

ΑΤΕΙ ΠΑΤΡΑΣ  
ΣΧΟΛΗ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΚΩΝ ΕΦΑΡΜΟΓΩΝ  
ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΙΑΣ  
ΤΟΜΕΑΣ ΕΝΕΡΓΕΙΑΣ

## ΠΤΥΧΙΑΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

# Πειραματική Μελέτη Εξέλιξης Πεδίου Ταχυτήτων και Μεγέθους σταγονιδίων κατά τον Ψεκάσμο Εναλλακτικών Καυσίμων Αεροσκαφών Υψηλών Πίεσεων.

Γεωργακόπουλος Σωτήριος  
Παπασπυρόπουλος Αθανάσιος

A.M. 4824  
A.M. 4246



Εισηγητές

Βούρος Ανδρέας  
Ρωμαίος Αλέξανδρος

Εργαστηριακός Συνεργάτης 2010- 11  
Επιστημονικός Συνεργάτης

ΠΑΤΡΑ Μάιος 2012



## Πίνακας Περιεχομένων

1	Εισαγωγή.....	2
1.1	Σύντομη βιβλιογραφική Ανασκόπηση .....	5
2	Δυναμική Σταγονιδίων.....	13
2.1	Διαδικασία Διάσπασης σε Σταγονίδια (Atomization).....	13
2.2	Σχηματισμός Στατικής Σταγόνας.....	14
2.3	Σχηματισμός και διάσπαση του spray (Breakup of Drops) .....	15
2.4	Διάσπαση Σταγόνας σε Ρεύμα Αέρα.....	16
2.5	Διάσπαση Υγρών Jet (Disintegration of Liquid Jets) .....	25
2.6	Επίδραση του Προφίλ των Ταχυτήτων.....	28
2.7	Μεγέθη Σταγονιδίων .....	31
2.8	Γραφική Αναπαράσταση Μεγεθών.....	32
2.9	Μαθηματικές Συναρτήσεις Κατανομών .....	34
2.9.1	Κανονική Κατανομή (Normal Distribution) .....	35
2.9.2	Λογαριθμική Κανονική Κατανομή (Log-Normal Distribution).....	36
2.10	Εμπειρικές Συναρτήσεις Κατανομών.....	37
2.10.1	Nukiyama – Tanasawa.....	37
2.10.2	Rosin-Rambler .....	37
2.10.3	Τροποποιημένη Rosin-Rambler .....	38
2.10.4	Συνάρτηση Ανώτατου Ορίου .....	39
2.11	Χαρακτηριστικές Μέσες Διάμετροι .....	40
2.11.1	Αντιπροσωπευτικές Διάμετροι.....	41
2.11.2	Συμπεράσματα.....	42
3	Πειραματική Τεχνική (PDA) .....	44
3.1	Βασικές Αρχές της Ανεμομετρίας Laser Doppler LDA.....	44
3.2	Περιγραφή του Συστήματος Διπλής Ακτίνας .....	45
3.3	Μετατόπιση Συχνότητας .....	49
3.4	Περιγραφή της Οπτικής Διάταξης .....	50
3.5	Βασικές Αρχές της Ανεμομετρίας Phase Doppler (PDA) .....	50
3.6	Πρόεκταση της Τεχνικής LDA –Μέτρηση Μεγέθους με την Τεχνική PDA .....	52
3.7	Σχέση Μεταξύ Διαμέτρου Σωματιδίου και Διαφοράς Φάσης.....	53
3.8	Σφαιρικότητα .....	58
3.9	Τρόποι Σκέδασης (Βελτίωση Συνθηκών Μέτρησης).....	59
4	Πειραματική Διάταξη .....	62
5	Πειραματικά Αποτελέσματα.....	69
5.1	Εισαγωγή .....	69
5.2	Χαρακτηριστικά δεσμών spray εναλλακτικών καυσίμων .....	70
5.2.1	Χαρακτηριστικά ψεκασμού καυσίμου X1 .....	70
5.2.2	Χαρακτηριστικά ψεκασμού καυσίμου X2 .....	74
5.2.3	Χαρακτηριστικά ψεκασμού καυσίμου X3 .....	76
5.2.4	Χαρακτηριστικά ψεκασμού καυσίμου X4 .....	79
5.2.5	Χαρακτηριστικά ψεκασμού καυσίμου X5 .....	81
5.3	Συγκριτικά Αποτελέσματα χαρακτηριστικών σπρέι.....	84
5.3.1	Κατανομές Μέσης Αξονικής Ταχύτητας .....	84
5.3.2	Κατανομές Κυμαινόμενων Αξονικών Ταχυτήτων .....	86
5.3.3	Κατανομές μέσω διαμέτρων Sauter (SMD).....	87
6	Συμπεράσματα.....	88
7	Αναφορές.....	94



## 1 Εισαγωγή

Η ορθολογική διαχείριση της ενέργειας είναι στις μέρες μας ζητούμενο, ενώ προσπάθειες εξοικονόμησής της είναι πλέον αναγκαίες σε όλους τους τομείς της ανθρώπινης δραστηριότητας. Στον ορίζοντα του 2020 σε έναν κόσμο στον οποίο η ζήτηση ενέργειας θα αυξηθεί λόγω της αύξησης του πληθυσμού και της ευημερίας και επειδή οι παραδοσιακές πηγές ενέργειας στο άμεσο μέλλον δεν θα πληρούν την προβλεπόμενη ζήτηση, γίνεται προσπάθεια σε όλα τα επίπεδα να βρεθούν νέοι ενεργειακοί πόροι προς κάλυψη των αναγκών όπως οι λεγόμενες ανανεώσιμες πηγές ενέργειας (φωτοβολταϊκά συστήματα, ανεμογεννήτριες, κυματική, βιοκαύσιμα). Παράλληλα, οι νέες μορφές ενέργειας που θα χρησιμοποιηθούν πρέπει να εναρμονίζονται με την απαίτηση χαμηλότερων εκπομπών ρύπων σε μια προσπάθεια βελτίωσης της ήδη πολύ επιβαρυσμένης ατμόσφαιρας του πλανήτη. (υψηλά ποσοστά εκπομπών CO<sub>2</sub>, τρύπα του όζοντος και αυξημένη ηλιακή ακτινοβολία).

Στο πλαίσιο αυτό και ειδικότερα στον τομέα των αερομεταφορών γίνεται προσπάθεια αντικατάστασης του παραδοσιακού καυσίμου JET A-1 με άλλα εναλλακτικά. Τα καύσιμα αυτά θα πρέπει να πληρούν τις προδιαγραφές χρήσης και αποθήκευσης του JET A-1 αφού οι κατασκευαστές δεν προτίθενται να εξελίσουν μέχρι το 2020 τους κινητήρες αεροσκαφών και επομένως τα υποψήφια εναλλακτικά καύσιμα θα πρέπει να είναι συμβατά με τον υπάρχοντα στόλο.

Η προστασία του περιβάλλοντος είναι πάντα πρωτεύοντος σημασίας και στην κατεύθυνση αυτή οι κατασκευαστές κινητήρων αεροσκαφών μηχανών μέχρι σήμερα έχουν βελτιώσει σημαντικά τον σχεδιασμό των μηχανών, με στόχο τη μείωση των εκπεμπόμενων ρύπων. Ο περιορισμός των εκπομπών ρύπων θα είναι αυξανόμενης σπουδαιότητας και στο μέλλον, και αναμένεται να γίνει ο κύριος στόχος της μελλοντικής ανάπτυξης των μηχανών. Η ανάπτυξη των κυψελών καυσίμου (fuel cells), η οποία προτείνεται συχνά ως πιθανή μελλοντική εναλλακτική λύση της μηχανής εσωτερικής καύσης, θα διαρκέσει τουλάχιστον για τις επόμενες δύο ή τρεις δεκαετίες. Κατά συνέπεια, η μηχανή εσωτερικής καύσης θα διατηρήσει την κυρίαρχη θέση της, και θα βελτιώνεται συνεχώς προκειμένου να ικανοποιηθούν οι μελλοντικές απαιτήσεις.

Επειδή ο συστηματικός έλεγχος του σχηματισμού του μίγματος αέρα-καυσίμου με σύγχρονα συστήματα εγχύσεως υψηλών πιέσεων επιτρέπει σημαντικές βελτιώσεις στη διεργασία της καύσης, με απόρροια τη μείωση της κατανάλωσης καυσίμου και των εκπεμπόμενων ρύπων, η βελτιστοποίηση της έγχυσης του καυσίμου καθίσταται ολοένα σημαντικότερη.




Συμμετέχοντας στο πλαίσιο αυτό, ο τομέας των αερομεταφορών εξετάζει εναλλακτικές λύσεις για το πρόβλημα της καταλληλότητας και της επάρκειας καυσίμων λαμβάνοντας υπόψη και τις αντίστοιχες περιβαλλοντικές πιέσεις. [1 - 3]. Για παράδειγμα, στο παρελθόν οι εκπομπές CO<sub>2</sub> των αεροσκαφών είχαν μειωθεί σημαντικά, κυρίως μέσω της βελτίωσης των κινητήρων, με πρόσθετες μειώσεις στις αντιστάσεις πτήσης, και με πιο αποτελεσματική λειτουργία. Την ίδια στιγμή, η παγκόσμια ζήτηση επιβατικών αερομεταφορών συνεχίζει να αυξάνεται με ρυθμό περίπου 5% ετησίως. Έχοντας ως στόχο τη μείωση εκπομπών κατά 80% πριν το 1990, η παραπάνω αύξηση απαιτήσεων των αερομεταφορών θα μπορούσε να οδηγήσει σε περαιτέρω σημαντικές μειώσεις άλλων τομέων. Το μόνο μέτρο που μεσοπρόθεσμα θα μπορούσε δυνητικά να οδηγήσει σε αποσύνδεση των αεροπορικών εκπομπών CO<sub>2</sub> από τη δραστηριότητα των αεροπορικών μεταφορών είναι η αυξημένη χρήση εναλλακτικών καυσίμων μικρότερης περιεκτικότητας σε άνθρακα.

Οι αυστηρές απαιτήσεις για υψηλού ενεργειακού περιεχομένου καύσιμα, η ασφάλεια, η ευκολία χειρισμού και αποθήκευσης, καθώς και η χρήση των υπαρχόντων τύπων κινητήρων, περιορίζει το είδος εναλλακτικών καυσίμων, σε τύπου κηροζίνης- συνθετικά προϊόντα πετρελαίου. Έτσι τα καύσιμα αυτά θα πρέπει να έχουν ως βάση την κηροζίνη και να είναι εμπλουτισμένα με χαμηλές περιεκτικότητες προσθέτων (additives), ώστε να μην απαιτείται άμεσα αλλαγή της υπάρχουσας τεχνολογίας κινητήρων αεροσκαφών. Αυτή είναι η θέση της βιομηχανίας αεροπορικών καυσίμων και των κατασκευαστών κινητήρων στον ορίζοντα του 2020. Η αυξημένη απόδοση καύσης, η βελτιωμένη θερμοκρασία του αέρα, η βελτιωμένη σταθερότητα καύσης, καθώς και η μειωμένη περιεκτικότητα σε άνθρακα συνοδευόμενη από ελάττωση εκπομπών ρύπων είναι μερικά από τα επιθυμητά χαρακτηριστικά κινητήρων turbojet και καυσίμων της νέας αυτής γενιάς.

Για τους παραπάνω λόγους τα καύσιμα αυτά ονομάζονται “Drop –in” fuels. Δημιουργείται έτσι η ανάγκη επιβεβαίωσης ορθής λειτουργίας αυτών των τύπων καυσίμων (“Drop –in” fuels), αφού θα πρέπει να ικανοποιούν τις αυστηρές τεχνικές προδιαγραφές των αεροπορικών καυσίμων. Πρέπει ακόμα να ελεγχθούν για πιθανές άγνωστες επιπτώσεις και συμπεριφορές οι οποίες δεν καταγράφονται στις προδιαγραφές που αναπτύχθηκαν για καύσιμα που παράγονται παραδοσιακά από άνθρακα.

Στο πλαίσιο αυτό, σημαντική ερευνητική προσπάθεια εστιάζεται στην καταλληλότερη επιλογή εναλλακτικών πηγών καυσίμων για τις αερομεταφορές, όπως οι GTL (Gas – to – liquid), CTL (Coal - to - liquid), και οι BTL (biomass - to – liquid) [4 - 6]. Ανεξαρτήτως της πηγής, το τελικό προϊόν – εναλλακτικό καύσιμο θα πρέπει να είναι σε υγρή μορφή. Για το λόγο αυτό συνηθίζεται αυτού του είδους τα καύσιμα να αναφέρονται ως xTL. Ο τελικός στόχος των ερευνητικών προσπαθειών θα είναι η αξιολόγηση των σχετικών περιβαλλοντικών


Πτυχιακή Εργασία: Πειραματική Μελέτη Εξέλιξης Πεδίου Ταχυτήτων και Μεγέθους Σταγονιδίων κατά τον Ψεκασμό Εναλλακτικών Καυσίμων Αεροσκαφών Υψηλών Πιέσεων	
Γεωργακόπουλος Σώτηριος Α.Μ 4824 - Παπασπυρόπουλος Αθανάσιος Α.Μ 4246	
ΑΤΕΙ ΠΑΤΡΑΣ Τμήμα Μηχανολογίας Τομέας Ενέργειας	

και οικονομικών επιπτώσεων της χρήσης των υποψήφιων εναλλακτικών αεροπορικών καυσίμων.

Συνήθως κατά τη διαδικασία της καύσης η κηροζίνη περιγράφεται ως ένα μίγμα δωδεκανίου κατά 70% και αρωματικών υδρογονανθράκων σε ποσοστό 30% [7]. Αυτή η περιγραφή πρέπει να αναλυθεί με μεγαλύτερη λεπτομέρεια για τα εναλλακτικά καύσιμα. Στο άμεσο μέλλον, όπως αναφέρθηκε και παραπάνω θα επιδιωχθεί μια σύσταση καυσίμων που θα περιλαμβάνουν ένα πρόσθετο (narrow cut), αποτελούμενο από παραφίνες (τύπου n και iso) χαμηλού μοριακού βάρους ως βάση και μίγματα αυτής της βάσης με κατάλληλα επιλεγμένους μονοκυκλικούς, δικυκλικούς αρωματικούς υδρογονάνθρακες, και νάφθες [8]. Τα υποψήφια εναλλακτικά καύσιμα θα πρέπει να είναι λεπτομερώς χαρακτηρισμένα ως προς τις ιδιότητές τους, συμπεριλαμβανομένων του λόγου ανάμιξης (blending ratio), της πυκνότητας, του ιξώδους, της επιφανειακής τάσης και της θερμογόνου δύναμης. Εκτός από τις παραπάνω ιδιότητες, τα χαρακτηριστικά ψεκασμού των υγρών καυσίμων (διάσπαση – διασπορά – διείδυση) και η ατμοποίησή τους είναι πολύ σημαντικά, γιατί οι διαδικασίες ψεκασμού και εξάτμισης επηρεάζουν άμεσα την απόδοση του κινητήρα και τις εκπομπές οι οποίες διέπονται από το σχηματιζόμενο μίγμα αέρα – καυσίμου και τη διαδικασία της καύσης [9].

Γενικά τα υγρά καύσιμα σχηματίζουν ένα σπρέι αμέσως μετά τον ψεκασμό - έκχυση από ειδικά ακροφύσια. Η κατανομή του ψεκαζόμενου σπρέι είναι ένας σημαντικός παράγοντας που διέπει το σχηματιζόμενο μίγμα καυσίμου / αέρα, τη διαδικασία της καύσης, καθώς και την απόδοση του κινητήρα. Η διάσπαση και η εξάτμιση παίζουν τον σημαντικότερο ρόλο στην απόδοση καύσης. Το σπρέι είναι σύνθετο σύστημα που χαρακτηρίζεται από διάφορες παραμέτρους, όπως η κατανομή του μεγέθους των σταγονιδίων, η αριθμητική πυκνότητα (number density), και οι ταχύτητες των δύο φάσεων (δέσμης υγρού και περιβάλλοντος αέρα).

Οι παράμετροι αυτοί επηρεάζουν το σχήμα του σπρέι και την μετέπειτα καύση. Επιπλέον η καύση αυτή συχνά στη βιβλιογραφία αναφέρεται ως διαδικασία νέφους σταγονιδίων. Κατά τη διαδικασία η πλειοψηφία των σταγονιδίων εξατμίζεται σε ομάδες και η αντίδραση (reaction) συμβαίνει στην διεπιφάνεια ατμού-αέρα που περιβάλλει το νέφος αυτό. Άλλοι παράγοντες, όπως η παρουσία και η θέση των ζωνών ανακυκλοφορίας μέσα στο σπρέι, μπορούν να επηρεάσουν και να επηρεαστούν από τις ιδιότητες του σπρέι. Έτσι, ο χρόνος εξάτμισης των σταγονιδίων και η καύση τους εξαρτάται σε μεγάλο βαθμό από τις παραμέτρους αυτές. Η απόδοση ενός καυστήρα εξαρτάται από το μέγεθος των σταγονιδίων που παράγονται από το ακροφύσιο και από τον τρόπο με τον οποίο ο αέρας αναμιγνύεται με τα σταγονίδια. Μεγάλη σημασία έχει η ευαισθησία του πεδίου ταχυτήτων των σταγονιδίων από το ιξώδες, την επιφανειακή τάση, και την αξονική ορμή της δέσμης. Αυτές οι παράμετροι

Πτυχιακή Εργασία: Πειραματική Μελέτη Εξέλιξης Πεδίου Ταχυτήτων και Μεγέθους Σταγονιδίων κατά τον Ψεκασμό Εναλλακτικών Καυσίμων Αεροσκαφών Υψηλών Πίεσεων	
Γεωργακόπουλος Σώτηριος Α.Μ 4824 - Παπασπυρόπουλος Αθανάσιος Α.Μ 4246	
ΑΤΕΙ ΠΑΤΡΑΣ Τμήμα Μηχανολογίας Τομέας Ενέργειας	

επηρεάζουν το μέγεθος των σταγονιδίων και τις κατανομές των ταχυτήτων. Συχνά οι τελευταίες καθορίζονται από πειραματικά δεδομένα.


Συμπερασματικά οι αλλαγές μιας ή περισσότερων ιδιοτήτων του ψεκασμού μπορεί να μεταβάλλει τη διαδικασία της καύσης, περιορίζοντας τις όποιες αστάθειες. Κατά συνέπεια, τα χαρακτηριστικά ψεκασμού των υποψηφίων εναλλακτικών καυσίμων πρέπει να αξιολογηθούν μέσα από λεπτομερή πειράματα που θα περιλαμβάνουν τοπικές μετρήσεις α) μεγέθους σταγονιδίων μέσω της χαρακτηριστικής διαμέτρου Sauter (SMD) και β) αξονικών και εγκάρσιων κατανομών ταχυτήτων.

Σκοπός της παρούσας εργασίας είναι η πειραματική διερεύνηση του πεδίου ταχυτήτων και του μεγέθους των σταγονιδίων καθώς και ο τρόπος επηρεασμού τους από τις φυσικές ιδιότητες των υποψηφίων εναλλακτικών καυσίμων (πυκνότητα, ιξώδες, επιφανειακή τάση) κατά τον ψεκασμό τους σε ισόθερμο περιβάλλον. Η τεχνική μέτρησης που χρησιμοποιήθηκε ήταν η Ανεμομετρία Φάσης Doppler, που συνδυάζει ταυτόχρονη καταγραφή ταχύτητας και μεγέθους σταγονιδίων. Τα υπό δοκιμή εναλλακτικά καύσιμα προσφέρθηκαν από την εταιρεία SHELL Global Solutions και τα αποτελέσματα καλύπτονται από απόρρητο σύμφωνα με την πολιτική προστασίας της γνώσης της ευρωπαϊκής ένωσης.

## 1.1 Σύνοψη βιβλιογραφική Ανασκόπηση

Ανατρέχοντας στη βιβλιογραφία υπάρχει πληθώρα πειραματικών εργασιών αναφορικά με τη συμπεριφορά εναλλακτικών καυσίμων κατά τον ψεκασμό τους από ακροφύσια ειδικού τύπου κατά την διαδικασία της καύσης τους. Σε πολλές επίσης από τις εργασίες η πειραματική τεχνική είναι ίδια ή παρεμφερής με την τεχνική που χρησιμοποιήθηκε στην παρούσα εργασία (PDA). Στη συνέχεια περιγράφονται συνοπτικά μερικές σχετικές εργασίες και συζητούνται τα αποτελέσματα αυτών.

Θεωρητικές και πειραματικές εργασίες σε συνθήκες καύσης υπό σταθερό ψεκασμό ανέδειξαν μια σχέση ανάμεσα στον ψεκασμό και την εξάτμιση του τγρού καυσίμου και το ρυθμό καύσης της φλόγας. Ο Spalding [10] καθιέρωσε θεωρητικά αυτή τη σχέση μέσω του αριθμού μεταφοράς  $B$  (transfer number), ο οποίος υπολογίστηκε επίσης σε πειράματα διαφορετικών διατάξεων. Έτσι, χαρακτηριστικοί χρόνοι εξάτμισης των σταγονιδίων μεγαλύτεροι από τη χαρακτηριστική κλίμακα χρόνου της τύρβης αποκάλυψαν μια ισχυρή επίδραση της εξάτμισης των σταγονιδίων στο ρυθμό καύσης (combustion rate) [11]. Ο Sornek [12] παρατήρησε ότι αυξανόμενης της έντασης της τύρβης αυξάνεται ο ολικός ρυθμός εξάτμισης ενός σπρέι κηροζίνης, οδηγώντας σε μια κατάσταση, όπου το καύσιμο ανμιγνυόταν τόσο αποτελεσματικά με τον αέρα, που έμοιαζε με ένα αερώδες είδος. Σε μια

Πτυχιακή Εργασία: Πειραματική Μελέτη Εξέλιξης Πεδίου Ταχυτήτων και Μεγέθους Σταγονιδίων κατά τον Ψεκασμό Εναλλακτικών Καυσίμων Αεροσκαφών Υψηλών Πίεσεων	
Γεωργακόπουλος Σωτήριος Α.Μ 4824 - Παπασπυρόπουλος Αθανάσιος Α.Μ 4246	
ΑΤΕΙ ΠΑΤΡΑΣ Τμήμα Μηχανολογίας Τομέας Ενέργειας	


άλλη πειραματική μελέτη με καύσιμο την κηροζίνη αεροσκαφών, βρέθηκε ότι η θερμοκρασία της ροής και το μέσο μέγεθος της σταγόνας αποτελούν σημαντικούς παράγοντες επηρεασμού την εξάτμιση του σπρέι. Στη συγκεκριμένη μελέτη το ακροφύσιο ψεκασμού ήταν τύπου περιδίνησης πίεσης (swirl pressure atomizer) και ο ψεκασμός γινόταν εντός μιας ροής ρεύματος αέρα [13].

Πιο βασικές πειραματικές και θεωρητικές μελέτες πραγματοποιήθηκαν με σπρέι μεθανόλης σε διατάξεις αντίθετης ροής (counter flow) [14] και ομοαξονικού ακροφυσίου ριπής αέρος (air – blast) [15], με σκοπό τη διερεύνηση της δομής της φλόγας, του αναπτυσσόμενου ροικού πεδίου και την εξάτμιση του σπρέι. Ένα άλλο ενδιαφέρον θέμα είναι η επίδραση του υγρού σπρέι στη σταθεροποίηση της φλόγας. Ο Chigier [16] μελέτησε αυτή την επίδραση τόσο σε ισόθερμες συνθήκες, όσο και σε συνθήκες καύσης. Παρατήρησε την επίδραση της επιτάχυνσης σε συνθήκες φλόγας εντός ενός σπρέι κηροζίνης τύπου δακτυλίου τόσο για τις μεγάλες όσο και για τις μικρές σταγόνες. Επίσης αξιοσημείωτο ήταν το γεγονός ότι, η παρουσία των μικρών σταγόνων ήταν υψίστης σημασίας στην διαδικασία σταθεροποίησης της φλόγας.

Πολλές πειραματικές μελέτες με σπρέι κηροζίνης σε σταθεροποιημένης φλόγας καυστήρες [17-20] και σε ροές με εμόδιο (bluff-body) [21] ;έδειξαν παρόμοια συμπεριφορά και μηχανισμούς σταθεροποίησης της φλόγας, συμπεριλαμβανομένης της επίδρασης της διαμέτρου των σταγονιδίων. Λίγες πειραματικές μελέτες έχουν γίνει σε φλόγες σπρέι που παρουσιάζουν αστάθειες καύσης. Ο ενεργός έλεγχος (active – control) των αυτοενισχυόμενων ταλαντώσεων από το υγρό καύσιμο βρέθηκε να είναι ευαίσθητος στον ψεκασμό [22-23]. Η συμπεριφορά του ψεκασμού ενός βασικού ακροφυσίου ριπής αέρος (air – blast), μελετήθηκε υπό μια εξαναγκασμένη ταλάντωση, οδηγώντας σε μια σχεδόν σταθερή (quasi – steady) συσχέτιση, ανάμεσα στην ταχύτητα και τη διάμετρο των σταγονιδίων [24].

Η περίπτωση μιας ταλαντούμενης στρωτής κωνικού τύπου φλόγας σπρέι που υποβάλλεται σε ακουστικές αστάθειες μελετήθηκε με μέθοδο DNS (direct numerical simulation), η οποία ήταν ικανή να προβλέψει τη συνάρτηση μεταφοράς φλόγας (flame transfer function),σε καλή συμφωνία με πειραματικά δεδομένα [25]. Επίσης πειραματική και υπολογιστική διερεύνηση για διάφορες διατάξεις αεριοστροβίλων καυστήρων (gas turbine combustors) έχει πραγματοποιηθεί [26 – 28].

Μια πειραματική διερεύνηση σχετικά με τη δυνατότητα μιας "διαλείπουσας" (intermittent) προσέγγισης ενεργητικού ελέγχου για την καταστολή των ασταθειών καύσης σε θαλάμους καύσης υγρών καυσίμων έχει πραγματοποιηθεί πιο πρόσφατα από τον Conrad [29]. Οι μετρούμενες ποσότητες περιελάμβαναν τα πλάτη των ασταθειών, την αξονική εξάρτηση του μέσου και του κυμαινόμενου πλάτους έκλυσης θερμότητας, καθώς και τα χαρακτηριστικά των

Πτυχιακή Εργασία: Πειραματική Μελέτη Εξέλιξης Πεδίου Ταχυτήτων και Μεγέθους Σταγονιδίων κατά τον Ψεκασμό Εναλλακτικών Καυσίμων Αεροσκαφών Υψηλών Πίεσεων	
Γεωργακόπουλος Σώτηριος Α.Μ 4824 - Παπασπυρόπουλος Αθανάσιος Α.Μ 4246	
ΑΤΕΙ ΠΑΤΡΑΣ Τμήμα Μηχανολογίας Τομέας Ενέργειας	

ζωνών ανακυκλοφορίας, που όλα έδειξαν να εξαρτώνται από τις ιδιότητες του σπρέι καυσίμου. Οι ερευνητές σε αυτή την εργασία κατέληξαν στο ότι η μεταβολή στην παροχή αέρα είχε σαν αποτέλεσμα σημαντικές μεταβολές στο σχήμα του σπρέι καθώς και σε όλες τις συνιστώσες της ταχύτητας (αξονική, εφαπτομενική και ακτινική).

Η μεταβολή στις ιδιότητες του σπρέι χαρακτηρίστηκε χρησιμοποιώντας μια διάταξη δύο συνιστωσών (PDPA - Phase Doppler Particle Analyzer). Η μέθοδος αυτή είναι μια επίσης διαδεδομένη τεχνική, (πέρα από την PDA – Phase Doppler Anemometry), για την μέτρηση της διαμέτρου των σταγονιδίων, των αξονικών και εφαπτομενικών ταχυτήτων καθώς και της ογκομετρικής παροχής. Το οπτικό σύστημα προσδιόριζε την εξάρτηση των δημιουργούμενων ιδιοτήτων του σπρέι, ως προς το λόγο παροχής του αέρα. Σε ότι αφορά την οπτική διάταξη, στον οπτικό δρόμο του PDPA χρησιμοποιήθηκαν: ένας φακός μεταφοράς με εστιακή απόσταση  $f = 300\text{mm}$  και ένας φακός συλλογής εστιακής απόστασης  $f = 750\text{mm}$ . Το οπτικό συλλογής τοποθετήθηκε απέναντι από το οπτικό μεταφοράς (forward scattering) σε γωνία  $30^\circ$  ως προς τον άξονά του. Με αυτή την τοπολογία το PDPA μπορούσε να καταγράψει μεγέθη σταγονιδίων στο εύρος (0.7–220)  $\mu\text{m}$ .

Η καύση σπρέι και φαινόμενα ασταθειών καύσης έχουν επίσης μελετηθεί στη βιβλιογραφία [30](Garcia et al 2009). Τα πειράματα πραγματοποιήθηκαν σε ατμοσφαιρική πίεση με το τυπικό συμβατικό καύσιμο των αεροσκαφών, την κηροζίνη Jet – A1, με προθερμασμένο αέρα μέσα σε πρότυπο αεριοστρόβιλο υπό ατμοσφαιρική πίεση. Χρησιμοποιήθηκε ακροφύσιο τύπου pressure atomizer. Ο στόχος αυτής της ερευνητικής προσπάθειας ήταν η πειραματική μελέτη των αυτοδιεγειρόμενων ασταθειών καύσης (self – excited combustion instabilities), μιας φλόγας σπρέι υγρού καυσίμου εντός ενός καυστήρα αεροστροβίλου. Η μελέτη αυτή εισάγει μια επιπλέον δυσκολία λόγω της κίνησης των σταγόνων του καυσίμου και της εξάτμισής τους. Η μελέτη αυτού του προβλήματος έχει μεγάλο ενδιαφέρον για τις βιομηχανίες αεροσκαφών και παραγωγής ενέργειας καθώς και άλλων εφαρμογών όπου χρησιμοποιούνται υγρά καύσιμα.

Στους αεριοστρόβιλους συχνά εμφανίζονται αστάθειες στην καύση όταν λειτουργούν σε χαμηλές συνθήκες (lean conditions). Η απαίτηση λοιπόν να λειτουργεί σε τέτοιες συνθήκες σημαίνει ότι σε μικρές μεταβολές της αναλογίας αέρα-καυσίμου εμφανίζονται διακυμάνσεις στην εκλυόμενη ενέργεια. Ο συνδυασμός λοιπόν των διακυμάνσεων της θερμότητας και της πίεσης μπορεί να προκαλέσει αυτό- διεγειρόμενες ταλαντώσεις σε σημείο που να προκληθεί έκρηξη [31].

Σε φλόγα σταθερού ψεκασμού υπάρχει σχέση μεταξύ ,διάσπασης και εξάτμισης του καυσίμου , και της τάξης της φλόγας [10]. Έτσι αποκαλύφθηκε ,ότι σε χαρακτηριστικές στιγμές που η εξάτμιση είναι μεγάλη επηρεάζεται η αναλογία της εξάτμισης και της






αναφλεξης[11]. Παρατηρήθηκε επίσης πως με αύξηση της έντασης της (τυρβώδους) ροής καταλήγει αυξημένη αναλογία εξατμισμένου καυσίμου και αέρα, βελτιώνοντας την ανάμιξη, φτάνοντας σε σημείο να συμπεριφέρεται το καύσιμο σαν ένα αέριο καύσιμο [12].

Το σπρέι χαρακτηρίστηκε σε συνθήκες αντίδρασης χρησιμοποιώντας την τεχνική σκέδασης Mie. Η καταγραφή των διακυμάνσεων έγινε με κάμερα υψηλής ταχύτητας καθώς και με μετρήσεις κατά την τεχνική PDA σε συνθήκες μη – αντίδρασης αλλά και αντίδρασης. Ακριβέστερα η Ανεμομετρία Φάσης Doppler χρησιμοποιήθηκε για τη μέτρηση της αξονικής ταχύτητας και του μεγέθους σε διάφορες θέσεις κατά μήκος του άξονα εκροής και συνθήκες. Με την πρώτη τεχνική έγινε η χρονική καταγραφή των διακυμάνσεων του φωτός που σκεφάζεται από το σπρέι στις συνθήκες λειτουργίας υπό διερεύνηση. Η δεύτερη τεχνική έδωσε τοπική πληροφορία αναφορικά με τον αριθμό πυκνότητας (number density), το μέγεθος και την ταχύτητα των σταγονιδίων του σπρέι. Χρησιμοποιήθηκε ακροφύσιο κώνου (hollow-cone) διαμέτρου 0.6mm, με ονομαστική γωνία κώνου τις 80° (μετρημένη σε νερό). Τέλος η πίεση ψεκασμού περιορίστηκε στα 8 bar.

Σημαντικά αποτελέσματα εξήχθησαν από την εν λόγω εργασία. Ανάμεσα σε άλλα βρέθηκε ότι οι ταχύτητες των σταγονιδίων αυξάνονταν, αυξανόμενης της αξονικής απόστασης από το ακροφύσιο. Ακόμα η αύξηση της παροχής μάζας καυσίμου και αέρα επιδρά στην αξονική ταχύτητα των σταγονιδίων αυξάνοντάς την. Οι μικρότερες σταγόνες παρατηρήθηκαν σε υψηλότερες παροχές που θα μπορούσε να συμβαίνει λόγω του βελτιωμένου ψεκασμού και της ενίσχυσης της εξάτμισης σε υψηλότερες ταχύτητες. Οι διάμετροι των σταγονιδίων αυξάνονταν προς την κατεύθυνση της φλόγας (κατάντη διεύθυνση), λόγω της προνομιακής εξάτμισης και καύσης των μικρότερων διαμέτρων των σταγονιδίων.

Σε απόσταση 25mm από το επίπεδο έγχυσης, το σπρέι είχε εξατμιστεί πλήρως για την συνθήκη υψηλής παροχής αέρα, ενώ σημαντική ποσότητα δειγμάτων βρέθηκε και αξιολογήθηκε σε αυτή την απόσταση για την περίπτωση χαμηλής παροχής αέρα. Οι ερευνητές συμπέραναν ότι, οι υψηλότερες αξονικές ταχύτητες που πιθανά συνεισφέρουν σε μια γρηγορότερη εξάτμιση του καυσίμου κοντά στο επίπεδο ψεκασμού, να είχαν ως αποτέλεσμα την εξαφάνιση του σπρέι κατάντι της ροής στα 25mm περίπου. Σε υψηλές παροχές αέρα, η πιο αποτελεσματική εξάτμιση είχε ως αποτέλεσμα την πλήρη εξαφάνιση των σταγονιδίων σε μια αξονική απόσταση περίπου στο 1/3 της διαμέτρου του καυστήρα από το επίπεδο ψεκασμού. Λίγα η καθόλου δείγματα καταγράφηκαν – αξιολογήθηκαν κοντά στον άξονα συμμετρίας του καυστήρα. Επιπλέον το σπρέι γινόταν ευρύτερο σε μεγαλύτερες αποστάσεις από το επίπεδο ψεκασμού, ακολουθώντας τη φύση του ακροφυσίου κώνου.


Πτυχιακή Εργασία: Πειραματική Μελέτη Εξέλιξης Πεδίου Ταχύτητων και Μεγέθους Σταγονιδίων κατά τον Ψεκασμό Εναλλακτικών Καυσίμων Αεροσκαφών Υψηλών Πίεσεων	
Γεωργακόπουλος Σωτήριος Α.Μ 4824 - Παπασπυρόπουλος Αθανάσιος Α.Μ 4246	
ΑΤΕΙ ΠΑΤΡΑΣ Τμήμα Μηχανολογίας Τομέας Ενέργειας	

Μετρήσεις του σπρέι σε κατάσταση αδρανούς ροής (inert flow) έδειξε ότι οι ταχύτητες ήταν μικρότερες από ό, τι στην κατάσταση αντιδρώσας ροής (reacting flow). Η υψηλή αξονική ταχύτητα ψεκασμού στην περίπτωση αντιδρώσας ροής οφείλεται στην απελευθέρωση θερμότητας που προκαλεί την επιτάχυνση του αερίου, μια γνωστή παρατήρηση σε σπρέι καύσης και περιδινίζουσες φλόγες. [25].

Πειράματα επίσης έχουν γίνει πρόσφατα, σε φλόγα σπρέι κηροζίνης χρησιμοποιώντας ακροφύσιο ριπής αέρα (airblast) [32]. Η σταθεροποιημένη φλόγα κηροζίνης σχηματίστηκε μέσω δυο συν-στροβιλιζουσών ροών αέρα και ένα ακροφύσιο ριπής αέρα (airblast) το οποίο χρησιμοποιήθηκε λόγω των πλεονεκτημάτων του όπως χαμηλή απαίτηση πίεσης καυσίμου και χαμηλές εκπομπές ρύπων. Η διαμόρφωση του καυστήρα που επιλέχθηκε για τη μελέτη ήταν πρακτικού ενδιαφέροντος αφού είναι ένας συμβιβασμός μεταξύ της πολυπλοκότητας μιας πραγματικής κατάστασης και ενός απλοποιημένου μοντέλου κλίμακας εργαστηρίου.

Ως πειραματική τεχνική επιλέχθηκε η Ανεμομετρία Φάσης Doppler (PDA), με στόχο τη μέτρηση των χαρακτηριστικών των σταγονιδίων καυσίμου που αντιδρούν με τη ροή / τη φλόγα ενός τυπικού καυστήρα αεριοστροβίλου. Πιο αναλυτικά μετρήθηκαν μεγέθη και ταχύτητες σταγονιδίων, παροχή όγκου, καθώς και η τυρβώδης κινητική ενέργεια τόσο των σταγόνων όσο και του αέρα. Χρησιμοποιήθηκε η PDA τεχνική για την μέτρηση μεγέθους των σταγονιδίων, της ταχύτητας τους, και της κινητικής ενέργειας των σταγονιδίων και του αέρα. Το καύσιμο διοχετεύτηκε στον καυστήρα με προθερμασμένο αέρα 2 θερμοκρασιών (200 °C και 400 °C). Τα αποτελέσματα έδειξαν ότι υπάρχει μια μικρή ροή καυσίμου στο κέντρο του καυστήρα, γιατί δημιουργούνται μεγάλα σταγονίδια εξαιτίας του φαινομένου του στροβιλισμού, τα χαρακτηριστικά των σταγονιδίων δηλαδή δεν ακολουθούν αυτά του αέρα.

Η εικόνα της καύσης του σπρέι δεν εξαρτάται μόνο από τη μεταβολή του μεγέθους των σταγονιδίων του καυσίμου αλλά και από τις διαταραχές και της αλληλεπιδράσεις των σταγονιδίων με την ροή του αέρα, ένας μηχανισμός ο οποίος δεν είναι και τόσο κατανοητός.[31] Για την έρευνα έγινε μια πειραματική διεξαγωγή χρησιμοποιώντας PDA τεχνική με σκοπό να υπολογιστούν τα χαρακτηριστικά των σταγονιδίων του καυσίμου και οι αλληλεπιδράσεις με την ροή και τη φλόγα μέσα στον καυστήρα ενός αεριοστροβίλου. Η σταθερή φλόγα της κηροζίνης σχηματίζεται από μια διπλή συστροβιλιζουσα ροή και ένα ακροφύσιο το οποίο έχει πλεονεκτήματα, χαμηλής πίεσης ροής καυσίμου, χαμηλή αναλογία ροής και με λίγες εκπομπές. Στο παρελθόν άλλες πειραματικές έρευνες έδειξαν ότι στροβιλιζοντα ρεύματα αέρα πέρα από την αύξηση ανάμιξης, αυξάνουν την αποδοτικότητα της καύσης, τον έλεγχο των εκπομπών των ρύπων από την καύση και την ενίσχυση της διάλυσης του υγρού φύλλου καυσίμου.

Πτυχιακή Εργασία: Πειραματική Μελέτη Εξέλιξης Πεδίου Ταχυτήτων και Μεγέθους Σταγονιδίων κατά τον Ψεκασμό Εναλλακτικών Καυσίμων Αεροσκαφών Υψηλών Πίεσεων	
Γεωργακόπουλος Σώτηριος Α.Μ 4824 - Παπασπυρόπουλος Αθανάσιος Α.Μ 4246	
ΑΤΕΙ ΠΑΤΡΑΣ Τμήμα Μηχανολογίας Τομέας Ενέργειας	

Το στρώμα αέρα που χρησιμοποιήθηκε για τον ψεκασμό προθερμανθηκε και χωρίστηκε σε 2 δακτυλιοειδείς αγωγούς αέρα, έναν εσωτερικό και έναν εξωτερικό. Το καύσιμο ψεκάστηκε στην πίεση των 8 bar. Παρατηρήθηκε πως το φύλλο του υγρού καυσίμου επηρεάζεται από τον στροβιλισμό του εσωτερικού αγωγού αέρα. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα να κάνει το φύλλο του υγρού καυσίμου ασταθές και να το διασπά σε συνδέσμους σταγονιδίων και σταγονίδια. Τα μικρά σταγονίδια ακολουθούν την ροή του αέρα αλλά γίνεται σύναψη των μεγάλων μαζί με τα θραύσματα του φύλλου, και στη συνέχεια συνδέονται με την εσωτερική ροή του αέρα. Στο τέλος, η επιφάνεια χωρίζεται και στην συνέχεια εκτίθεται σε στροβιλίζοντα ρεύματα αέρα υψηλής ταχύτητας προς τις 2 κατευθύνσεις. Αλληλεπιδράσεις του υγρού φύλλου αέρα προκαλεί κυματισμούς οι οποίοι είναι ασταθείς και διαλύονται σε κομμάτια. Τα κομμάτια αυτά γίνονται σύνδεσμοι και στη συνέχεια διαλύονται σε σταγονίδια. Η αναθεώρηση πολλών ερευνών που διεξήχθησαν, έδειξαν ότι οι σημαντικοί παράγοντες που επηρεάζουν την διάσπαση καυσίμων χαμηλού ιξώδους είναι το αρχικό πάχος του υγρού φύλλου και η ορμή του αέρα [33].

Ο καυστήρας λειτουργήσε σε ατμοσφαιρική πίεση με παροχή καυσίμου κηροζίνης 2.5Kg/h που αντιστοιχεί σε θερμική ισχύ 30KW. Το συνολικό ποσό αέρα που διοχετεύτηκε ήταν 73.50Kg/h και ήταν ισοκατανεμημένο στα δύο ρεύματα, με αποτέλεσμα μια συνολική ισοδύναμη αναλογία της τάξης του 0,5. Ο αριθμός Reynolds της ροής με βάση την υδραυλική διάμετρο ήταν 33.300 και 24.980 για το εσωτερικό και εξωτερικό ρεύμα αέρα, αντίστοιχα.

