το διάστημα αυτό, εντούτοις βρίσκεται στα όρια του στατιστικού σφάλματος ( $St = 0,17$ ), όταν μάλιστα η ποσοστιαία διαφορά  $\Delta x_R$  με την περίπτωση των  $T_{jet} = 80ms$  προσεγγίζει μόλις το 0,48%.

Τέλος δεδομένου του τεράστιου εύρους των αριθμών Reynolds υπό από τους οποίους διεξήχθησαν τα ανωτέρω πειράματα ( $1800 \leq Re \leq 76000$ ) και δεδομένου ακόμη πως στην παρούσα μελέτη ο αντίστοιχος βρέθηκε ίσος με  $Re_H = 6570$ , φαίνεται πως οι μεταβλητές  $St$  και κατ' επέκταση το  $x_R$  είναι ανεξάρτητες του αδιάστατου αυτού αριθμού (Re), διαπίστωση που σημειώθηκε και στα πειράματα της μέσης μη διαταραγμένης ροής.

#### 5.2.2.2.2 Μέσες Χρονικά Κατανομές Ταχυτήτων Διεγερμένης Ροής

Εξετάζοντας τα μέσα διανυσματικά πεδία των ταχυτήτων (βλ. σχήματα 5.10.1 έως 5.10.17), η περιοχή της ανακυκλοφορίας και η κυριαρχούσα δίνη της αρχίζουν και γίνονται ορατές από τα πειράματα με  $T_{jet} \geq 150ms$  καθότι το  $x_R$  όλο και αυξάνει με αποτέλεσμα να προωθείται προς το κέντρο του παραθύρου της επανακόλλησης (RW). Για τον ίδιο λόγο, η ίδια περιοχή δεν είναι ορατή στα διαγράμματα των πειραμάτων των μικρότερων περιόδων διέγερσης, αφού η αρχή του παραθύρου RW τοποθετείται περίπου στα  $x/H \approx 3,2$  και τα

αντίστοιχα μήκη επανακόλλησης του εύρους αυτού των  $T_{jet}$  κυμαίνεται γύρω από την τιμή του  $x_R/H = 3,6$ , δηλαδή ίσα που καταγράφονται εντός του συγκεκριμένου παραθύρου. Απόρροια του τελευταίου αποτελεί το γεγονός ότι καταγράφεται μεγαλύτερο μέρος της περιοχής της χαλάρωσης και της επανάπτυξης της ροής κατάντι του  $x_R$ . Στην περιοχή αυτή διακρίνεται ξεκάθαρα από τα διαγράμματα όλων των πειραμάτων, πως ήδη μετά από απόσταση  $x = x_R + 0,5H$  το οριακό στρώμα έχει ήδη αρχίσει να αναπτύσσεται πάνω από την πλάκα του κάτω στερεού τοιχώματος της σήραγγας, αφού οι ροϊκές γραμμές είναι σχεδόν παράλληλες μεταξύ τους. Σε κάθε περίπτωση πάντως παρατηρούνται οι ίδιες μέσες κατανομές των συνιστωσών των ταχυτήτων γύρω από το σημείο της επανακόλλησης, όπως σχολιάστηκαν στην προηγούμενη σειρά πειραμάτων. Απαντάται δηλαδή τοπική επιβράδυνση της ροής ως προς την κάθετη συνιστώσα της, ενώ ως προς την οριζόντια, για  $x/x_R \leq 1$  ισχύει  $\bar{u} < 0$ , ενώ για  $x/x_R \geq 1$  ισχύει  $\bar{u} > 0$ . Στο σημείο αυτό αξίζει να σημειωθεί πως συγκριτικά με τη μέση μη διαταραγμένη ροή, η εξωτερική διέγερση επιταχύνει το ρευστό στις διάφορες θέσεις του σε αρκετά μεγαλύτερο βαθμό, περισσότερο ακόμη και από τα πειράματα των μεταβαλλόμενων  $D_{jet}$ . Αυτό είναι ιδιαιτέρως εμφανές τόσο στην περιοχή κατάντι του  $x_R$ , όσο και στην περιοχή ακριβώς πάνω από το τοίχωμα της σήραγγας και κοντά στην περιοχή της ανακυκλοφορίας, όπου για  $T_{jet} \in [70ms, 140ms]$  η περιοχή των ισοϋψών των ταχυτήτων  $v = 0,5 m/s$  περιορίζεται στο διάστημα μόλις των  $x/H < 4,4$  και  $y/H \in [0, 0,2]$ . Βέβαια, για χαμηλότερες συχνότητες διέγερσης  $f_p$  (δηλαδή υψηλότερες  $T_{jet}$ ) και συνεπώς καθώς το μήκος της επανακόλλησης αυξάνει, η επίδραση στην επιτάχυνση που επιβάλλεται λόγω της εξωτερικής διέγερσης είναι αρκετά μικρότερης τάξεως.

### 5.2.2.2.3 Μέσες Χρονικά Κατανομές Τάσεων Reynolds Διεγερμένης Ροής

Οι μέσες κατανομές και των τριών συνιστωσών των τάσεων Reynolds μαρτυρούν τη γενικότερη τυρβώδη δραστηριότητα και τις έντονες αναταράξεις που επικρατούν γύρω από την ευρύτερη περιοχή του σημείου της επανακόλλησης λόγω της εξωτερικής διέγερσης. Το πιο εντυπωσιακό χαρακτηριστικό που παρατηρείται στα αντίστοιχα διαγράμματα είναι η ραγδαία αύξηση των τιμών των τάσεων Reynolds στο ύψος του διατμητικού στρώματος, χονδρικά για  $y/H \in [0,2, 1]$  και σε όλο το μήκος του οπτικού πεδίου που εξετάζεται. Αντιθέτως, στο ύψος του ελεύθερου διατμητικού στρώματος και της ελεύθερης ροής και κυρίως για  $y/H > 1,2$ , οι τάσεις Reynolds μηδενίζονται σε αντίθεση με τα προηγούμενα πειράματα όπου απλώς λάμβαναν χαμηλές τιμές. Ο λόγος που συμβαίνει αυτό είναι διότι το οπτικό παράθυρο που εξετάζεται σε αυτήν την κατηγορία των πειραμάτων είναι πιο μεγάλο από το αντίστοιχο των προηγούμενων, οπότε καταγράφονται ακόμη υψηλότερα στρώματα του ελεύθερου ρεύματος της ροής που παραμένουν εντελώς ανεπηρέαστα από την όλη δυναμική διαδικασία. Παρόλα αυτά, το μέγεθος της περιόδου διέγερσης της δεσμών αέρα που εισάγονται στο σύστημα φαίνεται πως είναι άρρηκτα συνδεδεμένο με τη μεταφερόμενη ορμή κατά μήκος του διατμητικού στρώματος, με την έκταση και το μέγεθος των τάσεων Reynolds και κατ'επέκταση του μήκος της επανακόλλησης να εξαρτώνται άμεσα από την τιμή του. Παρακάτω αναλύονται εκτενώς οι κατανομές των μέσων τάσεων Reynolds για τις διάφορες συχνότητες της διέγερσης.

### 5.2.2.2.3.1 Μέσες Χρονικά Κατανομές Ορθών Τάσεων Reynolds Αξονικής Συνιστώσας

Για τις ορθές αυτές τάσεις Reynolds (βλ. σχήματα 5.11.1 έως 5.11.17) διακρίνονται τα εξής:

- Για  $70\text{ms} \leq T_{jet} \leq 100\text{ms}$ , οπότε και τα μέσα χρονικά  $x_R$  λαμβάνουν τις ελάχιστες τιμές τους, παρουσιάζονται αυξημένες τιμές και υψηλές διακυμάνσεις στο διάστημα των θέσεων  $x/H \in [3,4, 3,9]$  και  $y/H \in [0,4, 0,8]$ , δηλαδή πάνω από τα αντίστοιχα μέσα χρονικά  $x_R$  και στο κέντρο της περιοχής του διατμητικού στρώματος. Είναι αξιοσημείωτο πως ειδικά στο πείραμα των  $T_{jet} = 80\text{ms}$ , που αντιστοιχεί σε τιμή του  $St = 0,21$ , οι έντονες τυρβώδεις διαταραχές είναι πιο εκτενείς μέχρι και τη θέση των  $x/H = 4,5$ . Σημειώνεται πάντως πως από τη μορφή του προφίλ των κατανομών σε όλα τα διαγράμματα του διαστήματος που εξετάζεται, φαίνεται πως οι διαταραχές προεκτείνονται προς το μεσαίο παράθυρο λήψεων. Συμπεράσματα ωστόσο δε μπορούν να εξαχθούν με απόλυτη βεβαιότητα εάν δεν πραγματοποιηθούν αντίστοιχα πειράματα στο εν λόγω παράθυρο καταγραφών.
- Για  $100\text{ms} < T_{jet} \leq 170\text{ms}$ , οπότε και προσεγγιστικά ακόμη τα μέσα χρονικά  $x_R$  κινούνται σε χαμηλά επίπεδα (πλην βέβαια του πειράματος των  $T_{jet} = 150\text{ms}$ ), οι υψηλές τιμές των τάσεων κοντά στην περιοχή του  $x_R$  περιορίζονται ελαφρώς, ενώ παράλληλα σημειώνονται άλλες σποραδικές μέγιστες διακυμάνσεις γύρω από τα  $\overline{u'^2} = 0,43 \text{ m}^2 / \text{s}^2$  κατάντι των  $x_R$ . Για παράδειγμα στο πείραμα των  $T_{jet} = 130\text{ms}$  οι τελευταίες παρατηρούνται σε απόσταση  $x/H \in [4,4, 6,5]$  και στο κέντρο του αποκολλημένου διατμητικού στρώματος, ενώ για  $T_{jet} = 150\text{ms}$  σε απόσταση  $x/H \in [4,4, 6,5]$  και πιο κοντά στο κάτω στερεό τοίχωμα ( $y/H < 0,4$ ).
- Για  $180\text{ms} \leq T_{jet} \leq 200\text{ms}$ , οπότε και τα αντίστοιχα μέσα χρονικά  $x_R$  κινούνται σε ελαφρώς αυξημένες τιμές, οι έντονες αναταράξεις εξασθενούν κατά μήκος όλου του πεδίου και οι τάσεις αυτές λαμβάνουν τιμές στα επίπεδα των  $\overline{u'^2} = 0,25-0,30 \text{ m}^2 / \text{s}^2$ .
- Για  $220\text{ms} \leq T_{jet} \leq 300\text{ms}$ , οπότε και πλέον τα  $x_R$  λαμβάνουν πολύ υψηλές τιμές (κοντά ακόμη και σε αυτές της μέσης μη διεγερμένης ροής), παρατηρούνται παραδόξως υπερβολικά υψηλές τιμές<sup>113</sup> σε όλο το μήκος του αποκολλημένου διατμητικού στρώματος που κορυφώνονται στις περιπτώσεις των  $T_{jet} = 250\text{ms}$  και  $T_{jet} = 300\text{ms}$ , όπου οι τάσεις Reynolds ξεπερνούν ακόμη και τα  $\overline{u'^2} > 0,45 \text{ m}^2 / \text{s}^2$ .

Από τις παραπάνω παρατηρήσεις είναι εμφανές πως σε κάθε περίπτωση, πάνω από την περιοχή της επανακόλλησης στο ύψος του διατμητικού στρώματος, οι ορθές τάσεις Reynolds παρουσιάζουν υψηλές τιμές που αποδίδονται στην εξωτερική διαταραχή, ανεξάρτητα από το εάν οι περιοχές αυτές εκτείνονται και σε μεγάλο βαθμό ανάντι ή κατάντι του  $x_R$ . Παρόλα αυτά τονίζεται πως για τις χαμηλότερες και υψηλότερες  $T_{jet}$  τα φαινόμενα είναι πιο έντονα.

<sup>113</sup> Για λόγους πληρότητας αναφέρεται πως οι διαταραχές των αξονικών συνιστωσών των ταχυτήτων παρουσιάζουν ίδια συμπεριφορά και στα πειράματα των  $T_{jet} = 400\text{ms}, 800\text{ms}, 1200\text{ms}$  και  $1500\text{ms}$ .



### 5.2.2.3.2 Μέσες Χρονικά Κατανομές Ορθών Τάσεων Reynolds Ακτινικής Συνιστώσας

Όσον αφορά στις μέσες ορθές τάσεις Reynolds της ακτινικής συνιστώσας (βλ. σχήματα 5.12.1 έως 5.12.17) παρατηρείται σε πρώτη φάση, πως όπως και στην προηγούμενη σειρά πειραμάτων έτσι και στην παρούσα, η επίδραση της εξωτερικής διέγερσης καθίσταται πιο εμφανής μέσα από την εξέταση των κατανομών αυτών των ορθών τάσεων συγκριτικά πάντα με τις αντίστοιχες τιμές της μέσης μη διαταραγμένης ροής. Αναλυτικά:

- Για  $70\text{ms} \leq T_{jet} \leq 150\text{ms}$ , τότε και σε γενικές γραμμές τα μέσα χρονικά  $x_R$  είναι σχετικά χαμηλά (εκτός από το πείραμα με  $T_{jet} = 150\text{ms}$ ), οι εν λόγω τάσεις παρουσιάζουν μέγιστα στην περιοχή πάνω από το εκάστοτε  $x_R$  και στην ευρύτερη περιοχή ανάντι αυτών. Κατάντι του  $x_R$ , λαμβάνουν τιμές που κυμαίνονται περίπου στα επίπεδα των  $\overline{u'^2} = 0,25-0,35 \text{ m}^2 / \text{s}^2$ , ειδικά σε περιοχή που οριοθετείται στα χαμηλά και μεσαία επίπεδα του αποκολλημένου διατμητικού στρώματος, δηλαδή περίπου στο ύψος των  $y/H \in [0,2, 0,6]$  και στο διάστημα  $x/H < 4,3$ . Εξετάζοντας μεμονωμένα τα αντίστοιχα διαγράμματα κάθε πειράματος διαπιστώνεται πως για τις περιπτώσεις των  $T_{jet} = 110\text{ms}$  και  $T_{jet} = 120\text{ms}$ , οι τυρβώδεις αναταράξεις και κατ'επέκταση οι διακυμάνσεις των κάθετων ταχυτήτων είναι πιο έντονες γενικότερα στο διάστημα μέχρι και τη θέση των  $x/H = 4,6$  και ελαφρώς υψηλότερα στα ανώτερα επίπεδα του διατμητικού στρώματος μέχρι περίπου τα  $y/H = 0,8$ . Επιπλέον σημειώνεται πως πέραν της κατανομής των τάσεων  $\overline{u'^2}$  αξιοσημείωτη είναι και η κατανομή των υπό μελέτη μέσων τάσεων στο πείραμα των  $T_{jet} = 80\text{ms}$  που έχει  $St = 0,21$ , αφού στην προκειμένη παρατηρούνται οι υψηλότερες τιμές των τάσεων  $\overline{v'^2}$  συγκριτικά με οποιαδήποτε άλλη περίπτωση. Συγκεκριμένα στο τελευταίο, οι ορθές αυτές τάσεις ξεπερνούν ακόμη και τα  $\overline{u'^2} > 0,40 \text{ m}^2 / \text{s}^2$  σε μία μικρή περιοχή που εκτείνεται ανάντι του σημείου της επανακόλλησης, δηλαδή για  $x < x_R$  και σε ύψος μόλις  $y/H \in [0,2, 0,4]$ . Αντιθέτως για  $T_{jet} = 100\text{ms}$  και συγκριτικά πάντα με το εύρος των περιόδων που εξετάζονται, οι αναταράξεις εξασθενούν σε όλο το μήκος του διατμητικού στρώματος και μάλιστα προσεγγίζονται πολύ χαμηλές τιμές, της τάξεως ακόμη και των  $\overline{u'^2} = 0,15 \text{ m}^2 / \text{s}^2$ , σε μία μεταβατική ζώνη που εκτείνεται κατάντι του  $x_R$  για  $x/H \in [4,3, 4,8]$ .
- Για  $70\text{ms} \leq T_{jet} \leq 150\text{ms}$ , διάστημα στο οποίο τα μέσα χρονικά  $x_R$  λαμβάνουν τιμές έως ακόμη και κοντά σε αυτές της μέσης μη διαταραγμένης ροής, τα προφίλ των μέσων ορθών τάσεων Reynolds των ακτινικών συνιστωσών της ταχύτητας παρουσιάζουν τη μορφή ενός απαλλαγμένου πεδίου από έντονες αναταράξεις σε όλο το μήκος του αποκολλημένου διατμητικού στρώματος. Οι κατανομές των διακυμάνσεων των κάθετων ταχυτήτων στο εύρος αυτό των περιόδων διέγερσης είναι παρόμοιες με αυτή του πειράματος των  $T_{jet} = 100\text{ms}$ , με τις αντίστοιχες τάσεις Reynolds να κυμαίνονται σε επίπεδα τιμών μεταξύ των  $\overline{v'^2} = 0,15-0,25 \text{ m}^2 / \text{s}^2$ . Ειδικά όμως στις περιπτώσεις των

πειραμάτων με  $T_{jet} = 180\text{ms}$  και  $T_{jet} = 190\text{ms}$  η εξασθένηση της γενικότερης τυρβώδους δραστηριότητας καθίσταται περισσότερο εμφανής στην ευρύτερη περιοχή κατάντι του σημείου της επανακόλλησης της ροής. Συγκεκριμένα στο διάστημα των τιμών για  $x/x_R < 1$  οι μέσες τάσεις Reynolds των ακτινικών συνιστωσών της ταχύτητας παρουσιάζουν τιμές της τάξεως των  $\overline{v'^2} = 0,28 \text{ m}^2 / \text{s}^2$ , ενώ κατάντι για  $x_R/H < x/H < 4,8$  οι τιμές πέφτουν ραγδαία έως και στο ήμισυ των αντίστοιχων κοντά στην περιοχή του  $x_R$ , δηλαδή στα επίπεδα των  $\overline{v'^2} = 0,15 \text{ m}^2 / \text{s}^2$ . Τέλος άξια σχολιασμού κρίνονται και τα αποτελέσματα των πειραμάτων με  $T_{jet} = 220\text{ms}$  καθώς και  $T_{jet} = 250\text{ms}$  που σε αντίθεση με τα υπόλοιπα του διαστήματος των υψηλών  $T_{jet}$  που εξετάζεται, εμφανίζονται υψηλές τιμές στις κατανομές των διακυμάνσεων των ακτινικών συνιστωσών της ταχύτητας, ειδικά στην περιοχή του διατμητικού στρώματος πάνω και ανάντι από την ευρύτερη περιοχή του  $x_R$ . Για την ακρίβεια στις δύο τελευταίες περιπτώσεις, που υπενθυμίζεται πως εκτός των άλλων παρουσιάζονται και ιδιαίτερες αυξημένες τάσεις  $\overline{u'^2}$  πέραν των αναμενόμενων τιμών (βάσει πάντα των σχετικών αναφορών και άλλων πειραματικών ερευνών επί της επίδρασης των μικρών συχνοτήτων διέγερσης στο σύστημα), οι αντίστοιχες τάσεις Reynolds υπερβαίνουν ακόμη και τα  $\overline{v'^2} = 0,35 \text{ m}^2 / \text{s}^2$ .

### 5.2.2.3.3 Μέσες Χρονικά Κατανομές Διατμητικών Τάσεων Reynolds

Τα διαγράμματα των μέσων διατμητικών τάσεων Reynolds (βλ. σχήματα 5.13.1 έως 5.13.17) παρουσιάζουν μία γενικότερα ομοιόμορφη κατανομή των αναταράξεων στο ύψος του αποκολλημένου διατμητικού στρώματος και σε όλο το μήκος του οπτικού πεδίου του παραθύρου RW, με τιμές που κυμαίνονται περίπου στα  $-\overline{u'v'} = 0,10-0,18 \text{ m}^2 / \text{s}^2$ . Τα τοπικά μέγιστα των τάσεων αυτών, οι τιμές των οποίων κινούνται στα επίπεδα των τιμών του  $-\overline{u'v'} = 0,20-0,22 \text{ m}^2 / \text{s}^2$  παρατηρούνται κυρίως στις θέσεις που εκτείνονται ανάντι και πάνω από την ευρύτερη περιοχή της επανακόλλησης της ροής. Για μία ακόμη φορά το πείραμα με  $T_{jet} = 250\text{ms}$  ξεχωρίζει μεταξύ όλων των υπολοίπων, αφού σε μία εκτεταμένη περιοχή ανάντι από το σημείο της επανακόλλησης του ( $x_R/H = 4,14$ ) για  $x/H \in [3,4, 4]$  και  $y/H \in [0,4, 0,8]$  παρουσιάζονται τα υψηλότερα επίπεδα τιμών των διατμητικών τάσεων Reynolds, που ξεπερνούν ακόμη και τα  $-\overline{u'v'} > 0,25 \text{ m}^2 / \text{s}^2$  σύμφωνα με τα αποτελέσματα στη Matlab. Στο σημείο αυτό εκφράζεται η αμφιβολία του συγγραφέα για τα αποτελέσματα των κατανομών των τάσεων στη συγκεκριμένη περίοδο διέγερσης και προτρέπει η μελλοντική επανάληψη για την επιβεβαίωση των υψηλών αυτών τιμών. Σημειώνεται πάντως ότι εξίσου υψηλές τιμές παρουσιάζει και η περίπτωση των  $T_{jet} = 80\text{ms}$  που αντιστοιχεί σε βέλτιστη τιμή του αριθμού Strouhal βάσει τις πλειοψηφίας των ερευνητικών αναφορών.

Από το παραπάνω εύρος τιμών καθίσταται προφανές πως η επίδραση της εξωτερικής διέγερσης είναι περισσότερο εμφανής στα διαγράμματα των δύο ορθών τάσεων Reynolds

από ότι σε αυτήν τη διατμητική συνιστώσα (όπως και στην προηγούμενη σειρά πειραμάτων), γεγονός που αποδίδεται εν μέρει στη μεταβολή του ρυθμού της εισαγωγής της μάζας καθώς επιβάλλεται η εξωτερική διέγερση. Από την άλλη όμως, η αύξηση των διατμητικών τάσεων Reynolds υποδηλώνουν ενίσχυση του σχηματισμού των δινών και των άλλων δομών στροβιλώδους μορφής εντός του διατμητικού στρώματος λόγω της εισαγόμενης διαταραχής στο σύστημα. Η συσχέτιση των συνεκτικών δομών που αναπτύσσονται εντός του διατμητικού στρώματος και η αύξηση των τάσεων Reynolds λόγω της εξωτερικής διέγερσης αναλύονται εκτενώς στην επόμενη σειρά πειραμάτων· στο σημείο αυτό απλώς αναφέρεται πως όπως άλλωστε προδίδει και η ονομασία τους, οι διατμητικές τάσεις Reynolds αναπαριστούν τη μεταφορά της ορμής της αξονικής συνιστώσας κατά την εγκάρσια κατεύθυνση. Με άλλα λόγια οι τάσεις αυτές διαδραματίζουν το σημαντικότερο ρόλο σε όρους μεταφοράς της ορμής κατά τη μέση διάτμηση της ροής. Το επιχείρημα αυτό ενισχύεται και μέσα από την κατανομή του ρυθμού της παραγωγής των τάσεων Reynolds της διατμητικής συνιστώσας, η εξίσωση του οποίου εκφράζεται από την παρακάτω σχέση:

$$\frac{D}{Dt}(-\overline{u'v'}) = \overline{v'^2} \frac{\partial \overline{u}}{\partial y} + \overline{u'^2} \frac{\partial \overline{v}}{\partial x} - \frac{p'}{\rho} \left( \frac{\partial u'}{\partial y} + \frac{\partial v'}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left( \overline{\left( \frac{p'v'}{\rho} \right) + \overline{u'^2 v'}} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left( \overline{\left( \frac{p'u'}{\rho} \right) + \overline{u'v'^2}} \right), \quad [5.12]$$

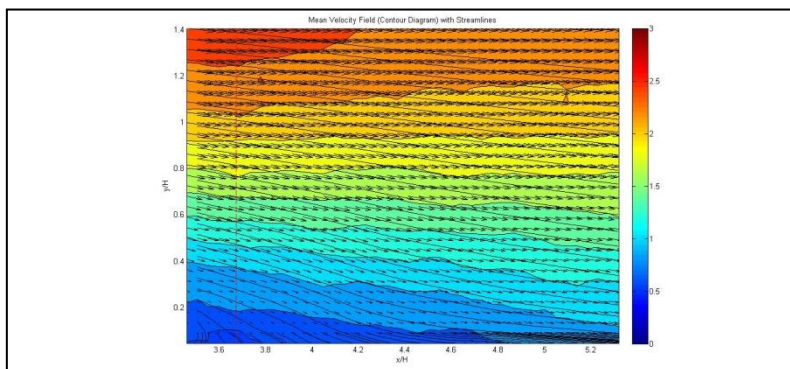
και η οποία μεταπίπτει στην ακόλουθη απλοποιημένη μορφή αμελώντας τους τελευταίους τρεις όρους της μεταφοράς λόγω των διαταραχών της πίεσης:

$$\frac{D}{Dt}(-\overline{u'v'}) = \overline{v'^2} \frac{\partial \overline{u}}{\partial y} + \overline{u'^2} \frac{\partial \overline{v}}{\partial x}. \quad [5.13]$$

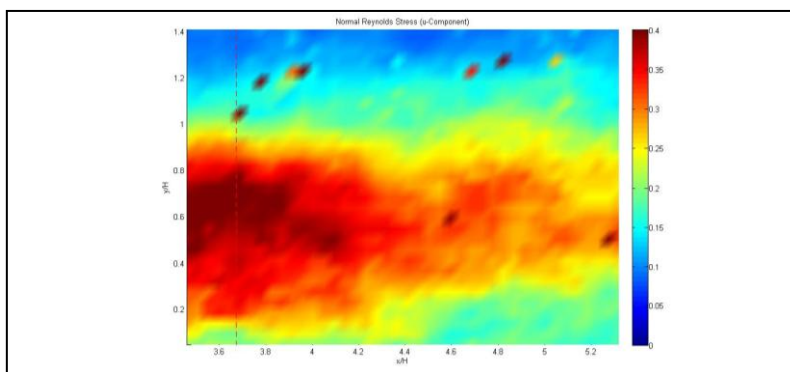
Πράγματι, οι Yoshioka et al. (1998) [30] εφαρμόζοντας την παραπάνω σχέση στα πεδία των διατμητικών τάσεων Reynolds που είχαν υπολογίσει κατέληξαν στο συμπέρασμα ότι η μεταφορά της ενέργειας που εκφράζεται από τα προκύπτοντα διαγράμματα συμπίπτουν με τις κατανομές αυτών των τάσεων και μάλιστα εμφανίζουν ανάλογες τιμές σε αντίστοιχες θέσεις<sup>114</sup>. Κατά τον τρόπο αυτό δηλαδή, ουσιαστικά απέδειξαν πως η αύξηση των τάσεων Reynolds της διατμητικής συνιστώσας και η μεταφορά της ορμής (άρα και η ενεργειακή μεταφορά από τη μέση στην τυρβώδη κίνηση) κατά μήκος του διατμητικού στρώματος είναι έννοιες συνυφασμένες στις οποίες αποδίδεται η προώθηση του  $x_R$  προς το δοκίμιο της απότομης διεύρυνσης.

Προς αποφυγή σύγχυσης, υπενθυμίζεται πως κάποιες υπερβολικά αυξημένες τιμές που είναι σποραδικά παρούσες στο ύψος της ελεύθερης ροής (η οποία δεν επηρεάζεται καθόλου από τη διέγερση) υπό τη μορφή κηλίδων σε όλα τα διαγράμματα των τάσεων Reynolds, αποδίδονται αποκλειστικά και μόνο σε εσφαλμένες συσχετίσεις του προγράμματος PIV κατά τον υπολογισμό των διανυσμάτων στις θέσεις αυτές και κατ'επέκταση στη μη εξαίρεση τους από την όλη ανάλυση από τη Matlab.

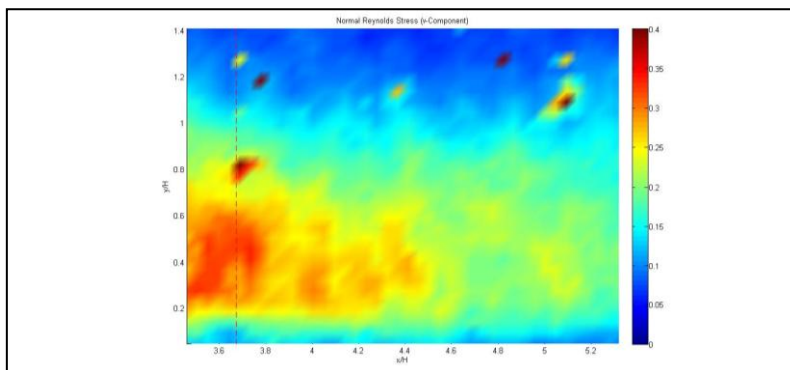
<sup>114</sup> Σημειώνεται για λόγους πληρότητας, πως οι ίδιοι ερευνητές διαπίστωσαν κάποιες ανωμαλίες στα διαγράμματα του ρυθμού της παραγωγής των διατμητικών τάσεων Reynolds, τα οποία ωστόσο εξηγήθηκαν λαμβάνοντας υπόψιν και τις δυναμικές διαδικασίες της παραγωγής, της εξασθένησης και της επανακατανομής των τιμών των διαφορών μεγεθών κατά μήκος του διατμητικού στρώματος. Συνεπώς προτείνεται και σε μελλοντικές έρευνες η εξέταση της συνολικής ποσότητας των διατμητικών τάσεων Reynolds (total shear stress flux).



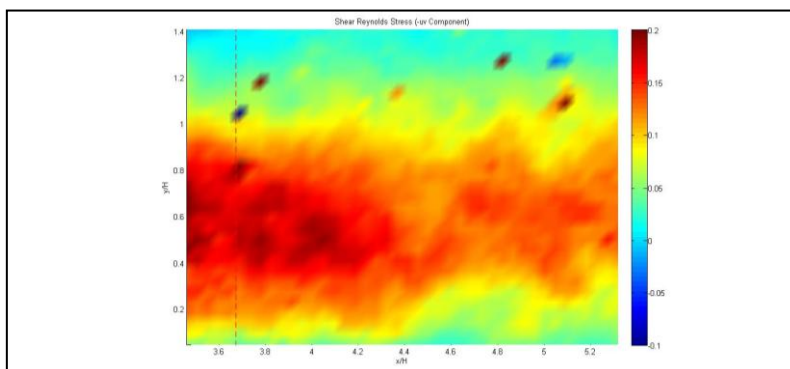
**Σχήμα 5.10.1:** Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για  $T_{jet}=70ms$ .



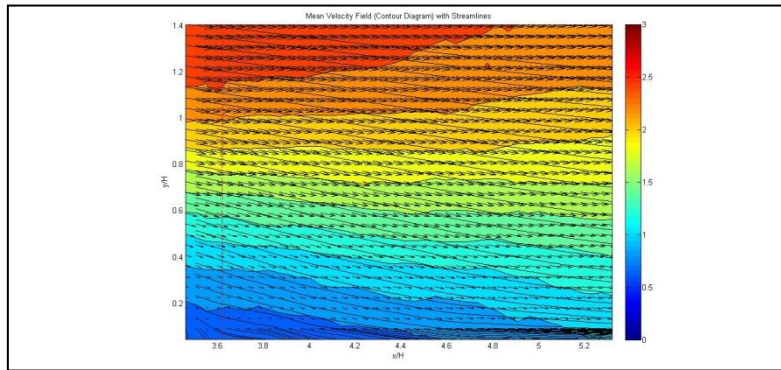
**Σχήμα 5.11.1:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u'^2}$ , για  $T_{jet}=70ms$ .



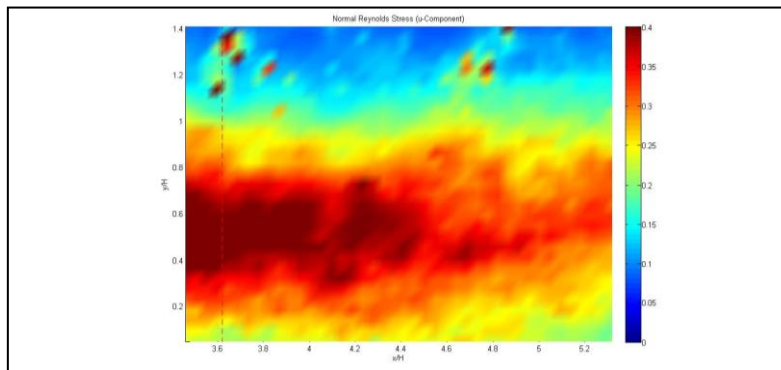
**Σχήμα 5.12.1:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας,  $\overline{v'^2}$ , για  $T_{jet}=70ms$ .



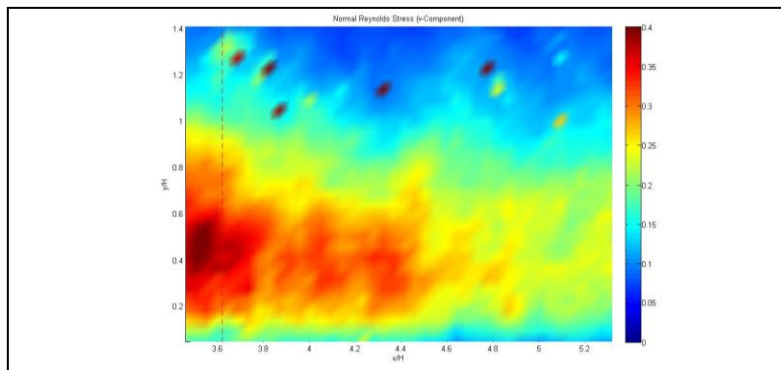
**Σχήμα 5.13.1:** Μέση κατανομή διατμητικών τάσεων Reynolds,  $-\overline{u'v'}$ , για  $T_{jet}=70ms$ .



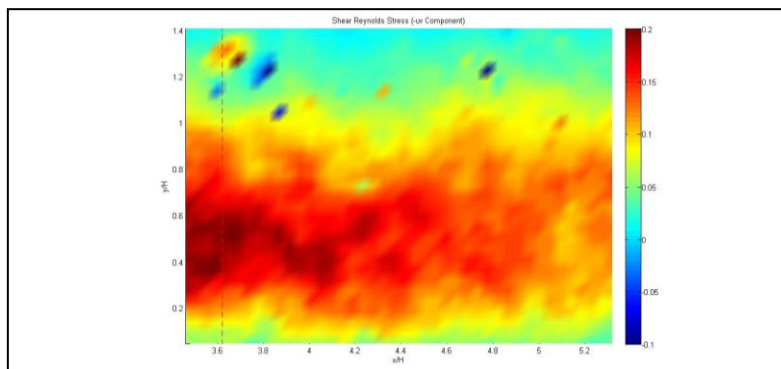
**Σχήμα 5.10.2:** Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για  $T_{jet}=80ms$ .



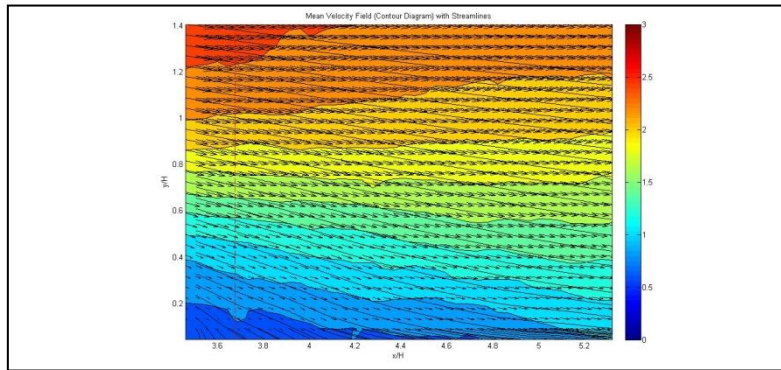
**Σχήμα 5.11.2:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u'^2}$ , για  $T_{jet}=80ms$ .



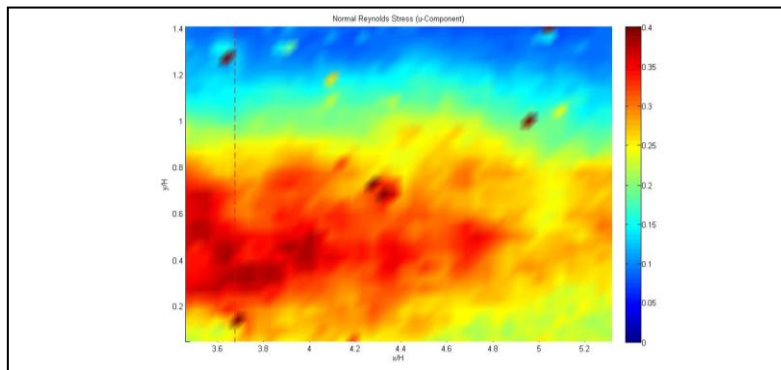
**Σχήμα 5.12.2:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας,  $\overline{v'^2}$ , για  $T_{jet}=80ms$ .



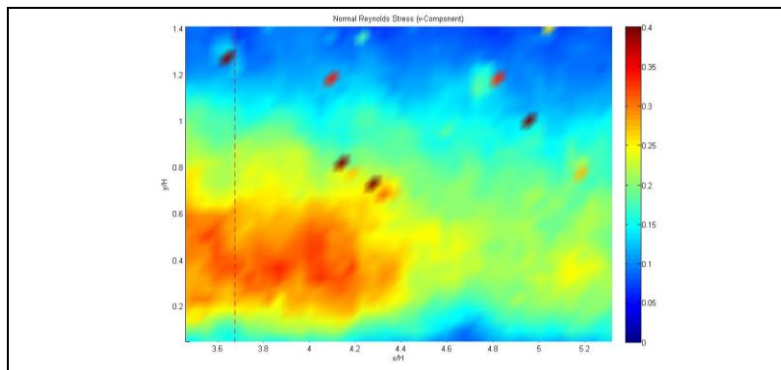
**Σχήμα 5.13.2:** Μέση κατανομή διατμητικών τάσεων Reynolds,  $-\overline{u'v'}$ , για  $T_{jet}=80ms$ .



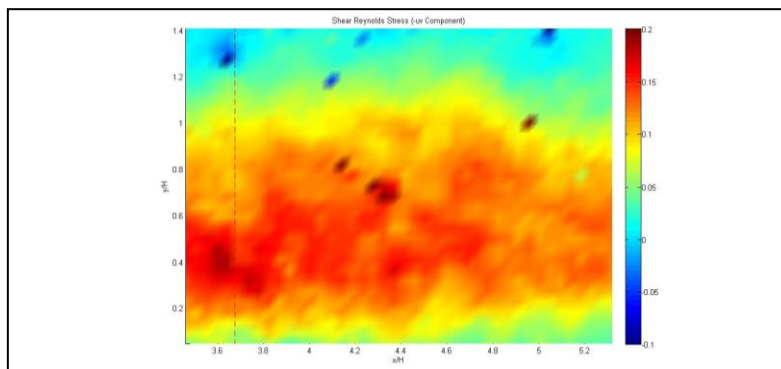
**Σχήμα 5.10.3:** Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για  $T_{jet}=90ms$ .



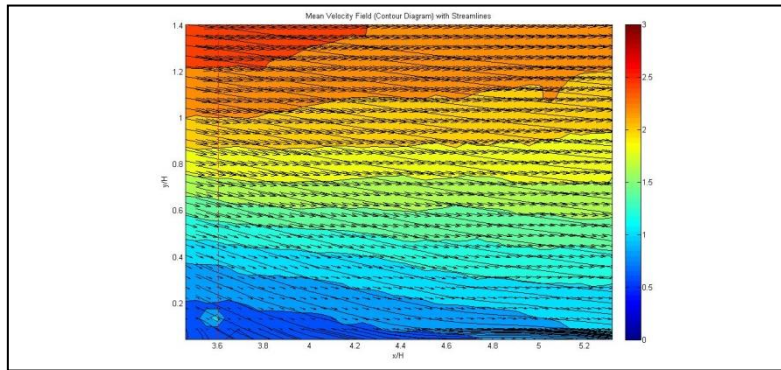
**Σχήμα 5.11.3:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u'^2}$ , για  $T_{jet}=90ms$ .



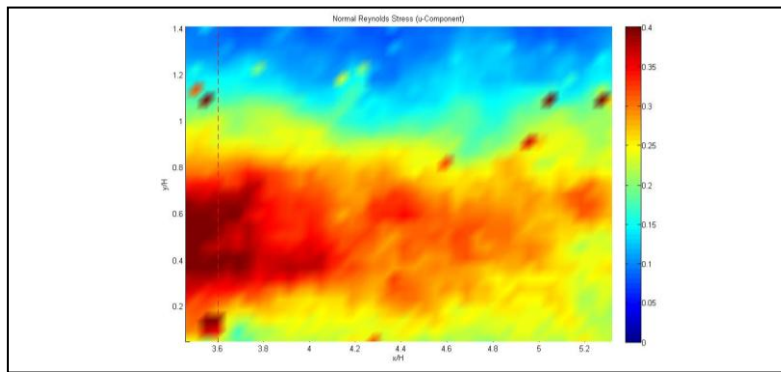
**Σχήμα 5.12.3:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας,  $\overline{v'^2}$ , για  $T_{jet}=90ms$ .



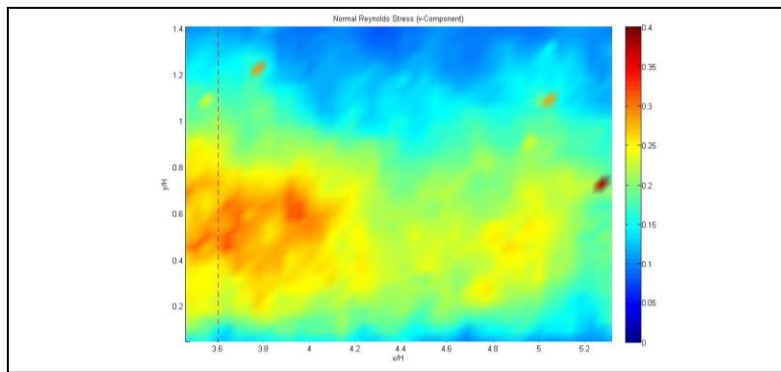
**Σχήμα 5.13.3:** Μέση κατανομή διατμητικών τάσεων Reynolds,  $-\overline{u'v'}$ , για  $T_{jet}=90ms$ .



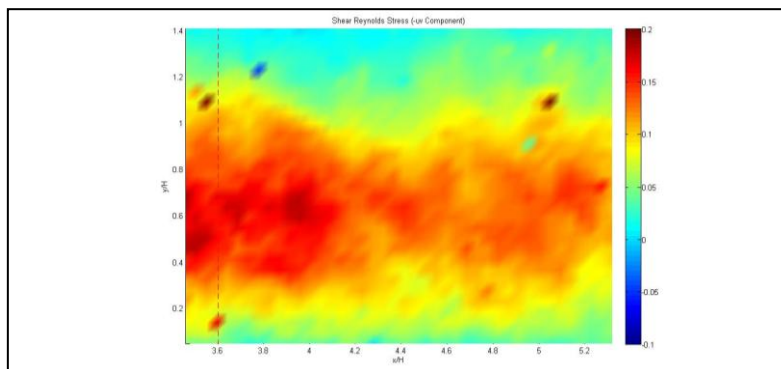
**Σχήμα 5.10.4:** Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισούψεις ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για  $T_{jet}=100ms$ .



