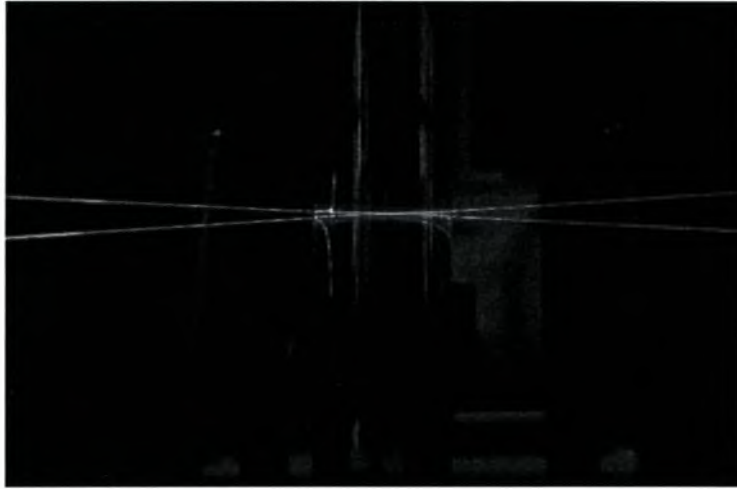


ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ

ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΒΙΟΜΗΧΑΝΙΑΣ



*Πειραματική μελέτη της κατανομής σωματιδίων σε τυρβώδη διφασική
ροή νερού-σωματιδίων με ανεμομετρία Phase Doppler*

Διπλωματική Εργασία Παναγιώτη Δ. Κουμουνδούρου

Επιβλέπων Καθηγητής: Ν.Σ.Βλάχος



**ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ
ΥΠΗΡΕΣΙΑ ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗΣ & ΠΛΗΡΟΦΟΡΗΣΗΣ
ΕΙΔΙΚΗ ΣΥΛΛΟΓΗ «ΓΚΡΙΖΑ ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ»**

Αριθ. Εισ.: 4052/1
Ημερ. Εισ.: 26-10-2004
Δωρεά: Συγγραφέα
Ταξιθετικός Κωδικός: ΠΤ - ΜΜΒ
2004
ΚΟΥ

ΠΡΟΛΟΓΟΣ

Η παρούσα διπλωματική εργασία εκπονήθηκε στο Εργαστήριο Ρευστομηχανικής και Στροβιλομηχανών του Πανεπιστημίου Θεσσαλίας. Επιβλέπων καθηγητής της διπλωματικής, ήταν ο κ. Νικόλαος Βλάχος στο πρόσωπο του οποίου εκφράζω τις βαθύτατες ευχαριστίες μου για την τιμή που μου έκανε να με καθοδηγήσει σε όλη την διάρκεια της, με πολύτιμες γνώσεις και συμβουλές.

Θα ήθελα επίσης να εκφράσω τις ευχαριστίες μου προς τα υπόλοιπα μέλη της τριμελούς εξεταστικής επιτροπής και πιο συγκεκριμένα στους καθηγητές μου, κ. Β. Μποντόζογλου και κ. Ν. Πελεκάση για την αποδοχή τους να παρευρεθούν στην παρουσίαση και αξιολόγηση της παρούσας διπλωματικής εργασίας.

Ιδιαίτερες ευχαριστίες θα ήθελα να εκφράσω στο πρόσωπο του υποψήφιου διδάκτορα κ. Χρ. Δριτσέλη για την αμέριστη βοήθεια και συμπαράσταση που μου παρείχε, μέσω των ουσιαστικών γνώσεων του οι οποίες βοήθησαν να έρθει εις πέρας η παρούσα διπλωματική. Επίσης απευθύνω τις ευχαριστίες μου προς τον υποψήφιο διδάκτορα Σ. Κακαράντζα και για την δική του συμβολή βοήθειας προς το πρόσωπο μου.

Για την καταλυτική βοήθεια του, θα ήθελα να επίσης να ευχαριστήσω τον συμφοιτητή μου κ. Ε. Αλεξανδρόγλου ο οποίος συμπαραστάθηκε υλικά και ψυχικά σε όλη την διάρκεια εκπόνησης της εργασίας μου. Επίσης ευχαριστίες απευθύνω προς τους συμφοιτητές μου κ. Β. Βόκα, κ. Δ. Δημόπουλο, κ. Γ. Συρόπουλο, κ. Π. Πλιάτσιο κ. Γ. Στεριάδη και κ. Β. Ντότσιο.

Κλείνοντας θα ήθελα να ευχαριστήσω και να απευθύνω την ανεκτίμητη αγάπη μου προς τον πατέρα μου και την μητέρα μου, οι οποίοι μου έδωσαν την ευκαιρία να σπουδάσω και μέσω των συμβουλών, της υλικής και ψυχολογικής υποστήριξης που μου παρείχαν, να καταφέρω να ολοκληρώσω με επιτυχία το όνειρό τους.

Περιεχόμενα

1	ΕΙΣΑΓΩΓΗ	2
1.1	Αντικείμενο και Στόχοι της Διπλωματικής Εργασίας	2
1.2	Δομή της Διπλωματικής Εργασίας	2
2	ΦΥΣΙΚΗ ΔΙΦΑΣΙΚΗΣ ΡΟΗΣ ΡΕΥΣΤΟΥ – ΣΩΜΑΤΙΔΙΩΝ	3
2.1	Εξισώσεις Συνεχούς Φάσης	3
2.1.1	Χρονικά Μέση Ροή της Συνεχούς Φάσης σε Κυκλικό Αγωγό	6
2.1.2	Ο Λογαριθμικός Νόμος του Τοιχώματος για Τυρβώδη Ροή σε Αγωγό Κυκλικής Διατομής 7	
2.2	Εξισώσεις Κίνησης Σωματιδίων	9
2.2.1	Δυνάμεις Επιτάχυνσης	9
2.2.2	Δύναμη οπισθέλκουσας	11
2.2.3	Η δύναμη Basset	14
2.2.4	Δυνάμεις ανύψωσης	14
2.2.5	Η εξίσωση Basset-Boussinesq-Oseen	15
2.2.6	Επίδραση της τύρβης	15
2.2.7	Απόσταση μεταξύ σωματιδίων	15
2.2.8	Χρόνος απόκρισης	18
2.2.9	Αριθμός Stokes	19
2.2.10	Αραιές και πυκνές διφασικές ροές	20
2.3	Βιβλιογραφική Ανασκόπηση	22
3	ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΤΗΣ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗΣ ΔΙΑΤΑΞΗΣ	29
3.1	Το Μετρητικό Σύστημα PDA	29
3.1.1	Ελεγκτής κινητήρα Laser μοντέλο MCB-7100-1	33
3.1.2	Επεξεργαστής σήματος PDP 3100	34
3.2	Περιγραφή της διάταξης ροής	36
3.2.1	Ο γυάλινος σωλήνας	36
3.2.2	Τα δοχεία του νερού	37
3.2.3	Η αντλία	38
3.2.4	Τα φίλτρα	39
4	ΒΑΣΙΚΕΣ ΑΡΧΕΣ ΑΝΕΜΟΜΕΤΡΙΑΣ PHASE DOPPLER	40
4.1	Εισαγωγή	40
4.2	Χαρακτηριστικά Δεσμών Laser	41
4.2.1	Κατηγορίες Συσκευών Laser	44
4.2.2	Εφαρμογές Συσκευών Laser	46
4.3	Το Φαινόμενο Doppler	51
4.4	Θεωρία Ανεμομετρίας Phase Doppler	55
4.5	Ο Όγκος Ελέγχου	68
4.6	Διαστάσεις Όγκου Ελέγχου	72
5	ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΣΥΖΗΤΗΣΗ	75
5.1	Εισαγωγή	75
5.2	Αρχικά Πειράματα	75
5.3	Παρουσίαση αποτελεσμάτων	81
6	Συμπεράσματα και Προτάσεις	97
6.1	Συμπεράσματα	97
6.2	Προτάσεις	98
7	ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ	100

1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

1.1 Αντικείμενο και Στόχοι της Διπλωματικής Εργασίας

Οι διφασικές ροές, παρουσιάζουν έντονο τεχνολογικό και επιστημονικό ενδιαφέρον καθώς παρατηρούνται σε πάρα πολλά συστήματα που περιλαμβάνουν βιολογικές, μηχανολογικές, χημικές και πυρηνικές εφαρμογές. Η καλύτερη κατανόηση των φαινομένων που συμβαίνουν σε αυτές τις ροές μπορεί να οδηγήσει στην αύξηση της απόδοσης και στην μείωση του κόστους λειτουργίας των βιομηχανικών συσκευών.

Οι εφαρμογές όπου συναντώνται οι διφασικές ροές, διακρίνονται στα παρακάτω συστήματα:

1. Συστήματα αερίου-στερεών σωματιδίων, όπως είναι τα συστήματα πνευματικής μεταφοράς, οι συλλέκτες σκόνης, οι ρευστοποιημένες κλίνες και τα συστήματα καύσης άνθρακα.
2. Συστήματα αερίου-υγρών σταγονιδίων, όπως είναι ο ξηραντήρας, οι απορροφητήρες, οι συσσωρευτές και τον ψεκάσμο σταγονιδίων σε αεροστρόβιλους.
3. Συστήματα υγρού-αέριων φυσαλίδων που απαντώνται σε εφαρμογές όπως η ομογενοποίηση και η γαλακτωματοποίηση.
4. Συστήματα υγρού-στερεών σωματιδίων, που εμφανίζονται σε εφαρμογές όπως η ρευστοποιημένη κλίση, οι μέθοδοι διαχωρισμού ορισμένων μειγμάτων και η ιζηματογένεση.

Το αντικείμενο της παρούσας διπλωματικής εργασίας είναι η πειραματική μελέτη της κατανομής σωματιδίων σε τυρβώδη διφασική ροή σε κατακόρυφο σωλήνα σταθερής διατομής, με την χρήση ανεμομετρίας Phase Doppler. Ο στόχος είναι αρχικώς η πιστοποίηση του συστήματος PDA ως προς την καλή επαναληψιμότητα των μετρήσεων και στην συνέχεια η μελέτη της συμπεριφοράς των σωματιδίων σε τυρβώδη ροή.

1.2 Δομή της Διπλωματικής Εργασίας

Η δομή της διπλωματικής εργασίας είναι η εξής: Στο Κεφάλαιο 2 περιγράφεται το φυσικό πρόβλημα με την παρουσίαση όλων των εξισώσεων που διέπουν την συνεχή φάση

(νερό) καθώς και την διακριτή φάση (σωματίδια). Επίσης στο ίδιο κεφάλαιο παρουσιάζεται και η σχετική βιβλιογραφία όσον αφορά την παρούσα μελέτη αλλά και παραπλήσιες μελέτες σε διφασικές ροές. Στην συνέχεια στο Κεφάλαιο 3 παρουσιάζεται η πειραματική διάταξη με το σύστημα της ροής και το μετρητικό σύστημα PDA. Στο Κεφάλαιο 4 αναφέρεται όλη σχετική θεωρία του συστήματος PDA για την μέτρηση σωματιδίων και των δυνατοτήτων που έχει ανάλογα με τις διάφορες συνθήκες ροής που επικρατούν. Στο Κεφάλαιο 5 γίνεται η παρουσίαση της πειραματικής μεθοδολογίας που ακολουθήθηκε για την πραγματοποίηση των μετρήσεων καθώς και η ανάλυση των πειραματικών αποτελεσμάτων που λήφθηκαν. Τέλος στο Κεφάλαιο 6 παρουσιάζονται τα συμπεράσματα της παρούσας εργασίας που πραγματοποιήθηκαν και γίνονται ορισμένες προτάσεις για την περαιτέρω βελτιστοποίηση της πειραματικής διάταξης και για μελλοντικές πειραματικές μελέτες.

2 ΦΥΣΙΚΗ ΔΙΦΑΣΙΚΗΣ ΡΟΗΣ ΡΕΥΣΤΟΥ – ΣΩΜΑΤΙΔΙΩΝ

2.1 Εξισώσεις Συνεχούς Φάσης

Οι εξισώσεις που περιγράφουν την ροή της συνεχούς φάσης σε αγωγό κυκλικής διατομής για ασυμπίεστο ρευστό, είναι η ∂u εξίσωση της συνέχειας και οι εξισώσεις Navier-Stokes, οι οποίες σε κυλινδρικές συντεταγμένες είναι οι εξής:

Συνέχεια μάζας

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(ru_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta}(u_\theta) + \frac{\partial}{\partial z}(u_z) = 0 \quad (2.1)$$

r – Διεύθυνση (ορμή)

$$\rho \left(\frac{\partial u_r}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} - \frac{u_\theta^2}{r} + u_z \frac{\partial u_r}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial r} + \rho g_r \quad (2.2)$$
$$+ \mu \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(ru_r) \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u_r}{\partial \theta^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial^2 u_r}{\partial z^2} \right]$$

θ – Διεύθυνση (ορμή)

$$\rho \left(\frac{\partial u_\theta}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_\theta}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{u_r u_\theta}{r} + u_z \frac{\partial u_\theta}{\partial z} \right) = -\frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \rho g_\theta$$

$$+ \mu \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r u_\theta) \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u_\theta}{\partial \theta^2} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} + \frac{\partial^2 u_\theta}{\partial z^2} \right] \quad (2.3)$$

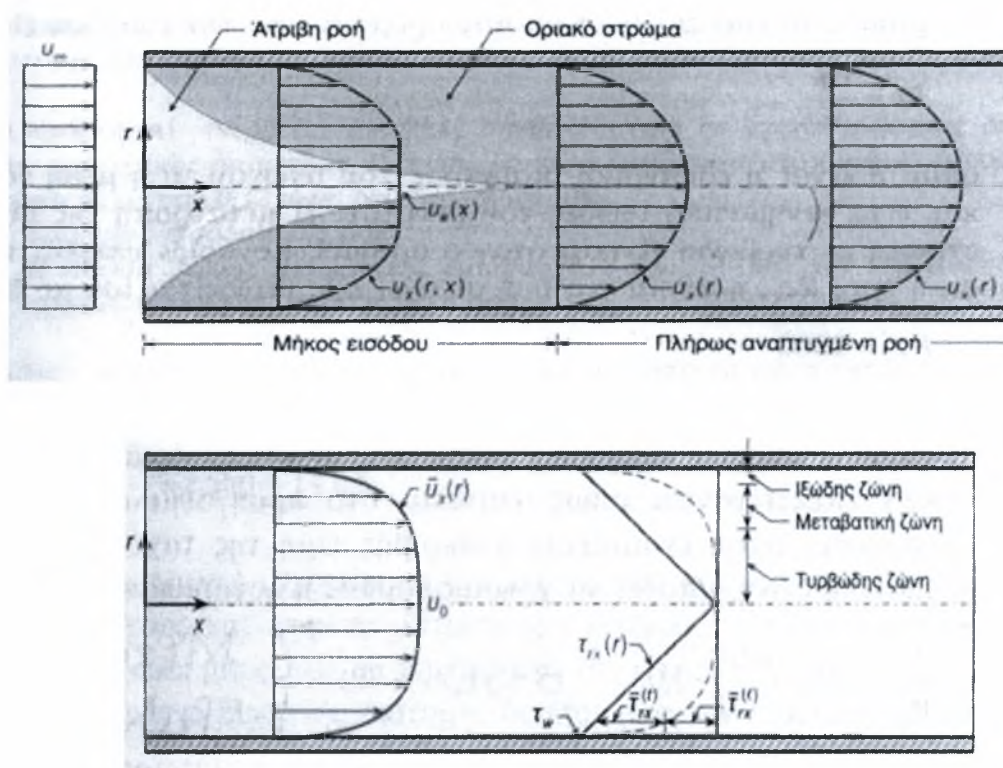
z – Διεύθυνση (ορμή)

$$\rho \left(\frac{\partial u_z}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_z}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r} \frac{\partial u_z}{\partial \theta} + \frac{u_r u_\theta}{r} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \rho g_z$$

$$+ \mu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u_z}{\partial \theta^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u_z}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} \right] \quad (2.4)$$

όπου, u_r , u_θ , u_z είναι οι συνιστώσες της ταχύτητας στις r, θ, z διευθύνσεις, αντίστοιχα, p είναι η πίεση, μ και ρ είναι το ιξώδες και η πυκνότητα της συνεχούς φάσης, αντίστοιχα και g είναι η επιτάχυνση της βαρύτητας.

Στο Σχήμα 2-1 παρουσιάζεται η διαμόρφωση της ροής κατά την είσοδο του ρευστού σε έναν σωλήνα κυκλικής διατομής. Το ρευστό εισέρχεται στον αγωγό με ομοιόμορφη ταχύτητα, u_∞ . Το πάχος του δακτυλοειδούς οριακού στρώματος αυξάνεται με το μήκος του αγωγού, μέχρι το σημείο στο οποίο συναντάται στον άξονα του σωλήνα. Από το σημείο εκείνο και μετά, η διαμόρφωση της ροής παραμένει αναλλοίωτη και θεωρείται ως πλήρως αναπτυγμένη. Το μήκος του αγωγού το οποίο απαιτείται για την πλήρη ανάπτυξη της ροής ονομάζεται μήκος εισόδου.



Σχήμα 2-1: α) Διαμόρφωση ροής στην είσοδο κυκλικού αγωγού, β) Κατανομές της ταχύτητας και των διατμητικών τάσεων κατά την τυρβώδη ροή σε αγωγό κυκλικής διατομής

Η κατανομή της ταχύτητας στην περιοχή του μήκους εισόδου αποτελείται από το τμήμα ομοιόμορφης ταχύτητας (στο κέντρο του αγωγού) και τα τμήματα μεταβλητής ταχύτητας (εντός των οριακών στρωμάτων). Για ασυμπιεστή ροή, η ομοιόμορφη ταχύτητα u_∞ πρέπει να αυξάνεται και αυτό, για να ικανοποιείται η εξίσωση συνέχειας. Όμως, η μέση ταχύτητα παραμένει σταθερή, ίση με την ομοιόμορφη ταχύτητα εισόδου του ρευστού στον αγωγό, δηλαδή:

$$\bar{u}_x = \frac{1}{A} \iint_A u_x dA = u_\infty = \text{σταθερό} \quad (2.5)$$

Στην περιοχή της πλήρως αναπτυγμένης ροής, η αξονική ταχύτητα u_x του ρευστού είναι συνάρτηση μόνο της ακτινικής θέσης r . Η πραγματική μορφή της κατανομής $u_x(r)$ της ταχύτητας εξαρτάται από το είδος της ροής. Η κατανομή της ταχύτητας που εικονίζεται στο Σχήμα 2-1(α) είναι παραβολική και αντιστοιχεί σε στρωτή ροή. Η μετάβαση από τη στρωτή στην τυρβώδη ροή, Σχήμα 2-1(β), είναι δυνατόν να συμβεί είτε στην περιοχή του

μήκους εισόδου είτε στην περιοχή της πλήρως αναπτυγμένης ροής ή και να μην υπάρξει καθόλου τυρβώδης ροή.

Η βασική παράμετρος η οποία χαρακτηρίζει το είδος της ροής σε έναν αγωγό κυκλικής διατομής είναι ο αδιάστατος αριθμός Reynolds, ο οποίος ορίζεται από την σχέση (2.6):

$$Re = \frac{ud}{\nu} \quad (2.6)$$

όπου d είναι η εσωτερική διάμετρος του αγωγού, u η μέση ταχύτητα και ν το κινηματικό ιξώδες του ρευστού.

Η μετατροπή της ροής από στρωτή σε τυρβώδη γίνεται όταν ο αριθμός Reynolds υπερβεί την κρίσιμη τιμή Re_c , η οποία για ροή σε αγωγούς θεωρείται ίση με 2000:

Για στρωτή ροή, το μήκος εισόδου ℓ_e υπολογίζεται από τη σχέση:

$$\frac{\ell_e}{d} = 0.0575 Re \quad (2.7)$$

Το μέγιστο μήκος εισόδου στρωτής ροής αντιστοιχεί στον κρίσιμο αριθμό Reynolds και είναι ίσο με $115d$.

Για τυρβώδη ροή, το μήκος εισόδου, υπολογίζεται από την προσεγγιστική σχέση:

$$\frac{\ell_e}{d} = 4.4 Re^{1/6} \quad (2.8)$$

Στην περίπτωση που το μήκος του αγωγού είναι πολύ μεγαλύτερο από το μήκος εισόδου, η επίδραση της εισόδου στη διαμόρφωση της ροής μπορεί να αμεληθεί, οπότε η ροή αναλύεται σαν πλήρως ανεπτυγμένη από την αρχή του αγωγού.

2.1.1 Χρονικά Μέση Ροή της Συνεχούς Φάσης σε Κυκλικό Αγωγό

Στην περίπτωση που έχουμε πλήρως ανεπτυγμένη ροή σε κυκλικό αγωγό, η μέση ακτινική ταχύτητα είναι μηδενική. Εάν ο όρος της πίεσης $\partial P / \partial x$ είναι σταθερός καταλήγουμε στην μέση κατά την x – διεύθυνση εξίσωση, ορμής :

$$0 = -\frac{dP}{dx} + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[r \left(\mu \frac{dU}{dr} - \rho \overline{uv} \right) \right] \quad (2.9)$$

Όπου $\rho \overline{uv}$ είναι η διατμητική τάση Reynolds και προκύπτει από τον συσχετισμό των διακυμάνσεων της αξονικής και ακτινικής ταχύτητας u και v , αντίστοιχα. Ολοκληρώνοντας την εξίσωση (2.9) ως προς την r – διεύθυνση με οριακές συνθήκες στο κέντρο: $dU/dr = \overline{uv} = 0$, προκύπτει:

$$0 = -\frac{dP}{dx} \frac{r}{2} + \mu \frac{dU}{dr} - \rho \overline{uv} \quad (2.10)$$

Από την εξίσωση (2.10), για $r=R$, παίρνουμε:

$$0 = u_r^2 \frac{r}{R} + \nu \frac{dU}{dr} - \overline{uv} \Rightarrow 0 = u_r^2 \frac{r}{R} + \nu \frac{dU}{dr} - l^2 \left(\frac{dU}{dr} \right)^2 \quad (2.11)$$

όπου, u_r η διατμητική ταχύτητα (ταχύτητα τριβής).

2.1.2 Ο Λογαριθμικός Νόμος του Τοιχώματος για Τυρβώδη Ροή σε Αγωγό Κυκλικής Διατομής

Η τυρβώδης ροή σε αγωγούς κυκλικής διατομής παρουσιάζει πολλές ομοιότητες με τη ροή σε τυρβώδες οριακό στρώμα. Το πεδίο ροής στον αγωγό μπορεί να χωριστεί σε τρεις ζώνες: την ιξώδη (κοντά στο τοίχωμα), την τυρβώδη (μακριά από το τοίχωμα) και τη μεταβατική ζώνη (μεταξύ των δύο πρώτων).

Η διαμόρφωση της ροής σε κάθε ζώνη εξαρτάται από το είδος των διατμητικών τάσεων που υπερισχύουν σε αυτήν. Έτσι, στην ιξώδη ζώνη, όπου υπερισχύουν οι ιξώδεις τάσεις:

$$\overline{\tau}_{rx}^{(l)} = -\mu \frac{d\overline{v}_x}{dr} \quad (2.12)$$

η ροή είναι πάντοτε στρωτή, ανεξάρτητα από την τιμή του αριθμού Reynolds.

Στην τυρβώδη ζώνη, όπου υπερισχύουν οι τυρβώδεις τάσεις:

$$\bar{\tau}_{rx}^{(l)} = -\rho \overline{\tilde{u}_x \tilde{u}_r} \quad (2.13)$$

η ροή είναι τυρβώδης.

Τέλος, στη μεταβατική ζώνη όπου και τα δύο είδη διατμητικών τάσεων είναι σημαντικά, η ροή είναι ασταθής κατά διαστήματα. Το άθροισμα των δύο αυτών τάσεων δίνει την ολική διατμητική τάση, τ_{rx} , που αναπτύσσεται στο αντίστοιχο σημείο του πεδίου ροής:

$$\tau_{rx} = \bar{\tau}_{rx}^{(l)} + \bar{\tau}_{rx}^{(r)} \quad (2.14)$$

Παρατηρούμε ότι η συνισταμένη τάση, τ_{rx} , αυξάνεται γραμμικά με την ακτίνα r του αγωγού.

Στην ιξώδη ζώνη, η ταχύτητα \bar{u}_x , μεταβάλλεται γραμμικά ως προς την απόσταση $y=R-r$ από το τοίχωμα του αγωγού, σύμφωνα με την εξίσωση:

$$\frac{\bar{u}_x}{\nu^*} = \nu^+ = \frac{y\nu^*}{\nu} = y^+ \quad (0 \leq y^+/\nu \leq 5) \quad (2.15)$$

όπου ν το κινηματικό ιξώδες του ρευστού και ν^* είναι η διατμητική ταχύτητα (ή ταχύτητα τριβής) που δίνεται από την σχέση :

$$\nu^* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (2.16)$$

Στην εσωτερική περιοχή της τυρβώδους ζώνης, η ταχύτητα \bar{u}_x μεταβάλλεται λογαριθμικά ως προς την απόσταση y , σύμφωνα με την εξίσωση:

$$\frac{\bar{u}_x}{\nu_*} = 2.5 \ln \left(\frac{y\nu_*}{\nu} \right) + 5.0 \quad (30 \leq y\nu_* / \nu \leq 3 \times 10^3) \quad (2.17)$$

Όπως έχει διαπιστωθεί πειραματικά, το εξωτερικό όριο της εσωτερικής περιοχής της τυρβώδους ζώνης του αριθμού Reynolds, απομακρύνεται από το τοίχωμα του αγωγού με την αύξηση.

Στη μεταβατική ζώνη, όπου η ροή διαμορφώνεται τόσο από τις ιξώδεις όσο και από τις τυρβώδεις τάσεις, καμία από τις εξισώσεις (2.16), (2.17) δε δίνουν με ακρίβεια την

ταχύτητα του ρευστού. Στους συνήθεις υπολογισμούς, η ταχύτητα του ρευστού στη μεταβατική ζώνη θεωρείται ότι δίνεται από τις εξισώσεις (2.17) και (2.18). Σε περιπτώσεις όπου ενδιαφέρει η ακριβής τιμή της ταχύτητας u_x στη μεταβατική ζώνη, μπορεί να χρησιμοποιηθεί η λογαριθμική εξίσωση:

$$\frac{\bar{u}_x}{u_*} = 5.0 \ln \left(\frac{y u_*}{\nu} \right) - 3.0 \quad (5 \leq y u_* / \nu \leq 30) \quad (2.18)$$

2.2 Εξισώσεις Κίνησης Σωματιδίων

Σε ένα σωματίδιο που βρίσκεται σε ροή ρευστού ασκούνται πολλές δυνάμεις διαφορετικής έντασης. Οι δυνάμεις αυτές εξαρτώνται από τις εσωτερικές ιδιότητες των διακριτών και συνεχών φάσεων και από το πεδίο ροής γύρω από το σωματίδιο. Έχουν διαφορετικές επιδράσεις στην κίνηση, όπως για παράδειγμα οι δυνάμεις επιτάχυνσης ή επιβράδυνσης, καθώς και οι ανυψωτικές δυνάμεις. Αν η διφασική ροή είναι πολύ αραιή, το σωματίδιο θεωρείται ότι είναι ανεξάρτητο από οποιαδήποτε αλληλεπίδραση με άλλα στοιχεία της φάσης.

Η κίνηση του σωματιδίου προσδιορίζεται από τον νόμο του Νεύτωνα σε ένα σχήμα κατά Lagrange (Δριτσέλης Χρ.):

$$\rho_p V_p \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = \mathbf{F} \quad (2.19)$$

όπου, ρ_p και V_p είναι η πυκνότητα και ο όγκος των σωματιδίων, αντίστοιχα και \mathbf{F} είναι το άθροισμα των δυνάμεων που δρουν πάνω στο σωματίδιο. Οι δυνάμεις που ασκούνται στο σωματίδιο είναι δυνάμεις βαρύτητας, άνωσης, οπισθέλκουσας, επιτάχυνσης (εικονικής ή προστιθέμενης μάζας), η δύναμη Basset, η κλίση πίεσης, (Saffman και Magnus) και φυγόκεντρες δυνάμεις.

2.2.1 Δυνάμεις Επιτάχυνσης

Οι δυνάμεις που οφείλονται στην επιτάχυνση εξαιτίας της σχετικής ταχύτητας σωματιδίου-ρευστού μπορούν να οφείλονται στην εικονική ή φαινομενική της μάζας και την δύναμη Basset. Όταν ένα σωματίδιο επιταχύνεται μέσα σε ένα ρευστό υπάρχει μια επιτάχυνση απόκρισης του ρευστού η οποία οφείλεται στην κατανάλωση του έργου που

γίνεται από το σωματίδιο. Αυτό το επιπρόσθετο έργο σχετίζεται με την πραγματική επίδραση μάζας.

Για μια σφαίρα σε ένα ρευστό, η ολική κινητική ενέργεια του ρευστού που περιβάλλει την σφαίρα είναι:

$$KE = \frac{1}{2} \rho \int u^2 dV \quad (2.20)$$

όπου το ολοκλήρωμα λαμβάνεται για όλη την ροή.

Θεωρούμε ότι το ρευστό δεν έχει ιξώδες και είναι ασυμπίεστο (ιδανικό ρευστό) και επομένως η ταχύτητα μπορεί να εκφραστεί ως η παράγωγος μιας συνάρτησης δυναμικού:

$$u = \nabla \phi \quad (2.21)$$

Η συνάρτηση δυναμικού για μια σφαίρα που κινείται με σχετική ταχύτητα u μέσα στο ρευστό είναι:

$$\phi = -\frac{ua^3}{2r^2} \cos \theta \quad (2.22)$$

όπου θ η γωνία μεταξύ ταχύτητας και ακτινικής συνιστώσας και a η ακτίνα της σφαίρας. Η ακτινική συνιστώσα της ταχύτητας είναι:

$$u_r = \frac{\partial \phi}{\partial r} = \frac{ua^3}{r^3} \cos \theta \quad (2.23)$$

το οποίο στην επιφάνεια της σφαίρας μειώνεται σε:

$$u_r = u \cos \theta \quad (2.24)$$

Ο ρυθμός του έργου που χρειάζεται για την μεταβολή της κινητικής ενέργειας είναι:

$$uF_{\text{imm}} = \frac{dKE}{dt} \quad (2.25)$$

όπου, F_{imm} είναι η δύναμη της φαινομενικής μάζας.

Η επιτάχυνση του ρευστού σε σχέση με του σωματιδίου είναι $\dot{\mathbf{u}} - \dot{\mathbf{v}}$. Αν το ρευστό βρισκόταν σε ηρεμία, τότε η δύναμη της φαινομενικής μάζας στο σωματίδιο θα πρέπει να είναι σε διεύθυνση αντίθετη της επιτάχυνσης του σωματιδίου. Η δράση της φαινομενικής μάζας στο σωματίδιο δίνεται από την Σχέση (2.26):

$$F_{um} = \frac{\rho_c V_d}{2} (\dot{\mathbf{u}} - \dot{\mathbf{v}}) \quad (2.26)$$

όπου ρ_c η πυκνότητα του σωματιδίου και V_d η ταχύτητα του.

2.2.2 Δύναμη οπισθέλκουσας

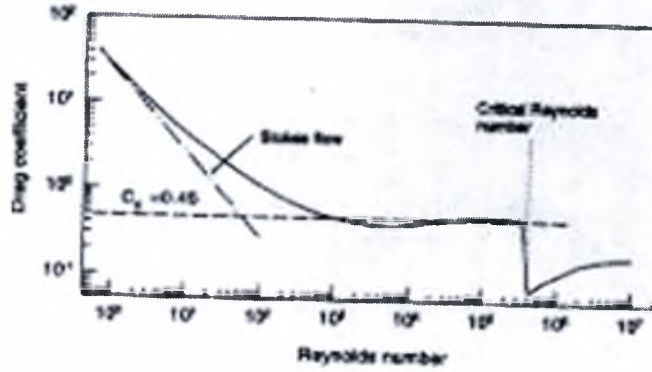
Η δύναμη οπισθέλκουσας δρα πάνω στο σωματίδιο και προσδιορίζεται ποσοτικά από τον συντελεστή οπισθέλκουσας:

$$F = \frac{1}{2} \rho_f C_D A |\mathbf{u} - \mathbf{v}| (\mathbf{u} - \mathbf{v}) \quad (2.27)$$

όπου, ρ_f η πυκνότητα της συνεχούς φάσης, C_D ο συντελεστής οπισθέλκουσας, A η μετωπική επιφάνεια του σωματιδίου και \mathbf{u} , \mathbf{v} οι ταχύτητες της συνεχούς φάσης και του σωματιδίου, αντίστοιχα.

Γενικά, ο συντελεστής οπισθέλκουσας εξαρτάται από το σχήμα του σωματιδίου και τον προσανατολισμό του σε σχέση με την ροή, όπως επίσης και από τις παραμέτρους της ροής (π.χ. αριθμό Re).

Η μεταβολή του συντελεστή οπισθέλκουσας με τον αριθμό Reynolds για μη περιστρεφόμενες σφαίρες φαίνεται στο Σχήμα 2-2. Για χαμηλές τιμές Reynolds ισχύει ο νόμος του Stokes και ο συντελεστής οπισθέλκουσας είναι αντίστροφα ανάλογος του αριθμού Reynolds. Με την αύξηση του Reynolds, ο συντελεστής οπισθέλκουσας πλησιάζει σχεδόν την σταθερή τιμή $C_D = 0.445$.



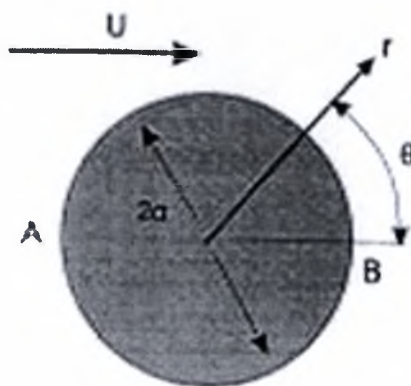
Σχήμα 2-2: Εξάρτηση του συντελεστή οπισθέλκουσας σφαίρας από τον αριθμό Reynolds

Για περαιτέρω αύξηση του Reynolds, η ροή γίνεται κρίσιμη και παρατηρείται απότομη μείωση του συντελεστή. Στον κρίσιμο αριθμό Reynolds ($Re \approx 3 \times 10^5$) το οριακό στρώμα γίνεται τυρβώδες και το σημείο διαχωρισμού μετακινείται, ελαττώνοντας απότομα την τιμή της οπισθέλκουσας και μειώνοντας τον συντελεστή της οπισθέλκουσας. Αυτό το φαινόμενο οφείλεται στις επιδράσεις του οριακού στρώματος. Αν η επιφάνεια του σωματιδίου είναι τραχεία, η μετάβαση στην τύρβη συμβαίνει σε χαμηλότερες τιμές Reynolds.

Η ροή Stokes ($Re < 1$), θεωρείται ως έρπουσα στην οποία οι αδρανειακοί όροι στις εξισώσεις Navier-Stokes δεν είναι σημαντικοί. Έτσι η εξίσωση που ισχύει είναι:

$$\frac{\partial p}{\partial x_i} = \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (2.28)$$

Η εφαρμογή αυτής της εξίσωσης για ροή πάνω από σφαίρα έγινε αρχικά από τον C.G. Stokes το 1851 σε σφαιρικές συντεταγμένες, Σχήμα 2-4.