Η φλόγα περιορίστηκε σε έναν κυλινδρικό θάλαμο εσωτερικής διαμέτρου 10cm. Περιορισμός στην κύρια ζώνη αντίδρασης επιτεύχθηκε με τη χρήση ενός στομίου μείωσης της διαμέτρου κατά 40% που τοποθετήθηκε στην έξοδο του θαλάμου καύσης.

Ολόκληρος ο καυστήρας ήταν σταθερός και το οπτικό σύστημα μονταρίστηκε πάνω σε τραβέρσα 3-αξωνων. Η πηγή φωτός του οπτικού ήταν υδρόψυκτο λέιζερ ιόντων αργού (Coherent Innova 70) που λειτουργεί σε δυο μήκη κύματος 488nm και 514.5nm. Το χρώμα του λέιζερ είναι στα 514.5nm κατά την αξονική συνιστώσα και 488nm για την ακτινική συνιστώσα, και οι δυο δέσμες χωρίζονται σε τέσσερις και συγκεντρώνονται σε ίνες γυαλιού που τις οδηγεί στο φακό λήψης η μια δέσμη κάθε χρώματος αλλάζει συχνότητα με την χρήση ενός κύτταρου Bregg 40 MHz. Ο φακός λήψης έχει τοποθετηθεί σε γωνία σκεδασης 30 μοιρών.

Στο κομμάτι των αποτελεσμάτων εξετάστηκαν εκτενέστερα οι μετρήσεις του προθερμασμένου αέρα. Οι μετρήσεις περιλαμβάνουν τις συνιστώσες ταχυτήτων, την τυρβώδη κινητική ενέργεια και των δυο φάσεων (καυσίμου – αέρα), το μέγεθος των σωματιδίων και την πυκνότητά τους. Για κάθε σταθμό μέτρησης καταγράφηκαν 5.000




δείγματα με σκοπό τον προσδιορισμό των μέσων ιδιοτήτων με χαμηλό στατιστικό σφάλμα. Να σημειωθεί πως μετρήσεις με ρυθμό καταγραφής δεδομένων στα 5Hz δεν υπηρξαν λόγω υψηλής διάρκειας. Ενώ μετρήσεις σε κατακόρυφη απόσταση από το ακροφύσιο  $z=11\text{mm}$  δεν ήταν δυνατές λόγω του περιορισμού για οπτική πρόσβαση.

Ένας τρόπος για να εκφραστεί η ποιότητα του ψεκασμού-διασπασής είναι η διαμέτρος SMD η οποία έχει την φυσική ερμηνεία κατά την οποία ο λόγος της διαμέτρου προς τον όγκο είναι όσο ολόκληρου του σπρέι [33]. Η μεταβολή της SMD σε διαφορετικές αξονικές και ακτινικές αποστάσεις φαίνονται στο σχήμα 1.2. Από όλους τους σταθμούς μετρήσεων τα μικρότερα σταγονίδια βρεθήκαν κοντά στο χείλος του ακροφυσίου. Εξαιτίας της αδράνειας μόνο τα μεγάλα σταγονίδια είναι σε θέση να διεισδύσουν στην περιοχή των θερμών στρωμάτων αέρα (ανακυκλοφορίες), έτσι ώστε μόνο μια μικρή σχετικά συγκέντρωση σωματιδίων με τιμή  $20\ \mu\text{m} < \text{SMD} < 70\ \mu\text{m}$  σε ακτινική απόσταση  $0 < r < 10\ \text{mm}$  και ύψος  $z=11\text{mm}$  μπορούν να παρατηρηθούν. Λόγω της στροβιλίζουσας κίνησης του αέρα και των συνεπακόλουθων φυγοκέντρων δυνάμεων, μεγάλα σταγονίδια χωρίζονται από τα μικρότερα και προκαλείται αύξηση του μεγέθους των σταγονιδίων σε μεγαλύτερες ακτίνες. Εξαιτίας του μικρού λόγου επιφάνειας προς τον όγκο τα μεγάλα σταγονίδια εξατμίζονται αργότερα, με αποτέλεσμα την μικρότερη εξάρτηση της SMD σε σταθμούς μέτρησης μεγάλης απόστασης από το ακροφύσιο.

Η περαιτέρω ανάλυση των μετρήσεων αφόρουσε την συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας του μεγέθους των σταγονιδίων και της ταχύτητας των σωματιδίων. Για  $r=4\text{mm}$  δηλαδή πολύ κοντά στην οπή ο ρυθμός δεδομένων ήταν πολύ χαμηλός, τα αποτελέσματα έδειξαν πως το 90% των διαμετρών ήταν μικρότερες από  $9\ \mu\text{m}$ . Σε ακτινική απόσταση από το κέντρο  $r=20\text{mm}$  το σπρέι ήταν πολύ πυκνό και λόγω της παρουσίας σταγονιδίων διαφορετικών μεγεθών η κατανομή γίνεται πιο ευρεία και εμφανίζονται μια διακριτή μέγιστη τιμή. Για  $r=32\text{mm}$  κοντά στο εξωτερικό του σπρέι το ο ρυθμός δεδομένων ήταν πολύ χαμηλός και η κατανομή των διαμέτρων είναι από  $18$  έως  $35\ \mu\text{m}$  βρισκόταν σε ποσοστό 50%.

Μια επιπλέον ανάλυση των μετρήσεων ως προς την συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας (pdf) της διαμέτρου και των συνιστωσών της ταχύτητας έδειξαν ότι όλες οι κατανομές ακολουθούν μορφές ενός τρόπου (mono-modal). Βρέθηκε ότι σε απόσταση μιας διαμέτρου και σε θέση πολύ κοντά στο ακροφύσιο ο ρυθμός δειγματοληψίας ήταν μικρός και η κατανομή ήταν στενότερη αφού το 90% των σταγονιδίων είχαν διάμετρο μικρότερη των  $9\ \mu\text{m}$ . Κοντά στο διαμητικό στρώμα, το σπρέι ήταν πολύ πυκνό και λόγω της παρουσίας διαφόρων μεγεθών σταγονιδίων η κατανομή γινόταν πιο ευρεία παρουσιάζοντας διακριτό μέγιστο. Σε θέσεις εξωτερικά του σπρέι, ο ρυθμός δειγματοληψίας ήταν πολύ χαμηλός και η κατανομή ήταν πιο πλατιά ακόμα εμφανίζοντας μια μεγάλη διακύμανση στο μέγεθος καθώς

Πτυχιακή Εργασία: Πειραματική Μελέτη Εξέλιξης Πεδίου Ταχυτήτων και Μεγέθους Σταγονιδίων κατά τον Ψεκάσμο Εναλλακτικών Καυσίμων Αεροσκαφών Υψηλών Πιέσεων	
Γεωργακόπουλος Σώτηριος Α.Μ 4824 - Παπασπυρόπουλος Αθανάσιος Α.Μ 4246	
ΑΤΕΙ ΠΑΤΡΑΣ Τμήμα Μηχανολογίας Τομέας Ενέργειας	

και ένα πλατύ μέγιστο με εύρος (18 – 35)μm, το οποίο περιελάμβανε σχεδόν τον μισό πληθυσμό. Αποκαλύφθηκε ότι παρά την ασθενή παρουσία μεγάλων σταγόνων, οι τελευταίες επηρεάζουν σημαντικά τις μετρούμενες τιμές της SMD. Πάντως αυτή η επίδραση ήταν ανύπαρκτη στην τιμή της τυρβώδους κινητικής ενέργειας γιατί αυτά τα μεγάλα σωματίδια συνεισέφεραν πολύ λίγο στην κατανομή της διαμέτρου (pdf(d)).



## 2 Δυναμική Σταγονιδίων

### 2.1 Διαδικασία Διάσπασης σε Σταγονίδια (Atomization)

Τα φαινόμενα ψεκασμού διαδραματίζουν σημαντικό ρόλο σε πολλά τεχνικά συστήματα και βιομηχανικές εφαρμογές. Ανάμεσα σε αυτά μεγάλο ενδιαφέρον παρουσιάζει η καύση με ψεκασμό εναλλακτικών καυσίμων στους κινητήρες αεροσκαφών. Τα χαρακτηριστικά μεγέθη των σχηματιζόμενων σταγονιδίων ποικίλλουν ανάλογα με την εφαρμογή. Στις μηχανές εσωτερικής καύσης η διεργασία του ψεκασμού χρησιμοποιείται προκειμένου να αναμιχθεί πλήρως το υγρό καύσιμο με τον συμπιεσμένο αέρα της καύσης. Ο κύριος στόχος της διεργασίας του ψεκασμού είναι η διάσπαση του καυσίμου σε μικρά σταγονίδια, μέσω της οποίας επιτυγχάνεται η επιθυμητή διασπορά και διείσδυση του καυσίμου στον θάλαμο καύσης, με αποτέλεσμα την αύξηση της επιφάνειας επαφής του καυσίμου με τον συμπιεσμένο αέρα. Με την παρουσία αυτής της αυξημένης επιφάνειας επαφής επιτυγχάνεται έντονη μεταφορά θερμότητας από τον αέρα προς το καύσιμο, διαδικασία με την οποία επιτυγχάνεται η γρήγορη ατμοποίηση του καυσίμου, η πλήρης ανάμιξη με τον αέρα, η αυτανάφλεξη του μίγματος και τελικά η καύση του [34]. Ο ρυθμός ατμοποίησης είναι ανάλογος με την επιφάνεια του υγρού καυσίμου. Επιπλέον, στις μηχανές άμεσης έγχυσης (Diesel και Otto), όπου το καύσιμο εγχύεται άμεσα στον θάλαμο καύσης προκειμένου να διαμορφωθεί ένα αναφλέξιμο μίγμα με τον αέρα, το προφίλ και οι ταχύτητες έγχυσης του καυσίμου επηρεάζουν τις διεργασίες της έναυσης, της καύσης (ρυθμός έκλυσης θερμότητας), καθώς και τον σχηματισμό των κύριων ρύπων. Η προκύπτουσα χρονική μεταβολή της πίεσης επιδρά στα επίπεδα του θορύβου, και στην ειδική κατανάλωση του καυσίμου.

Συνεπώς, η λεπτομερής κατανόηση των διεργασιών ψεκασμού του καυσίμου είναι μεγάλης σημασίας για τον σχεδιασμό των σύγχρονων μηχανών εσωτερικής καύσης, οι οποίες χαρακτηρίζονται από ολοένα περισσότερο ευέλικτες στρατηγικές εγχύσεως. Ωστόσο, τα φαινόμενα ψεκασμού είναι εξαιρετικά σύνθετα, καθώς τα υγρά σταγονίδια καυσίμου αλληλεπιδρούν με πολλαπλούς τρόπους με την αέρια φάση του αλλά και με την ίδια τη φλόγα [34]. Επιπλέον, οι θάλαμοι καύσης των μηχανών, στους οποίους σχηματίζεται η δομή της δέσμης και των σταγονιδίων καυσίμου (spray), αντιπροσωπεύουν ένα περιβάλλον, στο οποίο είναι δύσκολο να υπάρξει πρόσβαση με κατάλληλες τεχνικές μέτρησης, χωρίς αλλαγή των γεωμετρικών και θερμικών χαρακτηριστικών που πρακτικά υφίστανται σε μια μηχανή παραγωγής. Αυτό καθιστά δύσκολη τη μελέτη του σύνθετου φαινομένου του ψεκασμού και έτσι τις περισσότερες φορές δημιουργούνται διατάξεις προσομοίωσης προκειμένου να



αναγνωρισθούν τα χαρακτηριστικά και η συμπεριφορά των καυσίμων. Για παράδειγμα στην κοντινή περιοχή του ακροφυσίου (near field), το δημιουργούμενο σπρέι είναι πολύ πυκνό με αποτέλεσμα οι μετρήσεις της τρισδιάστατης δομής (μεγέθη σταγονιδίων, ταχύτητες κλπ) να είναι ακόμη πιο δυσχερείς, επειδή η πυκνή περιοχή δεν επιτρέπει ικανοποιητική οπτική πρόσβαση του εσωτερικού πυρήνα της.

## 2.2 Σχηματισμός Στατικής Σταγόνας

Ο στοιχειώδης σχηματισμός ψεκασμού είναι μια κρεμασμένη σταγόνα που είναι ημιστατική περίπτωση. Υγρό εκρέει αργά από ένα στόμιο και όταν η δύναμη της βαρύτητας υπερβεί την δύναμη που το προσκολλά στο στόμιο, το υγρό πέφτει και σχηματίζεται μια σταγόνα.

Αν  $d_0$  η διάμετρος του λεπτού κυκλικού σωλήνα η μάζα της σταγόνας είναι

$$m_D = \frac{\pi d_0^2 \sigma}{8} \quad (2.1)$$

Το μέγεθος της σφαιρικής σταγόνας που αντιστοιχεί στην  $m_D$  είναι

$$D = \left( \frac{6d_0^2 \sigma}{\rho_L g} \right)^{1/3} \quad (2.2)$$

Αν η διάμετρος του λεπτού σωλήνα είναι 1mm θα προκύψουν σταγόνες 3.6 mm για το νερό και 2.6 mm για κηροζίνη. Αν η διάμετρος του σωλήνα γίνει 10mm τότε η σταγόνα νερού θα είναι 784 mm και 560 mm για κηροζίνη.

Για την απομάκρυνση μιας σταγόνας από μία οριζόντια βρεγμένη επιφάνεια, φαινόμενο που εμφανίζει και δύναμη βαρύτητας και δύναμη επιφανειακής τάσης οι Tamada και Shiback δίνουν το μέγεθος της σταγόνας από τη σχέση:

$$D = 3.3 \left( \frac{\sigma}{\rho_L \cdot g} \right)^{0.5} \quad (2.3)$$

Η τελευταία εξίσωση δείχνει ότι σταγόνες που σχηματίζονται αργά με την δράση της βαρύτητας επάνω σε ένα υγρό φιλμ θα είχαν διάμετρο 9mm για το νερό 5mm για την κηροζίνη. Με τον τρόπο αυτό, ο μηχανισμός πραγματοποιείται με αργό ρυθμό και δίνει μεγάλες σταγόνες. Σε πρακτικές εφαρμογές ο μηχανισμός αυτός είναι συνήθως αναποτελεσματικός αφού έχουμε υψηλούς ρυθμούς ροής και πολύ λεπτή διαμέριση. Η δύναμη βαρύτητας είναι σημαντική μόνο για τον σχηματισμό μεγάλων σταγόνων και γίνεται αμελητέα για σταγόνες από 1 έως 300 mm.



### 2.3 Σχηματισμός και διάσπαση του spray (Breakup of Drops)

Στις μηχανές εσωτερικής καύσης η δομή του spray δημιουργείται με πολλούς τρόπους, ανάλογα με τη χρήση και τις απαιτήσεις της κάθε εφαρμογής. Υπάρχουν τρεις βασικές διεργασίες που επηρεάζουν τη δημιουργία του spray: η εσωτερική ροή στο ακροφύσιο, η πρωτογενής διάσπαση (διάσπαση της δέσμης καυσίμου σε σταγονίδια) και η δευτερογενής διάσπαση (διάσπαση των σταγονιδίων σε μικρότερα). Τα χαρακτηριστικά του spray εξαρτώνται από την εσωτερική γεωμετρία του ακροφυσίου, την πίεση εγχύσεως και τις συνθήκες πίεσης και θερμοκρασίας στον θάλαμο καύσης. Η εσωτερική ροή στο ακροφύσιο περιλαμβάνει φαινόμενα αποκόλλησης και επανακόλλησης. Σε συνθήκες κοντά στο όριο σπηλαίωσης, τα φαινόμενα αυτά ενισχύουν έντονα τα επίπεδα τύρβης, και την αλληλεπίδραση αερίου/υγρού στην έξοδο του ακροφυσίου, η οποία στη συνέχεια επηρεάζει τη διάσπαση σε σταγονίδια.

Επιπλέον, ο σχεδιασμός του ακροφυσίου έχει σημαντική επίδραση στη δομή της δέσμης του υγρού και τα χαρακτηριστικά της. Τα ακροφύσια εγχύσεως τα οποία χρησιμοποιούνται για εφαρμογές μηχανών Diesel, παρόλο που είναι πολλαπλών οπών, οδηγούν σε πυκνές δομές spray πλήρους κώνου (solid-cone sprays). Από την άλλη μεριά, εγχυτήρες εγκάρσιας συστροφής, οι οποίοι χρησιμοποιούνται στις μηχανές άμεσης έγχυσης με σπινθηριστή (Direct-Injection Spark-Ignition, DISI), οδηγούν σε περισσότερο διασκορπισμένο ψεκασμό, κατάλληλο για ομοιογενή ή λιγότερο στρωματοποιημένη πλήρωση [35]. Η πρωτογενής διάσπαση της δέσμης καυσίμου σε σταγονίδια εξαρτάται άμεσα από την εσωτερική γεωμετρία του ακροφυσίου και τα εσωτερικά φαινόμενα ροής, τα οποία καθορίζουν τη δομή της δέσμης που δημιουργείται. Λόγω των αεροδυναμικών δυνάμεων από την αέρια φάση, η δομή της υγρής δέσμης αλληλεπιδρά με το αέριο περιβάλλον, με αποτέλεσμα αρχικά την αποκοπή μεγάλων τμημάτων υγρού, τα οποία στη συνέχεια διασπώνται σε σφαιρικά σταγονίδια [35]. Με την ολοκλήρωση της πρωτογενούς διάσπασης (δημιουργία σφαιρικών σωματιδίων), αρχίζει η φάση της δευτερογενούς διάσπασης, οι μηχανισμοί της οποίας είναι κοινοί για κάθε τύπο spray. Η δευτερογενής διάσπαση (διάσπαση των σταγονιδίων σε μικρότερα) εξαρτάται από τα αρχικά μεγέθη των σταγονιδίων, τις ταχύτητές τους και τις θερμοφυσικές ιδιότητες της υγρής και της αέριας φάσης. Τα παραπάνω μεγέθη συνδυάζονται στους αριθμούς Weber και Ohnesorge, όπως θα εξηγηθεί στα επόμενα. Αυτές οι παράμετροι καθορίζουν τον μηχανισμό διάσπασης με τον οποίο τα σταγονίδια θα διασπαστούν περαιτέρω. Ακόμα κι αν σε ένα spray ένας ορισμένος μηχανισμός είναι κυρίαρχος, είναι πιθανό και άλλοι μηχανισμοί να συμβάλλουν στη δευτερογενή διάσπαση,





Για παράδειγμα, η λεπτομερής και η ακριβής περιγραφή της διάσπασης του υγρού καυσίμου σε εκατομμύρια μικρά σταγονίδια στον θάλαμο καύσης είναι απαραίτητη προϋπόθεση για τον σωστό υπολογισμό των επόμενων διεργασιών όπως η ατμοποίηση, η ανάφλεξη, η καύση, και ο σχηματισμός ρύπων. Επειδή, στην περίπτωση υψηλής πίεσης έγχυσης, οι συνθήκες ροής εντός των εγχυτήρων (π.χ. τύρβη, σπηλαίωση) είναι αυξημένης σπουδαιότητας για τη διάσπαση του spray, θα πρέπει να λαμβάνεται επίσης υπόψη και η επίδραση του συστήματος εγχύσεως. Συνοψίζοντας, η σχεδίαση ισχυρότερων, οικονομικότερης κατανάλωσης καυσίμου, και φιλικών προς το περιβάλλον μηχανών εσωτερικής καύσης είναι σήμερα στο επίκεντρο της έρευνας των κατασκευαστών μηχανών.

## 2.4 Διάσπαση Σταγόνας σε Ρεύμα Αέρα

Στην διαδικασία αυτή ένας όγκος υγρού μετατρέπεται σε μικρές σταγόνες. Στην πραγματικότητα εξαλείφεται η σταθεροποιητική επίδραση της επιφανειακής τάσης με την εφαρμογή εσωτερικών και εξωτερικών δυνάμεων. Η δράση της επιφανειακής τάσης είναι να κρατήσει το υγρό σ' ένα σφαιρικό σχήμα, αφού έτσι έχει μικρότερη ενέργεια στην επιφάνεια. Το ιξώδες του υγρού επίσης προσπαθεί να σταθεροποιήσει το σχήμα με αντίσταση σε κάθε προσπάθεια αλλαγής της γεωμετρίας.

Από την άλλη μεριά αεροδυναμικές δυνάμεις που δρουν στην επιφάνεια του υγρού μπορούν να προκαλέσουν διάσπαση. Έτσι αυτή εμφανίζεται όταν οι αεροδυναμικές δυνάμεις υπερβούν την δύναμη επιφανειακής τάσης. Βέβαια πολλές από τις μεγαλύτερες σταγόνες που προκλήθηκαν με την αρχική διαδικασία διάσπασης είναι ασταθείς και προχωρούν σε επιπλέον διάσπαση σε μικρότερες. Έτσι το τελικό εύρος μεγεθών σταγόνας που παράγεται σε ένα spray εξαρτάται και από αυτό το δεύτερο στάδιο. Η γνώση του μηχανισμού διάσπασης είναι αναγκαία για τον σχεδιασμό όλων των ακροφυσίων.

Μια αυστηρή μαθηματική λύση θα απαιτούσε την ακριβή γνώση της κατανομής της αεροδυναμικής πίεσης επάνω στη σταγόνα. Πάντως, μόλις η σταγόνα αλλάξει σχήμα, αλλάζει και η κατανομή της πίεσης γύρω από αυτή και είτε υπάρχει σχέση ισορροπίας μεταξύ των εξωτερικών αεροδυναμικών δυνάμεων και των εσωτερικών λόγω επιφανειακής τάσης και ιξώδους είτε η παραμόρφωση συνεχίζεται οδηγώντας σε διάσπαση της σταγόνας.

Σε συνθήκες ισορροπίας η εσωτερική πίεση σε κάθε σημείο της επιφάνειας της σταγόνας  $P_i$  θα ισορροπεί την εξωτερική αεροδυναμική  $P_A$  και την πίεση λόγω επιφανειακής τάσης  $P_\sigma$ .

$$P_i = P_A + P_\sigma = \text{σταθερό}$$

(2.4.1)

και για σφαιρική σταγόνα,



$$P_{\sigma} = \frac{4\sigma}{D}. \quad (2.4.2)$$

Είναι φανερό ότι μια σταγόνα μένει σταθερή όσο μια αλλαγή στην πίεση του αέρα μπορεί να αντισταθμιστεί από αντίστοιχη μεταβολή της  $P_{\sigma}$  ώστε η  $P_i$  να είναι σταθερή. Αν η  $P_A$  είναι μεγάλη σε σχέση με την  $P_{\sigma}$  τότε καμιά σημαντική μεταβολή της  $P_A$  δεν μπορεί να αντισταθμιστεί από αντίστοιχη μεταβολή της  $P_{\sigma}$ . Σ' αυτήν την κατάσταση η εξωτερική πίεση  $P_A$  μπορεί να αλλάξει το σχήμα της σταγόνας σε τέτοια έκταση που οδηγεί σε αλλαγή της  $P_{\sigma}$  και τελικά να διασπάσει τη σταγόνα σε μικρότερες. Γι' αυτές τις μικρότερες σταγόνες η υψηλότερη τιμή της  $P_{\sigma}$  μπορεί να είναι αρκετή για να συνοδεύσει τις αλλαγές της  $P_A$ . Αν αυτό δεν συμβαίνει ακολουθεί νέα υποδιαίρεση, έως ότου η  $P_{\sigma}$  γίνει αρκετά μεγάλη. Τότε η κατάσταση είναι σταθερή και δεν συμβαίνει περαιτέρω διαίρεση. Οι συλλογισμοί αυτοί μας επιτρέπουν να ορίσουμε ένα κρίσιμο μέγεθος σταγόνας στο οποίο σταματά η διαδικασία της διάσπασης.

Βασιζόμενοι στη σχετική ταχύτητα και στις ιδιότητες του υγρού και του περιβάλλοντα αέρα, η διάσπαση της υγρής δέσμης ελέγχεται από διαφορετικούς μηχανισμούς. Οι μηχανισμοί αυτοί συχνά χαρακτηρίζονται από την απόσταση μεταξύ της εξόδου του ακροφυσίου και του σημείου σχηματισμού της πρώτης σταγόνας (αναφερόμενο και ως μήκος διάσπασης), καθώς και του μεγέθους του σταγονιδίου που παράγονται.

Σύμφωνα με τον Reitz [36], η διαδικασία διάσπασης μπορεί να υποδιαιρεθεί σε τέσσερα στάδια: 1) τη διάσπαση κατά Rayleigh, 2) το πρώτο και 3) δεύτερο ανεμογενές στάδιο (wind induced regime) και 4) το στάδιο του ψεκασμού (atomization regime). Για να δοθεί μια ποσοτική έκφραση της διαδικασίας διάσπασης της δέσμης, ο Ohnesorge απέδειξε ότι η διαδικασία αποσύνθεσης μπορεί να περιγραφεί από:

$$\text{-Τον αριθμό Weber, } We = \frac{\rho_l u^2 D}{\sigma} \quad (2.5.1)$$

$$\text{-Τον αριθμό Reynolds, } Re = \frac{\rho_l u D}{\mu_l} \quad (2.5.2)$$

Ο αριθμός Weber είναι χρήσιμος στην ανάλυση του σχηματισμού των σταγονιδίων, στα οποία η αλληλεπίδραση μεταξύ υγρού και αερίου είναι εμφανής. Μπορεί να θεωρηθεί σαν ένα μέτρο της σχετικής σημαντικότητας της αδρανείας των υγρών σε σχέση με την επιφανειακή τους τάση. Ο Ohnesorge προχωρώντας ένα βήμα παρακάτω δημιούργησε έναν νέο αδιάστατο αριθμό ο οποίος περιλαμβάνει όλες τις σχετικές ιδιότητες των υγρών-  $\sigma$ : επιφανειακή τάση στη διεπιφάνεια υγρού - αερίου (N/m),  $\rho_l$ : πυκνότητα του υγρού ( $\text{kg/m}^3$ ),  $\mu_l$  δυναμικό ιξώδες του υγρού, όπως επίσης και της διαμέτρου  $D$  των σταγονιδίων.

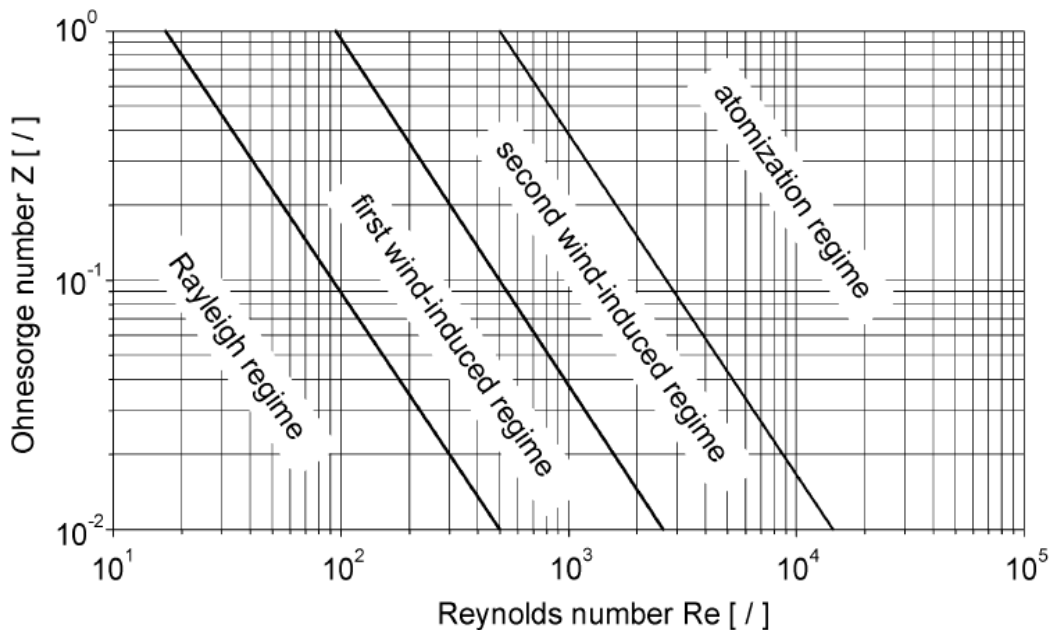


Αξιοσημείωτο είναι ότι στον χαρακτηριστικό αυτό αριθμό περιλαμβάνονται μόνο οι ιδιότητες του υγρού που ψεκάζεται ενώ απουσιάζει η ταχύτητα της δέσμης.

$$\text{Ο αριθμός Ohnesorge δίνεται } Oh = \frac{\sqrt{We}}{Re} = \frac{\mu_l}{\sqrt{\sigma \rho_L D}} \quad (2.5.3)$$

Ο αριθμός Ohnesorge είναι ο λόγος της ιξώδους δύναμης του υγρού προς τη δύναμη της επιφανειακής τάσης του σταγονιδίου. Επίσης παίζει ένα σημαντικό ρόλο στο δευτερεύοντα ψεκάσμο (Secondary Atomization). Μαθηματικά, αν ο αριθμός  $We$  υπερβαίνει το  $We_{crit}$ , επέρχεται ο μηχανισμός (SA). Για υγρά με χαμηλό ιξώδες,  $We_{crit} = 6$  to  $13$  για  $Oh < 0.1$ ,  $We_{crit} \sim Oh^2$  για  $Oh > 0.1$ .

Στο Σχήμα 2.1 ο αριθμός  $Oh$  δίνεται ως συνάρτηση του αριθμού Reynolds. Για σταθερές συνθήκες, τα όρια μεταξύ των τεσσάρων σταδίων διάσπασης, μπορούν να χαραχθούν. Παρ όλα αυτά, έχει αποδειχθεί ότι περιλαμβάνοντας μόνο τις ιδιότητες της υγρής φάσης κατά την περιγραφή των περιοχών – μηχανισμών διάσπασης εμφανίζεται ανεπάρκεια, επειδή ο ψεκάσμος μπορεί να επηρεαστεί μέσω αύξησης της πυκνότητας του αερίου.



Σχήμα 2.1 Διάγραμμα Ohnesorge: συστήματα διάσπασης δέσμης

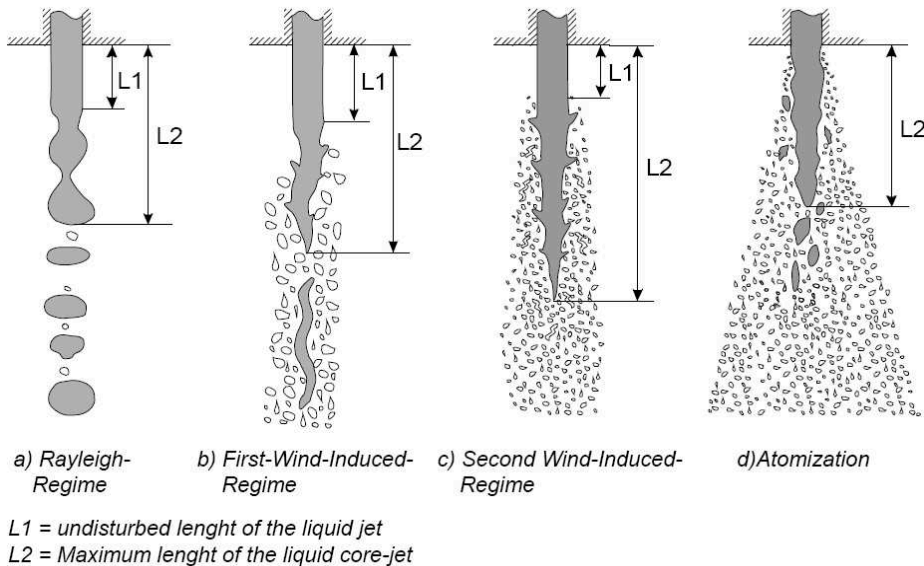
Μια σχηματική περιγραφή των διαφορετικών καταστάσεων διάσπασης της δέσμης, δίδονται στο σχήμα 2.2. Αν οι ιδιότητες των υγρών δεν μεταβάλλονται, η μοναδική μεταβλητή είναι η ταχύτητα του υγρού  $u$ :

Σε πολύ χαμηλές ταχύτητες, έχουμε σταγονοειδή ροή και δεν μπορεί να σχηματισθεί δέσμη. Μια αύξηση της  $u$  επιδρά στο σχηματισμό ενός μήκους δέσμης μη διασπασμένου,



που αυξάνει με αύξηση της ταχύτητας (διάσπαση Rayleigh). Τα σταγονίδια είναι αποκομμένα από τη δέσμη και το μέγεθός τους είναι μεγαλύτερο από τη διάμετρο της εξόδου του ακροφυσίου, (σχήμα 2.2α).

Μια περαιτέρω αύξηση στην ταχύτητα της δέσμης επιδρά στο μήκος διάσπασής της, παραμένοντας όμως πολλαπλάσιο της διαμέτρου. Το μέσο μήκος των σταγονιδίων μειώνεται και βρίσκεται τώρα στο εύρος της διαμέτρου του ακροφυσίου. Αυτά αποτελούν τα χαρακτηριστικά του μηχανισμού διάσπασης που αναφέρεται ως πρωτογενής ανεμογενής (first-wind-induced regime), όπου οι σχετικές δυνάμεις του μηχανισμού Rayleigh ενισχύονται από αεροδυναμικές δυνάμεις (σχήμα 2.2β).

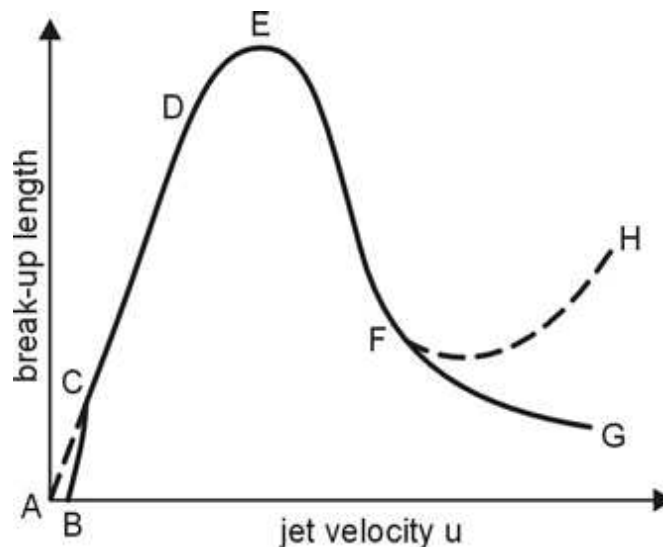


**Σχήμα 2.2 Αναπαράσταση των συστημάτων διάσπασης**

Κατά τον μηχανισμό δευτερογενούς ανεμογενούς διάσπασης (second-wind-induced regime), η ροή εντός του ακροφυσίου γίνεται τυρβώδης. Η διάσπαση της δέσμης επέρχεται τώρα εξ αιτίας της ασταθούς ανάπτυξης μικρού μήκους κύματος επιφανειακών κυμάτων που ξεκίνησαν από την τυρβώδη δέσμη και ενισχύθηκαν από αεροδυναμικές δυνάμεις, ως επακόλουθο της σχετικής ταχύτητας μεταξύ αερίου και υγρού (σχήμα 2.2c). Η διάμετρος των σταγονιδίων που προκύπτουν είναι μικρότερη από τη διάμετρο του ακροφυσίου, ενώ το μήκος διάσπασης μειώνεται καθώς αυξάνεται ο αριθμός Reynolds (τμήμα FG σχήματος 2.3). Η δέσμη δεν διασπάται πλέον ως σύνολο. Εξαιτίας του διαχωρισμού μικρών σταγονιδίων από την επιφάνεια της δέσμης, η διαδικασία διάσπασης ξεκινά από την επιφάνεια και σταδιακά διαβρώνει τη δέσμη, έως ότου η τελευταία διασπαστεί πλήρως. Ενώ το μήκος της ανέπαφης επιφάνειας μειώνεται με την αύξηση της ταχύτητας δέσμης, το μήκος του πυρήνα ενδέχεται να αυξηθεί [33].



Ο μηχανισμός ψεκασμού επιτυγχάνεται όταν το μήκος της ανέπαφης επιφάνειας πλησιάσει στο μηδέν. Στην περίπτωση αυτή δημιουργείται κωνική δέσμη και η γωνία απόκλισης της δέσμης ξεκινά αμέσως αφότου η τελευταία εξέλθει του ακροφυσίου, δηλαδή το μέγιστο της γωνίας δέσμης παρατηρείται εντός του ακροφυσίου. Ενδέχεται, ωστόσο, να υπάρξει και ανέπαφος ή τουλάχιστον πυκνός πυρήνας μεγάλων ποσοτήτων υγρού αρκετές διαμέτρους στα κατόντη του ακροφυσίου. Αυτή είναι η σχετική κατάσταση της δέσμης καυσίμων μηχανών. Τα προκύπτοντα σταγονίδια είναι πολύ μικρότερα από τη διάμετρο του ακροφυσίου



**Σχήμα 2.3** Μήκος διάσπασης της δέσμης συναρτήσει της ταχύτητάς της, ABC: Ροή σταγόνων, CD: Διάσπαση Rayleigh, EF: Πρώτη ανεμογενής διάσπαση, FG (FH): Δεύτερη ανεμογενής διάσπαση, Πέραν του G (H): Μηχανισμός διάσπασης σε σταγονίδια [37]

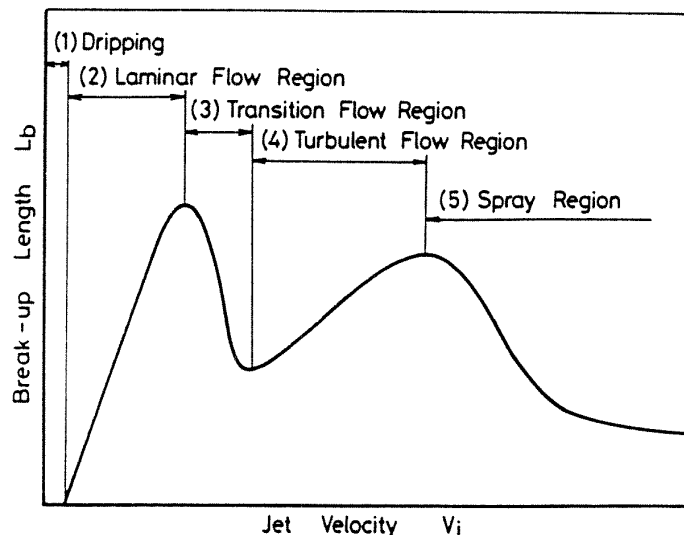
Η θεωρητική περιγραφή της διάσπασης δέσμης στο σύστημα ψεκασμού καυσίμου είναι πολύ πιο σύνθετη από οποιοδήποτε άλλο σύστημα, καθώς η διαδικασία διάσπασης εξαρτάται σε μεγάλο βαθμό από τις συνθήκες ροής του υλικού εντός του ακροφυσίου, οι οποίες είναι συνήθως άγνωστης και χαοτικής φύσεως. Εκτός αυτού, η επαλήθευση μοντέλων είναι επίσης δύσκολη, διότι τα πειράματα είναι εξαιρετικά περίπλοκα λόγω των υψηλών ταχυτήτων, των μικρών διαστάσεων και της πολύ πυκνής δέσμης.

Καθώς η δέσμη διασπάται περαιτέρω προς τα κατόντη της άκρης του ακροφυσίου, ο τυπικός ψεκασμός περιλαμβάνει: α) τη διαδικασία πρωτογενούς διάσπασης δέσμης καυσίμου και β) τη διαδικασία δευτερογενούς διάσπαση δέσμης καυσίμου. Οι κύριες δυνάμεις που επενεργούν στη διαδικασία ψεκασμού καυσίμου είναι: 1) υδροδυναμική δύναμη ή δύναμη αδράνειας εξαιτίας διακυμάνσεων/διαταραχών, 2) αεροδυναμική δύναμη εξαιτίας της αντίστασης υγρού/διατμητικής δύναμης και 3) δύναμη ιξώδους εξαιτίας της αντίστασης στην αλλαγή γεωμετρίας του υγρού και 4) δυνάμεις επιφανειακής τάσης εξαιτίας



ενός ελάχιστου ποσού ενέργειας επιφάνειας. Οι πρώτες δύο αποτελούν δυνάμεις διάσπασης, ενώ οι δυο δεύτερες δυνάμεις συνοχής. Οι μηχανισμοί που σχετίζονται με την αλληλεπίδραση εσωτερικών δυνάμεων όπως α) ο στροβιλισμός, β) η αδράνεια και γ) η μεταφορά ορμής μεταξύ των εγκάρσιων επιπέδων μιας δέσμης ευθύνονται κατά κύριο λόγο για την πρωτογενή διάσπαση δέσμης καυσίμου. Στο στάδιο αυτό οι δυνάμεις διάσπασης υπερβαίνουν τις δυνάμεις συνοχής με αποτέλεσμα τη δημιουργία ταλαντώσεων στην επιφάνεια του υγρού, οι οποίες ακολούθως διασπούν τον υγρό όγκο σε σταγόνες. Η δευτερογενής διάσπαση δέσμης καυσίμου παρατηρείται όταν μεγαλύτερα σταγονίδια ή ποσότητες υγρού διασπαστούν σε μικρότερα σταγονίδια. Η διάσπαση ενός μόνο σταγονιδίου σε ένα αέριο προκαλείται είτε από μεγαλύτερη σχετική ταχύτητα είτε από στροβιλισμό. Η δευτερογενής διάσπαση δέσμης καυσίμου προκύπτει εξαιτίας αναλογιών δύο δυνάμεων (two-force ratios) που επενεργούν στη σταγόνα. Αν τα αεροδυναμικά φορτία ξεπεράσουν τις δυνάμεις λόγω της επιφανειακής τάσης, το σταγονίδιο θα υποστεί επιπλέον παραμόρφωση.

Εκτεταμένες πειραματικές μελέτες έχουν πραγματοποιηθεί πάνω στα φαινόμενα διάσπασης δεσμών χαμηλής ταχύτητας. Η εικόνα 2.4 δείχνει πιο λεπτομερειακά το μήκος διάσπασης, συμπεριλαμβανομένης της περιοχής (ψεκασμού καυσίμου) δέσμης και περιγράφει το συνεχές τμήμα της υγρής στήλης ή του αδιάσπαστου μήκους ως συνάρτηση της ταχύτητας δέσμης.