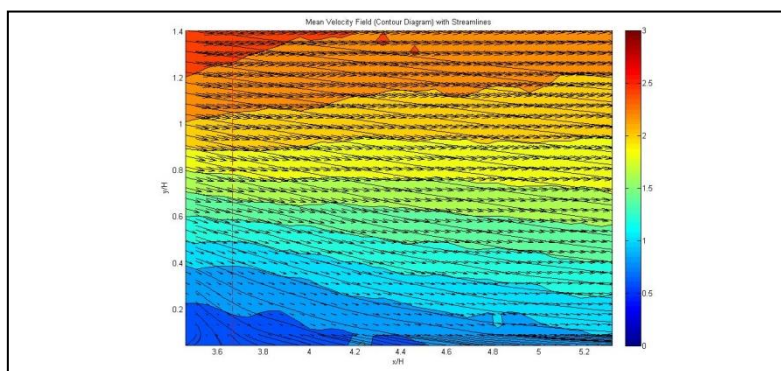
**Σχήμα 5.11.4:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u'^2}$ , για  $T_{jet}=100ms$ .



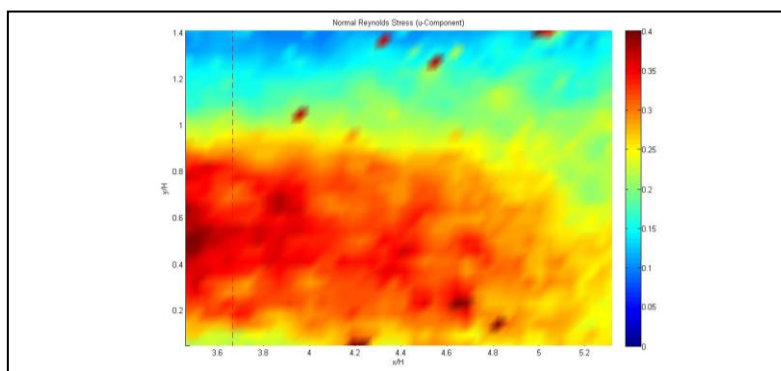
**Σχήμα 5.12.4:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας,  $\overline{v'^2}$ , για  $T_{jet}=100ms$ .



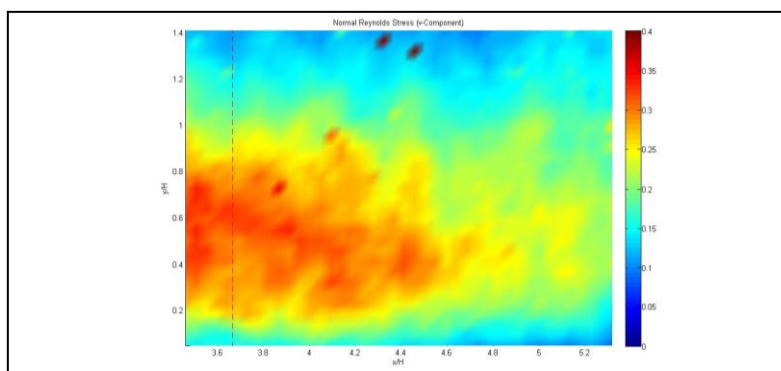
**Σχήμα 5.13.4:** Μέση κατανομή διαμητρικών τάσεων Reynolds,  $-\overline{u'v'}$ , για  $T_{jet}=100ms$ .



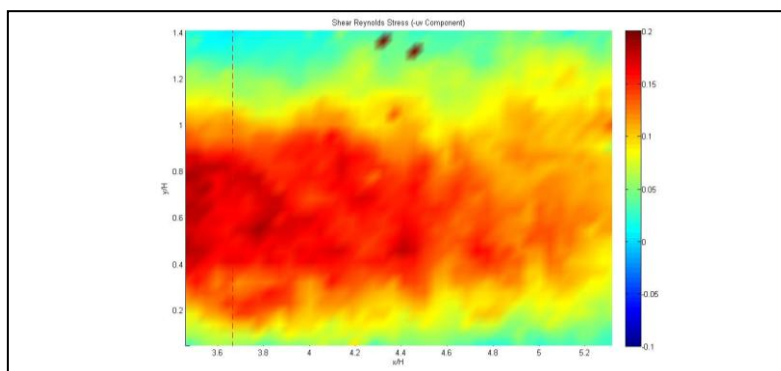
**Σχήμα 5.10.5:** Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισούψεις ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για  $T_{jet}=110ms$ .



**Σχήμα 5.11.5:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u'^2}$ , για  $T_{jet}=110ms$ .

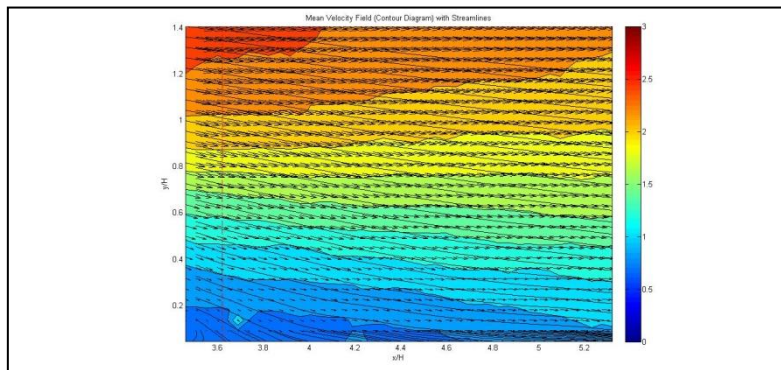


**Σχήμα 5.12.5:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας,  $\overline{v'^2}$ , για  $T_{jet}=110ms$ .

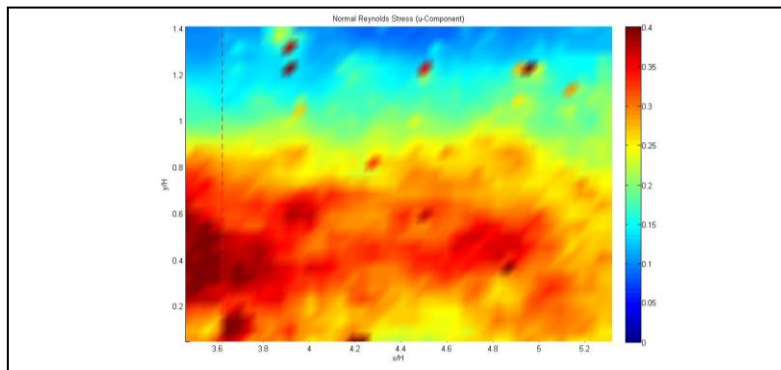


**Σχήμα 5.13.5:** Μέση κατανομή διατμητικών τάσεων Reynolds,  $-\overline{u'v'}$ , για  $T_{jet}=110ms$ .

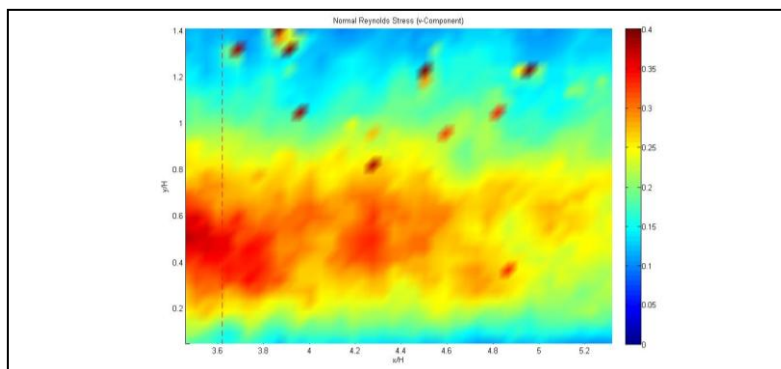




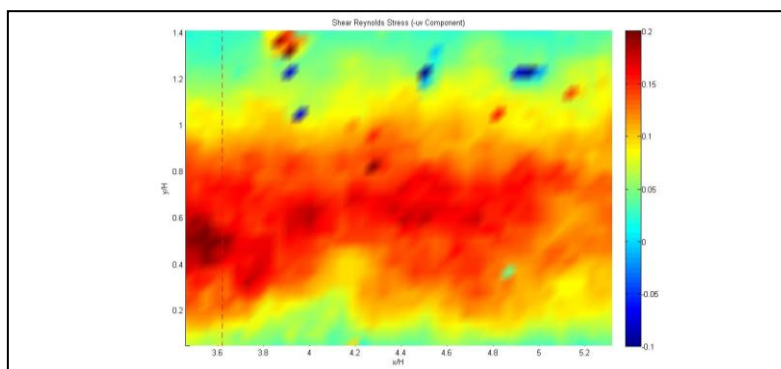
**Σχήμα 5.10.6:** Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισούψειες ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για  $T_{jet}=120ms$ .



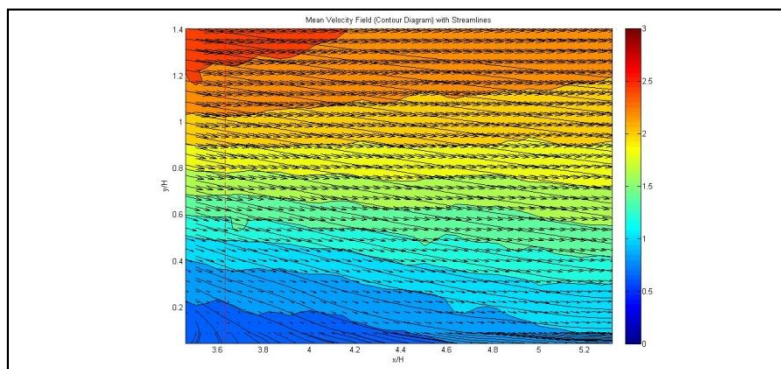
**Σχήμα 5.11.6:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u'^2}$ , για  $T_{jet}=120ms$ .



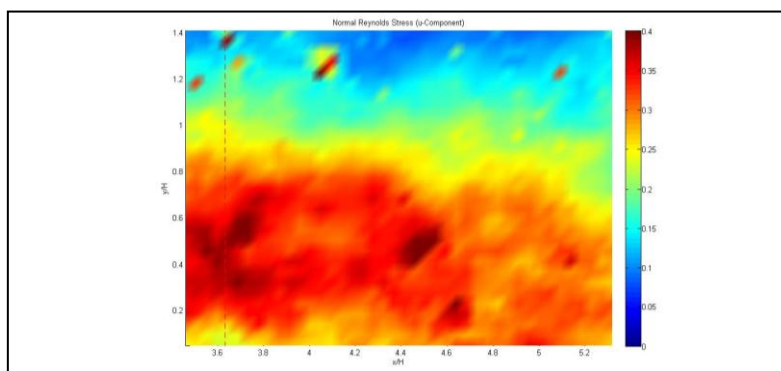
**Σχήμα 5.12.6:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας,  $\overline{v'^2}$ , για  $T_{jet}=120ms$ .



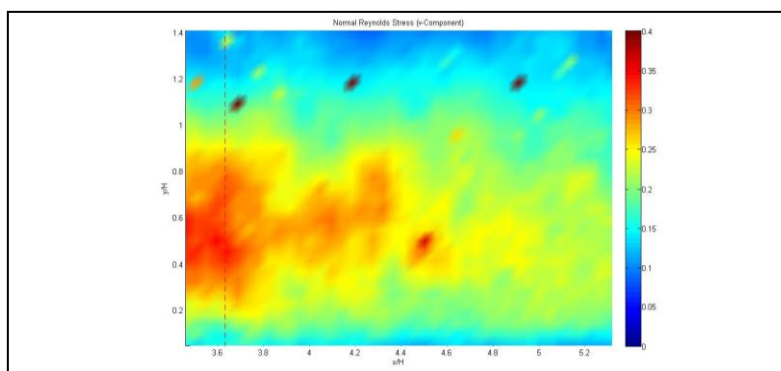
**Σχήμα 5.13.6:** Μέση κατανομή διαμητρικών τάσεων Reynolds,  $-\overline{u'v'}$ , για  $T_{jet}=120ms$ .



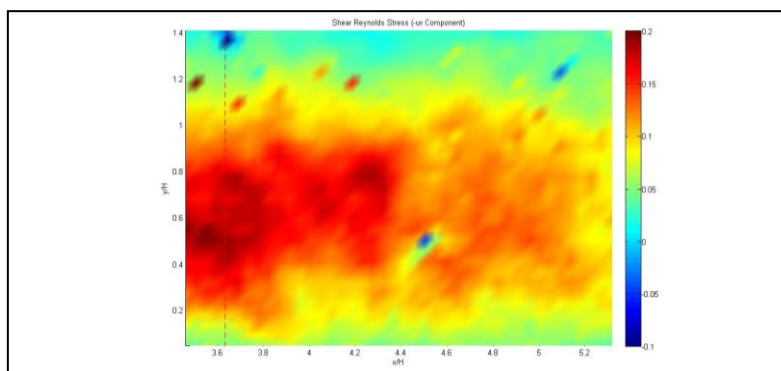
**Σχήμα 5.10.7:** Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισούψεις ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για  $T_{jet}=130ms$ .



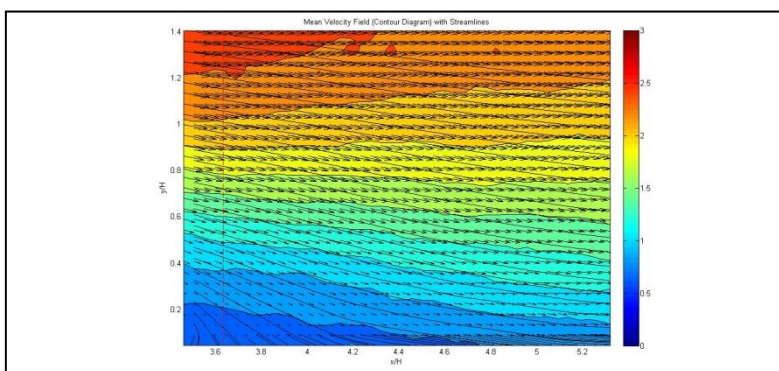
**Σχήμα 5.11.7:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u'^2}$ , για  $T_{jet}=130ms$ .



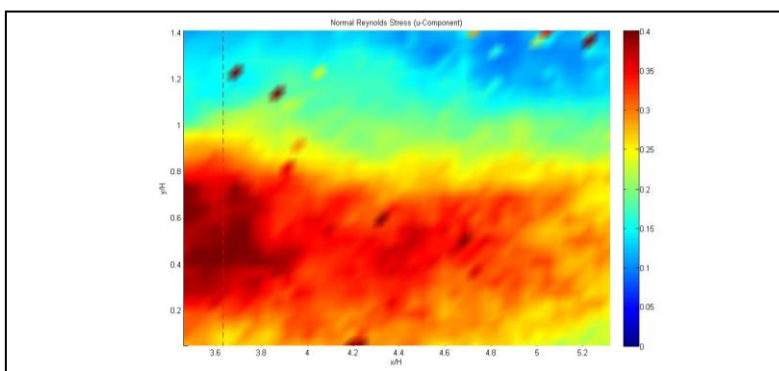
**Σχήμα 5.12.7:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας,  $\overline{v'^2}$ , για  $T_{jet}=130ms$ .



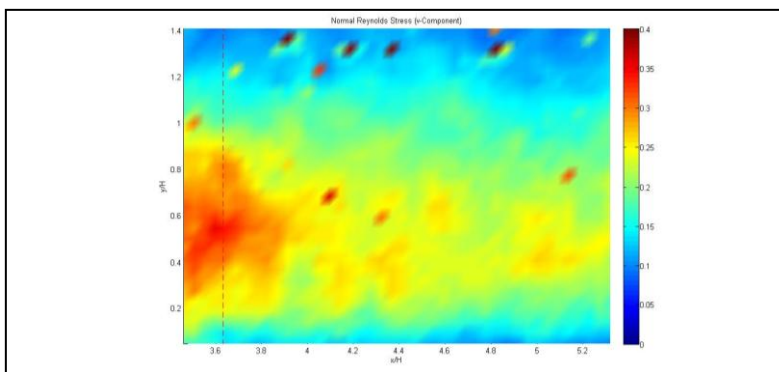
**Σχήμα 5.13.7:** Μέση κατανομή διαμητρικών τάσεων Reynolds,  $-\overline{u'v'}$ , για  $T_{jet}=130ms$ .



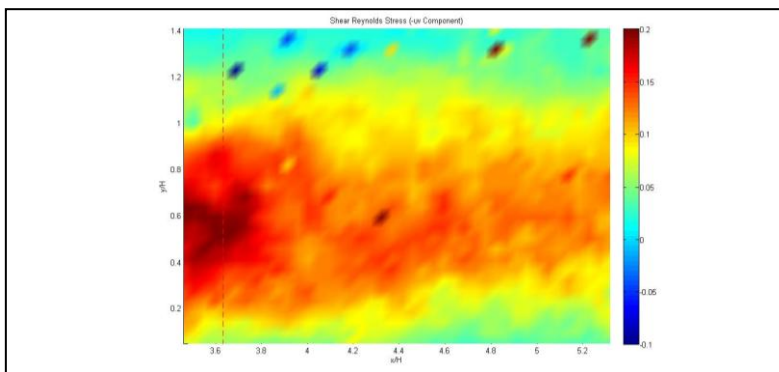
**Σχήμα 5.10.8:** Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισούψεις ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για  $T_{jet}=140ms$ .



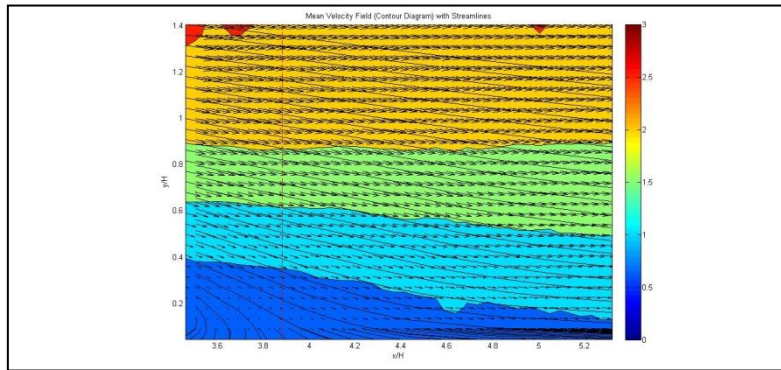
**Σχήμα 5.11.8:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u'^2}$ , για  $T_{jet}=140ms$ .



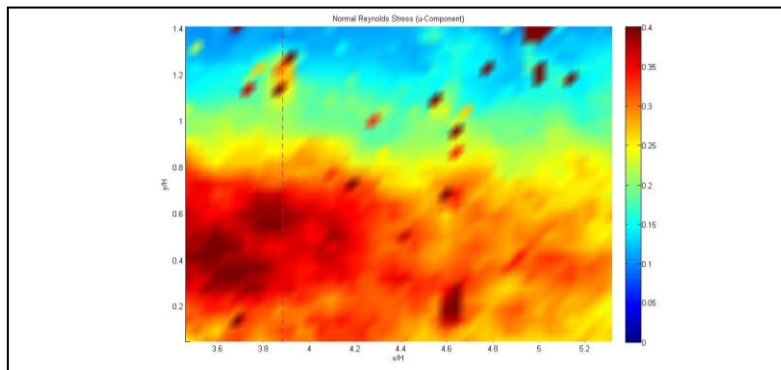
**Σχήμα 5.12.8:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας,  $\overline{v'^2}$ , για  $T_{jet}=140ms$ .



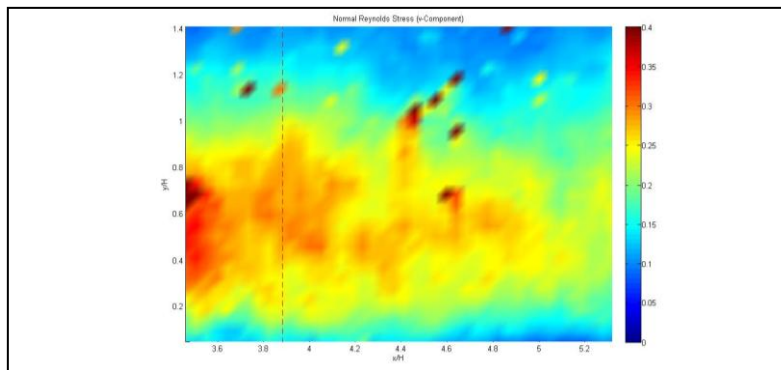
**Σχήμα 5.13.8:** Μέση κατανομή διαμητρικών τάσεων Reynolds,  $-\overline{u'v'}$ , για  $T_{jet}=140ms$ .



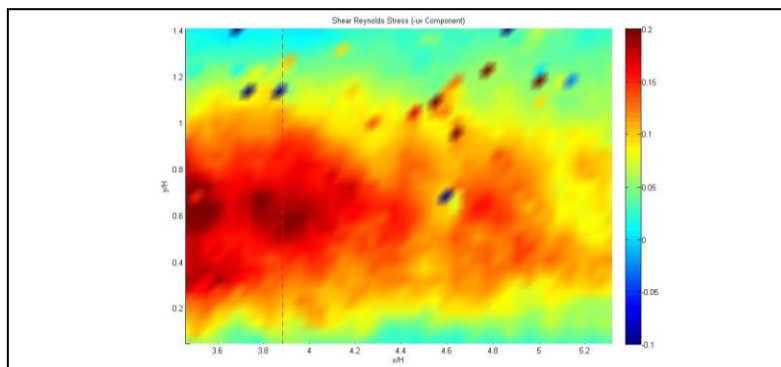
**Σχήμα 5.10.9:** Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισούψεις ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για  $T_{jet}=150ms$ .



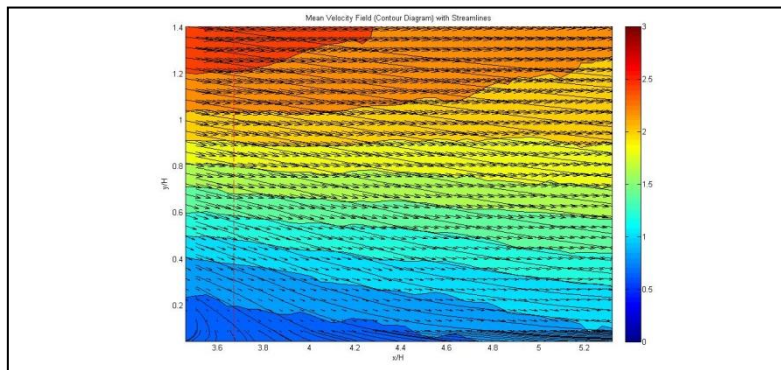
**Σχήμα 5.11.9:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u'^2}$ , για  $T_{jet}=150ms$ .



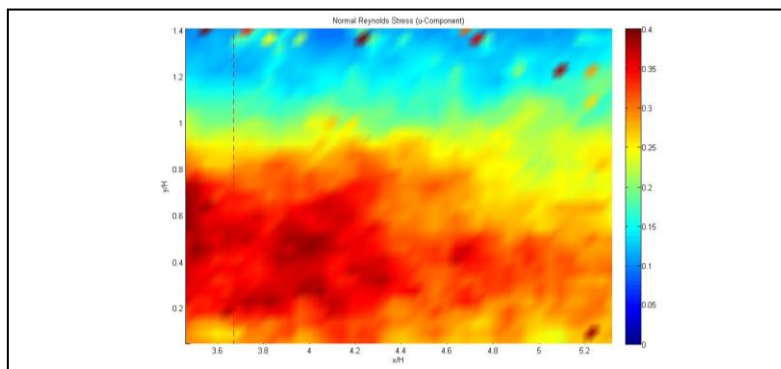
**Σχήμα 5.12.9:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας,  $\overline{v'^2}$ , για  $T_{jet}=150ms$ .



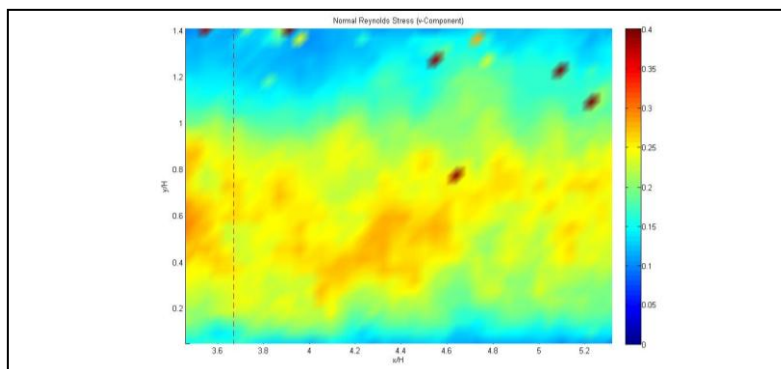
**Σχήμα 5.13.9:** Μέση κατανομή διατμητικών τάσεων Reynolds,  $-\overline{u'v'}$ , για  $T_{jet}=150ms$ .



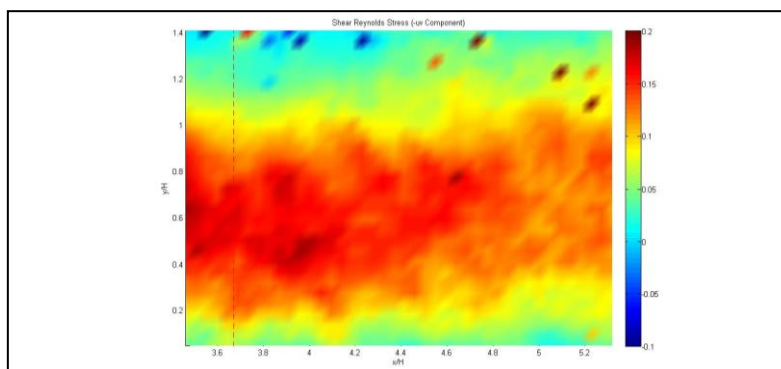
**Σχήμα 5.10.10:** Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για  $T_{jet}=160ms$ .



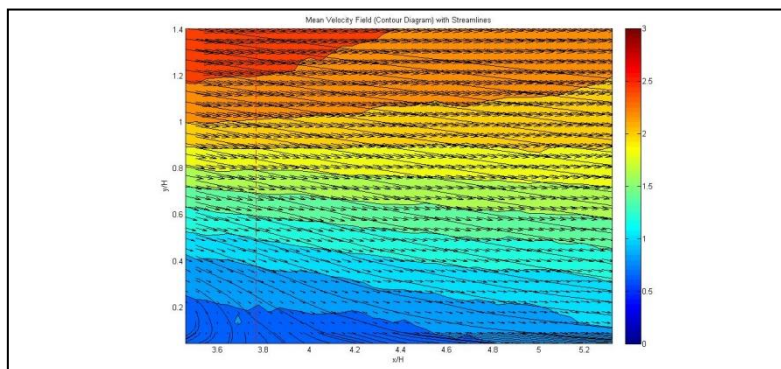
**Σχήμα 5.11.10:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u'^2}$ , για  $T_{jet}=160ms$ .



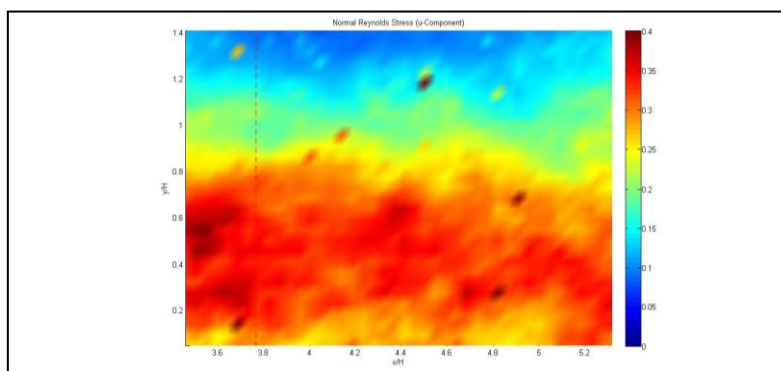
**Σχήμα 5.12.10:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας,  $\overline{v'^2}$ , για  $T_{jet}=160ms$ .



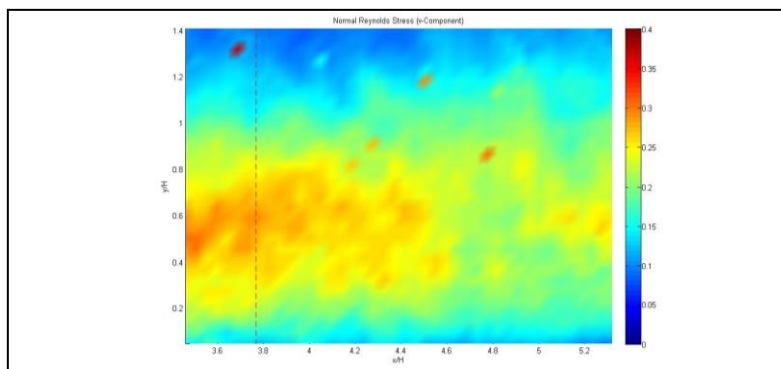
**Σχήμα 5.13.10:** Μέση κατανομή διατμητικών τάσεων Reynolds,  $-\overline{u'v'}$ , για  $T_{jet}=160ms$ .



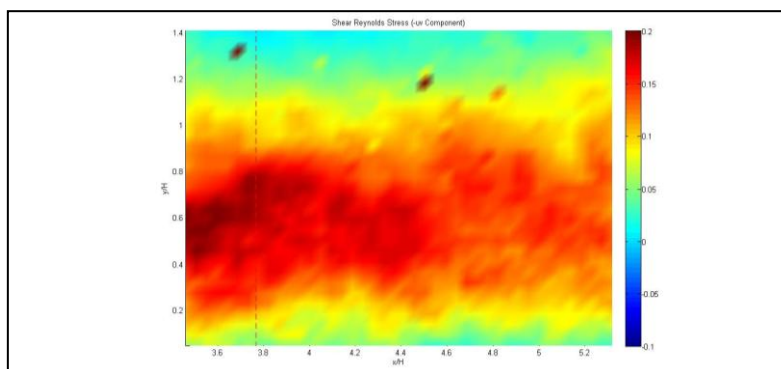
**Σχήμα 5.10.11:** Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για  $T_{jet}=170ms$ .



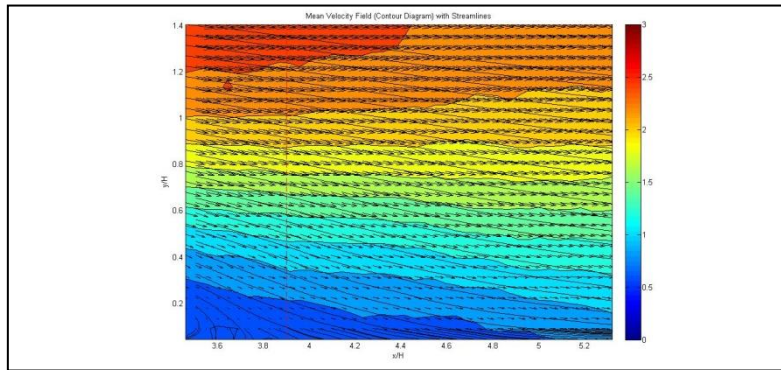
**Σχήμα 5.11.11:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u'^2}$ , για  $T_{jet}=170ms$ .



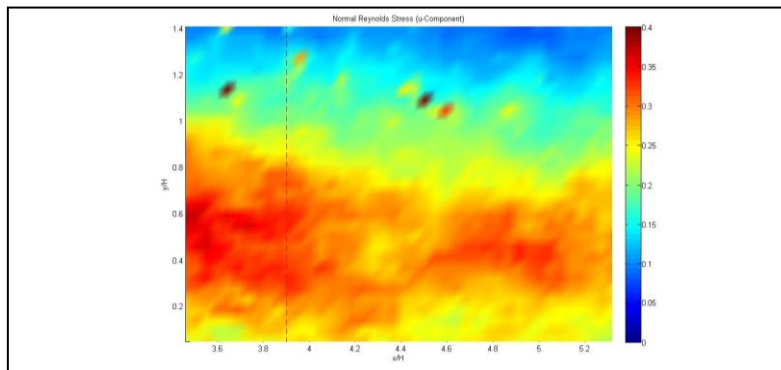
**Σχήμα 5.12.11:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας,  $\overline{v'^2}$ , για  $T_{jet}=170ms$ .



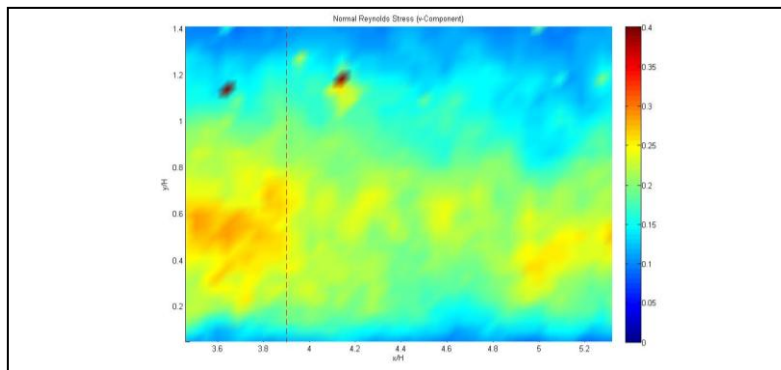
**Σχήμα 5.13.11:** Μέση κατανομή διατμητικών τάσεων Reynolds,  $-\overline{u'v'}$ , για  $T_{jet}=170ms$ .



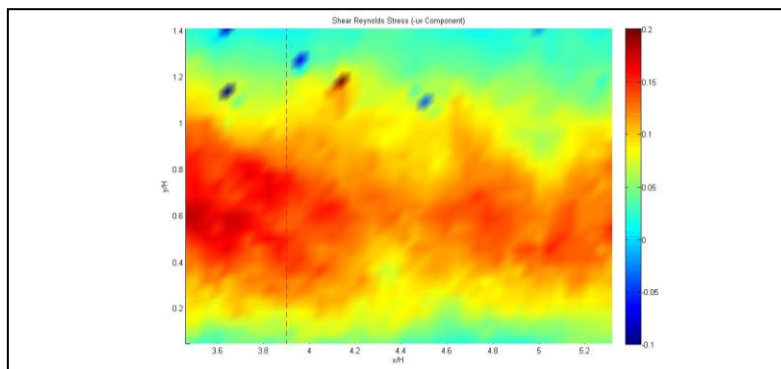
**Σχήμα 5.10.12:** Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για  $T_{jet}=180ms$ .



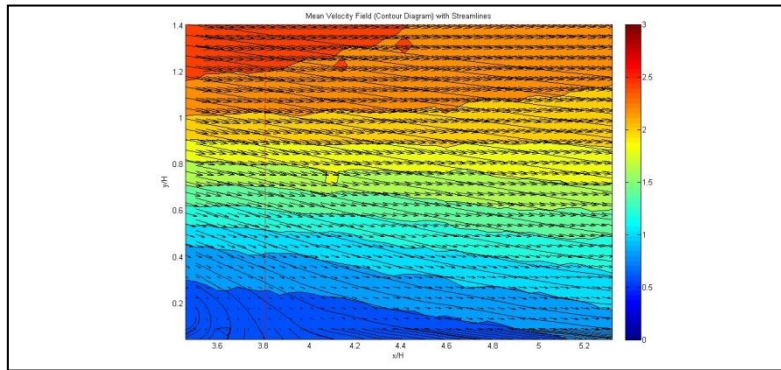
**Σχήμα 5.11.12:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u'^2}$ , για  $T_{jet}=180ms$ .



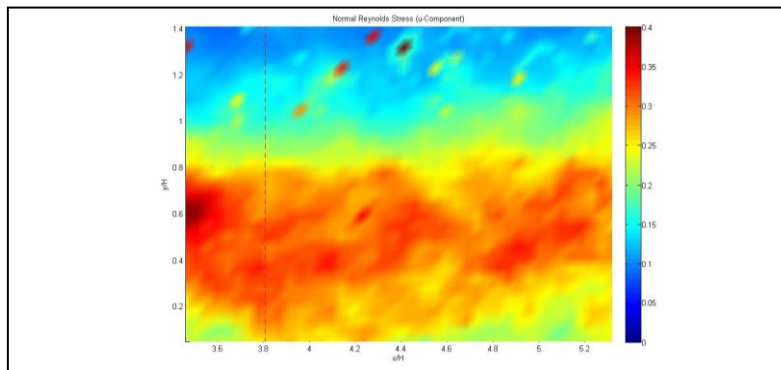
**Σχήμα 5.12.12:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας,  $\overline{v'^2}$ , για  $T_{jet}=180ms$ .



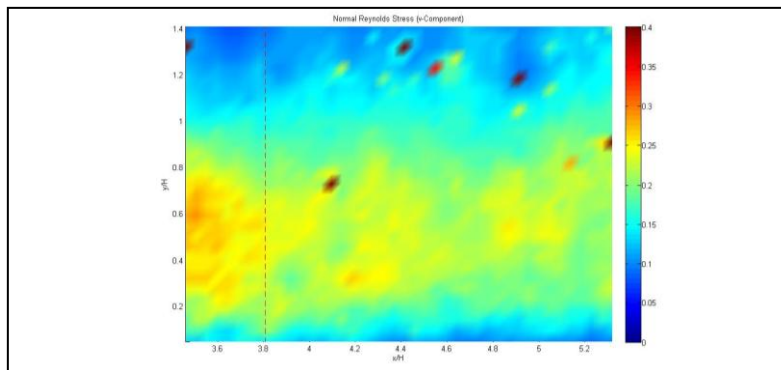
**Σχήμα 5.13.12:** Μέση κατανομή διατμητικών τάσεων Reynolds,  $-\overline{u'v'}$ , για  $T_{jet}=180ms$ .



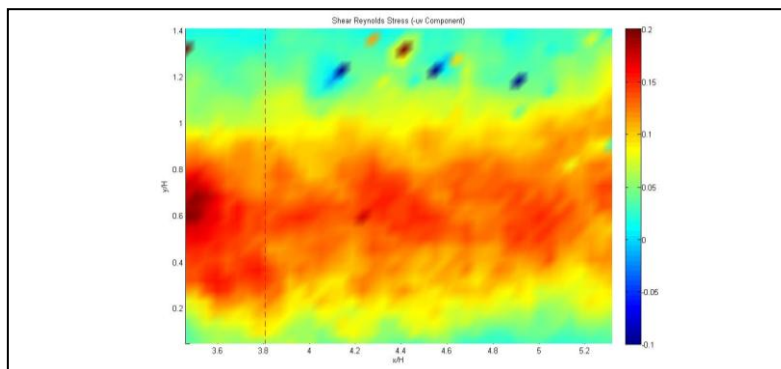
**Σχήμα 5.10.13:** Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για  $T_{jet}=190ms$ .



**Σχήμα 5.11.13:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u'^2}$ , για  $T_{jet}=190ms$ .

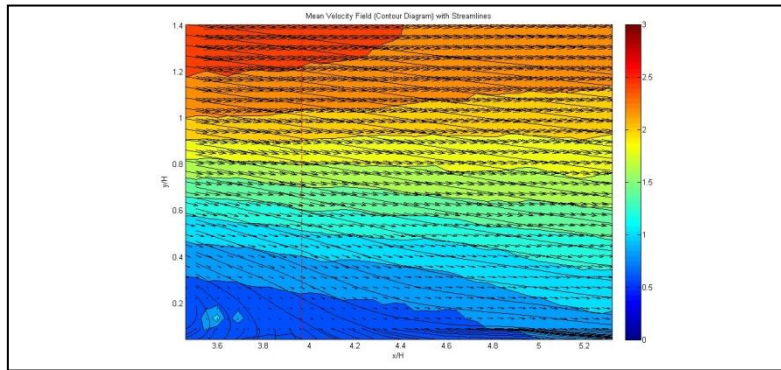


**Σχήμα 5.12.13:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας,  $\overline{v'^2}$ , για  $T_{jet}=190ms$ .

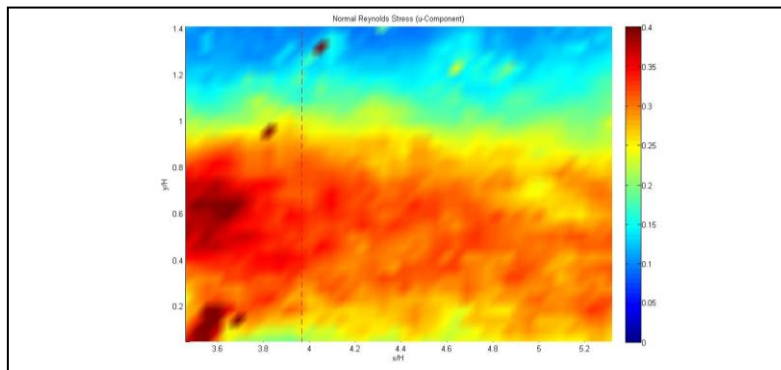


**Σχήμα 5.13.13:** Μέση κατανομή διατμητικών τάσεων Reynolds,  $-\overline{u'v'}$ , για  $T_{jet}=190ms$ .

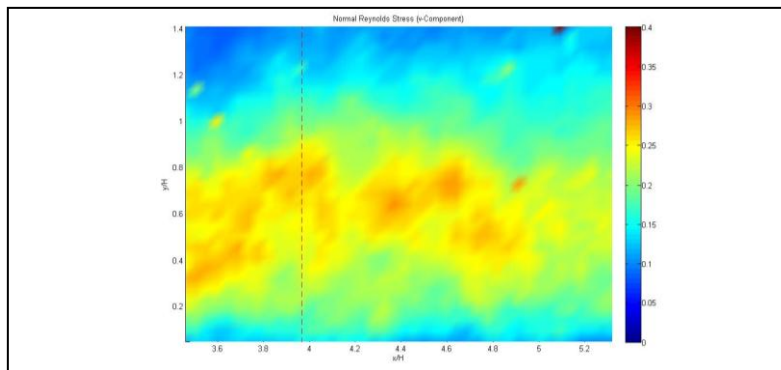




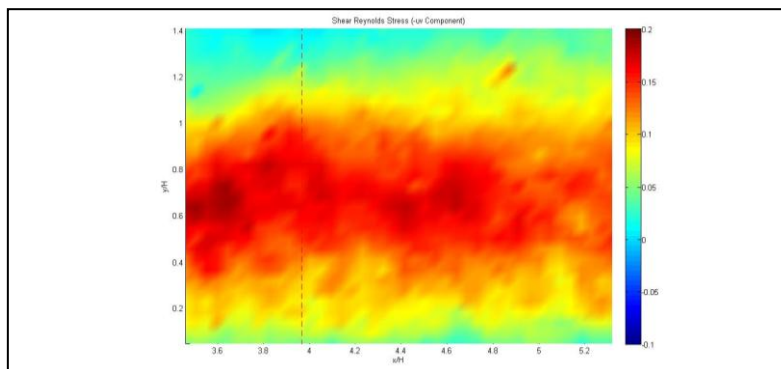
**Σχήμα 5.10.14:** Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για  $T_{jet}=200ms$ .



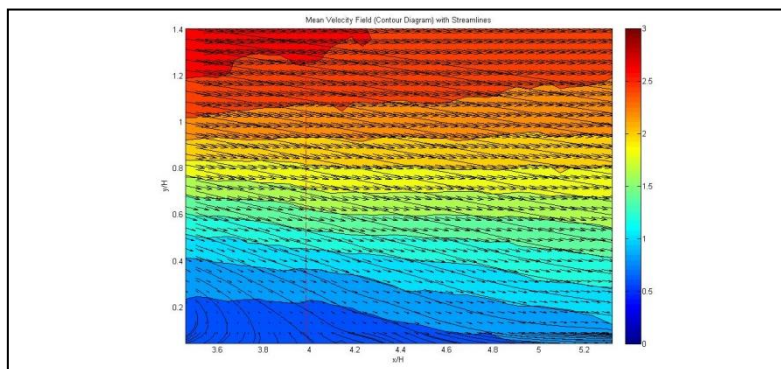
**Σχήμα 5.11.14:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u'^2}$ , για  $T_{jet}=200ms$ .