Σχήμα 2-3: Σύστημα συντεταγμένων για ροή Stokes γύρω από σφαίρα

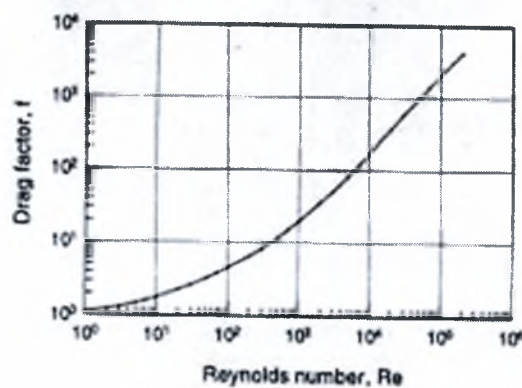
Η εξίσωση της κίνησης για ένα σωματίδιο ή σταγονίδιο με την χρήση του συντελεστή οπισθέλκουσας εκφράζεται ως εξής:

$$m \frac{dv}{dt} = 3\pi\mu Df(\mathbf{u} - \mathbf{v}) + mg \quad (2.29)$$

όπου το g είναι η επιτάχυνση που οφείλεται στην βαρύτητα και f είναι ο παράγοντας της οπισθέλκουσας ή ο λόγος του συντελεστή οπισθέλκουσας στον Stokes.

$$f = \frac{C_D Re}{24} \quad (2.30)$$

Για ροή Stokes $f \rightarrow 1$. Η μεταβολή του συντελεστή της οπισθέλκουσας με τον αριθμό Re φαίνεται στο Σχήμα 2-4:



Σχήμα 2-4: Η εξάρτηση του συντελεστή οπισθέλκουσας με τον αριθμό Reynolds

Πίνακας 2-1 Συγκεντρωτικές τιμές συντελεστή οπισθέλκουσας

Τιμή Re	Νόμος	Τιμή C_D
$Re_p < 1$	Stokes	$C_D = 24 Re_p^{-1}$
$1 < Re_p < 10^3$	Van Allen	$C_D = 24 Re_p^{-1} (1 + 0.15 Re_p^{0.687})$
$10^3 < Re_p$	Newton	$C_D = 0.44$

2.2.3 Η δύναμη Basset

Η δύναμη Basset σχετίζεται με την επιτάχυνση του σωματιδίου, και αντιπροσωπεύει μια αντίσταση στις αλλαγές της ταχύτητας. Αυτή η δύναμη αναφέρεται στην αλληλεπίδραση ανάμεσα στην στιγμιαία επιτάχυνση και στο τροποποιημένο πεδίο της ροής. Η δύναμη Basset λαμβάνει υπόψη της την επίδραση του ιξώδους του ρευστού και οφείλεται στην προσωρινή καθυστέρηση της ανάπτυξης του οριακού στρώματος καθώς η σχετική ταχύτητα αλλάζει με τον χρόνο. Η δύναμη Basset είναι ίση με:

$$F_{Basset} = \frac{3}{2} D^2 \sqrt{\pi \rho \mu} \int_0^t \frac{\dot{u} - \dot{v}}{\sqrt{t - t'}} dt' \quad (2.31)$$

όπου ο όρος $t - t'$ εκφράζει την χρονική διαφορά από την στιγμή της επιτάχυνσης του σωματιδίου μέχρι την παρούσα στιγμή και μ το ιξώδες.

Στην περίπτωση όπου υπάρχει μια αρχική ταχύτητα, ο όρος γίνεται:

$$F_{Basset} = \frac{3}{2} D^2 \sqrt{\pi \rho \mu} \left[\int_0^t \frac{\dot{u} - \dot{v}}{\sqrt{t - t'}} dt' + \frac{(u - v)_0}{\sqrt{t}} \right] \quad (2.32)$$

όπου, το $(u - v)_0$ είναι η διαφορά των αρχικών ταχυτήτων του σωματιδίου και του ρευστού.

2.2.4 Δυνάμεις ανύψωσης

Σε αυτή την κατηγορία δυνάμεων περιλαμβάνονται δύο επιφανειακές δυνάμεις (Saffman και Magnus) που δρουν στην κατακόρυφη διεύθυνση της κίνησης του σωματιδίου και για αυτό ονομάζονται δυνάμεις ανύψωσης. Η δύναμη Saffman στις κλίσεις της ταχύτητας του ρευστού γύρω από το σωματίδιο, που του δίνει την τάση να περιστραφεί αλλά επίσης επιφέρει διαφορές ακτινικής πίεσης. Η δύναμη Saffman δίδεται από την σχέση:

$$F_{saf} = 1.6 \rho_f d_p^2 (\gamma v_f)^{1/2} u \quad (2.33)$$

όπου ρ_f και v_f είναι η πυκνότητα και το ιξώδες του ρευστού, d_p η διάμετρος του σωματιδίου, γ μια σταθερά και u είναι η ταχύτητα του ρευστού.

2.2.5 Η εξίσωση Basset-Boussinesq-Oseen

Εισάγοντας όλες τις δυνάμεις στην εξίσωση της κίνησης του σωματιδίου προκύπτει η εξίσωση Basset-Boussinesq-Oseen (BBO):

$$m \frac{dv}{dt} = 3\pi\mu D(u - v) + V_d(-\nabla p + \nabla \tau) + \frac{\rho_c}{2}(\dot{u} - \dot{v}) + \frac{3}{2} D^2 \sqrt{\pi\rho\mu} \left[\int_0^t \frac{\dot{u} - \dot{v}}{\sqrt{t-t'}} dt' + \frac{(u-v)_0}{\sqrt{t}} \right] + mg \quad (2.34)$$

2.2.6 Επίδραση της τύρβης

Για τον ποσοτικό προσδιορισμό της επίδρασης της τύρβης του ρευστού στην οπισθέλκουσα του σωματιδίου χρησιμοποιούνται δύο παράμετροι. Η μία είναι η σχετική ένταση της τύρβης και η άλλη η αναλογία της κλίμακας της τύρβης προς το μέγεθος του σωματιδίου. Η σχετική ένταση της τύρβης ορίζεται ως εξής:

$$I_r = \frac{\sqrt{u'^2}}{|v - v'|} \quad (2.35)$$

όπου, $\sqrt{u'^2}$ είναι οι διακυμάνσεις της ταχύτητας. Είναι προφανές ότι η σχετική ένταση της τύρβης αυξάνεται καθώς η σχετική ταχύτητα ανάμεσα στο ρευστό και το σωματίδιο μειώνεται. Η σχετική ένταση της τύρβης και ο κρίσιμος αριθμός Reynolds συσχετίζονται ως εξής:

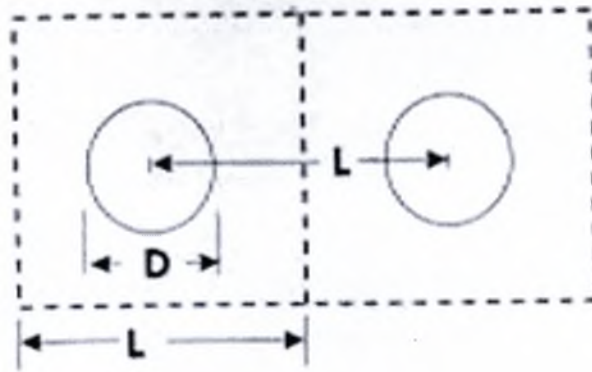
$$I_r \text{ Re} = 45 \quad (2.36)$$

2.2.7 Απόσταση μεταξύ σωματιδίων

Ο μηχανισμός αλληλεπίδρασης της διακριτής φάσης σε μια διφασική ροή εξαρτάται σημαντικά από τον μέσο όρο της απόστασης ανάμεσα στα σωματίδια της διακριτής φάσης. Η πληροφορία αυτή είναι σημαντική για να καθοριστεί αν ένα σωματίδιο ή ένα σταγονίδιο μπορεί να θεωρηθεί ως ένα μονωμένο στοιχείο.

Θεωρούμε τα σωματίδια διαμέτρων D στο Σχήμα 2-5, τα οποία βρίσκονται μέσα σε κύβους με μήκος πλευράς L , η οποία είναι η απόσταση ανάμεσα στα κέντρα των σωματιδίων. Το κλάσμα του όγκου της διακριτής φάσης είναι:

$$a_d = \frac{\pi D^3}{6L^3} \quad (2.37)$$



Σχήμα 2-5: Απόσταση μεταξύ σωματιδίων

Εάν τα σωματίδια που είναι σε επαφή με αυτό το σχηματισμό είχαν διάμετρο L , το κλάσμα του όγκου της διακριτής φάσης θα είναι $\frac{\pi}{6}$. Η απόσταση των σωματιδίων ή σταγονιδίων σχετίζεται με το κλάσμα του όγκου ως εξής:

$$\frac{L}{D} = \left(\frac{\pi}{6a_d} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2.38)$$

Για κλάσμα όγκου 10% η απόσταση αυτή είναι 1,7 και υποδεικνύει ότι τα σωματίδια της διακριτής φάσης είναι πολύ κοντά για να θεωρούνται μονωμένα. Επομένως, η μάζα, η ορμή και η μεταφορά θερμότητας για κάθε στοιχείο επηρεάζεται από τα γειτονικά στοιχεία. Το κλάσμα όγκου της διακριτής φάσης μπορεί να εκφραστεί με όρους συγκέντρωσης μάζας της διακριτής φάσης και με το λόγο της υλικής πυκνότητας. Το κλάσμα του όγκου της διακριτής φάσης δίνεται από τη σχέση:

$$a_d = \frac{\bar{\rho}_d}{\rho_d} = \frac{\bar{\rho}_d}{\rho_c} \frac{\rho_c}{\rho_c} \frac{\rho_c}{\rho_d} \quad (2.39)$$

Η παραπάνω εξίσωση μπορεί να γραφτεί ως εξής:

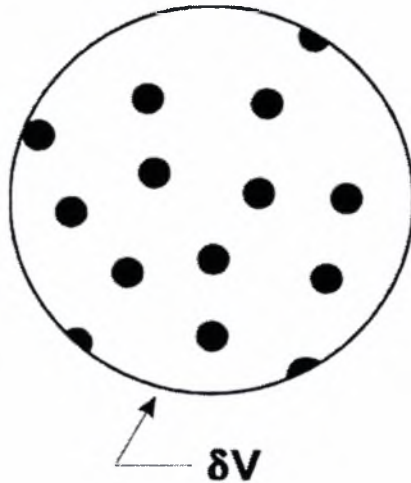
$$a_d = Ca_c \frac{\rho_c}{\rho_d} \quad (2.40)$$

όπου a_d και a_c είναι το κλάσμα του όγκου της διακριτής φάσης και της συνεχούς φάσης αντίστοιχα, που ορίζονται ως εξής:

$$a_d = \lim_{\delta V \rightarrow \delta V^0} \frac{\delta V_d}{\delta V} \quad (2.41)$$

$$a_c = \lim_{\delta V \rightarrow \delta V^0} \frac{\delta V_c}{\delta V} \quad (2.42)$$

όπου δV_d και δV_c είναι το κλάσμα της διακριτής φάσης και της συνεχούς φάσης στον όγκο ελέγχου αντίστοιχα, Σχήμα 2-6.



Σχήμα 2-6: Ο όγκος ελέγχου με τα σωματίδια της διακριτής φάσης

Επειδή : $a_d + a_c = 1$

Από την σχέση (2.40) προκύπτει:

$$a_d = \frac{\kappa}{1 + \kappa} \quad (2.43)$$

Όπου το $\kappa = C\rho_c / \rho_d$.

Κατά συνέπεια η απόσταση ανάμεσα στα στοιχεία της διακριτής φάσης μιας διαφασικής ροής μπορεί να εκφραστεί ως εξής:

$$\frac{L}{D} = \left(\frac{\pi}{6} \frac{1 + \kappa}{\kappa} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2.44)$$

Για τις περισσότερες ροές αερίου-σωματιδίων και αερίου-σταγονιδίων ο λόγος των υλικών πυκνοτήτων, ρ_c / ρ_d είναι της τάξης του 10^{-3} , επομένως η απόσταση μεταξύ των σωματιδίων είναι $\frac{L}{D} \approx 10$.

2.2.8 Χρόνος απόκρισης

Ο χρόνος απόκρισης ενός σωματιδίου στις αλλαγές της ταχύτητας είναι σημαντικός για την σύσταση των αδιάστατων παραμέτρων που χαρακτηρίζουν τη διαφασική ροή. Ο χρόνος απόκρισης ορίζεται ως ο χρόνος που απαιτείται για ένα σωματίδιο να ανταποκριθεί στην αλλαγή της ταχύτητας. Η εξίσωση κίνησης για ένα σωματίδιο μέσα σε ρευστό, αγνοώντας όλες τις δυνάμεις εκτός από την οπισθέλκουσα, δίνεται από την σχέση:

$$m \frac{d\mathbf{u}}{dt} = \frac{1}{2} C_D \frac{\pi D^2}{4} \rho_c (\mathbf{u} - \mathbf{v}) |\mathbf{u} - \mathbf{v}| \quad (2.45)$$

όπου \mathbf{v} είναι η ταχύτητα του σωματιδίου και u η ταχύτητα της συνεχούς φάσης.

Ο αριθμός Reynolds για τη διακριτή φάση ορίζεται ως:

$$\text{Re} = \frac{\rho D |\mathbf{u} - \mathbf{v}|}{\mu} \quad (2.46)$$

διαιρώντας με την μάζα του σωματιδίου από την (2.45) θα προκύψει:

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} = \frac{18\mu}{\rho_d D^2} \frac{C_D}{24} \text{Re} (\mathbf{u} - \mathbf{v}) \quad (2.47)$$

όπου, μ είναι το ιξώδες του ρευστού.

Σε χαμηλούς αριθμούς Reynolds π.χ. (ροή Stokes), ο παράγοντας C_D , $Re/24$ πλησιάζει την μονάδα. Ο πρώτος παράγοντας έχει μονάδες αντίστροφου χρόνου και ορίζει τον χρόνο απόκρισης, ο οποίος είναι:

$$\tau_V = \frac{\rho_d D^2}{18\mu} \quad (2.48)$$

Έτσι η εξίσωση (2.47) μπορεί να γραφεί:

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} = \frac{1}{\tau_V}(\mathbf{u} - \mathbf{v}) \quad (2.49)$$

Η λύση της εξίσωσης (2.49) για σταθερή ταχύτητα ρευστού και μηδενική αρχική ταχύτητα σωματιδίου είναι:

$$v = u(1 - e^{-t/\tau_V}) \quad (2.50)$$

Κατά συνέπεια ο χρόνος απόκρισης είναι αυτός που απαιτείται για να φθάσει ένα σωματίδιο από την ηρεμία στην τιμή $\frac{e-1}{e} = 63\%$ της ελεύθερης ταχύτητας της ροής. Για παράδειγμα ο χρόνος απόκρισης για ένα σταγονίδιο νερού διαμέτρου 100 μικρών στον αέρα, υπό κανονικές συνθήκες είναι 30 ms.

2.2.9 Αριθμός Stokes

Ο αριθμός Stokes είναι μια πολύ σημαντική παράμετρος στις ροές ρευστού-σωματιδίου. Σχετίζεται με την ταχύτητα του σωματιδίου και ορίζεται ως:

$$St_V = \frac{\tau_V}{\tau_F} \quad (2.51)$$

όπου το τ_F είναι ο χαρακτηριστικός χρόνος του πεδίου ροής και τ_V ο χρόνος απόκρισης του σωματιδίου.

Εάν $St_V \ll 1$, ο χρόνος απόκρισης των σωματιδίων είναι πολύ μικρότερος από τον χαρακτηριστικό χρόνο που σχετίζεται με το πεδίο ροής. Έτσι τα σωματίδια θα έχουν ικανό

χρόνο να ανταποκριθούν στις αλλαγές της ταχύτητας του ρευστού. Κατά συνέπεια το σωματίδιο και οι ταχύτητες του ρευστού θα είναι σχεδόν ίσες. Εάν $St_v \gg 1$, τότε το σωματίδιο δεν θα έχει ουσιαστικά χρόνο να ανταποκριθεί στις αλλαγές της ταχύτητας του ρευστού και η ταχύτητά του θα επηρεάζεται λιγότερο κατά την κίνησή του ρευστού.

2.2.10 Αραιές και πυκνές διαφασικές ροές

Αραιή διαφασική ροή είναι αυτή στην οποία η κίνηση του σωματιδίου ελέγχεται κυρίως από τις δυνάμεις του ρευστού, ενώ πυκνή ροή, είναι αυτή κατά την οποία η κίνηση του σωματιδίου ελέγχεται και από τις συγκρούσεις με άλλα σωματίδια. Ένας ποιοτικός υπολογισμός της φύσης αυτών των ροών μπορεί αν γίνει με την σύγκριση του λόγου του χρόνου απόκρισης της ορμής ενός σωματιδίου προς τον χρόνο ανάμεσα στις συγκρούσεις. Έτσι η ροή μπορεί να θεωρηθεί αραιή εάν:

$$\frac{\tau_v}{\tau_c} < 1 \quad (2.52)$$

όπου, τ_c είναι ο μέσος όρος του χρόνου ανάμεσα στις συγκρούσεις σωματιδίων, διότι τα σωματίδια έχουν συγκεκριμένο χρόνο να ανταποκριθούν στις τοπικές δυνάμεις του ρευστού πριν την επόμενη σύγκρουση.

Εάν έχουμε:

$$\frac{\tau_v}{\tau_c} > 1 \quad (2.53)$$

τότε το σωματίδιο δεν έχει χρόνο να ανταποκριθεί στις δυνάμεις του ρευστού πριν την επόμενη σύγκρουση και η ροή χαρακτηρίζεται πυκνή.

Ο χρόνος ανάμεσα στις συγκρούσεις μπορεί να υπολογιστεί από εξισώσεις σχετικές με τη συχνότητα της σύγκρουσης. Εάν μια ομάδα σωματιδίων με ενιαία διάμετρο D όπως φαίνεται στο Σχήμα.2-7, μέσω της οποίας ένα σωματίδιο ταξιδεύει με σχετική ταχύτητα v , σε σχέση με τα άλλα σωματίδια. Σε χρόνο δt , το ένα σωματίδιο θα εμποδίσει όλα τα άλλα σωματίδια στον αγωγό με ακτίνα $2D$ και μήκος $v, \delta t$. Ο αριθμός των σωματιδίων στον σωλήνα είναι:

$$\delta N = n\pi D^2 v_r \delta t \quad (2.54)$$

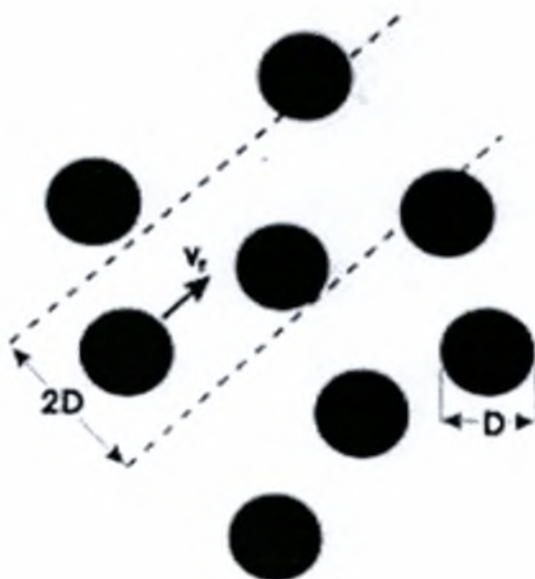
όπου n είναι ο αριθμός πυκνότητας των σωματιδίων.

Έτσι η συχνότητα σύγκρουσης είναι:

$$f_c = n\pi D^2 v_r \quad (2.55)$$

και ο χρόνος ανάμεσα στις συγκρούσεις είναι:

$$\tau_c = \frac{1}{f_c} = \frac{1}{n\pi D^2 v_r} \quad (2.56)$$



Σχήμα 2-7: Συγκρούσεις μεταξύ σωματιδίων

Έτσι, ο λόγος του χρόνου τ_v / τ_c εκφράζεται ως:

$$\frac{\tau_v}{\tau_c} = \frac{n\pi\rho_d D^4 v_r}{18\mu} \quad (2.57)$$

2.3 Βιβλιογραφική Ανασκόπηση

Οι τυρβώδεις διαφασικές ροές παρουσιάζουν έντονο επιστημονικό ενδιαφέρον και αυτό φαίνεται από το μεγάλο αριθμό μελετών σε αυτό το γνωστικό αντικείμενο. Φαινόμενα όπως η επίδραση των σωματιδίων πάνω στην τύρβη της συνεχούς φάσης, η αλληλεπίδραση της διαφασικής ροής με τοιχώματα, αλλά και οι αλληλεπιδράσεις μεταξύ των σωματιδίων δεν έχουν πλήρως αποσαφηνιστεί και προσελκύουν των ενδιαφέρον των ερευνητών.

Οι μελέτες της διαφασικής ροής διακρίνονται σε δύο κατηγορίες: (α) σε εργασίες όπου δίνονται αναλυτικές λύσεις ή γίνεται χρήση υπολογιστικής ρευστοδυναμικής και (β) πειραματικές εργασίες. Στην πρώτη κατηγορία, επιλύονται οι εξισώσεις Navier-Stokes για τη συνεχή φάση, ενώ τα σωματίδια υπολογίζονται συνήθως από την εξίσωση κίνησης του Νεύτωνα. Στην δεύτερη κατηγορία, οι διαφασικές ροές μελετώνται βάσει κάποιας πειραματικής μεθόδου. Χαρακτηριστικά αναφέρονται η χρήση συστήματος LDA και ανεμομετρίας θερμού σύρματος (HWA) με τα οποία είναι εφικτή η μέτρηση ταχυτήτων της συνεχούς φάσης σε μία διαφασική ροή. Με την μέθοδο PDA εκτός από τα χαρακτηριστικά της συνεχούς φάσης μπορούν να μετρηθούν επίσης και στοιχεία για την διακριτή φάση (σωματίδια), όπως η διάμετρος των σωματιδίων και ο αριθμός πυκνότητας των σωματιδίων ανά μονάδα όγκου.

Οι Choi και Chung (1983) ανέλυσαν την τυρβώδη διαφασική ροή σε σωλήνα με χρήση υπολογιστικής ρευστοδυναμικής. Τα αποτελέσματα ήταν σε καλή συμφωνία με τα αντίστοιχα πειραματικά δεδομένα. Οι Gooray et al. (1985) μελέτησαν την τυρβώδη ροή σε βαθμίδες και σωλήνες με διεύρυνση υπολογιστικά κάνοντας χρήση του μοντέλου k-ε.

Οι Kullick, et al. (1994) μελέτησαν την επίδραση των σωματιδίων και την μεταβολή της στροβιλότητας σε κανάλι πλήρως ανεπτυγμένης τυρβώδους ροής. Μετρήθηκαν ταχύτητες σωματιδίων και ρευστού για τρεις κατηγορίες σφαιρικών σωματιδίων. Παρουσιάστηκαν κατανομές ταχυτήτων σωματιδίων που ήταν σχετικά επίπεδες λόγω της εγκάρσιας μίξης (σε συμφωνία με τις μελέτες σε στρογγυλούς σωλήνες), όμως δεν υπήρξε επίδραση στην κατανομή ταχυτήτων του ρευστού. Η ένταση της διακύμανσης της ταχύτητας των σωματιδίων βρέθηκε να ξεπερνάει την ένταση της τύρβης στην κατεύθυνση του ρευστού αλλά ήταν μικρότερη στην εγκάρσια κατεύθυνση, εξαιτίας της επίδρασης των διασταυρούμενων τροχιών και της διαφορετικής ταχύτητας του ρευστού στις δύο διευθύνσεις. Τα σωματίδια βρέθηκαν να μειώνουν την στροβιλότητα, με αυξανόμενο

αριθμό Stokes. Οι μειώσεις στην ένταση της στροβιλότητας ήταν μεγαλύτερες στην εγκάρσια από ότι στην κατεύθυνση της ροής, που οφείλεται κυρίως στην δυσκολία των σωματιδίων να αποκριθούν καλά στις υψηλές συχνότητες διακύμανσης της στροβιλότητας στην εγκάρσια κατεύθυνση.

Οι Sato και Hishida (1996), μελέτησαν την τυρβώδη διφασική ροή σε κατακόρυφο σωλήνα με χρήση DPIV. Μέτρησαν τις ταχύτητες του νερού και των σωματιδίων γυαλιού 340 μm και 500 μm και κυτταρίνης 420 μm. Παράλληλα, πραγματοποίησαν και υπολογιστική προσομοίωση του ίδιου προβλήματος. Παρατήρησαν ότι η ύπαρξη σωματιδίων με μέγεθος της τάξης της κλίμακας μήκους του Kolmogorov και με μεγάλη σταθερά χρόνου, έχει ως αποτέλεσμα την αύξηση της ενέργειας της τύρβης. Αντίθετα σωματίδια με μικρή σταθερά χρόνου έχουν ως αποτέλεσμα την μείωση της τύρβης.

Οι Fan (1997) και Cen (1998) έκαναν πειραματικές μετρήσεις σε ροές γύρω από κυλίνδρους μελετώντας την αλληλεπίδραση των σωματιδίων και της συνεχούς φάσης. Ο Liao et al. (1997) μελέτησε επίσης υπολογιστικά τη ροή σε σωλήνες με απότομη διεύρυνση και εξήγαγε συμπεράσματα για την αλληλεπίδραση τύρβης και σωματιδίων. Τα σωματίδια τα αντιμετώπισαν με αντίστοιχο τρόπο προς την αέρια φάση χρησιμοποιώντας το μοντέλο δύο ρευστών – (two fluid model). Οι Founti και Klipfel (1997), ερεύνησαν πειραματικά και υπολογιστικά τις επιδράσεις των συγκρούσεων των σωματιδίων στα χαρακτηριστικά της κίνησης των σωματιδίων σε μια κατακόρυφη ροή προς τα κάτω με απότομη διεύρυνση. Οι αλληλεπιδράσεις μεταξύ των σωματιδίων επηρεάζουν σε σημαντικό βαθμό την τροποποίηση της τύρβης. Από τα αποτελέσματα προέκυψε ότι η τυρβώδης κινητική ενέργεια των σωματιδίων μειώνεται σε περιοχές διάτμησης, όπου η τυρβώδης κινητική ενέργεια της συνεχούς φάσης παρουσιάζει μέγιστο. Οι Oliveira και Pinho (1997), μέτρησαν την πτώση πίεσης σε στρωτή ροή σε αξονοσυμμετρική διεύρυνση. Οι Ahmadi και Chen (1998) έλαβαν υπόψη στις προσομοιώσεις τους την επίδραση της ανυψωτικής δύναμης, και μελέτησαν την διασπορά και την εναπόθεση των σωματιδίων σε τυρβώδη ροή σε σωλήνα με διεύρυνση.

Οι Kashdan, et al. (1999) έκαναν σύγκριση μεταξύ δύο μεθόδων που μετρούν το μέγεθος των σταγονιδίων. Η ανάλυση με Phase Doppler Anemometer (PDA) και Particle Droplet Imaging Analysis (PDIA) εφαρμόστηκε σε έναν κοίλο κώνο ψεκασμού καυσίμων υπό μερικώς σταθερές συνθήκες. Οι μετρήσεις του αριθμητικού μέσου όρου (D10) και του μέσου όρου του όγκου ελέγχου (D30) έγιναν σε τρεις θέσεις της περιοχής του ψεκασμού.



Η πρώτη θέση καλούμενη "περιοχή διάσπασης" σε άτομα σε απόσταση $Z=5\text{mm}$ από την έξοδο του ακροφυσίου βρέθηκε να αποτελείται από μεγάλη συνοχή και κυρίως από μη-σφαιρικά υγρά σωματίδια. Αν και οι εικόνες αποκάλυψαν την παρουσία ενός μικρού αριθμού σταγονιδίων σε αυτήν την περιοχή, οι υψηλές ταχύτητές τους (μέχρι 40m/s) προκάλεσαν σημαντική θόλωση στην απεικόνιση της κίνησης τους και έτσι η μέθοδος PDIA ήταν ανεπαρκής για τις μετρήσεις. Σε απόσταση $Z=10\text{mm}$ και χωρίς εφαρμογή οποιωνδήποτε περιορισμών της μορφής στα στοιχεία του PDIA, μια σύγκριση των μέσων διαμέτρων του όγκου ελέγχου παρουσίασαν καλή ταύτιση για το χωρικό μέσο (D_{30}) κάνοντας εκτιμήσεις μεταξύ του PDIA ($D_{30}=30.9\text{mm}$) και PDA ($D_{30}=32.5\text{mm}$). Η εφαρμογή των σταδιακά πιο αυστηρών περιορισμών μορφής με PDIA είχε την επίδραση της μείωσης των D_{10} και D_{30} καθώς μικρότερα (και επομένως περισσότερο σφαιρικά) σταγονίδια μετρήθηκαν στο μέγεθος. Στην περιοχή διασποράς του ψεκασμού σε απόσταση $Z=20\text{mm}$, η πλειοψηφία της υγρής μάζας ήταν υπό μορφή σφαιρικών σταγονιδίων με μια σημαντικά χαμηλότερη συγκέντρωση σταγονιδίων. Σε αυτήν την θέση, χωρίς εφαρμογή μιας DOF διόρθωσης, μια σύγκριση των δεδομένων ($D_{30}=24.3\text{mm}$) του PDIA ($D_{30}=25.0\text{mm}$) και του PDA παρουσίασε πάλι καλή ταυτοποίηση. Ο Dai et al. (1999) έκανε χρήση του PDA και μέτρησε την ακτινική και την αξονική ταχύτητα καθώς και το μέγεθος των σωματιδίων σε έναν υδροκυκλώνα και ανέλυσε τον μηχανισμό διαχωρισμού των σωματιδίων.

Με τη βοήθεια του PDA, οι Zhou και Mathiesen (2000) μελέτησαν την δομή της τύρβης σε διφασική ροή σε ρευστοποιημένη κλίνη. Ο Chiang (2000), μελέτησε υπολογιστικά την επίδραση των τοιχωμάτων στη δομή της στρωτής ροής σε επίπεδη διεύρυνση, για μία σειρά αριθμών διεύρυνσης. Παρατήρησε ότι σε χαμηλούς αριθμούς Reynolds υπάρχει κάποια κρίσιμη τιμή του λόγου διεύρυνσης πέρα από την οποία δεν υφίσταται συμμετρία. Ο Zhou (2000), μελέτησε την επίδραση της περιδίνησης σε διφασικές ροές σε σωλήνες με διεύρυνση με τη χρήση του PDA, για μία σειρά αριθμών περιδίνησης. Μέτρησε την αξονική και την περιφερειακή συνιστώσα της ταχύτητας και τις διακυμάνσεις αυτών για την συνεχή φάση και για τα σωματίδια. Μέτρησε επίσης, την συγκέντρωση των σωματιδίων. Από τα αποτελέσματα φάνηκε η επίδραση της περιδίνησης στις κατανομές των ταχυτήτων και στο επίπεδο της τύρβης.

Οι Ziema, et al. (2000) έκαναν μια σειρά μετρήσεων της διαμέτρου, ταχύτητας και συγκέντρωσης σωματιδίων μεταξύ δύο διακριτών φάσεων ροής μέσα σε υγρό. Για

μεγαλύτερη ακρίβεια στις μετρήσεις αναγνώρισης της διαμέτρου των σωματιδίων για διαφορετικούς μηχανισμούς σκέδασης φωτός των σωματιδίων, χρησιμοποιήθηκε ένα εκτεταμένο σύστημα Phase Doppler Anemometer κάνοντας επεξεργασία σήματος που προέκυπτε από την διαφορά του σήματος της κάθε φάσης. Η διάκριση μεταξύ των δύο διακριτών φάσεων πραγματοποιήθηκε κάνοντας χρήση νερού (συνεχή φάση) και φυσαλίδες αέρα καθώς και σωματιδίων γυαλιού (δύο διακριτές φάσεις) μέσα σε ένα ιδιαίτερα εξελιγμένο τριφασικό κανάλι ροής. Τα αποτελέσματα έδειξαν καλή ταυτοποίηση στην κατανομή μεγέθους μεταξύ φυσαλίδων και σωματιδίων γυαλιού τα οποία μετρήθηκαν ξεχωριστά αλλά και ταυτόχρονα.

Ο Gillandt (2001) χρησιμοποίησε ένα PDA για την μελέτη διφασικής δέσμης αέρα. Μέτρησε ταυτόχρονα την ταχύτητα του αέρα και των σωματιδίων και την διακύμανση της ταχύτητας της δέσμης. Τα σωματίδια που χρησιμοποιήθηκαν είχαν διάμετρο από 1 μm έως 160 μm . Εξαιτίας του εύρους των σωματιδίων, βρήκαν διάφορες επιδράσεις των σωματιδίων πάνω στην τύρβη του αέρα, που ήταν σε άμεση σχέση με την τοπική θέση στην δέσμη. Παράλληλα, πρότεινε μια μέθοδο για την αύξηση της ευαισθησίας του μετρητικού συστήματος PDA. Ο Mc Andrew (2001) μελέτησε την επίδραση των σωματιδίων στην τύρβη της συνεχούς φάσης σε ροή σε βαθμίδα, χρησιμοποιώντας LDA. Οι X.Sun, et al. (2001) πραγματοποίησαν μετρήσεις για την αξονική ταχύτητα διφασικής ροής φυσαλίδων αέρα σε νερό σε κατακόρυφο κυκλικό σωλήνα εσωτερικής διαμέτρου 101.6 mm κάνοντας χρήση Laser Doppler Anemometer (LDA) και Hot-Film Anemometer (HFA). Οι προσεγγίσεις των μετρήσεων για την ταχύτητα του ρευστού σε διφασική ροή ήταν ταυτόσημες. Τα πειράματα σε μονοφασική ροή έδειξαν ταύτιση αποτελεσμάτων μεταξύ των (LDA), (HFA) και του μαγνητικού μετρητή ροής. Τα αποτελέσματα των μετρήσεων έδειξαν ότι και τα δύο συστήματα (LDA) και (HFA) είχαν την τάση να υποτιμούν την τοπική ταχύτητα του ρευστού. Η μέση σχετική ταχύτητα μεταξύ αέρας και υγρής φάσης ήταν 0.31m/s.

Οι Goz, et al. (2001) εφάρμοσαν προσομοίωση για διφασική ροή φυσαλίδων αέρα σε ρευστό με τις μεθόδους παράλληλης πεπερασμένης διαφοράς της εμπρόσθιας ανίχνευσης. Πραγματοποιήθηκε τρισδιάστατη αριθμητική προσομοίωση της ροής σε μια τριπλά περιοδική κυβική περιοχή. Η αριθμητική μέθοδος χρησιμοποιεί ένα πεπερασμένο σχήμα διαφορών για την επίλυση των εξισώσεων Navier-Stokes στο πεδίο ροής και εμπρόσθια μέθοδος ανίχνευσης για την ανάλυση της κίνησης των ευμετάβλητων φάσεων των

σταγονιδίων. Σκοπός των μεθόδων είναι να κατανοηθεί σε μικροσκοπικό επίπεδο την συμπεριφορά των ροών με σταγονίδια. Οι διφασικές ροές με σφαιρικά σταγονίδια έχουν ένα μικρό λόγο μεγέθους δύο, μεταξύ μεγάλων και μικρών σταγονιδίων και παρόμοια συμπεριφορά με μονοφασικές ροές. Αντίθετα ροές μεταξύ μεγάλων ευμετάβλητων και μικρών σφαιρικών σταγονιδίων με λόγο μεγέθους οκτώ παρουσιάζουν νέα χαρακτηριστικά γνωρίσματα όσον αφορά την κίνηση των σταγονιδίων και την τύρβη της ροής.

Οι Sommerfeld, et al. (2001) έκαναν ανάλυση των επιδράσεων μεταφοράς τυρβώδους ροής αερίου – σωματιδίων σε οριζόντιο κανάλι ροής. Μελετήθηκε η συμπεριφορά συμπαγών σφαιρικών σωματιδίων χρησιμοποιώντας υπολογιστικές μεθόδους βασισμένες στην προσέγγιση Lagrange. Αποδείχτηκε ότι για μικρά σωματίδια, η τραχύτητα του τοιχώματος προκαλεί σημαντική μείωση της συχνότητας συγκρούσεων με το τοίχωμα, ενώ παρουσιάζεται δραστική αύξηση αυτής της χαρακτηριστικής τιμής για σωματίδια με χρόνους απόκρισης μεγαλύτερους από τα 50ms. Επομένως, η τραχύτητα του τοιχώματος έχει σημαντική επίδραση στην μέση οριζόντια ταχύτητα των σωματιδίων.

Οι Bröder & Sommerfeld (2001), πραγματοποίησαν πειραματικές μελέτες υδροδυναμικής σε μια στήλη φυσαλίδων με απεικόνιση PIV – PTV. Οι στήλες φυσαλίδων χρησιμοποιούνται ευρέως στη χημική βιομηχανία και τη βιοτεχνολογία. Η ροή και η στροβιλότητα σε μια τέτοια διάταξη προκαλούνται από την άνοδο φυσαλίδων και η συμπεριφορά τους επηρεάζεται έντονα από πυκνή ροή με φυσαλίδες (δηλ. αλληλεπίδραση μεταξύ φυσαλίδων). Για την ανάλυση της συμπεριφοράς των φυσαλίδων σε πυκνή ροή με φυσαλίδες και ταυτόχρονα την αξιολόγηση της δομής της ροής και της στροβιλότητας εφαρμόστηκε σε μια στήλη φυσαλίδων διαμέτρου 140 mm. και ύψους 650 mm απεικόνιση με σύστημα (PIV). Η στήλη φυσαλίδων αερίστηκε με σχετικά μικρές φυσαλίδες με κατανομή μεγέθους μεταξύ περίπου 0.3 και 4.0 mm. Το σύστημα μέτρησης εξετάστηκε και εφαρμόστηκε στην στήλη φυσαλίδων για να παρέχει στοιχεία για την επικύρωση των αριθμητικών προσομοιώσεων. Οι συγκρίσεις μεταξύ PDA – LDA και του νέου διφασικού συστήματος PIV παρουσίασαν καλή ταυτοποίηση για τις μετρημένες ταχύτητες ρευστού και φυσαλίδων.