**Σχήμα 2.4** Μηχανισμοί διάσπασης – Σχέση μήκους διάσπασης και ταχύτητας δέσμης

Κατά την κίνηση των σταγονιδίων και ως επακόλουθο στη διαδικασία ψεκασμού καυσίμου, ο αριθμός Stokes ( $St$ ) αποτελεί άλλη μια σημαντική παράμετρο. Ο  $St$  ορίζεται ως η αναλογία



του χρόνου απόκρισης ορμής του σταγονιδίου προς το χρόνο απόκρισης ενός συστήματος

$$\text{ροής: } St = St = \frac{\tau_p}{\tau_c} = \frac{\rho_p \cdot d_p^2 \cdot u_c}{18 \cdot \mu_c \cdot L} \quad (2.5.4)$$

Στα σωματίδια (φουσαλίδες/σταγονίδια) που αιωρούνται στο υγρό παρατηρούνται οι εξής δύο καταστάσεις: α) αν ο  $St \ll 1$ , τα σωματίδια έχουν επαρκή χρόνο να ανταποκριθούν στις αλλαγές ταχύτητας της ροής, β) αν ο  $St \gg 1$ , το σωματίδιο δεν έχει χρόνο να ανταποκριθεί στις αλλαγές ταχύτητας του υγρού και η ταχύτητά του επηρεάζεται ελάχιστα από την αλλαγή ταχύτητας του υγρού.

Δέσμη, η οποία αποτελείται από διασκορπισμένα σταγονίδια με μεγαλύτερους ρυθμούς διάδοσης/διάχυσης/εξάπλωσης μπορεί να οδηγήσει σε αυξημένη θερμότητα και μεταφορά μάζας. Επιπλέον, καθώς τα μεγέθη των σταγονιδίων μειώνονται, η ενέργειά τους μεταφέρεται πιο εύκολα στο περιβάλλον υγρό, κάτι το οποίο θα είχε σίγουρα ως αποτέλεσμα την κατάλληλη ανάμιξη/ενσωμάτωση με τα περιβάλλοντα υγρά. Εκτός αυτού, σε διαδικασίες κατά τις οποίες η τροφοδότηση είναι ανάγκη να εισαχθεί σε εγκάρσια ροή υγρού, τα σταγονίδια στη δέσμη πρέπει να έχουν αρκετή ορμή για να διαπεράσουν την εν λόγω εγκάρσια ροή υγρού. Τέτοιου είδους χαρακτηριστικά της δέσμης είναι επιθυμητά σε ένα ακροφύσιο τροφοδοσίας.

Η διάσπαση σταγονιδίων σε μια δέσμη οφείλεται σε αεροδυναμικά φορτία (τριβή και πίεση), τα οποία προκαλούνται από τη σχετική ταχύτητα  $u_{rel}$  μεταξύ σταγονιδίου και περιβάλλοντος αέρα. Τα αεροδυναμικά αυτά φορτία καταλήγουν σε ασταθή ανάπτυξη κυμάτων στον περιβάλλοντα αέρα / υγρή διεπιφάνεια ή στο ίδιο το σταγονίδιο εξολοκλήρου, η οποία τελικά οδηγεί στη διάσπαση και το σχηματισμό μικρότερων σωματιδίων. Τα σταγονίδια αυτά υποβάλλονται εκ νέου σε διάσπαση λόγω αεροδυναμικών φορτίων. Από την άλλη πλευρά, η δύναμη επιφανειακής τάσης προσπαθεί να διατηρήσει το σταγονίδιο σφαιρικό και αντιδρά στη δύναμη παραμόρφωσης. Η επιφανειακή τάση εξαρτάται από την καμπυλότητα της επιφάνειας: όσο πιο μικρό το σταγονίδιο τόσο υψηλότερη είναι η δύναμη επιφανειακής τάσης και τόσο υψηλότερη η κρίσιμη σχετική ταχύτητα που οδηγεί σε ασταθή παραμόρφωση και διάσπαση του σταγονιδίου.

Ο αριθμός Eötvös ( $Eo$ ) μετρά τη σημασία των δυνάμεων επιφανειακής τάσης σε σύγκριση με τις ολικές δυνάμεις (body forces). Μπορεί να θεωρηθεί ανάλογη της δύναμης πλευστότητας δια της δύναμης επιφανειακής τάσης, αλλιώς αξίζει να σημειωθεί ότι ο αριθμός Eötvös σχετίζεται με την ολοκλήρωση ή διάσπαση των σταγονιδίων. Βρέθηκε ότι για τιμές  $Eo < 16$  είναι αδύνατον να υπάρξει περαιτέρω διάσπαση. Ο αριθμός Eötvös ορίζεται ως:

$$Eo = \frac{\Delta \rho g L^2}{\sigma} \quad (2.5.5)$$



Όπου:

$\Delta\rho$  είναι η διαφορά πυκνότητας μεταξύ δύο φάσεων ( $\text{kg/m}^3$ ),

$g$  είναι η βαρυτική επιτάχυνση ( $\text{m/s}^2$ ),

$L$  είναι το χαρακτηριστικό μήκος, συνήθως η διάμετρος σταγονιδίου ( $\text{m}$ ),

$\sigma$  είναι η επιφανειακή τάση ( $\text{N/m}$ ).

Ένας υψηλός  $E_o$  δείχνει ότι το σύστημα είναι σχετικά ανεπηρέαστο από την επιφανειακή τάση, ενώ ένας χαμηλός αριθμός (τυπικά  $E_o < 1$  αποτελεί προϋπόθεση) δείχνει ότι η επιφανειακή τάση επικρατεί. Οι ενδιάμεσες ενδείξεις είναι δηλωτικές ισορροπίας μεταξύ τους.

Τρεις είναι οι παράγοντες που διέπουν τη διάσπαση της σταγόνας. Η δυναμική πίεση, η επιφανειακή τάση και το ιξώδες. Για υγρά με μικρό ιξώδες η αλλαγή του σχήματος της σταγόνας καθορίζεται από το κλάσμα των αεροδυναμικών δυνάμεων που παριστάνεται με  $0.5 \rho_A \cdot u_R^2$ . Προς τις δυνάμεις τάσης  $\sigma/D$  όσο μεγαλύτερος ο αριθμός Weber τόσο οι παραμορφωτικές εξωτερικές δυνάμεις είναι μεγαλύτερες από τις δυνάμεις επιφανειακής τάσης που τείνουν να επαναφέρουν το σχήμα.

Για κάθε υγρό η αρχική συνθήκη για διάσπαση εμφανίζεται όταν η αεροδυναμική δύναμη γίνει ίση με την δύναμη επιφανειακής τάσης.

$$C_D \frac{\pi D^2}{4} 0.5 \cdot \rho_A \cdot U_R^2 = \pi D \sigma \quad (2.6)$$

ή

$$\left( \frac{\rho_A U_R^2 D}{\sigma} \right)_{crit} = \frac{8}{C_D} \quad (2.7)$$

όπου ο δείκτης  $crit$  δείχνει ότι έχουμε την κρίσιμη κατάσταση. Στο 1ο μέλος είναι ο αριθμός Weber οπότε ισχύει:

$$We_{crit} = \frac{8}{C_D} \quad (2.8)$$

Για μια σχετική ταχύτητα  $u_R$  το μέγιστο σταθερό μέγεθος σταγόνας λαμβάνεται από τη

$$\text{σχέση } D_{max} = \frac{8\sigma}{C_D \rho_A U_R^2} \quad (2.9)$$

$$\text{ενώ η κρίσιμη ταχύτητα προκύπτει } U_{R,crit} = \left( \frac{8\sigma}{C_D \rho_A D} \right)^{0.5} \quad (2.10)$$

Για υγρά με επιφανειακή τάση μεταξύ 0.028 και 0.475  $\text{kg/s}^2$  η κρίσιμη ταχύτητα δίνεται ως



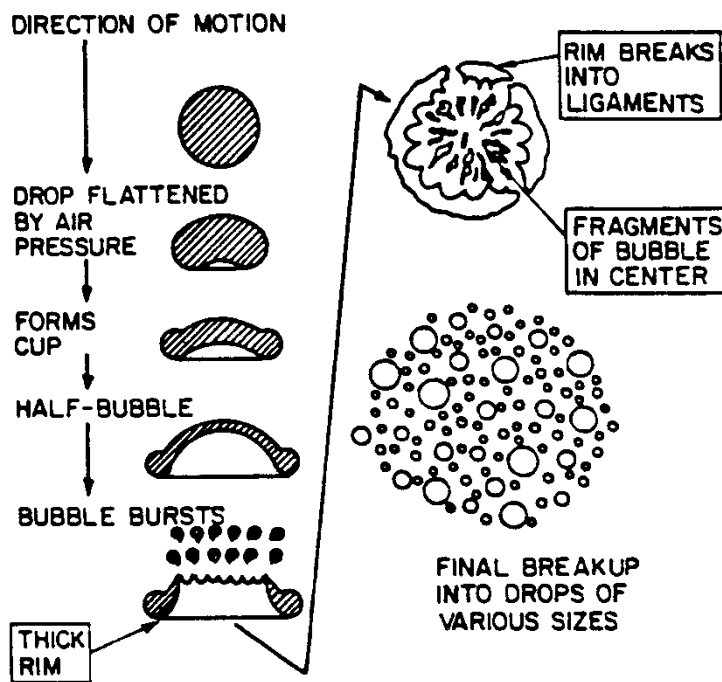


$$U_{R_{crit}} \propto \left(\frac{\sigma}{D}\right)^{0.5} \quad (2.11)$$

$$\text{Ειδικότερα για το νερό προκύπτει } U_{R_{crit}} = \frac{784}{\sqrt{D}} \quad (2.12)$$

όπου  $u_R$  σε m/s και  $D$  σε  $\mu\text{m}$ .

Μια σταγόνα που ξαφνικά εκτίθεται σε ένα γρήγορο ρεύμα αέρα αλλάζει σχήμα και παρουσιάζει μια κυρτή επιφάνεια στο ρεύμα αέρα. Οι άκρες του κυπελλοειδούς οδηγούνται προς τα έξω σαν λεπτό φύλλο και ακολούθως σε πολύ λεπτά στοιχεία που σπάνε σε σταγονίδια όπως φαίνεται στο σχήμα 2.1.




**Σχήμα 2.5 Διάσπαση σφαιρικής σταγόνας λόγω αλληλεπίδρασης με τον περιβάλλοντα αέρα**

Για σταγόνα που πέφτει ελεύθερα υπολογίστηκε  $We_{crit} = 22$  και για σταγόνα που εκτίθεται απότομα σε ρεύμα αέρα υψηλής ταχύτητας  $We_{crit} = 13$ . Για να λάβει υπ' όψη το

ιξώδες ο Hinze χρησιμοποίησε τον τύπο

$$Z = \frac{\sqrt{We}}{Re} \quad (2.13)$$

Αυτό το αδιάστατο μέγεθος παριστά το κλάσμα μιας εσωτερικής δύναμης ιξώδους προς μία δύναμη επιφανειακής τάσης (interfacial). Η δύναμη επιφανειακής τάσης ανά μονάδα

Πτυχιακή Εργασία: Πειραματική Μελέτη Εξέλιξης Πεδίου Ταχυτήτων και Μεγέθους Σταγονιδίων κατά τον Ψεκασμό Εναλλακτικών Καυσίμων Αεροσκαφών Υψηλών Πιέσεων	
Γεωργακόπουλος Σώτηριος Α.Μ 4824 - Παπασπυρόπουλος Αθανάσιος Α.Μ 4246	
ΑΤΕΙ ΠΑΤΡΑΣ Τμήμα Μηχανολογίας Τομέας Ενέργειας	

επιφάνειας παριστάνεται σαν  $\frac{\sigma}{D}$  ενώ η δύναμη τριβής ανά μονάδα επιφάνειας τ δίνεται από

το γινόμενο του ιξώδους επί την βαθμίδα ταχύτητας  $\frac{\delta u}{\delta x}$  μέσα στην σταγόνα  $\mu_i \frac{\delta u}{\delta x}$ .

## 2.5 Διάσπαση Υγρών Jet (Disintegration of Liquid Jets)

Όταν ένα jet αναδύεται από το ακροφύσιο σαν ένα συνεχόμενο σώμα κυλινδρικής μορφής η κατάσταση ανταγωνισμού μεταξύ διασπαστικών και συνεκτικών δυνάμεων οδηγούν σε ταλαντώσεις και αναταραχές. Σε ευνοϊκές συνθήκες οι ταλαντώσεις ενισχύονται και το υγρό σώμα διασπάται σε σταγόνες. Αυτή η διαδικασία πολλές φορές αναφέρεται σαν πρωτεύουσα διάσπαση (primary atomization). Αν οι σχηματισμένες σταγόνες υπερβαίνουν την κρίσιμη διάσταση τότε διασπώνται σε ακόμα μικρότερα σταγονίδια και ο μηχανισμός αυτός λέγεται δευτερεύουσα διάσπαση (secondary atomization).

Το φαινόμενο της διάσπασης ενός πίδακα έχει γίνει αντικείμενο θεωρητικής αλλά και πρακτικής έρευνας εδώ και πολλά χρόνια. Τα παρακάτω αναφέρονται σε υγρά jet που διασκορπίζονται μέσα σε αέρα. Μπορούν να επεκταθούν σε κάθε συνδυασμό υγρού (σε φάση διασποράς) και αερίου (συνεχής φάση), αλλά τα εμπιστευόμαστε κυρίως όταν το περιβάλλον αέριο είναι αέρας. Οι περισσότερες ενδιαφέρουσες ιδιότητες είναι το συνεχές μήκος (continuous length), που δίνει ένα μέτρο του ρυθμού ανάπτυξης της κατανομής και η κατανομή των μεγεθών. Επίσης ενδιαφέρον είναι ο τρόπος με τον οποίο γίνεται η διάσπαση. Οι πρώτες έρευνες για τέτοια φαινόμενα έγιναν από τους Bidone και Savart. Ο πρώτος ασχολήθηκε με τις γεωμετρικές μορφές που παράγονται από ακροφύσιο με μη κυκλική τομή ενώ ο δεύτερος έδωσε τα πρώτα ποσοτικά δεδομένα.

Τα αποτελέσματά του έδειξαν πως αν η διάμετρος του πίδακα κρατιόταν σταθερή το συνεχές μήκος του υγρού είναι ανάλογο με την ταχύτητά του. Επίσης παρατήρησε ότι για σταθερή ταχύτητα του jet το μήκος του είναι ανάλογο της διαμέτρου του. Ο Plateau σημείωσε ότι η κυλινδρική μορφή του υγρού είναι ασταθής αν το μήκος του υπερτερεί της περιμέτρου του. Αλλιώς θα δημιουργηθούν δύο σταγόνες που το άθροισμα των επιφανειών τους θα είναι μικρότερο από εκείνο της κυλινδρικής μορφής. Οι διατυπώσεις που βοήθησαν να κατανοηθούν τα δεδομένα της έρευνας του Savart και ακόμα τέθηκαν σαν βάση για την θεωρία για τη σταθερότητα του jet του Rayleigh. Στις πρώτες του έρευνες ο Rayleigh χρησιμοποίησε τη μέθοδο μικρών διαταραχών για να ορίσει τις αναγκαίες συνθήκες για την κατάρρευση ενός υγρού πίδακα που εισάγεται σε αέριο μικρής ταχύτητας. Ο Rayleigh σύγκρινε την επιφανειακή ενέργεια (που ορίζεται το γινόμενο της επιφανειακής τάσης επί την



επιφάνεια) της διαταραγμένης διαμόρφωσης με αυτήν της σταθερής κολώνας υγρού. Μετά υπολόγισε τη δυναμική ενέργεια της διαταραγμένης φάσης

$$E_s = \frac{\pi\sigma}{2d} [\gamma^2 + n^2 - 1] b_n^2 \quad (2.18)$$

όπου  $E_s$ : πιθανή ενέργεια επιφάνειας

d: jet diameter

$b_n$ : σταθερός όρος της σειράς Fourier

$\gamma$ :  $\frac{2\pi r}{\lambda}$  κυματαριθμός (αδιάστατη ποσότητα)

n: οποιοσδήποτε θετικός ακέραιος (μαζί με το μηδέν)

Για μη συμμετρικές διαταραχές  $n \gg 1$  και η  $E_s$  είναι πάντα θετική, δείχνοντας ότι το σύστημα είναι πάντα σταθερό σε αυτή την κλίμακα διαταραχής. Όταν  $n=0$  και  $\gamma < 1$  που ισχύει για συμμετρικές διαταραχές η εξίσωση (2.18) δείχνει ότι  $E_s < 0$  δηλαδή ότι το σύστημα δεν είναι σταθερό σε αυτό το είδος της διαταραχής. Επομένως ένα jet υγρού που επηρεάζεται από επιφανειακές δυνάμεις θα γίνει ασταθές σε οποιαδήποτε αξονοσυμμετρική διαταραχή που το μήκος κύματός της είναι  $\lambda > \pi d$  δηλαδή  $\gamma < 1$ .

Το συμπέρασμα από τα λεγόμενα του Rayleigh για το σπάσιμο υγρών jet με στρωτή ροή είναι ότι οι διαταραχές σε ένα jet με μήκη κύματος μεγαλύτερο από την περιφέρειά τους θα μεγαλώσουν. Ακόμα τα αποτελέσματα έδειξαν ότι μια κλάση αερίων διαταραχών θα μεγαλώσει πιο γρήγορα και θα καθορίσει το σπάσιμο. Παρόλο που στην πραγματικότητα τα υγρά είναι παχύρρευστα, τυρβώδη και εκτίθενται σε διάφορες επιρροές από το περιβάλλον τα συμπεράσματα αυτά βρήκαν γενική αναγνώριση σαν πρώτες επιτυχημένες προσεγγίσεις. Η εργασία του Rayleigh έδειξε ότι το σπάσιμο του jet είναι ένα δυναμικό πρόβλημα και άρα είναι σημαντικός και ο ρυθμός της διαδικασίας. Δεχόμενος ότι ο όρος  $b_n$  είναι ανάλογος στο  $\exp(qt)$  όπου q η εκθετική αύξηση της διαταραχής ότι ο εκθετικός ρυθμός ανάπτυξης της πιο γρήγορης διαταραχής

$$q_{\max} = 0.97 \left( \frac{\sigma}{\rho_L d^3} \right)^{0.5} \quad (2.19)$$

και  $\lambda_{\text{opt}}$  που αντιστοιχεί στο  $q_{\max}$  είναι

$$\lambda_{\text{opt}} = 4.51d. \quad (2.20)$$

Μετά το σπάσιμο ο κύλινδρος μήκους 4.51 d γίνεται μια σφαιρική σταγόνα έτσι ώστε



$$4.51d \frac{\pi}{4} d^2 = \frac{\pi}{6} D^3 \text{ και τότε}$$

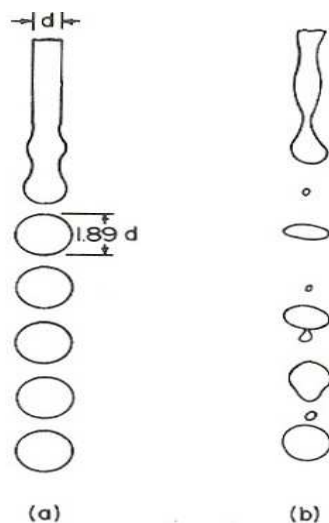
$$D = 1.89 d.$$

(2.21)

Έτσι από το μηχανισμό του Rayleigh φάνηκε ότι ο μέσος όρος της διαμέτρου είναι σχεδόν διπλάσιος του μη διαταραγμένου jet.

Στο σχήμα 2.2(a) φαίνεται το σπάσιμο κατά την άποψη του Rayleigh και στο (b) φαίνεται η ίδια εξέλιξη βασισμένη σε πραγματικές φωτογραφίες. Οι σταγόνες στην πραγματικότητα συνενώνονται και έτσι προκύπτει ένας συνδυασμός μεγάλων σταγόνων και άλλων πολύ μικρότερων τους που χαρακτηριστικά μπορούμε να τις ονομάσουμε δορυφόρους τους.

Μια πιο γενική θεωρία για την διάσπαση ενός jet σε χαμηλές ταχύτητες αναπτύχθηκε από τον Weber, που επέκτεινε την ανάλυση του Rayleigh για να συμπεριλάβει παχύρρευστα υγρά. Αυτός υποστήριξε ότι οποιαδήποτε διαταραχή προξενεί διαδοχικές συμμετρικές ταλαντώσεις.




**Σχήμα 2.6** Σύγκριση α) ιδανικής διάσπασης πίδακα με β) πραγματική διάσπαση όπως φαίνεται από φωτογραφίες υψηλής ταχύτητας.

Αν το μήκος κύματος της αρχικής διαταραχής είναι μικρότερο από το  $\lambda_{\min}$ , η επιφανειακή τάση τείνει να εξαλείψει την διαταραχή, ενώ αν το  $\lambda > \lambda_{\min}$  η επιφανειακή τάση φροντίζει για την ανάπτυξη της διαταραχής, που οδηγεί τελικά στην διάσπαση. Υπάρχει πάντως ένα συγκεκριμένο μήκος κύματος που είναι το πιο ικανοποιητικό για την διαμόρφωση σταγόνων:

$$\lambda_{\min} = \pi d = 3.14 d$$

(2.22)

Πτυχιακή Εργασία: Πειραματική Μελέτη Εξέλιξης Πεδίου Ταχυτήτων και Μεγέθους Σταγονιδίων κατά τον Ψεκασμό Εναλλακτικών Καυσίμων Αεροσκαφών Υψηλών Πιέσεων	
Γεωργακόπουλος Σώτηριος Α.Μ 4824 - Παπασπυρόπουλος Αθανάσιος Α.Μ 4246	
ΑΤΕΙ ΠΑΤΡΑΣ Τμήμα Μηχανολογίας Τομέας Ενέργειας	

$$\lambda_{opt} = \sqrt{2\pi d} = 4.44d \quad (2.23)$$

ενώ για παχύρρευστα υγρά:

$$\lambda_{min} = \pi d \quad (2.24)$$

$$\lambda_{opt} = \sqrt{2\pi d} \left( 1 + \frac{3\mu_L}{\sqrt{\rho_L \sigma d}} \right)^{0.5} \quad (2.25)$$

Ο Weber μετά εξέτασε την επίδραση της αντίστασης του αέρα. Έτσι βρήκε ότι η διένεξη του αέρα μικραίνει μαζί με το μήκος κύματος της διαταραχής αλλά και το όπτιμο μήκος κύματος. Σε σύγκριση με τα προηγούμενα που ισχύουν για μηδενική ταχύτητα αέρα, αν ο αέρας έχει ταχύτητα 15m/s προκύπτει:

$$\lambda_{min} = 2.2d \quad (2.26)$$

$$\lambda_{opt} = 2.8d \quad (2.27)$$

Επίσης ο Weber σκέφτηκε την περίπτωση όπου ο αέρας θα δημιουργούσε κύματα και έδειξε ότι αυτό θα μπορούσε να συμβεί όταν ο αέρας έχει μια σχετικά μεγάλη ταχύτητα. Για γλυκερίνη η ταχύτητα αυτή βρέθηκε 20m/s, και σ' αυτήν την περίπτωση η θεωρητική απόσταση της διάσπασης από το στόμιο του ακροφύσιου. Γενικότερα αυξάνοντας την ταχύτητα του αέρα μειώνεται η απόσταση της διάσπασης.

## 2.6 Επίδραση του Προφίλ των Ταχυτήτων

Είναι πιθανό ότι κάποιες ιδιομορφίες και ανωμαλίες που σχετίζονται με την σταθερότητα του jet ξεκινούν από τις διαφορές του προφίλ των ταχυτήτων και τα τυρβώδη χαρακτηριστικά του, όπως αυτό εξέρχεται από το ακροφύσιο.

Ο Schweitzer έδωσε μια εξαιρετική ποσοτική περιγραφή της τύρβης. Ο πίδακας φεύγει από το jet είτε σε στρωτή είτε σε τυρβώδεις καταστάσεις. Όταν τα κομμάτια του υγρού πέφτουν με την μορφή ρεύματος παράλληλα στον άξονα του αγωγού η ροή είναι στρωτή. Όταν οι σταγόνες διαγράφουν τροχιές η κάθε μία με τυχαίο τρόπο, αυτό σημαίνει ότι έχουν διάφορες εγκάρσιες συνιστώσες της ταχύτητας και η ροή είναι τυρβώδης. Η στρωτή ροή ενισχύεται από την απουσία διαταραχών, από μια κυκλική είσοδο στο ακροφύσιο και από υψηλό ιξώδες του υγρού, ενώ η τυρβώδης ενισχύεται από υψηλές ταχύτητες ροής, μεγάλη διάμετρο αγωγού, από προεξοχές στη ροή, και από την ταχύτητα της επιφάνειας.

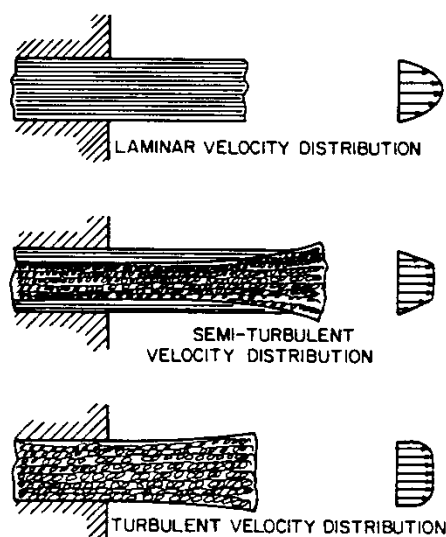
Σε ένα λείο αγωγό χωρίς διαταραχές στην ροή, μια αρχικά στρωτή ροή μπορεί να παραμένει στρωτή παρόλο που ο Reynolds ξεπέρασε την κρίσιμη τιμή, αλλά όταν συμβαίνει αυτό μια μικρή διαταραχή είναι ικανή να κάνει τη ροή τυρβώδη. Όπως σημείωσε ο



Schweitzer υπάρχει μια γενική τάση για συσχέτιση της τυρβώδους ροής με τιμές του Reynolds μεγαλύτερες από την κρίσιμη, αν και στην πραγματικότητα η ροή είναι μερικές φορές στρωτή με τιμές του Re μεγαλύτερες της κρίσιμης και μπορεί να είναι τυρβώδεις ή ημι-τυρβώδεις (semi-turbulent) με τιμές του Re μικρότερες της κρίσιμης. Μια ημι-τυρβώδεις ροής είναι ένας συνδυασμός ενός τυρβώδους πυρήνα και ένα στρωτό μέρος στα άκρα όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.3.

Ο κρίσιμος αριθμός Reynolds μπορεί να καθοριστεί σαν η τιμή κάτω από την οποία οι διαταραχές σε μια ροή μέσα σε ένα μακρύ κυλινδρικό αγωγό θα εξαλειφτούν. Πάνω από αυτή την τιμή οι διαταραχές στην ροή ποτέ δεν εξαλείφονται όσο μακρός και αν είναι ο αγωγός. Έτσι η τιμή του για αγωγούς βρέθηκε από τον Schiller να είναι γύρω στο 2320. Σε προσπάθειες να οριστικοποιήσουμε το προφίλ της ταχύτητας σε ένα εξερχόμενο jet πολλοί ερευνητές χρησιμοποίησαν μακριούς σωλήνες σαν ακροφύσια για να βεβαιώσουν ότι το jet αρχικά έχει ένα πλήρως ανεπτυγμένο στρωτό ή τυρβώδες προφίλ.

Τα ακροφύσια είναι συνήθως μικρού μεγέθους, με μικρά ανοίγματα για να ελαχιστοποιηθούν οι απώλειες πίεσης. Η τυρβώδης κατάσταση της ροής στην έξοδο του ακροφυσίου δημιουργείται από την κατάσταση της ροής αντίθετα προς το ρεύμα του ανοίγματος και από διαταραχές που παράγονται καθώς το ρεύμα ακουμπά σε προεξοχές και μέσα στο άνοιγμα. Για ένα δοσμένο ακροφύσιο όλοι αυτοί οι συντελεστές είναι σταθεροί και η φύση της ροής, στρωτής, τυρβώδης ή ημιτυρβώδης είναι καθορισμένοι από τον αριθμό Reynolds.



**Σχήμα 2.3 Διάφορες κατανομές ταχυτήτων σε πίδακες όπως αναφέρονται από τους Giffenand Muraszew**



Η επίδραση του προφίλ των ταχυτήτων στο jet είναι μεγάλη. Με στρωτή ροή η κατανομή των ταχυτήτων αμέσως μετά το άνοιγμα σχηματίζει μια παραβολική καμπύλη που ξεκινά από το 0 στα τοιχώματα και φτάνει σε μια μέγιστη τιμή στο κέντρο του αγωγού. Αν η έγχυση του jet γίνεται σε ακίνητο ή αργά πολύ κινούμενο αέρα δεν υπάρχει υπολογίσιμη διαφορά ανάμεσα στο πιο εξωτερικό μέρος του jet και του αέρα.

Συμπερασματικά, οι απαραίτητες συνθήκες για να γίνει διάσπαση (atomization) από δυνάμεις τριβής του αέρα δεν υπάρχουν. Πάντως μετά από κάποια απόσταση η συνδυασμένη επίδραση δυνάμεων τριβής του αέρα και επιφανειακών τάσεων δημιουργούν επιφανειακές ανομοιομορφίες που τελικά οδηγούν σε διάσπαση.

Αν η ροή στο άνοιγμα είναι πλήρως τυρβώδης η ακτινική συνιστώσα της ταχύτητας οδηγεί στη διάλυση του επιφανειακού φιλμ και ακολουθεί αργότερα διάσπαση. Πρέπει να σημειωθεί ότι όταν το εγχυόμενο jet είναι πλήρως τυρβώδες δεν χρειάζονται αεροδυναμικές δυνάμεις για διάσπαση (breakup). Ακόμα και αν το τοποθετήσουμε σε ένα χώρο θα διασπαστεί αργά κάτω από την επίδραση της ίδιας της τύρβης.

Αν το jet είναι ημι-τυρβώδες το κυκλικό μέρος της στρωτής ροής που περιβάλλει τον τυρβώδη πυρήνα τείνει να αποτρέψει τα υγρά σωματίδια στον πυρήνα να φτάσουν και να διαλύσουν την επιφάνεια του jet. Την ίδια ώρα η επιρροή της τύρβης με τον αέρα είναι μηδενική λόγω της μικρής σχετικής ταχύτητας ανάμεσα στην επιφάνεια του jet και του αέρα. Έτσι η διάσπαση του jet δεν παρουσιάζεται κοντά στην έξοδο του ανοίγματος. Πάντως αργότερα ο πιο γρήγορος πυρήνας κομματιάζει το προστατευτικό στρωτό στρώμα και μετά διασπάται. Εναλλακτικά, συμβαίνει μια ανακατανομή της ενέργειας ανάμεσα στην στρωτή ή τυρβώδη συνιστώσα της ροής που προκαλεί ένα επίπεδο προφίλ ταχυτήτων. Αυτή η διαδικασία μεταφέρει στην επιφάνεια του jet υγρά σωματίδια με ακτινικές συνιστώσες της ταχύτητας. Αυτά τα σωματίδια διασπών την επιφάνεια του jet και οδηγούν στην γενικότερη διάσπαση.

Είναι γνωστό ότι η κινητική ενέργεια ανά μονάδα μάζας ενός αερίου ή υγρού που ρέει εξαρτάται πολύ από το προφίλ των ταχυτήτων. Για παράδειγμα σε ροή σε σωλήνα με στρωτή ροή (παραβολικό προφίλ) η κινητική ενέργεια ανά μονάδα μάζας είναι ακριβώς διπλάσια από ότι θα ήταν σε μια ροή με επίπεδο προφίλ με το μέσο όρο ταχυτήτων.

Σύμφωνα με τους McCarthy και Molloy μπορεί να οριστεί μια ποσότητα ε:

$$\varepsilon = \int_0^A U_r^3 dA / U^3 A \quad (2.28)$$

όπου  $U_r$  είναι η τυπική ταχύτητα του ρευστού και  $U$  η μέση για μια επιφάνεια  $A$ . για τις 3 διαφορετικές καταστάσεις έχουμε:

➤ Για επίπεδο προφίλ:  $\varepsilon=1$



- Για πλήρως ανεπτυγμένο τυρβώδες:  $\varepsilon=1.1$  με  $1.2$
- Για πλήρως ανεπτυγμένο στρωτό:  $\varepsilon=2$

Έτσι για ροή σε σωλήνα η ποσότητα  $\varepsilon$  παριστάνει τον λόγο της κινητικής ενέργειας προς την ισοδύναμη κινητική ενέργεια σε ροή με επίπεδο προφίλ (plugflow).

Όταν ένα πλήρως ανεπτυγμένο στρωτό jet αναδύεται από ένα ακροφύσιο το παραβολικό του προφίλ μετατρέπεται σε ένα επίπεδο προφίλ με ίδιο μέσο όρο ταχυτήτων. Αυτή η διαδικασία συνοδεύεται από μια μεταβολή του  $\varepsilon$  από 2 σε 1 που εμπλέκει μια υπολογίσιμη ανακατανομή ενέργειας μέσα στο jet, και που οδηγεί στην δημιουργία δυνάμεων που μπορεί να εμφανιστούν βίαια και να οδηγήσουν στο «εκρηκτικό» σπάσιμο του jet (burstingbreakup).

Για jet υψηλών ταχυτήτων είναι γενικά αποδεκτό ότι η επίδραση του περιβάλλοντα αέρα ή αερίου είναι η βασική αιτία της διάσπασης αν και η τύρβη έχει μεγάλη συνεισφορά. Για να ξεκαθαριστεί η επίδραση αυτών των 2 στη διάσπαση ορίστηκαν δύο τύποι αυτής. Ο πρώτος (primary) είναι αυτός που προέρχεται από εσωτερικές δυνάμεις, όπως δυνάμεις λόγω τύρβης, δυνάμεις αδράνειας, επιφανειακής τάσης ή αυτές που προκαλούνται από την αλλαγή του profile. Ο δεύτερος πάντα εμπλέκει την επίδραση των αεροδυναμικών δυνάμεων μαζί με όλες τις προηγούμενες. Οι αεροδυναμικές δυνάμεις είναι εκείνες που διαλύουν τις σταγόνες σε ακόμα μικρότερα σταγονίδια.

## 2.7 Μεγέθη Σταγονιδίων

Ένα ψεκαστικό σύστημα γενικά μελετάται σαν ένα σύστημα σταγόνων που απορροφάται σε μια συνεχή αέρια φάση. Παράδειγμα από φυσικά τέτοια συστήματα είναι η βροχή, νέφος, ομίχλη, το ψιλόβροχο και το νέφος που αναπτύσσεται στους καταρράκτες.

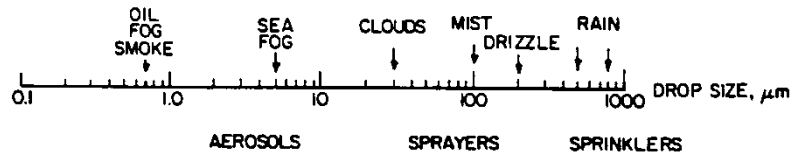
Το σχήμα 2.4 δείχνει στην κλίμακα του μεγέθους των σταγόνων όπως αυτές εμφανίζονται σε διάφορα φυσικά φαινόμενα και επίσης όπως παράγονται από τα πιο κοινά ακροφύσια. Τα πιο κοινά ακροφύσια παράγουν σταγόνες με διαμέτρους από λίγα  $\mu\text{m}$  έως  $500\mu\text{m}$ . Λόγω της ετερογενούς φύσης της διαδικασίας παραγωγής drops οι ροϊκές γραμμές που δημιουργούνται από τους διάφορους μηχανισμούς ψεκασμού ποικίλουν σε διαμέτρους όπως και οι παραγόμενες σταγόνες.

Πρακτικά τα ακροφύσια δεν παράγουν νέφη, όπου οι σταγόνες περιγράφονται από ομοιόμορφη κατανομή σε κάθε κατάσταση λειτουργίας. Αντίθετα, το νέφος μπορεί να παρατηρηθεί σαν ένα φάσμα από διασπάσεις σταγόνων που κατανέμονται γύρω από μια αυθαίρετη καθορισμένη μέση τιμή. Μόνο κάτω από ειδικές καταστάσεις, μπορούμε να





πάρουμε ένα καλό ομογενές ψεκάσμο. Έτσι εκτός από τη μέση τιμή της διαμέτρου των σταγόνων ένα ακόμα βασικό χαρακτηριστικό είναι η κατανομή που περιέχει.



Σχήμα 2.4 Φάσμα μεγεθών σταγονιδίων

## 2.8 Γραφική Αναπαράσταση Μεγεθών

Μια διδακτική εικόνα από κατανομές μεγέθους σταγόνων μπορούμε να αποκτήσουμε δημιουργώντας ένα ιστόγραμμα όπου διατάσσονται οι αριθμοί των σταγόνων των οποίων οι

διαστάσεις πέφτουν ανάμεσα στα όρια  $D - \frac{\Delta D}{2}$  και όρια  $D + \frac{\Delta D}{2}$ .

Αν αντί του αριθμού των σταγόνων, χρησιμοποιήσουμε μια κλίμακα μεγέθους μάζας ή όγκου σταγόνων ανάμεσα σε  $D + \frac{\Delta D}{2}$ ,  $D - \frac{\Delta D}{2}$ , όρια τότε το αποτέλεσμα είναι το ιστόγραμμα να μετατοπιστεί προς τα δεξιά λόγω του βάρους των μεγαλύτερων σταγόνων (Σχήμα 2.5). Μικραίνοντας το  $\Delta D$ , το ιστόγραμμα υποδεικνύει το σχήμα της καμπύλης συχνότητας (πυκνότητα πιθανότητας) που μπορεί να εκτιμηθεί σαν ένα χαρακτηριστικό του spray αρκεί να στηρίζεται σε ένα μεγάλο δείγμα (Σχήμα 2.6).

Οι συνηθισμένες τιμές μπορούν να δοθούν με εναλλακτικούς τρόπους:

- Σαν τον αριθμό σταγόνων που έχουν συγκεκριμένη διάμετρο
- Το κλάσμα των σταγόνων με συγκεκριμένη διάμετρο προς όλες
- Το κλάσμα των σταγόνων με συγκεκριμένο εύρος διαμέτρων προς το συνολικό

Είναι γεγονός ότι διαγράμματα συχνότητας πιθανότητας μπορούν να κατασκευαστούν κατευθείαν από την κατανομή μεγέθους σταγόνας σχεδιάζοντας το:

$$\frac{\Delta N_i}{N \Delta D_i} = f(D) \text{ ή } \frac{\Delta Q_i}{Q \Delta D_i} = f(D)$$

όπου  $\Delta N$ : η αύξηση του αριθμού των σταγόνων στο διάστημα  $D_i, D_i + \Delta D_i$ .

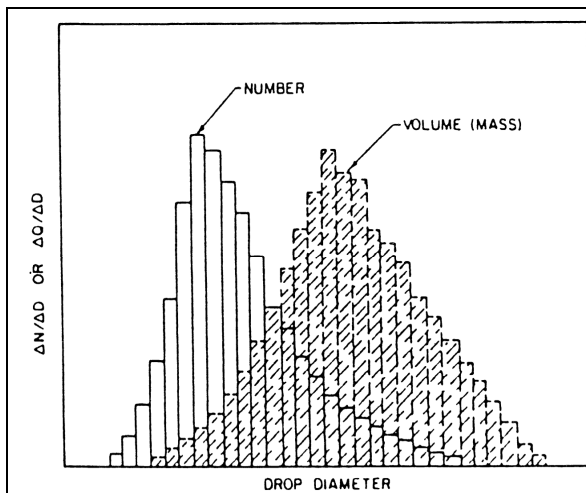


$\Delta Q_i$ : είναι η αύξηση του όγκου σε διάστημα  $D_i$ ,  $D_i + \Delta D_i$ .

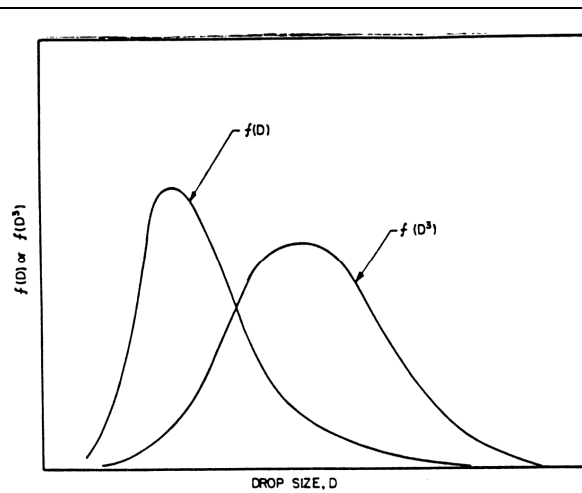
Το  $\Delta Q_i$  μπορεί να παρθεί από τον τύπο:

$$\Delta Q_i = \Delta N_i \left( \frac{\pi}{6} \right) \left[ 0.5(D_{i_1} + D_{i_2}) \right]^3 \quad (2.28)$$

όπου  $D_{i_1}, D_{i_2}$  το ανώτατο και κατώτερο όριο στο εύρος του  $\Delta D_i$ .

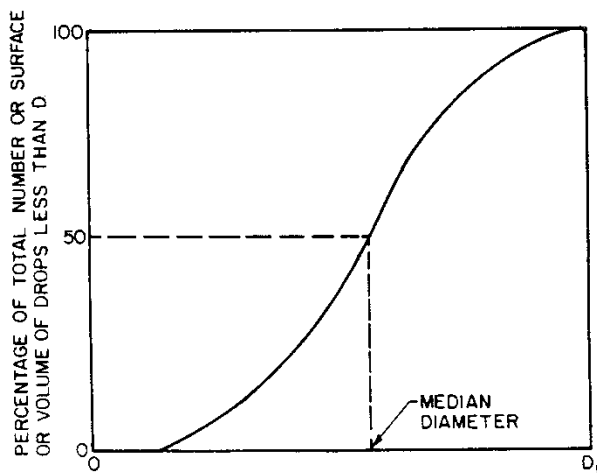


Σχήμα 2.5 Ιστογράμματα πλήθους και όγκου του δείγματος



Σχήμα 2.6 Κατανομές πυκνότητας μεγεθών πλήθους και όγκου

Επιπρόσθετα για να αναπαραστήσουμε την κατανομή μεγέθους σταγόνων με συχνότητα πιθανότητας, μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε την αθροιστική συνάρτηση. Αυτή είναι το ολοκλήρωμα της συνάρτησης πυκνότητας πιθανότητας και δείχνει την αναλογία στο συνολικό αριθμό σταγόνων το ποσοστό εκείνων που έχουν κάτω από μία τιμή διαμέτρου ή την αναλογία της συνολικής επιφάνειας ή όγκου του spray που έχουν οι σταγόνες κάτω από μία τιμή διαμέτρου (Σχήμα 2.7).