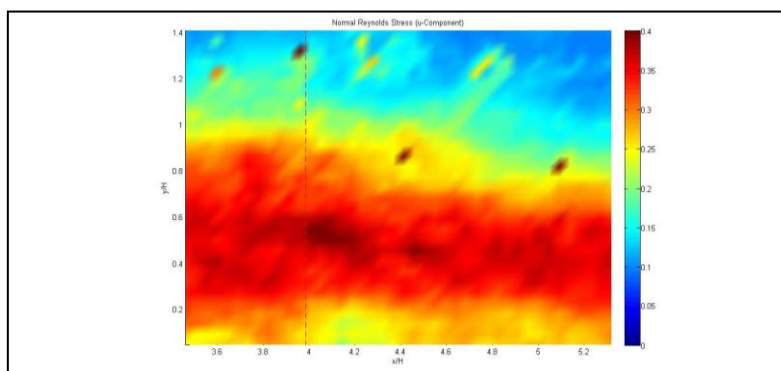
**Σχήμα 5.12.14:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας,  $\overline{v'^2}$ , για  $T_{jet}=200ms$ .



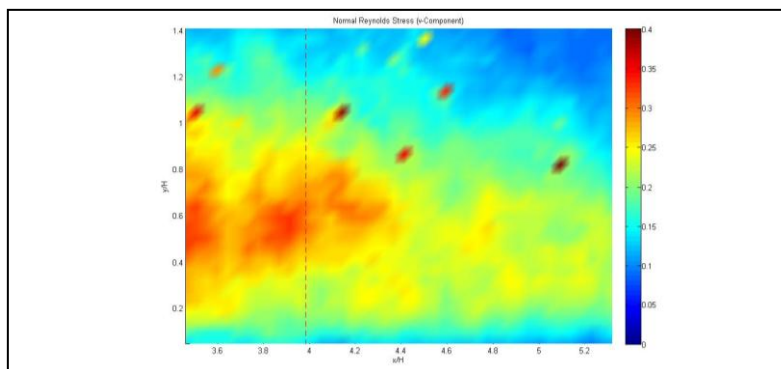
**Σχήμα 5.13.14:** Μέση κατανομή διαμητρικών τάσεων Reynolds,  $-\overline{u'v'}$ , για  $T_{jet}=200ms$ .



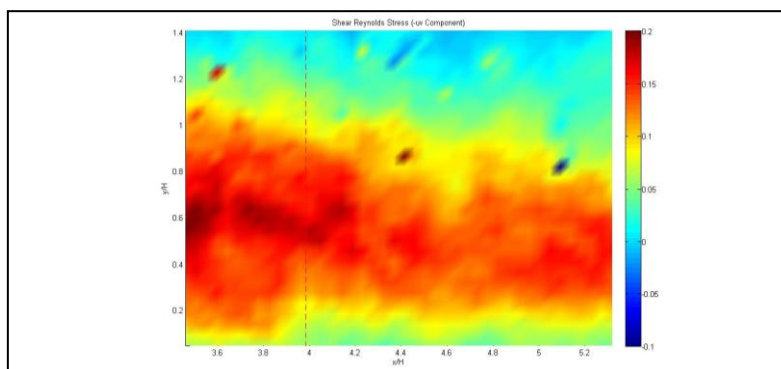
**Σχήμα 5.10.15:** Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για  $T_{jet}=220ms$ .



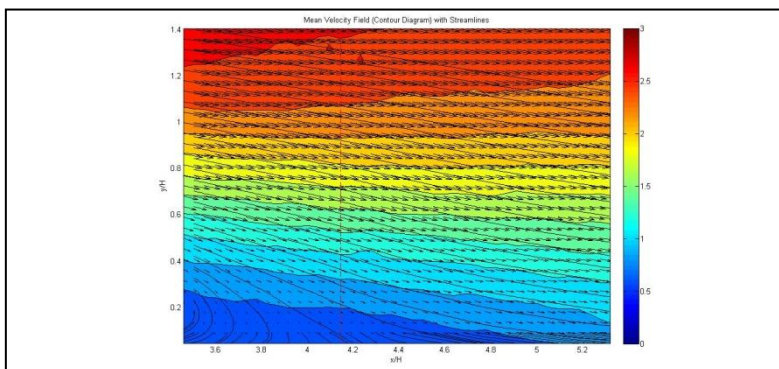
**Σχήμα 5.11.15:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u'^2}$ , για  $T_{jet}=220ms$ .



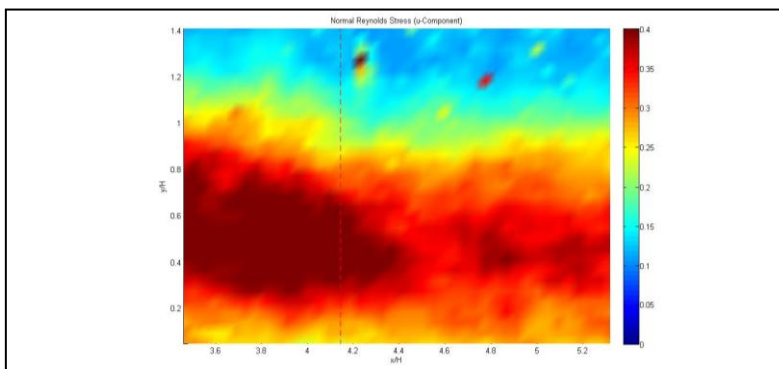
**Σχήμα 5.12.15:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας,  $\overline{v'^2}$ , για  $T_{jet}=220ms$ .



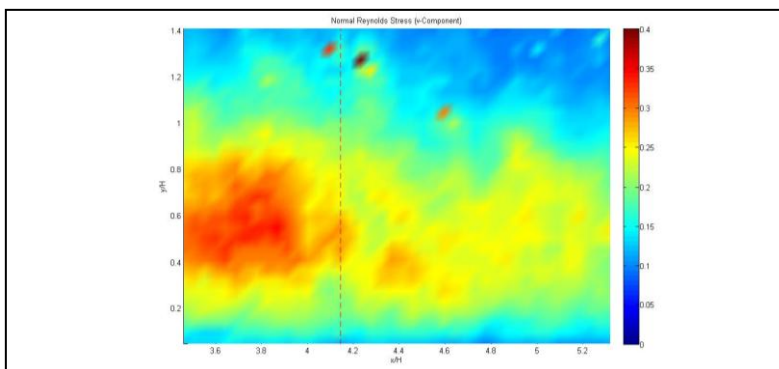
**Σχήμα 5.13.15:** Μέση κατανομή διατμητικών τάσεων Reynolds,  $-\overline{u'v'}$ , για  $T_{jet}=220ms$ .



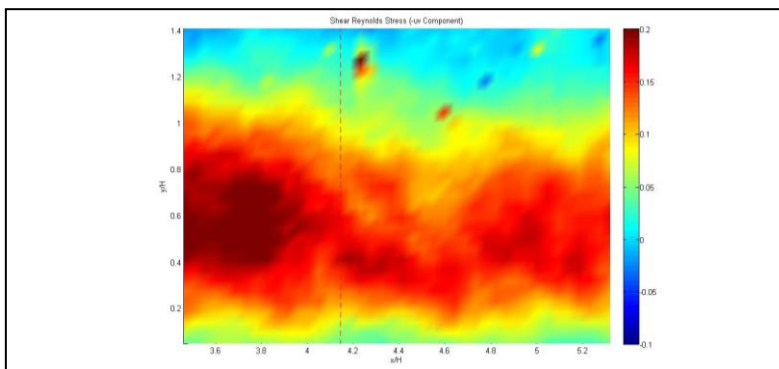
**Σχήμα 5.10.16:** Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για  $T_{jet}=250ms$ .



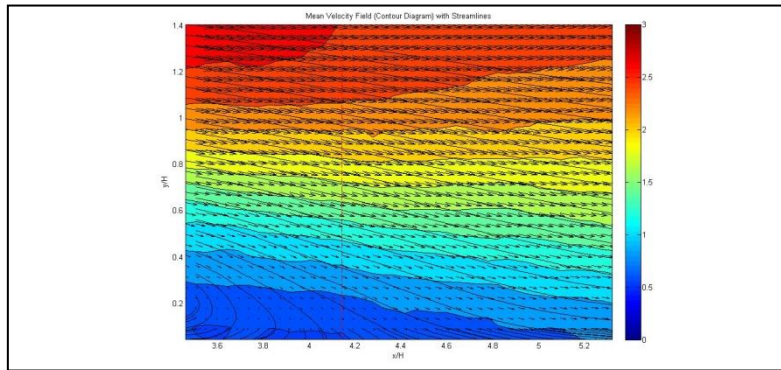
**Σχήμα 5.11.16:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u'^2}$ , για  $T_{jet}=250ms$ .



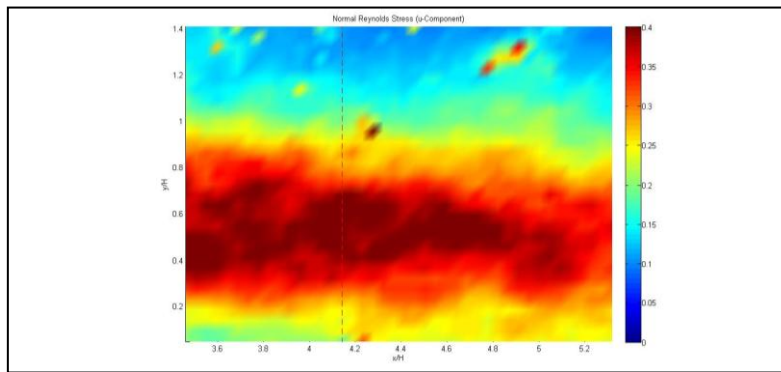
**Σχήμα 5.12.16:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας,  $\overline{v'^2}$ , για  $T_{jet}=250ms$ .



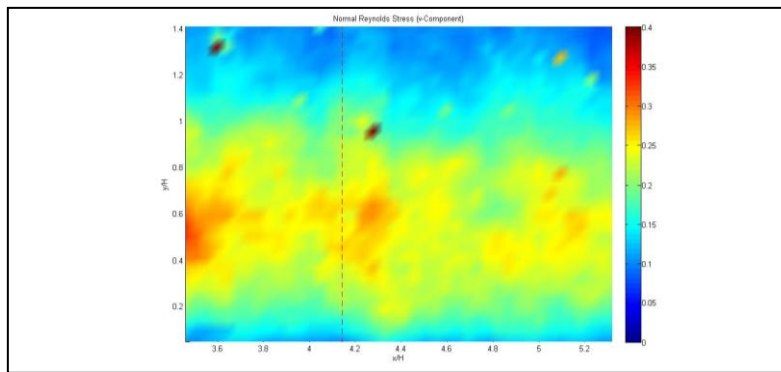
**Σχήμα 5.13.16:** Μέση κατανομή διατμητικών τάσεων Reynolds,  $-\overline{u'v'}$ , για  $T_{jet}=250ms$ .



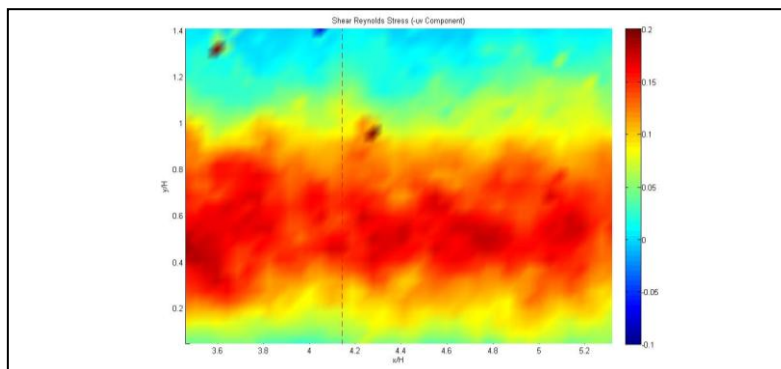
**Σχήμα 5.10.17:** Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για  $T_{jet}=300ms$ .



**Σχήμα 5.11.17:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u'^2}$ , για  $T_{jet}=300ms$ .



**Σχήμα 5.12.17:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας,  $\overline{v'^2}$ , για  $T_{jet}=300ms$ .



**Σχήμα 5.13.17:** Μέση κατανομή διατμητικών τάσεων Reynolds,  $-\overline{u'v'}$ , για  $T_{jet}=300ms$ .

## 5.3 Σειρές Πειραμάτων Συμφασικών Καταγραφών

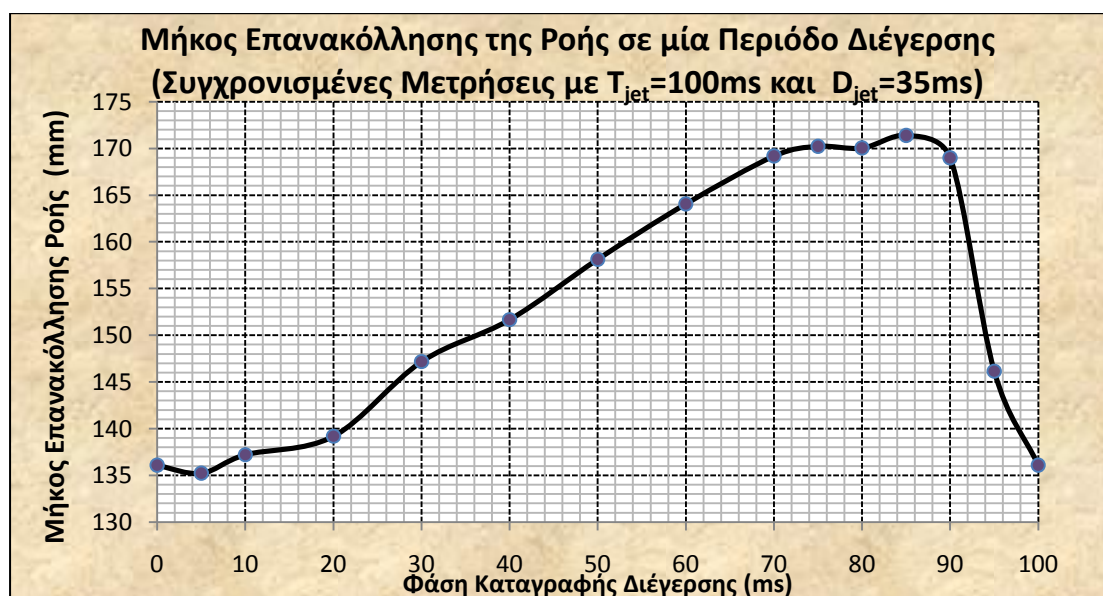
### 5.3.1 Πειράματα Μέσης Συμφασικής Ροής Με Εξωτερική Διέγερση

Τα πειράματα των συμφασικών καταγραφών της ροής αποσκοπούν στην ταυτοποίηση των συνεκτικών δομών της μεγάλης κλίμακας και στην περιγραφή των κυρίων τάσεων της που διαδραματίζουν σημαντικό ρόλο στην ανάπτυξη του αποκολλημένου διατμητικού στρώματος. Για το λόγο αυτό η μελέτη πραγματοποιείται και στα τρία παράθυρα καταγραφών της ροής (SW, MW και RW) μέσα από τη συνένωση των αντίστοιχων μέσων εκάστοτε συμφασικών διανυσματικών πεδίων. Το μέγεθος του οριζόντιου οπτικού πεδίου κάθε παραθύρου λήψεων είναι σταθερά βαθμονομημένο στα  $80\text{ mm}$  ή  $1,95H$ , όπως ακριβώς και στη σειρά των πειραμάτων της μέσης χρονικά μη διεγερμένης ροής.

Καθότι προφανές, δεν είναι δυνατόν στα πλαίσια μίας εργασίας όπως είναι η παρούσα να διεξαχθούν συμφασικές καταγραφές της ροής για όλες τις περιπτώσεις των πειραμάτων που έχουν μέχρι τώρα παρουσιαστεί. Γι αυτό επιλέγεται ως πρότυπο για την ανάλυση εκείνη με παραμέτρους διέγερσης  $T_{jet} = 100\text{ms}$  και  $D_{jet} = 35\text{ms}$  ( $St \approx 0,165$ ), αφού σύμφωνα με τα αποτελέσματα των προηγούμενων πειραμάτων, στη συγκεκριμένη περίπτωση, η μεταβλητή του μήκους της επανακόλλησης λαμβάνει την ελάχιστη τιμή της που αποτελεί ουσιαστικά και τον αντικειμενικό σκοπό του ενεργού ελέγχου. Συγκεκριμένα, στη σειρά αυτή των πειραμάτων πραγματοποιήθηκαν 14 πειράματα σε ισάριθμες φάσεις της περιόδου διέγερσης της εξωτερικής διαταραχής, δηλαδή 300 λήψεις της ροής ανά φάση, μέσω της ρύθμισης της σταθερής χρονοκαθυστέρησης των καταγραφών (επιλογή delay) στο σύστημα σκανδαλισμού.

#### 5.3.1.1 Μέσα Συμφασικά Σημεία Επανακόλλησης Διεγερμένης Ροής

Στο κάτωθι διάγραμμα (βλ. σχήμα 5.14) παρουσιάζεται η μεταβολή του μέσου συμφασικού μήκους της επανακόλλησης για διάφορες φάσεις της διέγερσης σε διάστημα μίας περιόδου.



**Σχήμα 5.14:** Διάγραμμα μήκους επανακόλλησης μέσης συμφασικής διεγερμένης ροής με  $T_{jet}=100\text{ms}$  και  $D_{jet}=35\text{ms}$ , συναρτήσεως της φάσης της περιόδου της εξωτερικής διέγερσης.

Τα ζεύγη των τιμών του προηγούμενου διαγράμματος παρατίθενται συγκεντρωτικά στον πίνακα που ακολουθεί<sup>115</sup> (βλ. πίνακα 5.5), όπως επίσης και η ποσοστιαία μεταβολή του εκάστοτε μήκους επανακόλλησης, βάσει της [5.9], σε σχέση με τη μέση μη διεγερμένη ροή.

Χρονική Καθυστέρηση Καταγραφής $d$ [ms]	Μήκος Επανακόλλησης $x_R$ [mm]	Μήκος Επανακόλλησης $x_R/H$	Ποσοστιαία Μείωση στο Μήκος Επανακόλλησης $\Delta x_R$ [%]
0	136,08	3,32	29,90
<b>5</b>	<b>135,23</b>	<b>3,30</b>	<b>30,33</b>
10	137,21	3,35	29,31
20	139,19	3,39	28,29
30	147,18	3,59	24,18
40	151,67	3,70	21,86
50	158,14	3,86	18,53
60	164,07	4,00	15,48
70	169,19	4,13	12,84
75	170,23	4,15	12,30
80	170,05	4,15	12,40
<b>85</b>	<b>171,40</b>	<b>4,18</b>	<b>11,70</b>
90	168,99	4,12	12,94
95	146,15	3,56	24,71

**Πίνακας 5.5:** Μήκη επανακόλλησης μέσης διεγερμένης ροής με παραμέτρους διέγερσης  $T_{jet}=100ms$  και  $D_{jet}=35ms$  σε διάφορες φάσεις της περιόδου διέγερσης.

Από τα παραπάνω αποτελέσματα καθίσταται προφανές πως η διέγερση και κατ'επέκταση η διαδικασία της επανακόλλησης της ροής αποτελεί ένα εξαιρετικά ασταθές δυναμικό φαινόμενο, με το μέσο συμφασικό σημείο επανακόλλησης να κυμαίνεται στο εύρος<sup>116</sup> των  $x_R / H \in [3,30, 4,18]$  σύμφωνα πάντα με το ανωτέρω διάγραμμα. Πράγματι σε διάστημα μίας περιόδου διέγερσης το μήκος της επανακόλλησης λόγω της εξωτερικής διέγερσης υφίσταται μείωση που κυμαίνεται από 11,7% (για φάση καταγραφής  $d = 85ms$ ) έως ποσοστό που κατά μέσο όρο φάσης ξεπερνά ακόμη και το 30% (για φάση καταγραφής  $d = 5ms$ ) συγκριτικά πάντα ως προς το πείραμα αναφοράς της μέσης χρονικά μη διεγερμένης ροής. Επιπλέον το διάστημα αυτό βρίσκεται σε απόλυτη συμφωνία και με το αντίστοιχο υπολογισθέν μέσο χρονικά σημείο επανακόλλησης ( $x_R / H = 3,60$ ) του αντίστοιχου πειράματος στην προηγούμενη σειρά των πειραμάτων. Για την ακρίβεια, το τελευταίο βρίσκεται εντός του ανωτέρω εύρους τιμών και μάλιστα πιο κοντά στο κάτω όριο, αφού στατιστικά η πιθανότητα της τυχαίας καταγραφής του πεδίου σε φάσεις όπου στο σύστημα δεν υπάρχει εξωτερική διέγερση, είναι υψηλότερη δεδομένου ότι το εύρος του παλμού διέγερσης ( $D_{jet} = 35ms$ ) διαρκεί περίπου το 1/3 της αντίστοιχης περιόδου ( $T_{jet} = 100ms$ ). Το μέσο συμφασικό  $x_R$

<sup>115</sup> Από τον πίνακα λείπει το μέσο φασικό σημείο επανακόλλησης που αντιστοιχεί σε καθυστέρηση καταγραφής της ροής για  $d=100ms$ . Τούτο συμβαίνει διότι σε διάστημα μίας περιόδου η φάση αυτή της διέγερσης ταυτίζεται με εκείνη των  $d=0ms$  και συνεπώς στο αντίστοιχο διάγραμμα τα δύο αυτά σημεία έχουν το ίδιο μέσο φασικό  $x_R$ .

<sup>116</sup> Τα σημεία που αντιστοιχούν στα άκρα του διαστήματος αυτού είναι σημειωμένα και στον αντίστοιχο πίνακα.

μεταβάλλεται με τον τρόπο αυτό στις διάφορες φάσεις καταγραφής, βάσει όσων ειπώθηκαν σε προηγούμενη παράγραφο<sup>117</sup>, αναφορικά με τη φάση αποστολής του παλμού διέγερσης και τελικά την εισαγωγή των δεσμών αέρα στο σύστημα. Τέλος, σημειώνεται πως οι κάθετες διακεκομμένες γραμμές που διακρίνονται σε όλα τα συμφασικά διαγράμματα υποδεικνύουν τα αντίστοιχα μέσα συμφασικά  $x_R$  με στόχο την παρατήρηση των φαινομένων που εξελίσσονται στην εγγύς περιοχή της επανακόλλησης. Αναφέρεται επίσης πως το δοκίμιο της διεύρυνσης αναπαρίσταται με ένα μαύρο παραλληλόγραμμο στην αρχή των αξόνων του συστήματος συντεταγμένων, με την κάθετη διάσταση του ανάλογη του πραγματικού του ύψους σε σχέση πάντα με τα παράθυρα των καταγραφών της ροής.

### 5.3.1.2 Δυναμική Επίδραση Εξωτερικής Διέγερσης σε Διάστημα Μιας Περιόδου

Για λόγους πληρότητας και προς αποφυγή σύγχυσης υπενθυμίζεται πως η ηλεκτροβαλβίδα αέρος παραμένει κλειστή για τα πρώτα 65ms κάθε περιόδου, οπότε και αποστέλλεται από το σύστημα σκανδαλισμού ο τετραγωνικός παλμός διέγερσης, διάρκειας  $D_{jet} = 35ms$ . Ωστόσο λόγω διαφόρων αστάθμητων παραγόντων διαπιστώνεται μία γενικότερη καθυστέρηση στην απόκριση της διέγερσης κοντά στα 10ms (βλ. σχήμα 4.6).

Οι παρατηρήσεις αυτές επιβεβαιώνονται και από τα διαγράμματα των μέσων συμφασικών διανυσματικών πεδίων των ταχυτήτων<sup>118</sup> για όλες τις φάσεις της διέγερσης που εξετάζονται (βλ. σχήματα 5.15.1 έως 5.15.14). Βέβαια στην πραγματικότητα, από τα τελευταία διαπιστώνεται πως η καθυστέρηση στην απόκριση φαίνεται να είναι ελαφρώς υψηλότερης τάξεως από αυτή των 10ms. Πράγματι στο διάγραμμα που αντιστοιχεί σε καθυστέρηση καταγραφής  $d = 75ms$ , δηλαδή στην αναμενόμενη φάση της εισαγωγής της εξωτερικής διέγερσης στο σύστημα, δεν παρατηρείται κάποια τοπική αύξηση της ταχύτητας στην ευρύτερη περιοχή των συντεταγμένων  $(x/H, y/H) = (0, 0,85)$ , γύρω δηλαδή από την οπή από την οποία διέρχονται οι παλλόμενες δέσμες αέρα στο επίπεδο καταγραφής. Αντιθέτως στις μέσες καταγραφές που αντιστοιχούν σε φάση διέγερσης  $d = 80ms$  είναι εμφανές πως γύρω από το ίδιο σημείο σημειώνεται μία τοπική αύξηση των τιμών της ταχύτητας σε επίπεδα ελαφρώς υψηλότερα των  $v = 1m/s$ , όταν στην ευρύτερη περιοχή του αποκολλημένου διατμητικού στρώματος οι ταχύτητες δεν ξεπερνούν τα  $v = 0,8m/s$ . Τελικά συμπεραίνεται πως η καθυστέρηση στην αντίδραση της ηλεκτροβαλβίδας αέρος στα σήματα που λαμβάνει από το πρόγραμμα σκανδαλισμού είναι μεταξύ των 10ms-15ms.

Εξετάζοντας ακολούθως τα διαγράμματα που αντιστοιχούν σε μετέπειτα φάσεις της εξωτερικής διέγερσης επιβεβαιώνεται η χρονική εξέλιξη των δεσμών αέρα, όπως αυτή σχολιάστηκε στο διάγραμμα της συμβολής της απόκρισης της τάσεως των τελευταίων με τους παλμούς διέγερσης που αποστέλλονται από το σύστημα σκανδαλισμού (βλ. σχήμα 4.6). Οντως λοιπόν το πλάτος της διέγερσης αυξάνει αρχικά στο διάστημα των  $d \in [75ms, 105ms]$  και ακολούθως, όπως παρατηρήθηκε πολύ εύστοχα, φθίνει σταδιακά μέχρι και τη φάση περίπου των  $d = 120ms$  (δηλαδή σε φάση καταγραφής  $d = 20ms$  της εκάστοτε ακόλουθης

<sup>117</sup> Βλ. §4.1.3.2 «Σκανδαλισμός Συστήματος στα Πειράματα PIV» και §4.1.3.3: «Παρατηρήσεις».

<sup>118</sup> Σημειώνεται πως στο διάστημα της αναμενόμενης εισαγωγής των παλλόμενων δεσμών αέρα στο σύστημα, δηλαδή για  $[75ms, 110ms]$  (ή σε όρους περιόδου, στα τελευταία 25ms μίας  $T_{jet}$  και στα πρώτα 10ms της αμέσως επόμενης) η διαφορά φάσης μεταξύ των αντίστοιχων διαγραμμάτων είναι μόλις 5ms καθότι επιχειρείται η λεπτομερής μελέτη της ροής και των χαρακτηριστικών της σε όλη τη διάρκεια του εύρους του παλμού της διέγερσης. Αντίθετα το χρονικό διάστημα που η ροή παύει να διεγείρεται από τα jets, δηλαδή στο διάστημα των  $[10ms, 70ms]$ , η διαφορά φάσης των καταγραφών είναι 10ms.

περιόδου από αυτήν που αποστέλλεται ο παλμός). Με άλλα λόγια στην αρχή κάθε  $T_{jet}$  και συγκεκριμένα για  $d \in [5ms, 20ms]$  η ροή εξακολουθεί να υφίσταται εξωτερική διέγερση αν και η βαλβίδα έχει πλέον απενεργοποιηθεί, γεγονός που επιβεβαιώνεται και στα αντίστοιχα διαγράμματα των φάσεων αυτών από τη σταδιακή εξασθένηση των υψηλότερων ταχυτήτων συγκριτικά με την ευρύτερη περιοχή, γύρω από το σημείο  $(x/H, y/H) = (0, 0,85)$ .

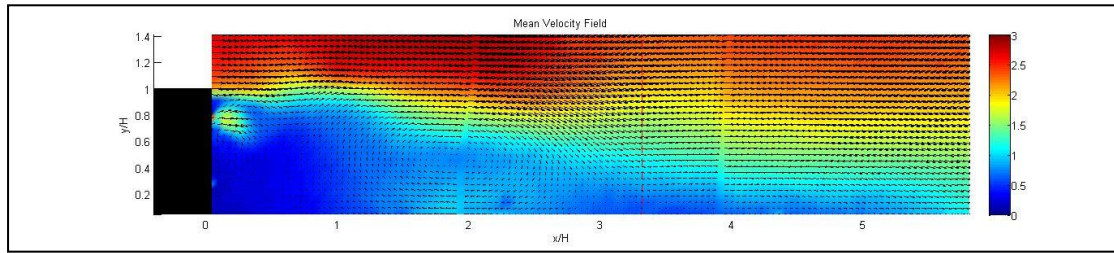
Στο σημείο αυτό αξίζει να σημειωθεί, όπως άλλωστε αναφέρθηκε στην εισαγωγή της προηγούμενης σειράς των πειραμάτων αλλά και κατά αντιστοιχία με τα αποτελέσματα των πειραμάτων της ανεμομετρίας (βλ. σχήμα 4.3.β), πως το μέγιστο πλάτος των παλλομένων δεσμών αέρα υπολογίζεται στο 25% της μέσης αξονικής ταχύτητας εισόδου,  $\bar{u}_c$ , και παρουσιάζεται για καθυστέρηση καταγραφής μεταξύ των  $d \in [5ms, 10ms]$ . Πράγματι παρατηρώντας τα αντίστοιχα διαγράμματα των φάσεων αυτών η περιοχή γύρω από το σημείο της εισαγωγής της εξωτερικής διέγερσης χρωματίζεται κίτρινη από το πρόγραμμα της Matlab, που αντιστοιχεί σε τιμές γύρω από τα  $U = 1,5-1,7 m/s$  όταν στην ευρύτερη περιοχή οι τιμές κυμαίνονται περίπου στα επίπεδα των  $U = 0,8-1 m/s$ . Κατά τον τρόπο αυτό λοιπόν αποδεικνύεται πως τοπικά προσδίδεται επιπρόσθετη ορμή που εκφράζεται από την επαλληλία των τιμών της ταχύτητας της ροής στο ύψος αυτό του διατμητικού στρώματος και της δράσης των δεσμών αέρα που εισάγονται μέσω των οπών στο σύστημα.

Πέραν της μεταβολής όμως του πλάτους της διέγερσης των παλλομένων δεσμών αέρα, εξίσου δυναμικά φαινόμενα αποτελούν και οι μεταβολές που παρατηρούνται σε όλο το μήκος του διατμητικού στρώματος της ροής εξαιτίας αυτών της εξωτερικών διαταραχών. Για την ακρίβεια οι διακυμάνσεις που παρατηρούνται αρχικά και τοπικά γύρω από την περιοχή της εισαγωγής των δεσμών αέρα στο σύστημα δε μεταφέρονται ακαριαία σε όλο το μήκος της ροής, αλλά αντιθέτως απαιτείται ένα διάστημα για τη διάδοση των διαταραχών στο σύνολο του πεδίου. Σε αυτό άλλωστε αποδίδεται και το γεγονός ότι στο αρχικό διάστημα της διαταραχής της ροής, όπου το πλάτος της διέγερσης είναι μέγιστο, ή ακόμα και μετέπειτα όπου η επίδραση της διαταραχής έχει κάποια διάρκεια στο σύστημα (λ.χ. για φάση καταγραφής  $d = 90ms$ ) το μέσο συμφασικό  $x_R$  δε φαίνεται να υφίσταται ιδιαίτερη ελάττωση του μεγέθους του (λ.χ. αντίστοιχα  $x_{R,90} = 168,99mm$ ) παρά μόνο μετά από ορισμένα ms.

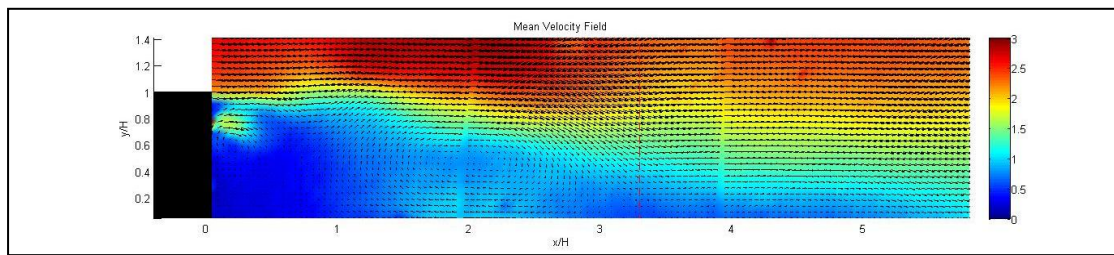
Για τον ίδιο λόγο, στις φάσεις των καταγραφών όπου η ροή θεωρητικά θα έπρεπε να είναι ανεπηρέαστη λόγω της διακοπής της εξωτερικής διέγερσης, κυρίως δηλαδή στο διάστημα  $d \in [5ms, 70ms]$ , αντιθέτως παρατηρούνται οι χαμηλότερες τιμές των μέσων συμφασικών  $x_R$ . Μάλιστα όπως διακρίνεται και από το αντίστοιχο διάγραμμα (βλ. σχήμα 5.14), η συνάρτηση στο εν λόγω εύρος τιμών είναι γνησίως αύξουσα δηλαδή τα μέσα  $x_R$  αυξάνουν στο διάστημα αυτό αυξανόμενης και της φάσεως διέγερσης. Τούτο συμβαίνει γιατί με την απενεργοποίηση της ηλεκτροβαλβίδας αέρος, η υπό μελέτη ροή, όπως άλλωστε και κάθε άλλο δυναμικό σύστημα, τείνει να επανέλθει σε κατάσταση ηρεμίας. Έτσι, αποκαθίσταται σταδιακά έως ότου η βαλβίδα αέρος ενεργοποιηθεί ξανά στην επόμενη περίοδο διέγερσης. Θεωρητικά επομένως, εάν η ροή δε διεγείρετο εκ νέου σε ακόλουθες περιόδους, θα έπρεπε μετά από κάποιο μικρό<sup>119</sup> αριθμό  $T_{jet}$  να μεταπέσει σε κατάσταση μίας μέσης μη διεγερμένης ροής με χαρακτηριστικά όπως αυτά που παρουσιάστηκαν στην αντίστοιχη παράγραφο.

<sup>119</sup> Πράγματι δε θα απαιτούνταν πολλές περιόδοι, αφού μόλις σε διάστημα 65ms μετά την απενεργοποίηση της βαλβίδας αέρος, δηλαδή σε φάση καταγραφής  $d=70ms$  της ίδιας περιόδου η ποσοστιαία μείωση του μήκους της επανακόλλησης σε σχέση με τη μέση μη διεγερμένη ροή είναι μόλις της τάξεως των 12%.

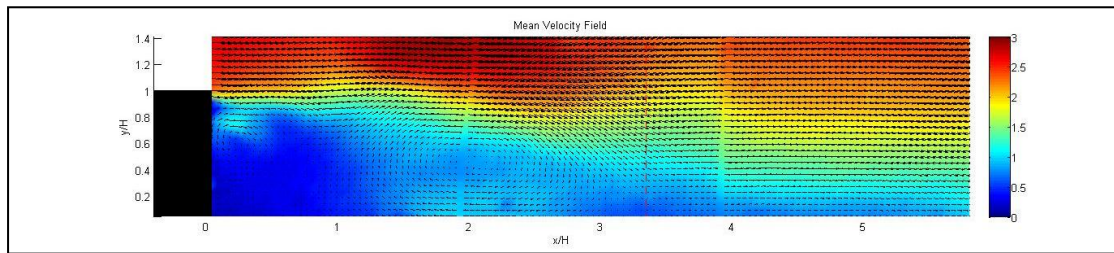




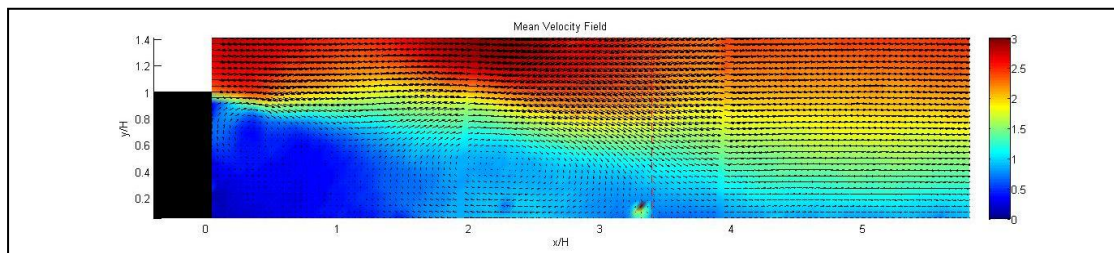
**Σχήμα 5.15.1:** Μέσο διανυσματικό πεδίο ταχυτήτων για φάση  $d=0\text{ms}$ .



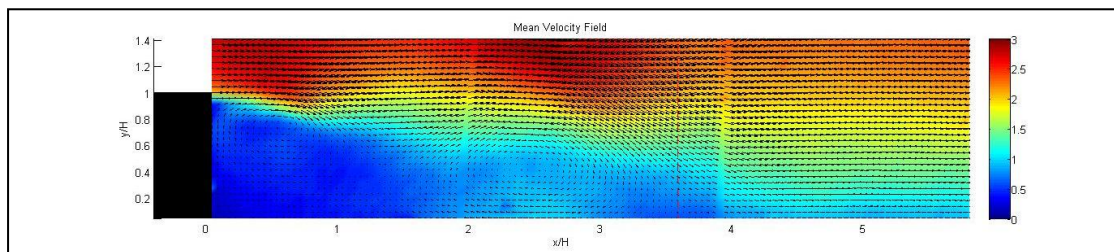
**Σχήμα 5.15.2:** Μέσο διανυσματικό πεδίο ταχυτήτων για φάση  $d=5\text{ms}$ .



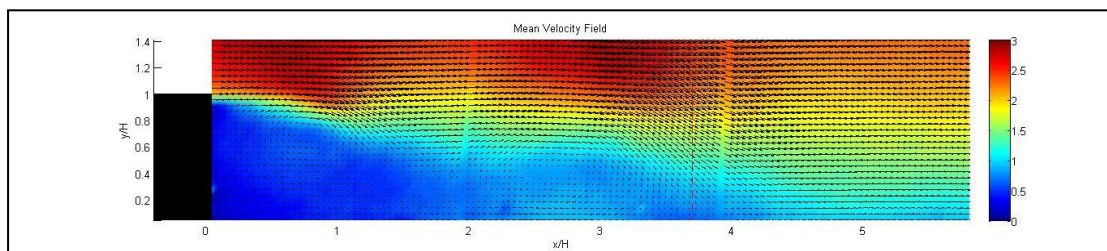
**Σχήμα 5.15.3:** Μέσο διανυσματικό πεδίο ταχυτήτων για φάση  $d=10\text{ms}$ .



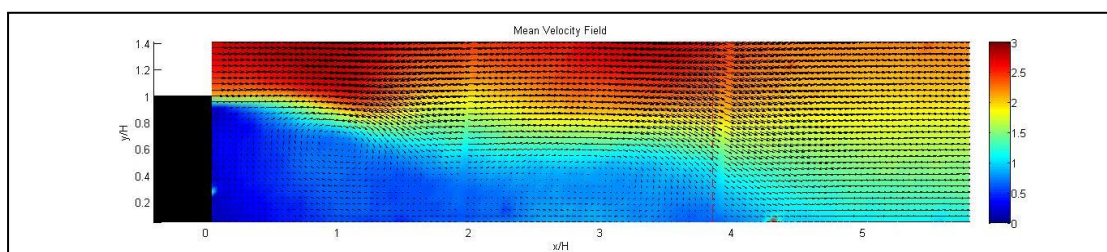
**Σχήμα 5.15.4:** Μέσο διανυσματικό πεδίο ταχυτήτων για φάση  $d=20\text{ms}$ .



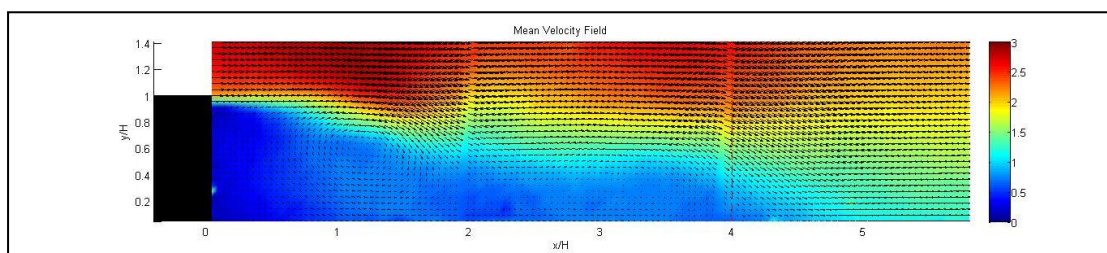
**Σχήμα 5.15.5:** Μέσο διανυσματικό πεδίο ταχυτήτων για φάση  $d=30\text{ms}$ .



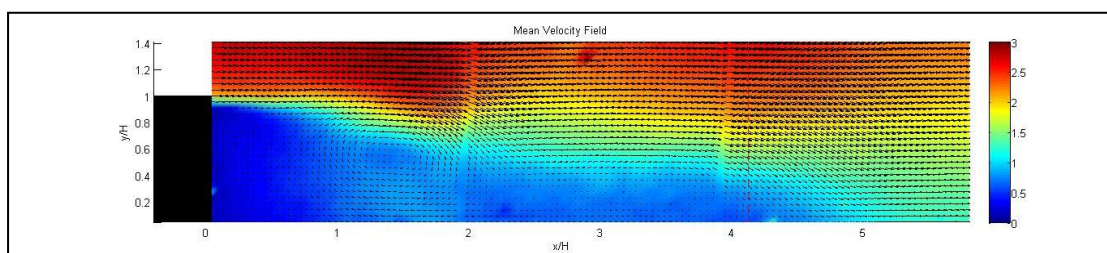
**Σχήμα 5.15.6:** Μέσο διανυσματικό πεδίο ταχυτήτων για φάση  $d=40\text{ms}$ .



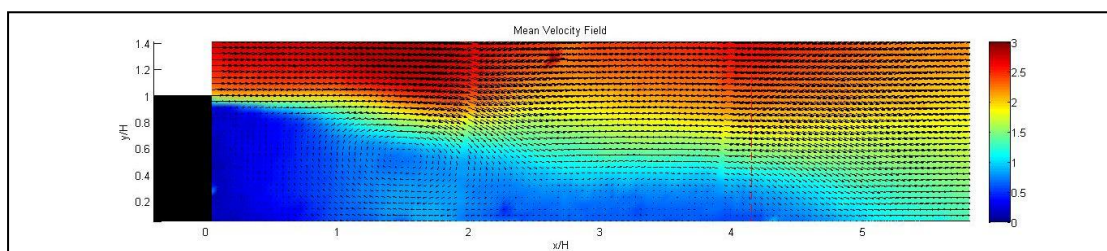
**Σχήμα 5.15.7:** Μέσο διανυσματικό πεδίο ταχυτήτων για φάση  $d=50\text{ms}$ .