Ο Lain (2002) έκανε μία σειρά από πειραματικές μετρήσεις καθώς επίσης και υπολογιστικές προσομοιώσεις σε τυρβώδη διφασική ροή σε οριζόντιο σωλήνα. Με τη χρήση του LDA μέτρησε μέσες ταχύτητες και διακυμάνσεις που χρησιμοποιήθηκαν προκειμένου να συγκριθούν με τα αριθμητικά αποτελέσματα. Από την σύγκριση προέκυψε

καλή συμφωνία. Ο Aisa (2002), μελέτησε επίσης την επίδραση των σωματιδίων στην ροή δέσμης αέρα, κάνοντας χρήση συστήματος PDA. Μέτρησε την κατανομή των σωματιδίων σε διάφορες αποστάσεις από την έξοδο της δέσμης. Παρατήρησε ότι κοντά στην έξοδο της δέσμης υπάρχει έντονη ακτινική μεταφορά των σωματιδίων. Ο Guo (2002) προσομοίωσε υπολογιστικά τη ροή σε σωλήνα με διεύρυνση και περιδίνηση, χρησιμοποιώντας την μέθοδο LES και το μοντέλο k-ε.

Οι Qiu & Hsu (2002), μελέτησαν την επίδραση υψηλής τάξης διάθλασης για μικροφουσαλίδες με Phase Doppler Anemometer (PDA) σε πολυφασικές ροές. Παρατηρήθηκε ότι η υψηλής τάξης διάθλαση έχει μεγάλη επίπτωση στην μέτρηση μεγέθους σωματιδίων με το PDA, ιδιαίτερα όταν ο σχετικός δείκτης διάθλασης του μέσου είναι μικρότερος από τη μονάδα. Πραγματοποιήθηκε μια περαιτέρω εξέλιξη του συστήματος PDA αποδεδειγμένη από το φαινόμενο επίδρασης του όγκου ελέγχου για την μέτρηση φουσαλίδων. Η μέθοδος αυτή μπορεί να εξαλείψει αποτελεσματικά το φαινόμενο του όγκου ελέγχου καθώς και το ελάττωμα της Γκαουσιανής εδέσμης Laser κάνοντας χρήση ενός συστήματος PDA με τέσσερις ανιχνευτές. Αυτό το νέο εξελιγμένο σύστημα είναι κατάλληλο για την μέτρηση μεγέθους σωματιδίων με δείκτη διάθλασης μικρότερο της μονάδας.

Οι Bröder & Sommerfeld (2002), πραγματοποίησαν πειραματικές μελέτες της αλληλεπίδρασης φουσαλίδων με σωματίδια άνθρακα σε τυρβώδη ροή χρησιμοποιώντας ένα σύστημα PIV-PTV. Προκειμένου να υπάρξει πιο αξιόπιστο μοντέλο της επεξεργασίας των σωματιδίων άνθρακα σε τυρβώδεις ροές με σταγονίδια, πραγματοποιήθηκαν πειράματα σε έναν αντιδραστήρα διπλού βρόχου. Το εύρος της διαμέτρου των φουσαλίδων θεωρήθηκαν ότι ήταν περίπου από 2 έως 4 mm. Περιορισμένου εύρους, κατανομές μεγέθους φουσαλίδων δημιουργήθηκαν από τριχοειδείς συσκευές εμπλουτισμού σε διοξείδιο του άνθρακα. Για τις ταυτόχρονες μετρήσεις του μεγέθους και της ταχύτητας των φουσαλίδων και της ταχύτητας του ρευστού, αναπτύχθηκε και εφαρμόστηκε ένα συνδυασμένο σύστημα PIV και PTV. Προκειμένου να εκτελεστούν οι μετρήσεις της ταχύτητας του ρευστού η ροή τροφοδοτήθηκε με σωματίδια από πολυαμίδιο με μέση διάμετρο 50 μm. Το σύστημα μέτρησης που συνδυάζει την απεικόνιση PIV και PTV είναι ικανό να προσλάβει πολύ σημαντικές παραμέτρους σε μια διαφασική ροή. Επομένως, παρέχει την δυνατότητα να δημιουργηθούν λεπτομερή σύνολα δεδομένων για την πιστοποίηση αριθμητικών μοντέλων.

Ο Fujiuchi (2003) μελέτησε πειραματικά την ροή σε αξονοσυμμετρική διεύρυνση και μετρήσε κατανομές της ταχύτητας σε διάφορους αριθμούς Reynolds. Οι Caraman, et al. (2003) μελέτησαν την επίδραση των συγκρούσεων με διακύμανση της διακριτής φάσης σε μια αραιή ροή μέσα σε σωλήνα. Επίσης, πραγματοποιήθηκαν μετρήσεις της επίδρασης των σωματιδίων και της στροβιλότητας σε μια πλήρως αναπτυγμένη ροή με χαμηλό αριθμό Reynolds. Τα δεδομένα λήφθηκαν με τη χρησιμοποίηση δύο συστημάτων PDA. Οι μετρήσεις έγιναν σε μια απόσταση 0.2 διαμέτρων μετά την έξοδο του σωλήνα. Σε αυτήν την θέση, η ροή φέρει όλες τις ιδιότητες της στροβιλότητας που αναπτύσσεται στον σωλήνα. Η πύκνωση της ροής με σωματίδια είναι μέτρια (11%). Η κλίση της μέσης ταχύτητας προέκυψε από τη μέση διαμήκη ισορροπία ορμής στο κέντρο του σωλήνα. Αναλύθηκε επίσης η ακτινική ισορροπία των διαμηκών και ακτινικών τάσεων των σωματιδίων. Ένα σημαντικό αποτέλεσμα είναι ότι η ακτινική μεταφορά της στροβιλότητας των κυμαινόμενων ακτινικών και διαμηκών τάσεων είναι πολύ υψηλότερη για τα σωματίδια σε σχέση με την συνεχή φάση.

3 ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΤΗΣ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗΣ ΔΙΑΤΑΞΗΣ

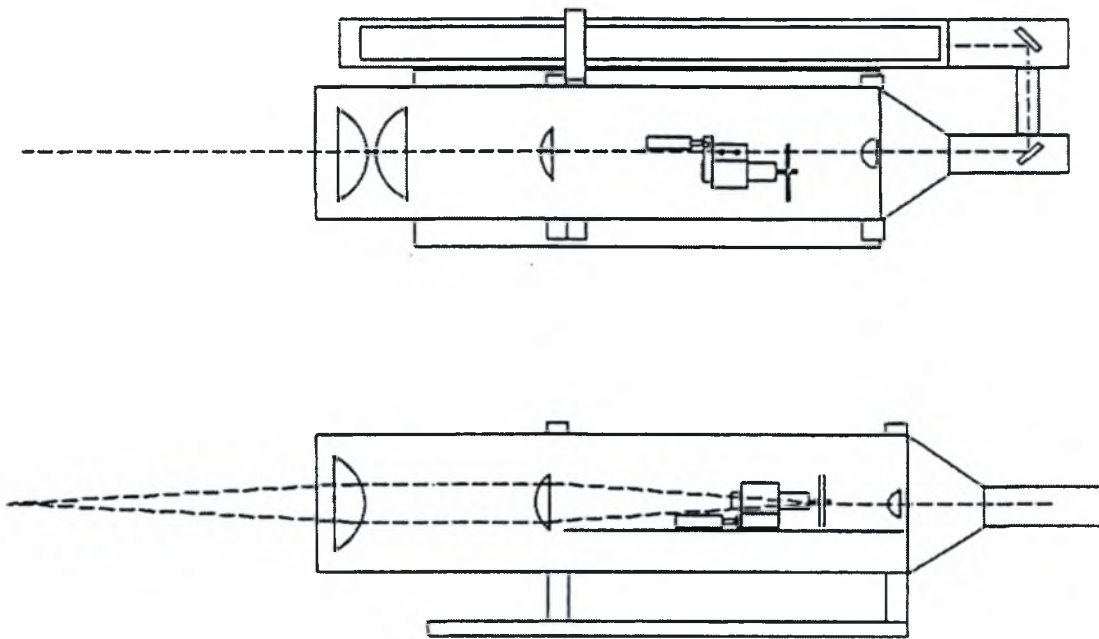
3.1 Το Μετρητικό Σύστημα PDA

Το μετρητικό σύστημα της πειραματικής διάταξης που χρησιμοποιήθηκε στην παρούσα εργασία είναι το σύστημα PDA. Αποτελείται από 5 σημαντικά μέρη ως εξής: το οπτικό σύστημα εκπομπής δέσμης Laser, το δέκτη, τον επεξεργαστή σημάτων, το τμήμα ελέγχου της συσκευής αποστολής σημάτων (πομπού), και τον ηλεκτρονικό υπολογιστή. Αυτό το σύστημα καταγραφής ενσωματώνει και επεκτείνει τη δυνατότητα μέτρησης της ταχύτητας σωματιδίων σε σχέση με το συμβατικό Laser Doppler Velocimeter (LDV) με την πρόσθετη δυνατότητα της μέτρησης του μεγέθους των σωματιδίων. Τα σφαιρικά σωματίδια που κυμαίνονται σε διάμετρο από 0,5 έως και πάνω από 3000 μm μπορούν να μετρηθούν πέρα από ένα δυναμικό εύρος μεγέθους 100 με μια ενιαία οπτική ρύθμιση. Ταυτόχρονα, ταχύτητες σωματιδίων πάνω από 100 m/s μπορούν να μετρηθούν ανάλογα με το μέγεθος των σωματιδίων και την οπτική ρύθμιση..

Ο πομπός της δέσμης Laser, όπως φαίνεται στο Σχήμα 3-1 (κωδικός XTM-1100-4S), σχεδιάστηκε για να παράγει δύο ίσης έντασης ακτίνες Laser και να τις εστιάζει σε ένα σημείο τομής που διαμορφώνει την περιοχή μέτρησης (όγκος ελέγχου). Ο πομπός περιέχει μια Laser Ηλίου-Νέον Spectra-Physics (μοντέλο SP- 106), 10 milliwatt έντασης, με μια διάμετρο εξόδου 0.68 mm. Τα τμήματα των φακών μέσα στην συσκευή χρησιμεύουν για να εστιάσουν, να διαχωρίσουν και να ενώσουν την ακτίνα Laser. Η διαμόρφωση των φακών στην συσκευή φαίνεται στο Σχήμα 3-2. Ο διαχωριστής ακτίνας είναι ένα ακτινικό φράγμα περίθλασης που έχει τρεις χωριστές διαμορφώσεις για να δώσει τρία διαφορετικά ανοίγματα ακτινών (tracks). Η περίθλαση της εκπεμπόμενης ακτίνας Laser σε πολλαπλές ακτίνες θα εμφανιστεί είτε ο διαμορφωτής περιστρέφεται είτε όχι. Ο διαμορφωτής περίθλασης είναι τοποθετημένος πάνω στον άξονα ενός υψηλής ταχύτητας, συνεχούς ρεύματος κινητήρα. Η περιστροφή του παράγει μια διαφορά συχνότητας μεταξύ των διαχωρισμένων ακτινών που χρησιμοποιείται για να παραγάγει μια μετατόπιση συχνότητας στα σήματα των μετρούμενων σωματιδίων. Ένας δεύτερος κινητήρας συνεχούς ρεύματος (track select motor) χρησιμοποιείται για να προωθήσει τη γραμμική διάδοση των ακτινών και να επιτρέψει την επιλογή οποιουδήποτε από τους τρεις διαμορφωτές περιθλάσεως (tracks).



Σχήμα 3-1: Πομπός δέσμης Laser (Μοντέλο XTM – 1100)

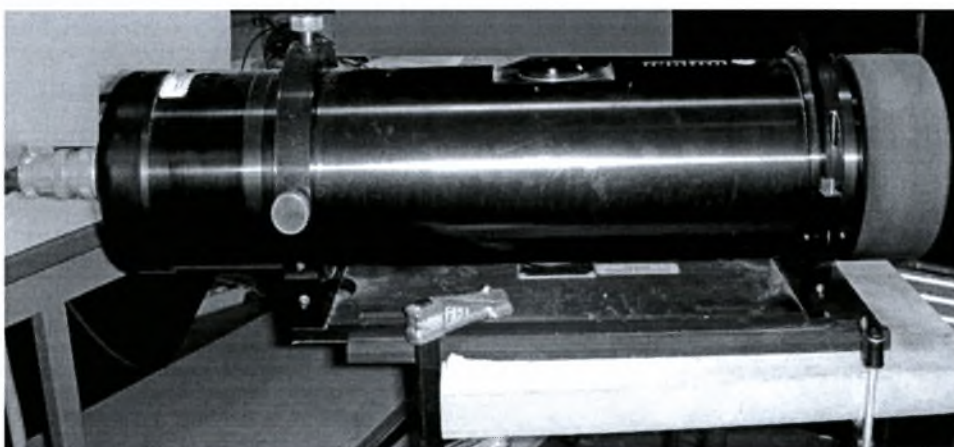


Σχήμα 3-2: Οπτικό διάγραμμα πομπού δέσμης Laser

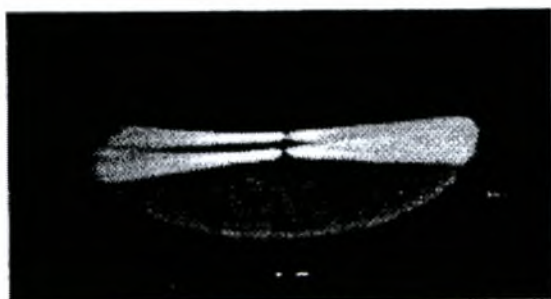
Οι αποκλίνουσες ακτίνες από τον διαχωριστή γίνονται παράλληλες με ένα δεύτερο φακό ο οποίος επίσης κάνει παράλληλη την κάθε δέσμη. Αυτός ο φακός σε συνδυασμό με τον φακό διαχωριστή παράγει ένα άνοιγμα ακτινών της αρχικής δέσμης του Laser που στην συνέχεια οδηγούνται στο φακό εστίασης ο οποίος δημιουργεί και τον τελικό όγκο ελέγχου.

Στην συνέχεια έχουμε τον αποδέκτη της δέσμης του Laser το μοντέλο (κωδικός RCV-2100), Σχήμα 3-3, όπου είναι ένα σύστημα συλλογής σκεδασμένου φωτός και είναι

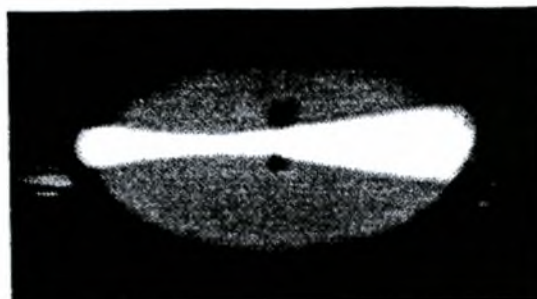
σχεδιασμένο με σκοπό να παρέχει ακριβώς τις μετατοπίσεις της φάσης σημάτων που είναι απαραίτητες για τον προσδιορισμό του μεγέθους του σωματιδίου. Το συγκεκριμένο μοντέλο αποτελείται από ένα ιδιαίτερα αποδοτικό σύστημα φακών για συλλογή φωτός, “ένα χωρικό φίλτρο” για τον ακριβή καθορισμό του όγκου ελέγχου, μία διαμόρφωση πρισμάτων για τον διαχωρισμό του φωτός, και πολλούς ανιχνευτές συνδυαζόμενους με προενισχυτές. Το τυποποιημένο χωρικό φίλτρο είναι μια σχισμή 100 μικρών πλάτους και 1 χιλιοστού μήκους. Το Σχήμα 3-4 παρουσιάζει το χωρικό φίλτρο με την εικόνα που φαίνεται μέσα από το οπτικό άνοιγμα.



Σχήμα 3-3: Αποδέκτης Μοντέλο RCV – 2100



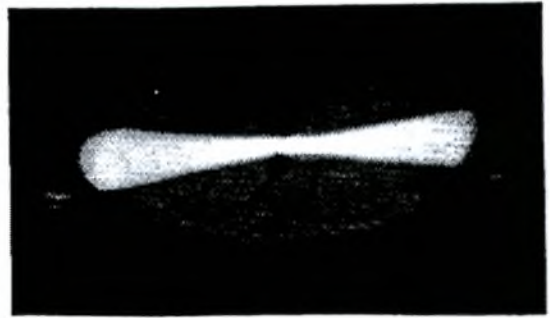
Αντικείμενο εκτός σημείου διασταύρωσης



Αντικείμενο εκτός εστίασης και εκτός σημείου διασταύρωσης



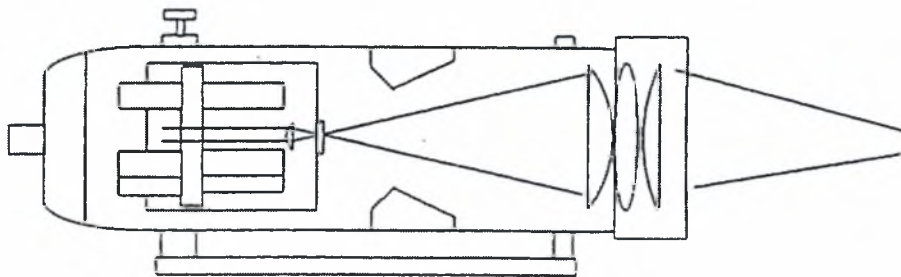
Αντικείμενο που δεν είναι κεντραρισμένο



Αντικείμενο τέλεια κεντραρισμένο

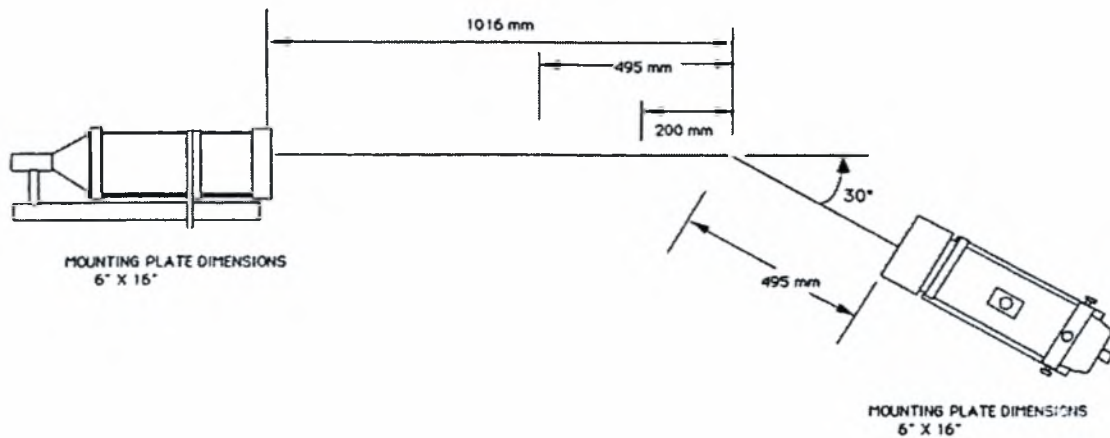
Σχήμα 3-4: Το οπτικό φίλτρο όπως φαίνεται από το οπτικό άνοιγμα

Το οπτικό άνοιγμα εξέτασης περιέχει έναν φακό απεικόνισης για την ευκολία στην εξέταση και εξετάζει οπίσθια μια γωνία 45 μοιρών επάνω στην επιφάνεια ενός τοποθετημένου δίσκου που περιέχει τη σχισμή όπως φαίνεται στο Σχήμα 3-5 για το διάγραμμα οπτικής διαμόρφωσης του αποδέκτη.



Σχήμα 3-5: Διάγραμμα διαμόρφωσης φακών στον αποδέκτη

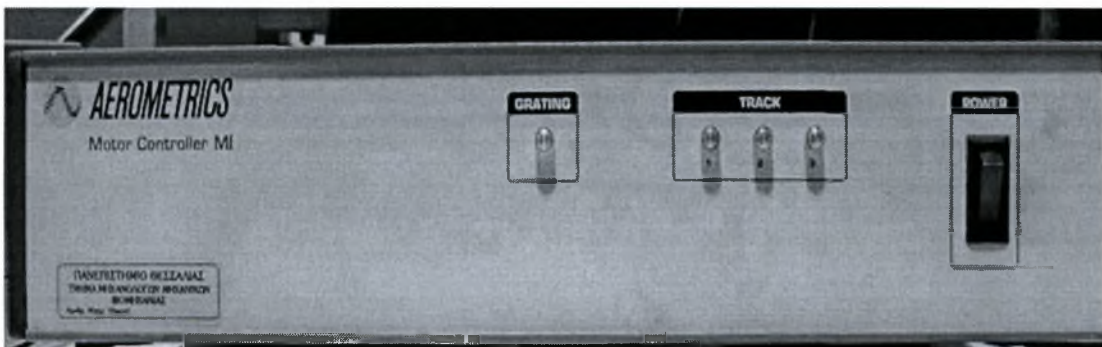
Ο προσανατολισμός του αποδέκτη σε σχέση με τον πομπό της δέσμης του Laser είναι για μπροστινή σκέδαση σωματιδίων, για διαπερατά σωματίδια σε γωνία 30° από την ευθεία εκπομπής της δέσμης όπως φαίνεται και στο Σχήμα 3-6.



Σχήμα 3-6: Διαμόρφωση Πομπού –Αποδέκτη για μπροστινή σκέδαση σε γωνία 30°

3.1.1 Ελεγκτής κινητήρα Laser μοντέλο MCB-7100-1

Το μοντέλο MCB-7100-1 το οποίο είναι ο ελεγκτής κινητήρα του Laser, Σχήμα 3-7 και έχει σχεδιαστεί για να παρακολουθεί και να ελέγχει τη συχνότητα μετατόπισης του κινητήρα εκπομπής των δεσμών και τον κινητήρα επιλογής για μία από τις τρεις δέσμες που εκπέμπει ο πομπός του Laser (tracks).



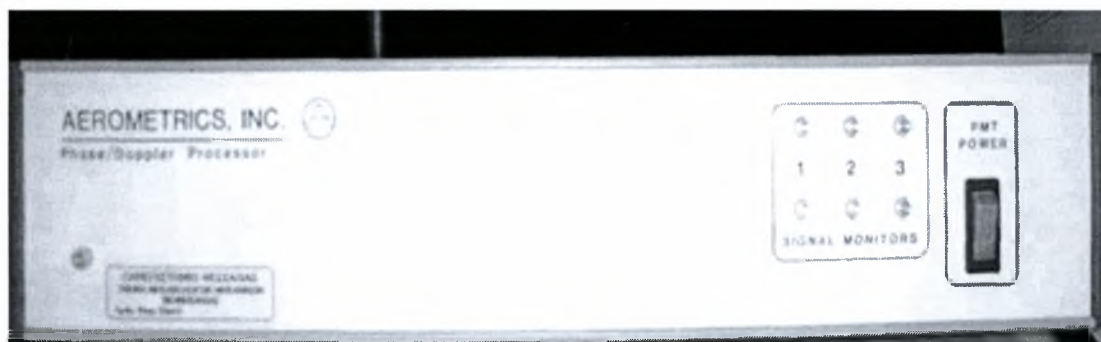
Σχήμα 3-7: Ελεγκτής κινητήρα Μοντέλο MCB – 7100-1

Ο μπροστινός πίνακας ελέγχου της συσκευής παρέχει τις απλές πληροφορίες για τη κατάσταση λειτουργίας του κινητήρα μέσα στον πομπό. Τα λαμπάκια του κινητήρα επιλογής δεσμών είναι καλωδιωμένα απευθείας με τον κωδικοποιητή του συγκεκριμένου κινητήρα. Συνεπώς, όταν λειτουργεί ο κινητήρας το πράσινο λαμπάκι φωτίζεται (grating). Η κονσόλα ελέγχου με τα λαμπάκια παρέχει τις πληροφορίες για το πιο άνοιγμα δεσμών του Laser

χρησιμοποιείται (beam spacing). Το νούμερο (1) λαμπάκι ανταποκρίνεται στο πιο μικρό άνοιγμα της δέσμης (track1) ενώ το (3) στο πιο μεγάλο άνοιγμα της δέσμης (track3).

3.1.2 Επεξεργαστής σήματος PDP 3100

Η συσκευή (PDP-3100), Σχήμα 3-8, είναι ένας υψηλής ταχύτητας επεξεργαστής αναλογικών/ ψηφιακών σημάτων που δέχεται στην είσοδο του ενισχυμένα φωτοπολλαπλασιαστικά σήματα.. Ο επεξεργαστής σήματος στην μπροστινή του κονσόλα περιέχει δύο σειρές από (3) λαμπάκια. Η πρώτη σειρά από τα λαμπάκια που όταν φωτίζονται έχουν κόκκινο χρώμα μας παρέχουν την πληροφορία αν έχουμε κορεσμένο σήμα κατά την διάρκεια της μέτρησης .Από το 50% των φορών που φωτίζονται μόνο το 1% αυτών είναι πραγματικοί κορεσμοί. Τα πράσινα λαμπάκια μας δίνουν την πληροφορία όταν φωτίζονται και τα τρία ταυτόχρονα ότι έχουμε καλό μη κορεσμένο σήμα και ότι οι μετρήσεις έχουν επίπεδο αξιοπιστίας. Με την βοήθεια αυτών γίνεται και η ευθυγράμμιση του φακού αποδέκτη κατά την διάρκεια των μετρήσεων.

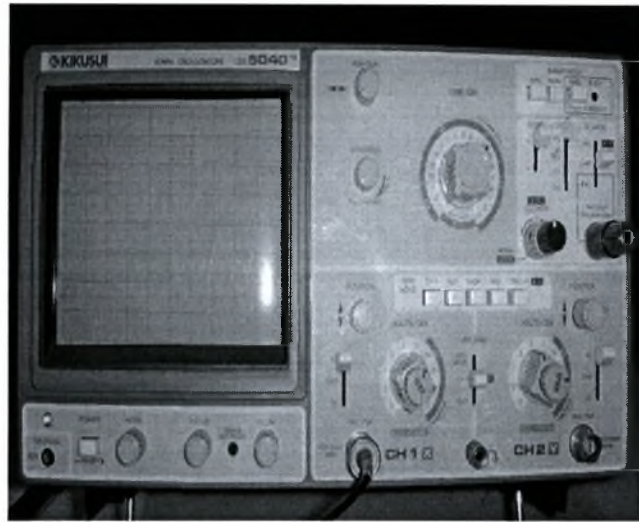


Σχήμα 3-8: Επεξεργαστής σήματος Μοντέλο PDP 3100

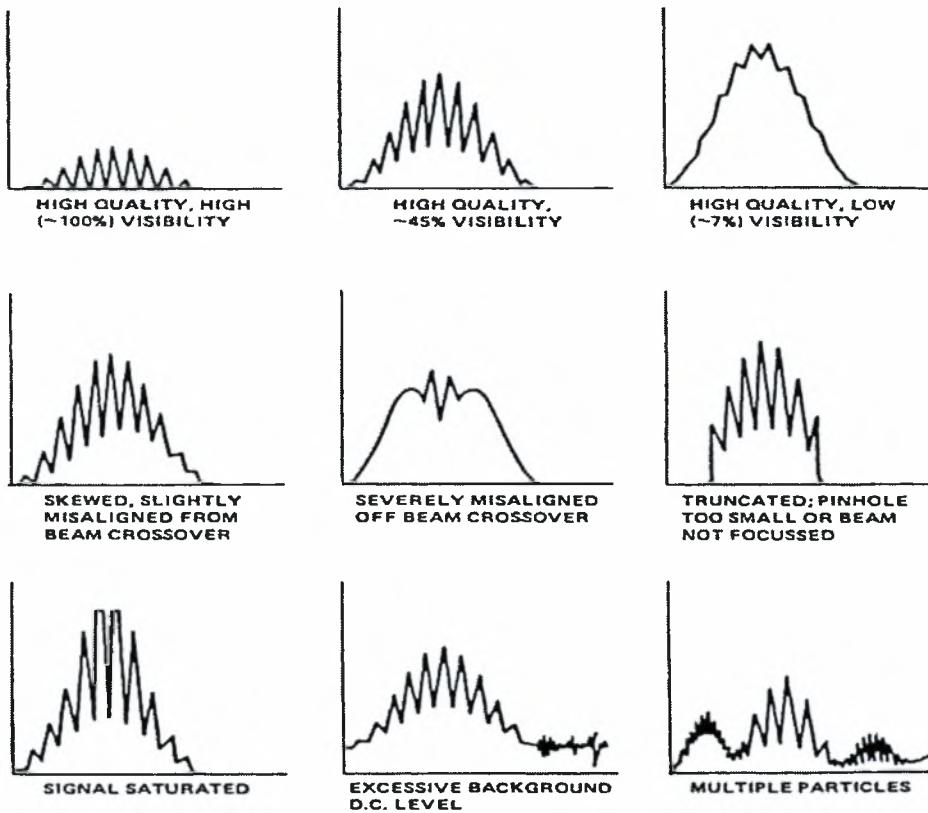
Τέλος όσον αφορά το μετρητικό κομμάτι του PDA αναφέρουμε τον ηλεκτρονικό υπολογιστή που περιέχει το λογισμικό επεξεργασίας των μετρήσεων, Σχήμα 3-9, καθώς και τον παλμογράφο για την παρακολούθηση της ποιότητας του σήματος κατά την διάρκεια των μετρήσεων, Σχήμα 3-10. Παρακάτω παρουσιάζουμε και ένα πίνακα που παρουσιάζει διάφορες εικόνες ανάλογα με την ποιότητα του σήματος και την ευθυγράμμιση του οπτικού φίλτρου όπως φαίνεται στην οθόνη του παλμογράφου, Σχήμα 3-11, καθώς και μια εποπτική εικόνα όσον αφορά την σύνδεση και διαμόρφωση των τμημάτων που το αποτελούν, Σχήμα 3-12.



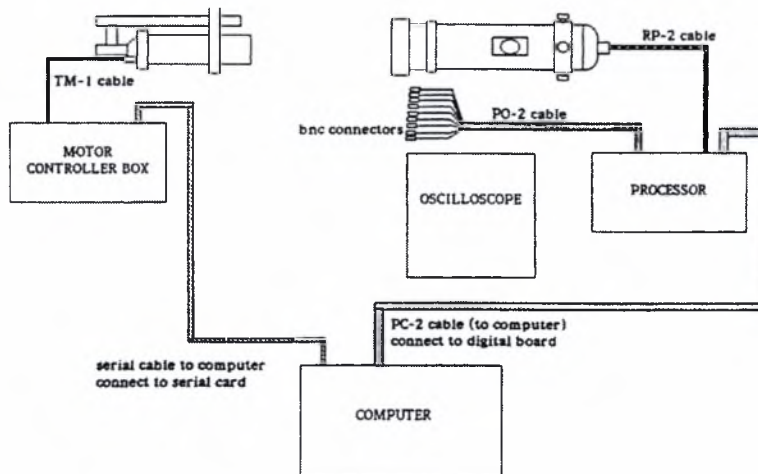
Σχήμα 3-9: Ο ηλεκτρονικός υπολογιστής



Σχήμα 3-10: Παλμογράφος



Σχήμα 3-11: Ποιότητες σημάτων ανάλογα με την ευθυγράμμιση και τον κορεσμό



Σχήμα 3-12: Διάταξη σύνδεσης των συσκευών του PDA

3.2 Περιγραφή της διάταξης ροής

Το σύστημα της ροής αποτελείται από ένα γυάλινο σωλήνα, μία αντλία, δύο δοχεία, τρία φίλτρα, και τρία περίπου μέτρα λαστιχένιου σωλήνα ο οποίος συνδέει μεταξύ τους τα παραπάνω τμήματα της ροής.

3.2.1 Ο γυάλινος σωλήνας

Ο κατακόρυφος τοποθετημένος σωλήνας, Σχήμα 3-13, μέσω του οποίου διέρχεται η δέσμη του Laser με σκοπό να γίνουν οι μετρήσεις είναι κατασκευασμένος από γυαλί και έχει διαστάσεις: 2 μέτρα μήκος, 20 χιλιοστά εσωτερική διάμετρο και 25 χιλιοστά εξωτερική διάμετρο.



Σχήμα 3-13 : Ο κατακόρυφος γυάλινος σωλήνας

3.2.2 Τα δοχεία του νερού

Το δοχείο του νερού που είναι τοποθετημένο ψηλά, Σχήμα 3-14, τροφοδοτεί τον σωλήνα με νερό. Το συγκεκριμένο δοχείο είναι στερεωμένο σε μια σταθερή αλουμινένια βάση και ουσιαστικά αποτελείται από δύο δοχεία που καταλήγουν σε κοινή οπή. Το εξωτερικό όπου γίνεται υπερχειλίση έχει χωρητικότητα 40 λίτρα ενώ το εσωτερικό 30 λίτρα. Το εσωτερικό είναι και εκείνο που τροφοδοτεί όπως αναφέραμε τον γυάλινο σωλήνα με νερό. Το εξωτερικό είναι συνδεδεμένο με ένα αλφαδολάστιχο ώστε η υπερχειλίση να καταλήγει στο κάτω δοχείο όπως και το νερό από τον γυάλινο σωλήνα. Η χρησιμότητα των δύο δοχείων, το ένα μέσα στο άλλο, έχει ως σκοπό τη δημιουργία σταθερής ροής. Το κάτω δοχείο, Σχήμα 3-15, έχει και αυτό χωρητικότητα 40 λίτρα και στο πλαϊνό μέρος της βάσης του έχει μία βάνα που οδηγεί το κυκλοφορούν νερό στην αντλία.



Σχήμα 3-14 : Δοχείο τοποθετημένο ψηλά



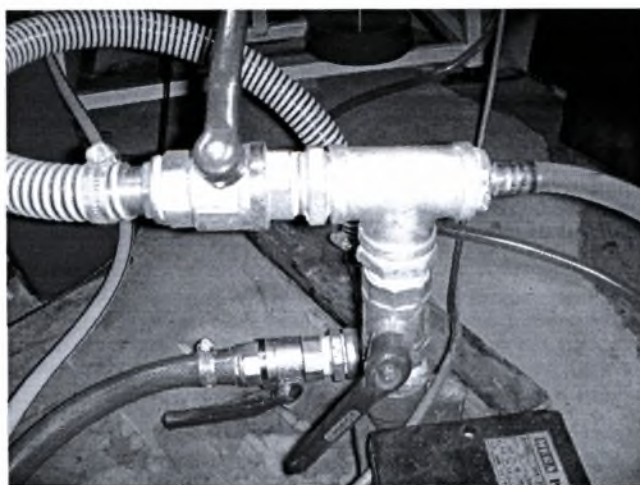
Σχήμα 3-15 : Δοχείο τοποθετημένο χαμηλά

3.2.3 Η αντλία

Η αντλία νερού που χρησιμοποιείται για την κυκλοφορία του, Σχήμα 3-16, είναι η Mega Pump IDB-35 με μέγιστη παροχή 35 lt/min και η ισχύς της είναι 0.45 Kw. Παράλληλα διαθέτει ένα by pass για μεγαλύτερη σταθερότητα στην παροχή του συστήματος ροής, Σχήμα 3-17. Η αντλία στέλνει το νερό με την σειρά της στο δοχείο που είναι τοποθετημένο ψηλά όπως προαναφέραμε μέσω αλφαδολάστιχου. Τέλος, σε συγκεκριμένο σημείο της αναρρόφησης της αντλίας είναι τοποθετημένη μια βάννα που όταν σταματάει η λειτουργία της αντλίας ανοίγει για να αδειάσει νερό από το σύστημα.