Σχήμα 2.7 Τυπικό σχέδιο συσσωρευτικής καμπύλης κατανομής μεγεθών

## 2.9 Μαθηματικές Συναρτήσεις Κατανομών

Επειδή η γραφική παράσταση της κατανομής μεγέθους σωματιδίων είναι εργαστηριακή και δεν σχετίζεται εύκολα με πειραματικά αποτελέσματα πολλοί δοκίμασαν να την αντικαταστήσουν με μαθηματικές εκφράσεις με παραμέτρους που λαμβάνονται από ένα ορισμένο αριθμό μετρήσεων σταγόνων. Οι μαθηματικές εκφράσεις θα έχουν τις παρακάτω ιδιότητες:

- Παρέχουν ικανοποιητική προσέγγιση στα δεδομένα μεγέθους σταγόνας
- Παρέχουν την επέκταση σε τιμές μεγέθους σταγόνας έξω από την περιοχή μετρήσεων
- Επιτρέπουν τον εύκολο υπολογισμό των μέσων τιμών διαμέτρων και άλλων παραμέτρων ενδιαφέροντος
- Να συνδέσουν μεγάλο μέγεθος δεδομένων
- Ιδεατά, να συνδέονται με την κατανόηση βασικών μηχανισμών που λαμβάνουν χώρα στο φαινόμενο της διάσπασης της ροής.

Λόγω της απουσίας βασικού μηχανισμού ή μοντέλου πάνω στο οποίο θα μπορούσαμε να χτίσουμε μία θεωρία για την κατανομή του μεγέθους των bubbles έχουν προταθεί διάφορες συναρτήσεις, βασισμένες είτε στις θεωρίες πιθανότητας είτε σε εντελώς εμπειρικούς συλλογισμούς που επιτρέπουν την μαθηματική αναπαράσταση των μετρημένων κατανομών μεγέθους σταγόνων. Μερικές τέτοιες συναρτήσεις είναι οι: κανονική, log-normal, Nukiyama-Tanasawa, Rosin-Rambler και άνω ορίου κατανομές. Λόγω του ότι οι βασικοί μηχανισμοί που σχετίζονται με τη διάσπαση σε σταγόνες δεν είναι τέλεια κατανοητοί και



καμιά κατανομή δεν μπορεί να αναπαραστήσει όλα τα δεδομένα, είναι συνήθως αναγκαίο να δοκιμάσουμε διάφορες συναρτήσεις για να δούμε ποια ταιριάζει με τα εμπειρικά δεδομένα.

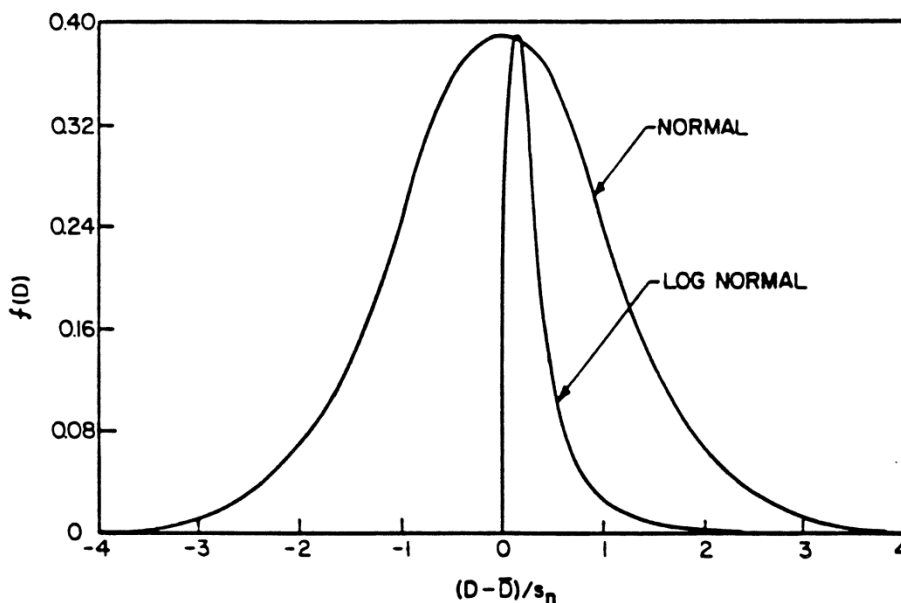
### 2.9.1 Κανονική Κατανομή (Normal Distribution)

Η συνάρτηση είναι βασισμένη στην τυχαία εμφάνιση μιας δοσμένης διαμέτρου. Είναι συγκριτικά εύκολη να χρησιμοποιηθεί αλλά η εφαρμογή της περιορίζεται σε διαδικασίες που είναι τυχαίες στη φύση και όπου δεν εμφανίζονται ιδιαίτερες προτιμήσεις. Συνήθως εκφράζεται σε όρους που δίνουν τον αριθμό σταγόνων με συγκεκριμένη διάμετρο.

$$\frac{dN}{dD} = f(D) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}s_n} \exp\left[-\frac{1}{2s_n^2}(D - \bar{D})\right] \quad (2.29)$$

όπου  $s_n$  ένα μέτρο της απόκλισης των διαφόρων  $D$  από τη μέση  $\bar{D}$ . Το  $s_n$  αναφέρεται και ως τυπική απόκλιση (standard deviation) και το  $s_n^2$  είναι μία ποσότητα που συνήθως βρίσκεται σε πίνακες.

Η κατανομή αυτή φαίνεται στο Σχήμα 2.8. Το εμβαδό κάτω από την καμπύλη από το  $-\infty$  έως το  $+\infty$  ισούται με 1 και οι περιοχές δεξιά και αριστερά του  $y$  άξονα είναι ίσες. Το ολοκλήρωμα της κανονικής καμπύλης είναι η αθροιστική κανονική καμπύλη  $F(D)$



Σχήμα 2.8 Κανονική και λογαριθμική - κανονική κατανομή

Αν ορίσουμε  $t = \frac{D - \bar{D}}{s_n}$  (2.30)



και θέσουμε  $\bar{D} = 0$  και  $S_n = 1$  τότε η  $F(D)$  περιγράφεται

$$F(D) = \left( \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \right) \int_{-\infty}^D \exp\left(-t^2/2\right) dt \quad (2.31)$$

και η τιμή της βρίσκεται σε πίνακες.

## 2.9.2 Λογαριθμική Κανονική Κατανομή (Log-Normal Distribution)

Έχει βρεθεί ότι πολλές κατανομές μεγέθους σταγόνων στη φύση ακολουθούν την κατανομή καμπύλης αν σαν παράμετρος χρησιμοποιηθεί αντί για την διάμετρο ο λογάριθμος. Έτσι

$$\frac{dN}{dD} = f(D) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} D s_g} \exp\left[-\frac{1}{2s_g^2} (\ln D - \ln \bar{D}_{ng})^2\right] \quad (2.32)$$

όπου  $D_{ng}$ : ο γεωμετρικός μέσος των σταγόνων

και  $S_g$ : η γεωμετρική τυπική απόκλιση

Οι συναρτήσεις αυτού του τύπου μπορούν να χρησιμοποιηθούν ακόμα για να περιγράψουν κατανομές επιφάνειας ή όγκου.

Κατανομή επιφάνειας

$$f(D^2) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} D s_g} \exp\left[-\frac{1}{2s_g^2} (\ln D - \ln \bar{D}_{sg})^2\right] \quad (2.33)$$

Όγκου :

$$f(D^3) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} D s_g} \exp\left[-\frac{1}{2s_g^2} (\ln D - \ln \bar{D}_{vg})^2\right] \quad (2.34)$$

Οι σχέσεις μεταξύ  $D_{ng}$ ,  $D_{sg}$  και  $D_{vg}$  δίνονται παρακάτω:

$$\text{Επιφάνεια } \ln \bar{D}_{sg} = \ln \bar{D}_{ng} + 2s_g^2 \quad (2.35)$$

$$\text{Όγκος } \ln \bar{D}_{vg} = \ln \bar{D}_{ng} + 3s_g^2 \quad (2.36)$$

$$\text{SMD } \ln \bar{D}_{vsg} = \ln \bar{D}_{ng} + 2.5s_g^2 \quad (2.37)$$



## 2.10 Εμπειρικές Συναρτήσεις Κατανομών

Διάφορες εμπειρικές σχέσεις έχουν προταθεί για να χαρακτηρίσουν την κατανομή μεγέθους ενός spray. Κανείς όμως δεν μπορεί να πει ποια είναι η καλύτερη καθώς η επιλογή του ποια θα ταιριάζει στα δεδομένα εξαρτάται από τους μηχανισμούς διάσπασης που λαμβάνουν χώρα κάθε φορά. Παρακάτω δίνονται μερικές τέτοιες συναρτήσεις.

### 2.10.1 Nukiyama – Tanasawa

Μια σχετικά απλή εμπειρική συνάρτηση που περιγράφει ικανοποιητικά την πραγματική κατανομή είναι η παρακάτω:

$$\frac{dN}{dD} = \alpha D^p \exp-(bD)^q \quad (2.38)$$

Αυτή η έκφραση περιέχει 4 ανεξάρτητες σταθερές  $a$ ,  $b$ ,  $p$ ,  $q$ .

Οι περισσότερες από τις πιο κοινά διαδεδομένες συναρτήσεις απλούστευσης ή τυποποίησης αυτής. Ένα παράδειγμα είναι η παρακάτω συνάρτηση με  $p=2$ :

$$\frac{dN}{dD} = \alpha D^2 \exp-(bD)^q \quad (2.39)$$

Διαιρώντας την εξίσωση με το  $Q^2$  και λογαριθμίζοντας τη σχέση παίρνουμε:

$$\ln\left(\frac{1}{D^2} \frac{dN}{dD}\right) = \ln \alpha - bD^q \quad (2.40)$$

Για οποιοδήποτε σετ δεδομένων η τιμή του  $q$  μπορεί να υποθεθεί και έτσι να πάρουμε ένα διάγραμμα  $\ln(D^{-2} dN / dD) = f(D^q)$ . Αν η υποθεθείσα τιμή του  $q$  είναι σωστή το διάγραμμα θα αποφέρει μια ευθεία γραμμή απ' όπου οι τιμές των  $a$ ,  $b$  θα μπορούν να καθοριστούν.

### 2.10.2 Rosin-Rambler

Σήμερα η πιο διαδεδομένη συνάρτηση που χρησιμοποιείται είναι αυτή που κανονικά αναπτύχθηκε για σκόνη από τους Rosin και Rambler. Μπορεί να εκφραστεί ως εξής:

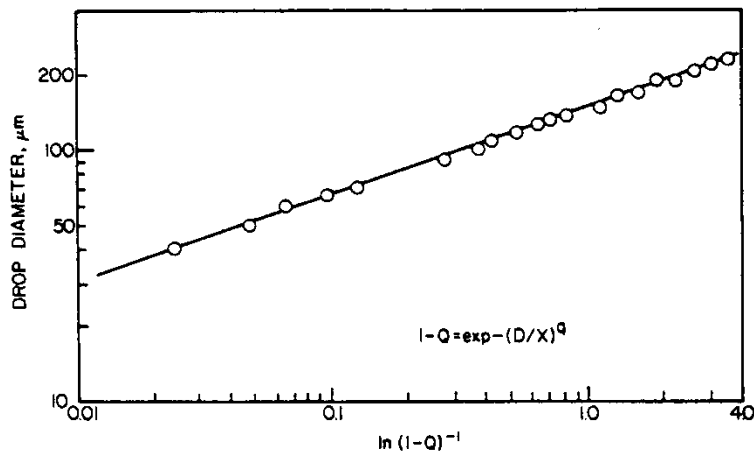
$$1 - Q = \exp-(D / X)^q \quad (2.41)$$

όπου  $Q$  το κλάσμα του συνολικού όγκου που περιέχει σωματίδια με διαμέτρους μικρότερες του  $D$  και  $X$ ,  $q$  σταθερές. Έτσι εκτιμώντας τα  $X$ ,  $q$  μπορούμε να επισημάνουμε τη σχέση και σε spray. Στην περίπτωση αυτή ο εκθέτης  $q$  ορίζει ένα μέτρο του εύρους του μεγέθους



σταγόνων. Όσο μεγαλύτερη η τιμή του  $q$  τόσο κανονικό είναι το spray. Αν το  $q$  είναι άπειρο σημαίνει ότι οι σταγόνες έχουν όλες την ίδια διάμετρο. Για τα περισσότερα spray η τιμή του  $q$  κυμαίνεται ανάμεσα στο 1.5 και το 4, ενώ για περιστρεφόμενους ψεκαστήρες το  $q$  μπορεί να πάρει σαν μέγιστη τιμή 7.

Παρόλο που υποθέτει ένα πολύ μεγάλο εύρος διαμέτρου η έκφραση των Rosin-Rambler έχει το προσόν της απλότητας. Επιπλέον, επιτρέπει στα δεδομένα να επεκταθούν σε σωστά εύροι όπου οι μετρήσεις είναι δύσκολες ή λιγότερο συγκεντρωμένες. Μια τυπική Rosin-Rambler φαίνεται στο Σχήμα 3.6. Η τιμή του  $q$  είναι η κλίση της γραμμής ενώ το  $X$ , που αναπαριστά κάποια διάμετρο, δίνεται από την τιμή του  $D$  για την οποία  $1-Q=\exp[-1]$ . Η λύση αυτής της εξίσωσης δίνει  $Q=0.632$ . Έτσι το  $X$  παριστά την διάμετρο εκείνη έτσι ώστε το 63.2% του συνολικού όγκου έχει διαμέτρους μικρότερες από αυτήν.



Σχήμα 2.9 Τυπική γραφική παράσταση Rosin-Rambler

### 2.10.3 Τροποποιημένη Rosin-Rambler

Για την ανάλυση ενός μεγάλου δείγματος που παράγεται από pressure-swirl ψεκαστικό οι Rizk&Lefebvre βρήκαν πως αν και η Rosin-Rambler δίνει ένα ικανοποιητικό αποτέλεσμα για το εύρος των διαστάσεων, υπάρχουν περιπτώσεις όπου εμφανίζεται μια σημαντική απόκλιση από τα εμπειρικά δεδομένα, ειδικά σε σταγόνες μεγάλου μεγέθους. Ξαναγράφοντας την Rosin-Rambler στην μορφή :

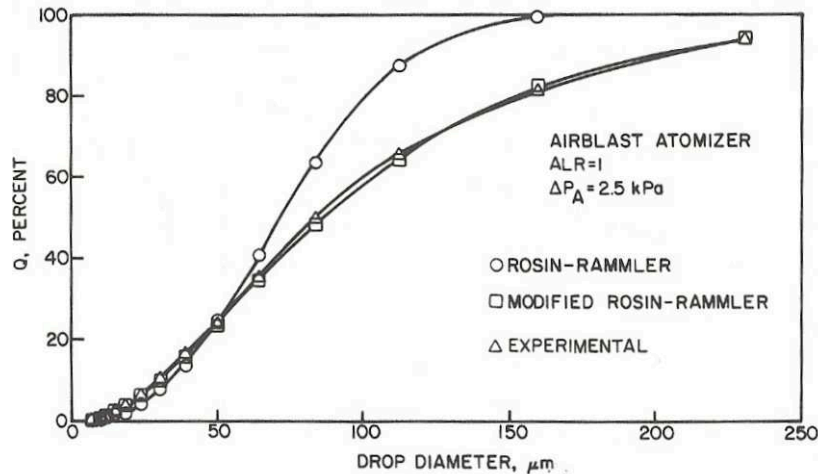
$$1 - Q = \exp\left(-\left(\frac{\ln D}{\ln X}\right)^q\right) \quad (2.42)$$

η κατανομή του όγκου προκύπτει :



$$\frac{dQ}{dD} = q \frac{(\ln D)^{q-1}}{D(\ln X)^q} \exp\left(-\frac{\ln D}{\ln X}\right) \quad (2.43)$$

όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.10. Παρόλα αυτά πρέπει να γίνουν συγκριτικά πολλές εκτιμήσεις πριν χρησιμοποιηθεί η τροποποιημένη Rosin-Rambler.



Σχήμα 2.10 Σύγκριση κατανομής Rosin-Rambler και τροποποιημένης

#### 2.10.4 Συνάρτηση Ανώτατου Ορίου

Οι Mugele & Evans ανέλυσαν τις διάφορες συναρτήσεις που χρησιμοποιούνται για την αναπαράσταση των κατανομών σταγονιδίων, υπολογίζοντας μέσες τιμές διαμέτρων από τα εμπειρικά δεδομένα και συγκρίνοντας με αυτές που προκύπτουν από τις παραπάνω κατανομές. Οι σταθερές που χρησιμοποιούνται σ' αυτές τις συναρτήσεις υπολογίστηκαν από τις εμπειρικές κατανομές. Σαν αποτέλεσμα της ανάλυσής τους οι Mugele-Evans πρότειναν σαν καλύτερο τρόπο αναπαράστασης κατανομών μεγέθους σταγόνων τις επονομαζόμενες συναρτήσεις ανώτατου ορίου. Αυτές είναι μια τροποποίηση της λογαριθμικής κατανομής κανονικής.

Η κατανομή του όγκου δίνεται:

$$\frac{dQ}{dy} = \delta \exp\left(-\frac{\delta^2 y^2}{\sqrt{\pi}}\right) \quad (2.44)$$

όπου

$$y = \ln \frac{\alpha D}{D_m - D} \quad (2.45)$$





όπου το  $y$  κινείται από το  $-\infty$  στο  $+\infty$ , το  $D$  κινείται από το  $D_0$  που είναι η ελάχιστη στο  $D_m$  που είναι η μέγιστη, ενώ το  $\delta$  σχετίζεται με την τυπική απόκλιση του  $y$  και του  $D$  δηλαδή το  $\sigma$  είναι μια αδιάστατη σταθερά.

Ορίζεται μια χαρακτηριστική μέση διάμετρος που ονομάζεται Sauter mean diameter

$$SMD = \frac{D_m}{1 + \alpha \exp(1/4\delta^2)} \quad (2.46)$$

απ' όπου συνεπάγεται ότι μείωση του  $\delta$  σημαίνει μια πιο κανονική κατανομή. Η συνάρτηση κατανομής ανώτερου ορίου υποθέτει ένα πραγματικό spray ,με καθορισμένα ελάχιστα και μέγιστα μεγέθη. Όμως τελικά η τιμή της  $D_m$  πρέπει να υποτεθεί και συνήθως χρειάζονται πολλές δοκιμές για να βρεθεί η σωστή τιμή της.

Συνοψίζοντας για τις κατανομές μπορούμε να πούμε ότι όσο δεν υπάρχει ακριβής γνώση των μηχανισμών διάσπασης δεν ξέρουμε πια είναι η καταλληλότερη συνάρτηση για την αναπαράσταση της κατανομής του μεγέθους των σταγόνων. Συνήθως τα κριτήρια που επιλέγονται είναι:

- η μαθηματική απλότητα,
- η ευκολία στους υπολογισμούς, και
- η συμφωνία με τα φυσικά φαινόμενα που εμπλέκονται.

## 2.11 Χαρακτηριστικές Μέσες Διάμετροι

Σε πολλούς υπολογισμούς μεταφοράς μάζας και σε ροές προτιμάται να δουλεύουμε με μέσες διαμέτρους αντί για την συνολική κατανομή διαμέτρων. Η παραδοχή των μέσων διαμέτρων γενικεύτηκε από τους Mugele&Evans και έτσι μερικές από αυτές ορίζονται παρακάτω. Μια από τις πιο διαδεδομένες είναι η:

$$D_{10} = \frac{\int_{D_0}^{D_m} D(dN/dD)dD}{\int_{D_0}^{D_m} (dN/dD)dD} \quad (2.47)$$

ενώ άλλες μέσες διαμέτρους του ενδιαφέροντός μας είναι:

$$\text{Surface mean: } D_{20} = \left[ \frac{\int_{D_0}^{D_m} D^2 (dN/dD)dD}{\int_{D_0}^{D_m} (dN/dD)dD} \right]^{1/2} \quad (2.48)$$



$$\text{Volume mean: } D_{30} = \left[ \frac{\int_{D_0}^{D_m} D^3 (dN / dD)}{\int_{D_0}^{D_m} (dN / dD) dD} \right]^{1/3} \quad (2.49)$$

Γενικά έχουμε:

$$(D_{ab})^{a-b} = \frac{\int_{D_0}^{D_m} D^a (dN / dD) dD}{\int_{D_0}^{D_m} D^b (dN / dD) dD} \quad (2.50)$$

Η εξίσωση μπορεί επίσης να γραφτεί:

$$D_{ab} = \left[ \frac{\sum N_i D_i^a}{\sum N_i D_i^b} \right]^{1/(a-b)} \quad (2.51)$$

όπου:  $i$  δείχνει την κλίμακα του μεγέθους που χρησιμοποιούμε

$N_i$  ο αριθμός σταγόνων με  $i$  μέγεθος

$D_i$  η διάμετρος του  $i$  διαστήματος, και

$a, b$  σταθερές που υπάρχουν σε πίνακες

Έτσι:

- $D_{10}$  διάμετρος είναι ο γραμμικός μέσος όρος όλων των σταγόνων του spray
- $D_{30}$ , είναι η διάμετρος μιας σταγόνας της οποίας ο όγκος αν πολλαπλασιαστεί με τον αριθμό των σταγόνων δίνεται συνολικό όγκο του μίγματος και
- $D_{32}$  είναι η διάμετρος μιας σταγόνας που ο λόγος του όγκου προς την επιφάνεια είναι ίσος με αυτόν όλου του spray.

### 2.11.1 Αντιπροσωπευτικές Διάμετροι

Σε πολλές περιπτώσεις η κατανομή μεγεθών σταγόνων μπορεί να χαρακτηριστεί συνοπτικά σαν συνάρτηση με 2 παραμέτρους εκ των οποίων μία είναι η αντιπροσωπευτική διάμετρος και η άλλη ένα μέτρο του εύρους του μεγέθους των σταγόνων. Σε μερικές περιπτώσεις θεωρείται πλεονέκτημα να εισάγουμε έναν ακόμα όρο, όπως για π.χ. μία παράμετρος που είναι το ελάχιστο μέγεθος σταγόνας, αλλά βασικά χρησιμοποιούνται τουλάχιστον 2 παράμετροι για να περιγράψουν την κατανομή του μεγέθους σταγόνων από αυτήν. Υπάρχουν πολλές επιλογές αντιπροσωπευτικής διαμέτρου, που κάθε μία μπορεί να παίξει ρόλο στον ορισμό της συνάρτησης κατανομής. Έτσι υπάρχουν:



$D_{0.1}$  = διάμετρος σταγόνας τέτοια ώστε 10% του συνολικού όγκου είναι σε σταγόνες μικρότερης διαμέτρου από αυτήν.

$D_{0.5}$  = διάμετρος σταγόνας τέτοια ώστε 50% του συνολικού είναι σε σταγόνες μικρότερης διαμέτρου. Αυτή είναι η mass median diameter MMD δηλαδή ο δειγματικός μέσος.

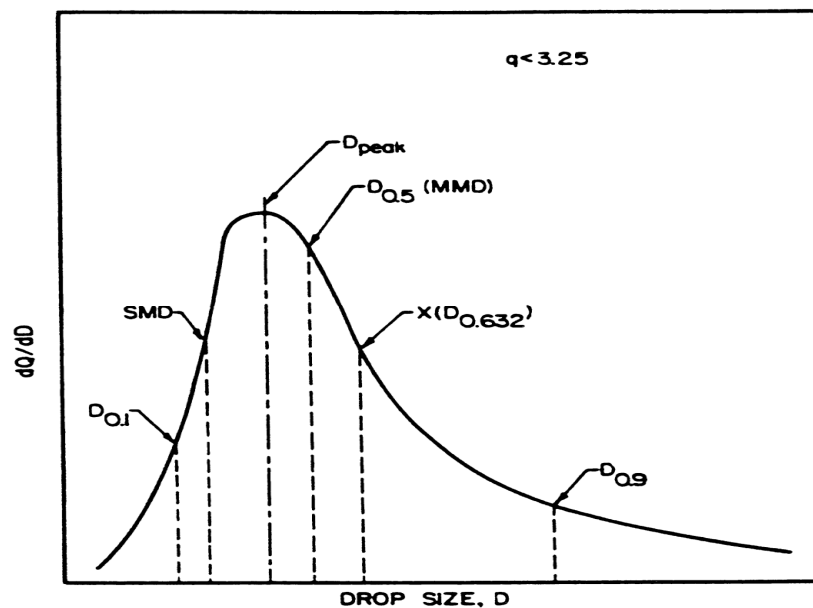
$D_{0.632}$  = όμοια για το 63.2%.

$D_{0.9}$  = όμοια για το 90%

$D_{0.999}$  = όμοια για το 99%

$D_{peak}$  = τιμή διαμέτρου που αντιστοιχεί στο μέγιστο της καμπύλης συχνότητας μεγέθους σταγόνας.

Οι θέσεις των διαφόρων αντιπροσωπευτικών διαμέτρων στο διάγραμμα κατανομής συχνότητας μεγέθους σταγόνας φαίνονται στο Σχήμα 2.11.



Σχήμα 2.11 Θέσεις διαφόρων αντιπροσωπευτικών διαμέτρων

### 2.11.2 Συμπεράσματα

Συνοψίζοντας το κεφάλαιο αυτό μπορούμε να πούμε τα εξής:

1. Δεν υπάρχει παράμετρος που να ορίζει πλήρως την κατανομή ενός μεγέθους. Για παράδειγμα δύο spray (νέφη) δεν είναι απαραίτητα ίδια αν έχουν την ίδια SMD διάμετρο ή την ίδια MMD διάμετρο. Σε πολλές πρακτικές εφαρμογές μπορεί να παίζει μεγάλο ρόλο



η μικρότερη ή η μεγαλύτερη διάμετρος σταγόνας και καμία από τις 2 προηγούμενες δεν δίνει αυτή την πληροφορία.

2. Δεν υπάρχει συσχέτιση της μέσης διαμέτρου του νέφους και της κατανομή της ενώ, η πιο ευρέως χρησιμοποιούμενη κατανομή είναι η Rosin-Rambler.
3. Για να περιγράψουμε τη διασπορά του spray χρησιμοποιούμε διάφορους όρους από τους οποίους ξεχωρίζει ο RelativeSpanFactor που δίνει ένδειξη για το εύρος των διαστάσεων και σχετίζεται με την Rosin-Rambler συνάρτηση.

### 3 Πειραματική Τεχνική (PDA)

#### 3.1 Βασικές Αρχές της Ανεμομετρίας LaserDoppler LDA

Η Ανεμομετρία Laser–Doppler είναι μία τεχνική μέτρησης, σκοπός της οποίας είναι η μέτρηση της μεταβολής συχνότητας του φωτός η οποία ονομάζεται συχνότητα Doppler. Η μετατόπισή της οφείλεται στην σκέδαση του φωτός λόγω ενός κινούμενου αντικειμένου. Όταν μελετάμε ροές το κινούμενο αντικείμενο είναι ένα σωματίδιο που οδηγεί την ροή.

Οι τρόποι ανίχνευσης της Doppler συχνότητας γίνεται με τους εξής 2 τρόπους:

- i. Απευθείας ανίχνευση (Direct Detection)
- ii. Ετερόδουνη ανίχνευση (Heterodyne Detection)

Για την απευθείας ανίχνευση ισχύουν τα παρακάτω.

Η μέτρηση της ταχύτητας της ροής βασίζεται στην μεταβολή της συχνότητας της ακτίνας Laser λόγω του φαινομένου Doppler. Σύμφωνα με την θεωρία του φαινομένου, ένα σωματίδιο που κινείται με ταχύτητα  $u$ , στο οποίο προσπίπτει μία ακτίνα Laser με συχνότητα  $f_L$ , θα δίνει μία ακτίνα από περίθλαση, συχνότητας:

$$f_p = f_L \left( 1 - \frac{1}{c} \vec{u} \vec{i} \right) \quad (3.1)$$

όπου:

i: το μοναδιαίο διάνυσμα διεύθυνσης της ακτίνας

c: η ταχύτητα του φωτός

Ο φωτοηλεκτρικός μετατροπέας (photoelectric converter) στο ρόλο του ακίνητου παρατηρητή λαμβάνει την ακτίνα που περιθλάται με συχνότητα

$$f_p = f_c \left( 1 - \frac{1}{c} \vec{u} \vec{k} \right) \quad (3.2)$$

όπου:

k: το μοναδιαίο διάνυσμα διεύθυνσης μεταξύ σωματιδίου και φωτοπολλαπλασιαστή. Η εκ περιθλάσεως ακτίνα αναγνωρίζεται από έναν ακίνητο παρατηρητή π.χ. έναν φωτοπολλαπλασιαστή (Photomultiplier) με συχνότητα

$$f_c = f_p \frac{1}{1 - \frac{1}{c} u k} = f_L \frac{1 - \frac{1}{c} \vec{u} \vec{l}}{1 - \frac{1}{c} \vec{u} \vec{k}} \quad (3.3)$$



Επειδή οι συχνότητες που αναφέρθηκαν προηγουμένως έχουν υψηλές τιμές, η μεταβολή των συχνοτήτων είναι δύσκολα υπολογίσιμη. Η συχνότητα που υπολογίζεται λοιπόν είναι η συχνότητα Doppler, που προκύπτει από την επαλληλία δύο σημάτων που προέρχονται από τη σκέδαση δύο διαφορετικών ακτινών ενός κινούμενου σωματιδίου.

Η ετερόδυνη ανίχνευση είναι η πιο κοινή τεχνική μέτρησης. Σύμφωνα με την τελευταία, η συχνότητα Doppler ανιχνεύεται ως διαφορά συχνότητας των σημάτων 2 διαφορετικών πηγών. Όταν ακτίνες φωτός από δύο πηγές προστίθενται στην επιφάνεια του φωτοπολλαπλασιαστή η διαδικασία μίξης δίνει την διαφορά συχνότητας, δεδομένου πως όλες οι άλλες συχνότητες είναι αρκετά μεγάλες ώστε να ανιχνευθούν. Υπάρχουν τρεις τεχνικές για την πραγματοποίηση ετερόδυνης ανίχνευσης:

- i. Η τεχνική διπλής ακτίνας: Μέσω ενός διαχωριστή (Beam Splitter) δημιουργούνται συγχρόνως δύο ακτίνες που προέρχονται από περιθλαση δύο ακτινών Laser, ίδιας έντασης, με διαφορετικά μοναδιαία διανύσματα, οι οποίες συγκλίνουν πάνω στο όγκο μέτρησης από τον οποίο επανεκπέμπονται με διαφορετική συχνότητα, ώσπου τελικά καταλήγουν διαμέσου οπτικών συλλογής στον φωτοπολλαπλασιαστή.
- ii. Η τεχνική ακτίνας αναφοράς: Στον φωτοπολλαπλασιαστή καταλήγει μια ακτίνα σκεδασμένη από το σωματίδιο και μια ασθενέστερη η οποία εκπέμπεται κατευθείαν από την πηγή.
- iii. Η τεχνική της διπλής εκπομπής: Εκπέμπεται μία μόνο ακτίνα η οποία περιθλάται αφού συναντήσει το κινούμενο σωματίδιο. Η μέτρησή της επιτυγχάνεται μέσω συνδυασμού των ηλεκτρικών σημάτων δύο φωτοανιχνευτών, που συλλέγουν την περιθλώμενη ακτίνα από διαφορετικές διευθύνσεις.

### **3.2 Περιγραφή του Συστήματος Διπλής Ακτίνας**

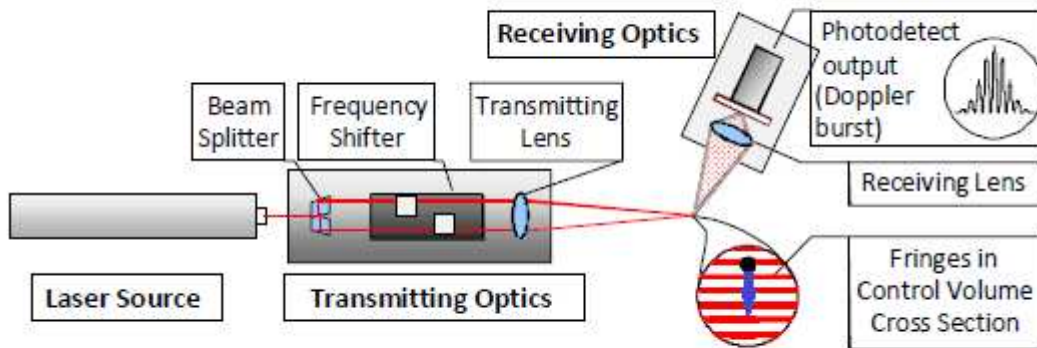
Το σύστημα που χρησιμοποιήθηκε στην παρούσα εργασία είναι ένα σύστημα διπλής ακτίνας, που αποτελεί την περισσότερο χρησιμοποιούμενη τεχνική. Στη συνέχεια, θα αναλυθεί η αρχή λειτουργίας του L.D.A. και θα ακολουθήσει μια αναλυτικότερη παρουσίαση της διάταξης που χρησιμοποιήθηκε.

- i) Την πηγή της ακτίνας Laser.
- ii) Τον διαχωριστή ακτίνας (BeamSplitter).
- iii) Το οπτικό μετατόπισης της συχνότητας (FrequencyShifter) που στην συγκεκριμένη περίπτωση είναι ένα κύτταρο Bragg.



- iv) Τους κατευθυντήριους φακούς που εστιάζουν στον όγκο ελέγχου.
- v) Τους φακούς συλλογής.
- vi) Τον φωτοπολλαπλασιαστή που μετατρέπει το οπτικό σήμα σε ηλεκτρικό.
- vii) Τον υπολογιστή στον οποίο υπάρχει η κάρτα μετατροπής A /D και καταγράφονται οι μετρήσεις.

Επίσης χρησιμοποιείται παλμογράφος για την αξιολόγηση του σήματος πριν από την καταγραφή. Στο παρακάτω σχήμα εικονίζονται τα στοιχεία του L.D.A. που αναφέρθηκαν παραπάνω καθώς επίσης και ο τρόπος διάταξής τους.



Σχήμα 3.1: Σύστημα λειτουργίας L.D.A. διπλής ακτίνας.

Η τεχνική L.D.A. είναι η πιο διαδεδομένη τεχνική μέτρησης. Αυτό οφείλεται στο ότι έχει κάποια πολύ σημαντικά πλεονεκτήματα σε σχέση με τις άλλες τεχνικές. Όσον αφορά το setup της εγκατάστασης η ευθυγράμμιση των οπτικών είναι μια εύκολη διαδικασία. Αλλά και όσον αφορά την λειτουργία είναι σημαντικό να πούμε πως η συχνότητα Doppler δεν εξαρτάται από τη θέση των οπτικών συλλογής. Όταν η ταχύτητα του σωματιδίου είναι πολύ μικρότερη της ταχύτητας του φωτός, τότε αποδεικνύεται ότι για το σύστημα διπλής ακτίνας η συχνότητα φωτός που δέχεται ο φωτοπολλαπλασιαστής είναι:

$$f_p = |f_{c_1} - f_{c_2}| = \frac{1}{\lambda} |u(\vec{S}_1 - \vec{S}_2)| \quad (3.4)$$

όπου:

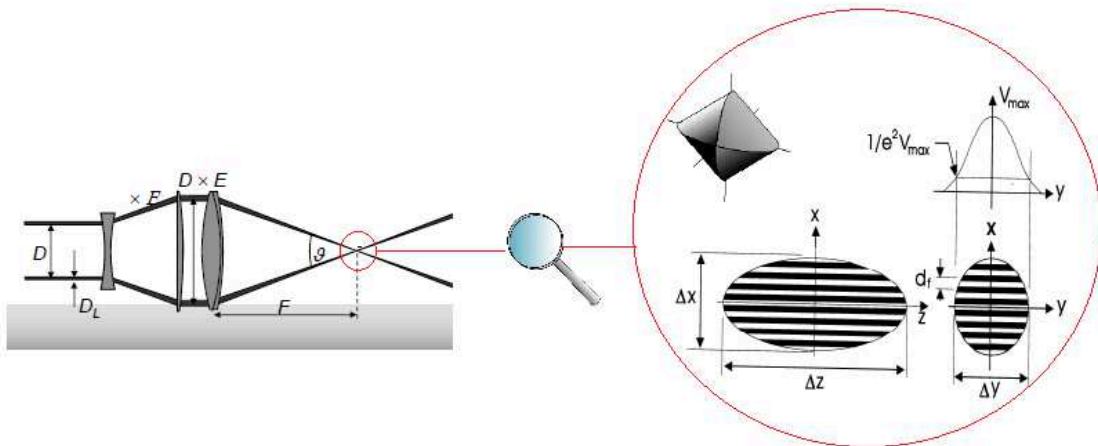
$\lambda$ : το μήκος κύματος της δέσμης του laser και,



$S_1, S_2$  τα μοναδιαία διανύσματα των δύο ακτίνων laser

Όπως φαίνεται στην παραπάνω σχέση, η συχνότητα είναι ανάλογη της ταχύτητας του σωματιδίου στη διεύθυνση ( $S_1-S_2$ ) οπότε μετρώντας τη συχνότητα εύκολα υπολογίζεται η ταχύτητα του σωματιδίου.

Στο σχήμα 3.2 φαίνεται μία παράσταση του συστήματος διπλής ακτίνας. Δύο ακτίνες laser ίσης έντασης και μήκους κύματος συγκλίνουν μέσω ενός φακού εστίασης και σχηματίζουν τον όγκο μέτρησης (ή ελέγχου) στο σημείο τομής τους. Ο όγκος ελέγχου είναι ένα ελλειψοειδές εκ περιστροφής το οποίο λόγω συμβολής του φωτός αποτελείται από παράλληλα επίπεδα σκοτεινών και φωτεινών περιοχών (κροσσοί συμβολής), κάθετα στο επίπεδο των δύο ακτίνων και παράλληλα προς τη διχοτόμο της γωνίας τους. Η μέθοδος που χρησιμοποιούμε μετρά την συνιστώσα της ταχύτητας σε διεύθυνση κάθετη στα επίπεδα των κροσσών. Στο παρακάτω σχήμα, μπορούμε να δούμε πώς είναι η εστίαση των ακτίνων στους φακούς καθώς επίσης και που σχηματίζονται οι κροσσοί συμβολής.



Σχήμα 3.2: Εστίαση των ακτίνων στους φακούς και σχηματισμός των κροσσών συμβολής

Ένα κινούμενο σωματίδιο το οποίο ακολουθεί την ροή, μόλις εισέλθει στον όγκο ελέγχου, θα περάσει από φωτεινές και σκοτεινές περιοχές, δίνοντας σήμα μόνο κατά τη διέλευσή του από τις φωτεινές περιοχές. Το φωτεινό σήμα που εκπέμπει ένα σωματίδιο, μετατρέπεται σε ηλεκτρικό στον φωτοπολλαπλασιαστή και η συχνότητά του υπολογίζεται σύμφωνα με την σχέση:

$$f = \frac{u}{df} \quad (3.5)$$

όπου:





f: η συχνότητα του σωματιδίου

u: η ταχύτητα του σωματιδίου κάθετα προς το επίπεδο των κροσσών συμβολής

df: η απόσταση των επιπέδων των κροσσών

Όπως παρατηρούμε από την παραπάνω σχέση, η συχνότητα του σωματιδίου είναι ευθέως ανάλογη με την μετρούμενη ταχύτητα του σωματιδίου, με συντελεστή αναλογίας την απόσταση των κροσσών συμβολής.

Η απόσταση των κροσσών συμβολής df δίνονται από την παρακάτω σχέση:

$$df = \frac{\lambda}{2 \sin \theta / 2} \quad (3.6)$$

όπου:

λ: το μήκος κύματος της αρχικής ακτίνας Laser

θ/2: ημιγωνία σύγκλισης των δύο ακτίνων Laser

Ο αριθμός των κροσσών συμβολής που σχηματίζονται στο σημείο συμβολής των ακτίνων είναι:

$$N_{fr} = \frac{\Delta x}{df} \quad (3.7)$$

όπου:

Δx: το πλάτος του όγκου ελέγχου

df: η απόσταση των κροσσών συμβολής

Το πλάτος του όγκου ελέγχου, ο οποίος έχει ελλειψοειδές σχήμα είναι:

$$\Delta x = \frac{d_m}{\cos \theta / 2} \quad (3.8)$$

όπου:

$$d_m = \frac{4\lambda f}{\pi d_o} \quad (3.9)$$



όπου:

$\lambda$ : το μήκος κύματος της αρχικής ακτίνας Laser

$F$ : εστιακή απόσταση του συγκλίνοντος φακού

$dm$ : διάμετρος των ακτίνων Laser

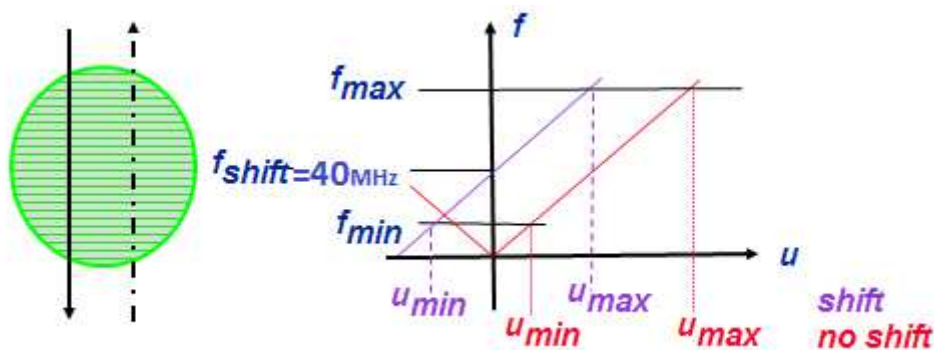
$\theta/2$ : ημιγωνία σύγκλισης των ακτίνων

Το μήκος του ελλειψοειδούς των κροσσών συμβολής δίνεται από τη σχέση:

$$\Delta z = \frac{dm}{\sin \theta/2} \quad (3.10)$$

### 3.3 Μετατόπιση Συχνότητας

Το πρόβλημα που υπάρχει στο σύστημα διπλής ακτίνας, με ακτίνες ίδιας συχνότητας όπως είδαμε παραπάνω, είναι ότι δεν υπάρχει δυνατότητα αναγνώρισης της φοράς του σωματιδίου. Δηλαδή σωματίδια που κινούνται στην ίδια ή στην αντίθετη κατεύθυνση παράγουν το ίδιο σήμα και συχνότητα. Με την μετατόπιση της συχνότητας σε μια από τις 2 ακτίνες, τα επίπεδα των κροσσών συμβολής μετακινούνται κάθετα προς τον εαυτό τους με σταθερή ταχύτητα. Κατά αυτόν τον τρόπο, σωματίδια ακίνητα στον όγκο ελέγχου δίνουν συχνότητα ίση με τη συχνότητα μετατόπισης. Σωματίδια που κινούνται στην ίδια διεύθυνση με τους κροσσούς δίνουν μικρότερες συχνότητες Doppler ενώ εκείνα που κινούνται αντίθετα δίνουν μεγαλύτερες, μετατοπίζεται δηλαδή γραμμικά η σχέση μετατροπής συχνότητας ταχύτητας. Για την μετατόπιση της ακτίνας στην παρούσα εργασία χρησιμοποιείται ένα κύτταρο Bragg (Bragg – cell).