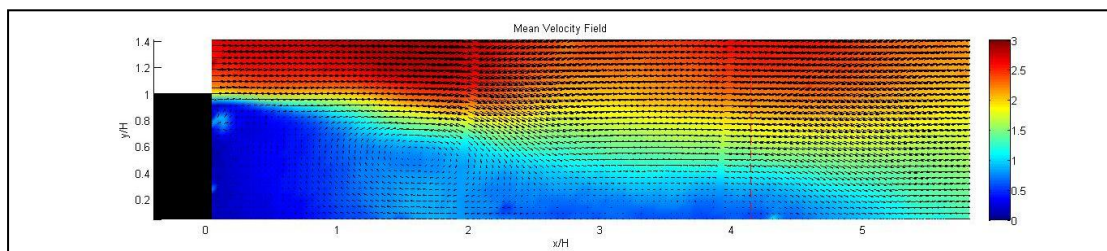
**Σχήμα 5.15.8:** Μέσο διανυσματικό πεδίο ταχυτήτων για φάση  $d=60\text{ms}$ .



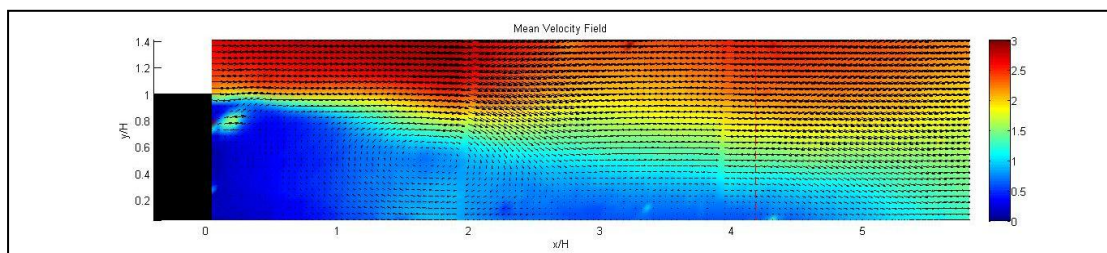
**Σχήμα 5.15.9:** Μέσο διανυσματικό πεδίο ταχυτήτων για φάση  $d=70\text{ms}$ .



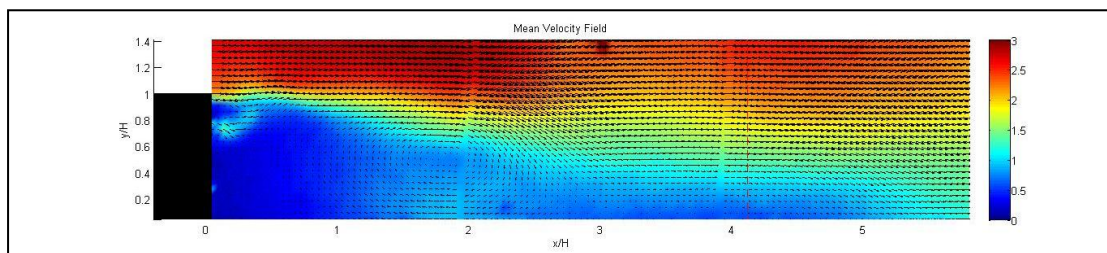
**Σχήμα 5.15.10:** Μέσο διανυσματικό πεδίο ταχυτήτων για φάση  $d=75\text{ms}$ .



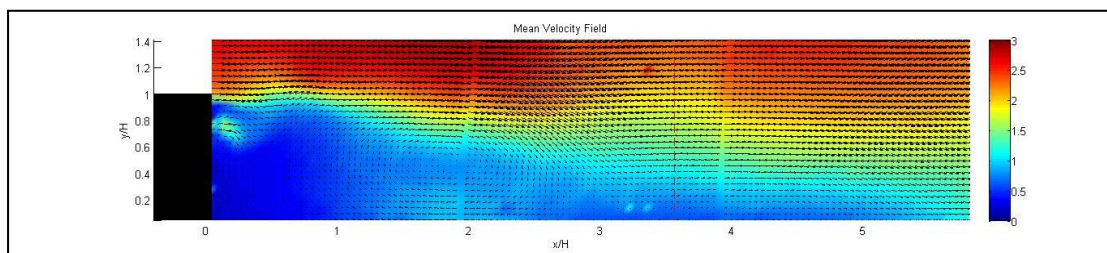
**Σχήμα 5.15.11:** Μέσο διανυσματικό πεδίο ταχυτήτων για φάση  $d=80\text{ms}$ .



**Σχήμα 5.15.12:** Μέσο διανυσματικό πεδίο ταχυτήτων για φάση  $d=85\text{ms}$ .



**Σχήμα 5.15.13:** Μέσο διανυσματικό πεδίο ταχυτήτων για φάση  $d=90\text{ms}$ .



**Σχήμα 5.15.14:** Μέσο διανυσματικό πεδίο ταχυτήτων για φάση  $d=95\text{ms}$ .

### 5.3.1.3 Συνεκτικές Δομές Μέσης Συμφασικής Διεγερμένης Ροής σε Μία Περίοδο

Τα πρότυπα των δυναμικών γραμμών, όπως εκτιμώνται από τις μέσες συμφασικές καταγραφές των διανυσματικών πεδίων, παρατίθενται στα ακόλουθα διαγράμματα για όλες τις φάσεις καταγραφής (βλ. σχήματα 5.16.1 έως 5.16.14). Σε κάθε ένα από αυτά τα μέσα συμφασικά διαγράμματα παρατηρούνται ορισμένα πρότυπα κυματώδους μορφής που συσχετίζονται με κλειστούς βρόγχους δυναμικών γραμμών. Οι τελευταίοι σχηματισμοί αναπτύσσονται κατάντι του δοκιμίου της απότομης διεύρυνσης και περιορίζονται κυρίως στην περιοχή της ανακυκλοφορίας και σε όλο το ύψος του διατμητικού στρώματος.

Μελετώντας την εξέλιξη των δυναμικών γραμμών του πεδίου σε ολόκληρο το διάστημα μίας περιόδου διέγερσης, ταυτοποιούνται οι δίνες μεγάλης κλίμακας που εισάγονται εντός του αποκολλημένου διατμητικού στρώματος, ενώ παράλληλα σκιαγραφείται η διαδικασία της αλληλεπίδρασης τους. Αναλυτικότερα, στον κύκλο μίας  $T_{jet}$  παρατηρούνται τα εξής:

- Για  $d \in [80\text{ms}, 95\text{ms}]$  διαπιστώνεται πως σε όλο το εύρος του εκάστοτε μήκους της περιοχής ανακυκλοφορίας, δηλαδή για  $0 < x/H < x_R/H$ , κυριαρχεί μόνο μία μεγάλη δίνη ωρολογιακής φοράς στην ευρύτερη περιοχή. Συγκεκριμένα η δίνη αυτή καταλαμβάνει όλη την περιοχή της ανακυκλοφορίας μέχρι και τα ανώτερα επίπεδα του διατμητικού στρώματος, αφού το ύψος της προσεγγίζει αυτό του δοκιμίου της απότομης διεύρυνσης ( $y/H \approx 1$ ). Αντίστοιχα, το κέντρο της σε όλες τις φάσεις των καταγραφών του υπό μελέτη διαστήματος, βρίσκεται σταθερά σε ύψος  $y/H \approx 0,5$ , δηλαδή στο ήμισυ του συνολικού της ύψους, χωρίς ωστόσο να παραμένει στάσιμο και ως προς την οριζόντια διεύθυνση καθόλη τη διέγερση.

Στο σημείο αυτό κρίνεται σκόπιμο να τονιστεί πως το εύρος των φάσεων καταγραφής που εξετάζεται αντιστοιχεί μεν στο αρχικό διάστημα της διέγερσης της ροής αλλά από την άλλη -βάσει όσων ειπώθηκαν προηγουμένως- αυτή δεν έχει προλάβει ουσιαστικά να αντιδράσει στην εξωτερική διαταραχή που υφίσταται και εξακολουθεί να βρίσκεται σε στάδιο αποκατάστασης και επανάπτυξης από την προηγούμενη περίοδο διέγερσης. Καθώς όμως το φαινόμενο εξελίσσεται και η επίδραση της διέγερσης γίνεται βαθμιαία πιο αισθητή στο σύνολο του πεδίου, η δίνη αρχίζει να ταξιδεύει κατάντι του τμήματος των δοκιμών της σήραγγας.

Έτσι, παρατηρώντας προσεκτικά την πορεία της στα αντίστοιχα διαγράμματα, με τη βοήθεια και της μαύρης διακεκομμένης γραμμής που ενώνει το κέντρο της στις διάφορες φάσεις καταγραφής αυτού του διαστήματος, διατυπώνεται προσεγγιστικά η έκφραση της οριζόντιας μετατόπισης του κέντρου της δίνης ως:

$$x_i/H = 1,6 + 0,1 \cdot i, \quad i = 0, \dots, 3 \quad [5.14]$$

με αντιστοιχία μεταξύ των παραπάνω δεικτών και των φάσεων καταγραφής του χρονικού διαστήματος που εξετάζεται:  $i = 0 \rightarrow d = 80\text{ms}$  και  $i = 3 \rightarrow d = 95\text{ms}$  για τα άκρα και αντίστοιχα για τις άλλες δύο ενδιάμεσες φάσεις καταγραφής. Τελικά από την παραπάνω σχέση διαπιστώνεται πως η δίνη μετακινείται κατά  $\Delta x/H \approx 0,1 \Rightarrow \Delta x \approx 4,1\text{mm}$  ανά 5ms (όση δηλαδή είναι και η φασική διαφορά των εν λόγω διαγραμμάτων) ή με άλλα λόγια με μία οριζόντια ταχύτητα της τάξεως των  $\Delta x/t \approx 4,1\text{mm}/5\text{ms} = 0,82 \text{ m/s}$  και με κατεύθυνση προς το μέσο χρονικά σημείο επανακόλλησης της ροής, όπου και τελικά διαχέεται όπως θα περιγραφεί παρακάτω.

• Για  $d \in [0\text{ms}, 70\text{ms}]$ , λόγω της εξωτερικής διαταραχής που εισάγεται στο σύστημα διαπιστώνεται πως την περιοχή της ανακυκλοφορίας μοιράζονται πλέον δύο δίνες ωρολογιακής φοράς, εκ των οποίων η πρώτη εκλύεται στην περιοχή κάτω από τη σχισμή των οπών του δοκιμίου της διεύρυνσης και η δεύτερη βρίσκεται ήδη στο κέντρο περίπου της εν λόγω περιοχής, κάτι που αποδίδεται στην ευρύτερα αυξημένη τυρβώδη κινητική κατάσταση που επικρατεί. Σημειώνεται πως το διάστημα μελέτης που εξετάζεται αφορά στο διάστημα της περιόδου όπου η διέγερση των παλλομένων δεσμών αέρα παύει να υφίσταται στο σύστημα, αλλά η επίδραση τους μόλις που αρχίζει να γίνεται εμφανής σε όλο το μήκος του πεδίου και με την πάροδο του χρόνου ολοένα και πιο αισθητή.

Αναλυτικότερα, λόγω της εισαγωγής των παλλομένων δεσμών αέρα δημιουργείται μία μικρή δίνη που αυξάνει σε μέγεθος καθώς η περίοδος εξελίσσεται, ενώ παράλληλα αρχίζει να επεκτείνεται ταξιδεύοντας προς το εκάστοτε μέσο σημείο επανακόλλησης της ροής, έως ότου συναντήσει την άλλη δίνη που βρίσκεται μερικά χιλιοστά κατάντι του δοκιμίου, περίπου στη φάση των  $d = 20\text{ms}$  κάθε περιόδου. Κατά τον τρόπο αυτό, οι δύο δίνες αλληλεπιδρούν η μία με την άλλη και τελικά η νέα δίνη καταλαμβάνει όλη την περιοχή της ανακυκλοφορίας μέχρι και τα υψηλότερα στρώματα της ροής, με την αρχικά μεγαλύτερη δίνη (αυτή δηλαδή που βρισκόταν ήδη από την αρχή αυτού του διαστήματος στο κέντρο της περιοχής ανακυκλοφορίας) να εκφυλίζεται σε μία μικρή πεπλατυσμένη δίνη. Για την ακρίβεια η τελευταία είναι εμφανής κυρίως στα διαγράμματα που αντιστοιχούν στο διάστημα των φάσεων  $d \in [70\text{ms}, 85\text{ms}]$  οπότε και η διαδικασία της αλληλεπίδρασης έχει πλέον ολοκληρωθεί. Σε επόμενη φάση καταγραφής, δηλαδή για  $d = 85\text{ms}$ , η νέα δίνη επικρατεί σε όλη την περιοχή, ενώ η πεπλατυσμένη δίνη τελικά διαχέεται και καταστρέφεται κοντά στο μέσο χρονικά σημείο επανακόλλησης<sup>120</sup>.

Ακολούθως, μέσα από την εποπτεία και τη λεπτομερή μελέτη των αντίστοιχων μέσων συμφασικών διαγραμμάτων του διαστήματος των φάσεων  $d \in [0\text{ms}, 70\text{ms}]$ , περιγράφεται ο κύκλος ζωής των δύο προαναφερθέντων δινών:

- Η μεγάλη αρχικά δίνη που βρίσκεται στο κέντρο της περιοχής της ανακυκλοφορίας, εκτείνεται για  $d \in [0\text{ms}, 10\text{ms}]$  στο εύρος των τιμών  $[0,5, 1] \prec x/H \prec x_R/H$  και  $0 \prec y/H \prec 1$ · για  $d \in [20\text{ms}, 40\text{ms}]$  οπότε και οι δύο δίνες αρχίζουν να αλληλεπιδρούν μεταξύ τους, στο εύρος των τιμών  $[1, 1,5] \prec x/H \prec x_R/H$  και  $0 \prec y/H \prec 0,8$ , και τέλος στο διάστημα  $d \in [50\text{ms}, 70\text{ms}]$  όταν δηλαδή η υπό εξέταση δίνη έχει μεταπέσει πλέον σε μία άλλη μικρότερη πεπλατυσμένη, στο εύρος των  $[2,5, 3] \prec x/H \prec x_R/H$  και  $0 \prec y/H \prec 0,55$ . Συνολικά δηλαδή στο διάστημα των φάσεων  $d \in [0\text{ms}, 70\text{ms}]$  παρατηρείται μία οριζόντια μετακίνηση του αριστερού άκρου της δίνης κατά προσέγγιση ίση με  $2,5H$ , ενώ ως προς την κατακόρυφο το ύψος ελαττώνεται σταδιακά μέχρι και το 50% περίπου του αρχικού της καθώς αυτή εξελίσσεται. Εξετάζοντας στη συνέχεια τις βοηθητικές διακεκομμένες γραμμές που ενώνουν τα κέντρα της δίνης αυτής στα διαγράμματα που αντιστοιχούν σε κάθε περίοδο του υπό μελέτη χρονικού διαστήματος, συμπεραίνεται καταρχάς ότι το εκάστοτε κέντρο σε όλες τις φάσεις καταγραφής εντοπίζεται πάντα περίπου στο ήμισυ του αντίστοιχου ύψους της δίνης, δηλαδή ισχύει για όλες τις φάσεις ότι:

<sup>120</sup> Για αυτό άλλωστε στα μέσα συμφασικά διαγράμματα του διαστήματος  $80 < d < 95$  εντοπίζεται τελικά μόνο μία δίνη σε όλο το μήκος του πεδίου και ιδίως στην περιοχή της ανακυκλοφορίας.

$$y_c / y_H = 0,5, \quad [5.15]$$

όπου:

- $y_c$  : η εκάστοτε τεταγμένη του μέσου συμφασικού κέντρου της δίνης,
- $y_H$  : η αντίστοιχη εκάστοτε τεταγμένη του μέσου ανώτερου σημείου της δίνης.

Επιπλέον, με τη βοήθεια των διακεκομμένων αυτών γραμμών εξάγεται και η διατύπωση της οριζόντιας μετατόπισης του κέντρου της δίνης στο ίδιο διάστημα της περιόδου διέγερσης, μέσω του υπολογισμού της εκάστοτε τετμημένης για όλες τις φάσεις καταγραφής:

$$x_i / H = 1,9 + 0,2 \cdot i, \quad i = 0, \dots, 7. \quad [5.16]$$

Η αντιστοιχία μεταξύ των παραπάνω δεικτών και των φάσεων του διαστήματος που εξετάζεται είναι:  $i = 0 \rightarrow d = 0\text{ms}$  και  $i = 7 \rightarrow d = 70\text{ms}$  για τα άκρα και αντίστοιχα για τις ενδιάμεσες φάσεις καταγραφής, με το βήμα να είναι ίσο με 10ms ανά αύξοντα αριθμό του δείκτη, δηλαδή όση είναι και η φασική διαφορά μεταξύ των στιγμιότυπων καταγραφής (πλην αυτής των  $d = 5\text{ms}$  που εξαιρείται από τη διαδικασία υπολογισμού).

▪ Η δίνη που εκλύεται στο κάτω άκρο της σχισμής των οπών του δοκιμίου λόγω της εισαγωγής της εξωτερικής διέγερσης, ταλαντώνεται σε όλο το υπό μελέτη διάστημα ως προς την κατακόρυφο, σε ύψος μεταξύ των  $0,5 < y/H < 0,7$ . Επίσης, παρατηρώντας τις αντίστοιχες διακεκομμένες γραμμές που συνδέουν τα μέσα συμφασικά κέντρα της, προκύπτει η εξίσωση του υπολογισμού της εκάστοτε τετμημένης των τελευταίων σε κάθε φάση:

$$x_i / H = 0,2 + 0,2 \cdot i, \quad i = 0, \dots, 7. \quad [5.17]$$

όπου  $i = 0 \rightarrow d = 0\text{ms}$ ,  $i = 1 \rightarrow d = 10\text{ms}$ , κ.ο.κ.

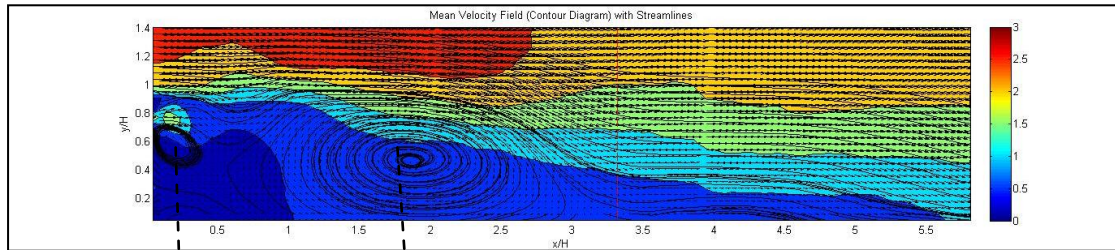
Λόγω του γεγονότος ότι η μορφή της δίνης διαφέρει αρκετά σε κάθε μέσο στιγμιότυπο, στη συνέχεια περιγράφονται οι χαρακτηριστικότερες φάσεις που αντιστοιχούν στις σημαντικότερες μεταβολές της στο διάστημα αυτό. Αναλυτικότερα για  $d = 0\text{ms}$ , όταν δηλαδή η δίνη έχει μόλις σχηματιστεί, αυτή εκτείνεται στο εύρος των  $0 < x/H < 0,4$  και  $0,5 < y/H < 0,7$ . Ακολούθως για  $d = 30\text{ms}$ , η δίνη έχει διασταλεί προς όλες τις κατευθύνσεις, έχοντας σχεδόν διπλασιαστεί τουλάχιστον ως προς την οριζόντια διεύθυνση, αφού στη φάση αυτή η δίνη οριοθετείται από το σύνολο των τιμών που περιέχονται εντός των διαστημάτων  $0 < x/H < 1$  και  $0,4 < y/H < 0,9$ . Τέλος, στο επόμενο μέσο στιγμιότυπο καταγραφής, για  $d = 40\text{ms}$ , η δίνη έχει πλέον εξαπλωθεί σε όλα τα στρώματα της ροής έως και το ύψος του δοκιμίου ( $0 < y/H < 1$ ), ενώ παράλληλα είναι έτοιμη να αποκολληθεί από το τελευταίο εκτεινόμενη στο διάστημα των τιμών  $0 < x/H < 1,4$ .

Τέλος, όσον αφορά και στις δύο δίνες, βάσει των σχέσεων [5.16] και [5.17] έπεται πως και οι δύο μετακινούνται κατά  $\Delta x/H \approx 0,2 \Rightarrow \Delta x \approx 8,2\text{mm}$  ανά 10ms (όση δηλαδή και η φασική διαφορά των διαγραμμάτων) ή με άλλα λόγια με μία οριζόντια ταχύτητα ίση με  $\Delta x/t \approx 8,2\text{mm}/10\text{ms} = 0,82\text{m/s}$  ή περίπου ίση με το 33% της μέσης αξονικής ταχύτητας εισόδου  $\bar{u}_c$ . Το αποτέλεσμα αυτό είναι σύμφωνο με μία πληθώρα πειραματικών ερευνών, μεταξύ των οποίων συμπεριλαμβάνεται και αυτή του Φιλιόπουλου (2010) [101], ο οποίος πραγματοποίησε τα πειράματα του στην ίδια πειραματική εγκατάσταση. Σημειώνεται βέβαια πως η νέα δίνη που εισάγεται στην αρχή κάθε περιόδου, ταξιδεύει ελαφρώς πιο γρήγορα σε σχέση με την άλλη, ιδίως μάλιστα κατά τις φάσεις όπου η τελευταία διαχέεται στο μέσο χρονικά σημείο επανακόλλησης της ροής.

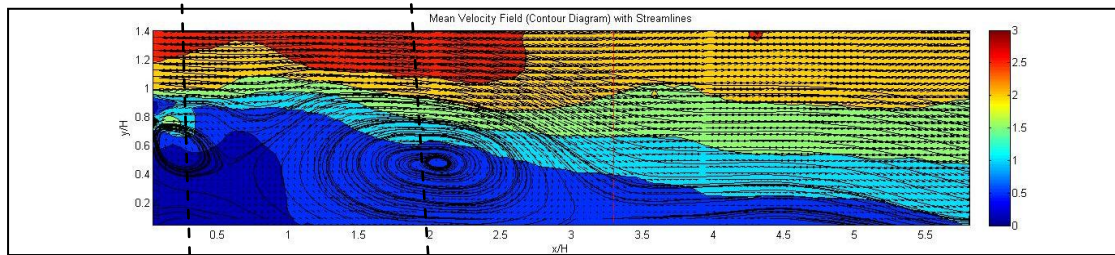
Στο σημείο αυτό αναφέρεται πως τα παραπάνω ευρήματα ήταν αναμενόμενα, αφού στην πραγματικότητα οι δύο αυτές δίνες αποτελούν την ίδια δομή που εκλύεται από το σύστημα με χρονική διαφορά μίας  $T_{jet}$ . Το πρότυπο των δυναμικών γραμμών που παρατηρείται επαναλαμβάνεται σε κάθε περίοδο διέγερσης. Έτσι, θεωρώντας συνολικά τον κύκλο ζωής μίας δίνης, κάθε μία από αυτές εκλύεται κατά τη φάση των  $d = 0\text{ms}$  σε κάθε περίοδο και καταστρέφεται τελικά στη φάση των  $T_{jet} + d_{85\text{ms}} = 100\text{ms} + 85\text{ms} = 185\text{ms}$ , δηλαδή σχεδόν 2 περιόδους διέγερσης μετά λόγω της αλληλεπίδρασης με την εκάστοτε νέα δίνη που σχηματίζεται στην αρχή της επόμενης περιόδου (κατά αντιστοιχία με το παράδειγμα, στη φάση των  $d = 100\text{ms}$ , δηλαδή στο τέλος της πρώτης περιόδου κατά την οποία δημιουργείται η εκάστοτε υπό μελέτη δίνη ή στην αρχή της επόμενης περιόδου όπου δημιουργείται η νέα).

Αξίζει επίσης να σημειωθεί πως συγκριτικά με τη μη διεγερμένη ροή, οι εισαγόμενες δίνες στο διατμητικό στρώμα είναι μεγαλύτερης κυκλοφορίας στην υπό μελέτη περίπτωση της διεγερμένης ροής, αφού τοπικά τα διανύσματα των ταχυτήτων είναι μεγαλύτερου μέτρου κατά απόλυτο τιμή και συνεπώς η ευρύτερη περιοχή του πεδίου χαρακτηρίζεται από υψηλότερη ένταση και μεγαλύτερη περιστροφή. Μία ακόμη ουσιώδης διαφορά, βάσει πάντα των συμφασικών πειραμάτων της μη διεγερμένης ροής που έχουν πραγματοποιηθεί κατά καιρούς από διάφορους ερευνητές, έγκειται στο γεγονός πως στη μη διεγερμένη ροή οι δίνες δεν εισάγονται κοντά στην εγγύς περιοχή του δοκιμίου της απότομης διεύρυνσης, αλλά σε μία απόσταση ίση περίπου με το ύψος του δοκιμίου,  $H$ . Επιπλέον, οι τελευταίες καταστρέφονται μόλις μερικά mm κατάντι της θέσης του σχηματισμού τους, σε αντίθεση με την οργανωμένη κίνηση της διεγερμένης ροής όπου οι συνεκτικές δομές διαχέονται στο μέσο χρονικά σημείο επανακόλλησης.

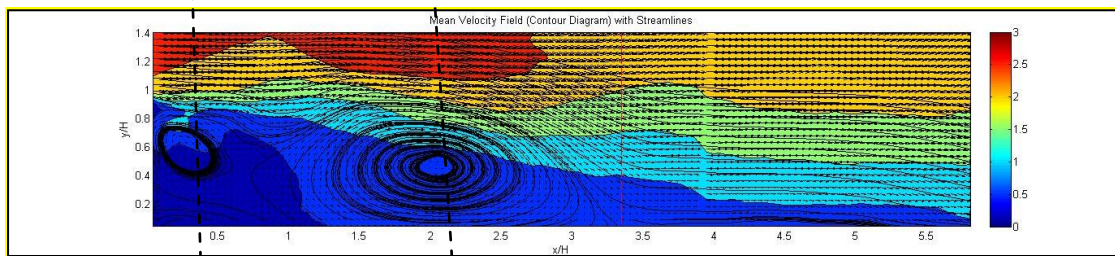
Τελικά τα μέσα συμφασικά πεδία αποκαλύπτουν την ύπαρξη μίας οργανωμένης κίνησης εντός του διατμητικού στρώματος στο διάστημα μίας περιόδου διέγερσης. Κατά συνέπεια η μορφή της μέσης χρονικά περιοχής ανακυκλοφορίας (βλ. σχήμα 5.2) στην οποία διακρίνονται πάντα δύο κλειστοί βρόγχοι που ταυτίζονται με δίνες, αποδίδεται στα πρότυπα των μέσων συμφασικών καταγραφών που αναπτύσσονται σε κάθε φάση της διέγερσης. Σε κάθε περίπτωση πάντως η αλληλεπίδραση των δινών οδηγεί σε αύξηση των τοπικών αναμιξεων της ροής με αποτέλεσμα τη μείωση του μήκους της επανακόλλησης. Ενδεικτικά αναφέρεται πως τα χαρακτηριστικά που περιγράφηκαν παραπάνω βρίσκονται σε συμφωνία με τα ευρήματα και άλλων πειραματικών ερευνών όπως λ.χ. των Eaton and Johnston (1980) [04], Chun and Sung (1998) [27], Yoshioka et al. (2001) [32] και των Soria, Kostas and Chong (2002) [110].



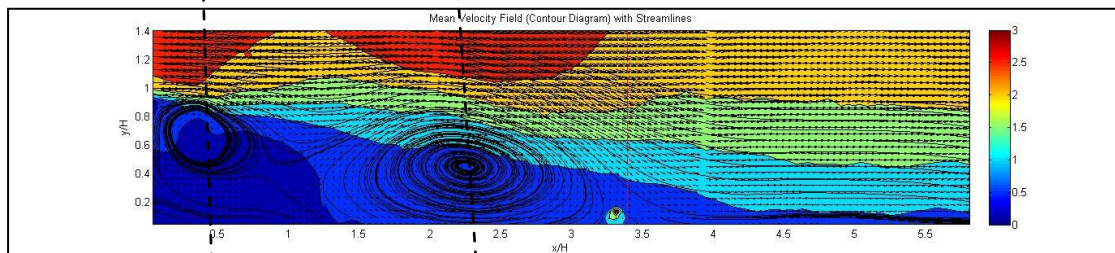
**Σχήμα 5.16.1:** Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για φάση  $d=0\text{ms}$ .



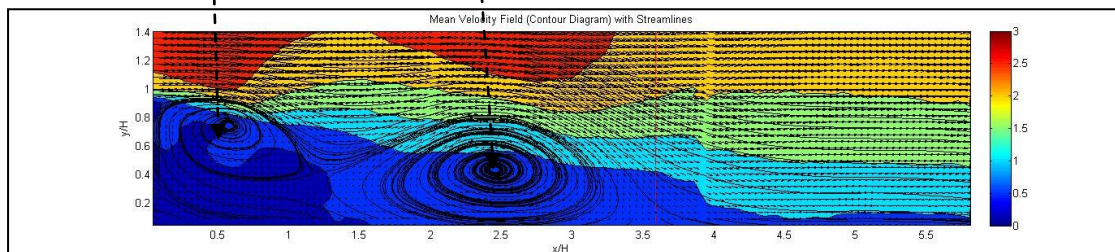
**Σχήμα 5.16.2:** Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για φάση  $d=5\text{ms}$ .



**Σχήμα 5.16.3:** Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για φάση  $d=10\text{ms}$ .

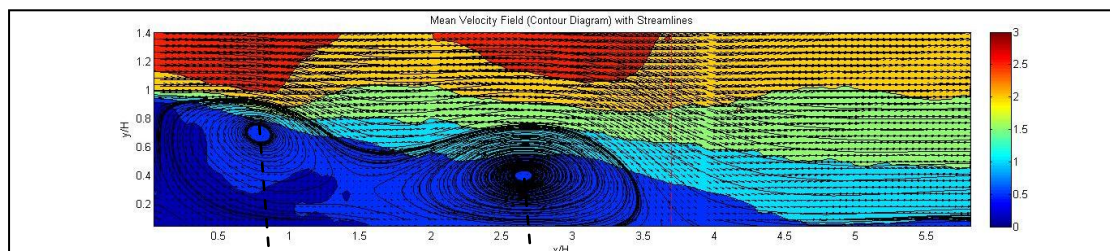


**Σχήμα 5.16.4:** Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για φάση  $d=20\text{ms}$ .

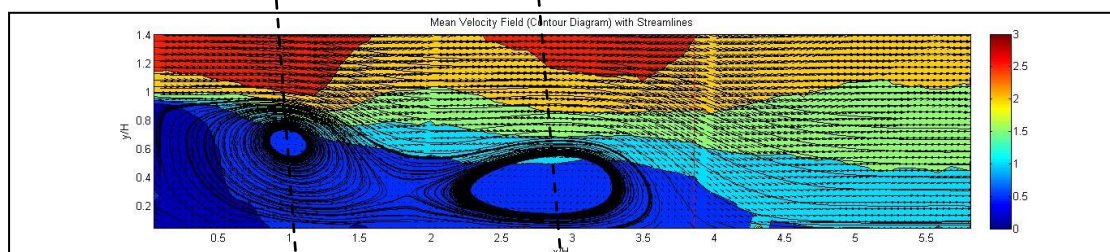


**Σχήμα 5.16.5:** Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για φάση  $d=30\text{ms}$ .

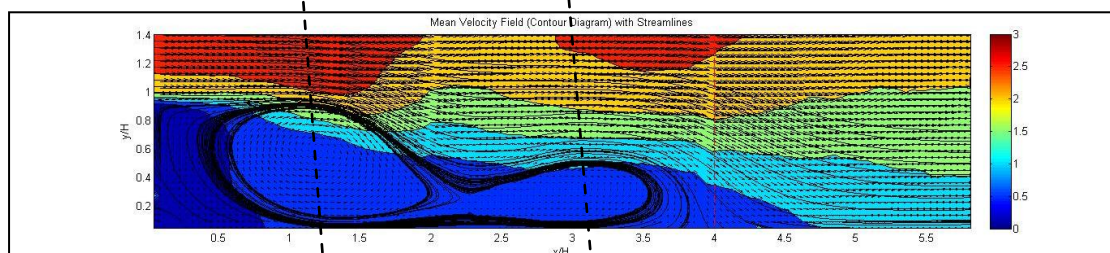




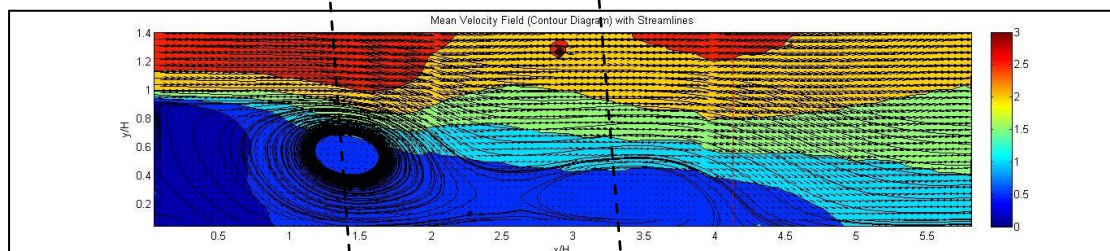
**Σχήμα 5.16.6:** Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για φάση  $d=40\text{ms}$ .



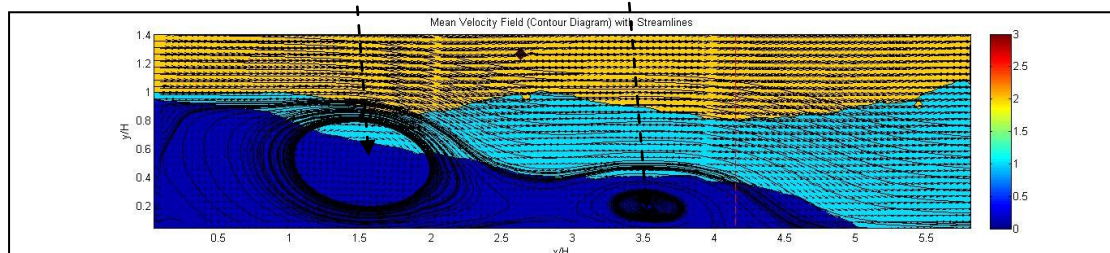
**Σχήμα 5.16.7:** Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για φάση  $d=50\text{ms}$ .



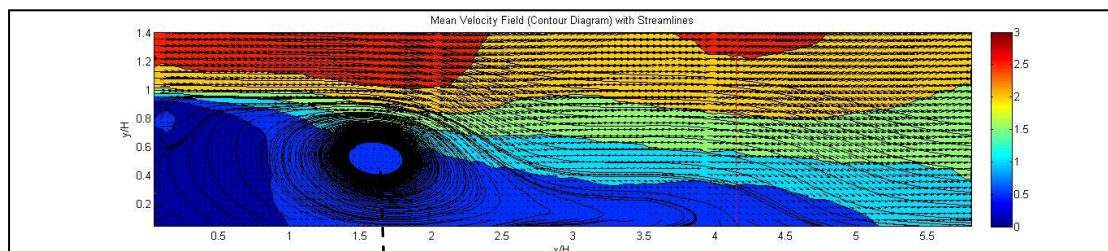
**Σχήμα 5.16.8:** Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για φάση  $d=60\text{ms}$ .



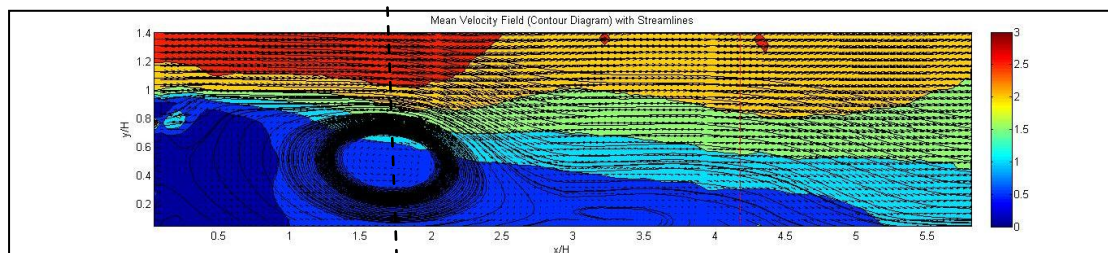
**Σχήμα 5.16.9:** Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για φάση  $d=70\text{ms}$ .



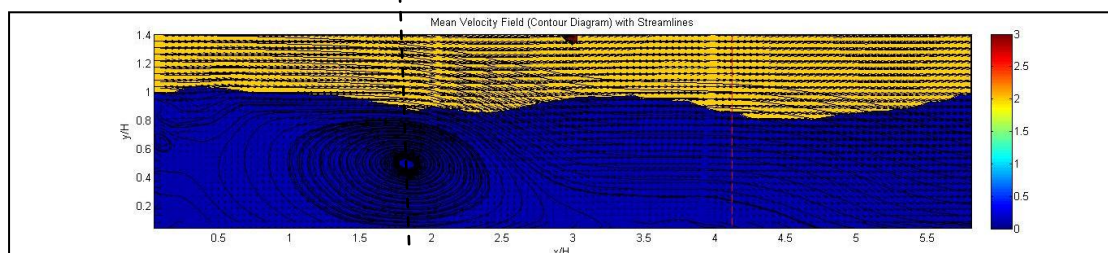
**Σχήμα 5.16.10:** Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισοϋψείς ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για φάση  $d=75\text{ms}$ .



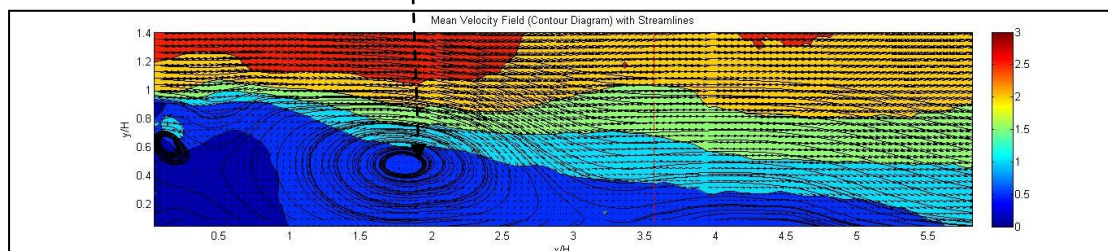
**Σχήμα 5.16.11:** Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισούψεις ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για φάση  $d=80\text{ms}$ .



**Σχήμα 5.16.12:** Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισούψεις ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για φάση  $d=85\text{ms}$ .



**Σχήμα 5.16.13:** Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισούψεις ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για φάση  $d=90\text{ms}$ .



**Σχήμα 5.16.14:** Μέσο διανυσματικό πεδίο με ισούψεις ταχυτήτων και ροϊκές γραμμές για φάση  $d=95\text{ms}$ .

### 5.3.1.4 Μέσες Συμφασικές Κατανομές Τάσεων Reynolds Διεγερμένης Ροής

Το υπό μελέτη πεδίο χαρακτηρίζεται από έντονες αναταράξεις σε όλες τις φάσεις της διέγερσης του, κάτι το οποίο εκφράζεται από τις υψηλές τιμές των κατανομών των μέσων συμφασικών τάσεων Reynolds στα αντίστοιχα διαγράμματα. Κατά τον τρόπο αυτό προδίδεται η γενικότερη τυρβώδης κατάσταση της ροής σε όλη τη διάρκεια της εξωτερικής διέγερσης. Σε αντίθεση όμως με τις μέσες χρονικές κατανομές των αντίστοιχων τάσεων Reynolds, στις συμφασικές καταγραφές, οι υψηλές τιμές αυτών δεν περιορίζονται γύρω μόνο από το σημείο της επανακόλλησης, αλλά εκτείνονται σε όλο το μήκος της ροής, από τη θέση  $x/H = y/H = 1$ , κατάντι δηλαδή της εγγύς περιοχής του δοκιμίου της απότομης διεύρυνσης και στο ύψος των οπών της εισαγωγής των παλλομένων δεσμών αέρα, έως και το τέλος του παραθύρου της επανακόλλησης της ροής (RW) όπου αυτή επαναπτύσσεται.

Το αξιοσημείωτο ωστόσο δεν είναι το γεγονός ότι οι διαταραχές εκτείνονται συνολικά σε όλο το πεδίο, όσο το φαινόμενο της μετατόπισης των διαταραχών αυτών κατά μήκος του πεδίου στη διάρκεια μίας περιόδου διέγερσης, όπως διαπιστώνεται μέσα από την προσεκτική παρατήρηση ξεχωριστά κάθε μέσου συμφασικού διαγράμματος (βλ. βοηθητικές διακεκομμένες γραμμές μεταξύ των διαγραμμάτων). Μάλιστα φαίνεται να υπάρχει κάποια σχέση μεταξύ της οργανωμένης κίνησης του ρευστού εντός του διατμητικού στρώματος (έτσι όπως αυτή περιγράφηκε στην προηγούμενη σειρά διαγραμμάτων) με τις τοπικές περιοχές εμφάνισης των υψηλών διακυμάνσεων και κατ'επέκταση των ακραίων τιμών των αντίστοιχων μέσων τάσεων Reynolds. Για την ακρίβεια σε όλες τις κατανομές παρατηρείται ο σχηματισμός ενός πυρήνα που χαρακτηρίζεται από πολύ υψηλές τιμές τάσεων σε κάθε φάση της διέγερσης και συγκριτικά πάντα με την εκάστοτε ευρύτερη περιοχή του, ο οποίος ταξιδεύει κατάντι και εντός του διατμητικού στρώματος, όπως ακριβώς και οι δίνες εντός της περιοχής της ανακυκλοφορίας.

#### 5.3.1.4.1 Μέσες Συμφασικές Κατανομές Διατμητικών Τάσεων Reynolds

Αρχικά, όσον αφορά στις διατμητικές τάσεις Reynolds (βλ. σχήματα 5.19.1 έως 5.19.14), ο πυρήνας των υψηλών τιμών κοντά στα  $-\overline{u'v'} = 0,30 m^2 / s^2$  εκτείνεται στα μεσαία και ανώτερα επίπεδα του διατμητικού στρώματος σε όλες τις φάσεις καταγραφής, κοντά δηλαδή στα  $y/H \in [0,4, 1]$ , ενώ η οριζόντια διάσταση του, στο μεγαλύτερο μέρος της διάρκειας μιας  $T_{jet}$ , παραμένει σταθερή και ίση περίπου με το ύψος του δοκιμίου. Αν και οι διατμητικές τάσεις Reynolds δεν παρουσιάζουν τις υψηλότερες τιμές κατά απόλυτο τιμή συγκριτικά πάντα με τις ορθές τάσεις, οι διαταραχές τους είναι εντούτοις πιο εμφανείς σε όλο το μήκος του πεδίου και στα διάφορα στρώματα της ροής, αφού σχεδόν σε όλο το οπτικό πεδίο<sup>121</sup> οι τάσεις αυτές κυμαίνονται κοντά στα  $-\overline{u'v'} = 0,10-0,15 m^2 / s^2$ . Συγκεκριμένα στο διάστημα των φάσεων  $d \in [40ms, 90ms]$ , δηλαδή προς το τέλος της διαδικασίας της αλληλεπίδρασης των δινών και την επικράτηση τελικά της νέας, ο πυρήνας των υψηλών διατμητικών τάσεων βρίσκεται πριν από το εκάστοτε μέσο συμφασικό  $x_R$  και ταξιδεύει

<sup>121</sup> Εξαιρέση βέβαια αποτελεί προφανώς η περιοχή που εκτείνεται πάνω από το ύψος του δοκιμίου, δηλαδή τα στρώματα της ελεύθερης ροής, όπου οι κατανομές των τάσεων είναι μηδενικές αφού το τμήμα αυτό του πεδίου είναι απομακρυσμένο από το σημείο της εισαγωγής της διέγερσης και κατ'επέκταση δεν επηρεάζεται από την όλη διαδικασία. Τιμές γύρω από το μηδέν παρατηρούνται επίσης στην περιοχή της ανακυκλοφορίας, στην ορθή γωνία που σχηματίζεται μεταξύ του δοκιμίου και του κάτω στερεού τοιχώματος της σήραγγας.