Σχήμα 3-16: Η αντλία του συστήματος, Mega Pump IDB-35



Σχήμα 3-17: Διάταξη by pass και διαφυγής

3.2.4 Τα φίλτρα

Τέλος ένα πολύ σημαντικό τμήμα της ροής είναι τα φίλτρα καθαρισμού, Σχήμα 3-18, που είναι τοποθετημένα στην έξοδο της αντλίας (κατάθλιψη) και μας εξασφαλίζουν την καθαρότητα του νερού που κυκλοφορεί στο σύστημά. Είναι τοποθετημένα με τέτοιο τρόπο ώστε να είναι σε διάταξη by pass με το υπόλοιπο σύστημα, Σχήμα 3-19. Στην αρχή παρεμβάλλονται πριν χρησιμοποιηθούν τα σωματίδια των μετρήσεων και καθαρίζεται το νερό που κυκλοφορεί από οποιεσδήποτε ακαθαρσίες που τυχόν υπάρχουν στο σύστημα καθώς και των ίδιων των σωματιδίων του νερού και στην συνέχεια παρακάμπτονται, αφού βεβαιωθεί η καθαρότητα του νερού, ούτως ώστε να μην κατακρατηθούν σε αυτά τα σωματίδια που θα εισέλθουν στην ροή για τις μετρήσεις. Τα τρία φίλτρα που χρησιμοποιούνται έχουν την δυνατότητα να φιλτράρουν σωματίδια 25 μm , 5 μm και 1-3 μm . Η σειρά αναφοράς τους είναι και η σειρά τοποθέτησής τους στο σύστημα.



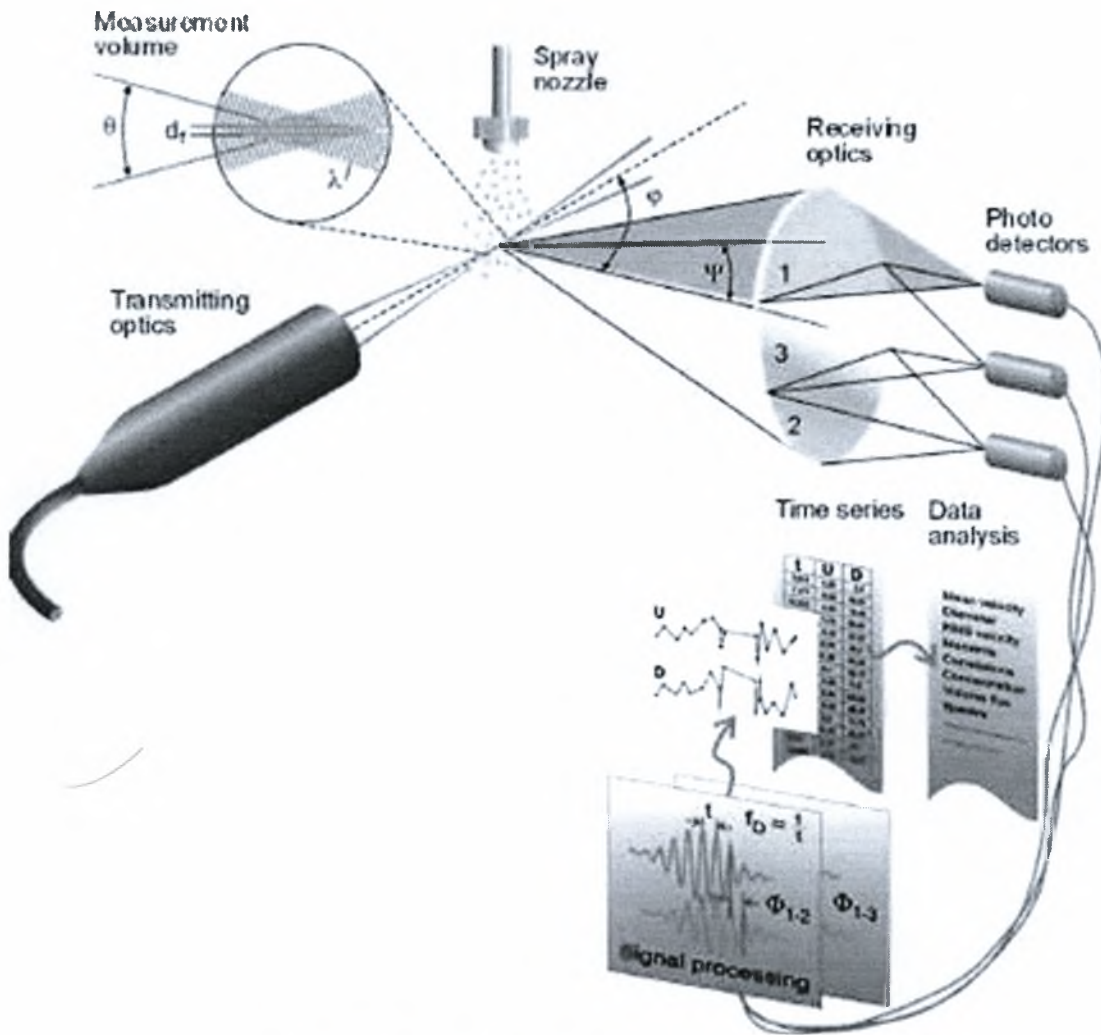
Σχήμα 3-18: Φίλτρα των 25 μm , 5 μm και 1-3 μm



Σχήμα 3-19: Τα φίλτρα τοποθετημένα στο σύστημα της ροής (by pass)

4 ΒΑΣΙΚΕΣ ΑΡΧΕΣ ΑΝΕΜΟΜΕΤΡΙΑΣ PHASE DOPPLER

4.1 Εισαγωγή



Σχήμα 4-1: Συσσκευή Phase Doppler Anemometer

Η συσκευή Phase Doppler Anemometer (PDA) της Aerometrics, Σχήμα 4-1, είναι ένα μοναδικό και εξελιγμένο όργανο που χρησιμοποιεί το φως που διασκορπίζεται από σφαιρικά σωματίδια (σταγόνες, φυσαλίδες, στερεές σφαίρες, κ.λπ) για να λάβει ταυτόχρονες μετρήσεις μεγέθους και ταχύτητας. Οι μετρήσεις μπορεί να γίνουν χωρίς εξωτερικές παρεμβολές και διαταραχές της υπό εξέτασης ροής. Το όργανο είναι επέκταση του πιο γνωστού ανεμόμετρου Laser Doppler μέτρησης ταχύτητας (LDA). Τα τμήματα των δύο οργάνων, οι λειτουργίες, και οι απαιτήσεις λειτουργίας είναι επίσης παρόμοιες. Το PDA είναι ιδιαίτερα ευέλικτο και μπορεί να χρησιμοποιηθεί σε ποικίλες βιομηχανικές και εργαστηριακές εφαρμογές. Το οπτικό σύστημα αποτελείται από ένα πομπό της δέσμης

Laser και ένα δέκτη του σήματος Doppler. Αυτές οι συσκευές μπορεί να τοποθετηθούν σε μια ενιαία βάση για τις συμβατικές μετρήσεις γύρω από το τμήμα δοκιμής για να εκμεταλλευθούν τη διαθέσιμη οπτική πρόσβαση στην εγκατάσταση. Συνήθως χρησιμοποιείται εμπρόσθια ή οπίσθια ανίχνευση της διασποράς της δέσμης Laser.

Στο Κεφάλαιο 4 θα παρουσιαστούν οι βασικές θεωρητικές αρχές λειτουργίας του PDA για την μέτρηση της ταχύτητας και του μεγέθους των σωματιδίων. Αρχικά, παρουσιάζονται κάποια χαρακτηριστικά των δεσμών Laser. Στην συνέχεια γίνεται αναφορά στο φαινόμενο Doppler και στις σχέσεις που υπολογίζουν την ταχύτητα και την διάμετρο των σωματιδίων. Γίνεται αναφορά στις δυνατότητες διάταξης των μερών του PDA και η επίδραση διαφόρων παραγόντων στον όγκο ελέγχου και στην ποιότητα μέτρησης γενικότερα. Τέλος, παρουσιάζονται οι εφαρμογές των συσκευών Laser.

4.2 Χαρακτηριστικά Δεσμών Laser

Μια συσκευή Laser αποτελείται από ένα φθορίζον υλικό μέσα σε μία κατάλληλη οπτική κοιλότητα με δύο κάτοπτρα το ένα απέναντι στο άλλο. Τα ηλεκτρόνια των ατόμων του φθορίζοντος υλικού εξαναγκάζονται σε κατάσταση διέγερσης από μία πηγή ενέργειας. Έπειτα διεγείρονται από εξωτερικά πρωτόνια ώστε να εκπέμψουν την αποθηκευμένη ενέργεια τους με μορφή φωτονίων. Η ενίσχυση του φωτός επιτυγχάνεται με την παλινδρομική κίνηση των φωτονίων μεταξύ των δύο παραλλήλων κατόπτρων προκαλώντας νέες «εξαναγκασμένες εκπομπές». Το ισχυρής έντασης κατευθυνόμενο μονοχρωματικό φως διαδίδεται κατά μήκος του άξονα που ορίζεται από τα δύο κάτοπτρα και διαπερνά τελικά ένα από αυτά, το οποίο είναι μερικά επαργυρωμένο.

Οι ακτίνες Laser που χρησιμοποιούνται για αισθητήρες καταγραφής ταχυτήτων περιέχουν συνήθως ευγενή αέρια στο σωλήνα του πλάσματος: He - Ne ακτίνες Ηλίου-Νέου, Σχήμα 4-2 με κύρια εκπομπή σε μήκος κύματος $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$ (ερυθρό χρώμα). Η ισχύς μιας δέσμης He - Ne μπορεί να είναι από 1 έως 100 mw.



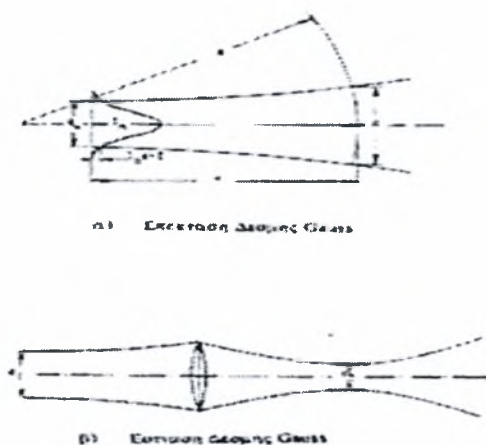
Σχήμα 4-2: Laser Ηλίου – Νέον

όπου d_w είναι η διάμετρος του λαιμού της δέσμης, λ είναι το μήκος κύματος της δέσμης και x είναι η απόσταση της δέσμης από τον λαιμό της δέσμης. Μια δέσμη λέιζερ που εστιάζεται μέσα από ένα φακό όπως στο Σχήμα 4-4β, σχηματίζει ένα λαιμό στην περιοχή του εστιακού πεδίου του φακού με διάμετρο:

$$d_2 = 4LF/\rho d_1 \quad (4.3)$$

όπου F είναι η εστιακή απόσταση του φακού και d_1 είναι η διάμετρος του λαιμού της δέσμης.

Κατά συνέπεια η δέσμη Laser μπορεί να εστιασθεί σε μια πολύ μικρή διάμετρο με την βοήθεια αντικειμενικών φακών μικροσκοπίου (μικρή εστιακή απόσταση).

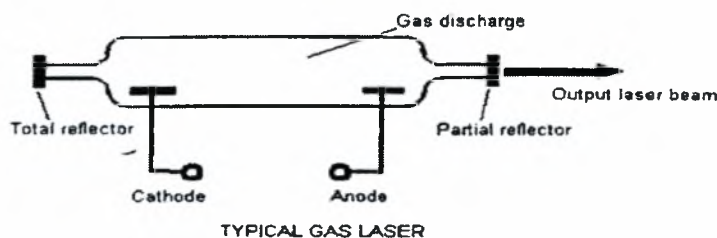


Σχήμα 4-4: Επέκταση και εστίαση της δέσμης

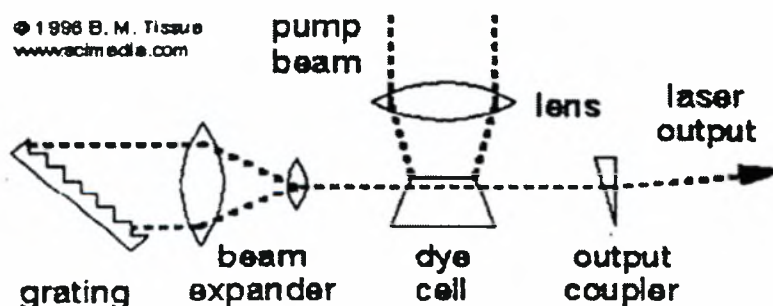
Οι ξεχωριστές ιδιότητες και η υψηλή λαμπρότητα του φωτός του Laser είναι αυτά που το κάνουν να διαφέρει από το κοινό φως. Οι λόγοι αυτής της διαφοράς μπορεί να εξηγηθεί εστιάζοντας στη διαφορετική ατομική δομή, την διαδικασία του φθορισμού, την εξαναγκασμένη εκπομπή και την «αναστροφή του πληθυσμού».

4.2.1 Κατηγορίες Συσκευών Laser

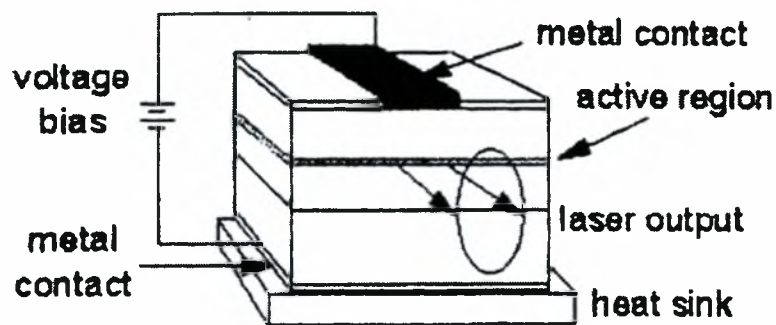
Στην πρώτη κατηγορία έχουμε τα Laser στερεάς κατάστασης που χρησιμοποιούν υλικό διασκορπισμένο σε ένα καλούπι και στην δεύτερη κατηγορία έχουμε τα Laser αερίου, Σχήμα 4-5 που χρησιμοποιούν ένα αέριο ή ένα μίγμα αερίων μέσα σε ένα σωλήνα. Στην συνέχεια έχουμε τα Laser οργανικών χρωστικών, Σχήμα-4.6. Το ενεργό μέσο είναι μία σύνθετη οργανική χρωστική σε υγρή αιώρηση ή διάλυμα. Τέλος είναι η κατηγορία των Laser ημιαγωγών, Σχήμα 4-7. Περιέχουν δύο στρώματα ημι-αγώγιμου υλικού ενωμένα μαζί. Είναι γενικά μικρών διαστάσεων και μέτριας ισχύος, καθώς και τα Laser ελεύθερων ηλεκτρονίων, Σχήμα 4-8 τα οποία χρησιμοποιούν ακτίνες ηλεκτρονίων αποχωρισμένων από τα άτομα και τα οποία περιστρέφονται γύρω από τις γραμμές των μαγνητικών πεδίων για την παραγωγή ακτινοβολίας Laser.



Σχήμα 4-5: Τυπική διάταξη Laser αερίου



Σχήμα 4-6: Εκπομπή παλμού Laser οργανικής χρωστικής ουσίας



Σχήμα 4-7: Laser σταθεράς κατάστασης ημιαγωγού



Σχήμα 4-8: Laser ελεύθερων ηλεκτρονίων

4.2.2 Εφαρμογές Συσκευών Laser

Οι συσκευές Laser βρίσκουν μεγάλη εφαρμογή στην βιομηχανία όσον αφορά τις κοπές, τις συγκολλήσεις και την επιφανειακή κατεργασία (μαρκάρισμα, γραφή, λείανση. Laser μεγάλης ισχύος μπορούν, εστιάζοντας σε ένα συγκεκριμένο σημείο ενός υλικού (μετάλλου, ορυκτού) με μεγάλη θέρμανση, λιώσιμο ή ακόμα και εξάχνωση υλικού με χαρακτηριστική ευκολία και μεγάλη ακρίβεια μπορούν να επιτύχουν διάτρηση και επεξεργασία διαμαντιών, να κατεργαστούν με ευκολία μέταλλα και άλλα υλικά, να κατασκευάσουν chips ημιαγωγών κ.α.

Τα Laser είναι επίσης αποτελεσματικοί ανιχνευτές των ρύπων της ατμόσφαιρας (LIDAR system). Επιτρέπουν επιπλέον την ακριβή μέτρηση αποστάσεων, όπως αυτής της γης από την σελήνη. Ακόμη μεγάλη είναι και η χρήση τους για την επιτάχυνση σωματιδίων και σε τεχνικές επιβράδυνσης ατόμων, μπορούν επίσης να προκαλέσουν ελεγχόμενη πυρηνική σύντηξη. Η αρχή λειτουργίας της περιστρεφόμενης ακτίνας χρησιμοποιείται και στην επιθεώρηση της ποιότητας επιφανείας (ρωγμές, χαράξεις, τραύματα), όπου δεν αξιοποιείται η σκιά αλλά η ανακλώμενη ακτίνα.

Μεγάλες επίσης είναι και οι εφαρμογές τους στην μελέτη ρευστομηχανικών πεδίων (μέτρηση ταχύτητας και μεγέθους σωματιδίων LDA - PDA), στην χημική ανάλυση και στην φωτοχημεία.

Στην συνέχεια υπάρχει και ο τομέας των τηλεπικοινωνιών. Εξαιτίας της υψηλής του συχνότητας μπορεί για παράδειγμα να μεταφέρει 1000 φορές πιο γρήγορα τα τηλεοπτικά σήματα, που σήμερα μεταφέρονται με μικροκύματα. Τα λέιζερ επίσης είναι ιδανικά για επικοινωνίες στο διάστημα.

Σημαντικός τομέας όμως είναι και η ιατρική και η οδοντιατρική. Ακτίνες Laser μπορούν να κόψουν και να καυτηριάσουν συγκεκριμένους ιστούς του οργανισμού του ανθρώπου, σε κλάσματα του δευτερολέπτου, χωρίς να καταστρέψουν τους περιβάλλοντες υγιείς ιστούς στην περιοχή της επέμβασης.

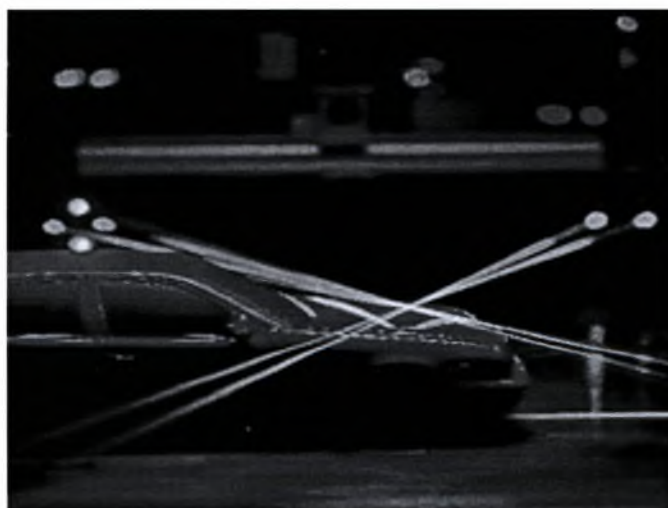
Τα Laser έχουν σημαντικές εφαρμογές και στην πολεμική βιομηχανία. Συστήματα λέιζερ αυτόματης καθοδήγησης πυραύλων, αεροσκαφών και δορυφόρων μελετώνται και κατασκευάζονται σήμερα από την πολεμική βιομηχανία.

Τέλος παρουσιάζουμε μερικά πεδία από τις επιστημονικές και πειραματικές εφαρμογές που βρίσκουν χρήση τα συστήματα LDA (Laser Doppler anemometry), PIV (Particle Image Velocimetry) και PDPA (Particle Phase Doppler Anemometry) όπως είναι τα παρακάτω:

- **Αυτοκινητοβιομηχανία**



Σχήμα 4-9: Οπτικοποίηση της ροής και της στροβιλότητας της, πίσω από ένα μοντέλο της Mercedes-Benz μέσα σε αεροσύραγγα με στερεοσκοπικό σύστημα PIV



Σχήμα 4-10: Τρισδιάστατη μέτρηση με LDA, μοντέλου της Mercedes-Benz κλίμακας 1:5 μέσα σε αεροσύραγγα

- **Σπρέι (Ατομικοποίηση των Υγρών)**



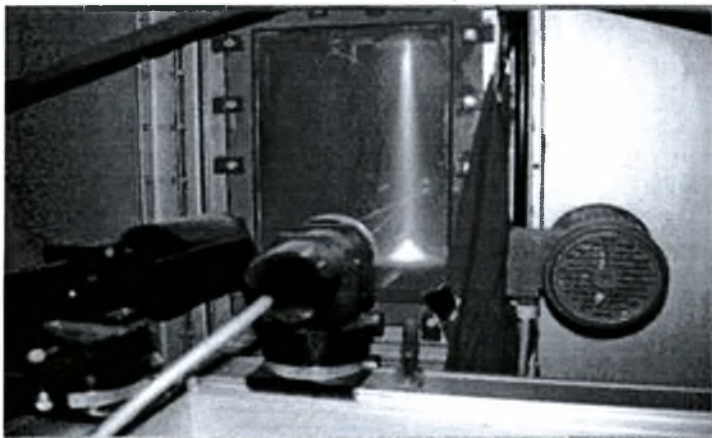
Σχήμα 4-11: Δυναμικός χαρακτηρισμός μεγέθους σωματιδίου και μαζικής ροής σε συνδυασμό με οπτικοποίηση ακροφυσίου σπρέι

- **Μετρήσεις σε μηχανές εσωτερικής καύσης**



Σχήμα 4-12: Μέτρηση μέσα σε κινητήρα δοκιμής με LDA

- **Χημική Μηχανική**



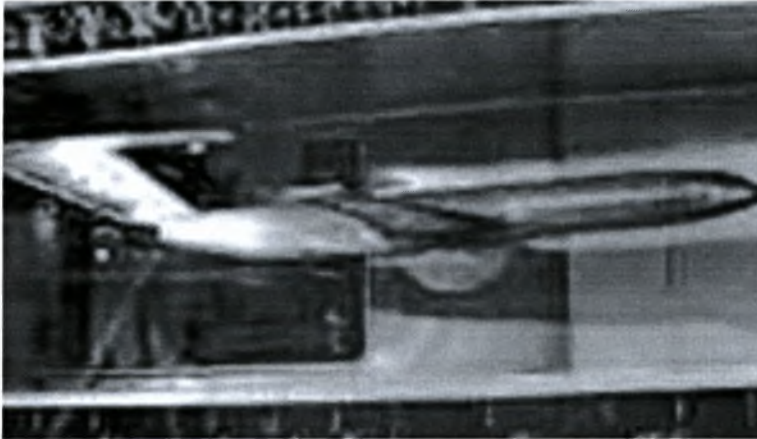
Σχήμα 4-13: Μετρήσεις μεγέθους και ταχύτητας μέσα σε ρεύμα σωματιδίων από λιωμένο μέταλλο χρησιμοποιώντας σύστημα ιών PDA

- **Μηχανική των Αέριων Μαζών**



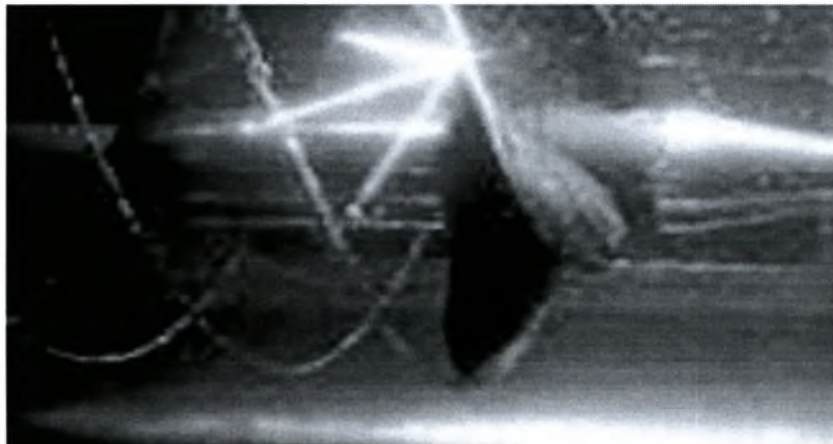
Σχήμα 4-13: Χρήση τρισδιάστατου συστήματος LDA που στην συγκεκριμένη περίπτωση εξετάζει το πεδίο ροής που αναπτύσσεται γύρω από ένα ελικοδρόμιο πλοίου

- **Αεροδιαστημική**



Σχήμα 4-14: Μέτρηση τριών στοιχείων ταχύτητας γύρω από ένα μοντέλο προσομοίωσης επιβατικού αεροσκάφους

- **Υδραυλική**



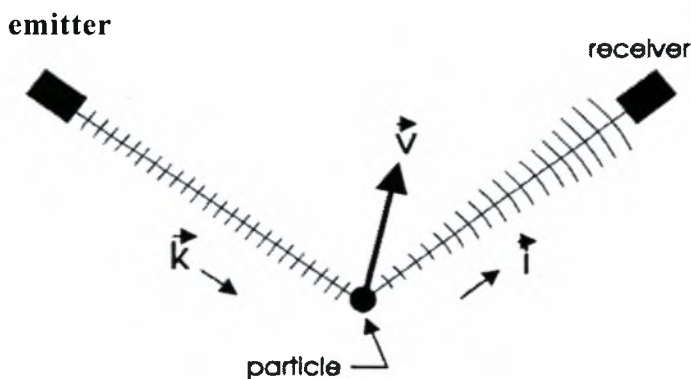
Σχήμα 4-15: Το LDA μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την εξέταση προώσεων και δημιουργίας σπηλαιώσεων λόγω της περιστροφικής κίνησης πτερυγίων

4.3 Το Φαινόμενο Doppler

Η βασική αρχή των συστημάτων LDA και PDA είναι το φαινόμενο Doppler, που συνδέει την αλληλεπίδραση των ηχητικών ή φωτεινών κυμάτων με έναν κινούμενο παρατηρητή ή τη διαμόρφωση των ηχητικών ή φωτεινών κυμάτων που προσλαμβάνονται από έναν στάσιμο παρατηρητή όταν έχουμε ένα κινούμενο πομπό. Στο PDA αυτή η αρχή χρησιμοποιείται κατά τέτοιο τρόπο ώστε ένα Laser εκπέμπει φωτεινά κύματα που διαβιβάζονται από έναν κινούμενο πομπό, το σωματίδιο. Ως εκ τούτου, η συχνότητα ή το μήκος κύματος του φωτός που λαμβάνεται από το σωματίδιο είναι ήδη διαμορφωμένο. Δεδομένου ότι το κινούμενο σωματίδιο σκεδάζει το φως στο κενό, μια πρόσθετη μετατόπιση Doppler εμφανίζεται όταν παραλαμβάνεται το σκεδαζόμενο φως από έναν στάσιμο παρατηρητή όπως φαίνεται στο Σχήμα 4-17. Η συχνότητα του φωτός που παραλαμβάνεται από τον φωτοανιχνευτή μπορεί να καθοριστεί από την σχέση:

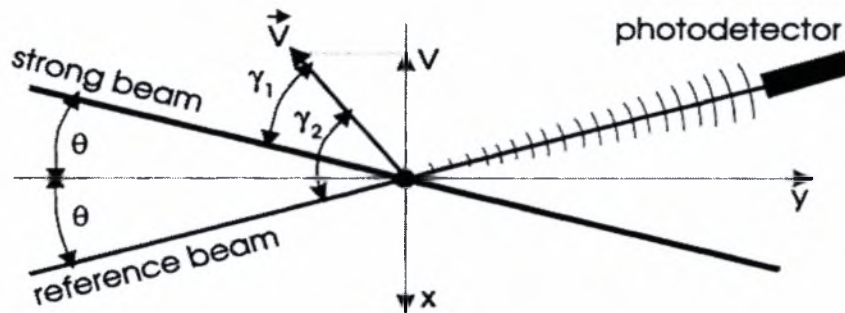
$$f_r = f_e \frac{1 - \frac{\vec{u} \cdot \vec{l}}{c}}{1 - \frac{\vec{u} \cdot \vec{k}}{c}} \quad (4.4)$$

όπου το f_e είναι η συχνότητα της πηγής λέιζερ (πομπός), το \vec{u} είναι η ταχύτητα του κινούμενου σωματιδίου, το c είναι η ταχύτητα του φωτός, και \vec{k}, \vec{l} , είναι διανύσματα μονάδων στην κατεύθυνση όπως καθορίζεται στο Σχήμα 4-18.



Σχήμα 4-16: Μετατόπιση Doppler του σκεδαζόμενου φωτός από ένα κινούμενο σωματίδιο

Η συχνότητα του σκεδασμένου φωτός f_r , είναι, εντούτοις, πάρα πολύ υψηλή για να επιτρέψει την άμεση ανίχνευση από έναν φωτοανιχνευτή. Επομένως, δύο διαφορετικές μέθοδοι χρησιμοποιούνται έτσι ώστε η συχνότητα του φωτός που ανιχνεύεται να μειώνεται αρκετά: η μέθοδος ακτινών αναφοράς και η μέθοδος με διαφορά συχνότητας Doppler.



Σχήμα 4-17: Διαμόρφωση των ακτινών αναφοράς του συστήματος PDA

Με την μέθοδο των ακτινών αναφοράς, με τον φωτισμό του σωματιδίου με μια ισχυρή φωτεινή ακτίνα και παρεμποδίζοντας το τελικό σκεδασμένο φως με μια αδύναμη ακτίνα αναφοράς από την πηγή φωτός λέιζερ στον φωτοανιχνευτή όπως φαίνεται στο Σχήμα 4-18. Υπολογίζεται αφαιρώντας την συχνότητα της ακτίνας αναφοράς f_e δίνεται η συχνότητα διαφοράς Doppler f_D από την σχέση:

$$f_D = f_r - f_e \quad (4.5)$$

Χρησιμοποιώντας την σχέση (4.4) καθώς και τις $\vec{u} \cdot \vec{k} = -|\vec{u}| \cos \gamma_1$ και $\vec{u} \cdot \vec{l} = -|\vec{u}| \cos \gamma_2$ προκύπτει:

$$f_D = f_e \frac{1 + \frac{|\vec{u}|}{c} \cos \gamma_1}{1 + \frac{|\vec{u}|}{c} \cos \gamma_2} - f_e \quad (4.6)$$

$$f_D = \frac{1}{\lambda_e} \left(\frac{|\vec{u}| (\cos \gamma_1 - \cos \gamma_2)}{1 + \frac{|\vec{u}|}{c} \cos \gamma_2} \right) \quad (4.7)$$

Το μέτρο της ταχύτητας κάθετης στο σημείο τομής των δύο ακτινών είναι:

$$u = -|\vec{u}| \sin \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2} \quad (4.8)$$

Κάνοντας χρήση της τριγωνομετρικής σχέσης:

$$\cos \gamma_1 - \cos \gamma_2 = -2 \sin \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2} \sin \frac{\gamma_1 - \gamma_2}{2} \quad (4.9)$$

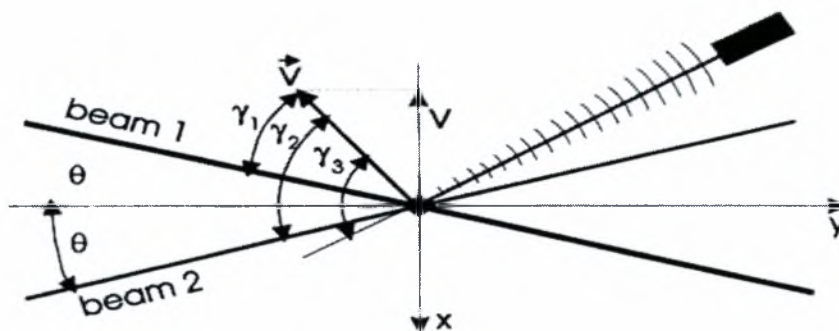
τελικά προκύπτει από τις (4.7),(4.8),(4.9):

$$f_D = \frac{1}{\lambda_e} \left[\frac{2u \sin \theta}{1 + \frac{u}{c} \sin \theta} \right] \quad (4.10)$$

όπου $\theta = \frac{1}{2}(\gamma_1 - \gamma_2)$. Γενικά ισχύει, $u \ll c$ οπότε η (4.10) γίνεται:

$$f_D = \frac{2u \sin \theta}{\lambda_c} \quad (4.11)$$

Η σχέση (4.11) μας δείχνει τη συχνότητα διαφοράς του φαινομένου Doppler σε σχέση με την ταχύτητα του σωματιδίου, τη γωνία των τεμνόμενων ακτινών και το μήκος κύματος του φωτός. Πρέπει να σημειωθεί ότι η διάταξη των ακτινών αναφοράς μπορεί να χρησιμοποιηθεί μόνο σε μια καθορισμένη γωνία παρατήρησης που συμπίπτει με τη γωνία των ακτινών αναφοράς θ . Επιπλέον, η σταθερή γωνία για τη συλλογή του φωτός είναι προσδιορισμένη για να ικανοποιήσει τις απαιτήσεις συνοχής, δηλ., το ποσό του σκεδαζόμενου φωτός που συλλέγεται είναι περιορισμένο.



Σχήμα 4-18: Διαμόρφωση της μεθόδου διαφοράς συχνότητας Doppler (διπλό σύστημα ακτινών PDA)

Η μέθοδος διαφοράς συχνότητας Doppler χρησιμοποιείται συχνότερα για τις μετρήσεις με το PDA. Το κινούμενο σωματίδιο φωτίζεται από δύο ακτίνες λέιζερ από διαφορετικές κατευθύνσεις όπως φαίνεται στο Σχήμα 4-19. Σε αυτήν την περίπτωση, η συχνότητα του σκεδαζόμενου φωτός λαμβάνεται από τη διαφορά των δύο αντίστοιχων ακτινών:

$$f_D = f_{r1} - f_{r2} \quad (4.12)$$

όπου f_{r1} η συχνότητα της μιας εκπεμπόμενης ακτίνας του Laser και f_{r2} η συχνότητα της δεύτερης.

Χρησιμοποιώντας, άλλη μια φορά, την εξίσωση (4.4) και τις συνιστώσες της ταχύτητας στις κατευθύνσεις των δύο ακτινών, προκύπτει:

$$f_D = f_c \left(\frac{1 + (\bar{u}/c)\cos\gamma_1}{1 + (\bar{u}/c)\cos\gamma_3} - \frac{1 + (\bar{u}/c)\cos\gamma_2}{1 + (\bar{u}/c)\cos\gamma_3} \right) = \frac{|\bar{u}| (\cos\gamma_1 - \cos\gamma_2)}{\lambda_c [1 + (\bar{u}/c)\cos\gamma_3]} \quad (4.13)$$

με γ_1 η γωνία μεταξύ του διανύσματος της ταχύτητας του σωματιδίου και της πρώτης ακτίνας του Laser, γ_2 η γωνία του διανύσματος της ταχύτητας και της δεύτερης ακτίνας και γ_3 η γωνία του διανύσματος με την συνολική γωνία τομής των δύο ακτινών, Σχήμα 4-11.

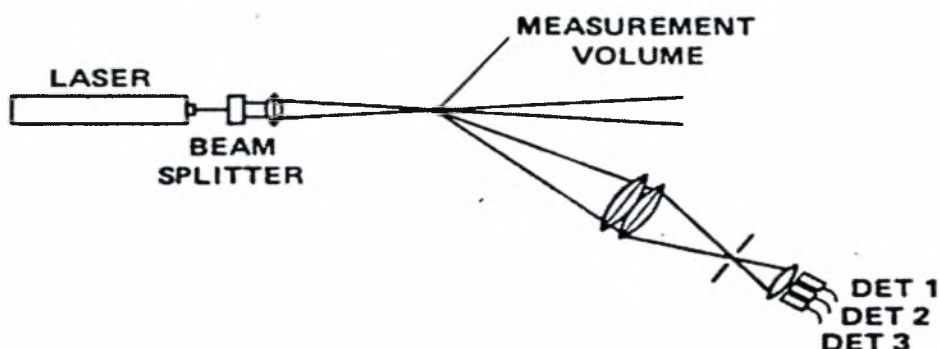
Για την κάθετη συνιστώσα της ταχύτητας στο σημείο τομής των δύο ακτινών και με $u \ll c$ η προηγούμενη εξίσωση γίνεται :

$$f_D = \frac{2u \sin\theta}{\lambda_c} \quad (4.14)$$

Αυτή η έκφραση είναι ίδια με αυτήν που πήραμε για τη μέθοδο των ακτινών αναφοράς. Εντούτοις, η γωνία παρατήρησης μπορεί να επιλεγεί αυθαίρετα στην μέθοδο διαφοράς Doppler. Αυτό σημαίνει ότι η γωνία παρατήρησης και η σταθερή γωνία συλλογής του σκεδαζόμενου φωτός μπορούν να επιλεγούν ανάλογα με την επιθυμητή εφαρμογή.