Σχήμα 3.3 - Σχέση ταχύτητας-συχνότητας χωρίς και με μετατόπιση συχνότητας.



Είναι προφανές από το Σχήμα 3.3, ότι αν το εύρος συχνοτήτων ικανοποιείται, όσο υψηλότερη η μετατόπιση συχνότητας, τόσο μεγαλύτερος ο διασκορπισμός των ταχυτήτων που μπορούν να ανιχνευθούν μέσα σε ένα πληθυσμό σωματιδίων, όπως επίσης μπορούν να μετρηθούν και μεγαλύτερες τυρβώδεις εντάσεις. Η μετατόπιση συχνοτήτων που χρησιμοποιείται είναι 40 MHz. Αυτή η μετατόπιση πετυχαίνεται αφήνοντας τη μία από τις δέσμες να περάσει μέσα από ένα οπτικο-ακουστικό μετατροπέα (Braggcell).

### 3.4 Περιγραφή της Οπτικής Διάταξης

Στα πειράματα που έγιναν στο πλαίσιο αυτής της εργασίας χρησιμοποιήθηκε πηγή Laser He-Ne ισχύος 15 mW και μήκους κύματος 632.8 nm. Τα οπτικά μεταβίβασης περιλαμβάνουν έναν διαχωριστή ακτίνας (beamsplitter) που πετυχαίνει παράλληλο διαχωρισμό της αρχικής ακτίνας κατά 50 mm, έναν οπτικοακουστικό μετατροπέα (Braggcell) συνδεδεμένο με έναν μετατοπιστή συχνότητας 40 MHz για την αλλαγή της συχνότητας της μίας δέσμης και ένα φακό εστιακής απόστασης 605 mm. Ως οπτικά συλλογής χρησιμοποιήθηκε η διάταξη του Δυναμικού Αναλυτή Σωματιδίων (πίνακας 3.1).

Οπτικό Μετάδοσης	Laser
Ισχύς του Λέιζερ	20 mW
Μήκος Κύματος	632.8 nm
Διάμετρος ακτίνας laser	1mm
Απόσταση Δεσμών laser	50mm
Μετατόπιση Συχνότητας	40 MHz
Εστιακή Απόσταση Οπτικών Μεταφοράς	250 mm
Οπτικό Συλλογής	PDA 57X10
Εστιακή Απόσταση Οπτικών Συλλογής	310 mm
Σκέδαση με Γωνία Διάθλασης	63 μοίρες

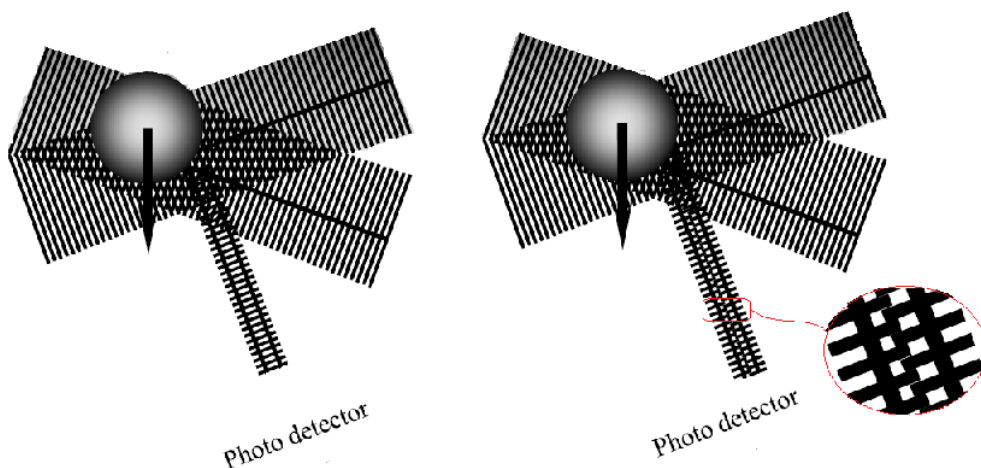
Πίνακας 3.1 Κυριότερα Χαρακτηριστικά Οπτικών

### 3.5 Βασικές Αρχές της Ανεμομετρίας Phase Doppler (PDA)

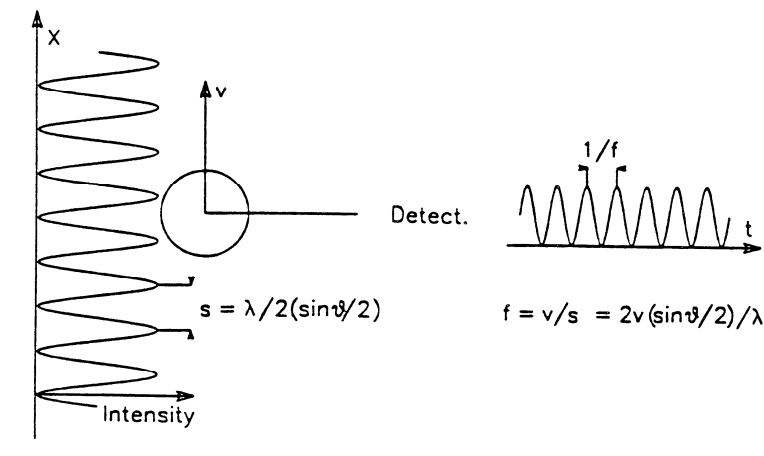
Η Ανεμομετρία Φάσης Doppler (Phase Doppler Anemometry - PDA) αποτελεί μια προέκταση της ανεμομετρίας Laser Doppler (LDA). Στην ενότητα αυτή αναφέρονται οι



βασικές αρχές της οπτικής ως υπόβαθρο για την κατανόηση της διαδικασίας μέτρησης. Μια δέσμη Laser διαχωρίζεται και οι δύο προκύπτουσες συναντούν η μία την άλλη σε δεδομένη γωνία, έτσι ώστε να διασταυρώνονται στον όγκο ελέγχου. Αν ένα σωματίδιο διαπερνά αυτόν τον όγκο και μία φωτοδιόδος τοποθετηθεί ώστε να λαμβάνει το σκεδαζόμενο φως από μία πηγή στον όγκο αυτόν, το λαμβανόμενο φως θα αποτελείται από δύο συνιστώσες, που αντιστοιχούν στις δύο δέσμες. Οι δύο συνιστώσες θα έχουν μια διαφορά Doppler (Doppler shift), λόγω της ταχύτητας του σωματιδίου. Η διαφορά εξαρτάται επίσης από την διεύθυνση της δέσμης φωτός. Λόγω της γωνίας στην οποία βρίσκονται οι δύο δέσμες, οι δύο συνιστώσες του σκεδαζόμενου φωτός έχουν διαφορετικές μετατοπίσεις Doppler. Για τον λόγο αυτό, στην επιφάνεια της φωτοδιόδου, οι δύο συνιστώσες φωτός αλληλεπιδρούν, έχοντας σαν αποτέλεσμα μια παλλόμενη ένταση φωτός. Αυτό φαίνεται στο Σχήμα 3.5, όπου ένα σωματίδιο βρίσκεται σε δύο θέσεις, δίνοντας ως αποτέλεσμα ενισχυτική και αναιρετική συμβολή αντίστοιχα, ερμηνεύοντας έτσι την κατανομή της έντασης του φωτός.



Σχήμα 3.4: Η διαφορά Doppler που εμφανίζεται στο φωτοανιχνευτή.

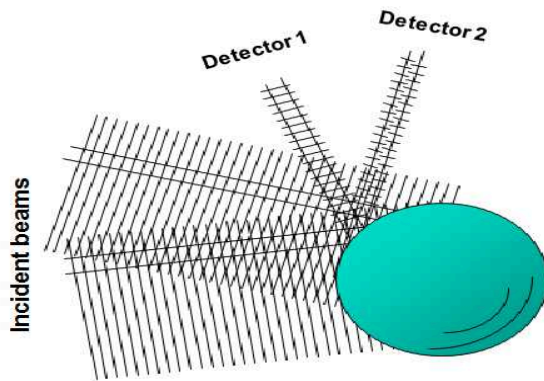


Σχήμα 3.5: Η σχέση των κροσσών με την ταχύτητα του σωματιδίου και τη συχνότητα της κυματομορφής.

Η ένταση του σκεδαζόμενου φωτός που λαμβάνεται από έναν φωτοπολλαπλασιαστή (φωτοδίοδο), ταλαντώνεται κατά μήκος του δρόμου που το σωματίδιο περνά διαμέσου των κροσσών. Αυτή η ταλάντωση έχει μία συχνότητα ευθέως ανάλογη της συνιστώσας της ταχύτητας (Σχήμα 3.5).

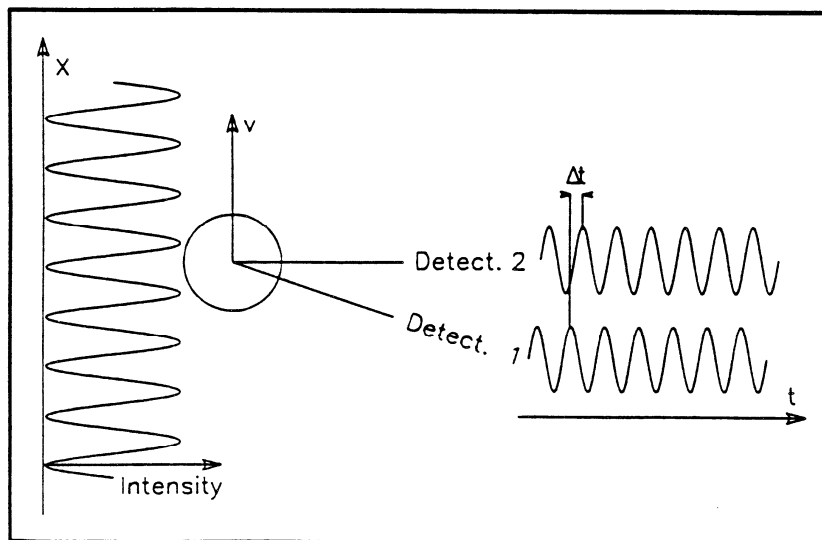
### 3.6 Προέκταση της Τεχνικής LDA –Μέτρηση Μεγέθους με την Τεχνική PDA

Στο LDA σύστημα που περιγράφηκε ως τώρα, περιλαμβάνεται μόνο μία φωτοδίοδος ως οπτικό συλλογής. Αν θεωρήσουμε την κατάσταση στο Σχήμα 3.6, βλέπουμε 2 φωτοδιόδους να λαμβάνουν σκεδαζόμενο φως από την επιφάνεια ενός σφαιρικού σωματιδίου. Το αξιοσημείωτο εδώ είναι, ότι η διαφορά μήκους του οπτικού δρόμου για τις ανακλάσεις από τις δύο αρχικές δέσμες αλλάζει με τη θέση των φωτοδίοδων. Αυτό σημαίνει, ότι όταν το σωματίδιο περνά μέσα από τον όγκο ελέγχου, οι 2 φωτοδιόδοι λαμβάνουν σήματα με την ίδια συχνότητα Doppler, αλλά οι φάσεις των δύο σημάτων ποικίλουν με την γωνιακή θέση των φωτοδίοδων.



Σχήμα 3.6: Οι δύο φωτοανιχνευτές λαμβάνουν σήμα ίδιας συχνότητας αλλά διαφορετικής φάσης.

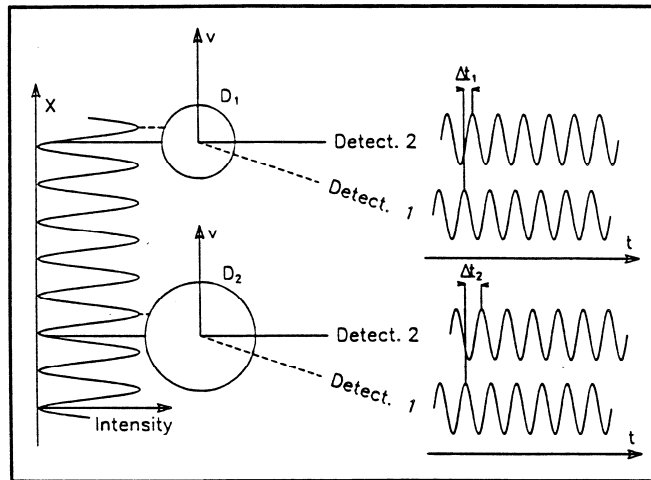
Στο Σχήμα 3.7 φαίνεται η διακύμανση της έντασης σε κάθε μια φωτοδιόδο, καθώς και η χρονική καθυστέρηση, έτσι ώστε να διαχωρίζονται τα μέτωπα των κυμάτων όπως φθάνουν στις φωτοδιόδους. Η αντίστοιχη διαφορά φάσης δίνεται  $\Phi_{12} = 2\pi f \cdot \Delta t$ .



Σχήμα 3.7: Η διαφορά φάσης ανάμεσα σε δύο φωτοανιχνευτές τοποθετημένους σε διαφορετικές γωνίες.

### 3.7 Σχέση Μεταξύ Διαμέτρου Σωματιδίου και Διαφοράς Φάσης

Η σημαντικότερη ιδιότητα είναι, ότι η διαφορά φάσης ανάμεσα σε δύο συχνότητες Doppler εξαρτάται από το μέγεθος του σωματιδίου. Στο Σχήμα 3.9 βλέπουμε δύο σωματίδια διαφορετικού μεγέθους. Η διαφορά φάσης ανάμεσα στα σήματα Doppler για το μεγάλο σωματίδιο υπερβαίνει εκείνη του μικρότερου.



Σχήμα 3.8: Εξάρτηση της διαφοράς φάσης από τη διάμετρο του σωματιδίου

Μαθηματικά, μπορούμε να εκφράσουμε τη φάση ενός σήματος Doppler που λαμβάνεται από μια δίοδο ως εξής:

$$\Phi_i = \alpha \cdot \beta_i \quad (3.11)$$

όπου

$$\alpha = \pi \frac{n_1}{\lambda} D$$

, η παράμετρος του μεγέθους,

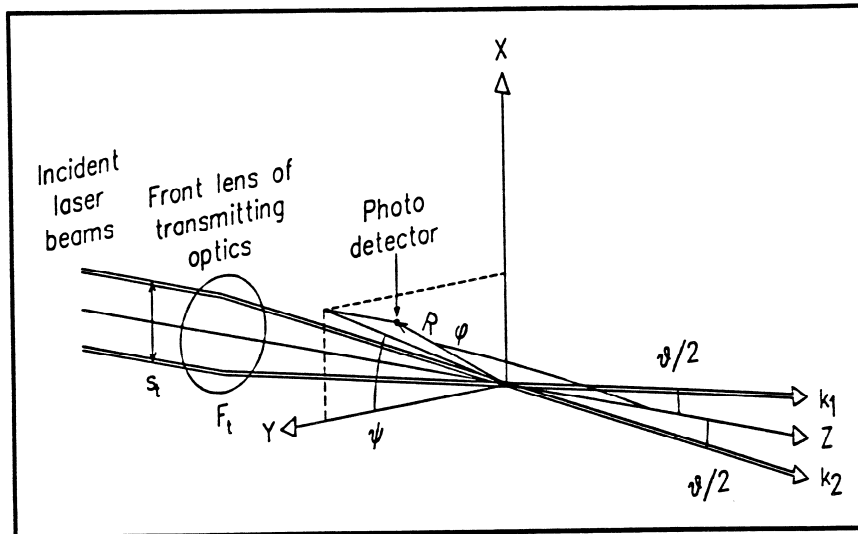
$n_1$  συντελεστής διάθλασης του σκεδαζόμενου μέσου

$\lambda$  το μήκος κύματος του Laser στο κενό

$D$  η διάμετρος του σωματιδίου

Υπάρχει όπως φαίνεται παραπάνω μια γραμμική σχέση ανάμεσα στο μέγεθος σωματιδίου και τη φάση.

Ο γεωμετρικός παράγοντας  $\beta_i$  εξαρτάται από τον τρόπο σκέδασης και τις γωνίες  $\theta$ ,  $\phi_i$ ,  $\psi_i$ . Η γωνία που σχηματίζουν οι δύο αρχικές δέσμες  $\theta$ , καθορίζει το διαχωρισμό των κροσσών, ενώ οι  $\phi_i$ ,  $\psi_i$  ορίζουν τη διεύθυνση προς το κέντρο της φωτοδίοδου από τον όγκο ελέγχου (Σχήμα 3.9).



Σχήμα 3.9: Σχηματική παράσταση των γωνιών του οπτικού συστήματος

όπου:

$\theta$  η γωνία μεταξύ των δύο δεσμών laser που καθορίζεται από την απόσταση  $S_t$  και την εστιακή απόσταση του φακού διάδοσης  $F_t$ ,

$\varphi$  είναι η γωνία σκέδασης μετρούμενη από τον άξονα των οπτικών διάδοσης (η διχοτόμος των δύο αρχικών δεσμών με τον κατακόρυφο άξονα)

$\psi$  η αζιμούθια γωνία που δίνει την θέση εκ περιστροφής γύρω από τον κατακόρυφο άξονα. Η έκφραση του γεωμετρικού παράγοντα για ανάκλαση και διάθλαση πρώτης τάξης δίνεται παρακάτω:

Για ανάκλαση:

$$\beta_i = \sqrt{2} \left\{ \begin{array}{l} \sqrt{1 + \sin \frac{\theta}{2} \sin \varphi_i \sin \psi_i - \cos \frac{\theta}{2} \cos \varphi_i} - \\ \sqrt{1 - \sin \frac{\theta}{2} \sin \varphi_i \sin \psi_i - \cos \frac{\theta}{2} \cos \varphi_i} \end{array} \right\} \quad (3.13)$$

Για διάθλαση πρώτης τάξης:

$$\beta_i = 2 \left[ \sqrt{1 + n_{rel}^2 - \sqrt{2} n_{rel} \sqrt{f_{i+}}} - \sqrt{1 + n_{rel}^2 - \sqrt{2} n_{rel} \sqrt{f_{i-}}} \right] \quad (3.14)$$

όπου:

$$f_{i\pm} = 1 \pm \sin \frac{\theta}{2} \sin \varphi_i \sin \psi_i + \cos \frac{\theta}{2} \cos \varphi_i \quad (3.15)$$



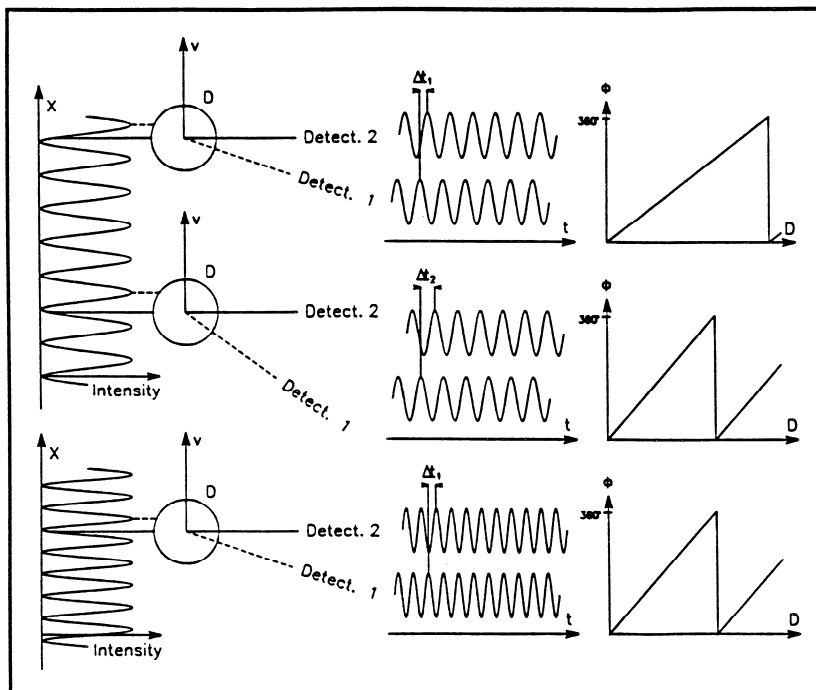


Όπως φαίνεται από την έκφραση του  $\beta_i$  γεωμετρικού παράγοντα, η ευαισθησία και το εύρος του PDA μπορούν να μεταβληθούν αλλάζοντας οποιαδήποτε από τις γωνίες  $\theta$ ,  $\phi_i$ ,  $\psi_i$ . Τυπικά, η επιλογή της γωνίας σκέδασης  $\phi$ , είναι εντελώς περιορισμένη είτε ως προς την εξασφάλιση συγκεκριμένου τρόπου σκέδασης είτε ακόμα ως προς ικανό λόγο σήματος προς θόρυβο, ή από πρακτικούς περιορισμούς της όλης μετρητικής διάταξης.

Το Σχήμα 3.10 δείχνει την αύξηση της κλίσης στη σχέση φάσης - διαμέτρου όταν αυξάνεται η γωνιακή απόσταση ανάμεσα στις φωτοδιόδους  $\psi_{12}$  καθώς και όταν η απόσταση των κροσσών μειώνεται, αυξάνοντας τη γωνία  $\theta$  ανάμεσα στις αρχικές δέσμες. Αλλαγή στη γωνιακή απόσταση  $\psi_{12}$  έχει επίδραση μόνο στην κλίση στη σχέση  $\Phi = f(D)$  δηλαδή για παράδειγμα στην ευαισθησία και το εύρος μεγεθών και δεν έχει επίδραση στη σχέση ταχύτητας-συχνότητας.

Επιπρόσθετες μεταβολές μπορούν να επιτευχθούν χρησιμοποιώντας φακούς με διαφορετικές εστιακές αποστάσεις. Αλλάζοντας δηλαδή τη γωνία  $\theta$  επηρεάζεται η κλίση στη σχέση  $\Phi = f(D)$  όπως και στην σχέση ταχύτητας - συχνότητας. Η  $\theta$  μπορεί να αλλάξει κατά 2 τρόπους:

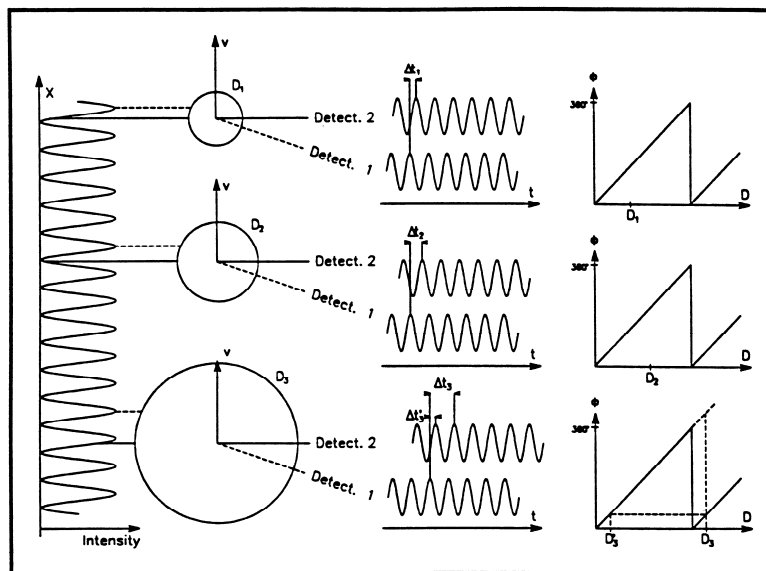
- α) αλλάζοντας την εστιακή απόσταση του φακού διάδοσης
- β) αλλάζοντας την απόσταση των δεσμών



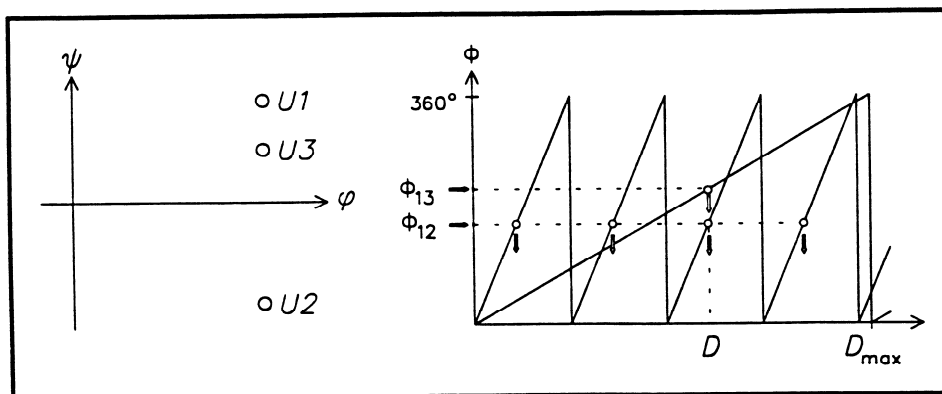
Σχήμα 3.10: Το αποτέλεσμα της αλλαγής της γωνίας  $\psi$  και της γωνίας  $\theta$  στην κλίση της συνάρτησης διαμέτρου σωματιδίου-φάσης.

Έτσι σε ένα σύστημα με 2 φωτοδιόδους, είμαστε αναγκασμένοι να συμβιβαστούμε ανάμεσα σε υψηλή ευαισθησία και μικρό εύρος διαμέτρων ή σε μεγαλύτερο εύρος διαμέτρων σε βάρος της ευαισθησίας. Η λύση στο πρόβλημα αυτό είναι η χρήση 3 διόδων, ασύμμετρα τοποθετημένων έτσι ώστε δύο από αυτές  $U_1, U_2$  να σχηματίζουν ένα ζευγάρι σχετικά σε μεγάλη απόσταση δίνοντας υψηλότερη διακριτική ικανότητα, και μικρότερο εύρος διαμέτρων ενώ δύο άλλες  $U_1, U_3$  να σχηματίζουν ένα κοντινότερο ζευγάρι με ένα μεγαλύτερο εύρος διαμέτρων αλλά επίσης με μικρότερη διακριτική ικανότητα.

Στο Σχήμα 3.12 φαίνονται μια σειρά από τιμές διαμέτρων που αντιστοιχούν στην μετρούμενη τιμή της  $\varphi_{12}$  (όπως φαίνεται από τα βέλη). Η τιμή της  $\varphi_{13}$  στο διάγραμμα (μόνο ένα βέλος), χρησιμοποιείται για την επιλογή της μοναδικής σωστής τιμής.



Σχήμα 3.11: Η διαφορά φάσης που προκαλείται από σωματίδια διαφόρων διαμέτρων και η περίπτωση διαφοράς φάσης μεγαλύτερης από  $2\pi$ .



Σχήμα 3.12: Επιλογή της μοναδικής σωστής τιμής  $\varphi_{13}$  ανάμεσα από μια σειρά διαμέτρων που αντιστοιχούν στη μετρούμενη τιμή  $\varphi_{12}$ .

### 3.8 Σφαιρικότητα

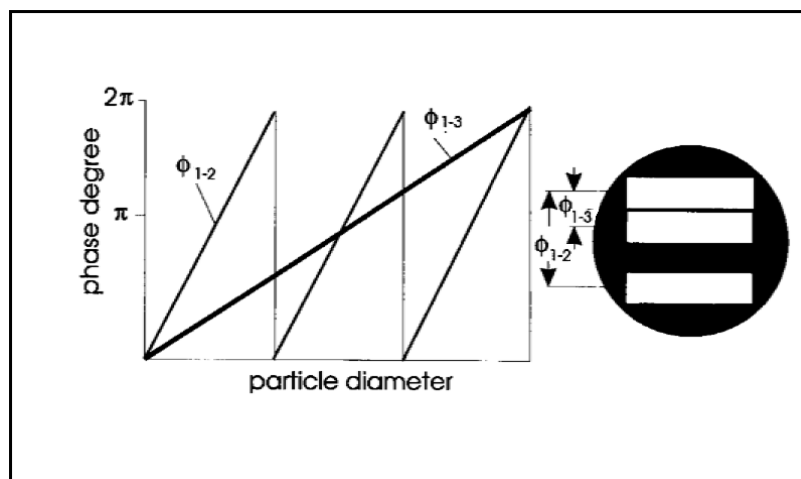
Η διάταξη των 3 φωτοδιόδων έχει ένα ακόμα χαρακτηριστικό. Η διαφορά φάσης που αντιστοιχεί σε κάθε ζευγάρι διόδων, δίνει πληροφορία για την καμπυλότητα σε μια δεδομένη επιφάνεια της επιφάνειας του σωματιδίου. Με δύο τέτοια ζευγάρια διόδων είναι δυνατή η μέτρηση της καμπυλότητας σε δύο διαφορετικές τοποθεσίες. Εάν το σωματίδιο είναι σφαιρικό, τα δύο ζευγάρια διόδων θα έπρεπε να μετρήσουν ταυτόσημες καμπυλότητες. Αυτή είναι η βασική αρχή του ελέγχου σφαιρικότητας που γίνεται από την διάταξη του Δυναμικού Αναλυτή Σωματιδίων (Particle Dynamic Analyzer - PDA).

Στο Σχήμα 3.13, οι διάφορες φάσεις  $\Phi_{12}$ ,  $\Phi_{13}$  θα έπρεπε να δείχνουν στην ίδια διάμετρο  $D$ . Εάν οι δύο τοπικές καμπυλότητες αποκλίνουν, οι φάσεις  $\Phi_{12}$ ,  $\Phi_{13}$  θα δείχνουν σε τιμές διαμέτρων που θα διαφέρουν κατά  $\Delta D$ .

Στο λογισμικό του οργάνου μέτρησης PDA ένα κριτήριο αξιολόγησης είναι η μέγιστη επιτρεπτή απόκλιση από τη σφαιρικότητα. Έτσι εάν  $\frac{\Delta D}{D}$  είναι μεγαλύτερο από ένα συγκεκριμένο ποσοστό που τίθεται από τον χρήστη, το σωματίδιο δεν γίνεται αποδεκτό.

Οι μετρήσεις φάσης συνοδεύονται πάντα από κάποια αβεβαιότητα. Οι δίοδοι «βλέπουν» μέσα σε συγκεκριμένα όρια ανοχής και εν μέρει θα παρουσιάζεται θόρυβος που επηρεάζει την ακρίβεια. Στην ιδανική περίπτωση για το άθροισμα των διαφορών φάσης πρέπει να ισχύει:

$$\Phi_{12} + \Phi_{13} + \Phi_{31} = 0 \quad (3.17)$$

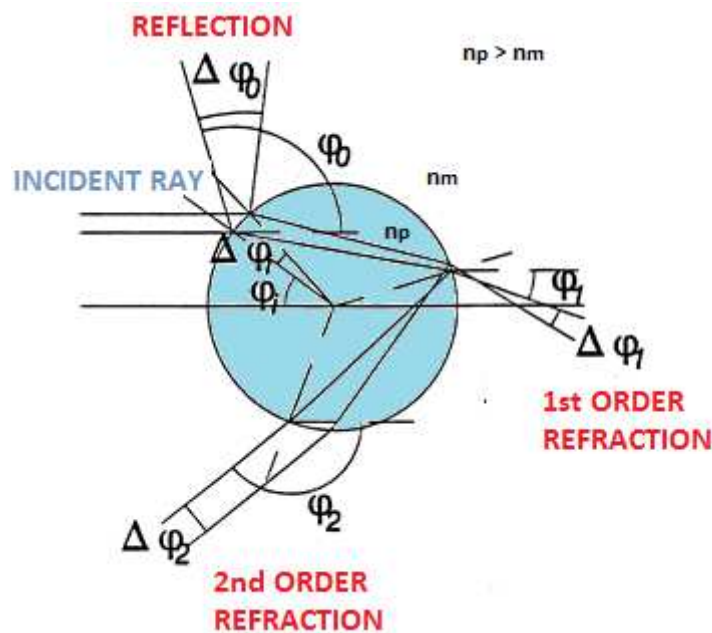


Σχήμα 3.13: Η διαφορά στη διάμετρο αντιστοιχεί στη διαφορά των δύο φάσεων και οφείλεται στη μη σφαιρικότητα του σωματιδίου.

Λόγω όμως της αβεβαιότητας στις μετρήσεις φάσης το μετρούμενο παραπάνω άθροισμα θα αποκλίνει από το 0. Η απόλυτη τιμή της απόκλισης αποτελεί το σφάλμα φάσης το οποίο δεν πρέπει να υπερβαίνει συγκεκριμένη τιμή που δίνεται από το χρήστη ώστε το σωματίδιο να γίνεται αποδεκτό κατά την μέτρηση. Η τιμή αυτή του σφάλματος τίθεται στις 10 – 15 μοίρες.

### 3.9 Τρόποι Σκέδασης (Βελτίωση Συνθηκών Μέτρησης)

Στο Σχήμα 3.17 φαίνονται οι γωνίες σκέδασης όπως προκύπτουν κατά την πρόσπτωση δύο παραλλήλων ακτίνων φωτός καθώς έρχονται από τα αριστερά χτυπώντας σε ένα σφαιρικό σωματίδιο με αρχικές γωνίες  $\varphi_i$ ,  $\varphi_i + \Delta\varphi_i$ . Οι γωνίες  $\varphi_0$ ,  $\varphi_1$ ,  $\varphi_2$  αντιστοιχούν σε ανακλώμενο, διαθλώμενο και δεύτερης τάξης διαθλώμενο φως. (Υψηλότερες τάξεις διάθλασης μεταφέρουν μόνο ένα μικρό ποσό έντασης φωτός και παραλείπονται παρακάτω)



Σχήμα 3.17: Γωνίες σκέδασης

Αυτοί οι τρεις τρόποι σκέδασης μπορούν να χρησιμοποιηθούν από τον Δυναμικό Αναλυτή Σωματιδίων (PDA). Υπάρχει ένα κρίσιμο σημείο που θα πρέπει όμως να συνυπολογιστεί. Το PDA αξιολογεί το μέγεθος σωματιδίων από τις διαφορές φάσης των σημάτων Doppler όπως αυτά λαμβάνονται από τις 3 φωτοδιόδους στο οπτικό συλλογής. Λόγω του ότι οι 3 τρόποι σκέδασης δίνουν διαφορετικούς συντελεστές μετατροπής (συντελεστές φάσης), λαμβανόμενο φως με περισσότερους του ενός τρόπους σκέδασης εμπεριέχει τον κίνδυνο σφάλματος.



Έτσι, το όργανο πρέπει να τίθεται ώστε να κυριαρχεί μόνο ένας τρόπος σκέδασης κατά την συλλογή του φωτός. Διαφορετικοί τρόποι σκέδασης κυριαρχούν στο σκεδαζόμενο φως σε διαφορετικές γωνίες σκέδασης. Η παραπάνω υπόθεση πρέπει να λαμβάνεται υπόψη κατά την επιλογή της γωνίας σκέδασης. Επίσης, η γωνιακή εξάρτηση για κάθε τρόπο σκέδασης διαφέρει ανάλογα με την πόλωση του σκεδαζόμενου φωτός, κάτι που μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την διάκριση ανάμεσα στους διαφορετικούς τρόπους.

Γενικά ένα σύστημα φάσης Doppler πρέπει να λειτουργεί έτσι ώστε η σχέση  $\Phi=f(D)$  να είναι γραμμική. Αυτό επιτυγχάνεται εκλέγοντας μια γωνία όπου κυριαρχεί μόνο ένας τρόπος σκέδασης και όπου ο λόγος σήματος προς θόρυβο είναι όσο μεγαλύτερος γίνεται. Στο Σχήμα 3.18 φαίνονται τα ίχνη της δέσμης για ανάκλαση, πρώτης και δεύτερης τάξης διάθλαση. Πιο σημαντικά στο δεύτερο πολικό διάγραμμα φαίνεται η ένταση του φωτός που σκεδάζεται με 3 διαφορετικούς τρόπους ως προς της γωνία σκέδασης και για δύο καταστάσεις πόλωσης, κατακόρυφη και παράλληλη ως προς το επίπεδο σκέδασης. Επίσης, φαίνονται η ολική ένταση του σκεδαζόμενου φωτός όπως υπολογίστηκε κατά την ανάλυση Lorentz-Mie. Όταν η καμπύλη Lorentz-Mie είναι πολύ κοντά σε έναν από τους τρόπους σκέδασης, αυτός ο τρόπος κυριαρχεί και θα αναμέναμε «καλή» γραμμικότητα.

Και για τις 2 καταστάσεις πόλωσης, η διάθλαση πρώτης τάξης είναι κυρίαρχη για μικρές γωνίες σκέδασης. Όπως φαίνεται, η ένταση είναι πολύ μεγαλύτερη από εκείνη για ανακλώμενο φως. Έτσι μία γωνία σκέδασης  $\varphi = 30^\circ$  (για σταγονίδια νερού) μπορεί να χρησιμοποιηθεί με πόλωση είτε κατακόρυφη είτε παράλληλη. Αύξηση της γωνίας σκέδασης πέρα από τις  $30^\circ$  έχει ως αποτέλεσμα διαφορετική συμπεριφορά για τις δύο καταστάσεις πόλωσης. Η διάθλαση γίνεται λιγότερο κυρίαρχη για κατακόρυφη πόλωση σε αντίθεση με την παράλληλη.

Λόγω του αποτελέσματος Brewster στην επιφάνεια του σταγονιδίου, το ανακλώμενο φως (καταβάλλεται-υποτάσσεται) σε γωνία σκέδασης  $\varphi_{b1} = 73.7^\circ$  (για ένα σταγονίδιο νερού). Αυτή είναι μια πολύ καλή γωνία για μέτρηση του μεγέθους των σταγονιδίων νερού, θεωρώντας ότι και τα οπτικά συλλογής μπορούν να τοποθετηθούν ώστε το φως, να είναι παράλληλα πολωμένο. Πέρα από γωνία σκέδασης  $\varphi_{c1} = 82.9^\circ$  δεν υπάρχει πλέον διάθλαση πρώτης τάξης. Έτσι, η ανάκλαση είναι ο μόνος τρόπος που μπορεί να χρησιμοποιηθεί με κατακόρυφη πόλωση.

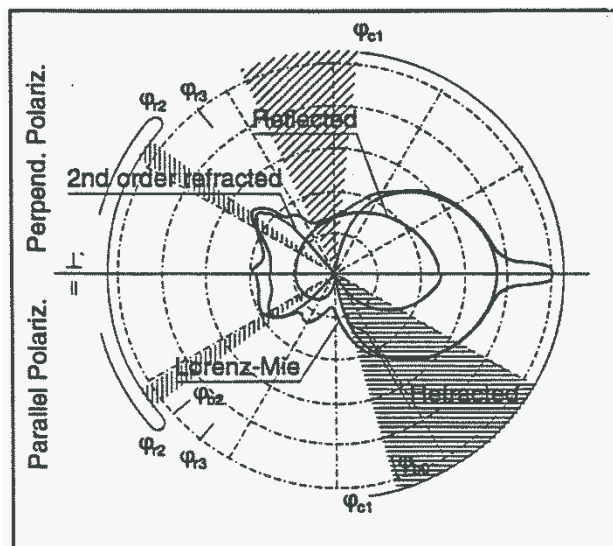
Διάθλαση δεύτερης τάξης μπορεί να χρησιμοποιηθεί σε ένα τόξο πέρα από  $\varphi_r = 138.0^\circ$ . Γενικά αυτός ο τρόπος σκέδασης πρέπει να χρησιμοποιείται με μεγάλη προσοχή. Σε μέρος του εύρους δύο συνιστώσες συνεισφέρουν σ' αυτόν τον τρόπο επιφέροντας μη γραμμικότητα στη σχέση μεγέθους-φάσης ενώ στο υπόλοιπο μέρος δεν υπάρχει σπουδαία διαφορά στην ένταση ανάμεσα σε διάθλαση δεύτερης τάξης και σε ανάκλαση.



Γενικά, ένα πολικό διάγραμμα περιγράφει τη γωνιακή κατανομή της σχετικής έντασης του σκεδαζόμενου φωτός. Η κλίμακα είναι λογαριθμική (με 5 δεκάδες, κάθε δεκάδα δηλώνεται με κάθε διακεκομμένο κύκλο) για καθένα από τους 3 τρόπους σκέδασης. Οι υπολογισμοί βασίστηκαν σε γεωμετρική οπτική και αναφέρονται σε σωματίδια διαμέτρου 50nm.

Η ερμηνεία των όρων που χρησιμοποιούνται είναι οι ακόλουθοι:

- $\varphi_{b0}$  → είναι η γωνία όπου ικανοποιείται η συνθήκη Brewster για εξωτερική ανάκλαση, δηλαδή η γωνία όπου το P (παράλληλα) πολωμένο ανακλώμενο φως εξαλείφεται.
- $\varphi_{b2}$  → είναι η γωνία όπου ικανοποιείται η συνθήκη Brewster για εσωτερική ανάκλαση δηλαδή η γωνία όπου το P (μια συνιστώσα από) (παράλληλα) πολωμένο 2ης τάξης διάθλασης φως εξασφαλίζεται.
- $\varphi_{c1}$  → η κρίσιμη γωνία διάθλασης, η μέγιστη γωνία σκέδασης για διάθλαση πρώτης τάξης.
- $\varphi_{c2}$  → η κρίσιμη γωνία για δεύτερης τάξης διάθλαση
- $\varphi_{r2}$  → το τόξο γωνίας για δεύτερης τάξης διάθλαση
- $\varphi_{r3}$  → το τόξο γωνίας για τρίτης τάξης διάθλασης



Σχήμα 3.18: Πολικό διάγραμμα

## 4 Πειραματική Διάταξη

Η πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε στην εργασία, αποτελείται από

1. Θάλαμο δοκιμών, εντός του οποίου τα υπό δοκιμή καύσιμα ψεκάζονται,
2. Αντλία καυσίμου, για την ανακυκλοφορία του καυσίμου,
3. Εξαερωτής αυτόματος για την απομάκρυνση πιθανών ποσοτήτων αέρα,
4. Σωλήνας εισαγωγής καυσίμου,
5. Ακροφύσιο (πλήρους κώνου – full cone),
6. Σωληνώσεις ενδιάμεσες κυκλοφορίας καυσίμου,
7. Μετρητικές διατάξεις (Ροόμετρο, Μανόμετρο)

Αναλυτικότερα:

1. Θάλαμος δοκιμών.