κατάντι με την ίδια ταχύτητα των δινών αυτών, οπότε για φάση  $d=90\text{ms}$  προσεγγίζει τελικά το  $x_R$  και στην επόμενη φάση το ξεπερνάει. Ειδικά στο διάστημα  $d \in [40\text{ms}, 75\text{ms}]$ , δηλαδή πριν την εισαγωγή της εξωτερικής διέγερσης, αξιόλογες είναι οι τιμές των τάσεων αυτών στην περιοχή κατάντι του  $x_R$ , δηλαδή στην περιοχή της επανάπτυξης της ροής. Έπειτα στο υπόλοιπο της περιόδου, για  $d \in [0\text{ms}, 30\text{ms}]$ , δηλαδή στο διάστημα όπου μόλις αρχίζει να εκλύεται η νέα δίνη στην ακμή του δοκιμίου, ο πυρήνας συνεχίζει να ταξιδεύει κατάντι του  $x_R$ , ενώ κατά αντιστοιχία με το προηγούμενο διάστημα, αξιόλογες πλέον είναι και οι τιμές των τάσεων στην περιοχή της ανακυκλοφορίας όπου αναπτύσσεται σταδιακά ένας νέος πυρήνας μεταξύ των δύο δινών της περιοχής αυτής. Τελικά για  $d = 40\text{ms}$  παρατηρείται πως ο αρχικός πυρήνας που πλέον βρίσκεται αρκετά μακριά από το δοκίμιο της διεύρυνσης, κατάντι του  $x_R$ , εξαφανίζεται σε επόμενη φάση<sup>122</sup>, ενώ παράλληλα ξεκινάει ένας νέος κύκλος με το νέο πυρήνα που έχει σχηματιστεί ανάντι του  $x_R$  στο κέντρο της περιοχής της ανακυκλοφορίας, όπου και λαμβάνει χώρα η διαδικασία της αλληλεπίδρασης μεταξύ των δύο δινών κ.ο.κ.

#### 5.3.1.4.2 Μέσες Συμφασικές Κατανομές Ορθών Τάσεων Reynolds Αξονικής Συνιστώσας

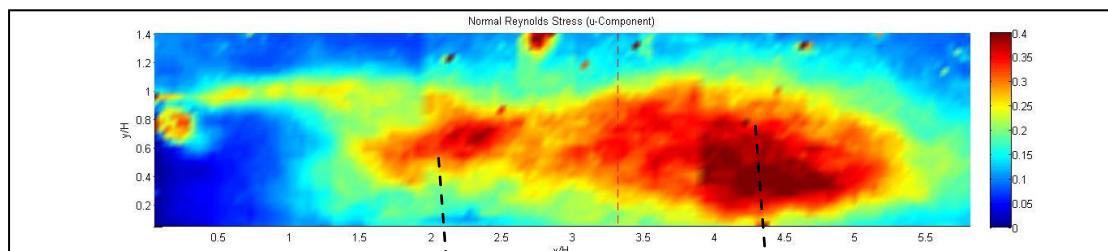
Πέραν ορισμένων μικρών διαφοροποιήσεων, σε γενικές γραμμές τα προφίλ των μέσων συμφασικών ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας και των αντίστοιχων διατμητικών, παρουσιάζουν παρόμοια μορφή στην κατανομή τους σε όλο το πεδίο. Συγκεκριμένα παρατηρούνται τα ίδια πρότυπα κατανομών στις αντίστοιχες μέσες φάσεις καταγραφής (βλ. σχήματα 5.17.1 έως 5.17.14), με τον κύκλο της ζωής του πυρήνα των υψηλών τάσεων  $\overline{u'^2}$  να είναι ο ίδιος με αυτόν που περιγράφηκε παραπάνω (ακόμη και η ταχύτητα που ταξιδεύει ο εκάστοτε πυρήνας κατάντι του τμήματος των δοκιμών είναι παραπλήσια, από το σχηματισμό του μέχρι και τη διάχυση του στο άκρο του οπτικού πεδίου). Στο σημείο αυτό αξίζει να σημειωθεί πάντως πως στο διάστημα των  $d \in [50\text{ms}, 90\text{ms}]$ , διαπιστώνεται πως οι διαταραχές της αξονικής συνιστώσας είναι περιορισμένες στο εύρος του πυρήνα, σε αντίθεση με τις μέσες συμφασικές διατμητικές τάσεις όπου στο ίδιο διάστημα η τυρβώδης κατάσταση του ρευστού είναι διάχυτη σε όλο το πεδίο. Μία ακόμη σημαντική διαφορά έγκειται στις υψηλότερες τιμές του πυρήνα των ορθών αυτών τάσεων Reynolds που προσεγγίζουν ακόμη και τις διπλάσιες του αντίστοιχου των διατμητικών τάσεων, αφού κυμαίνεται στα επίπεδα των  $\overline{u'^2} = 0,55-0,60 \text{ m}^2 / \text{s}^2$  σε όλες τις μέσες φάσεις καταγραφής του πεδίου.

#### 5.3.1.4.3 Μέσες Συμφασικές Κατανομές Ορθών Τάσεων Reynolds Ακτινικής Συνιστώσας

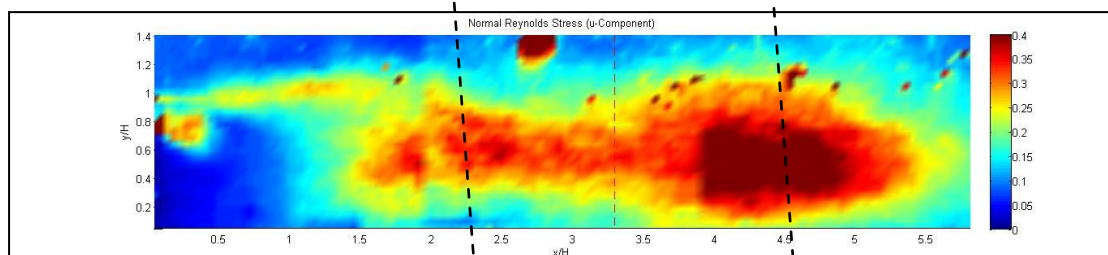
Τέλος, αν και δεν ενδιαφέρει ιδιαίτερος στην ανάλυση η μελέτη των διαταραχών κατά την κάθετη κατεύθυνση αφού οι άλλες δύο συνιστώσες ουσιαστικά συμβάλλουν στη μεταφορά της ορμής κατά μήκος του διατμητικού στρώματος, παρατίθενται παρόλα αυτά ακολούθως τα

<sup>122</sup> Στην πραγματικότητα δεν εξαφανίζεται, αλλά πιθανώς σύμφωνα με τα διαγράμματα των ακόλουθων φάσεων εξακολουθεί να ταξιδεύει παρακάτω στο τμήμα δοκιμών της σήραγγας με παράλληλη εξασθένιση των έντονων διαταραχών, όπως παρατηρείται και από τις διακεκομμένες βοηθητικές γραμμές. Ασφαλή συμπεράσματα ωστόσο δε μπορούν να διεξαχθούν και για το λόγο αυτό προτείνεται η μελλοντική επανάληψη των εν λόγω συμφασικών πειραμάτων σε μεγαλύτερο παράθυρο λήψεων.

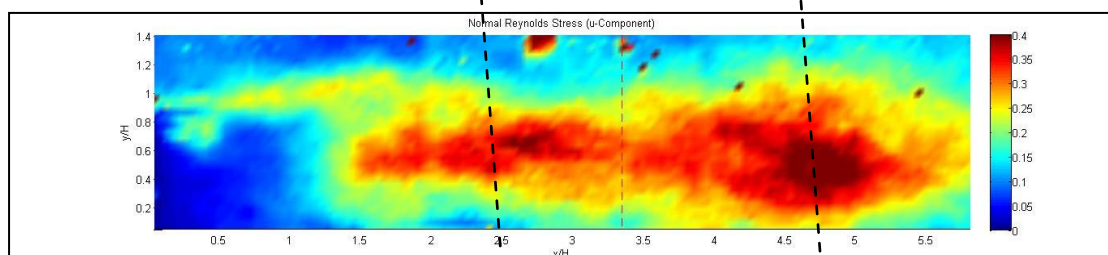
διαγράμματα των μέσων συμφασικών ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας (βλ. σχήματα 5.18.1 έως 5.18.14). Από τα διαγράμματα αυτά καθίσταται φανερό πως οι κατανομές των εν λόγω τάσεων δεν παρουσιάζουν σπουδαίες διαφοροποιήσεις μεταξύ των διαδοχικών μέσων φάσεων καταγραφής, επιβεβαιώνοντας έτσι πως πέραν της ταυτοποίησης των περιοχών που χαρακτηρίζονται από έντονες αναταράξεις κατά την κάθετη κατεύθυνση, πράγματι δεν συμβάλλουν στην εξαγωγή συμπερασμάτων. Συγκρίνοντας πάντως με την κατανομή της άλλης ορθής συνιστώσας Reynolds των τάσεων, οι μέγιστες τιμές τους κυμαίνονται σε σαφώς χαμηλότερα επίπεδα της τάξεως των  $\overline{v'^2} = 0,40 m^2 / s^2$  και απαντώνται, σχεδόν σε όλες τις φάσεις, κοντά και κυρίως κατάντι του εκάστοτε συμφασικού  $x_R$ . Αξιοσημείωτο είναι επίσης το γεγονός πως γύρω από τις περιοχές εμφάνισης των μέγιστων διακυμάνσεων, οι ορθές αυτές τάσεις λαμβάνουν τιμές μόλις  $\overline{v'^2} = 0,15 m^2 / s^2$ .



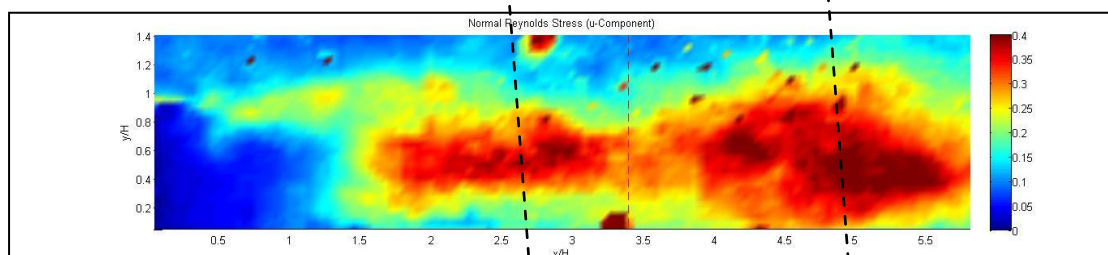
**Σχήμα 5.17.1:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u'^2}$ , για φάση d=0ms.



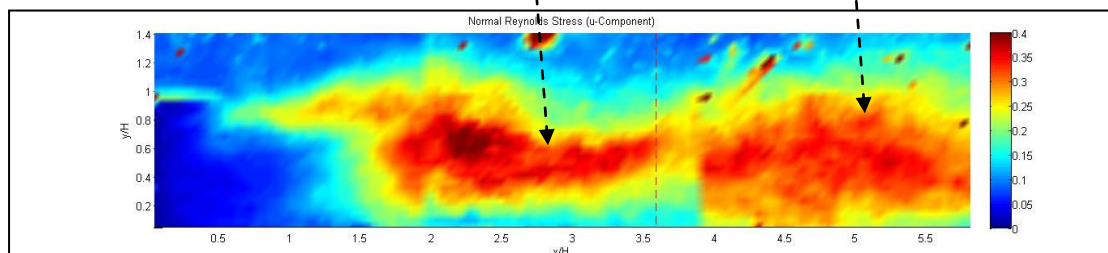
**Σχήμα 5.17.2:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u'^2}$ , για φάση d=5ms.



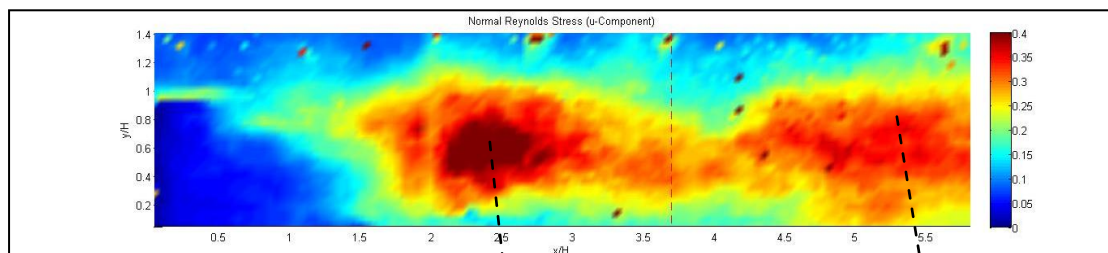
**Σχήμα 5.17.3:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u'^2}$ , για φάση d=10ms.



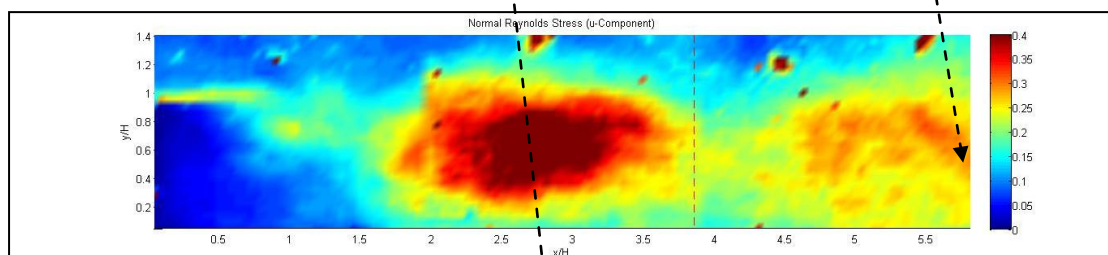
**Σχήμα 5.17.4:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u'^2}$ , για φάση d=20ms.



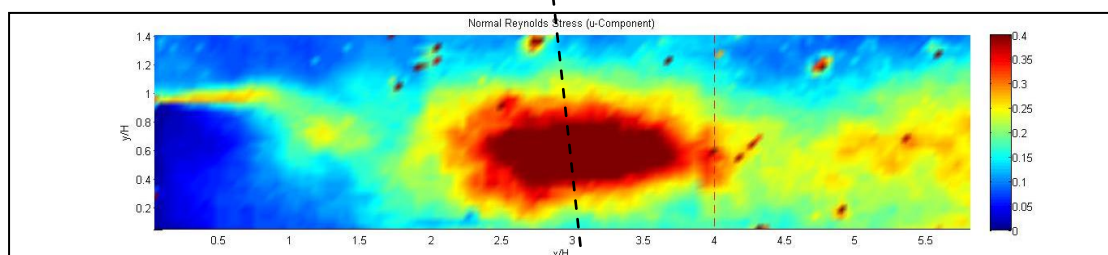
**Σχήμα 5.17.5:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u'^2}$ , για φάση d=30ms.



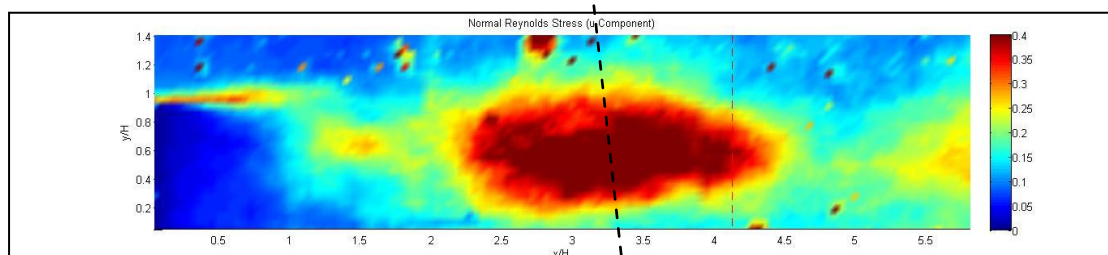
**Σχήμα 5.17.6:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u^2}$ , για φάση d=40ms.



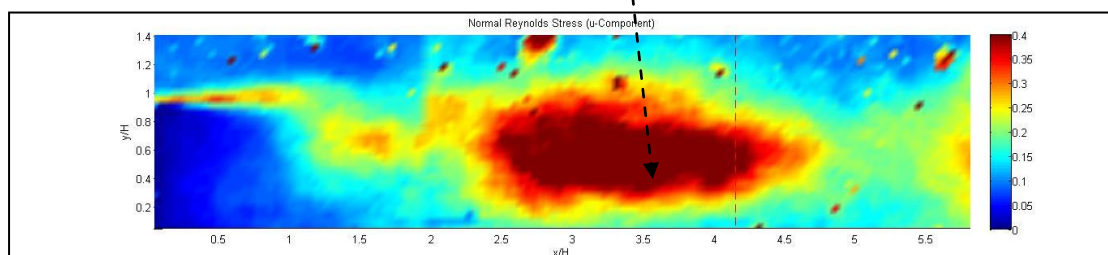
**Σχήμα 5.17.7:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u^2}$ , για φάση d=50ms.



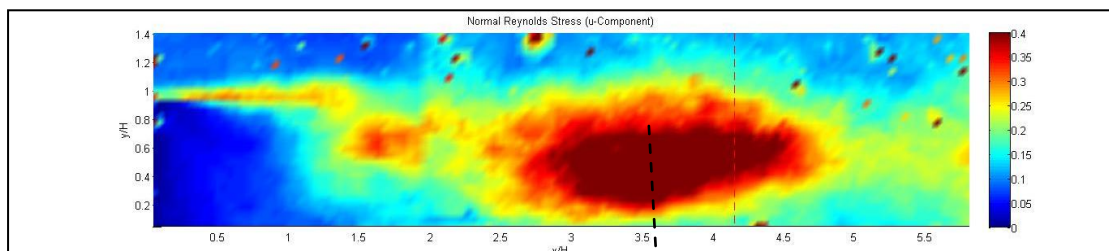
**Σχήμα 5.17.8:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u^2}$ , για φάση d=60ms.



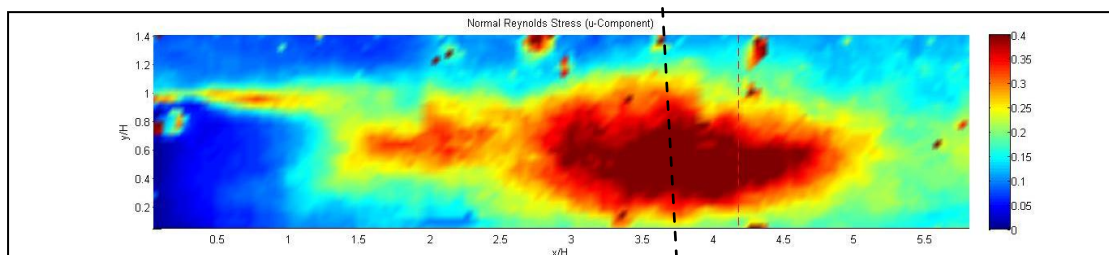
**Σχήμα 5.17.9:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u^2}$ , για φάση d=70ms.



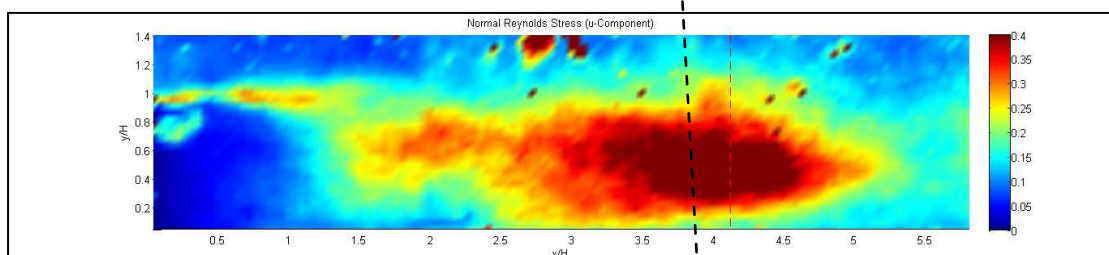
**Σχήμα 5.17.10:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u^2}$ , για φάση d=75ms.



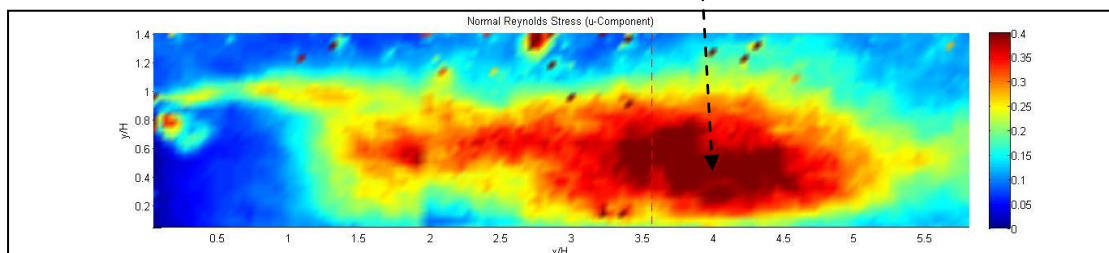
**Σχήμα 5.17.11:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u^2}$ , για φάση d=80ms.



**Σχήμα 5.17.12:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u^2}$ , για φάση d=85ms.

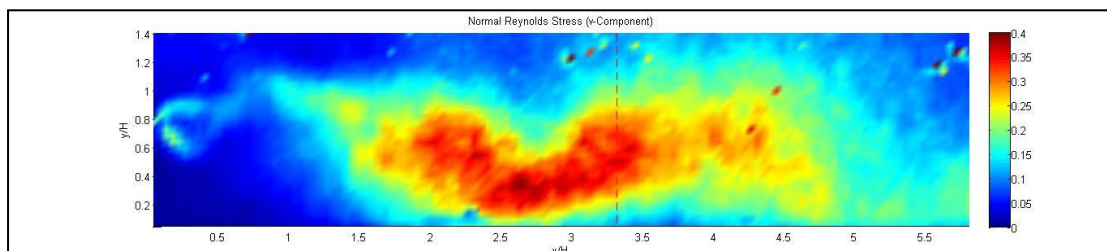


**Σχήμα 5.17.13:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u^2}$ , για φάση d=90ms.

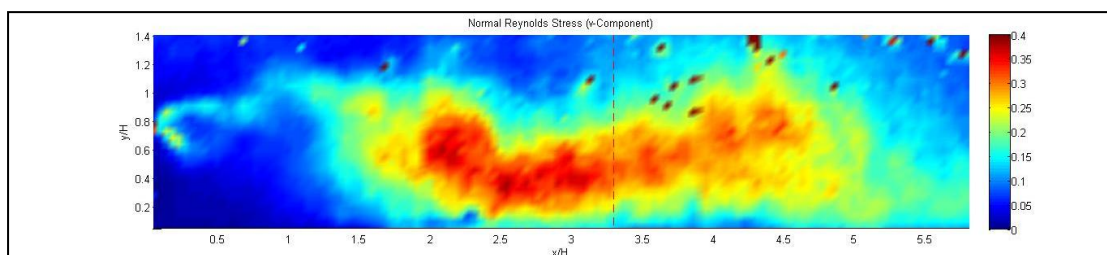


**Σχήμα 5.17.14:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u^2}$ , για φάση d=95ms.

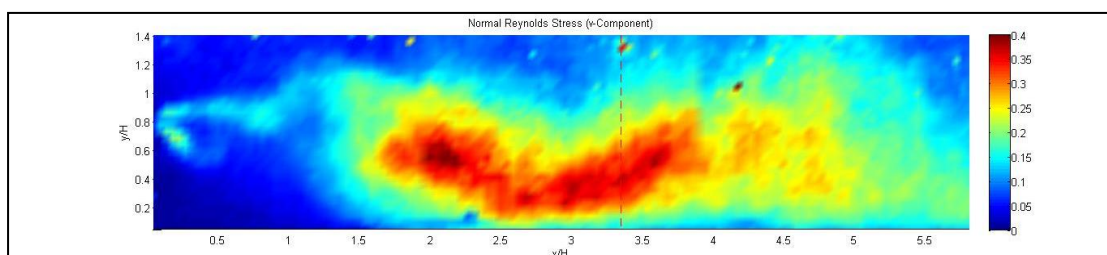




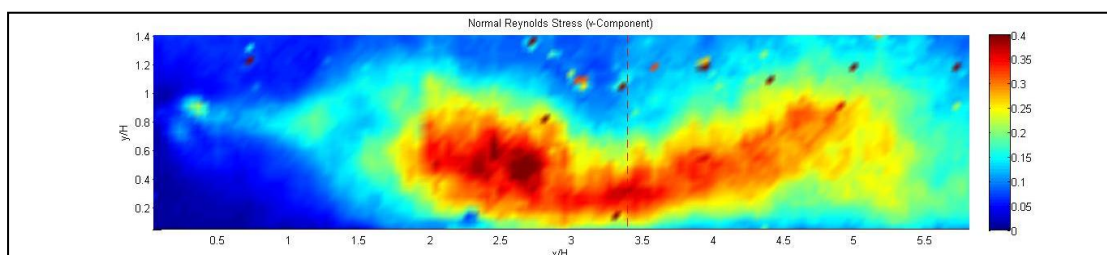
**Σχήμα 5.18.1:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας,  $\overline{v'^2}$ , για φάση d=0ms.



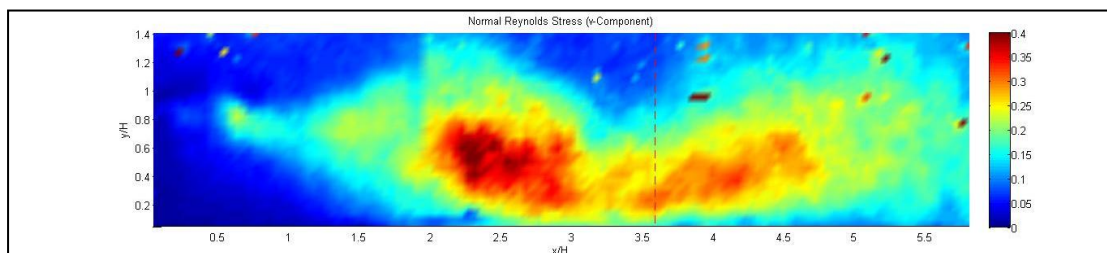
**Σχήμα 5.18.2:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας,  $\overline{v'^2}$ , για φάση d=5ms.



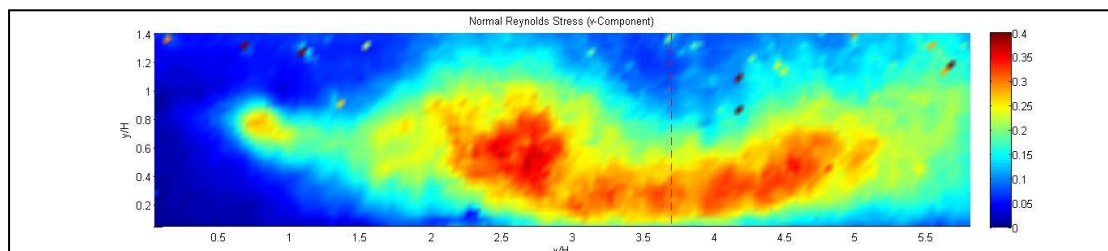
**Σχήμα 5.18.3:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας,  $\overline{v'^2}$ , για φάση d=10ms.



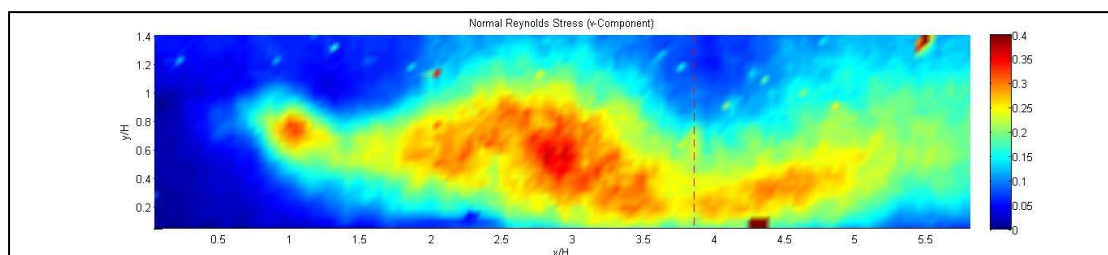
**Σχήμα 5.18.4:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας,  $\overline{v'^2}$ , για φάση d=20ms.



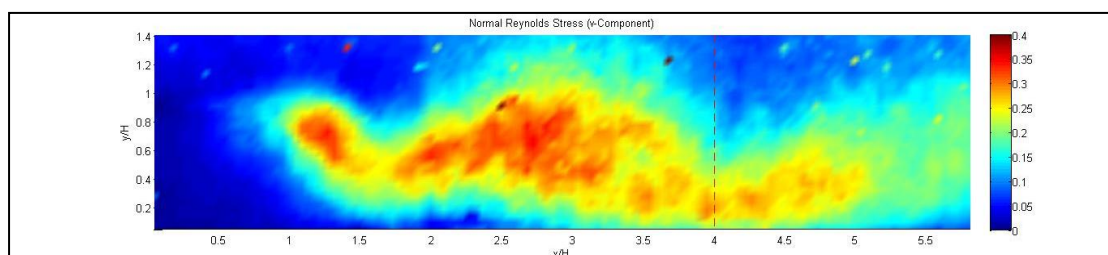
**Σχήμα 5.18.5:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας,  $\overline{v'^2}$ , για φάση d=30ms.



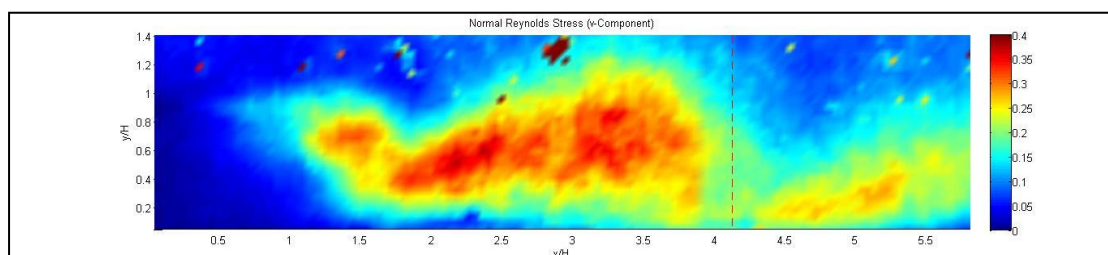
**Σχήμα 5.18.6:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας,  $\overline{v'^2}$ , για φάση d=40ms.



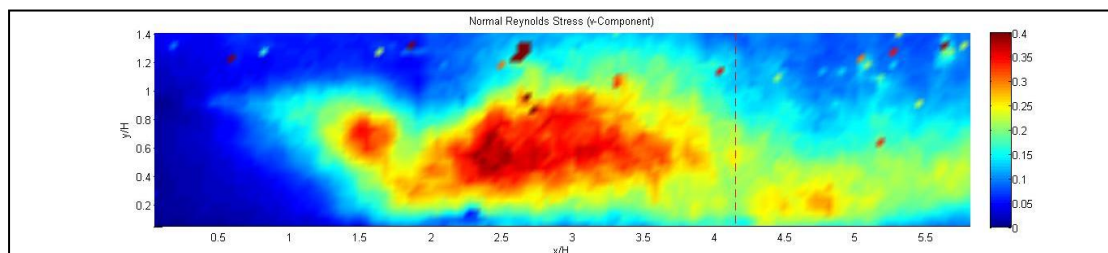
**Σχήμα 5.18.7:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας,  $\overline{v'^2}$ , για φάση d=50ms.



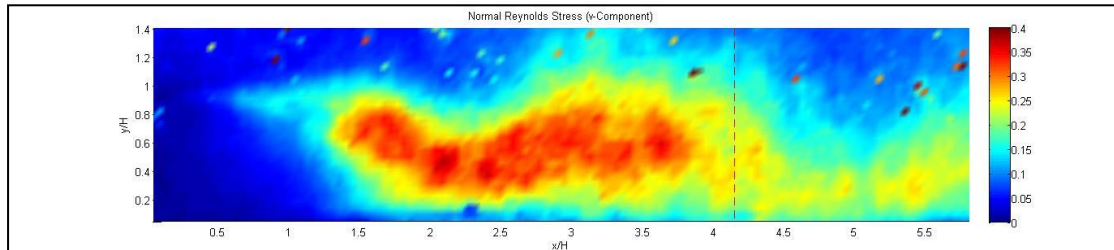
**Σχήμα 5.18.8:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας,  $\overline{v'^2}$ , για φάση d= 60ms.



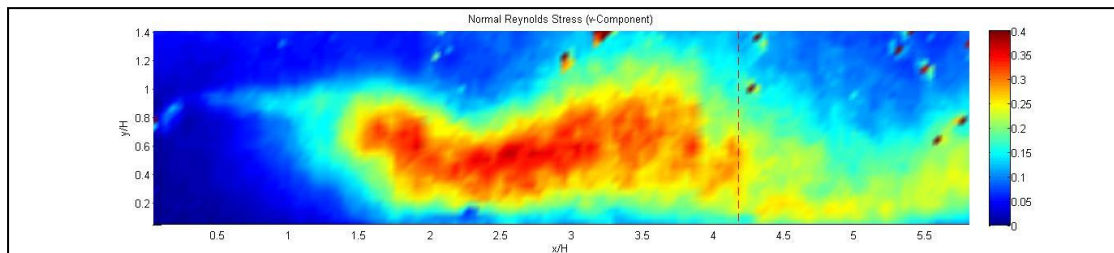
**Σχήμα 5.18.9:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας,  $\overline{v'^2}$ , για φάση d= 70ms.



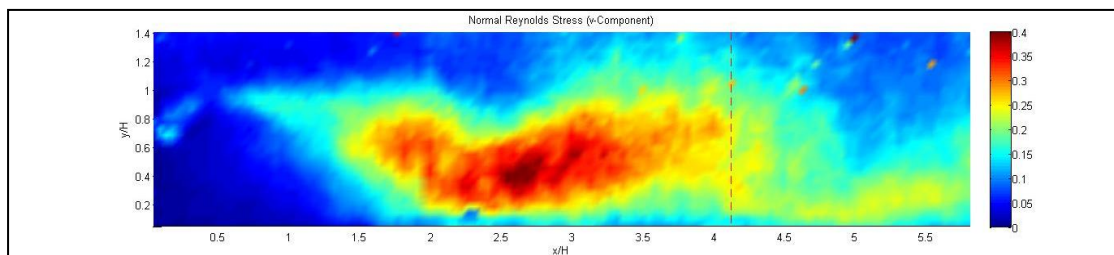
**Σχήμα 5.18.10:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας,  $\overline{v'^2}$ , για φάση d= 75ms.



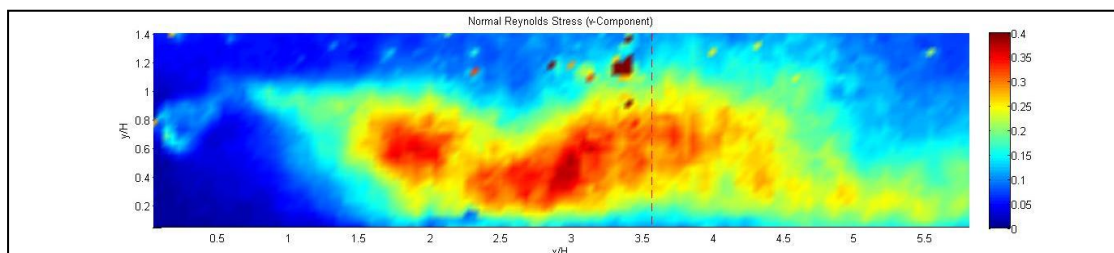
**Σχήμα 5.18.11:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας,  $\overline{v'^2}$ , για φάση  $d=80\text{ms}$ .



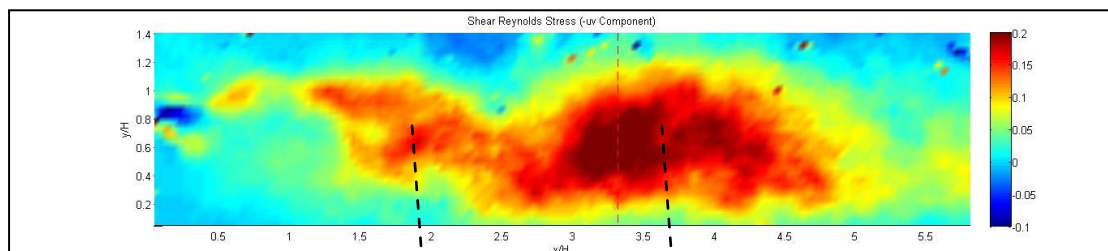
**Σχήμα 5.18.12:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας,  $\overline{v'^2}$ , για φάση  $d=85\text{ms}$ .



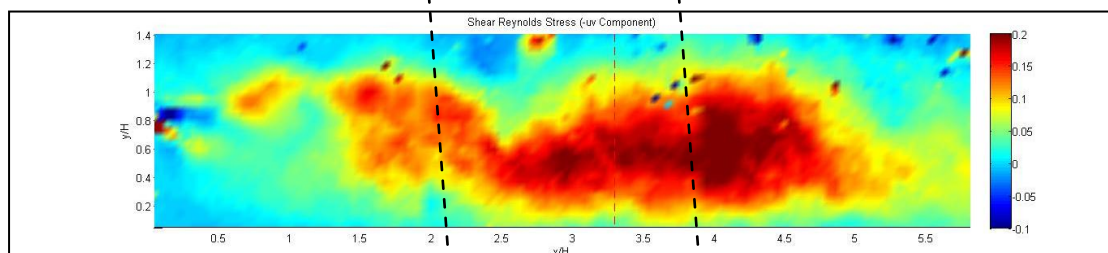
**Σχήμα 5.18.13:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας,  $\overline{v'^2}$ , για φάση  $d=90\text{ms}$ .



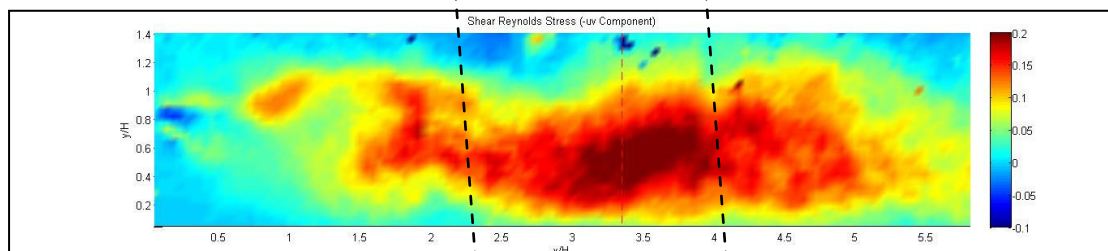
**Σχήμα 5.18.14:** Μέση κατανομή ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας,  $\overline{v'^2}$ , για φάση  $d=95\text{ms}$ .



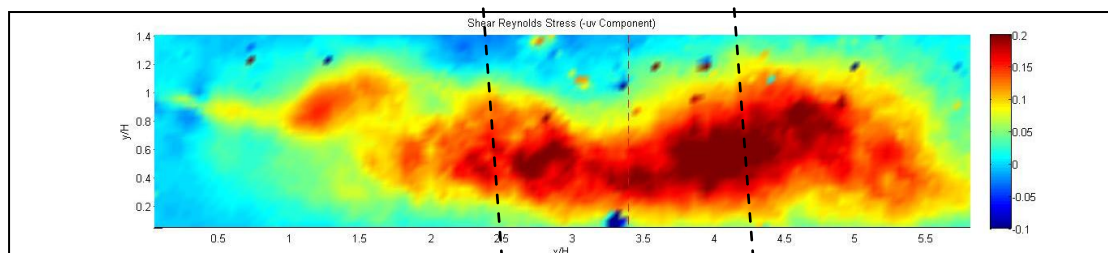
**Σχήμα 5.19.1:** Μέση κατανομή διαμηθικών τάσεων Reynolds,  $-\overline{u'v'}$ , για φάση  $d=0\text{ms}$ .



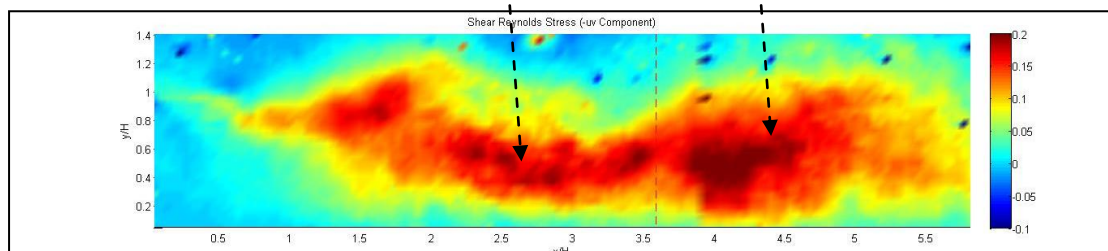
**Σχήμα 5.19.2:** Μέση κατανομή διαμηθικών τάσεων Reynolds,  $-\overline{u'v'}$ , για φάση  $d=5\text{ms}$ .



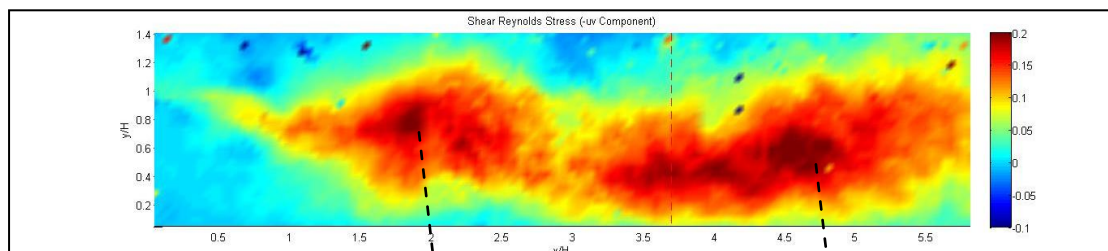
**Σχήμα 5.19.3:** Μέση κατανομή διαμηθικών τάσεων Reynolds,  $-\overline{u'v'}$ , για φάση  $d=10\text{ms}$ .



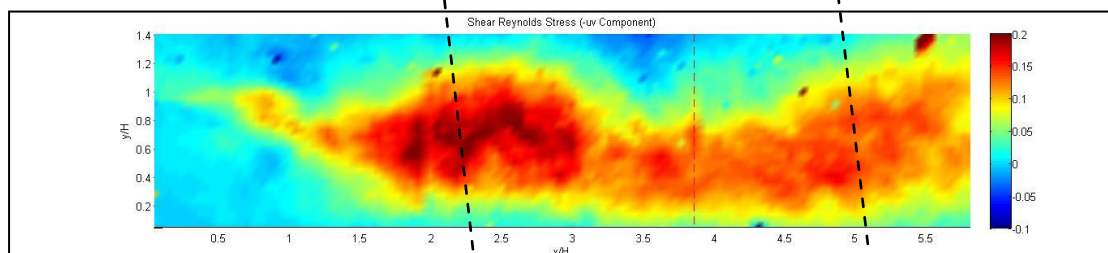
**Σχήμα 5.19.4:** Μέση κατανομή διαμηθικών τάσεων Reynolds,  $-\overline{u'v'}$ , για φάση  $d=20\text{ms}$ .