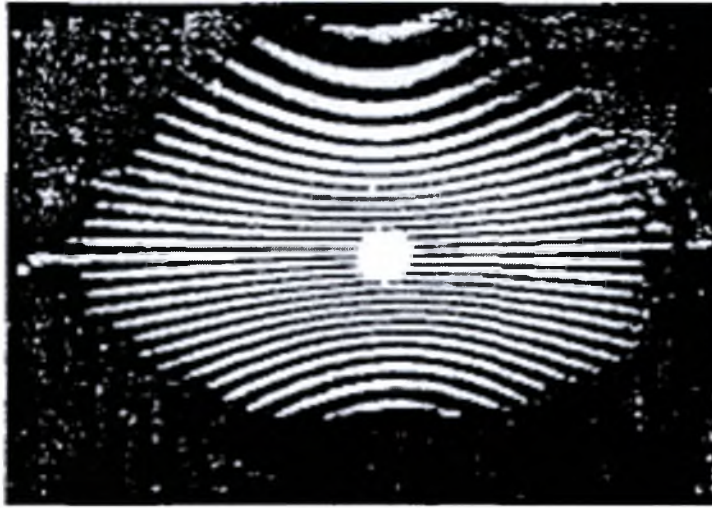
4.4 Θεωρία Ανεμομετρίας Phase Doppler

Η μέθοδος χρησιμοποιεί ένα οπτικό σύστημα που είναι το ίδιο που απαιτείται για ένα συμβατικό Laser Doppler Anemometer (LDA) εκτός από το ότι τρεις ανιχνευτές βρίσκονται σε επιλεγμένα διαστήματα πίσω από το άνοιγμα των δεκτών, Σχήμα 4-20.



Σχήμα 4-19: Οπτικό διάγραμμα για LDA και PDA

Τα σταγονίδια που περνούν μέσα από τη διασταύρωση των δύο ακτινών σκεδάζουν το φως σε ένα πλέγμα κροσσών συμβολής, όπου είναι το πεδίο αναφοράς της μέτρησης, Σχήμα 4-21. Το διάστημα μεταξύ αυτών των προβαλλόμενων κροσσών είναι άμεσα ανάλογο προς τη διάμετρο της σταγόνας αλλά εξαρτάται επίσης από το μήκος κύματος του φωτός, τη γωνία διασταύρωσης των ακτινών, τον δείκτη διάθλασης της σταγόνας (εκτός αν το ανακλώμενο φως μετριέται), και τη θέση του δέκτη. Το PDA λαμβάνει μετρήσεις από τα διαστήματα των κροσσών ή της προβολής του. Καθώς τα σωματίδια κινούνται μέσα από τους κροσσούς με μια διαφορά συχνότητας εξαιτίας του φαινομένου Doppler, παράγουν ίδια σήματα αλλά με διαφορά φάσης ανάλογη προς το διάστημα των κροσσών.



Σχήμα 4-20: Προβολή Κροσσών Συμβολής

Με την πλήρη θεωρητική περιγραφή των σκεδασμένων κροσσών συμβολής για τις κατάλληλες παραμέτρους, δεν υπάρχει καμία ανάγκη να βαθμονομηθεί το σύστημα για κάθε μέτρηση. Η μέτρηση μεγέθους σταγόνας ή σωματιδίου μπορεί να ληφθεί από την ακριβή μέτρηση της χωρικής συχνότητας των κροσσών συμβολής. Τρεις περιοχές σκέδασης πρακτικού ενδιαφέροντος υπάρχουν:

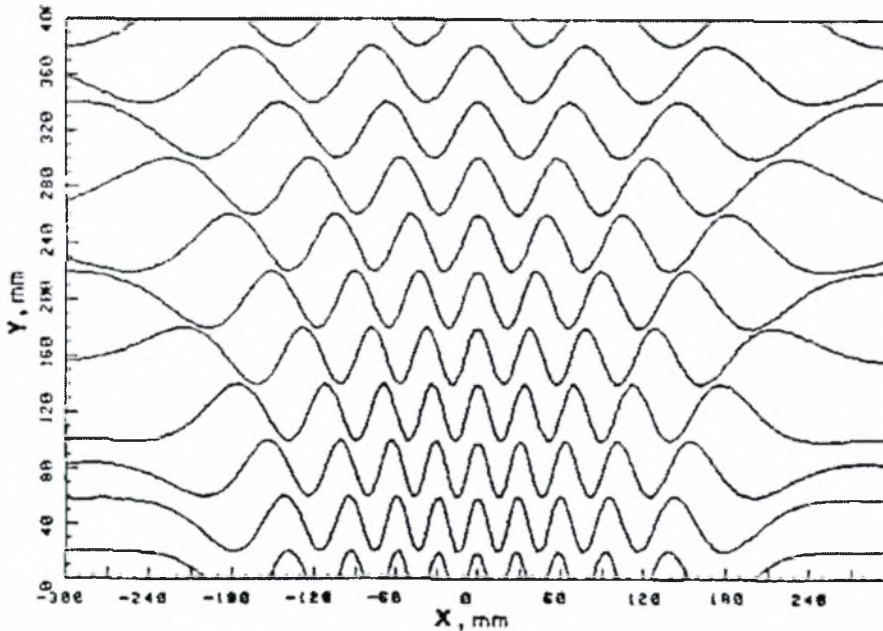
εμπρόσθια σκέδαση, $30^\circ < \Theta < 50^\circ$

οπίσθια σκέδαση, $130^\circ < \Theta < 170^\circ$

πλευρική σκέδαση, $90^\circ < \Theta < 125^\circ$

όπου το Θ η γωνία με βάση την κατεύθυνση των εκπεμπόμενων ακτινών. Η σκέδαση φωτός από έναν συνδυασμό διάθλασης και αντανάκλασης σε παρόμοια ένταση θα εμφανιστεί σε μερικές γωνίες και υπό ορισμένους παραμετρικούς όρους. Όπου αυτό εμφανίζεται, η εικόνα των κροσσών συμβολής δεν είναι πλέον παραλλαγή μιας καθαρής ημιτονοειδούς έντασης λόγω των πολλών συστατικών παρέμβασης. Δηλαδή η πρόσθετη παρέμβαση μεταξύ των διαθλασμένων και ανακλασμένων ακτινών θα εμφανίσει και θα παράγει σημαντικά λάθη στην φάση λήψης και υπολογισμού των δεδομένων. Τέτοια λάθη μπορούν να ελαχιστοποιηθούν ή να εξαλειφτούν με την κατάλληλη επιλογή της γωνίας ανίχνευσης, την πόλωση, τη διάμετρο των ακτινών, και τις μεθόδους επεξεργασίας.

Ένα παράδειγμα υπολογισμένου μοντέλου κροσσών συμβολής που διαμορφώνεται από το φως σκέδασης παρουσιάζεται στο, Σχήμα 4-22. Μόνο το πάνω μισό του συμμετρικού μοντέλου κροσσών συμβολής έχει αναπαραχθεί. Οι κροσσοί συμβολής είναι υπερβολικές καμπύλες που δείχνουν την μείωση της συχνότητας της απόστασης με την απόσταση από τους άξονες των ακτινών $x=0$ και $y=0$. Το μοντέλο είναι συμμετρικό ως προς $x=0$. Έτσι η χωρική συχνότητα των κροσσών εξαρτάται από που γίνονται οι μετρήσεις.



Σχήμα 4-21: Υπολογισμένο Μοντέλο Κροσσών

Το μοντέλο που χρησιμοποιήθηκε για να μετρήσει την χωρική συχνότητα του μοντέλου κροσσών συμβολής απαιτεί την χρήση δύο ή περισσότερων ξεχωριστών ανιχνευτών, που ταιριάζουν στις αποστάσεις αυτών. Καθώς το σωματίδιο περνά διαμέσου της περιοχής τομής της δέσμης, τα μοντέλα κροσσών συμβολής φαίνονται να κινούνται πίσω από τον αποδέκτη της διαφοράς συχνότητας του φαινομένου Doppler. Η ένταση του σήματος Doppler παρόμοια με αυτό στο Σχήμα 4-23 θα παραχθεί από κάθε ανιχνευτή αλλά με διαφορά φάσης ανάμεσα σε αυτά που φαίνονται στο Σχήμα 4-24. Τα σήματα σε αυτό το σχήμα έχουν φιλτραρηθεί οι υψηλές συχνότητες για να αποσπάσουν το βασικό στοιχείο. Το βασικό στοιχείο είναι το χαμηλότερο στοιχείο του σήματος, το οποίο είναι το αποτέλεσμα της κανονικής κατανομής (Gaussian) έντασης της δέσμης. Ένα σφαιρικό διαπερατό σωματίδιο που είναι τοποθετημένο μέσα στο μοντέλο των κροσσών θα δράσει

σαν μέρος των φακών και θα προβάλλει το φως από τις ακτίνες στον χώρο. Το διάστημα των κροσσών σε μια απόσταση f_r από το σωματίδιο δίνεται από τον τύπο:

$$\Delta_s \approx (f_r - f) \frac{df}{f} \quad (4.15)$$

όπου d_f είναι η απόσταση των κροσσών συμβολής στον όγκο ελέγχου. Το μήκος εστίασης του σωματιδίου δίνεται από τον τύπο:

$$f = \frac{m}{m-1} \frac{D}{4} \quad (4.16)$$

όπου m είναι ο δείκτης διάθλασης του σωματιδίου.

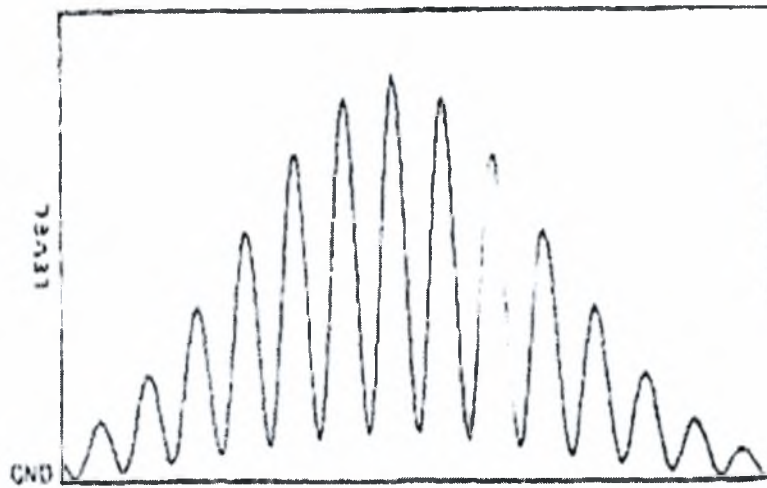
Η διαφορά φάσης ($\Delta\Phi$) των φιλτραρισμένων σημάτων μεταξύ των δύο φωτοανιχνευτών, καθορίζεται μετρώντας τον χρόνο υστέρησης (Δt) ανάμεσα σε μηδενικό αριθμό περασμάτων των σημάτων από τους ανιχνευτές 1 και 2, διαιρώντας τον με την υπολογισμένη περίοδο (T) ενός κύκλου του σήματος. Έτσι προκύπτει η εξίσωση (4.17):

$$\Delta\Phi = 2\pi \frac{\Delta t}{T} \quad (4.17)$$

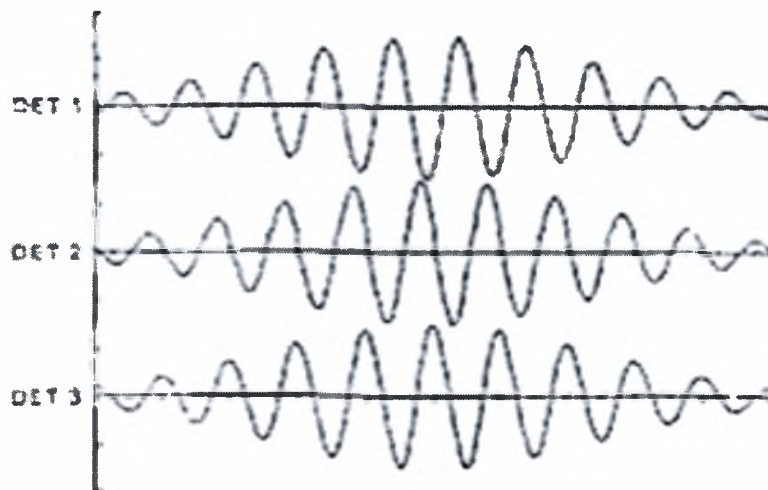
όπου ο μέσος όρος των μετρήσεων υπολογίζεται από όλους τους κύκλους της έντασης των σημάτων. Οι μετρήσεις της διαφοράς φάσης σχετίζονται με το μέγεθος της σταγόνας (σωματιδίου) χρησιμοποιώντας μια γραμμική σχέση (4.18), που παρουσιάζεται στο Σχήμα 4-25.

$$D = \frac{\lambda}{2\pi m} \frac{1}{\Phi} \Delta\Phi \quad (4.18)$$

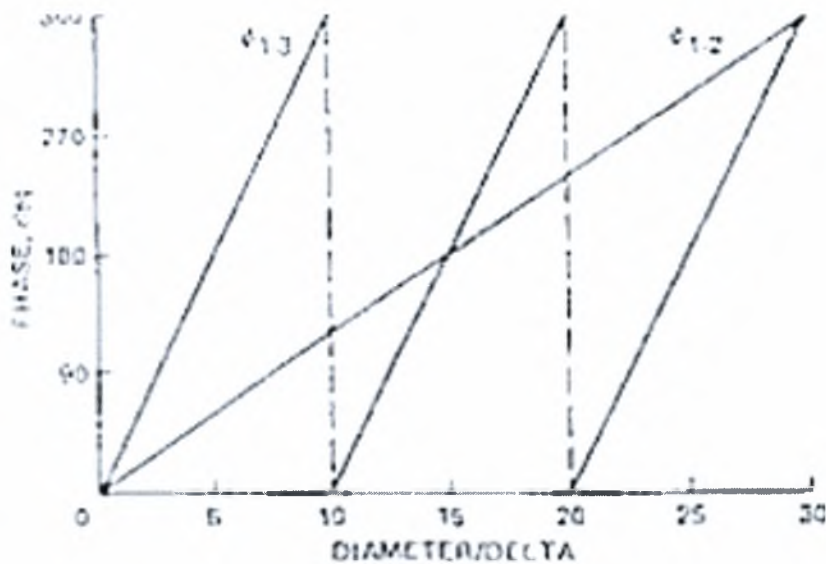
όπου D η διάμετρος του σωματιδίου, λ το μήκος κύματος της δέσμης του Laser και m ο δείκτης διάθλασης του σωματιδίου.



Σχήμα 4-22: Ένταση Σήματος Doppler



Σχήμα 4-23: Φιλτραρισμένα Σήματα Από τα Τρία Κανάλια

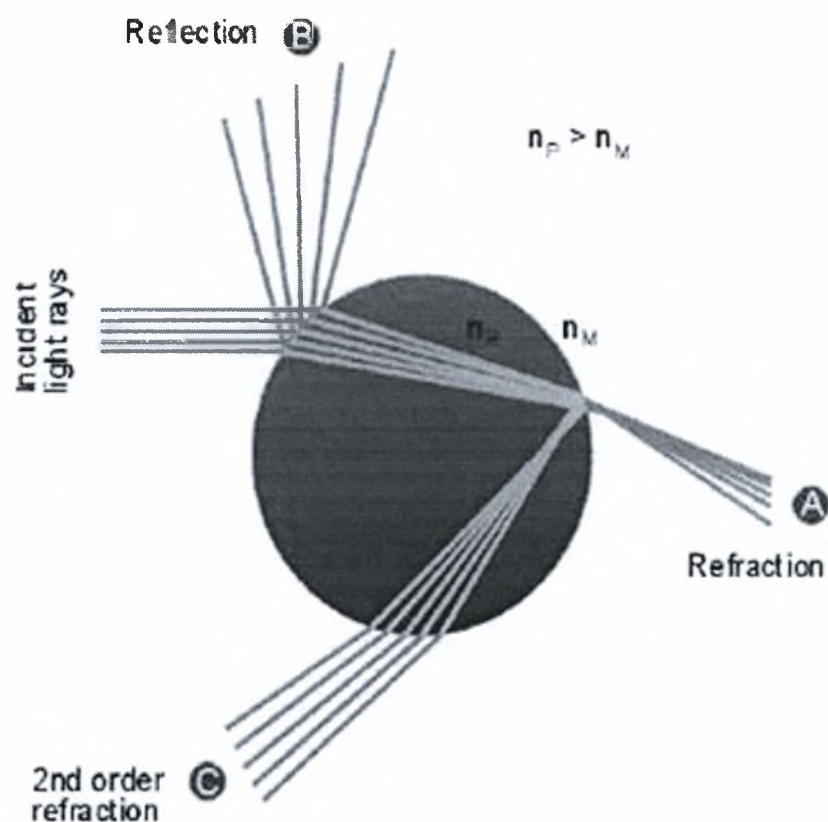


Σχήμα 4-24: Καμπύλη Απόκρισης Του Οργάνου

Ο προσανατολισμός και η σειρά των τριών ανιχνευτών είναι κρίσιμη για την αξιόπιστη μέτρηση του μεγέθους των σωματιδίου. Όταν ένα σωματίδιο περνά διαμέσου του όγκου ελέγχου, παράγει ένα μοντέλο κροσσών συμβολής, που περιέχει πληροφορίες για το μέγεθος και την ταχύτητα του σωματιδίου. Η συχνότητα του μετρούμενου σήματος είναι ανάλογη της συνιστώσας της ταχύτητας του σωματιδίου στο επίπεδο που σχηματίζουν οι δέσμες και κάθετη στη διχοτόμο των δεσμών. Η χωρική συχνότητα του μοντέλου συμβολής των κροσσών είναι αντιστρόφως ανάλογη της διαμέτρου του σωματιδίου. Καθώς το μοντέλο συμβολής κινείται κατά μήκος των ανιχνευτών, κάθε αντίστοιχη πλευρά του της συμβολής των κροσσών χρονομετρείται ανάμεσα στους ανιχνευτές 1 και 2 και 1 και 3.

Στο Σχήμα 4-25 η επίδραση της αλλαγής των οπτικών παραμέτρων που περιέχουν την γωνία τομής της δέσμης Laser, της γωνίας συλλογής, του δείκτη διαθλάσεως της σταγόνας, το μήκος κύματος του Laser και της σκέδασης που ανιχνεύτηκε είναι απλά η αλλαγή της κλίσης της γραμμικής απόκρισης των καμπύλων. Έτσι, μόνο η κλίμακα μεγέθους αλλάζει για το ίδιο εύρος της φάσης των γωνιών καθώς οι καμπύλες πρέπει να περάσουν από το μέσο της πηγής.

Η σωστή επιλογή των διαστημάτων του ανιχνευτή γίνεται με δύο ευαίσθητα φάσματα που φαίνονται σαν καμπύλες 1-2 και 1-3 στο Σχήμα 4-25.

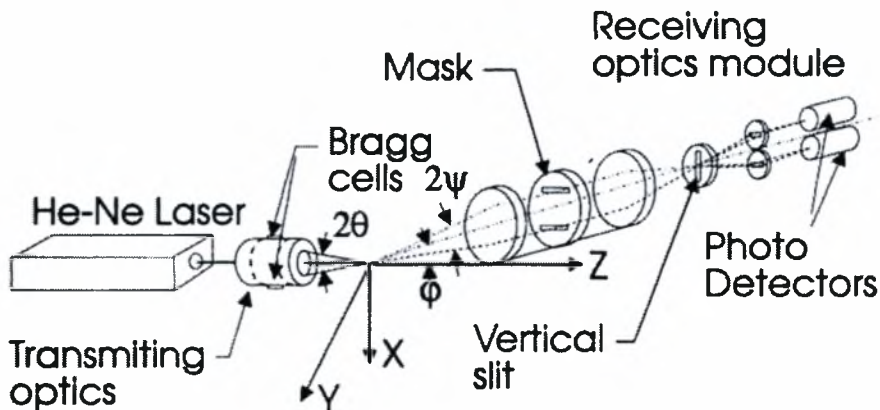


Σχήμα 4-25: Διάθλαση και ανάκλαση δέσμης Laser κατά την διέλευση σωματιδίου

Για μικρά σωματίδια, η διάθλαση έχει μια ιδιαίτερα σημαντική συνεισφορά στην διασπορά του φωτός που μπορεί να έχει επίδραση και να διαταράξει τη μέτρηση φάσης. Επομένως, η γενικότερη θεωρία Mie πρέπει επίσης να εφαρμοστεί για να καθορίσει τα χαρακτηριστικά σκέδασης για ένα σωματίδιο οποιουδήποτε δεδομένου μεγέθους.

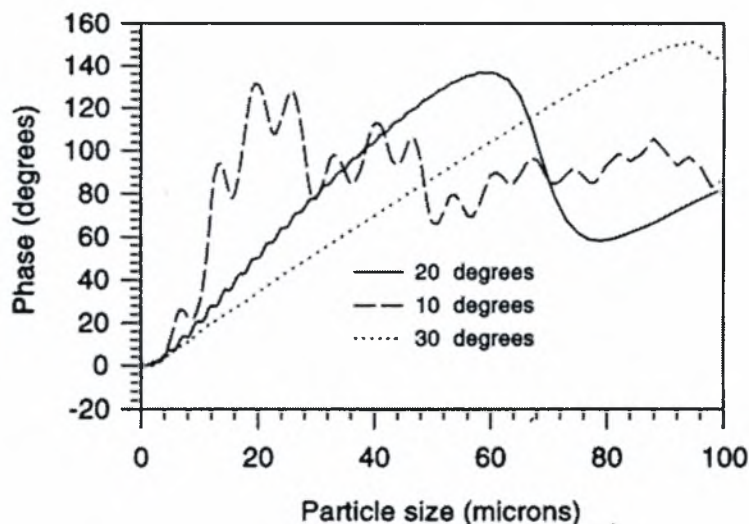
Η θεωρία Mie στηρίζεται στην άμεση λύση των εξισώσεων Maxwell για την περίπτωση της σκέδασης ενός μήκους κύματος φωτός από ένα ομοιογενές σφαιρικό σωματίδιο για αυθαίρετο μέγεθος και δείκτη διάθλασης. Προκειμένου να υπολογιστεί το πεδίο σκέδασης ενός συστήματος PDA, είναι απαραίτητο να προστεθούν οι συνεισφορές των δύο συναφών ακτινών και ο μέσος όρος πέρα από το άνοιγμα του φακού δέκτη λαμβάνοντας υπόψη την πόλωση και την φάση της κάθε ακτίνας. Ως εκ τούτου, είναι δυνατό να καθοριστεί η ένταση, η ορατότητα και η φάση για αυθαίρετες οπτικές ρυθμίσεις.

Υπάρχουν διάφορες υποθέσεις όσον αφορά στη βέλτιστη επιλογή των οπτικών συστημάτων για διαφορετικούς τύπους σωματιδίων (ανακλαστικά και διαπερατά) που βασίζονται στη γεωμετρική οπτική και τη θεωρία Mie. Οι υπολογισμοί βασισμένοι στη γεωμετρική οπτική εκτελούνται για ένα σημείο - όπως το άνοιγμα ,ενώ οι υπολογισμοί Mie αποτελούν την ολοκλήρωση πέρα από ένα ορθογώνιο άνοιγμα με τις δεδομένες μισές γωνίες στις οριζόντιες (δ_h) και τις κάθετες (δ_v) διευθύνσεις όσον αφορά το επίπεδο Y-Z όπως φαίνεται στο Σχήμα 4-27. Πρέπει να σημειωθεί ότι η ολοκλήρωση του σκεδαζόμενου φωτός πέρα από το λαμβάνον άνοιγμα είναι σημαντική για τη λήψη μιας γραμμικής σχέσης φάσης-μεγέθους, σχέση (4.18).



Σχήμα 4-26: Οπτική διαμόρφωση ενός ανεμόμετρου phase-Doppler δύο ανιχνευτών

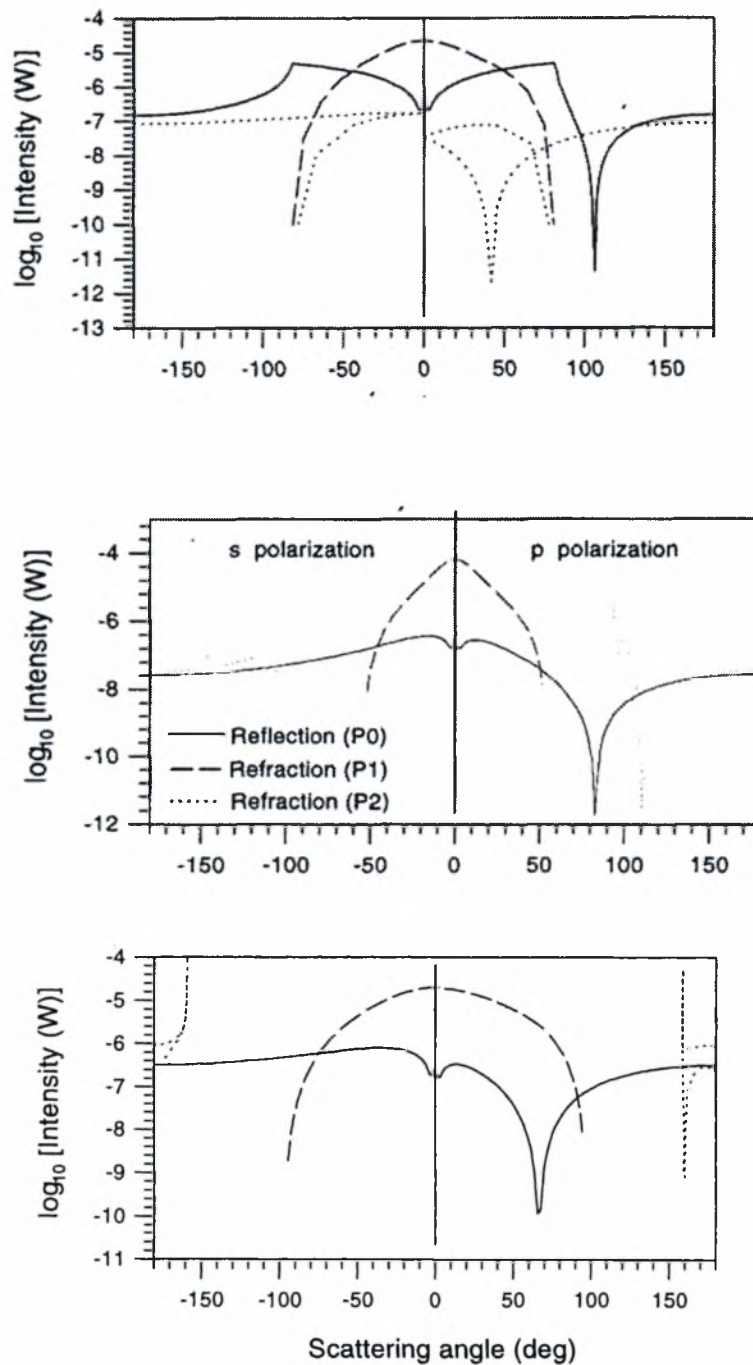
Για τελείως ανακλαστικά ή ισχυρώς απορροφητικά σωματίδια, οποιαδήποτε γωνία σκέδασης μπορεί να χρησιμοποιηθεί εκτός από την κοντινή-πρόσθια κλίμακα σκέδασης όπου η διάθλαση θα καταστρέψει τη γραμμικότητα της σχέσης φάσης-μεγέθους, σχέση (4.2). Αυτή η επίδραση είναι διευκρινισμένη, Σχήμα 4-28, που παρουσιάζει σχέση φάσης-μεγέθους για τρεις γωνίες σκέδασης, 10 ,20 και 30 μοίρες. Είναι προφανές ότι η σχέση φάσης-μεγέθους για τις μικρές γωνίες σκέδασης παρουσιάζει ισχυρές διακυμάνσεις ενώ μια σχεδόν γραμμική σχέση λαμβάνεται για τη μεγαλύτερη γωνία σκέδασης.



Σχήμα 4-27: Σχέση φάσης-μεγέθους που υπολογίζεται από τη θεωρία Mie για τις διάφορες εκτός άξονα γωνίες συλλογής ($\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$, ρ πόλωση, $\theta = 2.77^\circ$, $\Psi = 1.85^\circ$, $\delta_h = 5.53^\circ$, $\delta_u = 1.85^\circ$)

Τα διαπερατά σωματίδια μπορεί να διακριθούν μεταξύ εκείνων που έχουν έναν δείκτη διάθλασης μεγαλύτερο ή μικρότερο από το περιβάλλον μέσο. Υγρά σταγονίδια ή σωματίδια γυαλιού στον αέρα έχουν έναν σχετικό δείκτη διάθλασης που κυμαίνεται στην κλίμακα από 1.3 έως 1.5, ενώ φυσαλίδες σε υγρό έχουν έναν σχετικό δείκτη διάθλασης λιγότερο από την παραπάνω κλίμακα.

Η επιλογή της βέλτιστης οπτικής διαμόρφωσης πρέπει να βασιστεί κυρίως στην σημασία που υπάρχει σχετικά με τον τρόπο σκέδασης των σωματιδίων λαμβάνοντας υπόψη τα εξής: (δηλ., αντανάκλαση, διάθλαση ή δεύτερης-τάξης διάθλαση). Οι σχετικές εντάσεις των διαφορετικών μοντέλων σκέδασης καθορίζονται με τη χρησιμοποίηση υπολογισμών βασισμένων σε γεωμετρικά οπτικά όπου ταυτόχρονα και η παράλληλη (ρ) και η κάθετη (σ) πόλωση εξετάζονται όπως φαίνεται στο Σχήμα 4-29.



Σχήμα 4-28: Η γωνιακή κατανομή έντασης των διαφορετικών μοντέλων σκέδασης από γεωμετρικά οπτικά για ένα λαμβανόμενο σημείο ανοίγματος ($\lambda = 632.8\text{nm}$, $D = 30\ \mu\text{m}$, a) $m = 0.75$, b) $m = 1.128$, c) $m = 1.52$)

Όπως επισημαίνεται νωρίτερα, το διαθλόν φως καλύπτει ολόκληρο το εύρος γωνιών για δείκτες διάθλασης κάτω από και επάνω από το εύρος 1.3 έως 1.5. Εντούτοις, ένα

ευδιάκριτο ελάχιστο βρίσκεται για την παράλληλη πόλωση το οποίο αποκαλείται γωνία Brewster που δίνεται από την σχέση:

$$\varphi_B = 2 \tan^{-1} (1/m) \quad (4.19)$$

Η γωνία του Brewster μειώνεται με μια αύξηση του λόγου του δείκτη διάθλασης. Πρώτης-τάξης διάθλαση εστιάζεται στην εμπρόσθια περιοχή σκέδασης και φτάνει μέχρι την κρίσιμη γωνία ,που για διαφορετικούς δείκτες διάθλασης n_p και n_m , $m=n_p / n_m$ δίνεται από τις σχέσεις:

$$\varphi_c = 2 \cos^{-1} (m), \quad m < 1 \quad (4.20)$$

$$\varphi_c = 2 \cos^{-1} (1/m), \quad m > 1 \quad (4.21)$$

Η κρίσιμη γωνία αυξάνει με έναν αυξανόμενο σχετικό δείκτη διάθλασης και η πρώτη τάξης διάθλαση γίνεται κυρίαρχη πέρα από την ανάκλαση και πέρα από μια ευρύτερη περιοχή γωνιών.

Η δεύτερης τάξης διάθλαση πάλι, καλύπτει ολόκληρη την περιοχή γωνιών για ένα σχετικό δείκτη διάθλασης μικρότερο από το εύρος 1.3 έως 1.5. Για m μεγαλύτερο από αυτό το εύρος, η δεύτερης τάξης διάθλαση επικεντρώνεται στο οπίσθιο εύρος σκέδασης καθορίζεται από την σχέση (4.22) και περιορίζεται από την σχηματιζόμενη γωνία τόξου (Φ_R) που φαίνεται στο Σχήμα 4-29 .

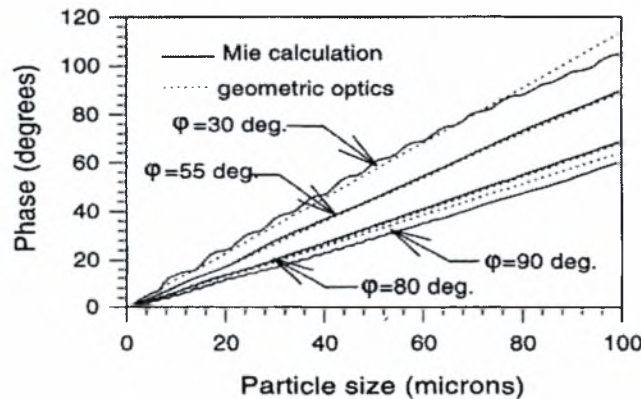
$$\Phi_R = \cos^{-1} \left[\frac{2}{m^4} \left(\frac{4 - m^2}{3} \right)^3 - 1 \right] \quad (4.22)$$

Οι χαρακτηριστικές γωνίες σκέδασης που δίνονται από τους τύπους (4.19), (4.20),(4.21) και (4.22) συνοψίζονται στον Πίνακα 4-1, για διαφορετικούς δείκτες διάθλασης.

Πίνακας 4-1: Χαρακτηριστικές γωνίες σκέδασης για διαφορετικούς δείκτες διάθλασης

Flow	$m=n_p/n_m$	Φ_B	Φ_c	Φ_R
Air bubbles in water	1.0/1.33	106.12	82.49	-
Water droplets in oil	1.33/1.50	96.88	55.09	-
Oil droplets in water	1.5/1.33	83.12	55.09	94.10
Water droplets in air	1.33/1.0	83.12	82.49	137.48
Diesel droplets in air	1.46/1.0	68.82	93.54	153.34
Glass particles in air	1.52/1.0	66.68	97.72	158.92

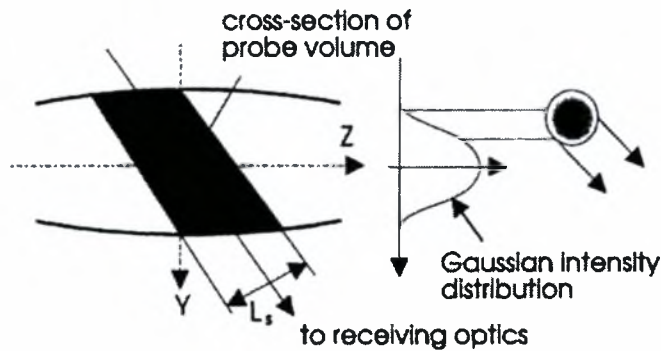
Η βέλτιστη γωνία σκέδασης για φυσαλίδες στο νερό περιορίζεται, μεταξύ 700 και περίπου 850 όπου η αντανάκλαση είναι κυρίαρχη για κάθε μία περίπτωση πόλωσης όπως φαίνεται στο Σχήμα 4-29α. Η σχέση (4.18) φάσης-μεγέθους παρουσιάζει γραμμικότητα σε αυτό το εύρος, αλλά μια γωνία σκέδασης των 550 επίσης δίνει μια γραμμική λειτουργικότητα όπως φαίνεται στο Σχήμα 4-30. Εξαιτίας της ισχυρής παρεμβολής με το διαθλώμενο φως η σχέση (4.26) φάσης-μεγέθους γίνεται μη γραμμική (για γωνία σκέδασης των 30°). Αντίστοιχες παρατηρήσεις ισχύουν για τα σταγονίδια νερού ή τα σωματίδια γυαλιού στο λάδι.