Ο θάλαμος εντός του οποίου ψεκάζονται τα υπό δοκιμή υγρά καύσιμα, είναι τετραγωνικής διατομής  $40 \times 40 \text{cm}^2$  και συνολικού μήκους  $100 \text{cm}$ . Καταλήγει σε μία κωνική βάση - πάτωμα το οποίο κατά τη διενέργεια των μετρήσεων έχει πληρωθεί με το υπό δοκιμή καύσιμο ώστε να αποφεύγεται καταρχήν η αναρρόφηση αέρα στη συνέχεια του κλειστού κυκλώματος. Ο θάλαμος τίθεται κατακόρυφα. Ο σκελετός είναι κατασκευασμένος από ανοξείδωτο ατσάλι ενώ τα πλευρικά τοιχώματα είναι από διαφανές γυαλί πάχους  $3 \text{mm}$  ώστε να επιτρέπεται η παρακολούθηση της διαδικασίας του ψεκασμού με χρήση οπτικών μεθόδων. Το ανώτερο κάλυμμα του είναι ξεχωριστό κομμάτι ώστε να δίνεται η δυνατότητα στο θάλαμο να ανοίγει για να γίνεται η πλήρωση καυσίμου στην κωνική βάση.



Σχήμα 4.1 Πειραματική διάταξη - Εφαρμογή Πειραματικής Τεχνικής

## 2. Αντλία καυσίμου

Χρησιμοποιήθηκε μια αντλία καυσίμου Danfoss τύπου RSA 60 κατάλληλη για εφαρμογή σε κηροζίνη και ελαφρύ πετρέαλιο μικρού ιξώδους. Η αντλία συνδέθηκε σε έναν αντιστροφέα τάσης (inverter) για να δίνεται η δυνατότητα ρύθμισης των στροφών της αντλίας, ώστε να επιτυγχάνεται η επιθυμητή πίεση λειτουργίας και ψεκασμού. Τα κατασκευαστικά χαρακτηριστικά της αντλίας δίνονται στο σχήμα 4.3.

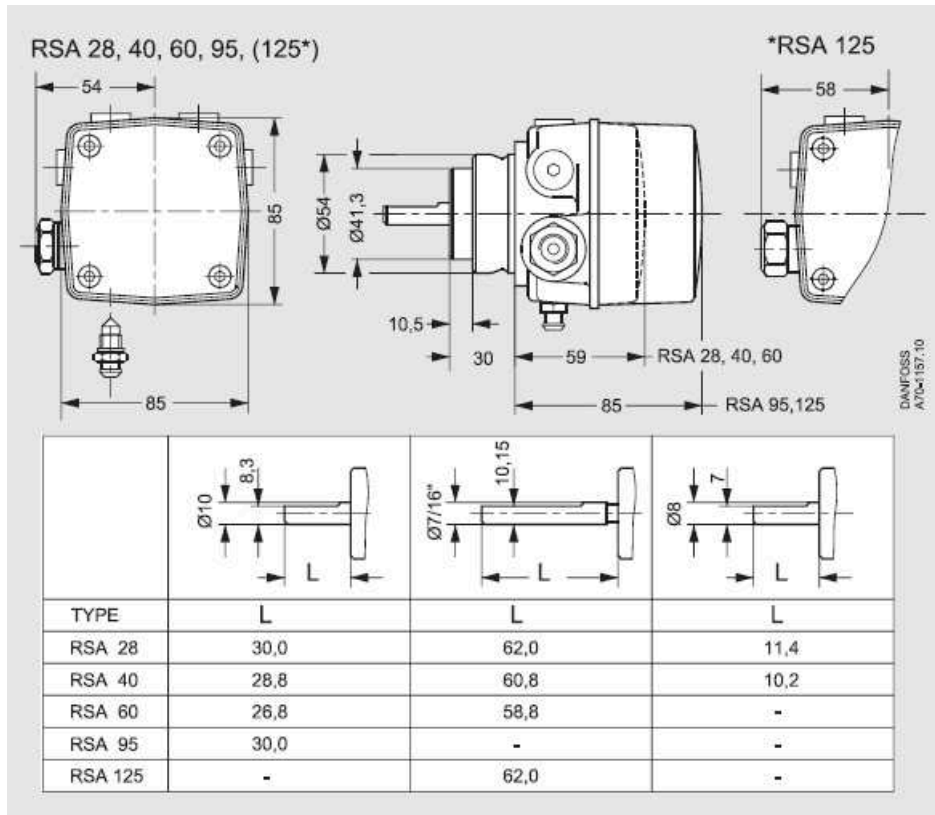


Σχήμα 4.2 Πειραματική διάταξη - Λειτουργία αντλίας

## 3. Εξαερωτής αυτόματος

Χρησιμοποιήθηκε αυτόματος εξαερωτής καυσίμου τύπου TON 110 της Tigerloop ο οποίος τοποθετήθηκε πριν την αντλία καυσίμου. Ο εξαερωτής εξασφαλίζει την αναρρόφηση καυσίμου από την αντλία που έπεται, απομακρύνοντας από τη γραμμή ποσότητες αέρα που τυχόν διαβιβάζονται από την κωνική βάση του θαλάμου δοκιμών. Ενεργεί ως δεξαμενή αποθήκευσης εξαερισμού, εξαλείφοντας την πιθανότητα κυκλοφορίας αέρα στη συνέχεια του κυκλώματος.





Σχήμα 4.3 Κατασκευαστικά χαρακτηριστικά αντλίας RSA – 60 Danfoss

#### 4. Σωλήνας εισαγωγής καυσίμου

Ο σωλήνας εισαγωγής τίθεται κατακόρυφα και προσαρμόζεται κατάλληλα πάνω στο κάλυμμα του θαλάμου. Είναι από ανοξείδωτο ασάλι εσωτερικής διαμέτρου 4mm και μήκους 40cm.. Στο τέλος της διαδρομής του υπάρχει κατάλληλη υποδοχή για την προσαρμογή ακροφυσίου.







**SAE 100 R6 / EN 854**

TEMPERATURE RANGE : -40°C (-40°F) to +120°C (+248°F)  
 APPLICATION : Low pressure hydraulic oils, air and water  
 TUBE : Synthetic oil resistant rubber  
 REINFORCEMENT : 1 textile braids  
 COVER : Synthetic rubber - abrasion, ozone and weather resistant  
 BRANDING : Inkjet White 'SUNFLEX SAE 100 R6 / EN 854

DN	dash	Hose Size			Max Working Pressure		Minimum Burst Pressure		Minimum Bend Radius	
		I.D.	R.O.D.	O.D.	psi	bar	psi	bar	inch	mm
6	-4	1/4	6.4	12.7	400	28	1600	110	2.5	64
8	-5	5/16	7.9	14.3	400	28	1600	110	3.0	76
10	-6	3/8	9.5	15.9	400	28	1600	110	3.0	76
12	-8	1/2	12.7	19.8	400	28	1600	110	4.0	102
16	-10	5/8	15.9	23.0	350	24	1400	97	5.0	127
19	-12	3/4	19.0	26.0	300	21	1200	83	6.0	152
25	-16	1	25.4	32.5	190	13	760	52	9.1	230

Αυτόματος εξαερωτής

Υλικό ενδιάμεσων σωληνώσεων.

## 5. Ακροφύσιο

Η δέσμη των υπό μελέτη καυσίμων εξέρχεται από ένα ακροφύσιο πλήρους κώνου (full – cone). Ο συγκεκριμένος τύπος ακροφυσίου επιλέχθηκε σύμφωνα με συγκεκριμένα κριτήρια. Καταρχήν ο τύπος αυτός είναι γενικός (generic) χωρίς ιδιαίτερα τεχνικά – κατασκευαστικά χαρακτηριστικά. Για παράδειγμα τα ακροφύσια του τύπου Pressure – swirl (simplex) είναι κατασκευασμένα έτσι ώστε το υγρό να εξέρχεται με αρχική επαπτομενική ταχύτητα ως μια δακτυλοειδής δέσμη (annular sheet) η οποία διασπείρεται ακτινικά δημιουργώντας ένα σπρέυ δακτυλοειδούς κώνου με το κεντρικό τμήμα του να διατηρεί έναν πυρήνα αέρος. Μια άλλη κατηγορία ακροφυσίων είναι τα λεγόμενα δίδυμου ρευστού (twin fluid) με πιο αντιπροσωπευτικούς τύπους εκείνους του υποβοηθούμενου αέρα (air – assist atomizer) και του τύπου ριπής αέρα (airblast atomizer). Στους συγκεκριμένους τύπους ακροφυσίων το υγρό εκτείνεται σε ένα ρεύμα αέρα υψηλής ταχύτητας σε μια διαδικασία εσωτερικής μίξης εντός του ακροφυσίου, το οποίο είναι κατάλληλα διαμορφωμένο.

Τα κριτήρια επιλογής του ακροφυσίου πλήρους κώνου (full – cone) που χρησιμοποιήθηκε πέρα από τα κατασκευαστικά χαρακτηριστικά επιλέχθηκε με βάση παραμέτρους λειτουργίας όπως πίεση ψεκασμού, παροχή λειτουργίας και γωνία κώνου. Στον πίνακα XX δίνεται ένα πλήθος προσφερόμενων ακροφυσίων πλήρους κώνου της εταιρείας Spraying Systems Co. Ως πρώτο κριτήριο επιλογής τέθηκε η πίεση ψεκασμού η οποία στην πραγματικότητα καθορίστηκε από τις δυνατότητες της χρησιμοποιούμενης αντλίας. Έτσι επιλέχθηκαν χαμηλές πιέσεις ψεκασμού κατά τη διεξαγωγή των πειραμάτων.



Πιο συγκεκριμένα τα πειράματα διεξήχθησαν στις πιέσεις ψεκασμού των 5, 7, 9 και 11 bar. Το δεύτερο κριτήριο επιλογής ήταν οι μικρότερες δυνατές παροχές λειτουργίας για τις επιλεγμένες πιέσεις ψεκασμού (1<sup>ο</sup> κριτήριο), ώστε να απαιτούνται μικρές ποσότητες καυσίμου στη σωληνογραμμή. Ως γνωστό οι κηροζίνες είναι πολύ πτητικά καύσιμα και κατά τη διάρκεια των πειραμάτων αναμενόταν και πράγματι υπήρξε, απώλεια ποσοτήτων λόγω της εξάτμισης τους.

**D** \*At the stated pressure in bar.

Body Inlet Conn. (in.)	Orifice Disc No. – Core No.	Orifice Dia. Nom. (mm)	Capacity (liters per minute)*										Spray Angle (°)*		
			0.7	1.5	2	3	4	6	7	10	15	20	1.5	3	6
1/4	D1-31	.79	.31	.41	.49	.59	.67	.80	.92	1.0	1.2	1.4	49	47	43
	D1.5-31	.91	.39	.51	.63	.76	.86	1.0	1.2	1.3	1.6	1.8	57	65	53
	D2-31	1.0	.45	.59	.72	.86	.98	1.2	1.4	1.5	1.8	2.0	62	63	61
	D3-31	1.2	.49	.64	.80	.95	1.1	1.3	1.5	1.6	1.9	2.2	63	65	63
	D1-33	.79	.32	.42	.46	.56	.64	.78	.90	.98	1.2	1.4	27	32	35
	D1.5-33	.91	.42	.55	.63	.75	.85	1.0	1.2	1.3	1.6	1.9	37	43	45
	D2-33	1.0	.47	.62	.78	.95	1.1	1.3	1.5	1.7	2.0	2.3	45	52	55
	D3-33	1.2	.57	.75	.95	1.1	1.3	1.6	1.8	2.0	2.5	2.8	48	54	57
	D4-33	1.6	.78	1.0	1.3	1.5	1.7	2.1	2.4	2.7	3.3	3.7	50	56	61
	D1-35	.79	.30	.39	.48	.58	.65	.78	.90	.97	1.2	1.3	19	23	26
	D1.5-35	.91	.41	.54	.63	.76	.85	1.0	1.2	1.3	1.5	1.7	23	27	29
	D2-35	1.0	.53	.70	.83	.99	1.1	1.3	1.5	1.7	2.0	2.2	40	44	47
	D3-35	1.2	.58	.76	.98	1.2	1.3	1.6	1.8	2.0	2.4	2.8	45	50	52
	D4-35	1.6	1.0	1.3	1.6	2.0	2.3	2.8	3.2	3.5	4.2	4.8	68	70	71
	D5-35	2.0	1.3	1.7	2.2	2.6	3.0	3.6	4.1	4.5	5.5	6.3	67	69	71
	D2-56	1.0	–	–	.80	.98	1.1	1.4	1.6	1.8	2.2	2.5	–	14	17
	D3-56	1.2	–	–	1.1	1.3	1.6	1.9	2.2	2.4	3.0	3.4	–	20	23
	D4-56	1.6	–	1.3	1.8	2.2	2.5	3.1	3.6	4.0	4.8	5.6	20	26	29
	D5-56	2.0	1.4	1.8	2.5	3.0	3.5	4.3	4.9	5.5	6.7	7.8	26	32	34
	D6-56	2.4	2.2	2.8	3.7	4.5	5.3	6.5	7.5	8.5	10.2	11.9	34	39	41
D7-56	2.8	2.9	3.8	4.9	6.0	6.9	8.5	9.8	11.0	13.5	15.6	45	52	54	
D8-56	3.2	3.7	4.9	6.2	7.6	8.8	10.8	12.4	13.9	17.0	19.6	52	57	59	
D10-56	4.0	5.1	6.7	8.6	10.6	12.2	15.0	17.3	19.3	24	27	62	65	67	

Πίνακας 4.1 Γεωμετρικά χαρακτηριστικά επιλεγμένου ακροφυσίου

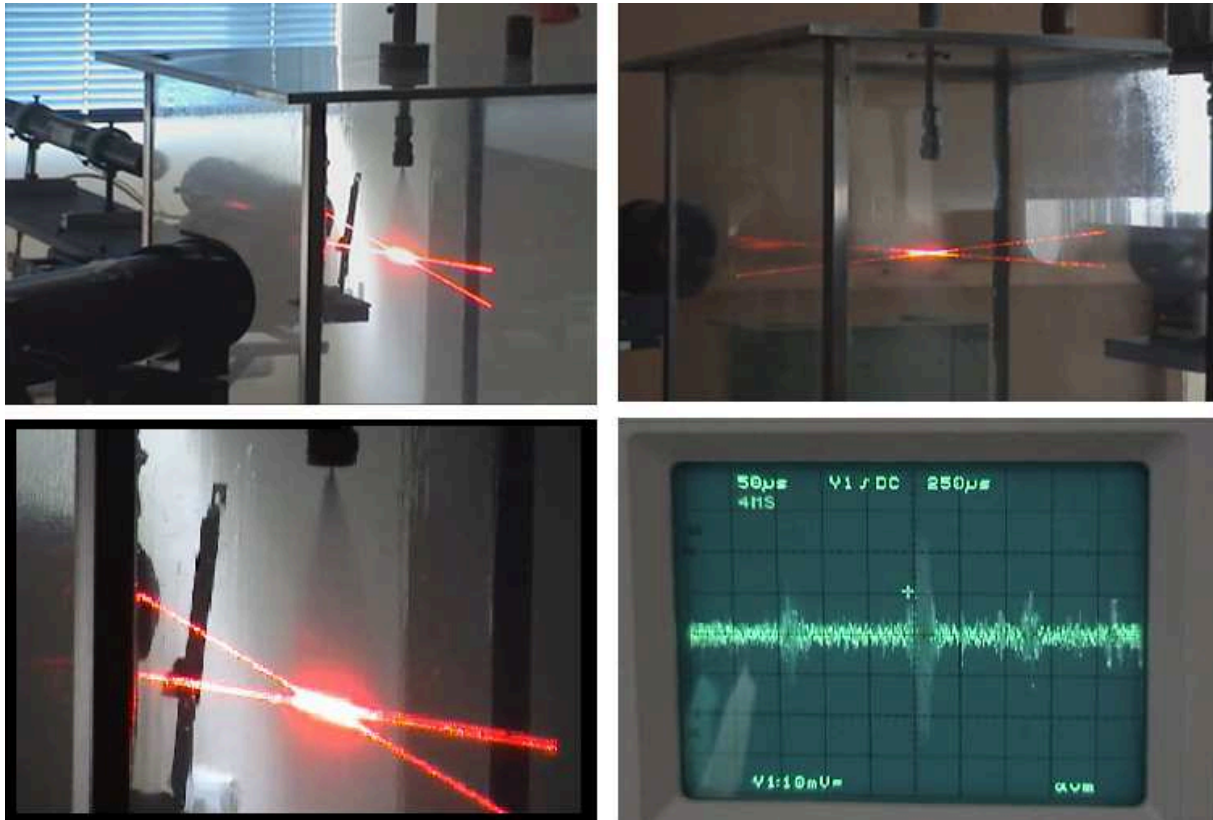
Από τον πίνακα 4.1 προκύπτει ότι οι μικρότερες παροχές λειτουργίας του ακροφυσίου δίνουν και τις μικρότερες γωνίες κώνου γενικά και επίσης αυξανόμενης της πίεσης ψεκασμού αυξάνει η γωνία του κώνου. Σύμφωνα με τα κριτήρια επιλογής και τη συμπεριφορά της γωνίας του κώνου επιλέχθηκε τελικά το ακροφύσιο **1/4 D1-35** το οποίο συνδυάζει όλα τα επιθυμητά χαρακτηριστικά δηλαδή εργαζόμενο για τις δεδομένες πιέσεις ψεκασμού απαιτεί τις μικρότερες παροχές διατηρώντας επίσης και τις μικρότερες γωνίες κώνου.

#### 6. Σωληνώσεις ενδιάμεσες κυκλοφορίας καυσίμου αεροπορικού τύπου.

Στο κλειστό κύκλωμα υπάρχουν ενδιάμεσες εύκαμπτες σωληνώσεις που συνδέουν τα επιμέρους στοιχεία του κλειστού κυκλώματος τροφοδοσίας. Όλες οι ενδιάμεσες σωληνώσεις είναι τύπου SAE 100 R6 / EN 854, εύκαμπτου σωλήνα ενισχυμένου με καουτσούκ το οποίο



σύμφωνα με τις προδιαγραφές του, χρησιμοποιείται σε εφαρμογές υδραυλικής χαμηλών πιέσεων για λάδια αέρα και νερό.



Σχήμα 4.4 Φωτογραφίες από την πειραματική εγκατάσταση κατά τη διάρκεια των μετρήσεων

#### 7. Μετρητικές διατάξεις (Ροόμετρο, Μανόμετρο)

Χρησιμοποιήθηκε ροόμετρο Brooks τύπου πλωτήρα (0 – 0.8 GPM) για την καταγραφή και έλεγχο σταθερότητας της παροχής των υπό μελέτη καυσίμων κατά τη διέλευσή τους στο κλειστό κύκλωμα. Το ροόμετρο τέθηκε μετά τον εξαερωτή και πριν το σωλήνα εισαγωγής καυσίμου. Κατά τη διάρκεια των πειραμάτων δεν παρατηρήθηκαν διακυμάνσεις της στάθμης του πλωτήρα για κάθε πίεση λειτουργίας που σημαίνει ότι η παροχή διατηρήθηκε σταθερή, επίσης δεν παρατηρήθηκαν φυσαλλίδες που θα υπονοούσαν κυκλοφορία αέρα εντός της σωληνογραμμής.

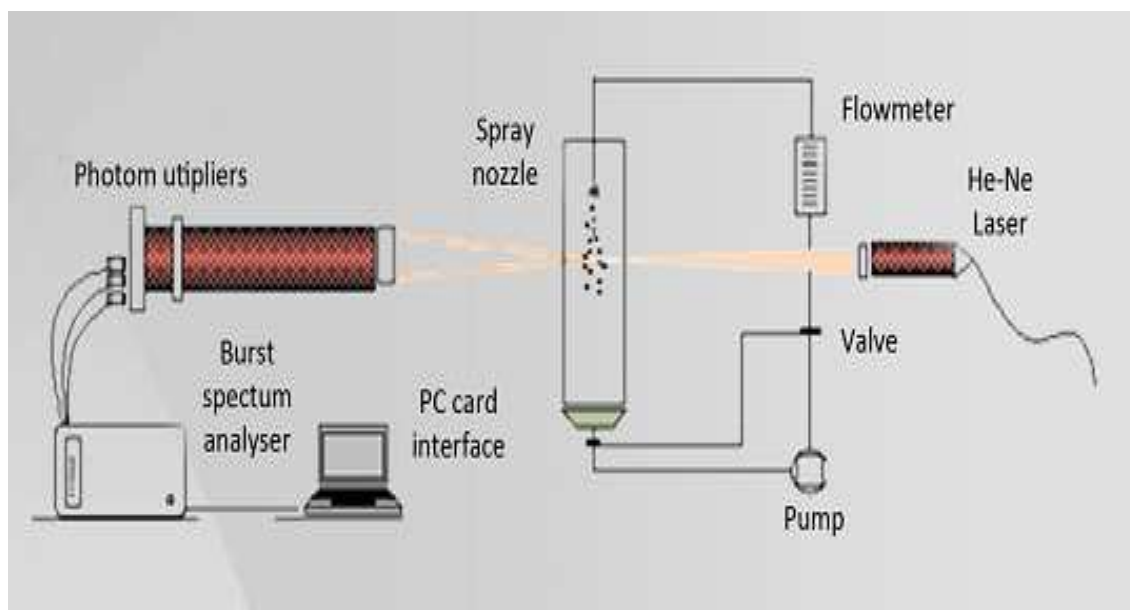
Επίσης χρησιμοποιήθηκε Μανόμετρο Bourton γλυκερίνης Kindeman (0 – 25 bar) για την καταγραφή και έλεγχο της πίεσης ψεκασμού. Το μανόμετρο τέθηκε στην είσοδο του σωλήνα εισαγωγής καυσίμου ενώ στην έξοδό του προσαρμόστηκε το ακροφύσιο ψεκασμού.



Οπτικό Μετάδοσης	Laser
Ισχύς του Λέιζερ	20 mW
Μήκος Κύματος	632.8 nm
Μετατόπιση Συχνότητας	40 MHz
Εστιακή Απόσταση Οπτικών Μεταφοράς	250 mm
Οπτικό Συλλογής	PDA 57X10
Εστιακή Απόσταση Οπτικών Συλλογής	310 mm
Σκέδαση με Γωνία Διάθλασης	63 μοίρες

Πίνακας 4.1 Κύρια χαρακτηριστικά της εγκατάστασης οπτικών

Στο σχήμα 4.5 παρουσιάζεται μια αναπαράσταση της πειραματικής διάταξης και της εφαρμοζόμενης τεχνικής με τα οπτικά μεταφοράς και συλλογής, τη σύνδεση με τον Δυναμικό Αναλυτή μέσω του οποίου γίνεται η καταγραφή του σήματος και τέλος η μετατροπή του σήματος σε ταχύτητα και διάμετρο μέσω συνοδευτικού λογισμικού από Η/Υ.



Σχήμα 4.5 Σχηματική αναπαράσταση της πειραματικής διάταξης

## 5 Πειραματικά Αποτελέσματα

### 5.1 Εισαγωγή

Τα πειραματικά αποτελέσματα αναφέρονται σε 5 τύπους καυσίμων αεροσκαφών οι οποίοι στη συνέχεια θα ονομάζονται X1 – X5. Θα πρέπει εδώ να σημειωθεί ότι το αεροπορικό καύσιμο αναφοράς είναι ο τύπος X4 (JET –A1). Οι υπόλοιποι τύποι καυσίμων έχουν ως βάση την κηροζίνη διαφέρουν όμως ως προς τις προσμίξεις τους με άλλα πρόσθετα όπως νάφθες και αρωματικούς υδρογονάνθρακες, καθώς και τις ποσοστιαίες αναλογίες αυτών.

Πραγματοποιήθηκαν σημειακές μετρήσεις του πεδίου ταχυτήτων και πιο συγκεκριμένα της αξονικής συνιστώσας (κατακόρυφης) της ταχύτητας καθώς και του μεγέθους σταγονιδίων για πιέσεις ψεκασμού 5, 7, 9 και 11 bar.

Αναλυτικότερα ελήφθησαν εγκάρσιες κατανομές αξονικών ταχυτήτων και μεγεθών σταγονιδίων για όλα τα καύσιμα σε επιλεγμένες αξονικές αποστάσεις από το ακροφύσιο ψεκασμού. Πιο συγκεκριμένα προφίλ καταγράφηκαν σε αξονικές θέσεις 73.4, 124.1, 174.7 και 225.3z/d. Η αδιαστατοποίηση έχει γίνει με βάση την διάμετρο της εξόδου του ακροφυσίου ( $d = 0.79\text{mm}$ ). Έτσι οι αντίστοιχες αξονικές αποστάσεις είναι 5.8, 9.8, 13.8 και 17.8cm από την έξοδο του ακροφυσίου. Εδώ πρέπει να σημειωθεί ότι οι κατανομές ακτινικών εξελίξεων δίνονται ως μισά προφίλ λόγω περιορισμού πρόσβασης των οπτικών μεταφοράς (laser) και συλλογής (PDA) γύρω από το θάλαμο δοκιμών. Έτσι ουσιαστικά οι μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν στο ένα τέταρτο του οριζοντίου επιπέδου. Συγκεντρωτικά οι δοκιμές (test cases) που έγιναν κατά την πειραματική μελέτη συνοψίζονται στον πίνακα 5.1 που ακολουθεί:

Δοκιμές Test cases		Πειραματική Μελέτη (Τύποι Καυσίμων X1, X2, X3, X4, X5)
Πίεση ψεκασμού (bar)	Αξονικές Αποστάσεις (z/d)	Κατανομές Ταχυτήτων Εξέλιξη της μέσης και κυμαινόμενης αξονικής συνιστώσας ταχύτητας της δέσμης σπρέι σε εγκάρσια επίπεδα  Κατανομές Μεγεθών Εξέλιξη μεγέθους σταγονιδίων μέσω της αντιπροσωπευτικής μέσης διαμέτρου Sauter σε εγκάρσια επίπεδα
5	73.4	
7	124.1	
9	174.7	
11	225.3	

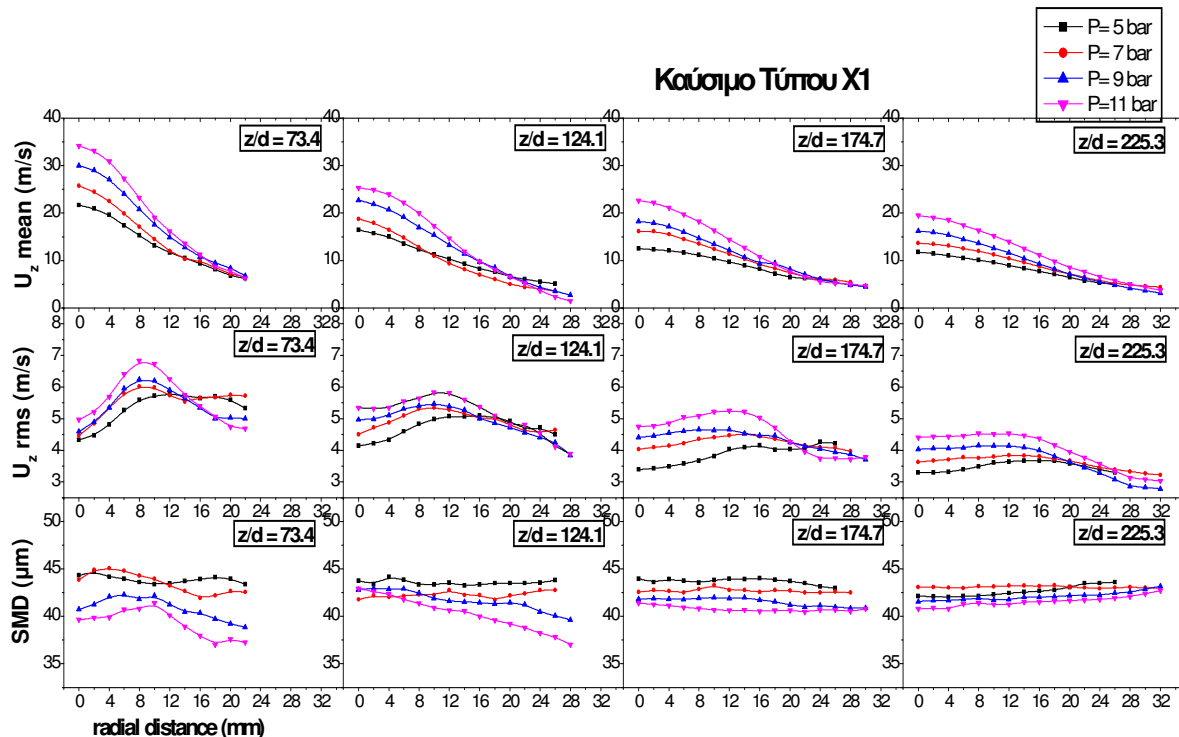
Πίνακας 5.1 Πειραματικές Περιπτώσεις Μετρήσεων για κάθε καύσιμο δοκιμής.



## 5.2 Χαρακτηριστικά δεσμών spray εναλλακτικών καυσίμων

Στα επόμενα παρουσιάζονται εγκάρσιες κατανομές μέσων και κυμαινόμενων αξονικών ταχυτήτων καθώς και κατανομές μεγεθών των σταγονιδίων μέσω της αντιπροσωπευτικής διαμέτρου Sauter (SMD) για κάθε καύσιμο. Οι κατανομές εμφανίζονται ως μισά προφίλ λόγω των περιορισμών πρόσβασης στην πειραματική διάταξη. Η παραμετρική ανάλυση γίνεται ως προς την πίεση ψεκασμού σε αξονικές αποστάσεις από την έξοδο του ακροφυσίου. Οι πιέσεις που επιλέχθηκαν ήταν 5, 7, 9 και 11 bar, ενώ οι αξονικές θέσεις στις οποίες καταγράφηκαν τα χαρακτηριστικά των σπρέι ήταν σε  $73.4z/d$  ( $z=5.8\text{cm}$ ),  $124.1z/d$  ( $z=9.8\text{cm}$ ),  $174.7z/d$  ( $z=13.8\text{cm}$ ) και  $225.3z/d$  ( $z=17.8\text{cm}$ ). Υπενθυμίζεται ότι οι αποστάσεις έχουν αδιαστατοποιηθεί ως προς την διάμετρο του ακροφυσίου που είναι  $d = 0.079\text{mm}$ . Δεν επιδιώχθηκε μέτρηση σε αξονική απόσταση μικρότερη της  $z/d = 73.4$  για λόγους ασφαλείας του οπτικού συλλογής (PDA), δεδομένου ότι ακόμα και στην μικρότερη πίεση ψεκασμού το παραγόμενο νέφος ήταν πολύ πυκνό, με υψηλή ένταση σκεδαζόμενου φωτός, που θα μπορούσε να οδηγήσει σε βλάβη ή καταστροφή των πολλαπλασιαστών του οπτικού συλλογής (PDA).

### 5.2.1 Χαρακτηριστικά ψεκασμού καυσίμου X1



Σχήμα 5.1 Χαρακτηριστικά ψεκασμού καυσίμου τύπου – X1



### 5.2.1.1 Κατανομές Μέσου πεδίου Αξονικών Ταχυτήτων καυσίμου X1

Παρατηρώντας τη μέση αξονική ταχύτητα των κατανομών πρέπει να σημειωθεί ότι στη αξονική απόσταση  $z/d = 73.4$  η κατανομές των 5 και 7 bar συγκλίνουν από τα 14mm και μετά, ενώ αυτές των 9 και 11 bar από τα 16 mm. Όλες οι κατανομές συγκλίνουν στην ακτινική απόσταση  $r = 18\text{mm}$ . Στις δύο τελευταίες θέσεις ακτινικών μετρήσεων, η κατανομή που αντιστοιχεί στην πίεση των 11 bar κρατά τις χαμηλότερες τιμές της αξονικής μέσης ταχύτητας.

Στην αξονική απόσταση  $z/d = 124.1$  οι κατανομές των πιέσεων 5 και 7 bar, συγκλίνουν στην ακτινική απόσταση  $r = 10\text{mm}$  με τιμές από 11.2m/s έως 11.0m/s, αντίστοιχα και εν συνεχεία εναλλάσσονται με τη κατανομή των 5 bar να βρίσκεται σε υψηλότερο επίπεδο. Παρομοίως, οι κατανομές των πιέσεων 9 και 11 bar συγκλίνουν για  $r = 14\text{mm}$  με ταχύτητες 9.79 m/s έως 9.8 m/s. Επιπροσθέτως, αρκετά μακριά από τον άξονα της δέσμης, η κατανομή των 11 bar αποκτά τις χαμηλότερες τιμές σχετικά με τις περιπτώσεις άλλων πιέσεων ψεκασμού, λαμβάνοντας την τιμή των 1.86m/s στην ακτινική θέση  $r = 26\text{mm}$ .

Στην ακτινική απόσταση  $z/d=174.7$  οι κατανομές συγκλίνουν στην ακτινική απόσταση  $r = 22\text{mm}$ . Μετά αυτής, οι κατανομές που αντιστοιχούν στις πιέσεις 7,9 και 11 bar δεν δείχνουν απόκλιση, κινούμενες σχεδόν πάνω στην ίδια καμπύλη. Διαφοροποίηση αναγνωρίζεται για την περίπτωση ψεκασμού των 5 bar, έχουσα ελαφρά υψηλότερες τιμές σχετικά με τις υπόλοιπες, παραμένοντας σε σχεδόν σταθερό επίπεδο, 6.5 m/s.

Στην αξονική απόσταση  $z/d = 225.3$  όλες οι κατανομές συγκλίνουν στις ακτινικές αποστάσεις (26 - 28) mm από το ακροφύσιο. Στις τελευταίες θέσεις μετρήσεων  $r = 30, 32\text{mm}$ , η η πίεση κατανομής των 9 bar λαμβάνει τις χαμηλότερες τιμές (3.65 m/s και 3.13 m/s), ενόσω η υψηλότερη καταγεγραμμένη για αυτή των 7 bar είναι 4.56 m/s έως 4.35 m/s.

Είναι φανερό ότι αυξάνοντας την απόσταση από το ακροφύσιο, οι κατανομές συγκλίνουν σε αυξανόμενες ακτινικές αποστάσεις. Για αξονικές αποστάσεις  $z/d = 73.4, 174.7, 225.3$ , οι κατανομές συγκλίνουν στις ακτινικές αποστάσεις των  $r = 18\text{mm}, 22\text{mm}$  κ (26-28) mm. Εξάιρεση αποτελεί η αξονική απόσταση  $z/d = 124.1$ , όπου ασφαλές συμπέρασμα δεν δύναται να εξαχθεί και οι κατανομές παρουσιάζουν αποκλίσεις κατά την ακτινική εξέλιξη. Επίσης, ένα κοινό χαρακτηριστικό για όλες τις αξονικές αποστάσεις ( $z/d$ ) από την έξοδο του ακροφυσίου είναι ότι αυξάνοντας την πίεση ψεκασμού, οι κατανομές της μέσης ταχύτητας του πεδίου διατηρεί υψηλά επίπεδα.

### 5.2.1.2 Κατανομές κυμαινόμενων αξονικών ταχυτήτων (rms) καυσίμου X1

Σχετικά με τις κυμαινόμενες ταχύτητες, παρατηρείται ότι στην αξονική απόσταση  $z/d = 73.4$ , οι κατανομές ακολουθούν όλες μια παρόμοια ανάπτυξη στην ακτινική κατεύθυνση






μέχρι τη θέση  $r = 14\text{mm}$ . Επίσης, αρχικά τείνουν αυξανόμενες μέχρι τις μέγιστες τιμές όπου μετά μειώνονται προοδευτικά. Οι κατανομές των πιέσεων 7, 9 και 11 bar δείχνουν μέγιστες κυμαινόμενες ταχύτητες στην ακτινική απόσταση  $r = 14\text{mm}$  με τιμές 6.01, 6.23 κ 6.82 m/s. Σε αντιδιαστολή, για την περίπτωση των 5 bar, το μέγιστο παρουσιάζεται στη θέση  $r = 12\text{mm}$ , με τιμή 5.78 m/s. Στην περιοχή (12 - 18) mm η κατανομή αυτή παραμένει σε σχεδόν σταθερές τιμές, υψηλότερες από 5.7m/s, καίτοι μετά την ακτινική απόσταση  $r = 18\text{mm}$ , οι κυμαινόμενες τιμές δείχνουν μια καθοδική πορεία. Από την απόσταση  $r = 14\text{mm}$  και μετά, η συμπεριφορά των κυμαινόμενων ταχυτήτων ποικίλλει αξιοσημείωτα: Στην απόσταση  $r = 16\text{mm}$  ομαδοποιούνται σε ζευγάρια με αυτές των 5 και 7 bar να παίρνουν τιμές από 5.64 έως 5.66 m/s., ενώ οι αντίστοιχες των 9 και 11 bar να έχουν τιμές 5.35 έως 5.39 m/s. Στις δύο τελευταίες θέσεις μετρήσεων (20 - 22)mm, τα επίπεδα κατανομών έχουν αλλάξει, με αυτή των 7 bar να παραμένει σε υψηλές τιμές (5.75 -5.72 m/s), ενώ αυτή των 11 bar να αποκτά τις χαμηλότερες (4.74 - 4.68 m/s). Στις θέσεις  $r = 20, 22\text{mm}$ , όλες οι κατανομές μεταβάλλονται σε ένα εύρος των σχεδόν 1m/s.

Στην ακτινική απόσταση  $z/d = 124.1$  οι κατανομές των πιέσεων 7, 9 και 11 bar λαμβάνουν μέγιστες τιμές στην περιοχή (8 - 10) mm, ενώ αυτή των 5 bar διαφέρει, παίρνοντας μέγιστη τιμή σε μακρύτερη ακτινική απόσταση,  $r = 16\text{mm}$ . Στις δύο τελευταίες θέσεις μετρήσεων ( $r = 24, 26\text{mm}$ ), η κατανομές των 5 και 7 bar ακολουθούν ένα σχεδόν ίδιο μονοπάτι, ελαφρώς αυξανόμενο. Στη θέση  $r = 26\text{mm}$  οι παραπάνω δύο κατανομές παίρνουν τιμές 4.51m/s - 4.63 m/s. Επίσης οι κατανομές των 9 και 11 bar ακολουθούν διαφορετική πορεία δείχνοντας μια απότομη πτώση σε σχέση με αυτές των 5 και 7 bar, ως επακόλουθο των χαμηλών τιμών στην ακτινική απόσταση  $r = 26\text{mm}$ . Οι καταγεγραμμένες κυμαινόμενες τιμές των κατανομών των 9 και 11 bar για  $r = 26\text{mm}$  είναι 3.84 και 3.89 m/s.

Στην ακτινική απόσταση  $z/d = 174.7$  η κατανομή των 5 bar έχει διαφορετική πορεία από τις άλλες, τείνοντας σε αύξηση σε όλη την ακτινική πρόοδο-τα προφίλ των 7,9 και 11 bar αρχικά τείνουν αυξανόμενα φτάνοντας τις μέγιστες τιμές, όπου μετά μειώνονται σταδιακά. Εν συνεχεία, το διάγραμμα της μέσης ενεργούς τιμής που αντιστοιχεί στην πίεση των 7 bar παρουσιάζει μέγιστο στην ακτινική απόσταση  $r = 14\text{mm}$  με τιμή 4.53 m/s, το διάγραμμα των 9 bar φτάνει τα 4.65 m/s για  $r = 8\text{mm}$ , ενώ το αντίστοιχο των 11 bar παίρνει τη χαμηλότερη.

Στην ακτινική απόσταση  $z/d = 225.3$  η κατανομή όλων των πιέσεων τείνει να αποκτήσει μια πιο εξομαλυμένη μορφή. Στις πρώιμες ακτινικές θέσεις η κατανομή των 5 bar διατηρεί ένα σχετικά σταθερό επίπεδο κυμαινόμενων τιμών, σε τιμές κοντά στα 3.25 m/s. Στην περιοχή (4 - 12) mm η κατανομή έχει μια ανοδική πορεία, ενώ στην περιοχή (12 - 18) mm διατηρεί επίσης ένα υψηλότερο επίπεδο διακυμάνσεων κοντά στα 3.5 m/s. Μετά από  $r = 20\text{mm}$  η κατανομή τείνει σε μειούμενες τιμές, φτάνοντας τα 3.3 m/s για  $r = 26\text{mm}$ . Οι κατανομές των υπολοίπων πιέσεων έχουν παρόμοια συμπεριφορά μεταξύ τους, και

Πτυχιακή Εργασία: Πειραματική Μελέτη Εξέλιξης Πεδίου Ταχυτήτων και Μεγέθους Σταγονιδίων κατά τον Ψεκασμό Εναλλακτικών Καυσίμων Αεροσκαφών Υψηλών Πίεσεων	
Γεωργακόπουλος Σωτήριος Α.Μ 4824 - Παπασπυρόπουλος Αθανάσιος Α.Μ 4246	
ΑΤΕΙ ΠΑΤΡΑΣ Τμήμα Μηχανολογίας Τομέας Ενέργειας	

διαφορετική από αυτή των 5 bar. Η αύξηση στις πρώτες ακτινικές θέσεις δεν είναι τόσο αισθητή και ακόμα, φαίνεται να διατηρούν διαφορετικά επίπεδα κοντά στα 3.6 m/s, 4.0m/s, και 4.3m/s. Στις ακτινικές θέσεις (12 – 14)mm τα γραφήματα των κυμαινόμενων ταχυτήτων τείνουν σε μειωμένες τιμές σε μια μονοτονική διαμόρφωση έως τα  $r = 32\text{mm}$ , ενόσω ο ρυθμός μείωσης φαίνεται να μειώνεται μετά από  $r = 28\text{mm}$  για την περίπτωση των 9 και 11 bar.

Περίληπτικά, παρατηρείται ότι αυξάνοντας την πίεση οι κατανομές των κυμαινόμενων ταχυτήτων διατηρούν υψηλότερα επίπεδα τουλάχιστον κατά τα πρώιμα στάδια τις ακτινικής εξέλιξης και για όλες τις ακτινικές αποστάσεις ( $z/d$ ).