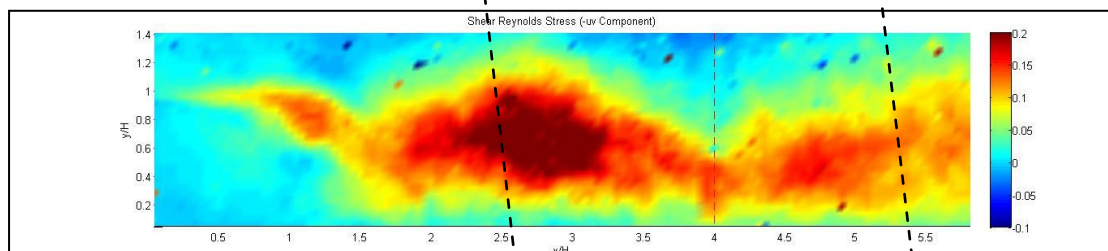
**Σχήμα 5.19.5:** Μέση κατανομή διαμηθικών τάσεων Reynolds,  $-\overline{u'v'}$ , για φάση  $d=30\text{ms}$ .



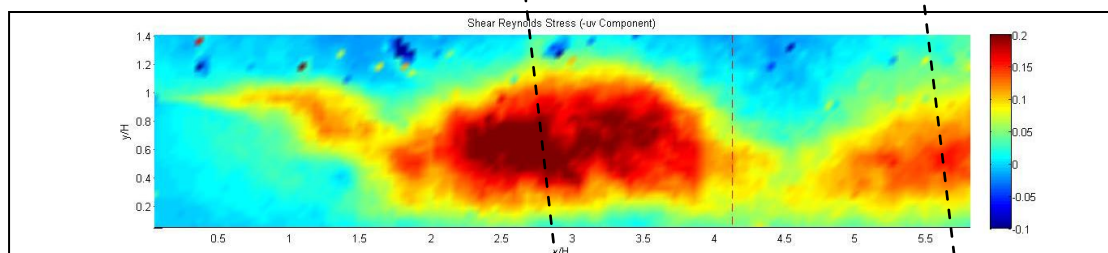
**Σχήμα 5.19.6:** Μέση κατανομή διατμητικών τάσεων Reynolds,  $-\overline{u'v'}$ , για φάση d=40ms.



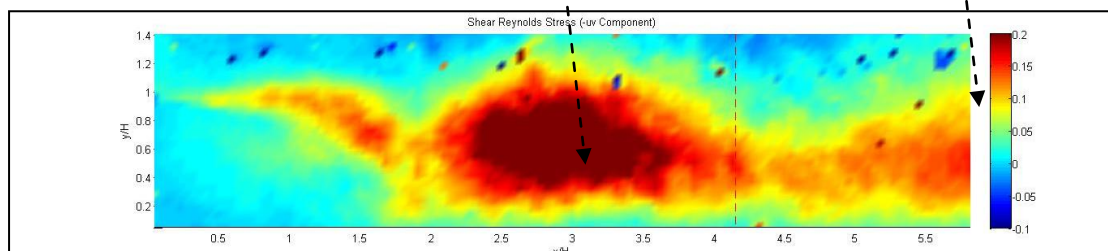
**Σχήμα 5.19.7:** Μέση κατανομή διατμητικών τάσεων Reynolds,  $-\overline{u'v'}$ , για φάση d=50ms.



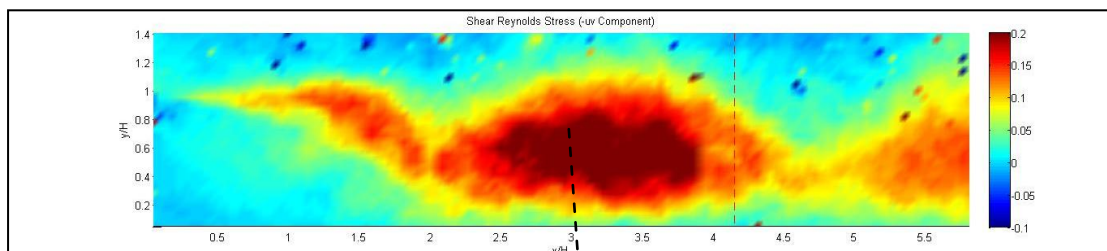
**Σχήμα 5.19.8:** Μέση κατανομή διατμητικών τάσεων Reynolds,  $-\overline{u'v'}$ , για φάση d=60ms.



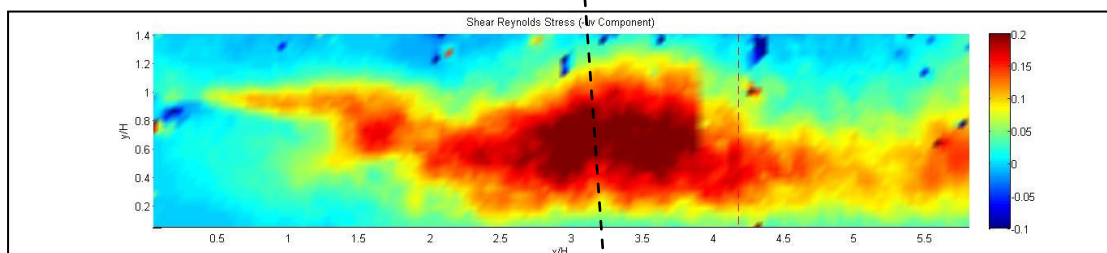
**Σχήμα 5.19.9:** Μέση κατανομή διατμητικών τάσεων Reynolds,  $-\overline{u'v'}$ , για φάση d=70ms.



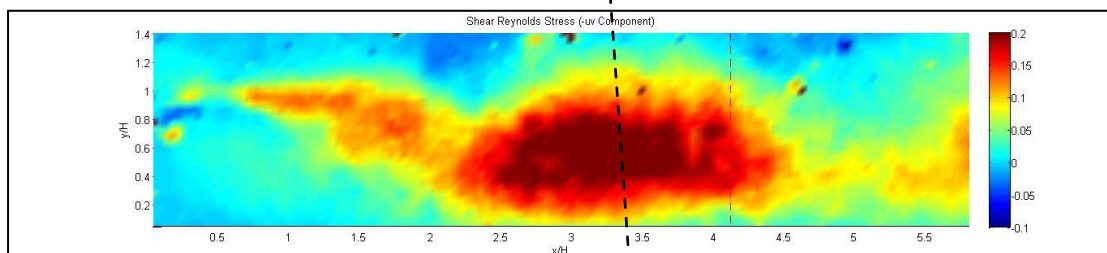
**Σχήμα 5.19.10:** Μέση κατανομή διατμητικών τάσεων Reynolds,  $-\overline{u'v'}$ , για φάση d=75ms.



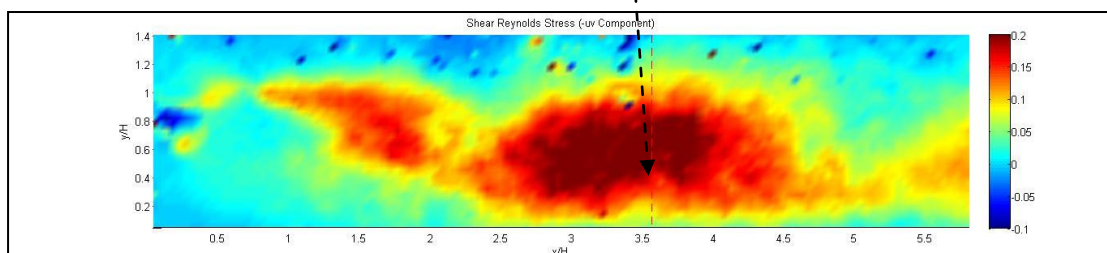
**Σχήμα 5.19.11:** Μέση κατανομή διαμηθικών τάσεων Reynolds,  $-\overline{u'v'}$ , για φάση d=80ms.



**Σχήμα 5.19.12:** Μέση κατανομή διαμηθικών τάσεων Reynolds,  $-\overline{u'v'}$ , για φάση d=85ms.



**Σχήμα 5.19.13:** Μέση κατανομή διαμηθικών τάσεων Reynolds,  $-\overline{u'v'}$ , για φάση d=90ms.



**Σχήμα 5.19.14:** Μέση κατανομή διαμηθικών τάσεων Reynolds,  $-\overline{u'v'}$ , για φάση d=95ms.

### 5.3.1.5 Μέσες Συμφασικές Κατανομές Λοξότητας και Κύρτωσης Διεγερμένης Ροής

Στα πειράματα των μέσων συμφασικών καταγραφών της ροής απασχολεί η εξέλιξη και η δυναμική των δομών που αναπτύσσονται σε όλες τις φάσεις της διέγερσης. Για λόγους πληρότητας επομένως επιβάλλεται η εξέταση, συν τοις άλλοις, του προφίλ των κατανομών των ανωτέρων στατιστικών της τύρβης και συγκεκριμένα της λοξότητας ( $3^{15}$  τάξεως ροπή η οποία ονομάζεται και ασυμμετρία) και της κύρτωσης ( $4^{15}$  τάξεως ροπή) κατά τη διεύθυνση κίνησης των δινών, δηλαδή της αξονικής συνιστώσας της ταχύτητας.

Οι δύο αυτές αδιαστατοποιημένες<sup>123</sup> ροπές παρέχουν πληροφορίες σχετικά με τη μορφή της εκάστοτε κατανομής των ταχυτήτων σε κάθε θέση της ροής. Έστω λ.χ. σε μία θέση του πεδίου οι οριζόντιες ταχύτητες  $u_{i,j,k}$  με  $i, j = \text{const.}$  και  $k = 1, \dots, 300$ , αφού η εκάστοτε κατανομή των αξονικών ταχυτήτων εξετάζεται σε συγκεκριμένη θέση του πεδίου σαρώνοντας τα 300 στιγμιότυπα. Τότε, εάν η τιμή της λοξότητας στη θέση αυτή προκύψει αρνητική, συνεπάγεται πως η κατανομή των 300 αυτών τιμών των αξονικών ταχυτήτων είναι μετατοπισμένη προς τα δεξιά<sup>124</sup> της κεντρικής τιμής του συνόλου, ή με άλλα λόγια η πιθανότητα εμφάνισης χαμηλών τιμών είναι μικρή και αντίστοιχα η πιθανότητα εμφάνισης υψηλών ταχυτήτων είναι μεγάλη<sup>125</sup>. Το αντίστροφο προφανώς ισχύει για τις θετικές τιμές της λοξότητας. Η κύρτωση από την άλλη, αποτελεί άλλο ένα στατιστικό μέγεθος το οποίο προσδιορίζει κατά πόσο η εκάστοτε κατανομή είναι ομοιόμορφη (αρνητική κύρτωση) ή κατά πόσο έχει μεγάλη συγκέντρωση τιμών στο κέντρο (θετική κύρτωση).

#### 5.3.1.5.1 Μέσες Συμφασικές Κατανομές Λοξότητας

Αρχικά λοιπόν, από τα διαγράμματα των κατανομών της λοξότητας (βλ. σχήματα 5.20.1 έως 5.20.14), υψηλές θετικές τιμές της τάξεως των  $0,3 \leq \overline{u'^3} / \sigma^3 \leq 1$  παρατηρούνται στην περιοχή που εκτείνεται κοντά και πάνω από το κάτω στερεό τοίχωμα της σήραγγας σχεδόν σε όλο το μήκος του οπτικού πεδίου μελέτης και συγκεκριμένα στο εύρος  $x/H > 1,5$  και σε ύψος  $y/H \in [0, 0,4]$  ανεξαρτήτως φάσεως. Μάλιστα, στο διάστημα των  $d \in [80\text{ms}, 95\text{ms}]$ , όταν δηλαδή έχει ολοκληρωθεί η αλληλεπίδραση των δύο δινών στην περιοχή της ανακυκλοφορίας και έχει τελικά επικρατήσει η νέα δίνη, οι υψηλές τιμές περιορίζονται κυρίως γύρω από το εκάστοτε μέσο συμφασικό  $x_R$ . Ιδίως όμως στην περιοχή ανάντι του  $x_R$ , δηλαδή στη ζώνη της ανακυκλοφορίας όπου στα χαμηλά στρώματα της η ροή έχει φορά προς το δοκίμιο της απότομης διεύρυνσης ( $\overline{u} < 0$ ), οι υψηλές τιμές της λοξότητας αποδίδονται

<sup>123</sup> Υπενθυμίζεται πως οι μέσες διαταραχές της τρίτης και τέταρτης τάξεως της αξονικής ταχύτητας του πεδίου, που εξάγονται βάσει των 300 στιγμιότυπων καταγραφής, αδιαστατοποιούνται ως προς την αντίστοιχη σε κάθε θέση τυπική απόκλιση  $\sigma = \sqrt{\overline{u'^2}}$  υψωμένη στην ανάλογη δύναμη.

<sup>124</sup> Η κατανομή στην περίπτωση αυτή παρουσιάζει τις περισσότερες τιμές της συγκεντρωμένες στα δεξιά του διαγράμματος, με αποτέλεσμα να δημιουργείται μία «ουρά» στα αριστερά. Για το λόγο αυτό λέγεται πως η κατανομή έχει κύρτωση από τα αριστερά.

<sup>125</sup> Διευκρινίζεται πως με τη φράση «μεγάλη πιθανότητα εμφάνισης υψηλών τιμών» δε συνεπάγεται σε καμία περίπτωση ότι  $u_{i,j,k} > 0$  (και το αντίστροφο). Ως παράδειγμα αναφέρεται η ζώνη της ανακυκλοφορίας και ειδικά η περιοχή πάνω από το στερεό τοίχωμα της σήραγγας όπου σχεδόν σε όλα τα στιγμιότυπα, η αξονική συνιστώσα της ταχύτητας στις θέσεις αυτές αποκτά αρνητικές τιμές, δηλαδή με φορά προς το δοκίμιο της απότομης διεύρυνσης (βλ. και διαγράμματα συνάρτησης πυκνότητας πιθανοτήτων). Σε αυτήν την περίπτωση επομένως «μεγάλη πιθανότητα εμφάνισης υψηλών τιμών» συνεπάγεται αρνητικές τιμές που κατά απόλυτο τιμή είναι πιο κοντά στο μηδέν. Για αυτό απαιτείται ιδιαίτερη προσοχή στην ερμηνεία των στατιστικών αυτών μέτρων ανάλογα με τη θέση της εκάστοτε κατανομής στο πεδίο, αν δηλαδή η ευρύτερη περιοχή παρουσιάζει αρνητικές ή θετικές τιμές.

κυρίως σε διακοπτόμενους παλμούς ροής που έχουν αντίθετη φορά από αυτήν της ευρύτερης περιοχής, δηλαδή κατάντι, που πιθανά σχετίζεται με το πέρασμα των δινών εντός του διατμητικού στρώματος στα ακριβώς υψηλότερα επίπεδα της ανακυκλοφορίας. Παρόλα αυτά υψηλές τιμές της λοξότητας παρατηρούνται και στην περιοχή γύρω από το σημείο της εισαγωγής της περιοδικής διέγερσης, λόγω της γενικότερης τύρβης που αυτή επιφέρει. Αντιθέτως, η λοξότητα παρουσιάζει πολύ χαμηλές αρνητικές τιμές γύρω από την τιμή των  $\overline{u'^3} / \sigma^3 = -0,4$  σε ένα εύρος που εκτείνεται από το άκρο του οριακού στρώματος ( $y/\delta = 1$ ) έως και τα χαμηλότερα επίπεδα του ελεύθερου διατμητικού στρώματος της ροής, δηλαδή για  $y/H \in [0,4, 0,7]$  σε όλες τις θέσεις  $x$ . Αξιοσημείωτο είναι επίσης το γεγονός πως οι τιμές της λοξότητας μεταπίπτουν από θετικές σε αρνητικές κοντά στο ύψος του οριακού στρώματος και λαμβάνουν μηδενικές κοντά στην περιοχή όπου οι αντίστοιχες κατανομές των ορθών τάσεων Reynolds της αξονικής συνιστώσας είναι μέγιστες. Πάντως, σε ακόμη υψηλότερα επίπεδα του πεδίου, δηλαδή στο ύψος της ελεύθερης ροής, οι τιμές της λοξότητας προσεγγίζουν ακόμη και τα  $\overline{u'^3} / \sigma^3 = -1$ . Αναφέρεται πως στην πλειοψηφία τους, οι άνωθι παρατηρήσεις έχουν γίνει και στις πειραματικές έρευνες του Simpson (1995) [118], του Piirto et al. (2003) [119] και των Angele and Muhammad-Klingmann (2006) [120].

#### 5.3.1.5.2 Μέσες Συμφασικές Κατανομές Κύρτωσης

Όσον αφορά στις κατανομές του μεγέθους της κύρτωσης, από τα αντίστοιχα διαγράμματα (βλ. σχήματα 5.21.1 έως 5.21.14) παρατηρείται πως στο σύνολο σχεδόν του πεδίου αυτή λαμβάνει τη σταθερή τιμή<sup>126</sup> των  $\overline{u'^4} / \sigma^4 = 3$ . Οι ακραίες τιμές της κύρτωσης που ξεπερνούν ακόμη και τα  $\overline{u'^4} / \sigma^4 = 7$ , εντοπίζονται κυρίως στην κάθετη ακμή του δοκιμίου της απότομης διεύρυνσης για  $0 \leq x/H \leq 0,4$  καθώς επίσης και κατάντι του εκάστοτε μέσου συμφασικού  $x_R$  στο ύψος του ελεύθερου διατμητικού στρώματος ( $y/H > 1$ ). Τέλος, αντίστοιχα με τις κατανομές της λοξότητας αλλά όχι στον ίδιο βαθμό, πάνω από το στερεό τοίχωμα της σήραγγας διαπιστώνονται σποραδικά αυξημένες τιμές της κύρτωσης, περίπου στα επίπεδα των  $\overline{u'^4} / \sigma^4 = 4$ .

#### 5.3.1.5.3 Μέσες Συμφασικές Κατανομές Πιθανοτήτων των Τιμών των Ταχυτήτων

Παράλληλα με την εξέταση των μέσων κατανομών της λοξότητας και της κύρτωσης σε κάθε φάση της διέγερσης, αξίζει να ερευνηθεί και η πιθανότητα εμφάνισης των θετικών (ή αρνητικών τιμών) των κατανομών της ταχύτητας στις διάφορες θέσεις του πεδίου, όπως άλλωστε συμβαίνει και στις περισσότερες σχετικές έρευνες. Εξάλλου οι πιθανότητες αυτές καθορίζουν σε μεγάλο βαθμό και τις αντίστοιχες τιμές των δύο αυτών μεγεθών. Γι αυτό στην παρούσα μελέτη επιλέγεται η εξέταση της συνάρτησης της πυκνότητας της πιθανότητας, γνωστή και ως PDF, της αξονικής συνιστώσας της ταχύτητας σε όλα τα σημεία των παραθύρων καταγραφής MW και RW που απέχουν από το κάτω στερεό τοίχωμα της σήραγγας απόσταση ίση με  $y = 1,86\text{mm}$  (πρόκειται για τα σημεία του προεπιλεγμένου

<sup>126</sup> Αποδεικνύεται πως αν μία κατανομή ενός τυχαίου συνόλου τιμών παρουσιάζει κύρτωση ίση με 3 είναι κανονική. Το τελευταίο συνεπάγεται, πως σε όλες τις θέσεις του πεδίου όπου η κύρτωση λαμβάνει αυτή την τιμή, οι αντίστοιχες κατανομές των 300 τιμών των διαταραχών των αξονικών συνιστωσών της ταχύτητας είναι γκαουσιανές.



πλέγματος με  $j = 31$  πριν από το μετασχηματισμό των αξόνων). Ο λόγος που επιλέγονται αυτά τα σημεία έγκειται στις γενικότερες αυξομειώσεις που παρατηρούνται στα χαμηλότερα επίπεδα των πεδίων και γύρω από το μέσο χρονικά σημείο επανακόλλησης της ροής, στις αντίστοιχες κατανομές της κύρτωσης και της λοξότητας.

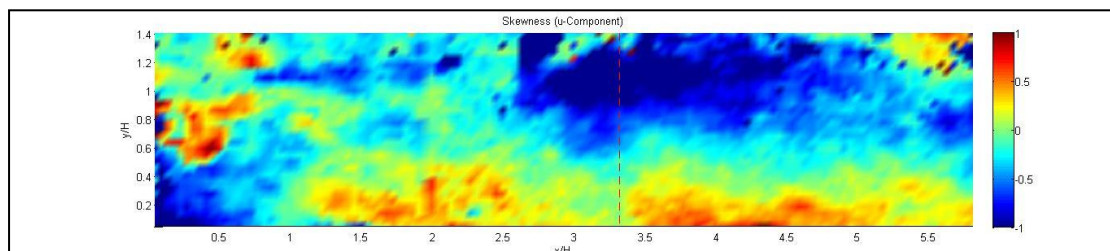
Όσον αφορά στην εύρεση των πιθανοτήτων εμφάνισης των διαφόρων τιμών των αξονικών ταχυτήτων στα αντίστοιχα διαγράμματα, αυτές εξάγονται σαρώνοντας τα 300 στιγμιότυπα καταγραφής κάθε συμφασικού πειράματος σε κάθε θέση. Έτσι, με τη βοήθεια των εργαλείων στη Matlab εφαρμόζεται σε επόμενο στάδιο χρωματική προσαρμογή και συσχέτιση μεταξύ των 40 κλάσεων<sup>127</sup> που έχουν προεπιλεγεί στον κάθετο άξονα των ταχυτήτων και τελικά εξάγεται μία χρωματική πιθανότητα για κάθε μία από τις 40 αυτές κλάσεις.

Σημειώνεται πως λόγω παρόμοιων αποτελεσμάτων σε όλες τις φάσεις καταγραφής, επιλέγεται ακολούθως η παράθεση τριών διαγραμμάτων της πυκνότητας της πιθανότητας, που αντιστοιχούν σε ισάριθμες χαρακτηριστικές φάσεις της περιόδου διέγερσης (βλ. σχήματα 5.22.1 έως 5.22.3). Για την ακρίβεια, πρόκειται για τις φάσεις καταγραφής των  $d = 5\text{ms}$  (αρχή της  $T_{jet}$ ), οπότε και μόλις έχει σχηματιστεί μία νέα δίνη στην ακμή του δοκιμίου· για τη φάση των  $d = 50\text{ms}$  (μέση της  $T_{jet}$ ), οπότε και η αλληλεπίδραση μεταξύ των δύο δινών (έχουν διαφορά φάσης μίας  $T_{jet}$ ) που βρίσκονται εντός του διατμητικού στρώματος στη συγκεκριμένη φάση είναι έντονη· και για τη φάση των  $d = 95\text{ms}$  (τέλος της  $T_{jet}$ ), οπότε και κυριαρχεί μία πλέον δίνη στην ευρύτερη περιοχή της ζώνης της ανακυκλοφορίας.

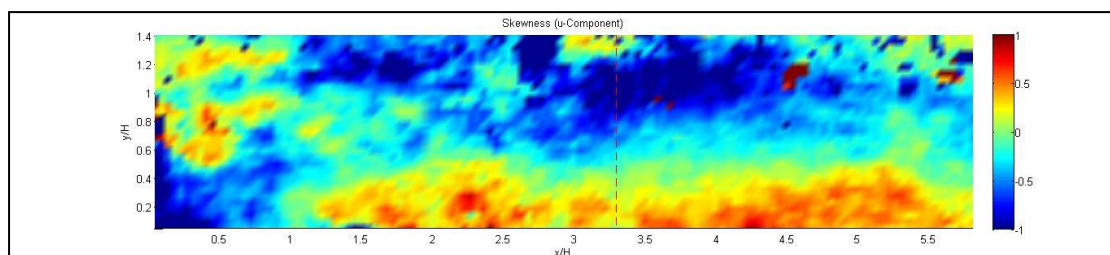
Αν και στις φάσεις αυτές η στατιστική της ροής και τα δυναμικά πρότυπα που παρατηρούνται είναι εντελώς διαφορετικά, εντούτοις η συνάρτηση της πυκνότητας της πιθανότητας παρουσιάζει παρόμοια αποτελέσματα γύρω από το εκάστοτε μέσο συμφασικό σημείο επανακόλλησης της ροής. Συγκεκριμένα, πάντα στο μέσο συμφασικό σημείο επανακόλλησης (σημειώνεται με μία κάθετη διακεκομμένη στις θέσεις  $x_{R,d=5}/H = 3,30$ ,  $x_{R,d=50}/H = 3,86$  και  $x_{R,d=95}/H = 3,56$  των αντίστοιχων διαγραμμάτων) και γενικότερα στην εγγύς περιοχή, η αξονική ταχύτητα έχει μεγαλύτερη πιθανότητα να είναι μηδενική, ενώ ανάντι του εκάστοτε  $x_R$  αρνητική, μεταξύ των  $[-1\text{ m/s}, -0,5\text{ m/s}]$  και κατάντι θετική, κυρίως μεταξύ των  $[0,5\text{ m/s}, 1\text{ m/s}]$ , βάσει του υπομνήματος στα δεξιά των διαγραμμάτων. Οι τιμές αυτές, οι οποίες διαπιστώθηκαν και στις αντίστοιχες σειρές των πειραμάτων των μέσων χρονικών πεδίων, αποδίδονται στην κάθετη σφοδρή πρόσκρουση της ροής με το τοίχωμα της σήραγγας στο σημείο της επανακόλλησης και το διαχωρισμό της σε δύο κατευθύνσεις, μία προς την περιοχή της ανακυκλοφορίας (αρνητικές τιμές της αξονικής ταχύτητας) και μία που επαναπτύσσεται κατάντι (θετικές τιμές της αξονικής ταχύτητας).

Για λόγους πληρότητας, παρατίθενται και τα αντίστοιχα διαγράμματα της αθροιστικής συνάρτησης της πιθανότητας (CDF) τα οποία ουσιαστικά ταυτίζονται με αθροιστικά ιστογράμματα πιθανοτήτων για κάθε θέση του οριζώντιου πεδίου (βλ. σχήματα 5.23.1 έως 5.23.3). Σε αυτά επαληθεύονται τα συμπεράσματα των προηγούμενων διαγραμμάτων, ότι δηλαδή σε ποσοστό άνω του 95% για τις θέσεις  $x \leq x_R$  ισχύει ότι  $u \leq 0\text{ m/s}$ , για  $x \geq x_R$  ισχύει ότι  $u \geq 0\text{ m/s}$  και για  $x = x_R$  ισχύει ότι οι κυμαίνεται γύρω από τα  $u = 0\text{ m/s}$ .

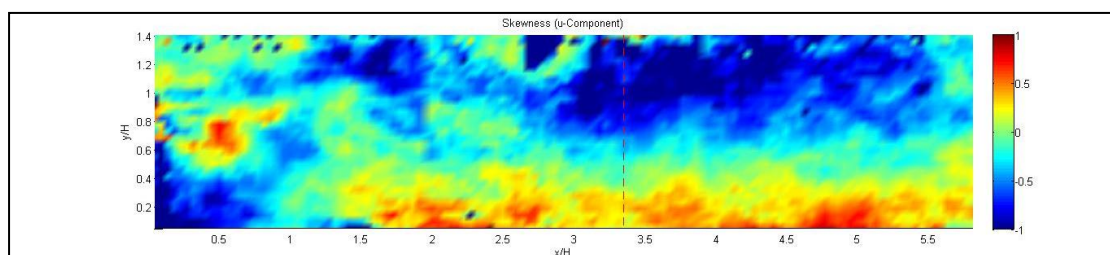
<sup>127</sup> Όλες οι πιθανές τιμές των αξονικών ταχυτήτων στο ύψος του πεδίου που εξετάζεται, κυμαίνονται στο διάστημα των  $[-2\text{ m/s}, 2\text{ m/s}]$ , άρα το μέγεθος κάθε κλάσης είναι ίσο με  $\frac{|2 - (-2)|}{40} = 0,1\text{ m/s}$ . Επομένως η τάξη ακριβείας στον υπολογισμό της πιθανότητας που εξάγεται από τις τιμές των ταχυτήτων που ανήκουν σε ίδιες κλάσεις είναι υψηλή.



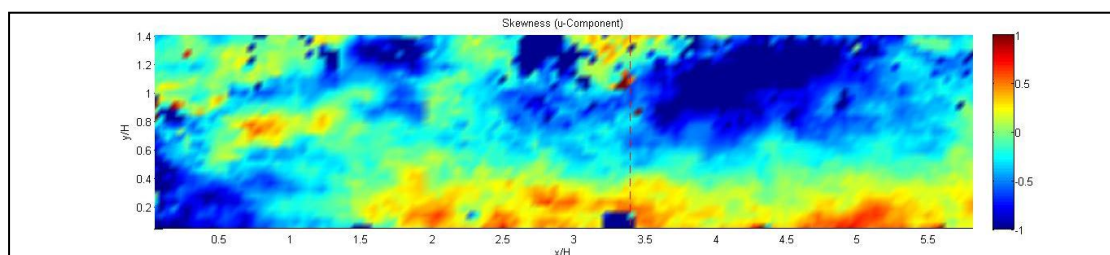
**Σχήμα 5.20.1:** Μέση κατανομή λοξότητας αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u^3}$ , για φάση d=0ms.



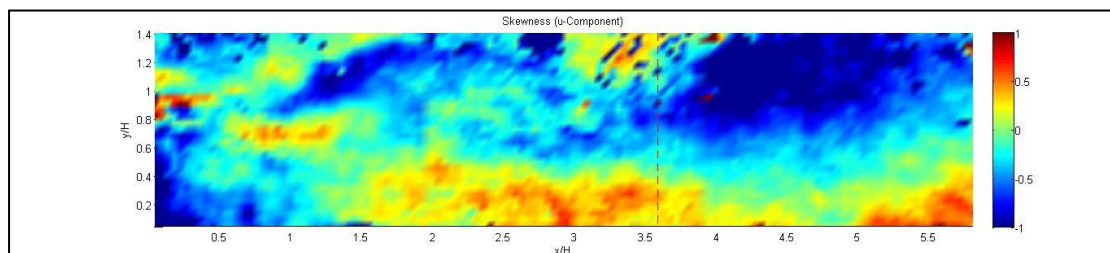
**Σχήμα 5.20.2:** Μέση κατανομή λοξότητας αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u^3}$ , για φάση d=5ms.



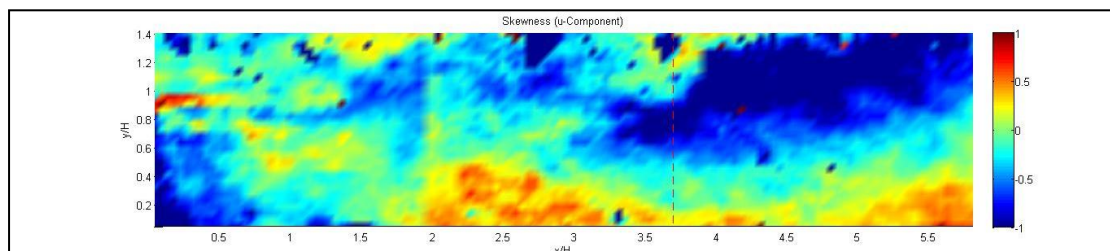
**Σχήμα 5.20.3:** Μέση κατανομή λοξότητας αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u^3}$ , για φάση d=10ms.



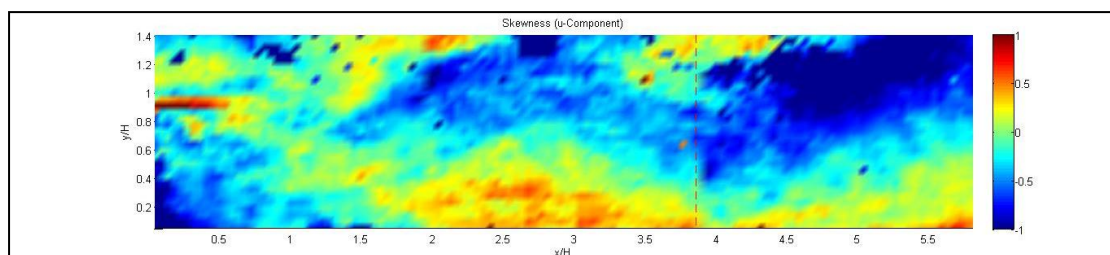
**Σχήμα 5.20.4:** Μέση κατανομή λοξότητας αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u^3}$ , για φάση d=20ms.



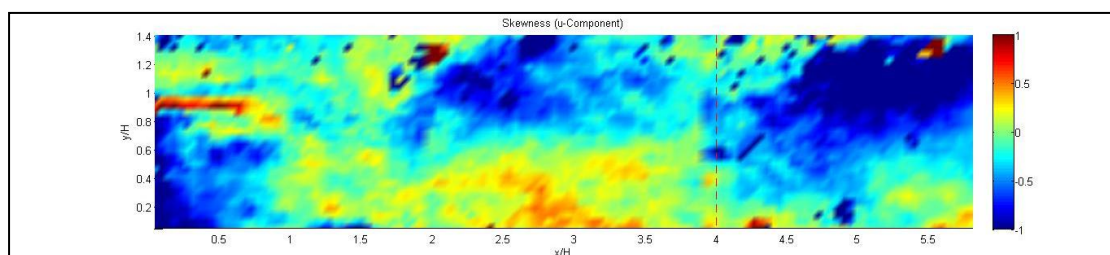
**Σχήμα 5.20.5:** Μέση κατανομή λοξότητας αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u^3}$ , για φάση d=30ms.



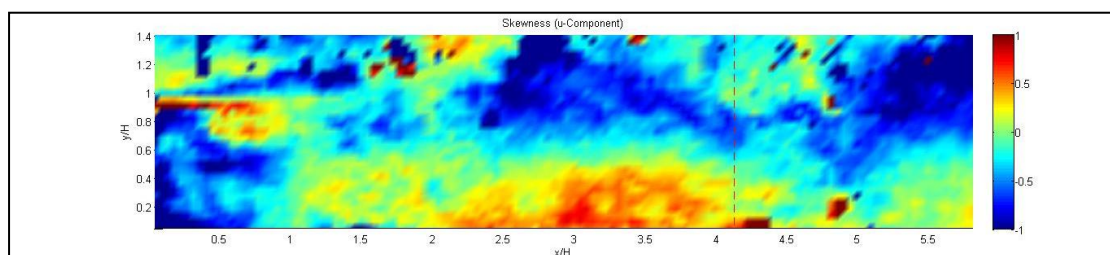
**Σχήμα 5.20.6:** Μέση κατανομή λοξότητας αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u'^3}$ , για φάση d=40ms.



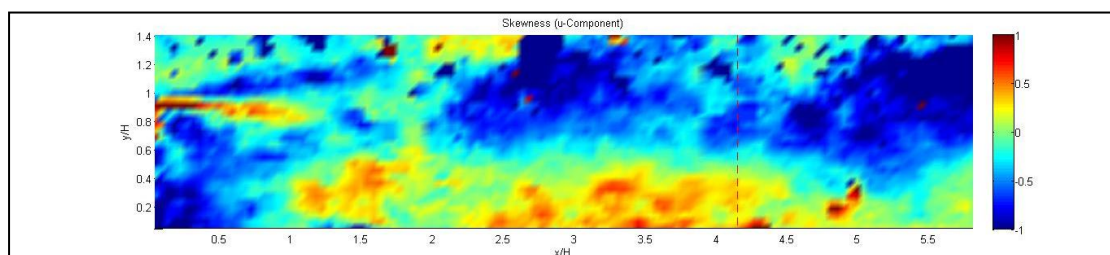
**Σχήμα 5.20.7:** Μέση κατανομή λοξότητας αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u'^3}$ , για φάση d=50ms.



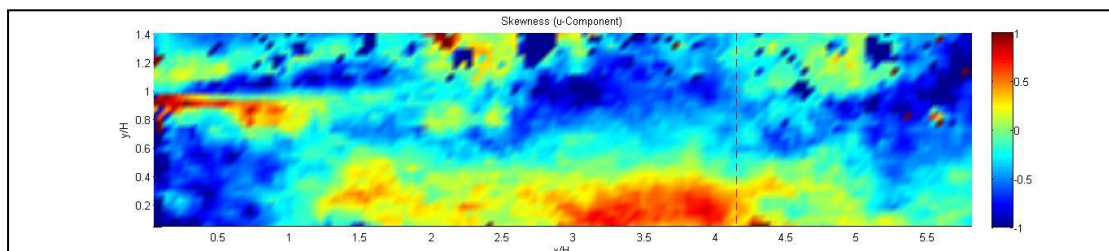
**Σχήμα 5.20.8:** Μέση κατανομή λοξότητας αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u'^3}$ , για φάση d=60ms.



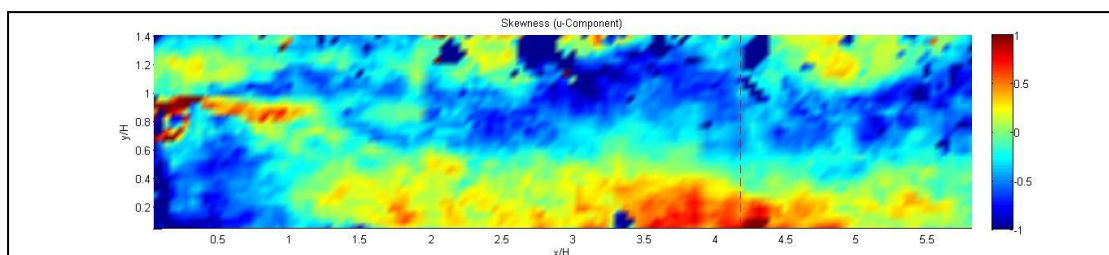
**Σχήμα 5.20.9:** Μέση κατανομή λοξότητας αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u'^3}$ , για φάση d=70ms.



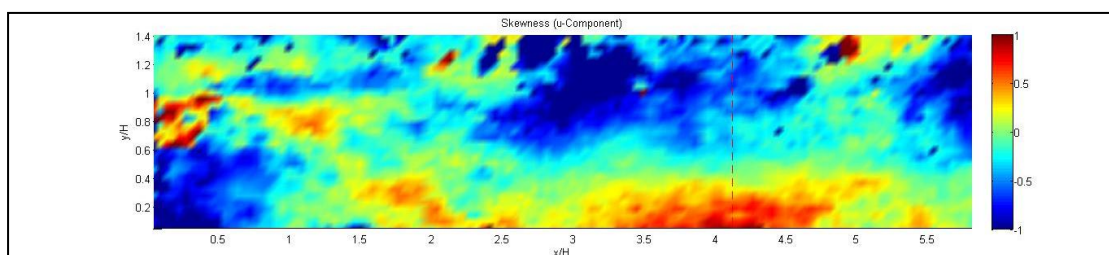
**Σχήμα 5.20.10:** Μέση κατανομή λοξότητας αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u'^3}$ , για φάση d=75ms.



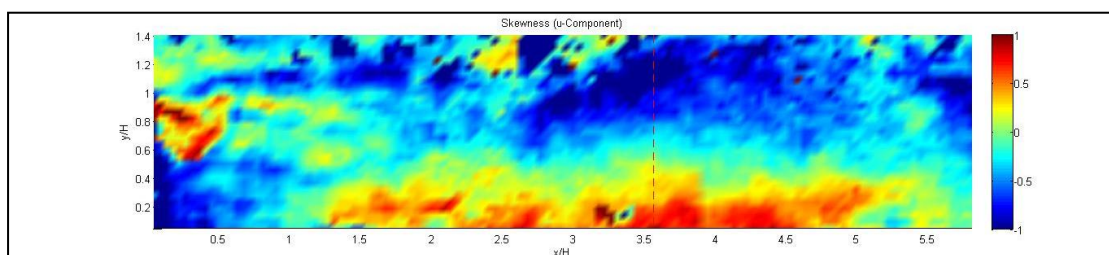
**Σχήμα 5.20.11:** Μέση κατανομή λοξότητας αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u^3}$ , για φάση d=80ms.



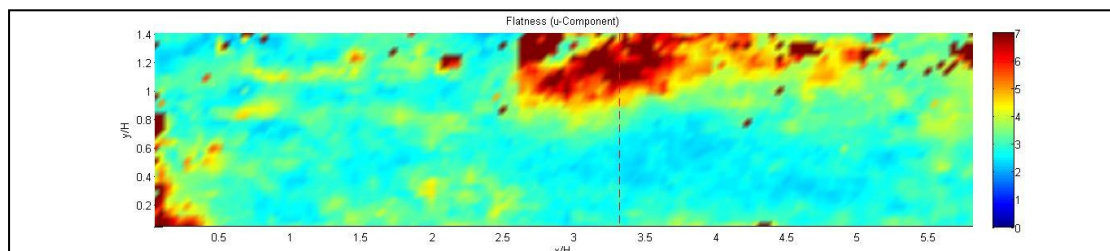
**Σχήμα 5.20.12:** Μέση κατανομή λοξότητας αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u^3}$ , για φάση d=85ms.



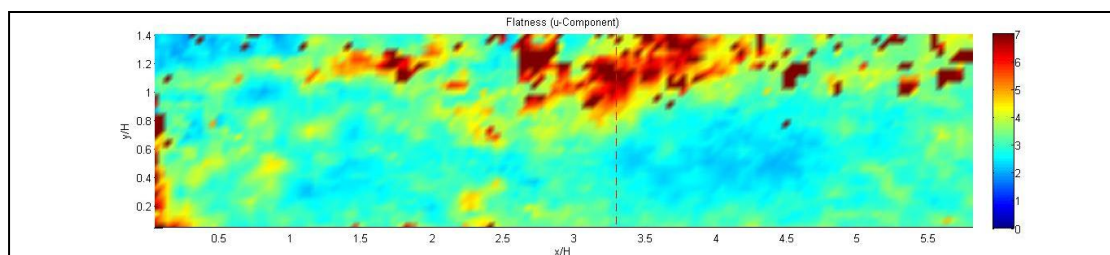
**Σχήμα 5.20.13:** Μέση κατανομή λοξότητας αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u^3}$ , για φάση d=90ms.



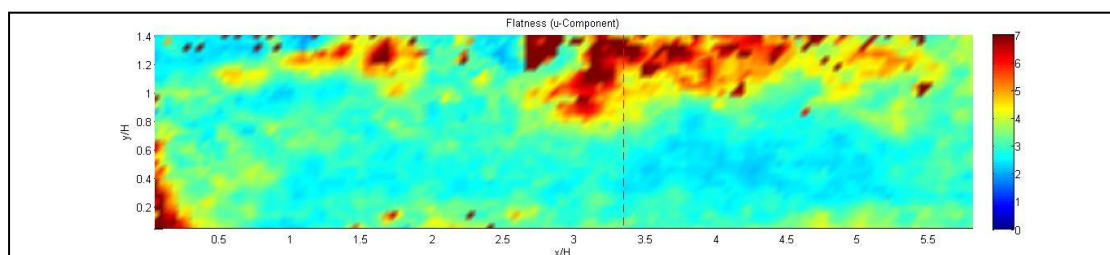
**Σχήμα 5.20.14:** Μέση κατανομή λοξότητας αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u^3}$ , για φάση d=95ms.



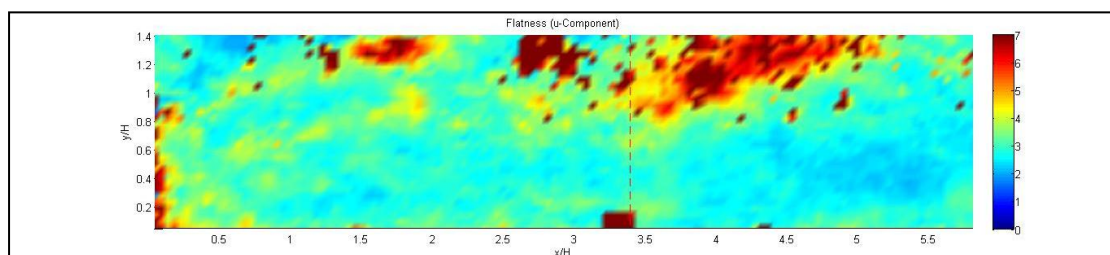
**Σχήμα 5.21.1:** Μέση κατανομή κύρτωσης αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u^A}$ , για φάση  $d=0\text{ms}$ .