Σχήμα 4-29: Υπολογισμός των σχέσεων φάσης-μεγέθους για διαφορετικές γωνίες σκέδασης μεταξύ 30° και 80°

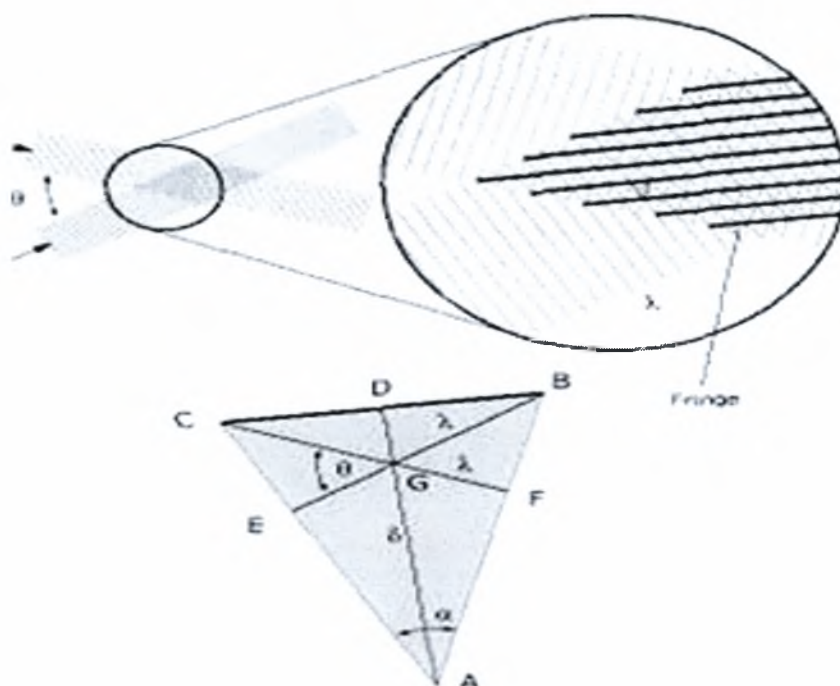
Όπως περιγράφεται παραπάνω, η σωστή εφαρμογή του PDA απαιτεί ότι μία μέθοδος σκέδασης είναι ουσιαστική και πρέπει να χρησιμοποιηθεί η κατάλληλη γωνία για να καθοριστεί το μέγεθος του σωματιδίου από την μετρούμενη φάση. Εντούτοις, σε ορισμένες τροχιές το σωματίδιο μέσω της Γκαουσιανής ακτίνας, ο λανθασμένος μηχανισμός

σκέδασης επικρατεί και μπορεί να οδηγήσει σε λανθασμένες μετρήσεις μεγέθους. Αυτό το λάθος καλείται ασάφεια τροχιάς και απεικονίζεται στο Σχήμα 4-31. Είναι προφανές από το Σχήμα 4-31 ότι η ασάφεια τροχιάς είναι ενδεχομένως πολύ σημαντική για τα μεγάλα μόρια των οποίων το μέγεθος είναι συγκρίσιμο με τις διαστάσεις του όγκου ελέγχου.



Σχήμα 4-30: Απεικόνιση της επίδρασης της Γκαουσιανής ακτίνας με συνέπεια την ασάφεια τροχιάς

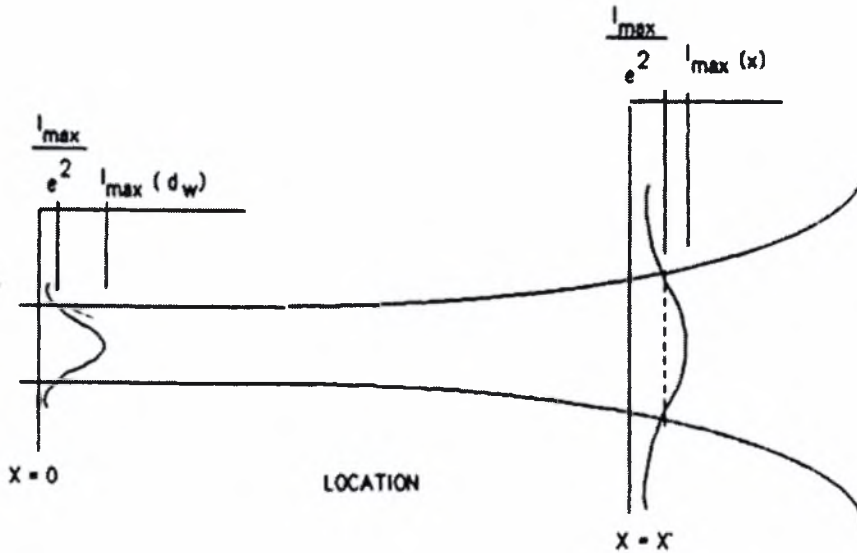
4.5 Ο Όγκος Ελέγχου



Σχήμα 4-31: Ο όγκος ελέγχου που σχηματίζεται από την τομή των δύο ακτίνων του PDA

Οι διαστάσεις του όγκου ελέγχου του PDA επηρεάζεται από πολλές παραμέτρους, όπως είναι το μήκος κύματος της δέσμης του Laser, οι φακοί που χρησιμοποιούνται σε πομπό και δέκτη καθώς και η γωνία που σχηματίζεται μεταξύ των τεμνόμενων δεσμών οι οποίες σχηματίζουν και τον όγκο ελέγχου. Στο όργανο PDA χρησιμοποιείται η εκτός άξονα ανίχνευση του σκεδαζόμενου φωτός για τον καλύτερο καθορισμό του όγκου ελέγχου.

Ο τύπος του Laser που χρησιμοποιείται στο PDA παράγει μια ακτίνα με κανονική (Gaussian) κατανομή έντασης, σχήμα 4-33. Η διάμετρος μιας ακτίνας Laser αναφέρεται συχνά ως μέση (waist) και περιγράφεται ως η διάμετρος στην οποία η ένταση ακτίνων έχει μειωθεί στο $1/e^2$ της μέγιστης έντασης. Αυτή η τιμή χρησιμοποιείται ως μια γενική περιγραφή της ακτίνας. Εντούτοις, η πραγματική διάμετρος της ακτίνας όσον αφορά το ανιχνεύσιμο σήμα από σωματίδια διάφορων μεγεθών αλλάζει. Τα μικρά σωματίδια θα πρέπει να περάσουν την ακτίνα κοντά στη μέγιστη ένταση της για να παραγάγουν ένα ανιχνεύσιμο σήμα, ενώ τα μεγαλύτερα σωματίδια πρέπει να περάσουν πιο έξω στα άκρα της κανονικής (Gaussian) ακτίνας για να ανιχνευθούν.



Σχήμα 4-32: Η γκαουσιανή διάμετρος ακτινών σε οποιαδήποτε θέση X, μετριέται σε $I_{max}(x) / e^2$ σημεία έντασης. Στο $X = 0$, η διάμετρος των ακτινών είναι ελάχιστη και αναφέρεται ως μέση διάμετρος ακτινών (waist).

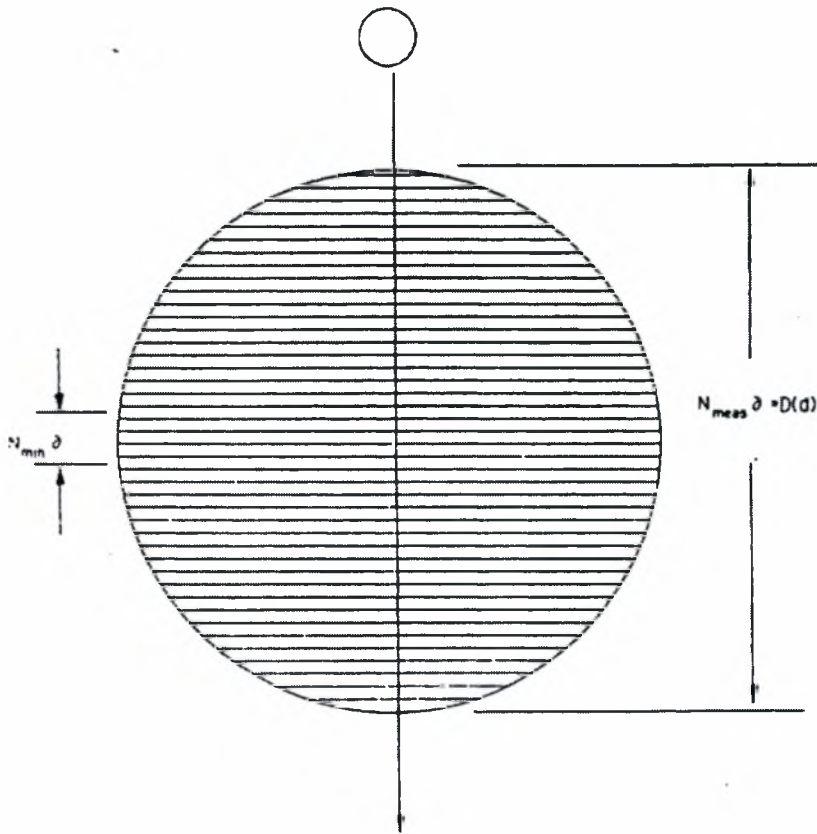
Το PDA έχει ενσωματώσει άμεσες μεθόδους για να μετράει την διάμετρο του όγκου ελέγχου ως συνάρτηση του μεγέθους σωματιδίων. Το PDA περνά το μετρούμενο μήκος κάθε τροχιάς σωματιδίου μέσω του όγκου ελέγχου όπως φαίνεται στο Σχήμα 4-34. Μετά από έναν στατιστικά σημαντικό αριθμό καταγραφών για κάθε κατηγορία μεγέθους, η πιο μακρά τροχιά αντιπροσωπεύει τη διάμετρο του όγκου ελέγχου γιατί εκείνη η κατηγορία μεγέθους μπορεί να ληφθεί. Δεδομένου ότι ο επεξεργαστής απαιτεί έναν ελάχιστο αριθμό περασμάτων από τους κροσσούς συμβολής (N_{min}), πριν από το σήμα περάσει από την επεξεργασία, εκείνος θέτει την άλλη διάσταση ως ένα κανονικό τρίγωνο. Το πλάτος των ακτινών μέτρησης για κάθε κατηγορία μεγέθους σωματιδίων καθορίζεται από:

$$D(d) = d_f \times [N_{max}(d) - N_{min}(d)]^{1/2} \quad (4.23)$$

όπου το d_f είναι η απόσταση των κροσσών συμβολής και δίνεται από την σχέση (4.32):

$$d_f = \frac{\lambda_e}{\left(2 \times \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)} \quad (4.24)$$

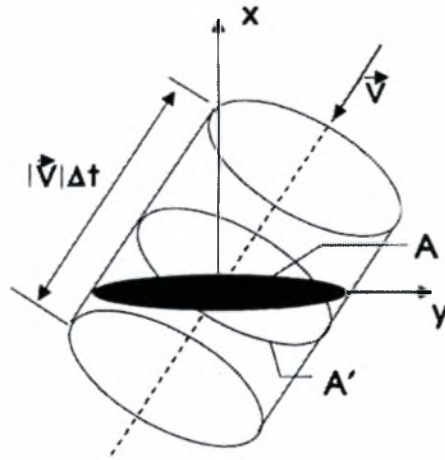
με λ_e το μήκος κύματος της ακτίνας του Laser, θ η γωνία τομής των ακτινών και $N_{min}(d)$ και $N_{max}(d)$ είναι οι εκτιμώμενοι μέγιστοι και ελάχιστοι μετρούμενοι κύκλοι σήματος όπως περιγράφονται παραπάνω.



Σχήμα 4-33: Τροχιά σωματιδίου μέσω του όγκου ελέγχου

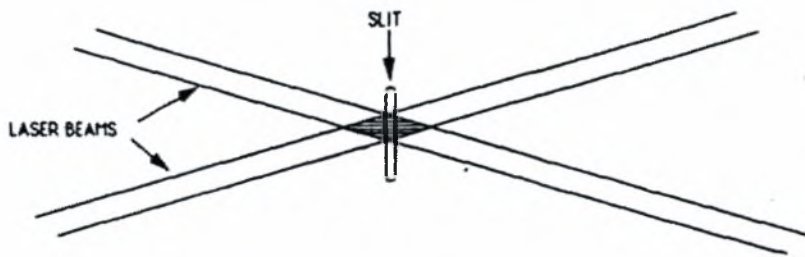
Δεδομένου ότι το PDA επιτρέπει τη μέτρηση του μεγέθους των σωματιδίων και της ταχύτητάς τους, είναι επίσης δυνατό να υπολογιστεί η συγκέντρωση αριθμού ή μάζας σωματιδίων και η μαζική ροή σωματιδίων. Για κάθε σωματίδιο πρέπει να καθοριστεί ο όγκος του ρευστού που περνά μέσω της διατομής του όγκου ελέγχου με το σωματίδιο κατά τη διάρκεια του χρονικού διαστήματος μέτρησης Δt_s . Ο όγκος εξαρτάται από την ταχύτητα του σωματιδίου V και την διατομή του όγκου ελέγχου κάθετη στον δείκτη ταχύτητας. Δηλαδή $Vol = A |V| \Delta t_s$ όπως φαίνεται στο Σχήμα 4-35. Επιπλέον η ουσιαστική διατομή του όγκου ελέγχου είναι συνάρτηση του μεγέθους του σωματιδίου οπότε $A = A(a_k, D_i)$ με a_k η γωνία τροχιάς του σωματιδίου για κάθε ξεχωριστό δείγμα και D_i η διάμετρος του σωματιδίου τάξης μεγέθους i . Έτσι η συγκέντρωση σχετικά με ένα σωματίδιο είναι :

$$n = \frac{1}{Vol} = \frac{1}{|V| A(a_k, D_i) \Delta t_s} \quad (4.25)$$



Σχήμα 4-34: Όγκος ελέγχου που σχετίζεται με ένα σωματίδιο που κινείται κατά μήκος της περιοχής ανίχνευσης κατά τη διάρκεια του χρόνου μέτρησης Δt

Η άλλη διάσταση του όγκου ελέγχου που μετριέται κατά μήκος της ακτίνας σκιαγραφείται από το άνοιγμα των σχισμών στο δέκτη. Το Σχήμα 4-36 δείχνει πώς η εικόνα της σχισμής προβάλλεται από τις ακτίνες Laser.



Σχήμα 4-35: Η εικόνα που απεικονίζεται στην σχισμή του φακού – δέκτη, των ακτινών laser

Από το σχήμα έχουμε τα εξής:

$$t = sw \times \left(\frac{RL1}{RL2} \right) \quad (4.26)$$

sw = slit width = Άνοιγμα σχισμών

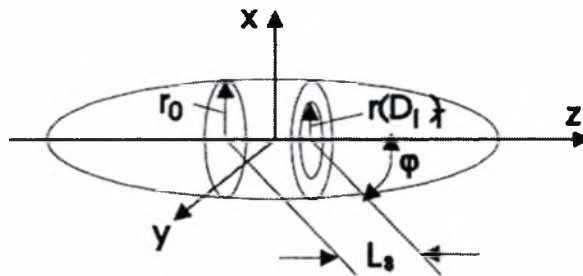
$RL1$ = φακοί N_01 - μήκος εστίασης (receiver lens 1 focal length)

$RL2$ = φακοί N_02 - μήκος εστίασης (receiver lens 2 focal length)

L_s = Μέγιστο πλάτος ακτίνας (maximum beam width)

$$\text{Probe area} = \frac{L_s t}{\sin \Theta} \quad (\text{Περιοχή απεικόνισης}) \quad (4.27)$$

Δεδομένου ότι αυτός ο προσδιορισμός της διάστασης του όγκου ελέγχου γίνεται κατά την διάρκεια της απόκτησης δεδομένων χρησιμοποιώντας τα πραγματικά, έγκυρα σήματα, τα αποτελέσματα της έντασης του Laser, η μείωση και η παρεμπόδιση των ακτινών και η μη καθαριότητα των οπτικών πρέπει να λαμβάνονται υπ όψιν για τυχόν λανθασμένα αποτελέσματα. Οι διαστάσεις όγκου ελέγχου υπολογίζονται για κάθε τάξη μεγέθους και αυτές οι πληροφορίες χρησιμοποιούνται για να ομαλοποιήσουν τις αριθμήσεις των σωματιδίων σε όλες τις τάξεις μεγέθους στο ίδιο μέγεθος όγκου ελέγχων. Το μέγεθος του όγκου ελέγχου που χρησιμοποιείται και αναφέρεται στην οθόνη είναι το μεγαλύτερο μέγεθος όγκου ελέγχου που υπάρχει, ως εκ τούτου, όλες οι διορθώσεις σωματιδίων για μικρότερα μεγέθη όγκων ελέγχου εμπεριέχουν μια αύξηση στην αρίθμηση της διαμέτρου των σωματιδίων.



Σχήμα 4-36 : Γεωμετρία του απεικονιζόμενου όγκου μέτρησης του PDA

4.6 Διαστάσεις Όγκου Ελέγχου

Η χωρική ανάλυση της μέτρησης της ταχύτητας εξαρτάται από τις διαστάσεις του όγκου ελέγχου του PDA που καθορίζεται από την αρχική διάμετρο της ακτίνας λέιζερ, τη γωνία τομής των ακτινών (που καθορίζεται από το αρχικό διάστημα των ακτινών και το μήκος εστίασης των φακών του πομπού), το μήκος εστίασης του φακού δέκτη και τη γωνία διόπτρευσης του φακού δέκτη.

Το άνοιγμα της διαμέτρου των ακτινών δίνεται από την σχέση :

$$d_m = \frac{4 f_e \lambda_e}{\pi d_0} \quad (4.28)$$

όπου d_0 είναι το $1/e^2$ της διαμέτρου της μη εστιασμένης ακτίνας λέιζερ, όπου f_e είναι το μήκος εστίασης των φακών του πομπού και λ_e το μήκος κύματος του λέιζερ σε μικρά (nm). Ο όγκος ελέγχου σχηματίζεται από τέμνουσες δέσμες και έχει ελλειψοειδές σχήμα όπως φαίνεται στο Σχήμα 4-38. Οι διαστάσεις της $1/e^2$ έλλειψης, που αντιστοιχούν στο Σχήμα 4-31, δίνονται από τους τύπους:

$$\Delta x = \frac{d_m}{\cos \theta} \quad (4.29)$$

$$\Delta y = d_m \quad (4.30)$$

$$\Delta z = \frac{d_m}{\sin \theta} \quad (4.31)$$

Ο αριθμός των κροσσών στον $1/e^2$ όγκο ελέγχου καθορίζεται από τον τύπο:

$$N_f = \frac{8 f_e}{\pi d_0} \tan \theta = \frac{4 \Delta b}{\pi d_0} \quad (4.32)$$

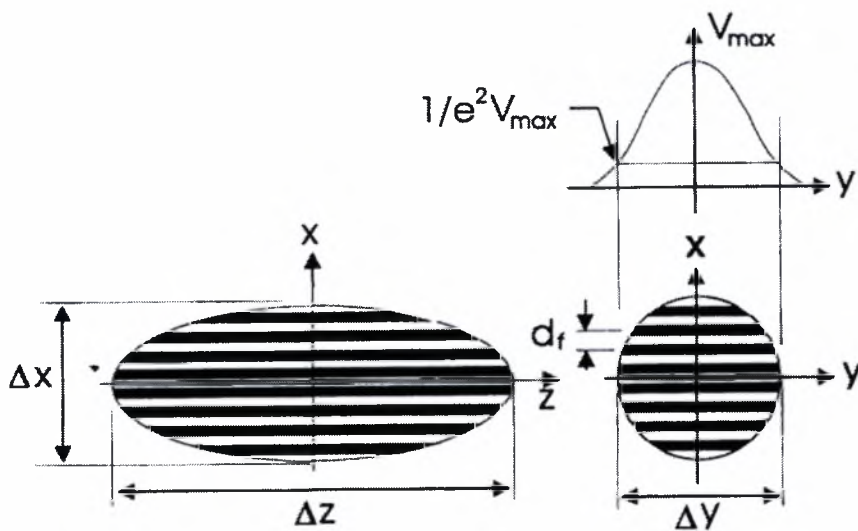
Όπου Δb είναι το αρχικό άνοιγμα μεταξύ των εκπεμπόμενων ακτινών.

Η γωνία συμβολής των ακτινών δίνεται από την σχέση :

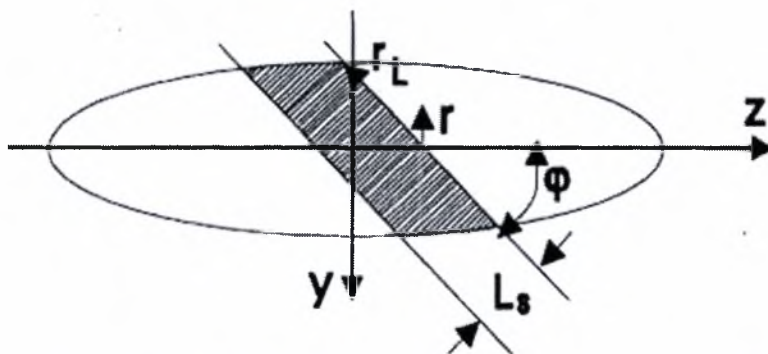
$$\tan \theta = \frac{\Delta b}{2 f_e} \quad (4.33)$$

και ο απεικονιζόμενος κυβικός όγκος ελέγχου του PDA όπως φαίνεται στο Σχήμα 4-39 βρίσκεται από τον τύπο:

$$V_m = \frac{\pi}{4} d_m^2 L_s \text{ σε κυβικά μικρά (}\mu\text{m}^3\text{)} \quad (4.34)$$



Σχήμα 4-37: Διαστάσεις του όγκου ελέγχου του PDA



Σχήμα 4-38: Γεωμετρία του απεικονιζόμενου όγκου μέτρησης του PDA

5 ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΣΥΖΗΤΗΣΗ

5.1 Εισαγωγή

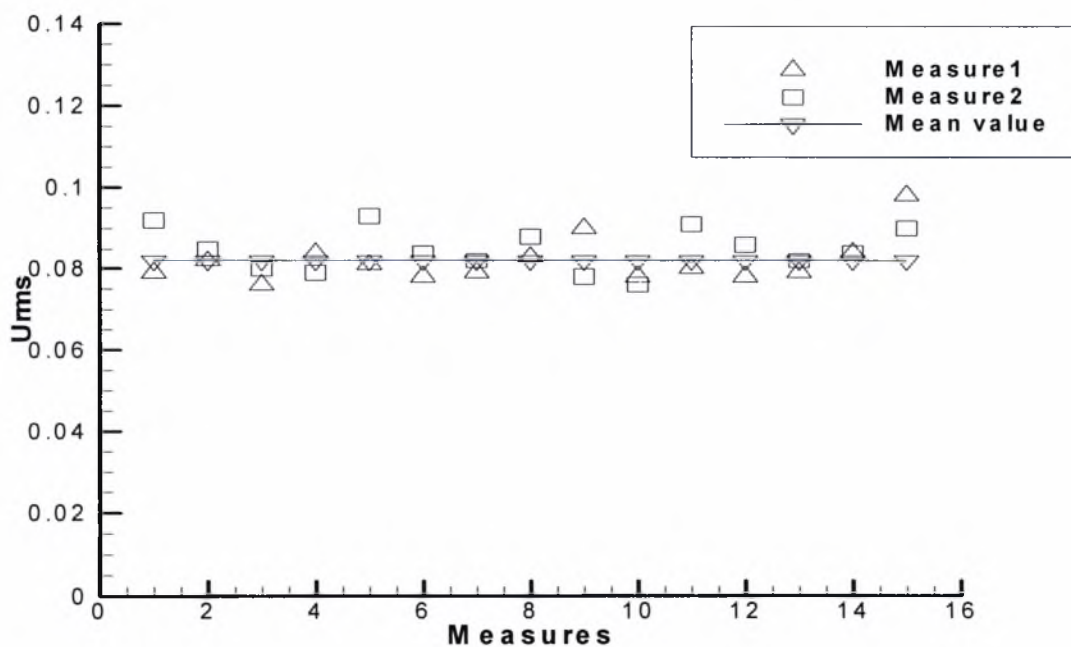
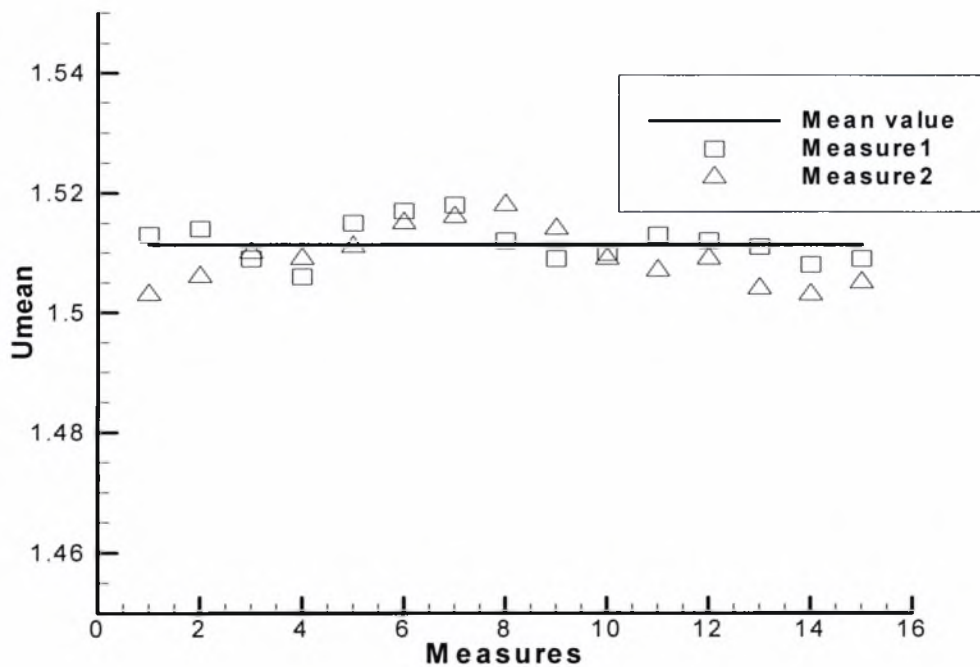
Στο Κεφάλαιο 5 παρουσιάζονται οι μετρήσεις με τη χρήση του συστήματος PDA για την μελέτη της τυρβώδους ροής νερού-σωματιδίων σε κατακόρυφο σωλήνα. Σκοπός των πειραμάτων είναι η διερεύνηση της αλληλεπίδρασης της τύρβης του ρευστού με τα σωματίδια και αντίστροφα. Για τον λόγο αυτό, χρησιμοποιήθηκαν σωματίδια 5 και 10 μm σε διάφορες συγκεντρώσεις. Ο αριθμός Reynolds της ροής είναι περίπου $Re=27000$ με βάση την μέση ταχύτητα και την διάμετρο του σωλήνα. Πριν την διεξαγωγή των πειραματικών μετρήσεων, πραγματοποιήθηκε μία σειρά αρχικών πειραμάτων προκειμένου να επιλυθούν διάφορα προβλήματα, αλλά και για να διευκρινιστεί ο βαθμός αξιοπιστίας και επαναληψιμότητας κάτω από την επίδραση διαφόρων παραγόντων στις μετρήσεις.

5.2 Αρχικά Πειράματα

Σε αυτή την ενότητα παρουσιάζεται μία σειρά αρχικών πειραμάτων που πραγματοποιήθηκαν για να εξακριβωθεί η αξιοπιστία των μετρήσεων και η επαναληψιμότητα των πειραμάτων. Η τυρβώδης ροή σε σωλήνα έχει αντιμετωπιστεί πειραματικά και υπολογιστικά και κατά συνέπεια υπάρχει η δυνατότητα ελέγχου της ποιότητας των μετρήσεων με την χρήση του PDA. Παρόλα αυτά, σε μεγάλο βαθμό, οι μετρήσεις επηρεάζονται από το σύστημα ροής και η ταύτιση της θεωρίας του φυσικού προβλήματος στο πείραμα δεν είναι εύκολη. Ο πρώτος συμβιβασμός που έγινε είναι η αποδοχή της ροής που προκύπτει από το πείραμα και που θα περιγραφεί στη συνέχεια και η οποία σε αρκετά σημεία αποκλίνει από την θεωρητική περιγραφή της πλήρους ανεπτυγμένης τυρβώδους ροής σε σωλήνα. Σε αυτή την βάση, ο όρος επαναληψιμότητα δείχνει ότι, οι μετρήσεις του PDA είναι επαναλαμβανόμενες, αλλά ταυτόχρονα ότι οι συνθήκες ροής μπορούν να ρυθμιστούν στο βαθμό που αυτό είναι εφικτό.

Στα Σχήματα 5-1α και 5-1β παρουσιάζεται η μέση τιμή της ταχύτητας και η διακύμανση, μετρούμενη σε ένα σημείο στο κέντρο του σωλήνα, σε μεγάλη απόσταση από την είσοδο της ροής. Σε αυτή την θέση πραγματοποιήθηκαν 15 μετρήσεις ανά τακτά χρονικά διαστήματα, για δύο μέρες. Παρατηρείται μικρή διασπορά των δεδομένων γύρω από τις μέσες τιμές. Οι μέσες τιμές κάθε σειράς μετρήσεων συγκλίνουν στην ίδια τιμή. Στα Σχήματα η μέση τιμή που παρουσιάζεται είναι η μέση τιμή που προκύπτει από τις μέσες

τιμές κάθε σειράς μετρήσεων. Η ίδια διαδικασία πραγματοποιήθηκε και για ένα σημείο στο μέσο μεταξύ του κέντρου του σωλήνα και του τοιχώματος, παρουσιάζοντας τα ίδια χαρακτηριστικά.

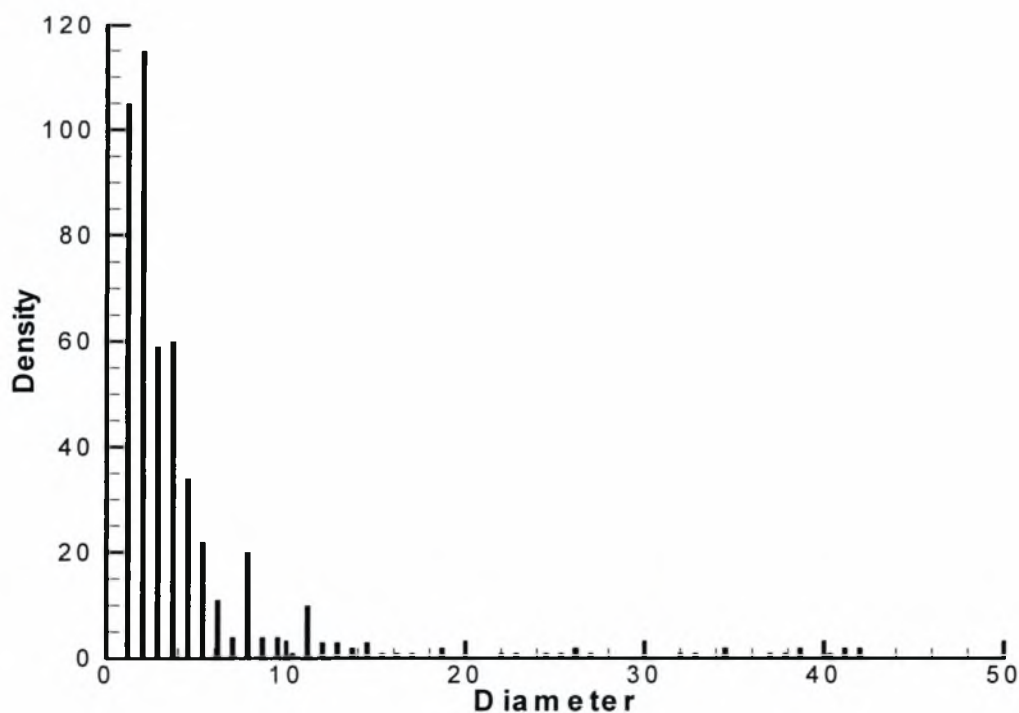


Σχήμα 5-1: Διασπορά α) των ταχυτήτων και β) της διακύμανσης της ταχύτητας σε σχέση με την μέση ταχύτητα για επαναληπτικές μετρήσεις

Το δεύτερο σημείο που εξετάστηκε είναι η επίδραση των δειγμάτων που χρησιμοποιεί το PDA για να κάνει στατιστική επεξεργασία. Στα ίδια σημεία όπως προηγουμένως έγιναν μετρήσεις χρησιμοποιώντας 100, 500, 1000 και 5000 δείγματα. Αυξάνοντας τον αριθμό των δειγμάτων, η ταχύτητα συγκλίνει σε μία τιμή. Κατά την εκτέλεση των πειραμάτων στην συνέχεια, χρησιμοποιήθηκαν 1000 δείγματα για στατιστική επεξεργασία για να εξασφαλιστεί η ακρίβεια των πειραματικών μετρήσεων αλλά και ο χρόνος διεξαγωγής να είναι σε λογικά πλαίσια.

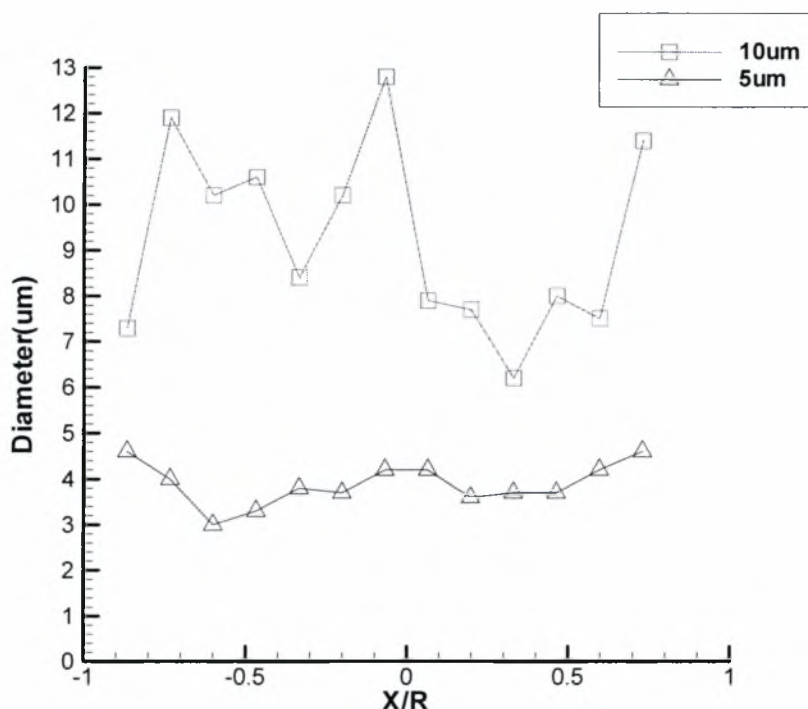
Για την μελέτη των διφασικών ροών χρησιμοποιήθηκαν όπως έχει αναφερθεί σωματίδια με διαμέτρους 5 και 10 μm . Το PDA έχει την δυνατότητα υπολογισμού της διαμέτρου των σωματιδίων και αποτελεί το επόμενο σημείο που εξετάστηκε. Κατά την διάρκεια εκτέλεσης αυτών των μετρήσεων διαπιστώθηκε ότι το νερό που χρησιμοποιείται για τα πειράματα περιείχε πολλά σωματίδια, επηρεάζοντας τις μετρήσεις. Για αυτό τον λόγο, ενσωματώθηκαν στο σύστημα ροής φίλτρα, επιτυγχάνοντας τον καθαρισμό του νερού σε τέτοιο βαθμό, που δεν ήταν πλέον δυνατή η μέτρηση με το PDA. Κατά την διάρκεια αυτών των μετρήσεων ανακαλύφθηκε η ύπαρξη φυσαλίδων στη ροή εξαιτίας ατελών συνδέσεων στο σύστημα ροής, οι οποίες ενδεχομένως να επηρεάζουν το μετρούμενο σήμα ως θόρυβο. Και αυτό το πρόβλημα ξεπεράστηκε κατάλληλα, βυθίζοντας αυτή την σύνδεση σε ένα δοχείο με νερό ελαχιστοποιώντας τις πιθανότητες εισόδου αέρα στη ροή. Στο Σχήμα 5-2 παρουσιάζεται η κατανομή των σωματιδίων της συνεχούς φάσης (νερό) που κυκλοφορεί στο σύστημα της ροής πριν τον καθαρισμό της από τα φίλτρα. Τα σωματίδια έχουν διαμέτρους που κυμαίνονται από 1 έως 42 μm , με την μεγαλύτερη συγκέντρωση να παρατηρείται σε διαμέτρους μικρότερες των 10 μm και ιδιαίτερα σε σωματίδια των 2 μm .