### 5.2.1.3 Κατανομές μέσων διαμέτρων Sauter (SMD) καυσίμου X1

Σχετικά με τη κατανομή των SMD σταγονιδίων καυσίμου, κατά την αξονική απόσταση  $z/d = 73.4$  η κατανομή για την πίεση των 5 bar φαίνεται να παραμένει σε σταθερό επίπεδο. Η κατανομή για την πίεση των 7 bar παραμένει σε ένα υψηλότερο επίπεδο πάνω από την απόσταση των 10 mm και μετά εναλλάσσεται με αυτή των 5 bar. Οι κατανομές των 9 και 11 bar διατηρούν παρόμοια συμπεριφορά, παρουσιάζοντας μια ανοδική πορεία στα 10mm και μετά ελαττώνεται. Η κατανομή των 11 bar είναι πάντα μικρότερη αυτής των 9 bar καθόσον μετά από  $r = 10\text{mm}$  οι κατανομές των διαστάσεων υποδεικνύουν τα αποτελέσματα της υψηλότερης πίεσης σε μικρότερες διαστάσεις.

Στην αξονική απόσταση  $z/d = 124.1$  οι SMD κατανομές μπορούν να ομαδοποιηθούν σε ζεύγη. Το πρώτο ζεύγος αποτελείται από τις SMD κατανομές των 5 και 7 bar. Συγκεκριμένα, αυτή των 5 bar δείχνει να διατηρεί ελαφρά αυξημένες τιμές κοντά σε μακρύτερες ακτινικές θέσεις, ενώ το γράφημα των 7 bar παρουσιάζει μεγαλύτερες SMD. Το δεύτερο ζεύγος αποτελείται από τις SMD κατανομές των 9 και 11 bar, οι οποίες έχουν μια ανοδική πορεία ξεκινώντας από (41-42)  $\mu\text{m}$  στις πρώιμες ακτινικές θέσεις, φτάνοντας τα (37 - 39)  $\mu\text{m}$  στις τελευταίες μετρητικές θέσεις.

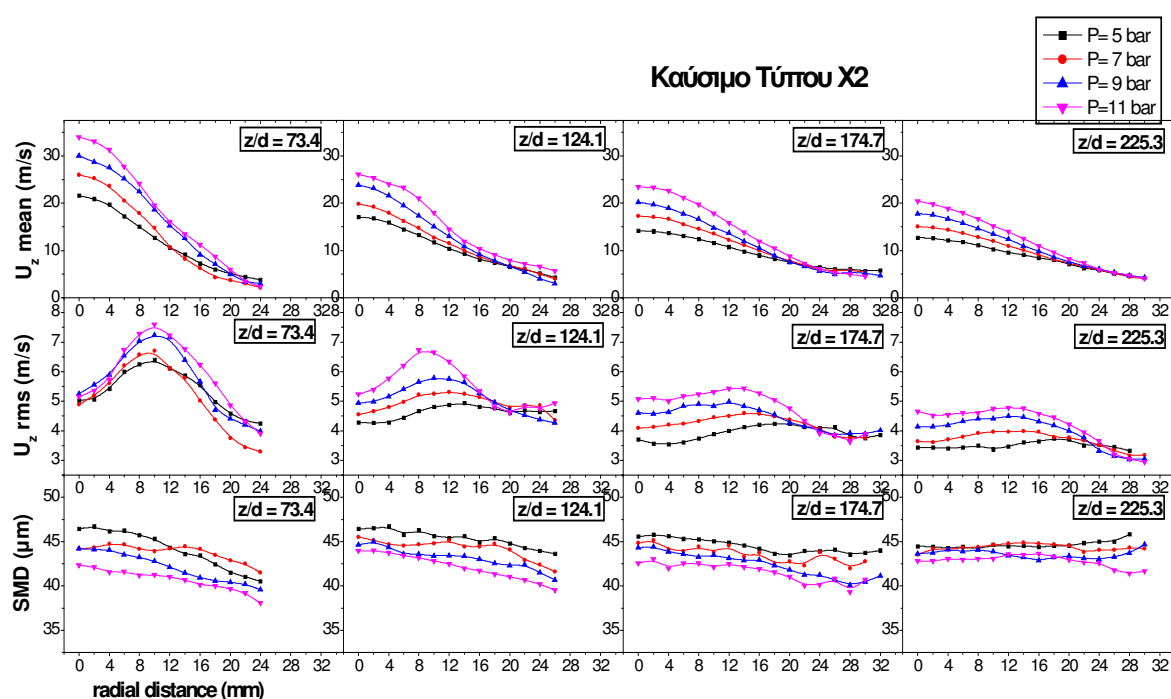
Στην αξονική απόσταση  $z/d = 174.7$  ο συνδυασμός της προηγούμενης αξονικής θέσης δεν είναι τόσο ορατός. Επιπροσθέτως, τα SMD γραφήματα όλων των πιέσεων απλώνονται σε ορατά επίπεδα, με την χαμηλότερη πίεση των 5 bar αντιστοιχούμενη σε υψηλότερες SMD τιμές και την υψηλότερη να διατηρεί τις χαμηλότερες SMD τιμές. Στην περιοχή (16 – 26)mm τα SMD γραφήματα των 5 και 7 bar συγκλίνουν στα 42.5  $\mu\text{m}$ , όπου και τα γραφήματα των πιέσεων των 9 και 11 bar βαθμιαία συμπιπτούν στα 41 $\mu\text{m}$ , στην περιοχή (20 – 30) $\mu\text{m}$ .

Για  $z/d = 225.3$  οι κατανομές των μέσων διαμέτρων για πιέσεις 5, 9 και 11 bar έχουν μια ανοδική πορεία δια μέσου όλης της ακτινικής εξέλιξης, ενώ το αντίστοιχο των 7 bar δείχνει να διατηρεί τιμές σε στο σταθερό επίπεδο των (42 –43)  $\mu\text{m}$ .



Συμπερασματικά οι κατανομές των SMD σε όλες τις μετρήσιμες αξονικές θέσεις, και σχετιζόμενη με την εγχεόμενη πίεση μπορεί να σημειωθεί ότι, αυξάνοντας την απόσταση από το ακροφύσιο το εύρος των SMD σταγονιδίων καυσίμου είναι σταθερό. Σε όλες τις αξονικές θέσεις η υψηλότερη πίεση αντιστοιχεί στις μικρότερες διαμέτρους σταγονιδίων καυσίμου. Όσον αφορά την χαμηλότερη πίεση των 5 bar, αυτή αντιστοιχεί στο υψηλότερο SMD για τις δοκιμές των 7 και 9 bar, πιο ορατά, ενώ για τις δοκιμές των 5 και 11 bar υπάρχει εναλλαγή με το SMD των 7 bar.

## 5.2.2 Χαρακτηριστικά ψεκασμού καυσίμου X2



Σχήμα 5.2 Χαρακτηριστικά ψεκασμού καυσίμου τύπου – X2

### 5.2.2.1 Κατανομές Μέσου πεδίου Αξονικών Ταχυτήτων καυσίμου X2

Αναφορικά με τις κατανομές του μέσου πεδίου ταχυτήτων παρατηρείται ότι για  $z/d = 73.4$  για τις δοκιμές των 5 και 7 bar υπάρχει σύγκλιση για ακτινική απόσταση  $r = 12\text{mm}$ , ενώ για μεγαλύτερες ακτινικές αποστάσεις η κατανομή των 7 bar διατηρεί χαμηλότερες τιμές συγκρινόμενο με αυτές του γραφήματος των 5 bar. Σχετικά με τις κατανομές των πιέσεων των 9 και 11 bar, αυτές συμπίπτουν σε  $r = 10\text{mm}$ , ενώ για μεγαλύτερες ακτινικές αποστάσεις η κατανομή των 11 bar εξακολουθεί να διατηρεί τις υψηλότερες τιμές. Στην ακτινική απόσταση των  $r = 24\text{mm}$  όλες οι κατανομές συγκλίνουν σε μη μηδενικές τιμές.

Για  $z/d = 124.1$  οι μέσες αξονικές διανομές συγκλίνουν για  $r = 14\text{mm}$  μετά τα πρώιμα στάδια της εξέλιξης, όπου εν συνεχεία φαίνεται να μετακινούνται σε μια σχεδόν γραμμική



μορφή. Για  $z/d = 174.7$  οι κατανομές συγκλίνουν σε  $r = 22$  mm. Στα τελευταίες ακτινικές θέσεις διατηρούν τιμές σε σταθερό επίπεδο. Για  $z/d = 225.3$  οι κατανομές περιορίζονται σε χαμηλότερες μέσες τιμές κ πλησιάζουν περισσότερο απ ότι οι αρχικές αξονικές θέσεις.

### 5.2.2.2 Κατανομές κυμαινόμενων αξονικών ταχυτήτων (rms) καυσίμου X2

Παρατηρώντας τις κατανομές των rms αξονικών ταχυτήτων, φαίνεται ότι για  $z/d = 73.4$  όλες παρουσιάζουν μέγιστες τιμές σε  $r = 10$  mm, όπου οι κορυφές γίνονται υψηλότερες αυξανόμενης της πίεσεως. Σε μεγαλύτερες ακτινικές αποστάσεις, οι κατανομές τείνουν σε μικρότερες τιμές, με την αυτή των 7 bar να διατηρεί τις χαμηλότερες.

Για  $z/d = 124.1$  οι θέσεις των μεγίστων τιμών διαφέρουν. Συγκεκριμένα, αυξάνοντας την πίεση από 5 σε 11 bar, οι κορυφές των rms αξονικών ταχυτήτων κινούνται πλησιέστερα στον άξονα της δέσμης από  $r = 14$ mm σε  $r = 8$  mm.

Για  $z/d = 174.7$  οι κατανομές της μέσης τιμής της αξονικής ταχύτητας περιορίζονται σε χαμηλότερες τιμές και είναι περισσότερο ομαλοποιημένες στα πρώτα στάδια της εγκάρσιας εξέλιξης. Οι μέγιστες τιμές για τις δοκιμές των 5, 7 και 9 bar παρουσιάζονται για ακτινικές αποστάσεις  $r = 20$ mm, 16mm, 12mm, αντίστοιχα ενώ το μέγιστο των 11 bar εμφανίζονται για  $r = 14$ mm.

Για  $z/d = 225.3$  οι κατανομές των rms αξονικών ταχυτήτων περιορίζονται σε χαμηλότερες τιμές ακόμα περισσότερο και είναι ομαλοποιημένες υπό την έννοια ότι τα μέγιστά τους δεν είναι τόσο εμφανή. Αποτυπώνοντας τις κατανομές αυτές, οι μέγιστες τιμές των δοκιμών των 5, 7, 9 και 11 bar είναι 3.73, 3.98, 4.49, 4.77 m/s σε ακτινικές αποστάσεις  $r = 18, 16, 14, 12$  mm.

Βασιζόμενοι στην παραπάνω συζήτηση για όλες τις κατανομές των rms αξονικών ταχυτήτων, εξάγεται τώρα ότι για  $z/d = 73.4$  οι μέγιστες τιμές των rms κατανομών παρουσιάζονται σε ακτινική απόσταση  $r = 10$  mm. Για μεγαλύτερες αποστάσεις από το ακροφύσιο, αυξάνοντας την πίεση στη δηλούμενη αξονική απόσταση, το μέγιστο των rms κατανομών έρχεται πλησιέστερα στην αξονική δέσμη. Συγκεκριμένα, αυξάνοντας την πίεση από 5 σε 11 bar οι κορυφές των rms κατανομών μεταβάλλονται από  $r = 14$ mm σε  $r = 8$  mm για  $z/d = 124.1$ , από  $r = 20$ mm σε  $r = 12$ mm για  $z/d = 174.7$ , από  $r = 18$ mm σε  $r = 12$ mm για  $z/d = 225.3$ .

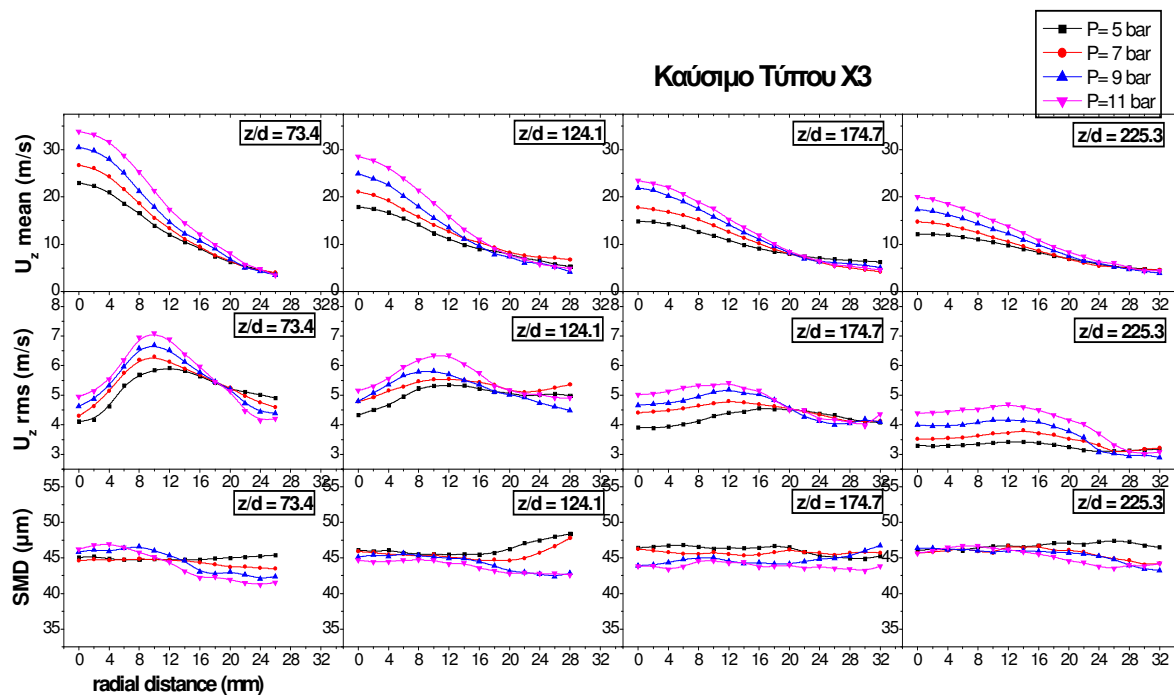
### 5.2.2.3 Κατανομές μέσων διαμέτρων Sauter (SMD) καυσίμου X2

Σχετικά με την κατανομή των SMD σταγονιδίων καυσίμου φαίνεται ότι τείνουν σε μειούμενες τιμές για  $z/d = 73.4, 124.1$  και  $174.7$ , στην πλειονότητα των ακτινικών θέσεων. Μερικές ασυμφωνίες παρατηρούνται για τη δοκιμή των 7 bar κυρίως. Για την αξονική δέσμη μπορεί να ειπωθεί ότι, αυξάνοντας την πίεση οι SMD τιμές γίνονται μικρότερες. Όσον αφορά



τη μορφή των κατανομών, αυξάνοντας την αξονική απόσταση από  $z/d = 73.4$  σε  $z/d = 174.7$ , είναι περιορισμένο στη δέσμη του άξονα, όπου για  $z/d = 225.3$  ο περιορισμός αυτός είναι περισσότερο εμφανής σε μια ευρύτερη περιοχή από ακτινικές θέσεις. Περισσότερο δε, για  $z/d = 73.4$  οι SMD τιμές βρίσκονται στο εύρος (42.5 – 47), της αξονικής δέσμης, όπου για  $z/d = 225.3$  κυμαίνονται στο εύρος (42.5 – 45)  $\mu\text{m}$ .

### 5.2.3 Χαρακτηριστικά ψεκάσμου καυσίμου X3



Σχήμα 5.3 Χαρακτηριστικά ψεκάσμου καυσίμου τύπου – X3

#### 5.2.3.1 Κατανομές Μέσου πεδίου Αξονικών Ταχυτήτων καυσίμου X3

Σε σχέση με τις κατανομές της μέσης αξονικής ταχύτητας για  $z/d = 73.4$  όλες συμπίπτουν από  $r = 24$  mm και μετά. Σε αυτή την ακτινική απόσταση οι τιμές όλων των κατανομών βρίσκονται στην περιοχή (4.27 – 4.81) m/s. Για  $z/d = 124.1$  οι κατανομές συγκλίνουν στην ακτινική απόσταση των  $r = 20$  mm, με τιμές ταχυτήτων (8.01 - 8.37) m/s. Για  $z/d = 225.3$ , όλες οι κατανομές συγκλίνουν στην ακτινική απόσταση των  $r = 28$  mm, με τις μέσες ταχύτητες να είναι (4.67 – 5.05) m/s.

Παρατηρώντας συνολικά τις κατανομές της μέσης αξονικής ταχύτητας, είναι εμφανές ότι αυξάνοντας την πίεση, οι κατανομές διατηρούν υψηλότερα επίπεδα σε θέσεις κοντά στην αξονική δέσμη. Ακόμα, φαίνεται ότι αυξάνοντας την απόσταση από το ακροφύσιο οι



κατανομές περιορίζονται σε χαμηλότερα επίπεδα, εκεί όπου τείνουν να αποκτήσουν περισσότερο ομαλή μορφή.

### 5.2.3.2 Κατανομές κυμαινόμενων αξονικών ταχυτήτων (rms) καυσίμου X3

Στην αξονική απόσταση  $z/d = 73.4$  οι κυμαινόμενες κατανομές παρουσιάζουν παρόμοια συμπεριφορά στην ακτινική τους εξέλιξη, για όλες τις πιέσεις. Αρχικά αυξάνουν φτάνοντας ένα μέγιστο και εν συνεχεία ελαττώνονται. Οι κατανομές των πιέσεων των 7, 9 και 11 bar παρουσιάζουν μέγιστο στην ακτινική θέση των  $r = 10$  mm, με τιμές 7.09, 6.69, 6.29 m/s. Από την άλλη, η διανομή των 5 bar παρουσιάζει μέγιστο για  $r = 12$  mm με τιμή 5.92 m/s. Η μέγιστη τιμή έχει μετακινηθεί κατά 2 mm συγκρινόμενη με τις υπόλοιπες. Όλες οι κυμαινόμενες κατανομές συγκλίνουν στην ακτινική απόσταση  $r = 18$  mm με τις τιμές να περιέχονται σε ένα μικρό εύρος (5.42 – 5.46) m/s με τη μικρότερη τιμή να αντιστοιχεί στα 5 bar και τη μεγαλύτερη στα 11 bar. Μετά το σημείο σύγκλισης, ο βαθμός των επιπέδων έχει αλλάξει ολοκληρωτικά με τη κατανομή των 5 bar να παίρνει τα υψηλότερα επίπεδα και αυτή των 11 bar αντίστοιχα τις μικρότερες τιμές.

Στην αξονική απόσταση  $z/d = 124.1$  οι κατανομές των 5 και 7 bar παρουσιάζουν μέγιστο σε ακτινική απόσταση  $r = 12$  mm, με τιμές 5.34, 5.54 m/s, ενώ οι κατανομές των 9 και 11 bar υποδεικνύουν μέγιστο για  $r = 10$  mm, με τιμές 5.82, 6.34 m/s αντίστοιχα. Το σύνολο των κατανομών συγκλίνει σε ακτινική απόσταση  $r = 20$  mm με τιμές στην περιοχή (5.08 – 5.17) m/s, με τη χαμηλότερη τιμή να αντιστοιχεί στα 5 bar και την υψηλότερη στα 11 bar.

Στην αξονική απόσταση  $z/d = 174.7$  όλες οι κατανομές έχουν ομαλοποιηθεί ακόμα περισσότερο, με τα μέγιστα αυτών να είναι δυσδιάκριτα. Αυτές των 7, 9 και 11 bar δείχνουν μέγιστο σε ακτινική απόσταση  $r = 12$  mm με τιμές 4.79, 5.18, 5.42 m/s. Η αντίστοιχη των 5 bar παρουσιάζει μέγιστο σε απόσταση  $r = 16$  mm με τιμή 4.55 m/s. Όλες οι κατανομές φαίνονται να συγκλίνουν στην απόσταση  $r = 20$  mm.

Για  $z/d = 225.3$  όλες οι κατανομές βρίσκονται σε διακριτά, διαφοροποιημένα επίπεδα με αυτή των 11 bar να διατηρεί το υψηλότερο επίπεδο και την αντίστοιχη των 5 bar τις χαμηλότερες τιμές. Οι κατανομές των 5 και 7 bar παρουσιάζουν μέγιστο σε  $r = 14$  mm με τιμές 3.43, 3.81 m/s, ενώ αυτές των 9 και 11 bar δείχνουν μέγιστες τιμές σε απόσταση  $r = 12$  mm με τιμές 4.16, 4.69 m/s αντίστοιχα.

Παρατηρώντας τις ακτινικές θέσεις των μεγίστων όλων των κατανομών, διαφαίνεται ότι οι μέγιστες τιμές μετακινούνται συστηματικά σε μεγαλύτερες αποστάσεις από τον κεντρικό άξονα με την αύξηση της αξονικής απόστασης. Για παράδειγμα, οι κατανομές των 9 και 11 bar παίρνουν μέγιστο σε  $r = 10$  mm για  $z/d = 73.4$  και 124.1, ενώ παράλληλα τα μέγιστά τους εντοπίζονται σε  $r = 12$  mm για  $z/d = 174.7$  και 225.3. Παρόμοια συμπεριφορά βλέπουμε για την κυμαινόμενη κατανομή των 7 bar όπου αποκτά μέγιστο σε  $r = 10$  mm για  $z/d = 73.4$ , σε



$r = 12$  mm για  $z/d = 124.1$  και  $z/d = 174.7$ , όπου το μέγιστο στο  $z/d = 225.3$  της κατανομής εμφανίζεται σε απόσταση  $r = 14$ . Μικρό ποσοστό μεταβλητότητας παρατηρείται για την περίπτωση ψεκασμού σε πίεση των 5 bar, το μέγιστο της οποίας είναι σε απόσταση  $r = 12$  mm για  $z/d = 73.4$  και  $124.1$ , σε  $r = 16$  mm για  $z/d = 174.7$  και τέλος σε απόσταση  $r = 14$  mm για  $z/d = 225.3$ . Ακόμα δε, μετακινούμενες σε μεγαλύτερες αποστάσεις από τον άξονα της δέσμης, η μορφολογία των κατανομών γίνεται βαθμιαία όλο και περισσότερο ομαλή καθώς τα επίπεδα τους μετακινούνται σε χαμηλότερες τιμές.

### 5.2.3.3 Κατανομές μέσω διαμέτρων Sauter (SMD) καυσίμου X3

Αναφερόμενοι στις SMD κατανομές, για  $z/d = 73.4$  τα γραφήματα των SMD παρουσιάζουν διαφορετικές καταστάσεις προόδου. Τα γραφήματα των 5 και 7 bar βρίσκονται πολύ κοντά στην αρχική ακτινική εξέλιξη (0 – 16) mm, όπου ακολούθως οι τιμές τους αποκλίνουν σημαντικά. Οι SMD τιμές που αντιστοιχούν στα 5 bar αυξάνουν στην περιοχή (16 – 26) mm, ενώ αυτές των 7 bar για την ίδια περιοχή μειώνονται. Σε κάθε περίπτωση οι τάσεις είναι περιορισμένες σε λιγότερο από 1μm. Όσον αφορά τώρα τις κατανομές των 9 και 11 bar έχουν παρόμοιες τάσεις. Αρχικά αυξάνουν σε μέγιστες τιμές, μετά μειώνονται και τελικά στην ακτινική εξέλιξη φαίνεται να παίρνουν τιμές SMD διακριτών επιπέδων.

Για  $z/d = 124.1$  τα γραφήματα των διαμέτρων των σταγονιδίων παίρνουν τιμές σ ένα στενό εύρος από περίπου 2μm στο εύρος (0 – 10) mm. Σ αυτό το μέρος του γραφήματος οι χαμηλότερες SMD παρουσιάζονται για την υψηλότερη πίεση των 11 bar. Μακριά από τον άξονα της δέσμης, εντός της περιοχής (16 – 26) mm οι κατανομές είναι ομαδοποιημένες. Επί παραδείγματι, οι κατανομές που αντιστοιχούν στις πιέσεις των 5 και 7 bar έχουν αυξημένες τιμές καταλήγοντας στα περίπου 48 μm. Οι αντίστοιχες των 9 και 11 bar είναι ανεπαίσθητα μειωμένες σε τιμές κοντά στα 42 μm.

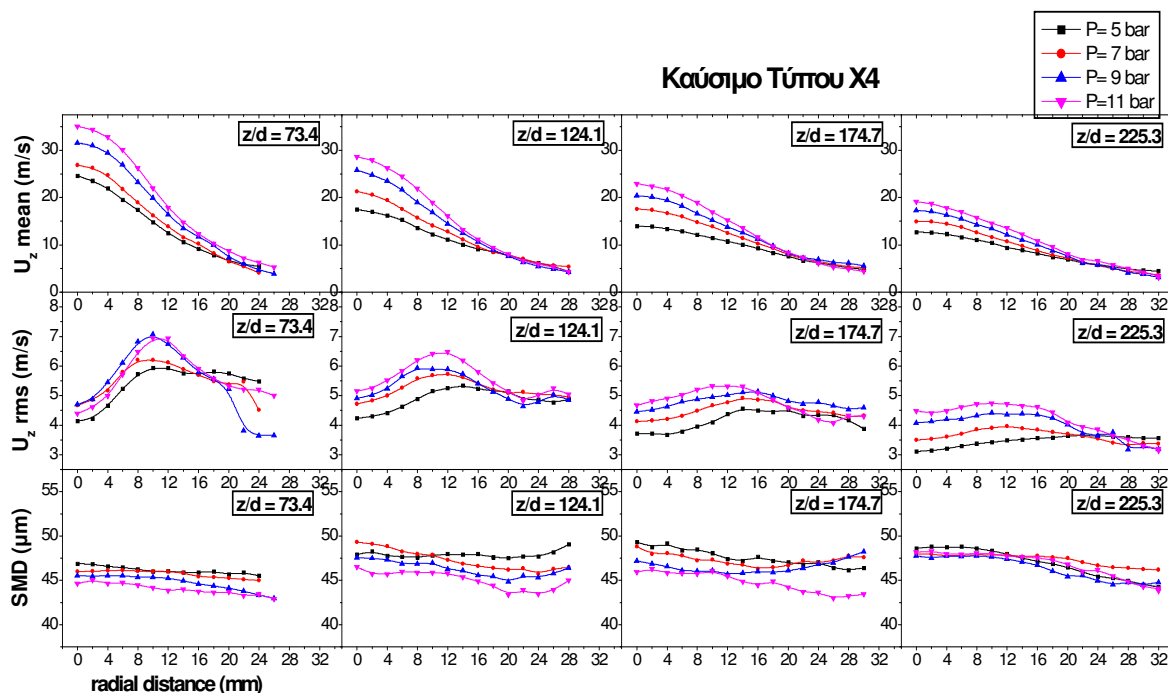
Για  $z/d = 174.7$  οι κατανομές των διαμέτρων SMD ποικίλουν στο εύρος (42 – 46)μm. Στις θέσεις (0 – 18) mm οι υψηλότερες SMD τιμές παρουσιάζονται για την πίεση των 5 bar, όπου οι χαμηλότερες τιμές φαίνονται για τη δοκιμή των 11 bar για όλη την ακτινική ανάπτυξη.

Για  $z/d = 225.3$  οι SMD κατανομές ευρίσκονται εντός της περιοχής (42 – 48) μm με εμφανείς συμπεριφορές για κάθε πίεση ψεκασμού. Κοντά στον άξονα της δέσμης στις θέσεις (0 – 20) mm οι υψηλότερες τιμές παρουσιάζονται για τη κατανομή των 11 bar, ενώ οι χαμηλότερες τιμές αφορούν τη κατανομή των 5 bar. Η κατανομή αυτή έχει αυξημένη τάση στο εύρος (0 – 26) mm, όπου στις θέσεις είναι μειωμένες οι SMD τιμές. Η κατανομή των 7 bar έχει ελαφρώς μειωμένες τιμές μέχρι την απόσταση  $r = 24$  mm, ενώ ακολούθως οι SMD τιμές ελαττώνονται ταχύτερα. Επίσης η αυτή των 7 bar εμφανίζει μειωμένες τιμές από  $r = 20$



mm κ μετά. Τέλος, η κατανομή των 11 bar στις τελευταίες θέσεις μετρήσεων τείνει να πάρει υψηλότερες τιμές σε μεγαλύτερες ακτινικές αποστάσεις.

## 5.2.4 Χαρακτηριστικά ψεκασμού καυσίμου X4



Σχήμα 5.4 Χαρακτηριστικά ψεκασμού καυσίμου τύπου – X4


### 5.2.4.1 Κατανομές Μέσου πεδίου Αξονικών Ταχυτήτων καυσίμου X4

Μελετώντας τις κατανομές των μέσων αξονικών ταχυτήτων, φαίνεται να τείνουν να έχουν μια περισσότερο γκαουσιανή μορφή. Σε μεγάλες ακτινικές αποστάσεις και εξαρτώμενα από την αξονική απόσταση από την έξοδο, οι κατανομές συμπίπτουν, προσεγγίζοντας χαμηλότερες τιμές (όχι απαραίτητα μηδενικές) στο εξωτερικό κομμάτι της ροής.

### 5.2.4.2 Κατανομές κυμαινόμενων αξονικών ταχυτήτων (rms) καυσίμου X4

Αναφορικά με τις κατανομές των κυμαινόμενων ταχυτήτων φαίνεται ότι, αυξάνοντας την πίεση φτάνουν σε υψηλότερα επίπεδα. Στις αξονικές θέσεις κοντά στην έξοδο του ακροφυσίου οι κατανομές παρουσιάζουν απότομες μεταβολές στη μορφή τους, ενώ για μεγαλύτερες αξονικές αποστάσεις οι διακυμάνσεις προοδευτικά τείνουν σε χαμηλότερες τιμές, έχοντας περισσότερο ομαλή μορφή.



Πτυχιακή Εργασία: Πειραματική Μελέτη Εξέλιξης Πεδίου Ταχυτήτων και Μεγέθους Σταγονιδίων κατά τον Ψεκασμό Εναλλακτικών Καυσίμων Αεροσκαφών Υψηλών Πίεσεων	
Γεωργακόπουλος Σώτηριος Α.Μ 4824 - Παπασπυρόπουλος Αθανάσιος Α.Μ 4246	
ΑΤΕΙ ΠΑΤΡΑΣ Τμήμα Μηχανολογίας Τομέας Ενέργειας	

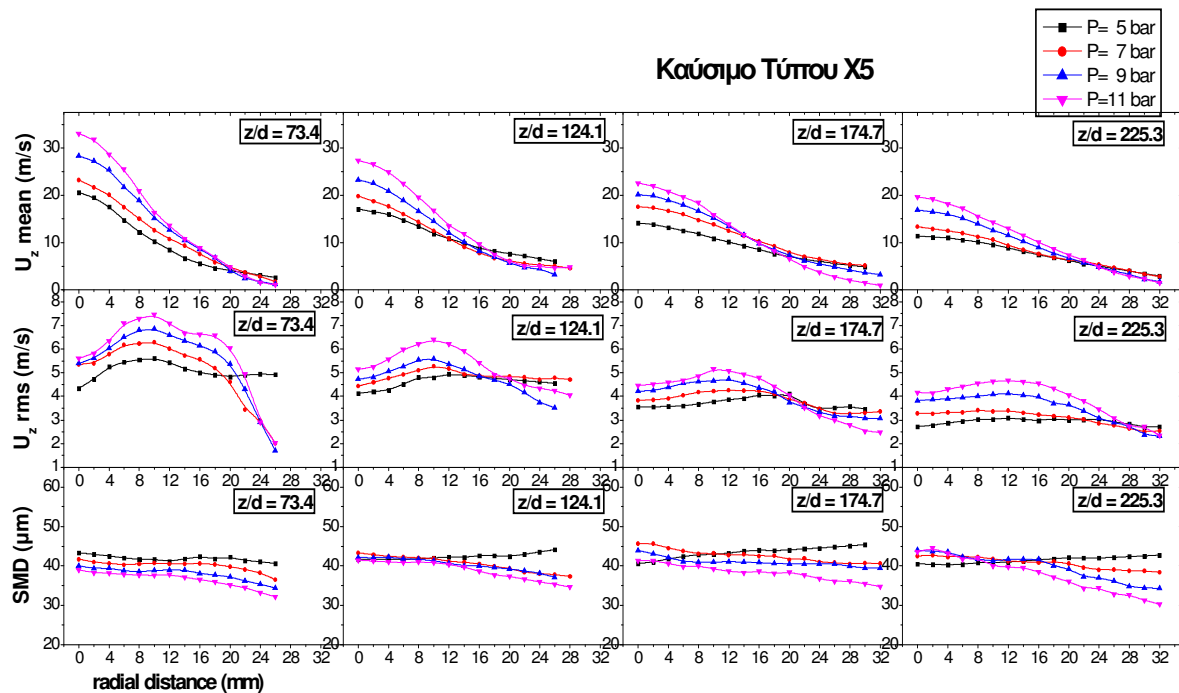
Πιο συγκεκριμένα, για  $z/d = 73.4$  και  $124.1$ , η ακτινική θέση των μεγίστων βρίσκεται κοντά στα  $10\text{mm}$  και  $11\text{mm}$  αντίστοιχα, παραμένοντας σχεδόν η ίδια για τις διαφορετικές πιέσεις για κάθε αξονική απόσταση, παρόλο που το μέγεθος του μεγίστου αυξάνει με την πίεση. Για  $z/d=174.7$ , οι ακτινικές αποστάσεις των μεγίστων των κατανομών που λήφθηκαν για πιέσεις  $5$ ,  $7$  και  $9$  bar είναι διευθετημένες κοντά στα  $13$  mm, ενώ για την υψηλότερη πίεση των  $11\text{bar}$  η αντίστοιχη απόσταση είναι  $11.5$  mm. Για  $z/d=225.3$ , οι τιμές παρουσιάζουν ένα μέγιστο, εξαρτώμενο από την πίεση μέχρι μια ακτινική απόσταση από περίπου  $r=12\text{mm}$ , ενώ εξαίρεση αποτελεί η κατανομή που πραγματοποιήθηκε για την χαμηλότερη πίεση των  $5$  bar η οποία δείχνει να αυξάνει, έστω ελαφρά στο σύνολο της ακτινικής έκτασης.

Σε μεγάλες αξονικές αποστάσεις οι κατανομές είναι ομαλοποιημένες, με το καθαρό μέγιστο να βρίσκεται σε περιοχές των μεγίστων τιμών στην κεντρική περιοχή ( $z/d = 225.3$ ), ενώ στο εξωτερικό κομμάτι της ροής οι τιμές των διαφορετικών πιέσεων συγκλίνουν, ευρισκόμενες εντός ενός εύρους περίπου  $1\text{m/s}$  για την πλειονότητα των δοκιμών.

#### 5.2.4.3 Κατανομές μέσω διαμέτρων Sauter (SMD) καυσίμου X4

Σε σχέση με τις κατανομές των SMD των σταγονιδίων, για  $z/d = 73.4$  η διακύμανσή τους περιορίζεται σε περίπου  $2.5$  μm στον άξονα της δέσμης με τιμές εντός του εύρους ( $45 - 47.5$ ) μm. Στις διαμήκεις αποστάσεις  $124.1z/d$ ,  $174.7z/d$ , τα επίπεδα κατανομών είναι αυξημένα, παρουσιάζοντας μια διακύμανση των περίπου  $4$  μm, με τις τιμές των διαμέτρων των σταγονιδίων να παραμένουν στο εύρος ( $46 - 50$ ) μm της αξονικής δέσμης. Για  $z/d = 225.3$  η διακύμανση όλων των διανομών έχει περιοριστεί σε λιγότερο από  $2.5$  μm το λιγότερο και οι τιμές των διαμέτρων επανέρχονται στην περιοχή ( $47.5 - 50$ ) μm.

## 5.2.5 Χαρακτηριστικά ψεκασμού καυσίμου X5




Σχήμα 5.5 Χαρακτηριστικά ψεκασμού καυσίμου τύπου – X5

### 5.2.5.1 Κατανομές Μέσου πεδίου Αξονικών Ταχυτήτων καυσίμου X5

Αναφορικά με τις κατανομές της μέσης αξονικής ταχύτητας, σε κάθε αξονική θέση παρατηρείται ότι αυξάνοντας την πίεση ψεκασμού, οι κατανομές τείνουν να γίνονται πιο απότομες στις αρχικές θέσεις της ακτινικής εξέλιξης, κοντά στον άξονα εκροής, ενώ συνολικά τα προφίλ διατηρούν υψηλότερες τιμές μέσων ταχυτήτων. Αυξάνοντας επίσης την αξονική απόσταση από το ακροφύσιο, η μέση ταχύτητα τείνει σε χαμηλότερες τιμές.

Ένα άλλο χαρακτηριστικό των κατανομών μέσης ταχύτητας είναι το σημείο ή η περιοχή σύγκλισης κατά την εγκάρσια εξέλιξη. Για παράδειγμα, για  $z/d = 73.4$  οι κατανομές για όλες τις πιέσεις ψεκασμού τείνουν να συγκλίνουν στην ακτινική απόσταση των  $r = 20$  mm. Για  $z/d = 124.1$  όλες οι κατανομές συγκλίνουν αντιστοίχως στην  $r = 16$  mm, ενώ στη συνέχεια δείχνουν να αποκλίνουν ξανά ελεφρά. Στις τελευταίες ακτινικές θέσεις το υψηλότερο επίπεδο ταχύτητας παρουσιάζεται για κατανομές των 5 και 7 bar. Για  $z/d = 174.7$  οι κατανομές συγκλίνουν στην ακτινική απόσταση των  $r = 18$  mm, με τις υψηλότερες μέσες τιμές ταχύτητας να ανταποκρίνονται στις κατανομές των 5 και 7 bar, και οι χαμηλότερες μέσες τιμές να παρουσιάζονται για κατανομή 11 bar. Τέλος, για  $z/d = 225.3$  υπάρχει σύγκλιση των κατανομών στο εύρος (22 – 24) mm, όπου πάλι ακολουθεί απόκλιση όπου όμως το επίπεδο της απόκλισης είναι σχετικά μικρό συγκρινόμενο με της αξονικής ταχύτητας για 174.7.

Πτυχιακή Εργασία: Πειραματική Μελέτη Εξέλιξης Πεδίου Ταχυτήτων και Μεγέθους Σταγονιδίων κατά τον Ψεκασμό Εναλλακτικών Καυσίμων Αεροσκαφών Υψηλών Πίεσεων	
Γεωργακόπουλος Σωτήριος Α.Μ 4824 - Παπασπυρόπουλος Αθανάσιος Α.Μ 4246	
ΑΤΕΙ ΠΑΤΡΑΣ Τμήμα Μηχανολογίας Τομέας Ενέργειας	

### 5.2.5.2 Κατανομές κυμαινόμενων αξονικών ταχυτήτων (rms) καυσίμου X5

Σε σχέση με τις κατανομές των rms αξονικών ταχυτήτων για  $z/d = 73.4$  αυτές έχουν παρόμοια τάση εκτός του διαγράμματος των 5 bar. Λεπτομερέστερα, τα γραφήματα των 7, 9 και 11 bar κυμαίνονται σε υψηλότερο επίπεδο σε σύγκριση με αυτό των 5 bar, κοντά στον άξονα της δέσμης. Σε μεγαλύτερες εγκάρσιες αποστάσεις (6 – 22) mm, το υψηλότερο επίπεδο των κυμαινόμενων ταχυτήτων αντιστοιχεί στην υψηλότερη πίεση ψεκασμού. Αρχικά όλα τα προφίλ έχουν μια αύξουσα τάση έως το μέγιστό τους που συμβαίνει σε ακτινική απόσταση  $r = 10$  mm. Αυτό συμβαίνει για όλες τις κυμαινόμενες ταχύτητες. Μετά την εγκάρσια απόσταση  $r = 10$  mm όλες οι κατανομές τείνουν σε πιο εξομαλυμένες και μειωμένες τιμές, ενώ μετά τη θέση  $r = 20$  mm οι κατανομές των 7, 9 και 11 bar είναι δίνουν απότομα μειωμένες τιμές.

Για  $z/d = 124.1$  αρχικά όλες οι κατανομές έχουν αυξημένες τιμές μέχρι τη μεγιστοποίησή τους. Οι κατανομές των 7, 9 και 11 bar παρουσιάζουν μέγιστο για ακτινική απόσταση  $r = 10$  mm. Όσον αφορά αυτή των 5 bar, το μέγιστό της παρατηρείται για  $r = 12$  mm. Μετά τη θέση  $r = 12$  mm η εξέλιξη των κατανομών μπορεί να ομαδοποιηθεί. Η πρώτη ομάδα αντιστοιχεί στη συμπεριφορά των δοκιμών σε πιέσεις ψεκασμού των 5 και 7 bar, των οποίων οι τιμές παραμένουν σε ανεπαίσθητα διαφορετικά επίπεδα, υψηλότερα των 9 και 11 bar. Η δεύτερη ομάδα αντιστοιχεί στις δοκιμές σε πιέσεις ψεκασμού των 9 κ 11 bar, των οποίων οι τιμές είναι μειωμένες στο σύνολο της ακτινικής προόδου των δεσμών. Οι κυμαινόμενες ταχύτητες όλων των κατανομών φαίνεται να συγκλίνουν στην ακτινική θέση  $r = 18$  mm.

Για  $z/d = 174.7$  η μέση ενεργός τιμή των κατανομών έχει ομαλοποιηθεί αλλά διατηρούν ακόμα τα ευδιάκριτα διαφορετικά επίπεδα των κυμαινόμενων τιμών στις ακτινικές θέσεις (0 – 16) mm κατ' ελάχιστο. Το μέγιστο των 5 bar της κατανομής παρουσιάζεται για  $r = 18$  mm με τιμή 4.1 m/s, μακριά από τις θέσεις των μεγίστων των υπολοίπων. Περισσότερο δε, το μέγιστο των 7 και 9 bar ευρίσκεται για  $r = 12$  mm με τιμές 4.27m/s κ 4.72 m/s, όπου το μέγιστο των 11 bar εμφανίζεται για  $r = 10$  mm με τιμή 5.16m/s. Υπάρχει μια ακτινική περιοχή όπου οι κυμαινόμενες τιμές όλων των γραφημάτων είναι περίπου οι ίδιες (18 – 22) mm, όπου για μεγαλύτερες αποστάσεις, οι υψηλότερες τιμές διακυμάνσεων αντιστοιχούν στη χαμηλότερη εγχέομενη πίεση των 5 bar, και οι χαμηλότερες διακυμάνσεις αντιστοιχούν στην υψηλότερη εγχέομενη πίεση των 11 bar.