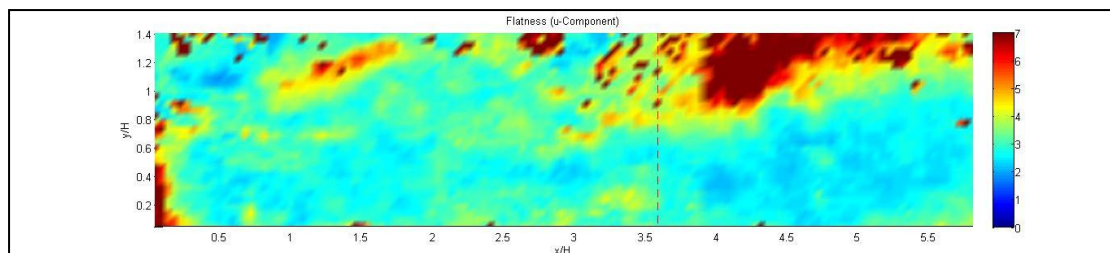
**Σχήμα 5.21.2:** Μέση κατανομή κύρτωσης αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u^A}$ , για φάση  $d=5\text{ms}$ .



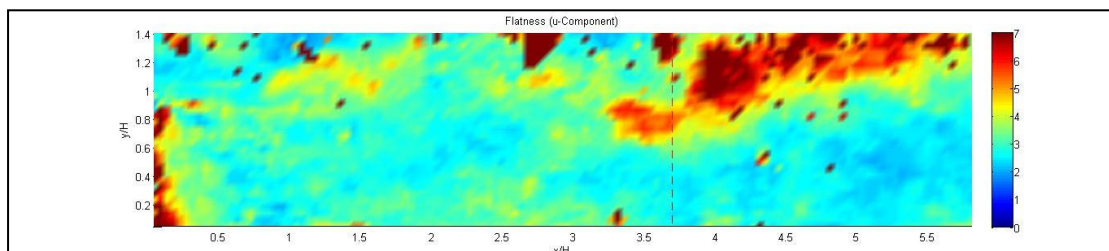
**Σχήμα 5.21.3:** Μέση κατανομή κύρτωσης αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u^A}$ , για φάση  $d=10\text{ms}$ .



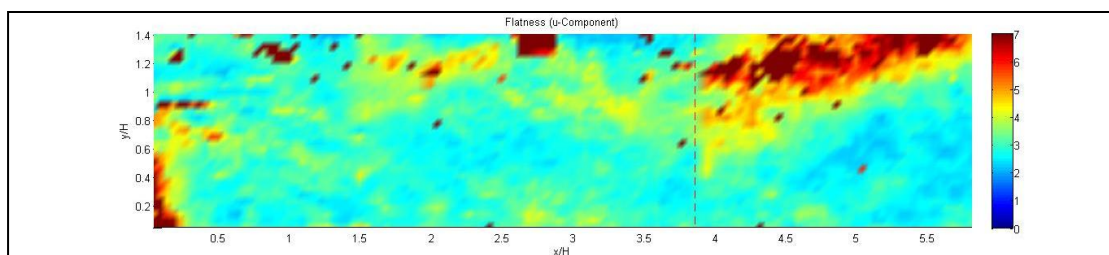
**Σχήμα 5.21.4:** Μέση κατανομή κύρτωσης αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u^A}$ , για φάση  $d=20\text{ms}$ .



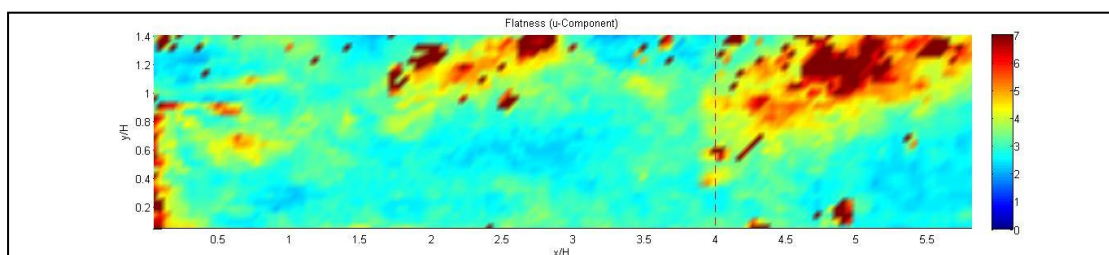
**Σχήμα 5.21.5:** Μέση κατανομή κύρτωσης αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u^A}$ , για φάση  $d=30\text{ms}$ .



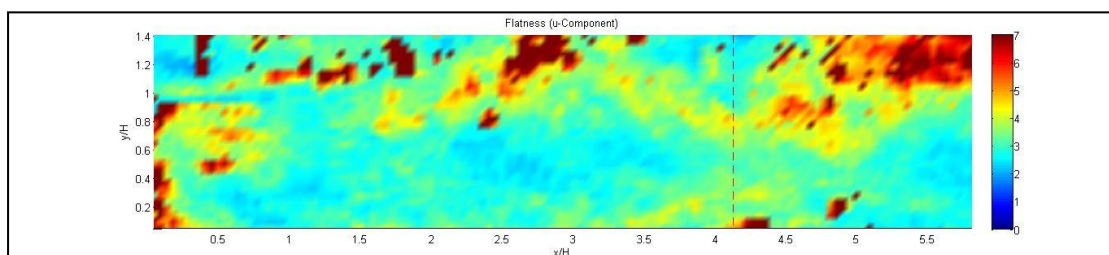
**Σχήμα 5.21.6:** Μέση κατανομή κύρτωσης αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u^A}$ , για φάση d=40ms.



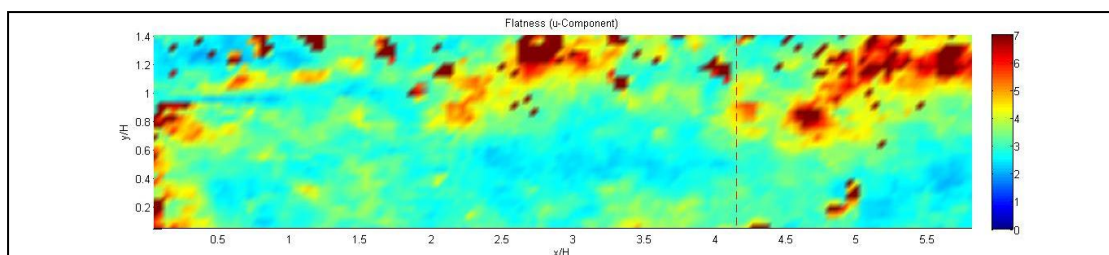
**Σχήμα 5.21.7:** Μέση κατανομή κύρτωσης αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u^A}$ , για φάση d=50ms.



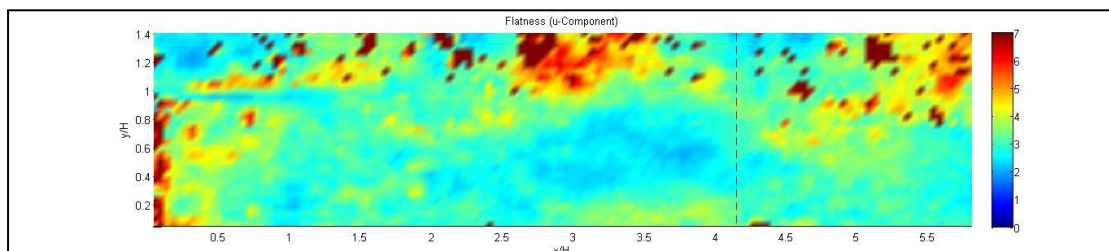
**Σχήμα 5.21.8:** Μέση κατανομή κύρτωσης αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u^A}$ , για φάση d=60ms.



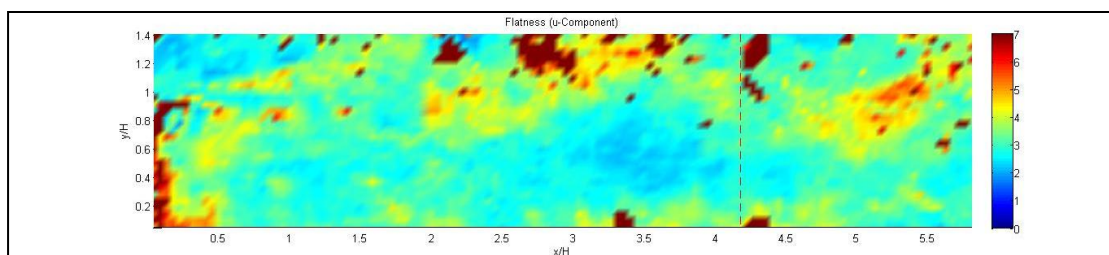
**Σχήμα 5.21.9:** Μέση κατανομή κύρτωσης αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u^A}$ , για φάση d=70ms.



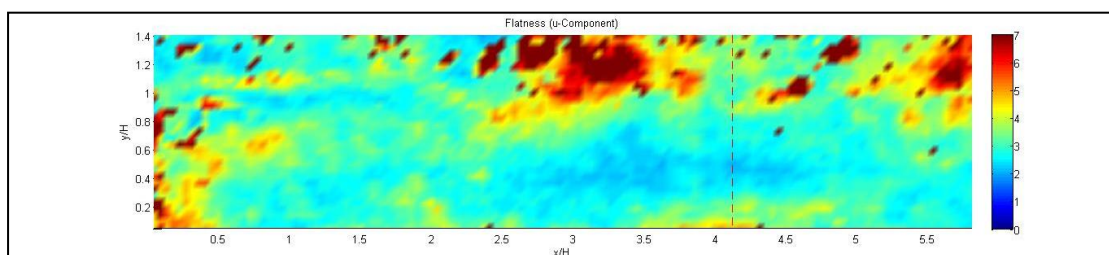
**Σχήμα 5.21.10:** Μέση κατανομή κύρτωσης αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u^A}$ , για φάση d=75ms.



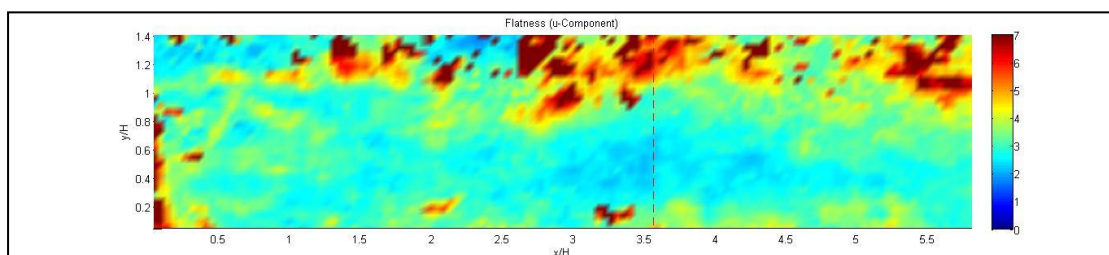
**Σχήμα 5.21.11:** Μέση κατανομή κύρτωσης αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u^4}$ , για φάση d=80ms.



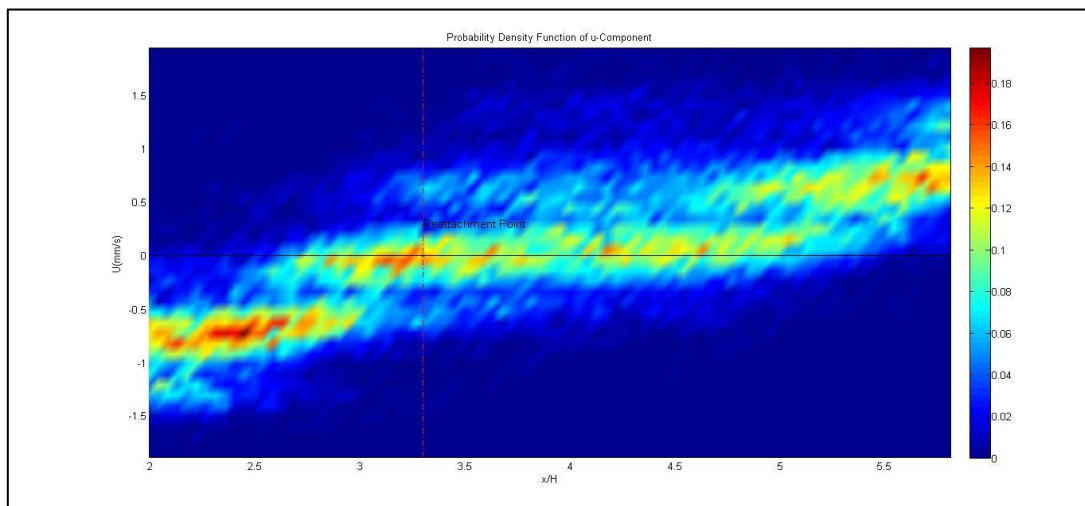
**Σχήμα 5.21.12:** Μέση κατανομή κύρτωσης αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u^4}$ , για φάση d=85ms.



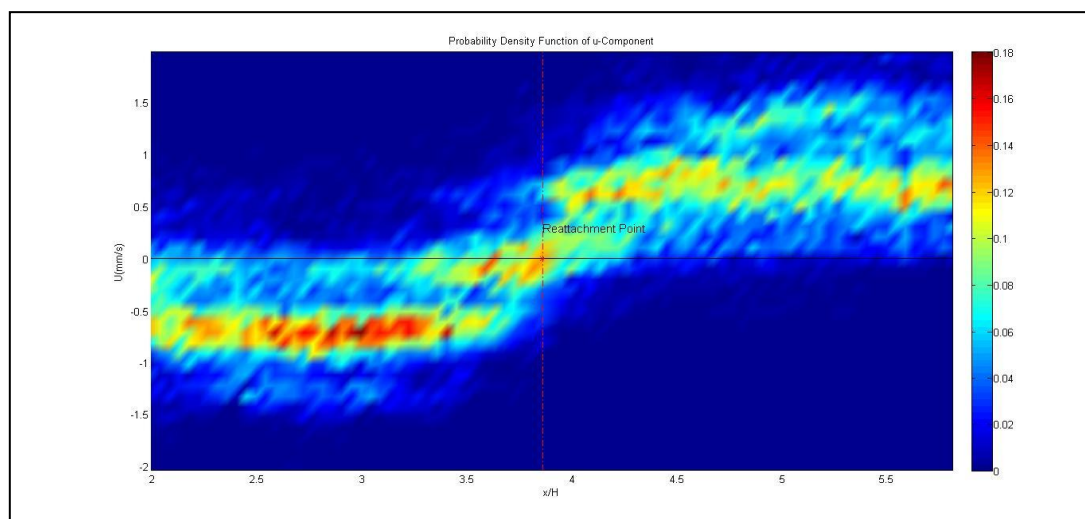
**Σχήμα 5.21.13:** Μέση κατανομή κύρτωσης αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u^4}$ , για φάση d=90ms.



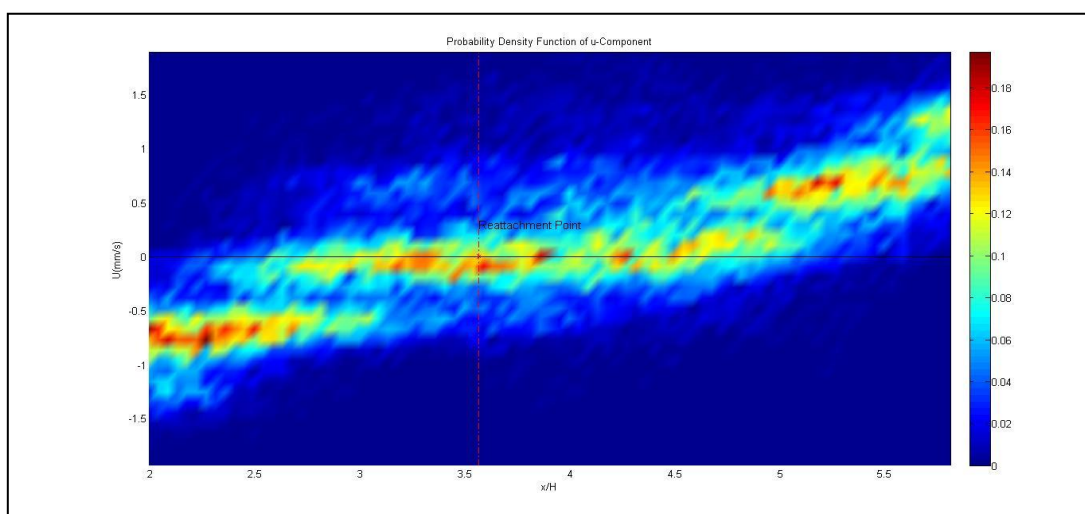
**Σχήμα 5.21.14:** Μέση κατανομή κύρτωσης αξονικής συνιστώσας,  $\overline{u^4}$ , για φάση d=95ms.



**Σχήμα 5.22.1:** Κατανομές πιθανότητας (PDF) των τιμών της αξονικής συνιστώσας  $u$  για φάση  $d=5\text{ms}$ .

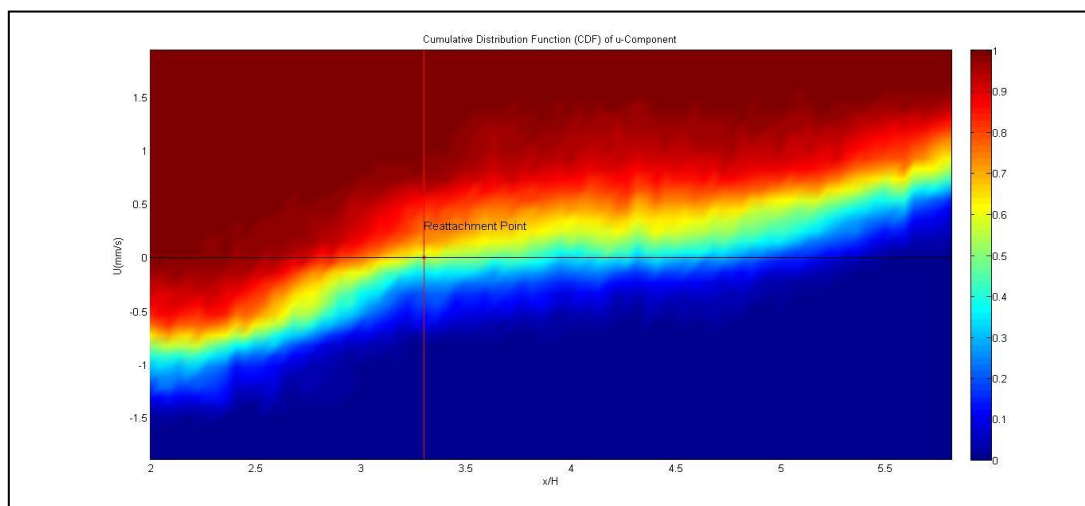


**Σχήμα 5.22.2:** Κατανομές πιθανότητας (PDF) των τιμών της αξονικής συνιστώσας  $u$  για φάση  $d=50\text{ms}$ .

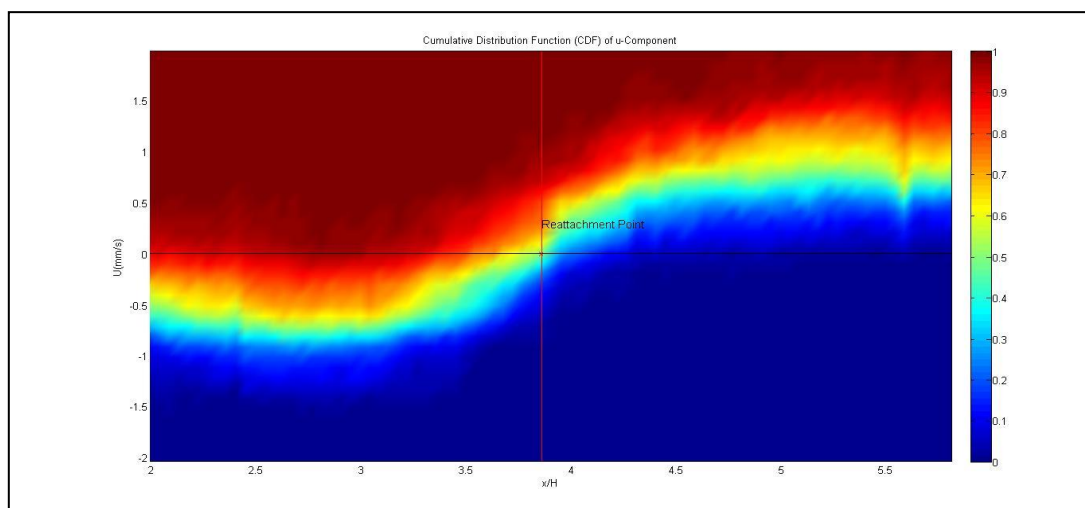


**Σχήμα 5.22.3:** Κατανομές πιθανότητας (PDF) των τιμών της αξονικής συνιστώσας  $u$  για φάση  $d=95\text{ms}$ .

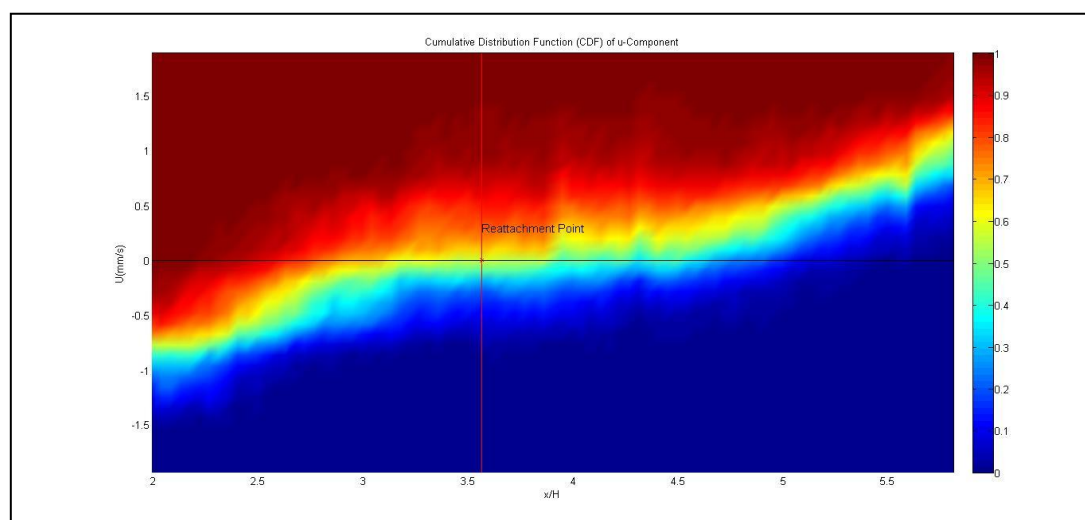




**Σχήμα 5.23.1:** Αθροιστικές κατανομές πιθανότητας (CDF) των τιμών της αξονικής συνιστώσας u για φάση d=5ms.



**Σχήμα 5.23.2:** Αθροιστικές κατανομές πιθανότητας (CDF) των τιμών της αξονικής συνιστώσας u για φάση d=50ms.



**Σχήμα 5.23.3:** Αθροιστικές κατανομές πιθανότητας (CDF) των τιμών της αξονικής συνιστώσας u για φάση d=95ms.



## Συμπεράσματα

### Συμπεράσματα Μη Συγχρονισμένων Πειραμάτων (Μέσων Χρονικά Πεδίων):

Τα αποτελέσματα των μέσων μη συμφασικών πειραμάτων της ροής υποδεικνύουν την ύπαρξη δύο δινών εντός της ζώνης ανακυκλοφορίας, εκ των οποίων η δίνη που κυριαρχεί σε όλο το μήκος της εν λόγω περιοχής είναι ωρολογιακής φοράς, ενώ η δευτερεύουσα που είναι αντίθετης φοράς περιορίζεται στην κάτω ακμή του δοκιμίου της διεύρυνσης. Όσον αφορά στις κατανομές της ταχύτητας, η ροή υφίσταται σταδιακή επιβράδυνση από το ανώτερα προς τα κατώτερα στρώματα της. Έτσι, η αξονική συνιστώσα της ταχύτητας ελαχιστοποιείται στην ευρύτερη περιοχή του μήκους της επανακόλλησης ( $x_R$ ) λόγω της κάθετης πρόσκρουσης της ροής με το τοίχωμα της σήραγγας. Αποτέλεσμα αυτής της δυναμικής διαδικασίας αποτελεί ο διαχωρισμός της ροής σε δύο κατευθύνσεις, μία προς την περιοχή της ανακυκλοφορίας και μία κατάντι του  $x_R$  όπου η ροή επαναπτύσσεται κατά μήκος της επιφάνειας του τοιχώματος.

Εξετάζοντας την επίδραση της διάρκειας του παλμού διέγερσης ( $20ms \leq D_{jet} \leq 50ms$ ) στον έλεγχο της ροής υπό σταθερή συχνότητα ( $T_{jet} = 100ms$ ) και κατ επέκταση σταθερό αριθμό Strouhal ( $St_H = 0,164$ ), διαπιστώνεται μείωση του αντίστοιχου  $x_{R0}$  ( $= 4,73H$ ) της μέσης μη διεγερμένης ροής σε ποσοστό 19%-24%. Μάλιστα, όταν η παράμετρος του εύρους του παλμού ρυθμιστεί στο διάστημα των τιμών [30ms, 40ms], η αποκολλημένη ροή φαίνεται να υφίσταται τη μεγαλύτερη ελαχιστοποίηση του  $x_R$  της. Σε κάθε περίπτωση πάντως και ανεξαρτήτως της διάρκειας του παλμού διέγερσης, η εισαγωγή της διαταραχής στο σύστημα προκαλεί τοπική αύξηση των τάσεων Reynolds γύρω από την περιοχή της επανακόλλησης της ροής. Το τελευταίο συνεπάγεται τη γενικότερη ενίσχυση της μεταφοράς της τύρβης και της ορμής κατά μήκος όλου του διατμητικού στρώματος, μηχανισμοί στους οποίους τελικά αποδίδεται η μείωση του μήκους της επανακόλλησης.

Εξετάζοντας αντιστρόφως την επίδραση της συχνότητας ( $70ms \leq T_{jet} \leq 300ms$ ) στον ενεργό έλεγχο της ροής με σταθερή τη διάρκεια των παλμών διέγερσης ( $D_{jet} = 35ms$ ), ξεχωρίζει η συχνότητα των  $T_{jet} = 100ms$  στην οποία η μεταβλητή έλεγχου  $x_R$  ελαχιστοποιείται, με τη σχετική μείωση του αντίστοιχου  $x_{R0}$  να ανέρχεται σε ποσοστό 24%. Αξιοσημείωτη πάντως είναι και η μείωση που παρατηρείται στη περίπτωση των  $T_{jet} = 80ms$  ( $x_R = 0,765x_{R0}$ ), όταν μάλιστα αυτή παρουσιάζει  $St_H = 0,205$ , τιμή στην οποία η πλειοψηφία των αναφορών συγκλίνει πως είναι η βέλτιστη ως προς την ελαχιστοποίηση του  $x_R$ . Βέβαια απαντώνται ορισμένες αποκλίσεις μεταξύ των ερευνών αυτών οι οποίες αποδίδονται κατά κύριο λόγο στις διαφορετικές συνθήκες διεξαγωγής των εκάστοτε πειραμάτων (αριθμός Re, γεωμετρία συστήματος, κτλ.). Κατά τα άλλα, στο διάστημα των  $70ms \leq T_{jet} \leq 170ms$  (εκτός των  $T_{jet} = 150ms$ ) παρατηρούνται χαμηλές τιμές του  $x_R$  (ποσοστιαία μείωση συγκριτικά με το  $x_{R0}$  της τάξεως του 20%-23%), ενώ αντιθέτως για  $T_{jet} \geq 200ms$  το  $x_R$  αυξάνει ραγδαία, λαμβάνοντας τιμές ακόμη και κοντά σε αυτήν του  $x_{R0}$ . Όσον αφορά στις κατανομές των τάσεων Reynolds παρατηρείται σημαντική αύξηση των τιμών τους στο ύψος του αποκολλημένου διατμητικού στρώματος, όπως και στην προηγούμενη σειρά πειραμάτων, προδίδοντας έτσι τη γενικότερη τυρβώδη δραστηριότητα

της ροής στην εγγύς περιοχή του  $x_R$ . Από τα αποτελέσματα επίσης φαίνεται να υπάρχει εξάρτηση της μεταφερόμενης ορμής κατά μήκος του διατμητικού στρώματος από την περίοδο της διέγερσης των παλλομένων δεσμών αέρα που εισάγονται στο σύστημα, με τις τιμές και το εύρος των τάσεων Reynolds και κατ επέκταση του  $x_R$  να εξαρτώνται ευθέως από την τιμή αυτής της μεταβλητής διέγερσης. Σε κάθε περίπτωση πάντως οι αναταράξεις της ροής είναι εντονότερες στις χαμηλές και -παραδόξως- στις υψηλές περιόδους διέγερσης.

Τέλος και στις δύο προαναφερθείσες σειρές πειραμάτων, η επίδραση της εξωτερικής διέγερσης καθίσταται πιο εμφανής στην κατανομή των ορθών τάσεων Reynolds της ακτινικής συνιστώσας, συγκριτικά πάντα με τη μέση μη διεγερμένη ροή.

### **Συμπεράσματα Συγχρονισμένων Πειραμάτων (Μέσων Συμφασικών Πεδίων):**

Στο πλαίσιο των συμφασικών καταγραφών της ροής για σταθερές παραμέτρους διέγερσης ( $T_{jet} = 100ms$  και  $D_{jet} = 35ms$ ), διαπιστώθηκε αρχικά πως η διαδικασία της επανακόλλησης αποτελεί ένα εξαιρετικά ασταθές δυναμικό φαινόμενο, με τη μεταβλητή ελέγχου του μήκους της επανακόλλησης ( $x_R$ ) να μεταβάλλεται σημαντικά στο διάστημα μίας  $T_{jet}$  καθώς οι διαταραχές μεταφέρονται σε όλο το μήκος του πεδίου. Συγκριτικά με την αντίστοιχη μέση χρονικά μη διεγερμένη ροή παρατηρήθηκε μείωση του αντίστοιχου  $x_{R0}$  σε ποσοστό που κυμαίνεται από 12% περίπου έως ακόμη και 30% στις φάσεις μέγιστου πλάτους διέγερσης.

Παράλληλα, μέσα από τη λεπτομερή εξέταση των αντίστοιχων μέσων συμφασικών πεδίων διαπιστώθηκε πως υφίσταται οργανωμένη κίνηση του ρευστού στο ύψος του διατμητικού στρώματος και κυρίως στη ζώνη της ανακυκλοφορίας, η οποία αποδίδεται στην περιοδική διέγερση που επιβάλλεται στην τυρβώδη αποκολλημένη ροή. Συγκεκριμένα, ταυτοποιήθηκαν συνεκτικές δομές μεγάλης κλίμακας υπό τη μορφή δινών ωρολογιακής φοράς. Οι τελευταίες, που εισάγονται στο σύστημα κάτω από τη σχισμή των οπών του δοκιμίου, αρχικά ταλαντώνονται ως προς την κάθετο και ακολούθως επεκτείνονται προς όλες τις κατευθύνσεις, ταξιδεύοντας παράλληλα κατάντι προς το εκάστοτε μέσο συμφασικό  $x_R$  όπου και τελικά διαχέονται, αφού πρώτα εκφυλιστούν σε πρότυπα μικρών πεπλατυσμένων κλειστών βρόγχων. Η μέση ταχύτητα με την οποία ταξιδεύουν οι δίνες στο διατμητικό στρώμα υπολογίζεται κατά προσέγγιση ίση με το 33% της μέσης αξονικής ταχύτητας εισόδου ( $\bar{u}_c$ ). Η έντονη αλληλεπίδραση επίσης μεταξύ των δινών αυτών, που εκλύονται στην αρχή κάθε περιόδου, θεωρείται ένας σπουδαίος μηχανισμός ενίσχυσης της μεταφοράς της ορμής που διαδραματίζει εξέχοντα ρόλο στην ανάπτυξη του αποκολλημένου διατμητικού στρώματος, καθώς συμβάλλει στην παραγωγή επιπρόσθετης τυρβώδους κίνησης του ρευστού.

Στη ζώνη της ανακυκλοφορίας και ιδίως στην περιοχή μεταξύ των δινών όπου και λαμβάνει χώρα η διαδικασία της αλληλεπίδρασης αυτών, παρατηρούνται ισχυρές παραμορφώσεις των συνεκτικών δομών σε όλες τις φάσεις καταγραφής. Άμεσο επακόλουθο αυτού του φαινομένου αποτελεί η εμφάνιση υψηλών τάσεων Reynolds και κατ επέκταση αξιοσημείωτη ενίσχυση της παραγωγή τους. Τελικά τα υψηλά επίπεδα των τάσεων Reynolds λόγω της εφηρμοσμένης εξωτερικής διαταραχής αποδίδονται στην οργανωμένη κίνηση των δινών εντός του διατμητικού στρώματος, με τις υψηλές τιμές τους να περιορίζονται σε έναν πυρήνα ο οποίος ταξιδεύει -όπως και οι δίνες- κατάντι ακόμη και του  $x_R$ , σε αντίθεση με τη μέση μη διεγερμένη ροή, όπου οι υψηλές τιμές εκεί περιορίζονται μέχρι και αυτό το σημείο. Τέλος, σημειώνεται πως η διάχυτη τυρβώδης κίνηση του ρευστού σε όλο το μήκος του πεδίου καθίσταται περισσότερο εμφανής μέσα από την εξέταση των διατμητικών τάσεων Reynolds, που εκφράζουν την αξονική μεταφορά της ορμής κατά την εγκάρσια κατεύθυνση.



## ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Ι:

### Μετασχηματισμός Fourier Συνάρτησης Δύο Μεταβλητών:

Έστω μία συνάρτηση  $I(x, y)$ , όπου οι μεταβλητές  $x, y$  λαμβάνουν διακριτές τιμές, δηλαδή ισχύει:

$$x = k \cdot \Delta x, \quad k = 1, \dots, M, \quad [\text{Π.Ι-1}]$$

$$\text{και } y = l \cdot \Delta y, \quad l = 1, \dots, N. \quad [\text{Π.Ι-2}]$$

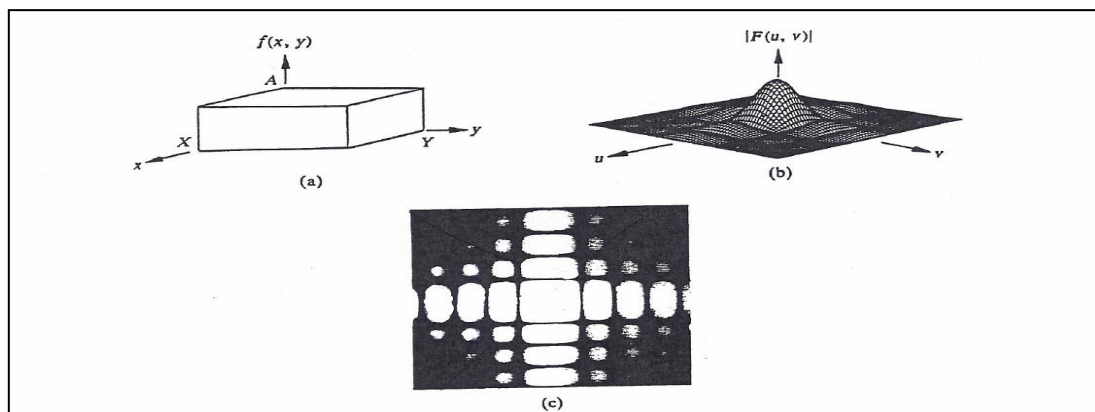
Τότε η τιμή της συνάρτησης  $I(x, y)$  μπορεί να υπολογιστεί από την έκφραση:

$$I(x, y) = I(k\Delta x, l\Delta y) = \sum_{m=0}^{M-1} \sum_{n=0}^{N-1} F(m, n) \cdot e^{i2\pi \left( \frac{mk}{M} + \frac{nl}{N} \right)}, \quad [\text{Π.Ι-3}]$$

όπου  $F(m, n)$  είναι ο μετασχηματισμός Fourier της συνάρτησης  $I(x, y)$  και δίνεται από τον τύπο:

$$F(m, n) = \frac{1}{M \cdot N} \sum_{k=1}^M \sum_{l=1}^N I(k\Delta x, l\Delta y) \cdot e^{-i2\pi \left( \frac{mk}{M} + \frac{nl}{N} \right)}. \quad [\text{Π.Ι-4}]$$

Στην περίπτωση που η συνάρτηση  $I(x, y)$  εκφράζει τη φωτεινότητα μίας εικόνας, τα στοιχειώδη διαστήματα  $\Delta x$  και  $\Delta y$  αποτελούν τις διαστάσεις ενός εικονοστοιχείου (pixel). Παρακάτω παρουσιάζεται ένα παράδειγμα δισδιάστατου μετασχηματισμού Fourier για μια συνάρτηση  $f(x, y)$ , σταθερή στο χωρίο  $0 < x < X$  και  $0 < y < Y$ .



**Σχήμα Π.1:** Παράδειγμα δισδιάστατου μετασχηματισμού Fourier.



## ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ ΙΙ:

### Υπολογιστικά Προγράμματα:

Στο παράρτημα αυτό παρατίθενται τα συναρτησιακά m-files που συντάχθηκαν στη γλώσσα προγραμματισμού Matlab κατά τη διεξαγωγή των πειραμάτων του PIV με στόχο την επεξεργασία και την παρουσίαση των αποτελεσμάτων υπό τη μορφή διαγραμμάτων. Τα αρχεία εισόδου αποτελούν πίνακες της μορφής που περιγράφεται στην παράγραφο §4.2.2 «Διαδικασία και Εργαλεία Επεξεργασίας Αποτελεσμάτων». Σημειώνεται πως κάθε κώδικας πραγματεύεται την ταυτόχρονη επεξεργασία των 300 αρχείων που επιστρέφει το λογισμικό PIV στο χρήστη για κάθε σειρά πειραμάτων. Επίσης, η σειρά παρουσίασης των m-files είναι αυτή με την οποία τρέχουν τα αντίστοιχα προγράμματα· εάν δηλαδή παρακαμφθεί κάποιος, τότε η Matlab εμφανίζει μήνυμα σφάλματος και τελικά δεν τρέχει κανένα από τα αρχεία.

(A) Καθώς εμπλέκονται πολλές μεταβλητές στην επεξεργασία των αποτελεσμάτων, το αρχείο start.m αποτελεί ουσιαστικά το λογικό διάγραμμα της ανάλυσης των πειραμάτων, διευκολύνοντας κατά τον τρόπο αυτό την όλη διαδικασία. Για την ακρίβεια, αποτελεί το μόνο αρχείο το οποίο υφίσταται αλλαγές μεταξύ της επεξεργασίας των διαφόρων πειραμάτων, με τα υπόλοιπα αρχεία να καλούνται μέσα από το τρέξιμο αυτού σε μία λογική σειρά. Επίσης ρυθμίζονται ορισμένες παράμετροι που αφορούν στον αριθμό των παραθύρων καταγραφής προς επεξεργασία και στη μεταφορά των αντίστοιχων αρχείων τους στη Matlab, εισάγοντας το πρόθεμα και την κατάληξη της αντίστοιχης ομάδας των αρχείων. Παράλληλα, ορίζονται οι τιμές σε ορισμένες μεταβλητές για την εξαγωγή των διαγραμμάτων PDF (αριθμός κλάσεων κτλ.), την εξαίρεση των εσφαλμένων διανυσμάτων, κ.α. Το αρχείο που παρατίθεται παρακάτω, αφορά για παράδειγμα στην επεξεργασία των συμφασικών πειραμάτων καταγραφής για καθυστέρηση φάσεως  $d = 0 \text{ ms}$ .

```
%% file start.m
%% This is the only file that needs to be altered

clear all
close all

%% How many windows?
win_no = 1;      % 1 or 3 are acceptable
win_min_x = 0;  % if win_no = 1, which is the minimum x-value?

%% IF FILES DO NOT EXIST:
% if win_no = 1 use these:
datapathS='SWa';
prefixS='s00ms';
sufixS='.T000.D000.P001.H017.L.vec';
```



```
% if win_no = 3 use the following windows as well, otherwise they are ignored:

%-----
datapathM='MWa';
prefixM='s00ms';
sufixM='.T000.D000.P001.H003.L.vec';

datapathR='RWa';
prefixR='s00ms';
sufixR='.T000.D000.P001.H003.L.vec';
%-----

load_files;

%% IF FILES EXIST:
% Which files to load and delete the % symbols

% load SWas00ms.mat;
% load MWas00ms.mat;
% load RWas00ms.mat;

%% PDF Y-axis limits and number of bins:

number_of_bins = 40; % Size of bin for discretized speeds U
reject_up = 0.3; %
reject_down = 0; %

%% clear U and V if E = -1

use_erronous_values = false;

%% Ask user and if he wants run main.m and pdf.m,
% detach.m is called within main.m

answer = input('*****\nFiles Loaded...\n                *Run main.m?(y/n)', 's');

if size(answer,2) ~= 1
    answer = 'q';
end

while(answer~='y' && answer~='Y' && answer~='n' && answer~='N')
    answer = input('                (y/n)', 's');
    if size(answer,2) ~= 1
        answer = 'q';
    end
end
end
```



```
if answer=='y' || answer == 'Y'
    no_graphs = false;

if answer == 'Y'
    no_graphs = true;
    main; % detach is called within main
    answer = input('main.m - no graphs.*Run pdf.m?(y/n)','s');
else
    main; % detach is called within main
    answer = input('main.m Finished. *Run pdf.m?(y/n)','s');
end

if size(answer,2) ~= 1
    answer = 'q';
end

while(answer~='y' && answer~='Y' && answer~='n' && answer~='N')
    answer = input('                (y/n)','s');

    if size(answer,2) ~= 1
        answer = 'q';
    end

end

if (win_no ~= 3)

    if answer=='y' || answer == 'Y'
        pdf;
        fprintf('pdf.m Finished.\n');
    else
        fprintf('pdf.m Cancelled.\n','s');
    end
    answer = 'B';
else
    if answer=='y' || answer == 'Y'
        pdf;
        answer = input('pdf.m Finished. ');
    else
        answer = input('pdf.m Cancelled. ');
    end
end

else
    disp('main.m Cancelled. Cannot continue..');
end
```



(B) Με αυτό το m-file (load\_files.m) τα αρχεία που βρίσκονται στους φακέλους των πειραμάτων που ενδιαφέρουν κάθε φορά, μεταφέρονται στο προγραμματιστικό περιβάλλον της Matlab και μετατρέπονται σε πίνακες. Υπενθυμίζεται πως η καταγραφή σε κάθε παράθυρο λήψεων αποτελεί ένα διαφορετικό πείραμα. Συνεπώς, στην περίπτωση που επιθυμείται η επεξεργασία ολόκληρου του πεδίου της ροής (και στα τρία παράθυρα) μεταφέρονται τα αρχεία από τους τρεις φακέλους των αντίστοιχων πειραμάτων.

```
%% file load_files.m
```

```
%% load SW or one single window
```

```
x = zeros(42,31,300);  
y = zeros(42,31,300);  
u = zeros(42,31,300);  
v = zeros(42,31,300);  
e = zeros(42,31,300);
```

```
for k=0:299
```

```
    fname=sprintf('%s/Analysis/%s%06d%s',datapathS,prefixS,k,suffixS);  
    fid=fopen(fname);  
    c=textscan(fid,'%f,%f,%f,%f,%f,%d','headerLines',1);  
    x(:,k+1)=reshape(c{1},42,31);  
    y(:,k+1)=reshape(c{2},42,31);  
    u(:,k+1)=reshape(c{3},42,31);  
    v(:,k+1)=reshape(c{4},42,31);  
    e(:,k+1)=reshape(c{5},42,31);  
    fclose(fid);
```

```
end
```

```
%% If number of windows is 3, load the other 2 windows
```

```
if (win_no==3)
```

```
    %% load MW
```

```
x1 = zeros(42,31,300);  
y1 = zeros(42,31,300);  
u1 = zeros(42,31,300);  
v1 = zeros(42,31,300);  
e1 = zeros(42,31,300);
```

```
for k=0:299
```

```
    fname=sprintf('%s/Analysis/%s%06d%s',datapathM,prefixM,k,suffixM);  
    fid=fopen(fname);  
    c=textscan(fid,'%f,%f,%f,%f,%f,%d','headerLines',1);
```





```
x1(:, :, k+1) = reshape(c{1}, 42, 31);
y1(:, :, k+1) = reshape(c{2}, 42, 31);
u1(:, :, k+1) = reshape(c{3}, 42, 31);
v1(:, :, k+1) = reshape(c{4}, 42, 31);
e1(:, :, k+1) = reshape(c{5}, 42, 31);
fclose(fid);
end

%% load RW

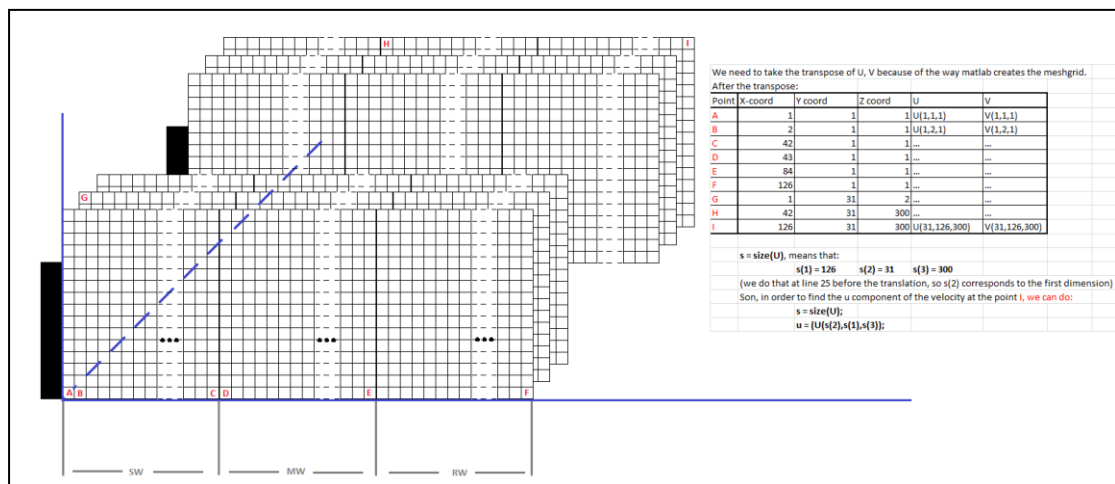
x2 = zeros(42, 31, 300);
y2 = zeros(42, 31, 300);
u2 = zeros(42, 31, 300);
v2 = zeros(42, 31, 300);
e2 = zeros(42, 31, 300);

for k=0:299
    fname = sprintf('%s/Analysis/%s%06d%s', datapathR, prefixR, k, suffixR);
    fid = fopen(fname);
    c = textscan(fid, '%f,%f,%f,%f,%d', 'headerLines', 1);
    x2(:, :, k+1) = reshape(c{1}, 42, 31);
    y2(:, :, k+1) = reshape(c{2}, 42, 31);
    u2(:, :, k+1) = reshape(c{3}, 42, 31);
    v2(:, :, k+1) = reshape(c{4}, 42, 31);
    e2(:, :, k+1) = reshape(c{5}, 42, 31);
    fclose(fid);
end
end
```



(Γ) Στο αρχείο αυτό (main.m) αρχικά πραγματοποιείται –εάν βέβαια έχει προηγηθεί η επιλογή της επεξεργασίας των τριών παραθύρων καταγραφής στο αρχείο start.m - η συνένωση των αντίστοιχων διανυσματικών πεδίων μεταξύ των πειραμάτων. Στη συνέχεια, ανεξαρτήτως του αριθμού των παραθύρων καταγραφής ορίζεται ένα καθολικό σύστημα συντεταγμένων το οποίο μετασχηματίζεται (υφίσταται περιστροφή) μέσω των ιδιοτήτων της γραμμικής άλγεβρας των πινάκων, έτσι ώστε η αρχή του να μεταφέρεται στο κάτω αριστερά άκρο του εκάστοτε διαγράμματος. Παρακάτω, παρατίθεται ως παράδειγμα η περίπτωση του μετασχηματισμού του συστήματος των τριών παραθύρων καταγραφής. Σε αυτό, κάθε ένας από τους 300 πίνακες αποτελεί τη συνένωση τριών (όσα και τα πειράματα) τυχαίων στιγμιότυπων καταγραφής, που διαθέτει  $3 \times 42 \times 31$  τετραγωνικές περιοχές (όσα και τα σημεία του προεπιλεγμένου πλέγματος ανά πεδίο καταγραφής).