Το φαινόμενο αυτό παρατηρήθηκε έντονα κατά την πραγματοποίηση των πρώτων μετρήσεων με την χρήση σωματιδίων 5 και 10 μm όπου παρουσίαζαν μία μέση διάμετρο πολύ κοντά στα 2 μm , η οποία και δεν αντιστοιχούσε στην ονομαστική τους τιμή. Όπως θα παρουσιαστεί λίγο παρακάτω το συστηματικό αυτό πρόβλημα ξεπεράστηκε σε μεγάλο βαθμό.



Σχήμα 5-2: Κατανομή διαμέτρου σωματιδίων στο νερό

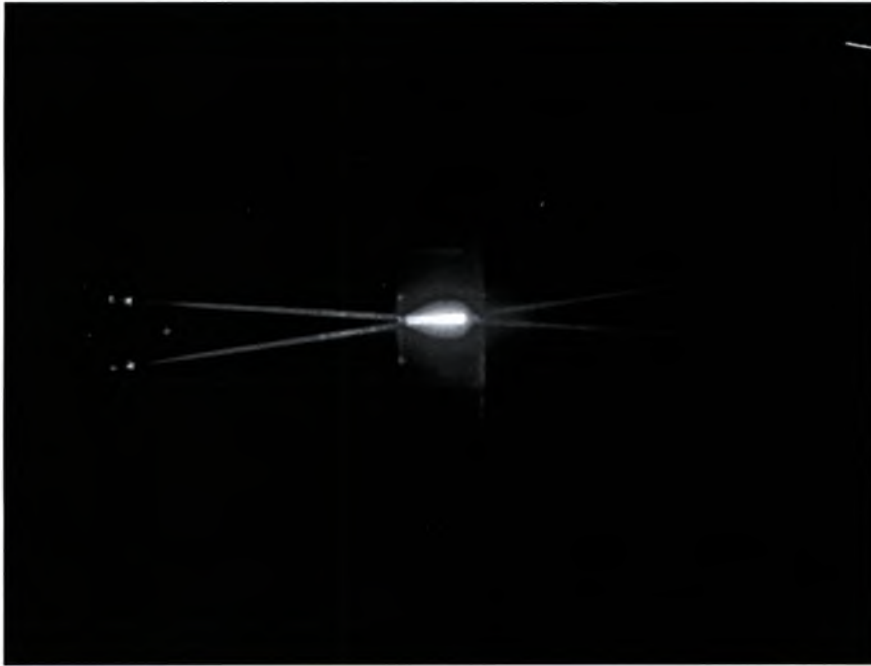
Κατά την εκτέλεση των πειραμάτων, τα σωματίδια παρουσιάζουν κατανομή. Το γεγονός αυτό αποδίδεται στην συσσωμάτωση των σωματιδίων αλλά και στην διάσπασή τους εξαιτίας της φτερωτής της αντλίας κατά την κυκλοφορία τους στο σύστημα της ροής. Στο Σχήμα 5-3 παρουσιάζεται ενδεικτικό διάγραμμα της ακτινικής κατανομής της διαμέτρου σωματιδίων 5 και 10μm. Παρά το γεγονός της κατανομής διαφόρων διαμέτρων μπορεί εύκολα να παρατηρηθεί ότι η μέση τους τιμή και στις δύο περιπτώσεις πλησιάζει πολύ κοντά στην τιμή της ονομαστικής τους διαμέτρου. Το γεγονός αυτό πιστοποιεί σε μεγάλο βαθμό πως τα σωματίδια που κυκλοφορούν στην ροή είναι τα συγκεκριμένα που εισέρχονται για τις πειραματικές μετρήσεις.



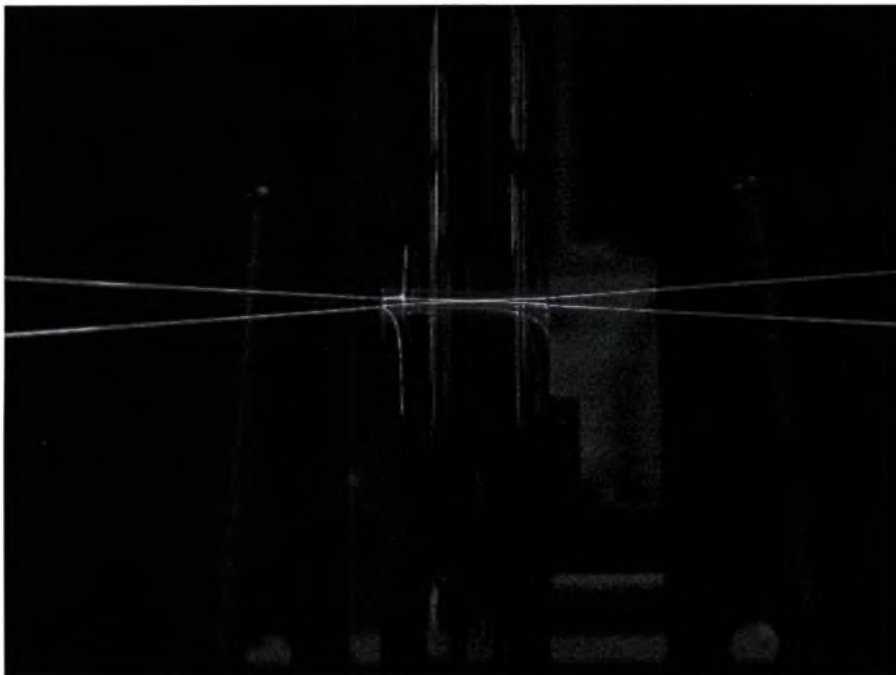
Σχήμα 5-3: Κατανομή διαμέτρου σωματιδίων 5 και 10 μm στην ακτινική διεύθυνση

Τέλος, είναι άξιο αναφοράς το γεγονός πως η συγκέντρωση των σωματιδίων στη ροή περιορίζεται από τις δυνατότητες μέτρησης του PDA. Ενδεικτικά αναφέρεται ότι για συγκέντρωση 0,1gr/lit (8gr) σωματιδίων διαμέτρου 5 μm οι μετρήσεις δεν ήταν εφικτές εξαιτίας της υψηλής σκέδασης του φωτός που προκάλεσε η υψηλή συγκέντρωση σωματιδίων, Σχήμα 5-4.

Αντίθετα σε χαμηλότερες συγκεντρώσεις σωματιδίων, όπου μπορούν να ληφθούν μετρήσεις από το σύστημα του PDA ο όγκος ελέγχου είναι σε μεγάλο βαθμό ευδιάκριτος και η ροή δεν βρίσκεται σε υψηλές συγκεντρώσεις (κορεσμού) με αποτέλεσμα η δέσμη του Laser να είναι διαπερατή στο προς εξέταση σημείο της ροής, όπως φαίνεται στο Σχήμα 5-5.



Σχήμα 5-4: Ο όγκος ελέγχου όπως απεικονίζεται στον γυάλινο σωλήνα της ροής σε υψηλή συγκέντρωση σωματιδίων υπό γωνία 30° στην διεύθυνση του φακού- αποδέκτη



Σχήμα 5-5: Ο όγκος ελέγχου όπως απεικονίζεται στον γυάλινο σωλήνα της ροής σε συγκεντρώσεις σωματιδίων όπου γίνεται καλή λήψη δεδομένων

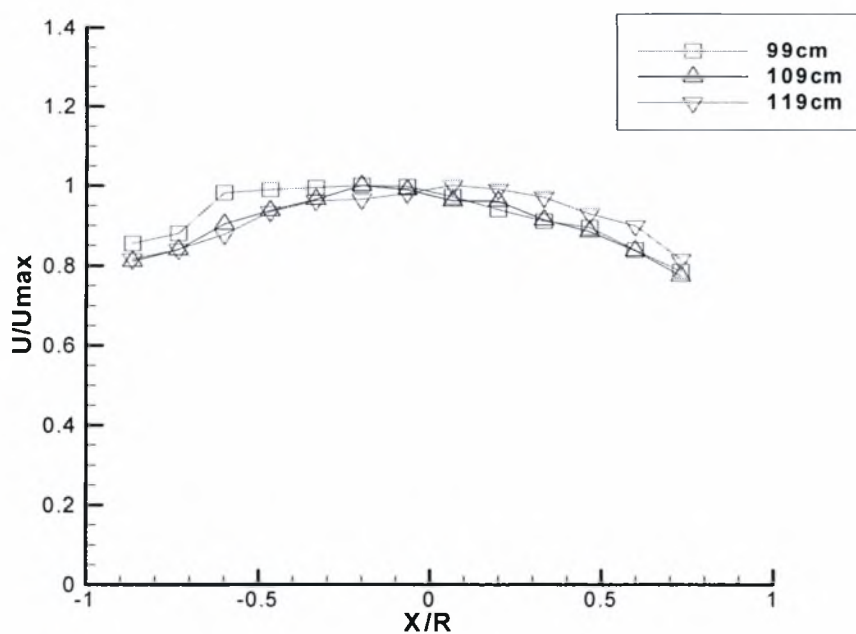
5.3 Παρουσίαση αποτελεσμάτων

Στη συνέχεια παρουσιάζονται τα αποτελέσματα των πειραμάτων. Η διαδικασία των μετρήσεων ήταν η εξής: Πραγματοποιήθηκαν μετρήσεις στην ακτινική διεύθυνση ανά 1mm, σε τρεις κατακόρυφες θέσεις, μία κοντά στην είσοδο του σωλήνα (99cm), μία σε ενδιάμεση θέση (109cm) και μία αρκετά χαμηλά από την είσοδο (119cm). Ο αριθμός Reynolds της ροής ήταν $Re=27000$. Χρησιμοποιήθηκαν σωματίδια 5 και 10 μm , ξεχωριστά αλλά και μαζί. Τα αποτελέσματα αφορούν την ταχύτητα στην ακτινική διεύθυνση, την διακύμανση αυτής και τον αριθμό πυκνότητας των σωματιδίων.

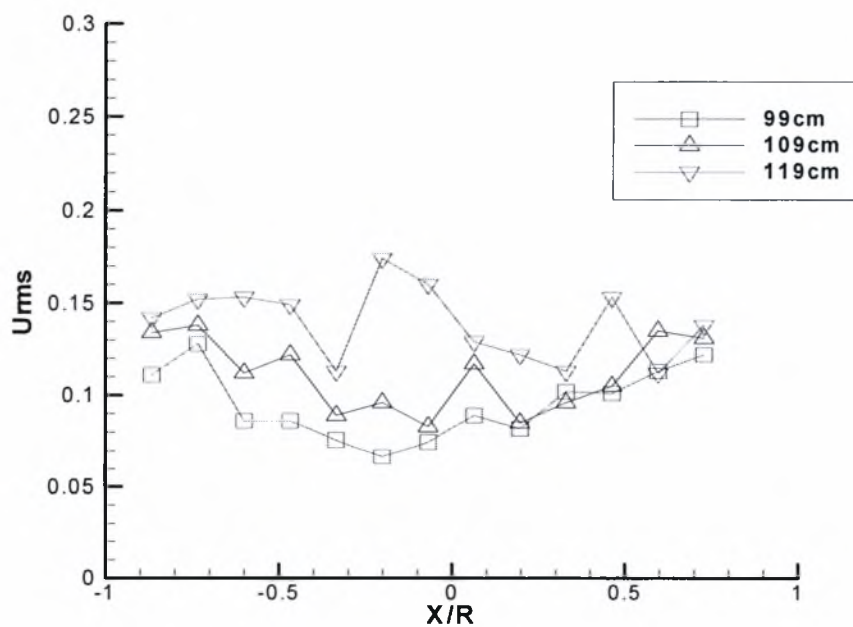
Στο Σχήμα 5-6 γίνεται σύγκριση της κατανομής της χρονικά μέσης ταχύτητας για σωματίδια 10 μm , ποσότητας 0,025gr/lit (2gr), στις διάφορες θέσεις κατακόρυφα στα ύψη 99, 109 και 119cm. Παρατηρείται ότι κοντά στην είσοδο του σωλήνα η κατανομή της ταχύτητας είναι ασύμμετρη που οφείλεται στο γεγονός ότι τόσο το νερό, όσο και στα σωματίδια δεν εισέρχονται στο σωλήνα εντελώς αξονοσυμμετρικά. Στην ενδιάμεση κατακόρυφη θέση, η ταχύτητα παρουσιάζει πολύ καλή αξονική συμμετρία, αλλά σε ακόμα χαμηλότερη θέση εμφανίζει πάλι ασυμμετρία προς την αντίθετη θέση, ένδειξη ότι η διφασική ροή δεν έχει αναπτυχθεί πλήρως. Πιθανόν, η είσοδος των σωματιδίων να δημιουργεί μία μικρή συνιστώσα κίνησης προς το τοίχωμα, η οποία στη συνέχεια να αναγκάζει τα σωματίδια σε περιδίνηση.

Από το Σχήμα 5-7 προκύπτει ότι οι μεγαλύτερες διακυμάνσεις της ταχύτητας των σωματιδίων 10 μm είναι στην χαμηλότερη κατακόρυφη θέση. Και αυτά τα αποτελέσματα, δείχνουν ότι τα σωματίδια δεν βρίσκονται σε ανεπτυγμένη περιοχή. Μάλιστα έχει ενδιαφέρον να αναφερθεί ότι τα σωματίδια των 10 μm έχουν την τάση να αυξάνουν την διακύμανση της ταχύτητας καθώς κινούμαστε σε χαμηλότερες θέσεις.

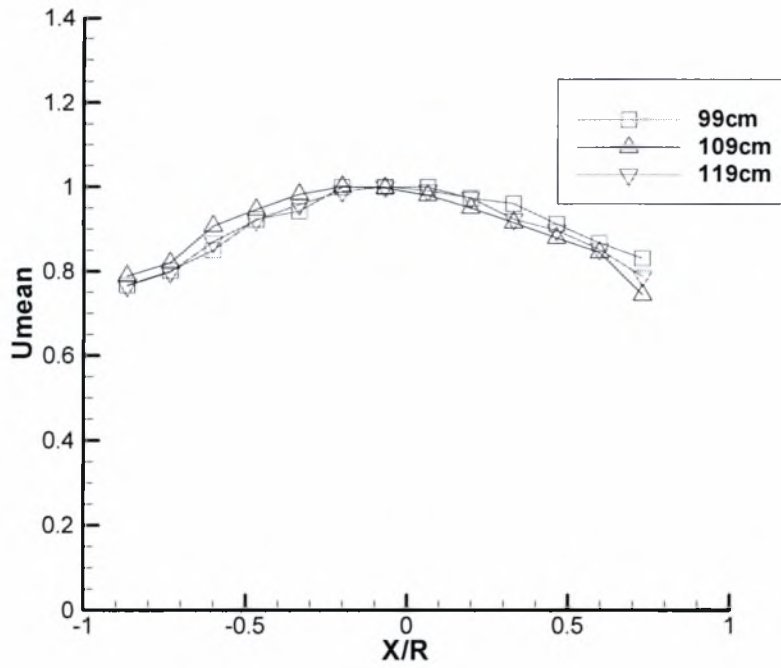
Τα Σχήματα 5-8 και 5-9 παρουσιάζουν τα αντίστοιχα αποτελέσματα για τις χρονικά μέσες ταχύτητες και τις διακυμάνσεις αυτών για σωματίδια 5 μm . Και σε αυτή την περίπτωση ισχύουν οι ίδιες παρατηρήσεις που αναφέρθηκαν για τα 10 μm του Σχήματος 5-6. Παρόλα αυτά, η ασυμμετρία της κατανομής της ταχύτητας είναι αισθητά μικρότερη. Το ίδιο ισχύει και για την διακύμανση της ταχύτητας των σωματιδίων 5 μm . Τα σωματίδια αυτά έχουν μικρότερη αδράνεια, και ακολουθούν πιο πιστά την ροή του νερού. Αυτό το γεγονός συνεισφέρει επιπλέον στην εκτίμηση ότι η ροή της συνεχούς φάσης στην τελευταία κατακόρυφη θέση είναι περίπου αναπτυγμένη.



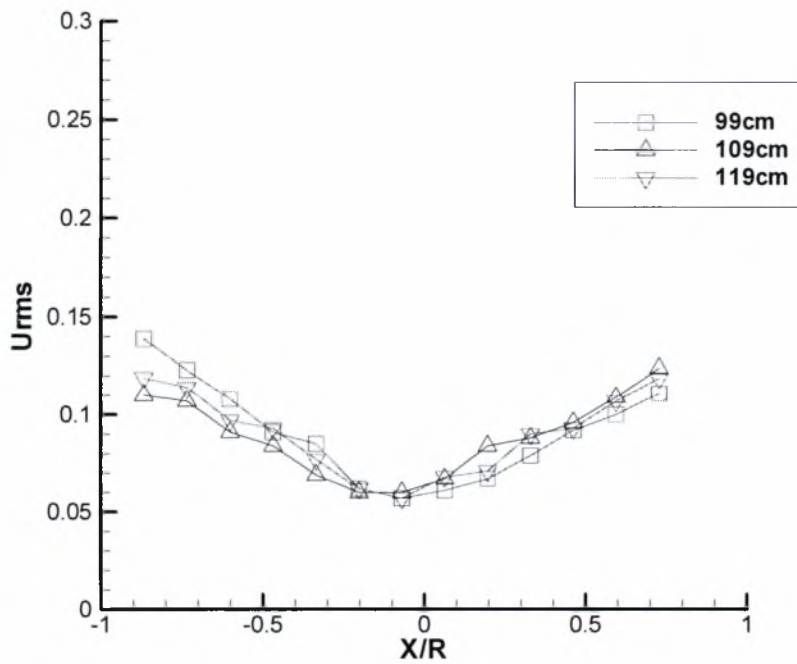
Σχήμα 5-6: Κατανομές ταχυτήτων σωματιδίων 10μm ποσότητας 0,025gr/lit (2gr)



Σχήμα 5-7 Κατανομή διακύμανσης ταχυτήτων σωματιδίων 10μm 0,025gr/lit (2gr)

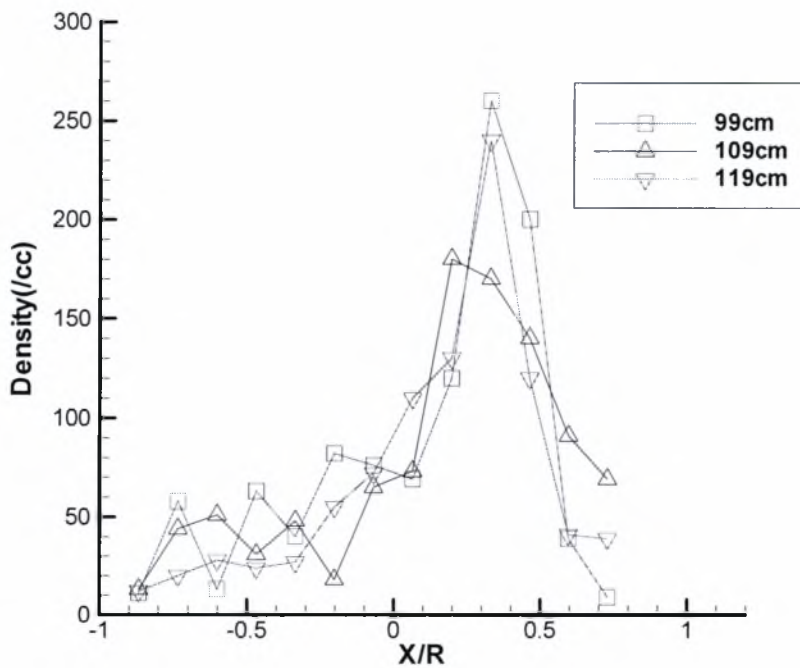


Σχήμα 5-8: Σύγκριση προφίλ ταχυτήτων σωματιδίων 5 μ m ποσότητας 0,025gr/lt (2gr)

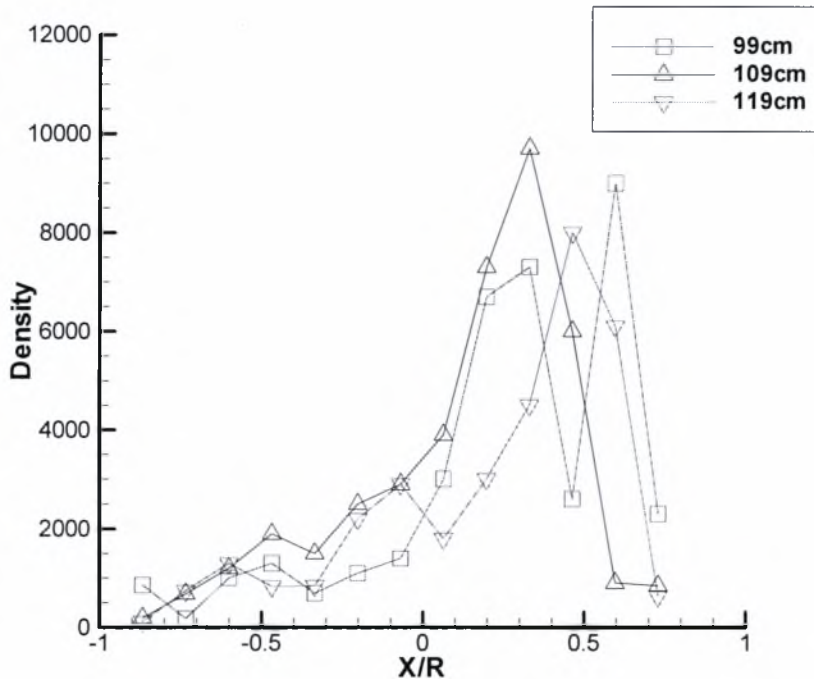


Σχήμα 5-9: Σύγκριση διακύμανσης ταχυτήτων σωματιδίων 5 μ m ποσότητας 0,025gr/lt (2gr)

Στα Σχήματα 5-10 και 5-11 παρουσιάζεται η κατανομή της συγκέντρωσης των σωματιδίων σε τρία διαφορετικά ύψη για σωματίδια 10μm και 5 μm, αντίστοιχα. Η κατανομή των σωματιδίων παρουσιάζει παρόμοια συμπεριφορά και για τις τρεις θέσεις ύψους με τις μέγιστες συγκεντρώσεις να παρουσιάζονται στο δεξί μέρος του διαγράμματος, λίγο μετατοπισμένες από το κέντρο της διαμέτρου του αγωγού. Για ακόμη μία φορά η συγκέντρωση των σωματιδίων δείχνει ότι δεν είναι ανεπτυγμένη πλήρως η ροή. Τα σωματίδια των 5μm έχουν και αυτά την τάση να συγκεντρώνονται προς την δεξιά πλευρά του συγκριτικού διαγράμματος των τριών κατανομών.

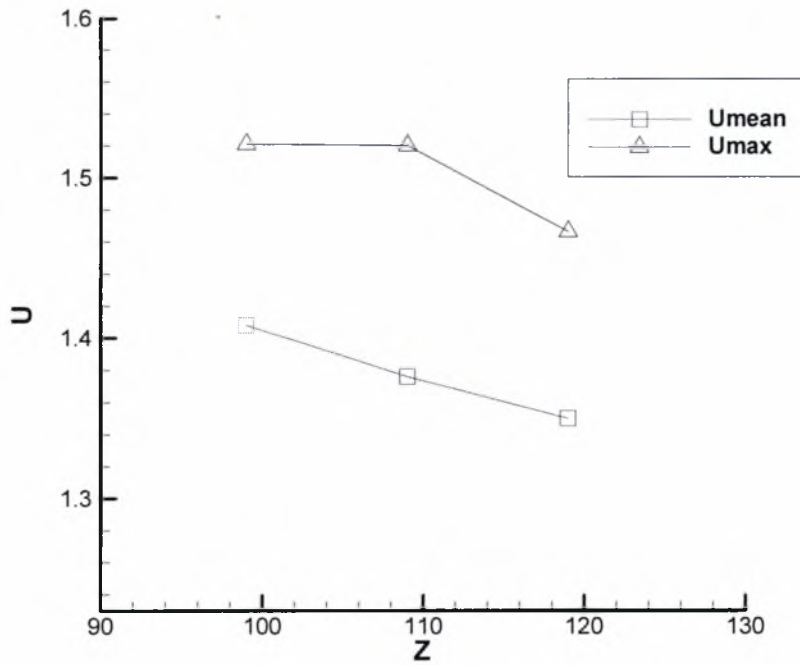


Σχήμα 5-10: Κατανομή σωματιδίων 10μm

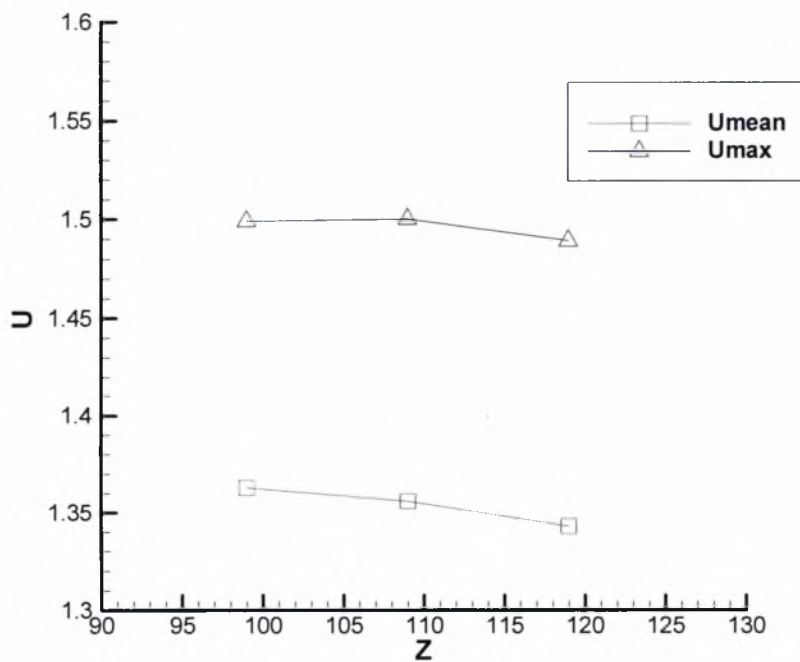


Σχήμα 5-11: Κατανομή σωματιδίων 5μm

Στα Σχήματα 5-12 και 5-13 παρουσιάζονται οι μεταβολές της μέγιστης και της μέσης ταχύτητας των σωματιδίων 10 και 5μm αντίστοιχα στην κατακόρυφη διεύθυνση για τα ύψη των 99, 109 και 119cm. Για τα σωματίδια των 10μm, τόσο η μέγιστη όσο και η μέση ταχύτητα μειώνονται, γεγονός που δείχνει ότι η ροή δεν είναι πλήρως ανεπτυγμένη. Για τα σωματίδια των 5μm, η μείωση είναι μικρή και μπορεί να γίνει η υπόθεση ότι φτάνει σε μία κατάσταση περίπου ανεπτυγμένη. Με εξαίρεση την τελευταία κατακόρυφη θέση, η μέγιστη ταχύτητα είναι μεγαλύτερη για τα σωματίδια των 10μm, που οφείλεται στην μεγαλύτερη αδράνειά τους και κατά συνέπεια στην μεγαλύτερη μάζα τους. Γενικά, τα σωματίδια των 10μm, αναπτύσσουν μεγαλύτερες ταχύτητες από των 5μm, γεγονός που αντανακλάται στις τιμές της μέσης αλλά και της μέγιστης ταχύτητας όπου η τελευταία αναφέρεται στο κέντρο της ακτινικής διεύθυνσης του σωλήνα.



Σχήμα 5-12: Μεταβολές μέσης και μέγιστης αξονικής ταχύτητας για σωματίδια 10µm

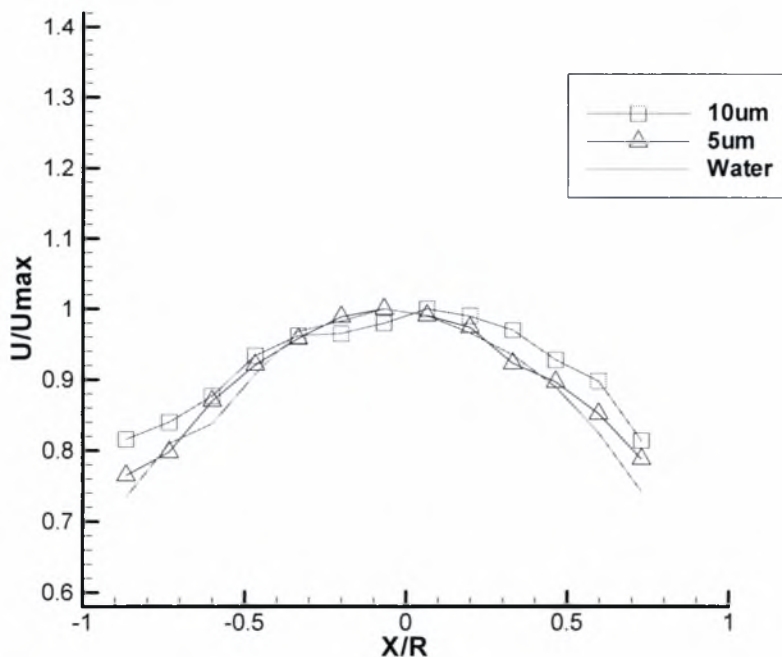


Σχήμα 5-13: Μεταβολές μέσης και μέγιστης αξονικής ταχύτητας για σωματίδια 5µm

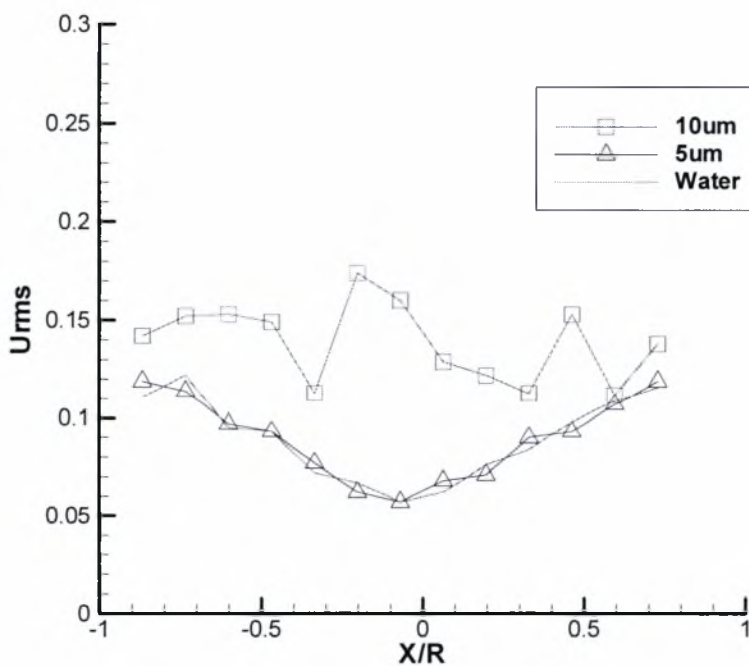
Στη συνέχεια, συγκρίνονται οι ακτινικές κατανομές των ταχυτήτων και της διακύμανσης αυτών, μεταξύ συνεχούς φάσης (νερό) και σωματιδίων 5 μm και 10 μm , ποσότητας 0,025gr/lit (2gr) αντίστοιχα. Η μέτρηση αφορά στην πιο μακρινή απόσταση από την είσοδο της ροής στον σωλήνα, όπου μπορούσαν να πραγματοποιηθούν οι μετρήσεις, σε ύψος 119cm. Στο Σχήμα 5-14 παρουσιάζεται το συγκεντρωτικό διάγραμμα των κατανομών των ταχυτήτων. Παρατηρείται ότι τα σωματίδια των 10 μm εμφανίζουν μεγαλύτερη ταχύτητα κοντά στα άκρα του τοιχώματος σε σχέση με τα σωματίδια των 5 μm που έχουν λίγο μικρότερη. Και στις δύο περιπτώσεις οι ταχύτητες στα τοιχώματα είναι μεγαλύτερες σε σχέση με την ταχύτητα της συνεχούς φάσης της ροής. Τα σωματίδια μεταφέρονται από το ρευστό προς τα τοιχώματα όπου μεταπίπτουν σταδιακά σε περιοχές με χαμηλότερες ταχύτητες. Εξαιτίας της αδράνειάς τους, κοντά στο τοίχωμα, τα σωματίδια είναι ικανά να αναπτύσσουν μεγαλύτερες ταχύτητες σε σχέση με την συνεχή φάση.

Αξίζει να αναφερθεί ότι παρόλο που η ταχύτητα της συνεχούς φάσης είναι σχεδόν συμμετρική, τα σωματίδια παρουσιάζουν ασύμμετρη κατανομή, δείχνοντας ότι τα σωματίδια δεν έχουν φτάσει σε πλήρως ανεπτυγμένη κατάσταση, γεγονός που αποδίδεται κυρίως στον τρόπο εισαγωγής των σωματιδίων στο σύστημα ροής. Τα σωματίδια, επιπλέον μπορεί να απαιτούν περισσότερο μήκος ανάπτυξης για να φτάσουν σε μία σταθερή πλήρως ανεπτυγμένη κατάσταση.

Στο Σχήμα 5-15 παρουσιάζεται το διάγραμμα της διακύμανσης των ταχυτήτων για την παραπάνω περίπτωση. Σε όλες τις περιπτώσεις, οι μέγιστες τιμές εμφανίζονται στα άκρα, ενώ στο κέντρο του σωλήνα οι ελάχιστες. Τα 5 μm δεν παρουσιάζουν μεγάλη διαφορά σε σχέση με την διακύμανση της συνεχούς φάσης. Αντίθετα για τα 10 μm , η διακύμανση δεν παρουσιάζει ξεκάθαρη τάση, πέρα του γεγονότος ότι είναι σε υψηλότερα επίπεδα. Αυτή η τάση δείχνει ότι τα σωματίδια των 10 μm είναι πιο ικανά στην ανακατανομή της ορμής που παίρνουν από την τύρβη του ρευστού κατά μήκος της ακτινικής διεύθυνσης του σωλήνα. Το γενικότερο συμπέρασμα που προκύπτει είναι ότι τα σωματίδια των 5 μm λόγω μικρότερου μεγέθους και μάζας δείχνουν να ακολουθούν καλύτερα την ροή στην συγκεκριμένη περίπτωση σε αντίθεση με εκείνα των 10 μm .

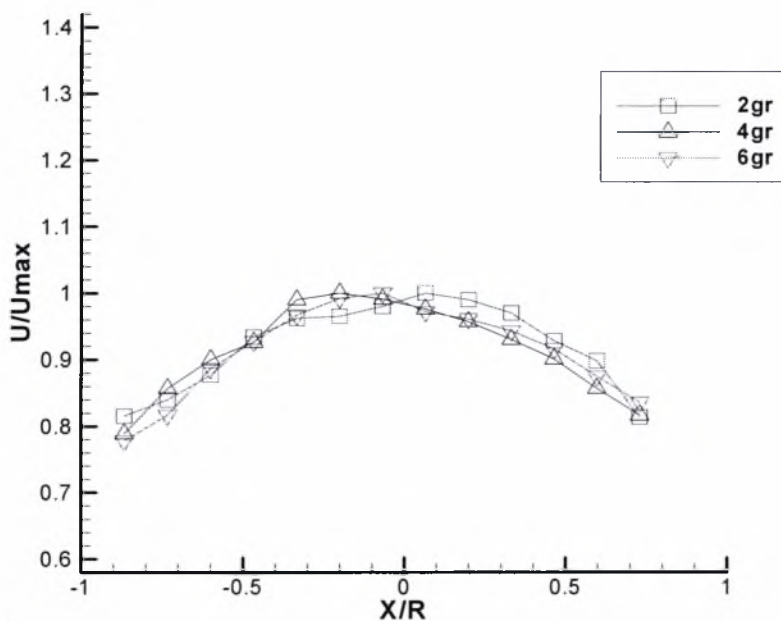


Σχήμα 5-14: Κατανομή ταχυτήτων σωματιδίων 5μm, 10μm και συνεχούς φάσης

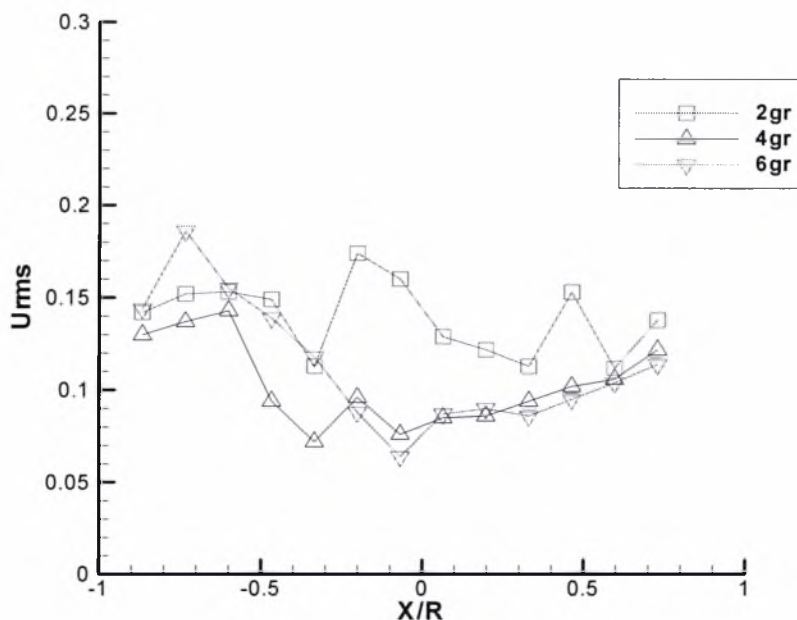


Σχήμα 5-15: Κατανομή διακύμανσης ταχυτήτων σωματιδίων 5μm, 10μm και συνεχούς φάσης

Στη συνέχεια παρουσιάζεται η επίδραση της συγκέντρωσης των σωματιδίων των 10 μ m στις ταχύτητες και τις διακυμάνσεις αυτών. Οι μετρήσεις έγιναν στην χαμηλότερη κατακόρυφη θέση (119cm) και για τρεις διαφορετικές συγκεντρώσεις 0,025gr/lit (2gr), 0,05gr/lit (4gr) και 0,075gr/lit (6gr).