Τέλος, υπολογίζονται τα μέσα πεδία όλων των στατιστικών ποσοτήτων της ροής (κατανομές ταχυτήτων, ορθών και διατμητικών τάσεων Reynolds, λοξότητας και κύρτωσης) βάσει των 300 αρχείων κάθε πειράματος και εξάγονται τα αντίστοιχα διαγράμματα, εξαιρώντας παράλληλα από τη διαδικασία τα διανύσματα που είναι εσφαλμένα σύμφωνα με το πρόγραμμα Insight 3G.



**Σχήμα II.2:** Η συνένωση και ο μετασχηματισμός του συστήματος των συντεταγμένων για την περίπτωση των τριών παραθύρων καταγραφής του πεδίου της ροής.

```
%% file main.m
```

```
%% Concatenate matrices
```

```
% Add results from SW, MW and RW into a single matrix
```

```
if (win_no~=3)
```

```
    X = x+win_min_x;
```

```
    Y = y;
```

```
    U = u;
```

```
    V = v;
```

```
    E = e;
```



else

```
X=[x2; 80+x1; 160+x];
```

```
Y=[y2; y1; y];
```

```
U=[u2; u1; u];
```

```
V=[v2; v1; v];
```

```
E=[e2; e1; e];
```

end

```
H = 41;
```

```
%% Rotate the system
```

```
% Size of dataset
```

```
s=size(U); % That means that: s(1) = 126, s(2) = 31, s(3) = 300
```

```
% X: Do not need the 2nd and 3rd dimension of X (1..31 and 1..300) since they repeat
```

```
A = X(:,1,1);
```

```
clear X;
```

```
X = A;
```

```
X = X/H; % Now, X has 1 dimension (1..126)
```

```
% Similarly for Y
```

```
A = Y(1,:,1);
```

```
clear Y;
```

```
Y = A;
```

```
Y = Y/H; % Now, Y has 1 dimension (1..31)
```

```
Y = -Y; % Also we need to change to (+) direction
```

```
% Fix the grid so that it is in accordance with the Matlab plot commands
```

```
[XX,YY] = meshgrid(X,Y);
```

```
% U: we first flip and then take the transpose so that it corresponds to the modified X,Y
```

```
U = flipdim(U,1); % Equivalent to flipud, but works in matrices with 3 dimensions
```

```
U = flipdim(U,2); % Equivalent to fliplr, but works in matrices with 3 dimensions
```

```
U = -U; % Because positive direction is towards the right
```

```
% V: we need to flip this matrix as well
```

```
V = flipdim(V,1);
```

```
V = flipdim(V,2);
```



`% E: Finally we flip this matrix`

```
E = flipdim(E,1);
```

```
E = flipdim(E,2);
```

`% Transpose them now:`

```
A = zeros(s(2),s(1),s(3));
```

```
for i=1:s(3)
```

```
    A(:,:,i)=U(:,:,i)';
```

```
end
```

```
clear U;
```

```
U=A;
```

```
for i=1:s(3)
```

```
    A(:,:,i)=V(:,:,i)';
```

```
end
```

```
clear V;
```

```
V=A;
```

```
for i=1:s(3)
```

```
    A(:,:,i)=E(:,:,i)';
```

```
end
```

```
clear E;
```

```
E=A;
```

`%% Plot limits`

```
Xlimits = [X(1) X(s(1))];
```

```
Ylimits = [Y(1) Y(s(2))];
```

`%% Set all U's and all V's to NaNs if results indicated as erroneous (e=-1)`

```
if (~use_erronous_values)
```

```
    % Find the indices of erroneous speeds and store them in [NaNi, NaNj, NaNk]:
```

```
    [NaNi,t] = find(E == -1);
```

```
    [NaNj , NaNk] = ind2sub(s(1),t);
```

```
    NaNindexes = sub2ind(size(U),NaNi,NaNj,NaNk);
```

```
    % Clear them from U and V
```

```
    U(NaNindexes) = NaN;
```

```
    V(NaNindexes) = NaN;
```

```
end
```



```
%% Calculate variables:

% Mean Field of Speeds (NOT velocity since no direction)

m = sqrt(nanmean(U.^2+V.^2,3)); % Mean of u^2 + v^2 along the 3rd dimension (300
                                % elements)

% Mean Field of U and V velocity components

mu = nanmean(U,3);           % Mean of u along the 3rd dimension (300 elements)
mv = nanmean(V,3);           % Mean of v along the 3rd dimension (300 elements)

% Variation of u component (fluctuations)

up = zeros(s(2),s(1),s(3)); % Initializing array up (for speed purposes)
vp = zeros(s(2),s(1),s(3)); % Initializing array vp (for speed purposes)
for i=1:s(2) % 1,...,31 (remember we have taken the transpose so 1st dimension is 31 now)
    for j=1:s(1) % 1,...,126 (and 2nd dimension is 126)
        up(i,j,:)=U(i,j,:)-mu(i,j);
        vp(i,j,:)=V(i,j,:)-mv(i,j);
    end
end

% Mean Field of Normal Reynolds Stresses (square variation = variance)

muu=nanmean(up.^2,3); % Mean of up along the 3rd dimension (300 elements)
muv=nanmean(vp.^2,3); % Mean of vp along the 3rd dimension (300 elements)

% Mean Field of Shear Reynolds stresses

muv = -nanmean(up.*vp,3); % Mean of up*vp along the 3rd dimension (300 elements)

% Mean Skewness Field

muuu = nanmean(up.^3,3)./(sqrt(muu).^3); % Mean of up^3 along the 3rd dimension
                                          % (300 elements)

% Mean Flatness Field

muuuu = nanmean(up.^4,3)./(sqrt(muu).^4); % Mean of up^4 along the 3rd dimension
                                           % (300 elements)

detach;
```



```
%% Save values for use in other files

up1 = up;
vp1 = vp;
del = isnan(up);
up(del) = 0;
clear del;
del = isnan(vp);
vp(del) = 0;
clear del;

if win_no==3
    save data.mat E e e1 e2 X XX Y YY U V Xlimits Ylimits use_erronous_values;
else
    save data.mat E e X XX Y YY U V Xlimits Ylimits use_erronous_values;
end

up = up1;
vp = vp1;
clear up1 vp1;

%% Plots

barlimX = [-2.563 -0.7];
barlimY = [1 1];

if (~no_graphs)

    %%

    file = 1;

    figure (file)
    hold on;
    pcolor(XX,YY,m);
    shading interp;
    colormap jet;
    colorbar;
    quiver(XX,YY,mu,mv,2,'k');

    plot([0 maxX],[0 0],'-k');
    plot([interp_dist interp_dist],[-20 20], '--r');

    axis equal;
```



```
if (win_no == 3)
    bar(barlimX,barlimY,'k');
    xlim([-0.4 X(s(1))]); % Do not use Xlimits here, because we use the black bar as well
                        % before x=0
else
    xlim(Xlimits);
end
ylim(Ylimits);
xlabel('x/H');
ylabel('y/H');
title('Mean Velocity Field');

%%

file = 2;

figure(file);
hold on;
contourf(XX,YY,m);
colormap jet;
colorbar;

dens = 30;
Xc = [ones(dens,1)*X(2) ; ones(dens,1)*X(s(1)) ; (X(1):(X(s(1))-X(1))/(dens-1):X(s(1)))];
Yt = Y(1):abs(Y(s(2))-Y(1))/(dens-1):Y(s(2));

Yc = zeros(2*length(Yt),1);
Yc(1:length(Yt)) = Yt';
Yc(length(Yt)+1:2*length(Yt)) = Yt';
Yc(2*length(Yt)+1:3*length(Yt)) = Y(2);

quiver(XX,YY,mu,mv,2,'k');
a = streamline(XX,YY,mu,mv,Xc,Yc);
set(a,'LineWidth',1,'Color','Black');

plot([0 maxX],[0 0],'-k');
plot([interp_dist interp_dist],[-20 20],'-r');

axis equal;
xlim(Xlimits);
ylim(Ylimits);

xlabel('x/H');
ylabel('y/H');
title('Mean Velocity Field (Contour Diagram) with Streamlines');
```



```
%%  
  
file = 3;  
  
figure(file)  
hold on;  
pcolor(XX,YY,muu);  
colormap jet;  
colorbar;  
shading interp;  
  
plot([0 maxX],[0 0],'-k');  
plot([interp_dist interp_dist],[-20 20], '--r');  
  
axis equal;  
xlim(Xlimits);  
ylim(Ylimits);  
caxis([0 0.4]);  
  
xlabel('x/H');  
ylabel('y/H');  
title('Normal Reynolds Stress (u-Component)');  
  
%%  
  
file = 4;  
  
figure(file)  
hold on;  
pcolor(XX,YY,mvv);  
colormap jet;  
colorbar;  
shading interp;  
  
plot([0 maxX],[0 0],'-k');  
plot([interp_dist interp_dist],[-20 20], '--r');  
  
axis equal;  
xlim(Xlimits);  
ylim(Ylimits);  
caxis([0 0.4]);  
  
xlabel('x/H');  
ylabel('y/H');  
title('Normal Reynolds Stress (v-Component)');
```





```
%%  
  
file = 5;  
  
figure(file)  
hold on;  
pcolor(XX,YY,muv);  
colormap jet;  
colorbar;  
shading interp;  
  
plot([0 maxX],[0 0],'-k');  
plot([interp_dist interp_dist],[-20 20], '--r');  
  
axis equal;  
xlim(Xlimits);  
ylim(Ylimits);  
caxis([-0.1 0.2]);  
  
xlabel('x/H');  
ylabel('y/H');  
title('Shear Reynolds Stress (-uv Component)');  
  
%%  
  
file = 6;  
  
figure(file)  
hold on;  
pcolor(XX,YY,muuu);  
colormap jet;  
colorbar;  
shading interp;  
  
plot([0 maxX],[0 0],'-k');  
plot([interp_dist interp_dist],[-20 20], '--r');  
  
axis equal;  
xlim(Xlimits);  
ylim(Ylimits);  
caxis([-1 1]);  
  
xlabel('x/H');  
ylabel('y/H');  
title('Skewness (u-Component)');
```



```
%%  
  
file = 7;  
  
figure(file)  
hold on;  
pcolor(XX,YY,muuuu);  
colormap jet;  
colorbar;  
shading interp;  
  
plot([0 maxX],[0 0],'-k');  
plot([interp_dist interp_dist],[-20 20],'-r');  
  
axis equal;  
xlim(Xlimits);  
ylim(Ylimits);  
caxis([0 7]);  
  
xlabel('x/H');  
ylabel('y/H');  
title('Flatness (u-Component)');  
  
end
```



(Δ) Σε αυτό το αρχείο (detach.m) υπολογίζονται οι πιθανότητες της εμφάνισης των θετικών τιμών της αξονικής ταχύτητας για όλα τα σημεία του πλέγματος που έχουν  $j = 1$ , βάσει του μετασχηματισμένου συστήματος συντεταγμένων (πρόκειται για τη σειρά των σημείων που βρίσκονται ακριβώς πάνω από το στερεό τοίχωμα της σήραγγας), σαρώνοντας τα 300 στιγμιότυπα κάθε πειράματος. Τελικά το μήκος της επανακόλλησης της ροής προσδιορίζεται με γραμμική παρεμβολή μεταξύ του σημείου που μόλις εμφανίζει τη σχετική πιθανότητα σε ποσοστό άνω του 50% και του αμέσως προηγούμενου του.

```
%% file detach.m
%% Find percentage >50%

if (win_no==3)

    %% If we want to use SW as well change this to true

    use_SW =false;

    if (use_SW) % If we are using SW
        minX = X(1); % The minimum value of x (1.86mm)
        minXi = 1; % The minimum index of x
    else % If we are NOT using SW
        minX = X(43); % The minimum value of x (81.16mm)
        minXi = 43; % The minimum index of x
    end
else
    minX = X(1);
    minXi = 1;
end

% The following stays the same whether we use SW or not

maxX = X(end); % The maximum value of x (238.14mm)
maxXi = length(X); % The maximum index of x
minY = Y(1); % The minimum value of y (1.86mm)
minYi = 1; % The minimum index of y
maxY = Y(end); % The maximum value of y (57.67mm)
maxYi = 31; % The maximum index of y

% Get the indices (i,k) of the points where U is positive
% We don't care about index j, since we examine only the bottom line (y=1).

% Reattachment point

[j,t] = find(U(1,:,:)>0);
[i,k] = ind2sub(length(X),t); % That means that the 2nd dimension is equal to 126
```



```
% How many out of 300 snapshots have U>0 given a value of x (y=1 always):

perc = zeros(maxXi,1); % Initializing the size of perc (for speed)

for xc = minXi:maxXi
    perc(xc) = length(find(i==xc))/300;
end

%%

over50 = find(perc(:)>0.5); % Find when perc is greater that 50%

if (~isempty(over50))
    interp_dist = X(over50(1))+(X(over50(1))-X(over50(1)-1))*(0.5-perc(over50(1)-1))/(perc(over50(1))-perc(over50(1)-1));
end

for i=2:2:2*size(perc,1)
    dispValues(i) = perc(i/2)*100;
    dispValues(i-1) = i/2;
end

fprintf('*****\n X\t\tProbability\n-----\n');
fprintf('%3.0f\t\t%3.1f%%\n',dispValues);
fprintf('*** Above are the probabilities for all points ***\n(NOTE: If SW not included, first 42 probabilities are 0.0%)\n');
fprintf('\n*****\n');
if (~isempty(over50))
    disp('U is positive with a probability of (>50%) for the the fist time at:');
    if (win_no == 3)
        fprintf('Distance(1..126)\tDistance(mm)\n');
    else
        fprintf('Distance(1..42)\tDistance(mm)\n');
    end
    fprintf('%i-%i\t\t\t%5.2f\n',over50(1)-1,over50(1),interp_dist*H);
    fprintf('*****\n');
else
    disp('U is never positive with a probability of (>50%));
end
```



(E) Στο τελευταίο m-file (pdf.m) εξάγονται τα διαγράμματα της συνάρτησης πυκνότητας της πιθανότητας και της αθροιστικής συνάρτησης της πιθανότητας της αξονικής ταχύτητας της ταχύτητας για όλα τα σημεία του πλέγματος με  $j = 1$ .

```
%% file pdf.m
%% Calculation of values for plots

close all

minU = min(min(U(1,:,:)));
maxU = max(max(U(1,:,:)));
fullRange = maxU-minU;
range = fullRange - (reject_up+reject_down)*fullRange;
bin_size = range/(number_of_bins);
minU = minU+reject_down*fullRange;
maxU = maxU-reject_up*fullRange;

%% Grids of XX,UU

yStep = (maxU-minU)/number_of_bins;
mX = X;
mY = minU+yStep/2:yStep:maxU-yStep/2;
mY(length(mY)+1) = maxU;
[XX,YY] = meshgrid(mX,mY);

%% Split the breadth in several bins

bounds = zeros(number_of_bins+1,1);
for i = 1:number_of_bins+1
    bounds(i) = minU + (i-1)*bin_size;
end

%% PDF calculation

mpdf = zeros(maxXi,number_of_bins+1);
for xc = minXi:maxXi
    mpdf(xc,:) = histc(U(1,xc,:),bounds)/300;
end

%% CDF for verification

for xc = minXi:maxXi
    for yc = 1:length(mpdf(1,:))
        mcdf(xc,yc) = sum(mpdf(xc,1:yc));
    end
end
```



```
%% PDF graph

figure(1);
hold on;
f1 = pcolor(XX,YY,mpdf');

plot([0 maxX],[0 0],'-k');
plot([interp_dist interp_dist],[-20 20],'-r');

xlim([minX maxX]);
ylim([minU+yStep/2 maxU]);
box('on');
shading interp;
colormap jet;
colorbar;
title('PDF of U');
xlabel('x/H');
ylabel('U(mm/s)');
if (minU<0)
    plot(interp_dist,0,'xr');
    text(interp_dist,0.3,'Reattachment Point','FontSize',11);
end
set(f1,'LineStyle','none','FaceColor','interp','EdgeColor','none');

%% CDF graph

figure(2);
hold on;
f2 = pcolor(XX,YY,mcdf');

plot([0 maxX],[0 0],'-k');
plot([interp_dist interp_dist],[-20 20],'-r');

xlim([minX maxX]);
ylim([minU+yStep/2 maxU]);
box('on');
shading interp;
colormap jet;
colorbar;
title('CDF of U');
xlabel('x/H');
ylabel('U(mm/s)');
if (minU<0)
    plot(interp_dist,0,'xr');
    text(interp_dist,0.3,'Reattachment Point','FontSize',11);
end
set(f2,'LineStyle','none','FaceColor','interp','EdgeColor','none');
```



## Βιβλιογραφία

- [01] Vogel, J.C., Eaton, J.K., 1985. *Combined heat transfer and fluid dynamic measurements downstream of a backward-facing step*. ASME J. Heat Transfer 107: 922-929.
- [02] Bradshaw, P., 1971. *Variation on the theme of Prandtl*. I. C. Aero Rep., 71-73.
- [03] Bradshaw, P., Wong, F.Y.F., 1972. *The reattachment and relaxation of a turbulent shear layer*. J. Fluid Mech. 52, 113-135.
- [04] Eaton, J.K., Johnston, J.P., 1980. *A review of research on subsonic turbulent flow reattachment*. AIAA J. 19, 1093-1100.
- [05] Durst, F., Tropea, C., 1981. *Turbulent backward facing step flows in two-dimensional ducts and channels*. In: Third International Symposium on Turbulent Shear Flows. University of California, Davis, pp. 18.1-18.5.
- [06] Le Huu Nho, E., 1994. *Etude expérimentale de l'écoulement autour d'une marche descendante en déravage*. Thèse de Doctorat, IMST, Univ. d'Aix Marseille, France.
- [07] Honami, S., Kakajo, I., 1986. *A reattaching shear layer to the curved surfaces over a backward facing step*. ASME Paper 86-WA/FE-9.
- [08] Ra, S.H., Chang, P.K., 1990. *Effects of pressure gradient on reattaching flow downstream of a rearward facing step*. Engineering Notes. J. Aircraft 27, 93-95.
- [09] Brederode, V., Bradshaw, P., 1972. *Three-dimensional flow in nominally two-dimensional separation bubbles. I. Flow behind a rearward-facing step*. Aero Report 72-19, Imperial College of Science and Technology, London, England.
- [10] Isomoto, K., Honami, S., 1989. *The effect of inlet turbulence intensity on the reattachment process over a backward facing step*. J. Fluid Eng. 111, 87-92.
- [11] Badri Kusuma, M.S., 1993. *Etude expérimentale d'un écoulement turbulent en aval d'une marche descendante: cas d'un jet pariétal et de la couche limite*. Thèse de Diplôme de Doctorat, Ecole Centrale de Nantes.
- [12] Adams, E.W., Johnston, J.P., 1988. *Flow structure in the near wall zone of a turbulent separated flow*. AIAA J. 26 (8), 932-939.
- [13] Driver, D.M., Seegmiller, H.L., 1985. *Features of a reattaching turbulent shear layer in divergent channel flow*. AIAA J. 23 (2), 163-171.
- [14] Jovic, S., Driver, D.M., 1994. *Backward facing step measurements at low Reynolds number,  $Re_h = 5000$* . TM 108807, NASA.
- [15] Jovic, S., Driver, D.M., 1995. *Reynolds number effect on the skin friction in separated flows behind a backward facing step*. Exp. Fluids 18 (6), 464-467.
- [16] Le, H., Moin, P., Kim, J., 1997. *Direct numerical simulation of turbulent flow over a backward facing step*. J. Fluid Mech. 330, 349-374.



- [17] Biswas, G., Breuer, M., Durst, F., 2004. *Backward-facing step flows for various expansion ratios at low and moderate Reynolds numbers* Transactions of the ASME. J. Fluids Eng. 126, 362–374.
- [18] Lee, I., Ahn, S.K., Sung, H.J., 2004. *Three-dimensional coherent structure in a separated and reattaching flow over a backward-facing step*. Experiments in Fluids, Springer-Verlag, pp. 15.
- [19] Ota, T., 2000. *A survey of heat transfer in separated and reattached flows*. Appl. Mech. Rev. 53, 219–235.
- [20] Nie, J.H., Armaly, B.F., 2004. *Three-dimensional convective flow adjacent to backward-facing step – Effects of step height*. Int. J. Heat Mass Transfer 45, 2431–2438.
- [21] Giovannini, A., Creusé, E., Mortazavi, I., 2008. *Vortex simulation of active control strategies for transitional backward-facing step flows*. J. of Computers and Fluids 38, 1348-1360.
- [22] Sakuraba, K., Fukazawa, K., Sano, M., 2004. *Control of turbulent channel flow over a backward-facing step by suction or injection*. Heat Transfer – Asian Res. 33, 490–504.
- [23] Nishiri, B., Wygnananski, I., 1998. *Effects of periodic excitation on turbulent flow separation from a flap*. AIAA Journal 36, 547-556.
- [24] Seifert, A., Pack, L.G., 1999. *Oscillatory control of a separation at high Reynolds numbers*. AIAA Journal 37, 1062-1071.
- [25] Sigurdson, L.W., 1995. *The structure and control of a turbulent reattaching flow*. Journal of Fluids Mechanics 298, 139-165.
- [26] Chun, K.B., Sung, H.J., 1996. *Control of turbulent separated flow over a backward facing-step by local forcing*. Experiments in Fluids 21, 417-426.
- [27] Chun, K.B., Sung, H.J., 1998. *Visualization of a locally forced separated flow over a backward-facing step*. Experiments in Fluids 25, 133-142.
- [28] Masuda, S., Obi, S., Aoki, K., 1994. *Control of turbulent separating and reattaching flow by periodic perturbations*. Turbulence Control, ASME, FD-Vol. 193, pp. 55-61.
- [29] Bhattacharjee, S., Scheelke, B., Troutt, T.R., 1986. *Modification of vortex interactions in a reattaching separated flow*. AIAA Journal 24, 623-629.
- [30] Yoshioka, S., Obi, S., Masuda, S., 1998. *Role of the vortex motion in the periodically perturbed turbulent flow over the backward facing-step*. Proceedings of the 4<sup>th</sup> KSME-JSME Fluids Engineering Conference, 585-588.
- [31] Yoshioka, S., Obi, S., Masuda, S., 1999. *Momentum transfer in the periodically perturbed turbulent separated flow over a backward-facing step*. In: Banerjee, S., Eaton, J.K. (Eds.), Turbulence and Shear Flow Phenomena-1. Begell House, Inc., pp. 1321-1326.
- [32] Yoshioka, S., Obi, S., Masuda, S., 2001. *Turbulence statistics of periodically perturbed separated flow over a backward-facing step*. International Journal of Heat and Fluid Flow, 22, 393-401.





- [33] Yoshioka, S., Obi, S., Masuda, S., 2001. *Organized vortex motion in periodically perturbed turbulent separated flow over a backward-facing step*. International Journal of Heat and Fluid Flow, 22, 301-307.
- [34] Wu, J.Z., Lu, X.Y., Denny, A.G., Fan, M., Wu, J.M., 1998. *Post-stall control on an airfoil by local unsteady forcing*. Journal of Fluid Mechanics 371, 21-58.
- [35] Kiya, M., Shimizu, M., Mochizuki, O., Ido, Y., Tezuka, H., 1993. *Active forcing of an axisymmetric leading-edge turbulent separation bubble*. AIAA Paper (AIAA-93-3245).
- [36] Kiya, M., Shimizu, M., Mochizuki, O., 1997. *Sinusoidal forcing of a turbulent separation bubble*. Journal of Fluid Mechanics 342, 119-139.
- [37] Holmes, P., Lumley, J.L., Berkooz, G., 1996. *Turbulence, coherent structures, dynamical systems and symmetry*. Cambridge University Press.
- [38] Τσαγγάρης, Σ., 2005. *Μηχανική των Ρευστών*. Εκδόσεις Συμεών.
- [39] Μαθιουλάκης, Δ., 2006. *Μηχανική Ρευστών II (Σημειώσεις)*. Σημειώσεις Μαθήματος «Μηχανική Ρευστών II», 7<sup>ου</sup> εξαμήνου, Σχολής Μηχανολόγων Μηχανικών, Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου.
- [40] Raffel, M., Willert, C., Wereley, S., Kompenhans, J., 2007. *Particle Image Velocimetry: a practical guide*. Springer Press, Second Edition.
- [41] Burnett, M., 2000. *Optical instrumentation for fluid flow in gas turbines*. Doctoral Thesis in Engineering, University of Warwick.
- [42] Reeves, M., 1995. *Particle Image Velocimetry applied to internal combustion engine in-cylinder flows*. Doctoral Thesis, Loughborough University in Technology.
- [43] Αγγέλου, Κ., 1995. *Παρουσίαση και εφαρμογή της μεθόδου μέτρησης ταχυτήτων ρευστών Particle Image Velocimetry*. Διπλωματική Εργασία, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο.
- [44] Hollis, D., 2004. *Particle Image Velocimetry in gas turbine combustor flow fields*. Doctoral Thesis, Loughborough University.
- [45] Gray, C., 1989. *The development of Particle Image Velocimetry for water wave studies*. Doctoral Thesis, University of Edinburgh.
- [46] Geipel, P., 2009. *Experimental research on turbulent reacting flows using gaseous and liquid fuels*. Doctoral Thesis, Imperial College London.
- [47] Yeh, H., Cummins, H. Z., 1964. *Localized fluid flow measurements with a He-Ne laser spectrometer*. Appl. Phys. Lett., 4: 176-178.
- [48] VanDyke, M., 1982. *An album of fluid motion*. Parabolic Press, Stanford, California.
- [49] The Japan Society of Mechanical Engineers, 1988. *Visualized flow: fluid motion in basic and engineering situations revealed by flow visualization*. Pergamon Press.
- [50] Durst, F., Melling, A., Whitelaw, J.H., 1976. *Principles and practice of Laser-Doppler-Anemometry*. London: Academic.
- [51] Durrani, T.S., Greated, C.A., 1977. *Laser systems in flow measurement*. New York: Plenum.



- [52] Easson, W.J., Greated, C.A., 1984. *Breaking wave forces and velocity fields*. Coastal Engineering, 8: 233-41.
- [53] Kent, J.C., Eaton, A.R., 1985. *Stereo photography of neutral density He-filled bubbles for 3-D fluid motion studies in an engine cylinder*. Applied Optics, 21(5).
- [54] Gharib, M., Hernan, M.A., Yavrounian, A.H., Sarohia, V., 1985. *Flow velocity measurement by image processing of optically activated tracers*. AIAA, 85-0172.
- [55] Dimotakis, P.E., Debussy, F.D., Koochesfahani, M.M., 1981. *Particle streak velocity field measurements in a two-dimensional mixing layer*. Physics of Fluids, 24(6): 995-999.
- [56] Coutanceau, M., Bouard, R., 1977. *Experimental determination of the main features of the viscous flow in the wake of a circular cylinder in uniform translation*. JFM, 79(2): 231-256.
- [57] Barker, D.B., Fourney, M.E., 1977. *Measuring fluid velocities with speckle patterns*. Applied Optics, 1(4).
- [58] Dudderar, T.D., Simpkins, P.G., 1977. *Laser speckle photography in a fluid medium*. Nature, 270.
- [59] Grousson, R., Mallick, S., 1977. *Study of flow pattern in a fluid by scattered light*. Applied Optics, 16: 2334-2336.
- [60] Iwata, K., Hakoshima, T., Nagata, R., 1978. *Measurement of flow velocity distribution by multiple exposure speckle photography*. Opt. Comm., 25: 311-314.
- [61] Archbold, E., Burch, J.M., Ennos, A.E., 1970. *Recording of in-plane surface displacement by double exposure speckle photography*. Optica Acta, 17: 8837898.
- [62] Chiang, F.P., Khetan, R.P., 1974. *Strain analysis by one beam laser speckle interferometry: part 2 multiaperture method*. Technical Report 253, College of Eng. and Appl. Sci., Stony Brook N. Y.
- [63] Hesselink, 1988. *Digital image processing in flow visualization*. Annual Review of Fluid Mechanics, 20: 421.
- [64] Goodman, J.W., 1986. *A random walk through the field of speckle*. Optical Engineering.
- [65] Burch, J.M., Tokarski, J.M.J., 1968. *Production of multiple beam fringes from photographic scatterers*. Optica Acta, 15: 101-111.
- [66] Celaya, L., Jonathan, J.M., Mallick, S., 1976. *Velocity contours by speckle photography*. Opt. Comm., 18(4):496-498.
- [67] Adrian, R.J., 1986. *Multi-point optical measurements of simultaneous vectors in unsteady flow, a review*. Int. J. of Heat and Fluid Flow, Vol. 7, No.2, pp: 127 -143.
- [68] Lai, W.T., 1996. *Particle Image Velocimetry: a new approach to experimental fluid research*. Th. Draco (ed.) Three dimensional velocity and vorticity measuring and inlarge analysis techniques, 61-92, Kluwer Academic Publishers, Netherlands.
- [69] Adrian R.J., 1991. *Particle imaging techniques for experimental fluid mechanics*. Annual Review of Fluid Mechanics, 23, pp: 261-304.



- [70] Adrian, R. J., 1988. *Statistical properties of Particle Image Velocimetry measurements in turbulent flow*. In Laser Anemometry in Fluid Mechanics - III, 115-129. Lisbon: Instituto Superior Technico.
- [71] Keane, R., Adrian, R. J., 1990. *Optimization of Particle Image Velocimeters. Part I: double pulsed systems*. Meas. Sci. Technol. 1, 1202-1215.
- [72] Keane, R., Adrian, R. J., 1992. *Theory of cross-correlation analysis of PIV Images*. Applied Scientific Research 49, 191-215.
- [73] Κάβος, Α., 2008. *Διερεύνηση τυρβώδους ορθογωνικής δέσμης εκροής*. Διδακτορική Διατριβή, Πανεπιστήμιο Πατρών.
- [74] Westerweel, J., 1993. *Digital Particle Image Velocimetry: theory and application*. Doctoral Thesis, Technical University of Delft.
- [75] Westerweel J., 1977. *Fundamentals of digital Particle Image Velocimetry*. Meas. Sci. Technol. Vol. 8, pp. 1379-1392.
- [76] Towers, C.E., 1994. *The development of whole field particle imaging techniques for quantitative velocity and size measurements applied to large scale transonic aerodynamic testing and combustion research*. Doctoral Thesis, University of Warwick.
- [77] Hinze, J.O., 1959. *Turbulence: an introduction to its mechanism and theory*. McGrawHill Book Company Inc.
- [78] Elghobashi, S., 1994. *On predicting particle-laden turbulent flows*. Applied Scientific Research, Vol. 52, pp. 309-329.
- [79] Feller, W.V., Meyers, J.F., 1976. *Development of a controllable particle generator for LDV seeding in hypersonic wind tunnels*. In: E.R.G. Eckert (ed.), Minnesota Symp., pp. 342-357.
- [80] Van de Hulst, H.C., 1957. *Light scattering by small particles*. John Wiley & Sons Inc.
- [81] Goodman, L.W., 1968. *Introduction to fourier optics*. New York: McGrawHill, pp. 287.
- [82] Adrian, R.J., Yao, C.S., 1985. *Pulsed laser technique application to liquid and gaseous flows and the scattering power of seed materials*. Applied Optics, Vol. 24, No 1, pp. 44-52.
- [83] Svelto, O., 1998. *Principles of Lasers*. Plenum Pub Corp., 4<sup>th</sup> Edition.
- [84] Towers, C.E., Bryanston-Cross, P.J., Judge, T.R., 1991. *Application of Particle Image Velocimetry to large scale transonic wind tunnels*. Opt. Laser Tech., 23(5).
- [85] Bryanston-Cross, P.J., Epstein, A.H., 1990. *The application of sub-micron particle visualization for PIV (Particle Image Velocimetry) at transonic speeds*. Prog. Aerospace Sci, 27, pp: 237-265.
- [86] Bryanston-Cross, P.J., Judge, T.R., Quan, C., Pugh, G., Corby, N., 1995. *The application of digital Particle Image Velocimetry (DPIV) to transonic flows*. Prog. Aerospace Sci., Vol: 31, pp: 273-290.
- [87] Bryanston-Cross, P.J., Funes-Gallanzi, M., Quan, C., Judge, T.R., 1995. *Holographic Particle Image Velocimetry*. OEL Annual Publications Review, University of Warwick.



- [88] Udrea, D.D., Bryantson-Cross, P.J., Lee, W.K., Funes-Gallanzi, M., 1996. *Two sub-pixel processing algorithms for high accuracy particle centre estimation in low seeding density Particle Image Velocimetry*. Optics and Laser Technology, Vol. 28, No.5, pp. 389-396.
- [89] Oldfield, M.L.G., Bryanston-Cross, P.J., 1986. *A study of passage flow through a cascade of turbine blades using image plane holography*. AGARD Conference Proceedings, No. 399, Propulsion and Energetics Panel, 6<sup>th</sup> Symposium, Pennsylvania, pp.31-1.32-15.
- [90] Gogineni, S., Estevadeordal, J., Sarka, B., Goss, L., Copenhaver, W., 1998. *Application of two-colour digital PIV for turbomachinery flows*. AGARD Conference Proceedings 598. Advanced Non-Intrusive Instrumentation for Propulsion Engines. pp. 49-1:49.
- [91] Vest, C.M., 1979. *Holographic Interferometry*. John Wiley and Sons.
- [92] Van Doorne et al., 2003. *Time resolved stereoscopic PIV in pipe flow*. 5<sup>th</sup> International Symposium on Particle Image Velocimetry, Busan, Korea.
- [93] Montgomery, D.C., Runger, G.C., 1994. *Applied statistics and probability for engineers*. John Wiley and Sons, Inc.
- [94] Bruun, H.H., 1995. *Hot-Wire Anemometry: principles and signal analysis*. Oxford University Press.
- [95] Μαθιουλάκης, Δ., 2005. *Τεχνικές μέτρησης ρευστομηχανικών μεγεθών*. Πανεπιστημιακές Εκδόσεις ΕΜΠ.
- [96] *MAC Valves Catalogue*, Specifications.
- [97] *New Wave Research Solo I, II, II PIV lasers Catalogue*, Specifications.
- [98] *Laser Diagnostics: Oil Droplet Generators Models 9307 and 9307-6*, Specifications.
- [99] *Insight 3G<sup>TM</sup> Global Imaging, Analysis and Display Software Platform, PowerView 1.4MP Camera, Model 630066*, Specifications.
- [100] *Insight 3G<sup>TM</sup> Data Acquisition Analysis and Display Software Platform: User's Guide*, 2009.
- [101] Φιλίππουλος, Γ., 2010. *Πειραματική διερεύνηση της επίδρασης της συχνότητας παλλόμενων δεσμών αέρα στον έλεγχο της ροής απότομης διεύρυνσης*. Διπλωματική Εργασία, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο.
- [102] Κυνηγαλάκης, Μ., 2003. *Έλεγχος της ροής μέσω παλλόμενων δεσμών αέρα σε απότομη διεύρυνση*. Διπλωματική Εργασία, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο.
- [103] Dejoan, A., Leschziner, M.A., 2004. *Large eddy simulation of periodically perturbed separated flow over a backward-facing step*. International Journal of Heat and Fluid Flow 25, 581-592.
- [104] Honami, S., Shizawa, T., Tsuchitani, H., 1993. *Organized structures in the reattachment process in a backward facing step flow*. In: Proceedings of the 9<sup>th</sup> Symposium on Turbulent Shear Flows, P108.
- [105] Rhee, G.H., Sung, H.J., 2000. *Numerical prediction of locally forced turbulent separated and reattaching flow*. Fluid Dynamics Research 26, 421-436.



- [106] Brederode, V., Bradshaw, P., 1978. *Influence of the side walls on the turbulent center-plane boundary layer in a squareduct*. J. Fluids Eng. 100: 91-96.
- [107] Μαθιουλάκης, Δ., Αναγνωστόπουλος, Ι., Τουζόπουλος, Δ., 2005. *Βιομηχανική Ρευστομηχανική (Σημειώσεις)*. Σημειώσεις Μαθήματος «Βιομηχανική Ρευστομηχανική», 5<sup>ο</sup> εξαμήνου, Σχολής Μηχανολόγων Μηχανικών Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου.
- [108] Armali, B.F., Durst, F., Pereira, J.C.F., Schonung, B., 1983. *Experimental and theoretical investigation of backward-facing step flow*. Journal of Fluid Mechanics 127, 473-496.
- [109] Kasagi, N., Matsunaga, A., 1995. *Three-dimensional particle-tracking velocimetry measurement of turbulence statistics and energy budget in a backward-facing step flow*. International Journal of Fluid and Heat Flow 16, 447-485.
- [110] Soria, J., Kostas, J., Chong, M.S., 2002. *Particle Image Velocimetry measurements of a backward-facing step flow*. Experiments in fluids.
- [111] Uruba, V., Jonáš, P., Mazur, O., 2007. *Control of a channel-flow behind a backward-facing step by suction-blowing*. International Journal of Heat and Fluid Flow 28, 665-672.
- [112] Tihon, J., Pěnkavová, V., Pantzali, M., 2010. *The effect of inlet pulsations on the backward-facing step flow*. European Journal of Mechanics B/Fluids 29, 224-235.
- [113] Mehrez, Z., Bouterra, M., El Cfsi, A., Belghith, A., Le Quéré, P., 2010. *Active control of flow behind a backward facing step using a periodic perturbation*. ARPN Journal of Engineering and Applied Sciences.
- [114] Adachi, T., Nishino, K., Torii, K., 1993. *Digital PTV measurement of a separated air flow behind a backward-facing step*. Journal of Flow Visualization and Image Processing 1, 317-355.
- [115] Roos, F.W., Kegelmann, J.T., 1986. *Control of coherent structures in reattaching laminar and turbulent shear layers*. AAIA J. 24: 1956-1963.
- [116] Huppertz, A., Janke, G., 1997. *Some new results on the control of the flow over a backward-facing step*. In: Euromech Colloquium 361-Active Control of Turbulent Shear Flows.
- [117] Hasan, M.A.Z., Khan, A.S., 1992. *On the instability characteristics of a reattaching shear layer with non-laminar separation*. International Journal of Heat and Fluid Flow 13, 224-231. Prog. Aerospace Sci. Vol. 32, pp. 467-521.
- [118] Simpson, R.L., 1996. *Aspects of turbulent boundary-layer separation*. Pergamon, Prog. Aerospace Sci. Vol. 32, pp. 457-521.
- [119] Piirto, M., Saarenrinne, P., Eloranta, H., Karvinen, R., 2003. *Measuring turbulence energy with PIV in a backward-facing step flow*. Experiments in Fluids 35, 219-236.
- [120] Angele, K.P., Muhammad-Klingmann, B., 2006. *PIV measurements in a weakly separating and reattaching turbulent boundary layer*. European Journal of Mechanics B/Fluids 25, 204-222.