Σχήμα 5-16: Κατανομή ταχυτήτων σωματιδίων 10 μ m για τρεις διαφορετικές συγκεντρώσεις

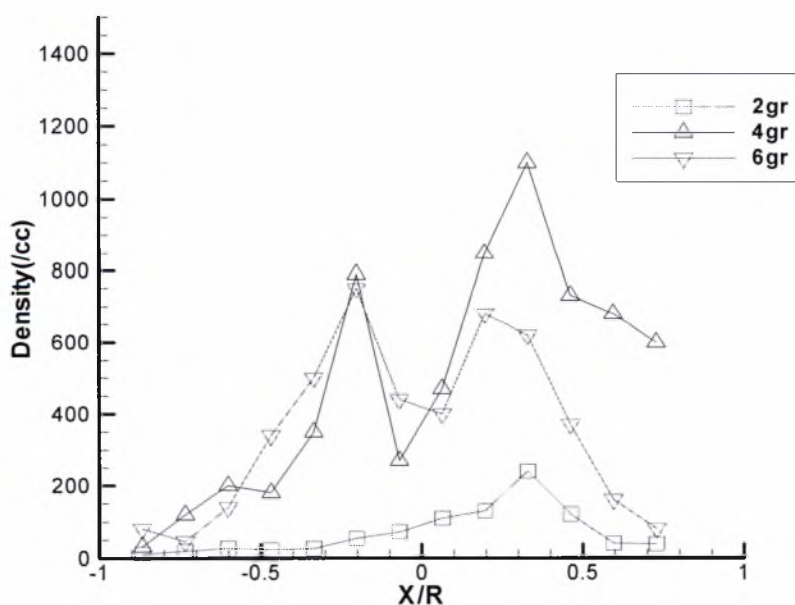


Σχήμα 5-17: Κατανομή διακύμανσης ταχυτήτων σωματιδίων 10μm για τρεις διαφορετικές συγκεντρώσεις

Στο Σχήμα 5-16 παρουσιάζεται το συγκεντρωτικό διάγραμμα κατανομής των ταχυτήτων για τα σωματίδια των 10μm για τις προαναφερθείσες τρεις συγκεντρώσεις. Από το διάγραμμα παρατηρείται κυρίως για το αριστερό μέρος του, μια ελάχιστη αλλά σταδιακή πτώση των ταχυτήτων τους κοντά στο τοίχωμα με την αύξηση των συγκεντρώσεων των σωματιδίων. Αυτό το γεγονός μπορεί να οφείλεται στην αύξηση της αδράνειας τους λόγω μεγαλύτερης συγκέντρωσης με αποτέλεσμα τα σωματίδια να μην μπορούν να ακολουθήσουν πλήρως την ροή από έναν αριθμό κρίσιμης συγκέντρωσης και πάνω. Στο δεξιό άκρο του διαγράμματος αντιθέτως παρουσιάζεται μία σχεδόν απόλυτη ταύτιση των ταχυτήτων γεγονός που υποδηλώνει και από τα προηγούμενα ότι η ροή δεν είναι πλήρως ανεπτυγμένη και ότι τα σωματίδια των 10μm συμβάλλουν στην ένταση της τύρβης.

Στο Σχήμα 5-17 παρατηρείται μια παρόμοια τάση της διακύμανσης των ταχυτήτων στην ακτινική διεύθυνση όσον αφορά την διαμόρφωση των τριών γραφημάτων. Παρά το γεγονός αυτό, η υψηλότερη διακύμανση παρατηρείται στα 0,025gr/lit (2gr), χωρίς να παρουσιάζει μια ξεκάθαρη τάση, ενώ των 0,05gr/lit (4gr) και 0,075gr/lit (6gr) βρίσκονται σε χαμηλότερα επίπεδα. Στα 0,05gr/lit και 0,075gr/lit τείνει στο δεξιό άκρο του διαγράμματος μια εξομάλυνση των δύο γραφημάτων σε σχέση με εκείνο των 2gr.

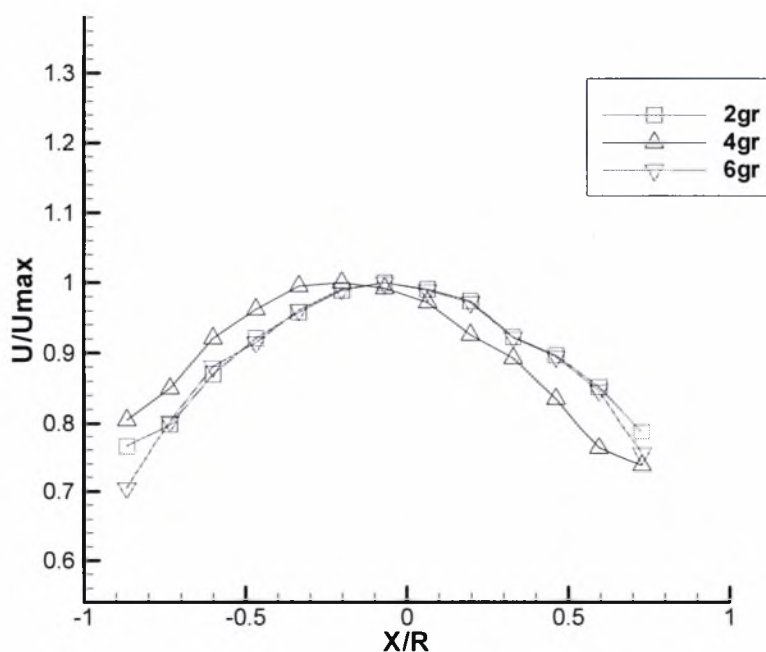
Στο Σχήμα 5-18 παρουσιάζεται το συγκριτικό διάγραμμα της κατανομής συγκέντρωσης για σωματίδια 10 μm . Παρατηρείται ότι για συγκέντρωση 0,025gr/lit (2gr) σωματιδίων η κατανομή τους αρχίζει και αυξάνει προς το κέντρο του σωλήνα με μια μέγιστη τιμή μετατοπισμένη προς το δεξιό τμήμα του διαγράμματος. Στην συνέχεια όμως ο αριθμός των σωματιδίων αρχίζει πάλι να μειώνεται πλησιάζοντας προς το τοίχωμα και αγγίζει την τιμή του αντιδιαμετρικού σημείου. Για συγκέντρωση 0,05gr/lit (4gr) σωματιδίων παρατηρείται πάλι σταδιακή αύξηση του αριθμού των σωματιδίων προς το κέντρο με μέγιστο στα δεξιά του διαγράμματος. Στα δύο άκρα υπάρχει άνιση κατανομή σωματιδίων με την μεγαλύτερη να βρίσκεται στο δεξί άκρο του διαγράμματος και την ελάχιστη στο αριστερό. Φαίνεται επίσης το γεγονός ότι παρά τον μεγαλύτερο αριθμό σωματιδίων στο δεξί μέρος αρχίζει η σταδιακή πτώση του αριθμού προς το τοίχωμα. Στα 0,075gr/lit (6gr) σωματιδίων παρατηρείται μια πιο ομαλή κατανομή και διακρίνεται η τάση τα περισσότερα σωματίδια να συγκεντρώνονται κοντά στο κέντρο και λιγότερα προς τα τοιχώματα του σωλήνα. Από την σύγκριση των διαγραμμάτων για συγκέντρωση 4 και 6gr προκύπτει ότι ενώ στο διάγραμμα συγκέντρωσης 4gr φαίνεται να παρουσιάζονται περισσότερα σωματίδια, εντούτοις η διασπορά των σωματιδίων που παρατηρείται για συγκέντρωση 6gr είναι αρκετά μεγαλύτερη και πιο ομοιόμορφη, αφού δεν υπάρχει μέγιστο συγκέντρωσης μόνο σε ένα σημείο της ακτινικής διεύθυνσης.



Σχήμα 5-18: Κατανομή αριθμού σωματιδίων 10 μm για τρεις διαφορετικές συγκεντρώσεις

Στη συνέχεια μελετήθηκε η επίδραση σωματιδίων 5 μm στην κατανομή των ταχυτήτων και την διακύμανση αυτών, καθώς και η κατανομή της συγκεντρώσής τους κατά μήκος της ακτινικής διεύθυνσης του σωλήνα. Το συγκεκριμένο πείραμα όπως και προηγουμένως στα σωματίδια των 10 μm , πραγματοποιήθηκε για τρεις συγκεντρώσεις των 2, 4 και 6gr στο χαμηλότερο σημείο του σωλήνα (119cm).

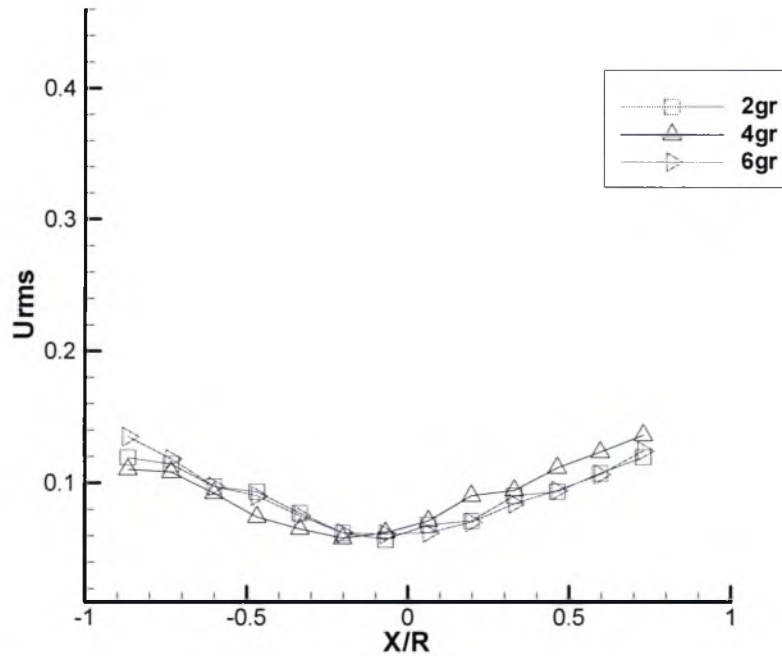
Στο Σχήμα 5-19 από τις κατανομές των ταχυτήτων για τις συγκεντρώσεις των 2 και 6gr προκύπτει μία ξεκάθαρη τάση όσον αφορά τις ταχύτητες κοντά στα τοιχώματα. Και στα δύο άκρα παρατηρείται ότι η καμπύλη των 2gr έχει μικρότερες ταχύτητες σε σχέση με εκείνη των 4gr. Και εδώ προκύπτει το συμπέρασμα όπως και στα 10 μm , ότι αύξηση της συγκέντρωσης συνεπάγεται πτώση της ταχύτητας στην συγκεκριμένη περιοχή. Στις υπόλοιπες θέσεις της ακτινικής διεύθυνσης παρατηρείται απόλυτη ταύτιση μεταξύ των δύο γραφημάτων. Σχετικά με την καμπύλη των 4 gr δεν μπορεί να εξαχθεί ασφαλές συμπέρασμα αφού παρουσιάζει ανομοιόμορφη τάση στα δύο άκρα, γεγονός που μπορεί να οφείλεται σε στιγμιαία αύξηση της έντασης της τύρβης .



Σχήμα 5-19: Κατανομή ταχυτήτων σωματιδίων 5 μm για τρεις διαφορετικές συγκεντρώσεις

Στο Σχήμα 5-20 απεικονίζονται τα τρία γραφήματα της διακύμανσης των ταχυτήτων για τις αντίστοιχες συγκεντρώσεις των 5 μm . Όπως παρατηρείται οι διακυμάνσεις των 2 και 6gr παρουσιάζουν παρόμοια συμπεριφορά με εκείνη των ταχυτήτων που παρουσιάστηκε

προηγουμένως, μόνο που στην συγκεκριμένη περίπτωση οι διακυμάνσεις στα άκρα είναι σχεδόν ταυτόσημες. Και εδώ όσον αφορά την περίπτωση των 4gr δεν παρατηρείται συμμετρία στα άκρα για τους ίδιους λόγους που εξηγήθηκαν προηγουμένως στο διάγραμμα κατανομής ταχυτήτων.

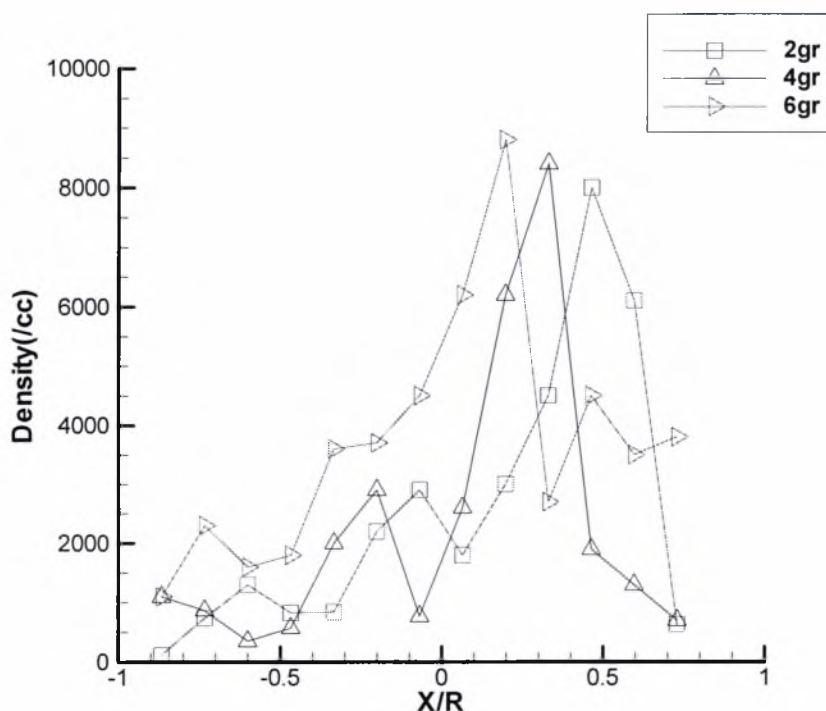


Σχήμα 5-20: Κατανομή διακύμανσης ταχυτήτων σωματιδίων 5μm για τρεις διαφορετικές συγκεντρώσεις

Στο Σχήμα 5-21 φαίνεται η κατανομή του αριθμού των σωματιδίων στην ακτινική διεύθυνση του σωλήνα για συγκεντρώσεις 2, 4 και 6gr. Για όλες τις συγκεντρώσεις παρατηρείται παρόμοια τάση ως προς την κατανομή των σωματιδίων, η οποία παρουσιάζει σε κάθε περίπτωση μέγιστο αριθμό στο δεξιό τμήμα του διαγράμματος. Σε όλες τις περιπτώσεις ο μέγιστος αριθμός σωματιδίων βρίσκεται λίγο μετά το κέντρο της διαμέτρου του σωλήνα αλλά κοντά στα τοιχώματα ο αριθμός των σωματιδίων ελαχιστοποιείται και είναι σχεδόν ίδιος για το κάθε άκρο.

Το γεγονός της μη ομοιόμορφης και μη συμμετρικής κατανομής των σωματιδίων μπορεί να οφείλεται στην αυξημένη ένταση της τύρβης, στην μη καλή εισαγωγή των

σωματιδίων στο σύστημα της ροής (με αποτέλεσμα να μην υπάρχει παντού καλή διασπορά τους), καθώς και σε ιδιαίτερα χαρακτηριστικά σκέδασης των συγκεκριμένων σωματιδίων που μπορεί να επηρεάζουν σε κάποιο βαθμό τις μετρήσεις του συστήματος PDA. Με την αύξηση της συγκέντρωσης τα περισσότερα σωματίδια δείχνουν να κατανέμονται προς την περιοχή που βρίσκεται κοντά στο κέντρο του σωλήνα.

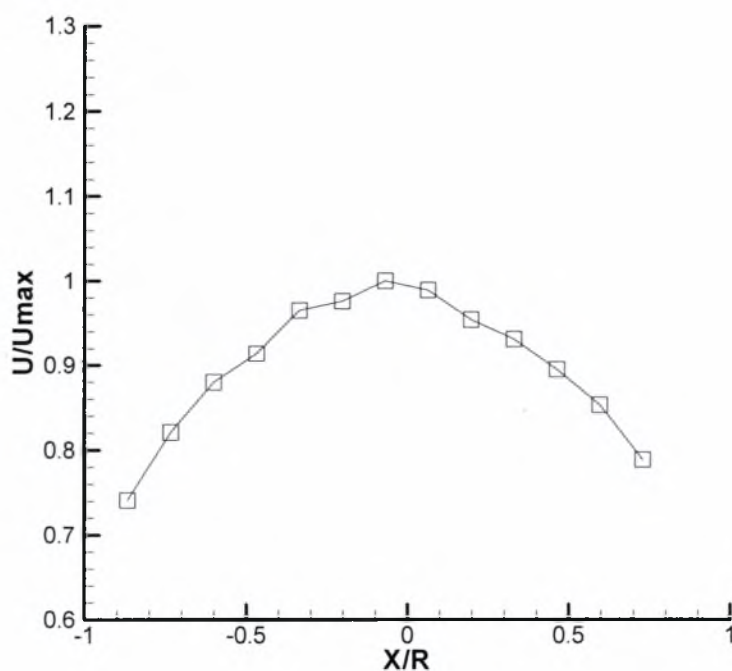


Σχήμα 5-21: Κατανομή σωματιδίων 5µm για τρεις διαφορετικές συγκεντρώσεις

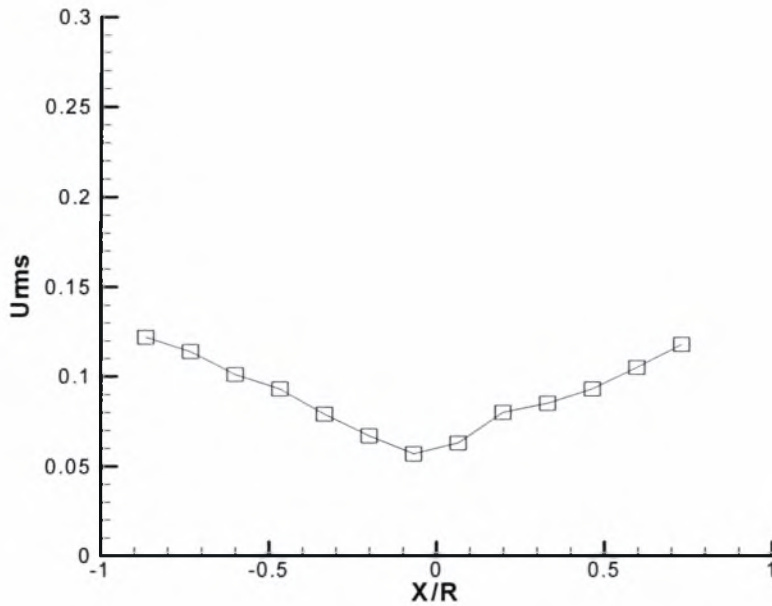
Η τελευταία περίπτωση που εξετάστηκε, είναι οι αλληλεπιδράσεις μεταξύ σωματιδίων και ρευστού στην περίπτωση χρησιμοποίησης ταυτόχρονα σωματιδίων 5 και 10 µm, ισόποσων συγκεντρώσεων. Οι μετρήσεις έγιναν στην χαμηλότερη κατακόρυφη θέση των 119cm από την είσοδο της ροής στον σωλήνα και συνολικής συγκέντρωσης 4gr. Στα Σχήματα 5-22 και 5-23 παρουσιάζονται τα διαγράμματα της κατανομής των ταχυτήτων και της διακύμανσης τους στις διάφορες θέσεις της ακτινικής διεύθυνσης του σωλήνα.

Από το διάγραμμα του Σχήματος 5-22 παρατηρείται μία αρκετά συμμετρική κατανομή των ταχυτήτων ενώ δεν παρατηρούνται διακυμάνσεις της ταχύτητας μήκος στην ακτινική διεύθυνση σε σύγκριση με τις κατανομές που παρουσιάστηκαν προηγουμένως για τα σωματίδια των 5 και 10 μm .

Στο Σχήμα 5-23 παρατηρείται απόλυτη συμμετρία ως προς την διακύμανση της ταχύτητας όπως συμβαίνει και με την κατανομή της ταχύτητας. Το γεγονός αυτό μπορεί να οφείλεται στο ότι η ταυτόχρονη χρησιμοποίηση σωματιδίων 5 και 10 μm , μπορεί να προκαλεί μείωση της έντασης της τύρβης με αποτέλεσμα να αποσβένεται η ορμή του ρευστού εξαιτίας εσωτερικών δυνάμεων που τυχόν ασκούνται μεταξύ των σωματιδίων.

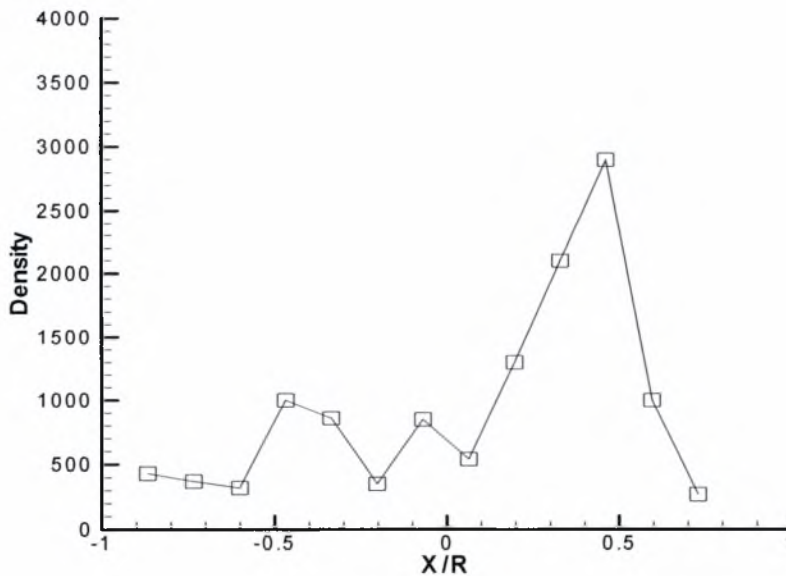


Σχήμα 5-22: Κατανομή της ταχύτητας για σωματίδια 5 και 10 μm



Σχήμα 5-23: Κατανομή διακύμανσης ταχύτητας για σωματίδια 5 και 10μm

Στο Σχήμα 5-24 παρουσιάζεται η ακτινική κατανομή της συγκέντρωσης των σωματιδίων. Η μέγιστη συγκέντρωση τους παρατηρείται στο δεξιό μέρος του σωλήνα και έχει αντίστοιχη συμπεριφορά με την κατανομή των σωματιδίων που παρουσιάστηκαν στα προηγούμενα διαγράμματα.



Σχήμα 5-24: Κατανομή μεγέθους σωματιδίων 5 και 10μm ίδιας συγκέντρωσης

6 Συμπεράσματα και Προτάσεις

Στο Κεφάλαιο 6 παρουσιάζονται συμπεράσματα που προκύπτουν από τα πειραματικά αποτελέσματα. Στην συνέχεια γίνονται ορισμένες προτάσεις για τη βελτίωση της πειραματικής διάταξης και προτείνονται κάποιες ιδέες για περαιτέρω μελλοντική έρευνα σχετικά με τις τυρβώδεις διφασικές ροές.

6.1 Συμπεράσματα

Τα συμπεράσματα που μπορούν να προκύψουν είναι τα εξής:

1. Εξελίχθηκε και διαμορφώθηκε η παρούσα πειραματική διάταξη όσο το δυνατόν καλύτερα με την βελτίωση στήριξης του συστήματος PDA και την απόλυτη οριζοντίωση των δύο μερών του (πομπός δέσμης Laser-αποδέκτης σήματος). Τοποθετήθηκε γυάλινος σωλήνας για καλύτερη ευκρίνεια του όγκου ελέγχου και μεγαλύτερη διαπερατότητα της δέσμης Laser στην προς εξέταση ροή, ενώ και ο καθαρισμός του γινόταν πολύ εύκολα αφού δημιουργούνταν λίγες επικαθίσεις στα τοιχώματα του μετά το πέρας των πειραμάτων.
2. Πιστοποιήθηκε το σύστημα του PDA ως προς την επαναληψιμότητα των μετρήσεων έτσι ώστε οι μετρήσεις να έχουν ένα υψηλό επίπεδο αξιοπιστίας.
3. Επιτεύχθηκε ο καθαρισμός του νερού της ροής, με χρησιμοποίηση φίλτρων, από κάθε είδους ακαθαρσία.
4. Τα σωματίδια των 5μm ακολουθούν σε μεγάλο βαθμό τη ροή της συνεχής φάσης. Παρόλα αυτά παρατηρείται μια μικρή αύξηση της ταχύτητας κοντά στα τοιχώματα του σωλήνα εξαιτίας της αδράνειας τους. Με την αύξηση της συγκέντρωσης τους διακρίνεται μια μικρή πτώση της ταχύτητας τους προς το τοίχωμα ενώ παρατηρείται μετατόπιση των σωματιδίων από τα τοιχώματα προς το κέντρο του σωλήνα.

5. Τα σωματίδια των 10 μ m διαφοροποιούνται σε σχέση με την συνεχή φάση σε μεγαλύτερο βαθμό από εκείνα των 5 μ m, καθώς παρουσιάζουν μεγαλύτερες ταχύτητες κοντά στο τοίχωμα εξαιτίας της μεγαλύτερης αδράνειας που έχουν λόγω μεγέθους και μάζας. Η αύξηση της συγκέντρωσης τους μειώνει τις ταχύτητες σταδιακά κοντά στο τοίχωμα ενώ αυξάνονται προς το κέντρο του σωλήνα. Αυτό συμβαίνει εξαιτίας της μετατόπισης τους από τα άκρα προς το κέντρο όπου επικρατούν υψηλότερα πεδία ταχυτήτων.
6. Τα σωματίδια των 10 μ m αναπτύσσουν υψηλότερες μέσες και μέγιστες ταχύτητες σε όλο το πεδίο της ροής σε σχέση με εκείνα των 5 μ m, γεγονός που οφείλεται στην μεγαλύτερη αδράνειά τους και κατά συνέπεια στην μεγαλύτερη μάζα τους.
7. Συγκριτικά με την συνεχή φάση του νερού τα σωματίδια των 10 μ m εμφανίζουν μεγαλύτερη ταχύτητα κοντά στα άκρα του τοιχώματος, ενώ τα σωματίδια των 5 μ m παρουσιάζουν λίγο μικρότερη.

6.2 Προτάσεις

Στην συγκεκριμένη ενότητα θα παρατεθούν κάποιες προτάσεις που αφορούν την βελτιστοποίηση της πειραματικής διάταξης καθώς και κάποιες σκέψεις για μελλοντικές εργασίες.

1. Θα ήταν χρήσιμο να τοποθετηθεί ένα διαφορετικό πακέτο φακών στον πομπό της δέσμης του Laser και στον φακό-αποδέκτη, που να έχουν μεγαλύτερο μήκος εστίασης με σκοπό να μετρηθούν με ακρίβεια και αξιοπιστία σωματίδια μεγαλύτερων διαμέτρων από τα συγκεκριμένα.
2. Το τραπέζι κίνησης X-Y-Z στο οποίο εδράζονται τα δύο μέρη του PDA θα ήταν σκόπιμο να αλλαχθεί με ένα καλύτερης ακρίβειας και μεγαλύτερης σταθερότητας κατά την κίνηση του.
3. Προτείνεται να αγοραστεί συσκευή υπερήχων η οποία αναδύει και κατανέμει όσο το δυνατόν καλύτερα τα σωματίδια, στο διάλυμα που

πρόκειται να εισέλθει στη ροή. Αυτό έχει σαν σκοπό να δημιουργείται μεγαλύτερη διασπορά κατά την είσοδο τους στην ροή.

4. Απαραίτητη αλλαγή θεωρείται η μετακίνηση του πάνω δοχείου του νερού στην ίδια ευθεία με τον κατακόρυφο σωλήνα ούτως ώστε να μην εισέρχεται η ροή ανομοιόμορφα σε αυτόν.
5. Επιθυμητή θα ήταν η προσθήκη ενός υδροκυκλώνα ώστε να γίνεται με άμεσο και εύκολο τρόπο η απομάκρυνση των σωματιδίων από τη ροή.
6. Θα είχε ενδιαφέρον ως συνέχεια της παρούσας διπλωματικής εργασίας να γίνει χρήση σωματιδίων μεγαλύτερης διαμέτρου από εκείνη των 10 μm , έτσι ώστε η επίδραση τους στην ροή να είναι μεγαλύτερη.
7. Να γίνει προσπάθεια μέτρησης της πτώσης πίεσης.

7 ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

1. Dai G.Q., Chen W.M., Li J.M. & L.Y. Chu, 1999, 'Experimental study of solid-liquid two-phase flow in a hydrocyclone', *Chemical Eng. Journal*, Vol. 74, pp. 211-216
2. Stevenson W. H., Thompson H.D. & R.R. Graig, 1984, 'Laser Velocimeter Measurements in Highly Turbulent Recirculation Flows', *Fluids Eng. Journal*, Vol.106, pp. 173-180
3. Kulick J.D., Fessler J.R. & J.K. Eaton, 1994, 'Particle response and turbulence modification in fully developed channel flow', *J.Fluid Mech.*, Vol.277, pp. 109-134
4. Cole D.R. & Glauser M.N., 1998, 'Flying hot-wire measurements in an axisymmetric sudden expansion' *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 18, pp 150-167
5. Lain Santiago, Sommerfeld Martin & Johannes Kussin, 2002, 'Experimental studies and modelling of four-way coupling in particle-laden horizontal channel flow' Vol. 23, pp. 647-656
6. Founti M. & A Klipfel, 1998, 'Experimental and computational investigations of nearly dense two-phase sudden expansion flows', *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 17, pp. 27-36
7. Choi Y.D. & W.K. Chung, 1983, 'Analysis of turbulent gas-solid suspension flow in a pipe', *Fluids Eng. Journal*, Vol. 105, pp. 329-334
8. Sato Y. & K. Hishida, 1996, 'Transport process of turbulence energy in particle-laden turbulent flow' *Heat and Fluid Flow Journal*, Vol. 17, pp. 202-210
9. Zhou L.X., Chen T. Li T. & Y Xu, 2000, 'Studies on the effect of swirl numbers on strongly swirling turbulent gas-particle flows using a phase Doppler particle anemometer', *Powder Tech.*, Vol. 112, pp. 79-86
10. Oliveira P.J. & F.T. Pinho, 1997, 'Pressure drop coefficient of laminar Newtonian flow in axisymmetric sudden expansions', *Heat and Fluid Flow Journal*, Vol. 18, pp. 518-529
11. Chiang T.P., Sheu T.W.H. & S.K. Wang, 2000, 'Side wall effects on the structure of laminar flow over a plane-symmetric sudden expansion', *Computers and Fluids*, Vol. 29, pp. 467-492
12. Liao CM., Lin W.Y. & L.X. Zhou, 1997, 'Simulation of particle-fluid turbulence interaction in sudden expansion flows', *Powder Tech.*, Vol. 90, pp. 29-38
13. Ahmadi G. & Q. Chen, 1998, 'Dispersion and deposition of particles in a turbulent pipe flow with sudden expansion' *Aerosol Science Journal*, Vol. 29, pp. 1097-1116
14. McAndrew D., Coppen S. & C.B. Rogers, 2001, 'Measurement of fluid turbulence along the path of a heavy particle in a backward-facing step flow', *Multiphase Flow Journal*, Vol. 27, pp. 1517-1532
15. Furuichi N., Takeda Y. & M. Kumada, 2003, 'Spatial structure of the flow through an axisymmetric sudden expansion', *Experiments in Fluids*, Vol. 34, pp. 643-650
16. Guo B., Langrish T.A.G. & D. F. Fletcher, 2002, 'CFD simulation of precession in sudden expansion flows with a low inlet swirl', *Applied Mech. Modelling*, Vol. 26, pp. 1-15
17. Gooray A.M., Watkins C.B. & W. Aung, 1985, 'Turbulent heat transfer computations for rearward-facing steps and sudden pipe expansions', *Heat Transfer Journal*, Vol. 107, pp. 70-76
18. Mathiesen V., Solberg T. & B.H. Hjertager, 2000, 'An experimental and

- computational study of multiphase flow behaviour in a circulating fluidized bed', *Multiphase Flow Journal*, Vol. 26, pp. 387-419
19. Zhou H., Lu J. & L. Lin, 2000, 'Turbulence structure of the solid phase in transition region of a circulating fluidized bed', *Chemical Eng. Science*, Vol. 55, pp. 839-847
 20. Fan J., Shi J., Zheng Y. & K. Cen, 1997, 'Particle-turbulence interactions in the turbulent boundary layer for cross flow over a tube', *Chemical Eng. Journal*, Vol. 66, pp. 201-206
 21. Cen K., Qiu K., Liang S., Yan J., Shen Y. & Pan G., Li X., M. Ni, 1998, 'To characterize two-phase flows around a finned tube using the three-dimensional particle dynamics analyzer (PDA) and numerical calculation', *Powder Tech.*, Vol. 95, pp. 129-135
 22. Xu M., Yuan J., Han C & C. Zheng, 1995, 'Investigation of particle dynamics and pulverized coal combustion in a cavity bluff-body burner', *Fuel*, Vol. 12, pp. 1913-1917
 23. Aisa L., Garcia J.A., Cerecedo L.M. & Garcia Palacin I., E. Calvo, 2002, 'Particle concentration and local mass flux measurements in two-phase flows with PDA. Application to a study on the dispersion of spherical particles in a turbulent air jet', *Multiphase Flow Journal*, Vol. 28, pp. 301-324
 24. Gillilandt I., Fritsching U. & K. Bauckhage, 2001, 'Measurement of phase interaction in dispersed gas/particle two-phase flow', *Multiphase Flow Journal*, Vol. 27, pp. 1313-1332
 25. Α. Θ. Παπαιωάννου, 'Μηχανική των Ρευστών', 1996
 26. Phase Doppler Particle Analyzer, 'Operations Manual', 1987
 27. Vlachos, N.S. 'Measurements and calculation of flow in small diameter ducts; particularly in venules', PhD thesis, Imperial College, London University, 1997
 28. Βλάχος, Ν., 'Οπτικοί αισθητήρες Laser για μετρήσεις ροών', Αισθητήρες 1993, Ημερίδα ΤΕΕ., Αθήνα 1993
 29. Caraman N., Borée J.& O. Simonin, 2003, 'Effect of collisions on the dispersed phase fluctuation in a dilute tube flow: Experimental and theoretical analysis', *Physics of Fluids*, Vol.15
 30. Qiu H.-H. & C.T. Hsu 2004, 'The impact of high order refraction on optical microbubble sizing in multiphase flows', *Experiments in Fluids*, Vol.36, pp.100-107
 31. Δριτσέλης, Χρ., 'Μελέτη τυρβωδών διαφασικών ροών αέρα-σωματιδίων σε αγωγούς', Διδακτορική διατριβή, Παν. Θεσσαλίας, 2002-



ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ
ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ



004000074180