Για  $z/d = 225.3$  οι κατανομές των διαφόρων πιέσεων φαίνονται σε ευδιάκριτα, διαφορετικά επίπεδα, με το υψηλότερο αυτών να αντιστοιχεί στην υψηλότερη πίεση. Η συμπεριφορά αυτή παρατηρείται στην περιοχή (0 – 20) mm κατ' ελάχιστο. Οι κατανομές των 5 και 7 bar συγκλίνουν για  $r = 22$  mm, όπου όλες δείχνουν να συγκλίνουν στην περιοχή (26 – 28) mm. Από την περιοχή αυτή και μετά, η κατανομή των 5 bar λαμβάνει την υψηλότερη τιμή, ενώ



αυτή των 11 bar λαμβάνει τις χαμηλότερες κυμαινόμενες τιμές. Όλες οι κατανομές (για πιέσεις των 5, 7, 9 και 11 bar παρουσιάζουν μέγιστο για  $r = 12$  mm.


Σύμφωνα με τα παραπάνω προκύπτει ότι οι κατανομές των κυμαινόμενων ταχυτήτων των σταγονιδίων υποδεικνύουν μέγιστες τιμές σε θέσεις εκτεινόμενες στα (10 – 12) mm για όλες τις ακτινικές αποστάσεις, εκτός της δοκιμής των 5 bar για  $z/d = 174.7$ , η οποία παρουσιάζει μέγιστο για  $r = 18$ mm. Επιπροσθέτως, οι κατανομές φαίνεται να συγκλίνουν σε μεγαλύτερες αποστάσεις, όσο η αξονική απόσταση είναι αυξημένη από  $z/d = 124.1$  έως  $z/d = 225.3$ . Πιο συγκεκριμένα για  $z/d = 124.1$  όλα τα προφίλ συγκλίνουν περίπου για  $r = 18$ mm, για  $z/d = 174.7$  συγκλίνουν στην ακτινική απόσταση  $r = 22$  mm, και για  $z/d = 225.3$  φαίνεται να συγκλίνουν εντός του εύρους (26 – 28) mm. Από τον άξονα της δέσμης έως το σημείο σύγκλισης τα υψηλότερα επίπεδα των κυμαινόμενων τιμών αντιστοιχούν στις υψηλότερες εγχεόμενες πιέσεις. Επίσης, θα πρέπει να συμπεριληφθεί ότι, αυξάνοντας την αξονική απόσταση από το ακροφύσιο τα επίπεδα διακύμανσης των ταχυτήτων είναι ελαφρώς μειωμένα, ενώ οι κατανομές τείνουν προς πιο εξομαλυμένες μορφές.

### 5.2.5.3 Κατανομές μέσωσν διαμέτρων Sauter (SMD) καυσίμου X5

Όσον αφορά τις SMD κατανομές, για  $z/d = 73.4$  τείνουν σε μειούμενες τιμές κοντά στον άξονα της δέσμης (0 – 6) mm για όλες τις πιέσεις. Σε μεγαλύτερες αποστάσεις (6 – 14) mm οι τιμές τους εμφανίζονται σε καθαρά, διαφορετικά επίπεδα, όπου αρκετά μακριά (16 – 26) παρουσιάζουν εκ νέου μειούμενες τιμές.

Για  $z/d = 124.1$  η SMD κατανομή των 5 bar τείνει σε υψηλότερες τιμές σε όλες τις εγκάρσιες αποστάσεις. Αντιθέτως, οι κατανομές των 7, 9 και 11 bar δείχνουν μια καθοδική κατεύθυνση. Αρχικά στις θέσεις (0 – 12) mm η κατανομή των 5 bar παρουσιάζει τις χαμηλότερες SMD τιμές, ενώ σε μεγαλύτερες αποστάσεις (14 – 28) mm οι χαμηλότερες SMD τιμές αντιστοιχούν στη κατανομή των 11 bar και οι υψηλότερες SMD τιμές παρουσιάζονται για τη κατανομή της πίεσης των 5 bar.

Για  $z/d = 174.7$  η SMD κατανομή των 5 bar έχει μια ανοδική πορεία στο σύνολο της ακτινικής εξέλιξης του ψεκασμού, παρατηρούμενη για  $z/d = 124.1$ . Κοντά στον άξονα της δέσμης οι SMD των σταγονιδίων είναι περίπου 42μm, ενώ αργότερα επιτυγχάνουν λίγο πιο μεγάλες τιμές στα περίπου 47 μm. Οι κατανομές των 7, 9 και 11 bar έχουν παρόμοιες καθοδικές πορείες στο σύνολο της εξέλιξης. Κοντά στον άξονα της δέσμης οι χαμηλότερες τιμές παρουσιάζονται για τις σταγόνες των 5 bar, ενώ μακρύτερα από τον άξονα της δέσμης στρέφονται σε υψηλότερες τιμές. Κοντά στον άξονα της δέσμης όλες οι κατανομές έχουν σταγονίδια της τάξης των (40 – 50) μm. Σε μεγαλύτερες αποστάσεις (6 – 34) mm, τα σταγονίδια των 11 bar διατηρούν τις χαμηλότερες SMD τιμές.

Πτυχιακή Εργασία: Πειραματική Μελέτη Εξέλιξης Πεδίου Ταχυτήτων και Μεγέθους Σταγονιδίων κατά τον Ψεκασμό Εναλλακτικών Καυσίμων Αεροσκαφών Υψηλών Πίεσεων	
Γεωργακόπουλος Σώτηριος Α.Μ 4824 - Παπασπυρόπουλος Αθανάσιος Α.Μ 4246	
ΑΤΕΙ ΠΑΤΡΑΣ Τμήμα Μηχανολογίας Τομέας Ενέργειας	

Για  $z/d = 225.3$  η SMD κατανομή των 5 bar έχει μια ελαφρά ανοδική πορεία στο σύνολο της ακτινικής εξέλιξης, παρόμοιες της οποίας παρουσιάζουν και οι κατανομές των 7, 9 και 11 bar.

Συμπερασματικά προκύπτει ότι η κατανομή των 5 bar ακολουθεί διαφορετικές κατευθύνσεις σε σχέση με τις υπόλοιπες. Για παράδειγμα, οι κατανομές της πίεσης των 5 bar τείνει σε αυξημένες τιμές στις αξονικές αποστάσεις  $z/d = 124.1, 174.7$  και  $225.3$  με τάξεις μεγέθους της διαμέτρου των σταγονιδίων μεταξύ των διαστημάτων (40 – 50), (40 – 50), (45 – 50)  $\mu\text{m}$  κατ ακολουθίαν. Αντίθετα με αυτό, οι κατανομές των υπόλοιπων πιέσεων τείνουν σε μειούμενες SMD τιμές συνολικά. Επίσης, το χαμηλότερο επίπεδο των SMD διαμέτρων μεταξύ των δοκιμών σε 7, 9 και 11 bar εμφανίζεται για την δοκιμή των 11 bar.

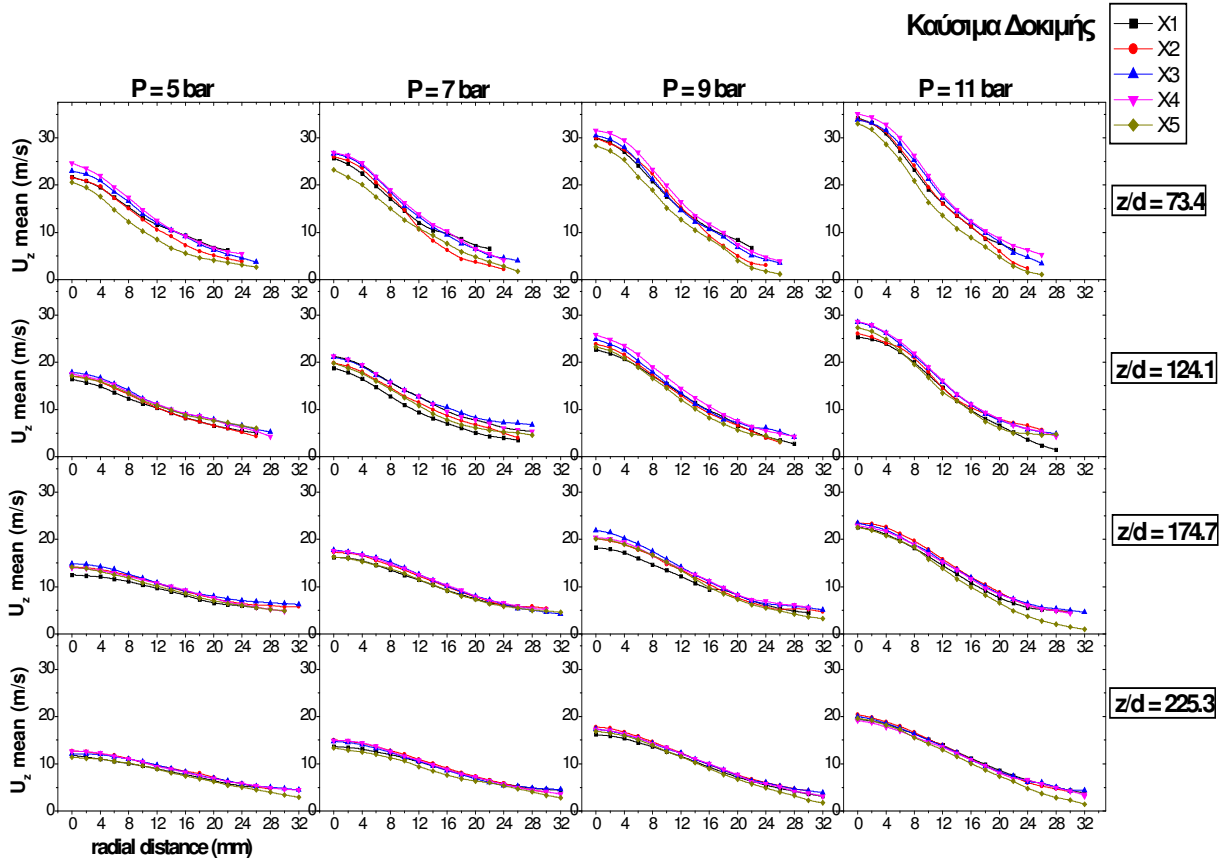
### **5.3 Συγκριτικά Αποτελέσματα χαρακτηριστικών σπρέι**

Στα επόμενα παρουσιάζονται τα χαρακτηριστικά των δεσμών των καυσίμων σε όλες τις αξονικές θέσεις με παράμετρο ελέγχου την πίεση ψεκασμού. Πιο αναλυτικά δίνονται διαγράμματα της μέσης αξονικής συνιστώσας, των διακυμάνσεών της, καθώς και κατανομές της αντιπροσωπευτικής διαμέτρου Sauter για τον χαρακτηρισμό του σπρέι.

#### **5.3.1 Κατανομές Μέσης Αξονικής Ταχύτητας.**

Αναφορικά με τις κατανομές των μέσων αξονικών ταχυτήτων, για  $z/d = 73.4$  φαίνεται ότι κατά την εγκάρσια εξέλιξη, το καύσιμο τύπου X4, διατηρεί τις υψηλότερες τιμές στα αρχικά στάδια τουλάχιστον, ενώ το καύσιμο τύπου X5 έχει τις χαμηλότερες τιμές σχεδόν στο σύνολο των θέσεων μέτρησης.

Πιο συγκεκριμένα, για τη δοκιμή σε πίεση ψεκασμού 5 bar, το καύσιμο X4 διατηρεί τις υψηλότερες τιμές για την περιοχή (0 – 10) mm, ενώ αυξάνοντας την πίεση ψεκασμού περισσότερο, η περιοχή αυτή γίνεται ευρύτερη. Για παράδειγμα, για την πίεση των 7 bar υψηλότερες τιμές μέσης ταχύτητας εμφανίζονται για τον τύπο X4 στην περιοχή (0 – 14) mm, ενώ στην περίπτωση ψεκασμού σε πίεση 9 bar στην περιοχή (0 – 16)mm.



Σχήμα 5.6 Κατανομές μέσης αξονικής ταχύτητας σε επιλεγμένες αξονικές θέσεις, και υψηλές πιέσεις ψεκασμού.

Για  $z/d = 124.1$ , ο τύπος X4 κατέχει τις υψηλότερες μέσες τιμές ταχύτητας στις πιέσεις ψεκασμού των 9 και 11 bar, περισσότερο ξεκάθαρα.

Για την πίεση των 7 bar, οι υψηλότερες μέσες τιμές παρουσιάζονται για τα X3, X4, ενώ για την χαμηλότερη πίεση των 5 bar, όλες οι κατανομές αναπτύσσονται σε πολύ κοντινές καμπύλες. Για  $z/d = 174.7$  και  $z/d = 225.3$  οι τύποι X3, X4, διατηρούν τις υψηλότερες μέσες τιμές, ενώ οι τύποι X2, X5 διατηρούν τα χαμηλότερα επίπεδα μέσων τιμών.

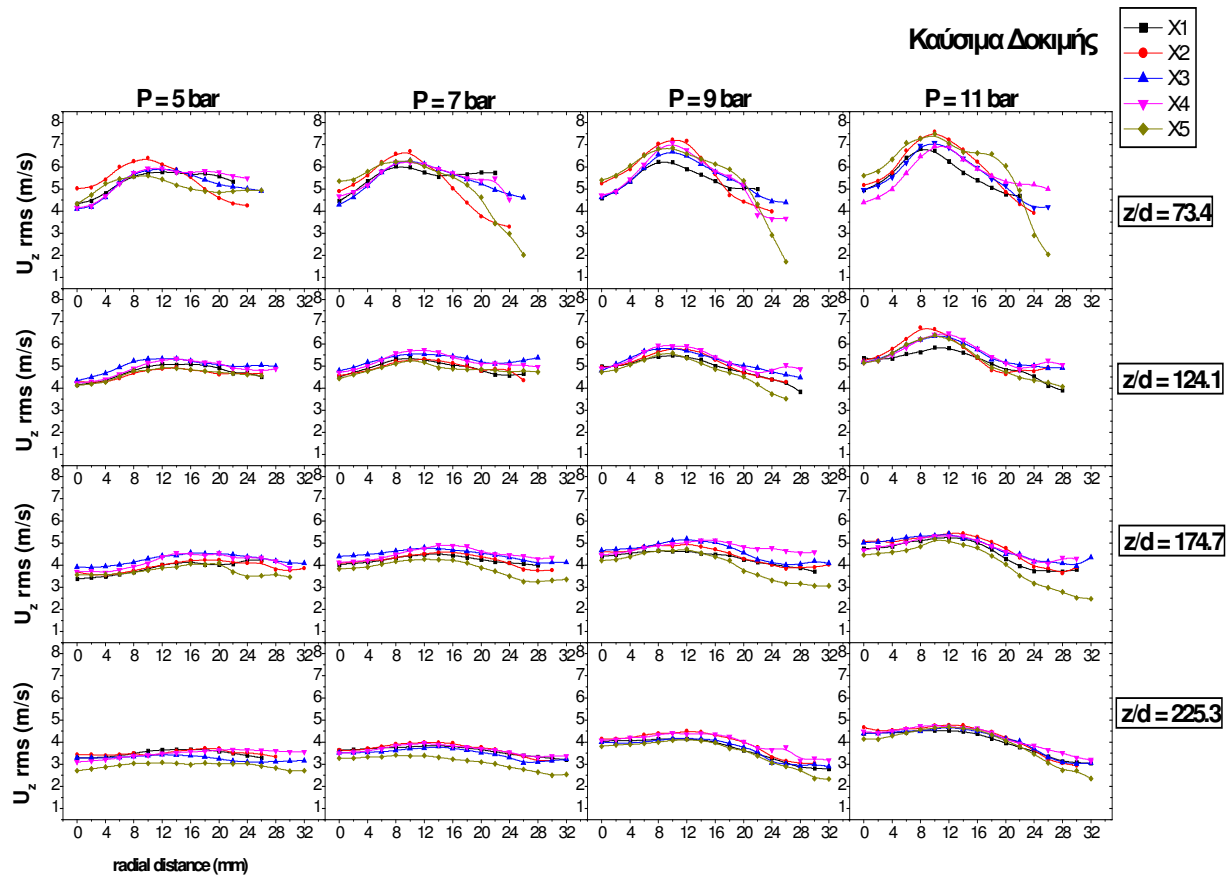
Επιπλέον, προκύπτει το συμπέρασμα ότι αυξανόμενης της πίεσης ψεκασμού τα προφίλ στις δεδομένες αξονικές θέσεις μέτρησης, έχουν μορφές δέσμης με μεγαλύτερες μεταβολές.

Από άλλη πλευρά, αυξανόμενης της αξονικής απόστασης από το ακροφύσιο, οι κατανομές τείνουν να πάρουν μια πιο εξομαλυμένη μορφή. Τέλος αυξανόμενης της αξονικής απόστασης από το ακροφύσιο σε δεδομένη πίεση η διακύμανση των μέσων αξονικών κατανομών των δοκιμαζόμενων καυσίμων είναι χαμηλότερη.



### 5.3.2 Κατανομές Κυμαινόμενων Αξονικών Ταχυτήτων

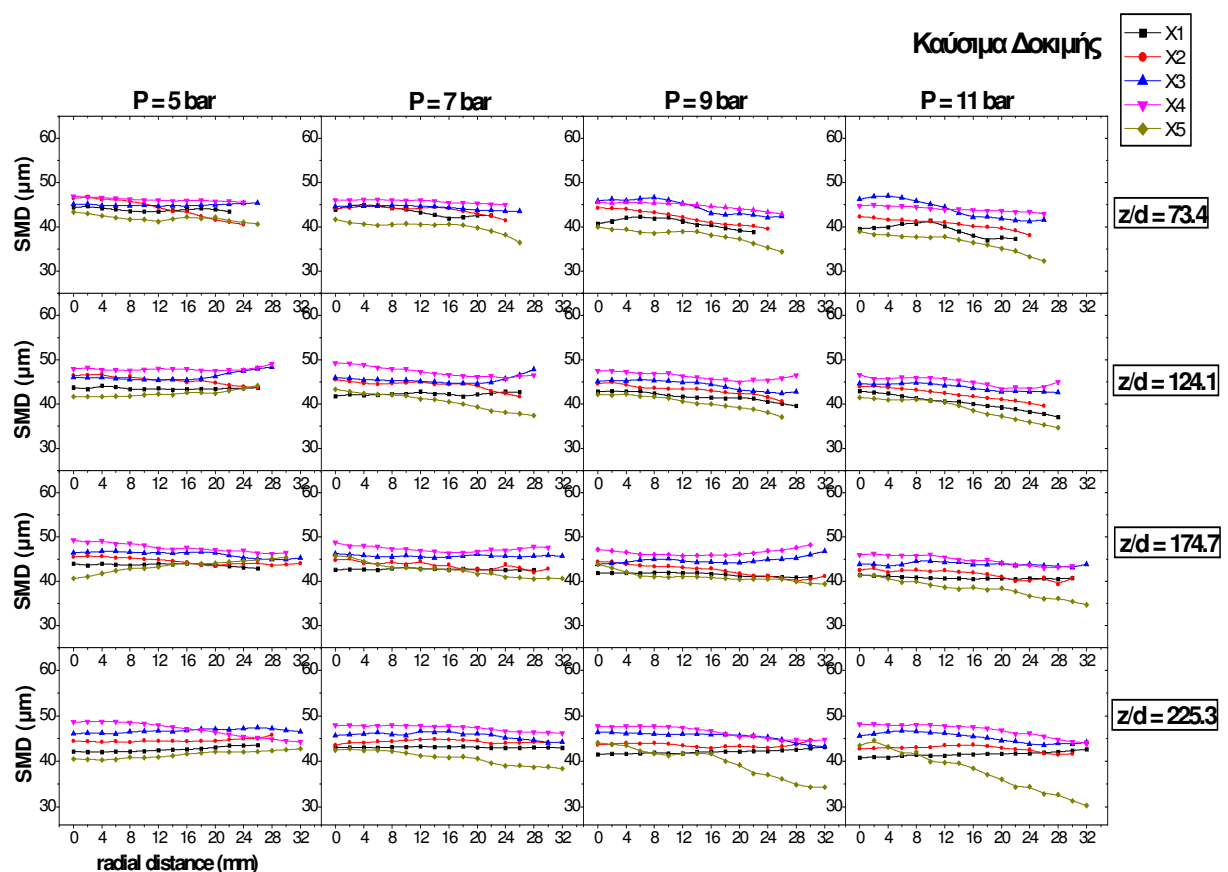
Παρατηρώντας τις κατανομές των κυμαινόμενων ταχυτήτων τα πιο σημαντικά συμπεράσματα συνοψίζονται στα ακόλουθα: Σε αξονική απόσταση  $z/d = 73.4$  φαίνεται ότι τα μέγιστα των κατανομών οξύνονται αυξανόμενης της πίεσης καταγράφοντας υψηλότερες τιμές.



Σχήμα 5.7 Κατανομές κυμαινόμενων αξονικών ταχυτήτων σε επιλεγμένες αξονικές θέσεις, και υψηλές πιέσεις ψεκασμού

Η ένταση των μέγιστων τιμών διατηρείται σε εμφανώς χαμηλότερα επίπεδα σε  $z/d = 124.1$  ενώ σε μεγαλύτερες ακόμα αξονικές αποστάσεις ( $z/d = 174.7, 225.3$ ) γίνονται αρκετά πιο δυσδιάκριτα. Επίσης στις τελευταίες αξονικές αποστάσεις τα μέγιστα φαίνεται να μεταφέρονται ελαφρά προς μεγαλύτερες εγκάρσιες αποστάσεις. Οι διακυμάνσεις των κατανομών κυμαινόμενων ταχυτήτων σε αξονική απόσταση  $z/d = 73.4$  είναι αρκετά μεγάλες ενώ αυξανόμενης της απόστασης από το ακροφύσιο ψεκασμού φαίνεται να συρικνώνονται σε μικρότερες. Συμπληρωματικά στις αξονικές αποστάσεις  $z/d = 174.7, 225.3$  το καύσιμο X5 δείχνει να διατηρεί τα χαμηλότερα επίπεδα τιμών διακυμάνσεων ταχυτήτων. Τέλος αυξανόμενης της αξονικής απόστασης οι κυμαινόμενες ταχύτητες καταγράφουν σταδιακά χαμηλότερα επίπεδα τιμών ενώ ως προς την πίεση ψεκασμού φαίνεται ότι με αύξησή της τα επίπεδα τιμών αυξάνονται ελαφρά.

### 5.3.3 Κατανομές μέσω των διαμέτρων Sauter (SMD)



Σχήμα 5.8 Κατανομές μέσω των διαμέτρων Sauter, (SMD) σε επιλεγμένες αξονικές θέσεις, και υψηλές πιέσεις ψεκασμού



Σχετικά με τις SMD κατανομές, για  $z/d = 73.4$  το καύσιμο τύπου X4 διατηρεί τις υψηλότερες τιμές ενός σταθερού επιπέδου για τις δοκιμές σε πιέσεις ψεκασμού των 5 και 7 bar, ενώ για τις πιέσεις των 9 κ 11 bar, οι υψηλότερες SMD τιμές παρατηρούνται για τον τύπο X3 σε ακτινικές αποστάσεις κοντά στον άξονα της δέσμης (0 – 10) mm. Στις επόμενες ακτινικές θέσεις μετρήσεων, οι υψηλότερες τιμές αφορούν ξανά τον τύπο X4. Επίσης, οι χαμηλότερες τιμές SMD παρατηρούνται για τον τύπο X5. Παρόμοιες πορείες παρατηρούνται για τις SMD κατανομές σε μεγαλύτερες αποστάσεις από το ακροφύσιο ( $z/d = 124.1, 174.7, 225.3$ ). Ειδικά, πρέπει να σημειωθεί ότι για  $z/d = 225.3$  για εργαζόμενες πιέσεις των 7, 9 και 11 bar ο τύπος X5 διατηρεί τις χαμηλότερες τιμές σε μεγαλύτερες ακτινικές αποστάσεις, με περισσότερο ξεκάθαρο τρόπο.


## 6 Συμπεράσματα

Η ανασκόπηση αρκετών ερευνών που έχουν διεξαχθεί μέχρι σήμερα, αναφορικά με τη δυναμική των σταγονιδίων, δείχνει ότι οι σημαντικότερες παράμετροι που επηρεάζουν τον ψεκασμό υγρών χαμηλού ιξώδους (όπως η κηροζίνη) είναι το αρχικό πάχος της δέσμης και η ορμή του αέρα. Η αλληλεπίδραση μεταξύ του οξειδωτικού περιβάλλοντος και του πεδίου ροής των σταγονιδίων είναι μια πολύπλοκη διαδικασία που περιλαμβάνει τυρβώδη μεταφορά θερμότητας μάζας και ορμής, καθώς και περίπλοκη χημική κινητική. Καθένα από αυτά τα φαινόμενα είναι εξαιρετικά περίπλοκο όταν αντιμετωπίζεται ανεξάρτητα, ενώ όταν συνδυάζονται μεταξύ τους σε μια περίπτωση πραγματικής ροής η μελέτη τους γίνεται ακόμα πιο δύσκολη.

Η απόδοση ενός καυστήρα εξαρτάται από το μέγεθος των σταγονιδίων που παράγονται από το ακροφύσιο και τον τρόπο με τον οποίο ο αέρας αναμιγνύεται με τα σταγονίδια. Ακόμα η ευαισθησία του πεδίου ταχυτήτων των σταγονιδίων σε παραμέτρους όπως το ιξώδες, η επιφανειακή τάση και η αξονική ορμή της δέσμης είναι μεγάλης σημασίας. Αυτές οι παράμετροι πιστεύεται ότι επηρεάζουν το μέγεθος των σταγονιδίων και τις κατανομές της ταχύτητας στο εγγύς πεδίο (near – field) αλλά και στην απόμακρη περιοχή (far – field). Υπενθυμίζεται ότι κατά τον ψεκασμό είναι επιθυμητό ένα λεπτό σπρέι συνεχούς ροής νέφους σταγονιδίων.

Αντιμετωπίζοντας αυτές τις απαιτήσεις, κατανομές του πεδίου ταχυτήτων και πιο συγκεκριμένα της αξονικής συνιστώσας του μεγέθους της και κατανομές του μεγέθους μέσω της αντιπροσωπευτικής μέσης διαμέτρου Sauter καταγράφηκαν στην παραμετρική μελέτη που διεξήχθη στο Εργαστήριο Τεχνικής Θερμοδυναμικής, για όλα τα υπό δοκιμή καύσιμα.

Σκοπός ήταν να διερευνηθούν οι επιπτώσεις των φυσικών ιδιοτήτων στα χαρακτηριστικά του ψεκασμού, περιλαμβανομένων του δυναμικού - κινηματικού ιξώδους της επιφανειακής

Πτυχιακή Εργασία: Πειραματική Μελέτη Εξέλιξης Πεδίου Ταχυτήτων και Μεγέθους Σταγονιδίων κατά τον Ψεκασμό Εναλλακτικών Καυσίμων Αεροσκαφών Υψηλών Πίεσεων	
Γεωργακόπουλος Σώτηριος Α.Μ 4824 - Παπασπυρόπουλος Αθανάσιος Α.Μ 4246	
ΑΤΕΙ ΠΑΤΡΑΣ Τμήμα Μηχανολογίας Τομέας Ενέργειας	

τάσης και της πυκνότητας. Για να είναι πιο εύκολη η αναγνώριση των επιπτώσεων η διερεύνηση αυτή πραγματοποιήθηκε σε συνθήκες ισόθερμης κατάστασης, δηλαδή ένα βήμα πριν την εισαγωγή και δοκιμή των καυσίμων σε καυστήρα υπό συνήθεις συνθήκες λειτουργίας (πίεσης και θερμοκρασίας). Σε αυτό το κεφάλαιο θα γίνει μια προσπάθεια συσχέτισης των φυσικών ιδιοτήτων με τη συμπεριφορά και τα χαρακτηριστικά του σπρέι. Έτσι σε πρώτη φάση θα πρέπει να γίνει μια επανεξέταση της θεωρητικής βάσης με στόχο την αναγνώριση του τρόπου επίδρασης κάθε φυσικής ιδιότητας στη συμπεριφορά του σπρέι.

Θεωρητικά η παροχή μάζας ενός ακροφυσίου πίεσης (pressure atomizer) μεταβάλλεται με την τετραγωνική ρίζα της πυκνότητας του υγρού. Πρακτικά είναι σπάνιο έως απίθανο να αλλάξει η πυκνότητα χωρίς να επηρεάσει τις άλλες φυσικές ιδιότητες. Όσον αφορά την ποιότητα ψεκασμού, αν και οι θερμοκρασιακές μεταβολές του υγρού δεν επηρεάζουν την απόδοση του ψεκασμού από ένα ακροφύσιο, παρόλα αυτά επηρεάζουν συχνά το ιξώδες, την επιφανειακή τάση και το ειδικό βάρος που επηρεάζουν με τη σειρά τους την απόδοση του σπρέι.

Η παροχή του υγρού επίσης παρέχει τα κριτήρια για την αξιολόγηση της εξάτμισης και του ρυθμού μίξης στο σπρέι. Συνήθως ο τοπικός λόγος ανάμιξης καυσίμου / αέρα καθορίζει την αποτελεσματικότητα της καύσης του σπρέι.

Τα αποτελέσματα της επιφανειακής τάσης είναι περισσότερο εμφανή σε χαμηλές πιέσεις λειτουργίας. Ειδικότερα οι κυριότερες επιδράσεις της επιφανειακής τάσης συμβαίνουν κατά τη λειτουργία υπό μικρή πίεση και γωνία κώνου του σπρέι καθώς και μικρό μέγεθος σταγονιδίων. Υψηλότερη τιμή της επιφανειακής τάσης μειώνει, τη γωνία ψεκασμού, ειδικότερα σε ακροφύσια κώλου κώνου (hollow cone) και επίπεδου σπρέι (flat fan spray). Χαμηλή τιμή επιφανειακής τάσης επιτρέπει την λειτουργία ενός ακροφυσίου σε χαμηλότερη πίεση. Από την στιγμή που η ακτινική συνιστώσα της ταχύτητας δεν περιορίζεται πλέον από τα τοιχώματα του στομίου του ακροφυσίου, συγκρατείται μόνο από την επιφανειακή τάση και η δέσμη διασπάται ακριβώς όταν υπερνικηθούν οι δυνάμεις της επιφανειακής τάσης.

Ο ρόλος του ιξώδους είναι να αναστέλλει την ανάπτυξη των ασταθειών και να καθυστερεί την έναρξη της διάσπασης. Αυτό έχει ως συνέπεια ο σχηματισμός του σπρέι να γίνεται σε μεγαλύτερες αποστάσεις από το ακροφύσιο, σε περιοχές χαμηλότερων ταχυτήτων. Κατά συνέπεια τα μεγέθη των σταγονιδίων αναμένονται μεγαλύτερα. Επιπλέον, το ιξώδες του υγρού καυσίμου είναι ο πρωταρχικός παράγοντας που επηρεάζει τη διαμόρφωση του σχήματος του σπρέι και σε μικρότερο βαθμό την παροχή. Καύσιμα με υψηλό ιξώδες απαιτούν μεγαλύτερη τιμή ελάχιστης πίεσης για να αρχίσει η διαμόρφωση του σχήματος του σπρέι και αναπτύσσονται σε στενότερες γωνίες ψεκασμού σε σύγκριση με εκείνες του νερού. Αν και η επίδραση του ιξώδους στον ψεκασμό δεν είναι μεγαλύτερη από εκείνη της επιφανειακής




τάσης, η σπουδαιότητα του πηγάζει από το γεγονός ότι δεν επηρεάζει μόνο τις κατανομές του μεγέθους των σταγονιδίων αλλά επίσης επηρεάζει την παροχή του ακροφυσίου και το σχήμα του σπρέι. Μια αύξηση του ιξώδους μειώνει τον αριθμό  $Re$ , αλλά και εμποδίζει την ανάπτυξη φυσικών ασταθειών στη δέσμη. Το συνδυασμένο αποτέλεσμα είναι η καθυστέρηση της διάσπασης και η αύξηση του μεγέθους των σταγονιδίων στο σπρέι.

Επιπλέον, ένα τυπικό σπρέι περιλαμβάνει ένα ευρύ φάσμα μεγέθους σταγονιδίων. Η γνώση της κατανομής μεγεθών είναι χρήσιμη για την διαδικασία αξιολόγησης των εφαρμογών του σπρέι, ειδικά για τον υπολογισμό της μεταφοράς θερμότητας ή μάζας μεταξύ του διασκορπισμένου υγρού και του περιβάλλοντος αερίου. Για τα συστήματα καύσης υγρών καυσίμων που περιλαμβάνουν διαδικασίες μεταφοράς θερμότητας και μάζας στα σταγονίδια του υγρού, συχνά προτιμάται η μέση διάμετρος Sauter (SMD) ως αντιπροσωπευτική για την καταγραφή του μεγέθους. Ένας τρόπος έκφρασης της λεπτότητας ενός σπρέι (fineness) σε ότι αφορά την περιοχή της επιφάνειας που παράγεται – καλύπτεται από αυτό δίνεται από τη μέση διάμετρο Sauter (SMD). Η φυσική της ερμηνεία εκφράζεται ως η διάμετρος μιας σταγόνας της οποίας ο λόγος του όγκου προς την επιφάνειά της είναι ο ίδιος με του συνόλου όλου του σπρέι. Ένα σταθερό σπρέι αποδεικνύεται από καλή διασπορά της υγρής φάσης. Είναι επιθυμητό να παράγεται ένας σταθερός ψεκασμός με ελάχιστες (SMD) και καλά διασκορπισμένα σταγονίδια.

Υπάρχει επίσης μια σειρά από άλλα χαρακτηριστικά των σταγονιδίων που μπορούν να συσχετισθούν με τους μηχανισμούς κίνησης των σταγονιδίων. Η αριθμητική πυκνότητα (number density) αποτελεί μια σημαντική παράμετρο για το χαρακτηρισμό και την κατανόηση της συμπεριφοράς συλλογής των σταγονιδίων σε ένα σπρέι. Οι επιπτώσεις της επιτάχυνσης / επιβράδυνσης αλλά και σύγκρουσης των σταγονιδίων μπορεί επίσης να αξιολογηθεί βάσει της πληροφορίας που δίνει η κατανομή της αριθμητικής πυκνότητας.

Οι φυσικές ιδιότητες του ψεκαζόμενου υγρού επηρεάζουν τις ιδιότητες του σπρέι. Στις ιδιότητες αυτές περιλαμβάνονται η διασπορά (dispersion), η διείσδυση (penetration) και η γωνία κώνου (cone angle).

Η διάσπορα (dispersion) μπορεί να εκφραστεί ποσοτικά αν, σε οποιαδήποτε δεδομένη στιγμή, είναι γνωστός ο όγκος του υγρού εντός του σπρέι. Ο βαθμός της διασποράς μπορεί να αναφέρεται ως ο λόγος του όγκου του σπρέι προς τον όγκο του υγρού που περιέχεται μέσα σε αυτό. Το πλεονέκτημα της καλής διασποράς είναι ότι το υγρό αναμιγνύεται γρήγορα με τον περιβάλλον αέρα, και τα συνεπακόλουθα ποσοστά της εξάτμισης είναι υψηλά. Με ακροφύσια επίπεδου στομίου (plain orifice) μικρής γωνίας κώνου, η διασπορά είναι μικρή και επηρεάζεται από τις φυσικές ιδιότητες του υγρού και του περιβάλλοντος μέσου. Σε γενικές γραμμές, οι

Πτυχιακή Εργασία: Πειραματική Μελέτη Εξέλιξης Πεδίου Ταχυτήτων και Μεγέθους Σταγονιδίων κατά τον Ψεκασμό Εναλλακτικών Καυσίμων Αεροσκαφών Υψηλών Πιέσεων	
Γεωργακόπουλος Σώτηριος Α.Μ 4824 - Παπασπυρόπουλος Αθανάσιος Α.Μ 4246	
ΑΤΕΙ ΠΑΤΡΑΣ Τμήμα Μηχανολογίας Τομέας Ενέργειας	

παράγοντες που αυξάνουν τη γωνία κώνου του σπρέι τείνουν επίσης να αυξήσουν τη συνολική διασπορά.


Η διείσδυση (penetration) του σπρέι ορίζεται ως η μέγιστη απόσταση που φτάνει όταν εγχέεται σε στάσιμο αέρα. Καθορίζεται από τα σχετικά μεγέθη των δύο αντιτιθέμενων δυνάμεων: της δύναμη αδρανείας μέσω της κινητικής ενέργειας της αρχικής δέσμης υγρού και της αεροδυναμικής αντίστασης του περιβάλλοντος αέρα. Η αρχική ταχύτητα της δέσμης είναι συνήθως υψηλή, αλλά καθώς εξελίσσεται η διαδικασία της διασποράς – του ψεκασμού και η επιφάνεια του σπρέι αυξάνεται, η κινητική ενέργεια του υγρού διαχέεται βαθμιαία λόγω των απωλειών τριβής στην αέρια φάση. Όταν τελικά η κινητική ενέργεια των σταγονιδίων εξαντληθεί, η μετέπειτα τροχιά τους επιβάλλεται κυρίως από τη βαρύτητα και την κίνηση του περιβάλλοντος αέρα. Ένα στενό σπρέι θα έχει μεγάλη διείσδυση, ενώ ένα καλά διασπαρμένο ευρείας γωνίας ψεκασμού, που υποβάλλεται σε μεγαλύτερη αντίσταση του αέρα, θα τείνει να έχει μικρή διείσδυση.

Ο μηχανισμός μπορεί να περιγραφεί σύντομα ως εξής: Οι πρώτες διαμορφωμένες σταγόνες μεταδίδουν την ενέργειά τους στον περιβάλλοντα αέρα, ο οποίος αρχίζει να κινείται μαζί με το σπρέι. Συνεπώς, ο αέρας διαθέτει μικρότερη αντίσταση στις επόμενες σταγόνες, οι οποίες, κατά συνέπεια, διεισδύουν μακρύτερα.

Η διείσδυση του σπρέι είναι πρωταρχικής σημασίας για τους πετρελαιοκινητήρες. Η υπερδιείσδυση του σπρέι οδηγεί σε πρόσκρουση του καυσίμου στα τοιχώματα του θαλάμου καύσης. Αυτό είναι αποδεκτό αν τα τοιχώματα είναι θερμά και σημαντική ποσότητα στροβιλιζόμενου αέρα είναι παρούσα. Από την άλλη πλευρά, αν η διείσδυση του σπρέι είναι ανεπαρκής, η ανάμειξη καυσίμου - αέρα δεν είναι ικανοποιητική. Η βέλτιστη απόδοση του κινητήρα επιτυγχάνεται όταν η διείσδυση του σπρέι ταιριάζει με το μέγεθος και τη γεωμετρία του θαλάμου καύσης, καλύπτοντας δηλαδή όλα τα μήκη του.

Αναφορικά με τη γωνία ψεκασμού (cone angle) μια σημαντική δυσκολία στον ορισμό και τη μέτρησή της είναι πως ο κώνος του σπρέι έχει καμπύλα όρια, που οφείλονται στην αλληλεπίδραση του αέρα με το σπρέι. Μια μέθοδος μέτρησης πάντως είναι η μέτρηση του πλάτους του σπρέι σε διάφορες αξονικές θέσεις.

Ο Πίνακας 6.1 συνοψίζει τους διάφορους παράγοντες και τον τρόπο με τον οποίο επηρεάζουν την απόδοση του σπρέι από ακροφύσιο. Ωστόσο, επειδή υπάρχουν τόσοι πολλοί διαφορετικοί τύποι και μεγέθη ακροφυσίων ψεκασμού, τα αποτελέσματα μπορεί να διαφέρουν για κάθε ειδική εφαρμογή. Σε ορισμένες εφαρμογές, υπάρχουν επίσης αλληλένδετοι παράγοντες που να αντενεργούν σε ορισμένες επιδράσεις. Για παράδειγμα, στην περίπτωση ακροφυσίου ψεκασμού κώνου κοίλου, αυξάνοντας τη θερμοκρασία του υγρού μειώνεται το

Πτυχιακή Εργασία: Πειραματική Μελέτη Εξέλιξης Πεδίου Ταχυτήτων και Μεγέθους Σταγονιδίων κατά τον Ψεκασμό Εναλλακτικών Καυσίμων Αεροσκαφών Υψηλών Πίεσεων	
Γεωργακόπουλος Σωτήριος Α.Μ 4824 - Παπασπυρόπουλος Αθανάσιος Α.Μ 4246	
ΑΤΕΙ ΠΑΤΡΑΣ Τμήμα Μηχανολογίας Τομέας Ενέργειας	

ειδικό βάρος, παράγοντας έτσι μια μεγαλύτερη παροχή, ενώ ταυτόχρονα μειώνεται το ιξώδες το οποίο μειώνει την παροχή.

Μεταξύ των παραμέτρων που επηρεάζουν την απόδοση του ψεκασμού κυρίως θα επικεντρωθούμε στην επίδραση της επιφανειακής τάσης και του ιξώδους των καυσίμων δοκιμής. Έχουν προηγηθεί μετρήσεις των ιδιοτήτων αυτών οπότε με βάση αυτές θα γίνει μια προσπάθεια αξιολόγησης της συμπεριφοράς του πεδίου ταχυτήτων αλλά και του μεγέθους σταγονιδίων. Σε ότι αφορά τη θερμοκρασία του υγρού θεωρείται ότι διατηρήθηκε σταθερή κατά τη διάρκεια των μετρήσεων αφού ο θάλαμος δοκιμών αλλά και τα καύσιμα δοκιμής βρίσκονται στο χώρο του Εργαστηρίου ο οποίος διαθέτει κεντρικό κλιματισμό. Η θερμοκρασία του χώρου είχε τεθεί σε  $\theta = 18^{\circ}\text{C}$ .

Χαρακτηριστικά ακροφυσίου	Αύξηση πίεσης λειτουργίας	Αύξηση ειδικού βάρους	Αύξηση ιξώδους	Αύξηση θερμοκρασίας υγρού	Αύξηση της επιφανειακής τάσης
Ποιότητα σχήματος	Βελτίωση	Αμελητέα	Επιδείνωση	Βελτίωση	Αμελητέα
Μέγεθος σταγόνας	Μείωση	Αμελητέα	Αύξηση	Μείωση	Αύξηση
Γωνία ψεκασμού	Αύξηση αρχικά Μείωση έπειτα	Αμελητέα	Μείωση	Αύξηση	Μείωση
Παροχή	Αύξηση	Μείωση	Πλήρους/Κοίλου κώνου Αύξηση Επίπεδου ίχνους μείωση-	Εξαρτάται από το υγρό και το ακροφύσιο	Καμία επίδραση
Πρόσκρουση	Αύξηση	Αμελητέα	Μείωση	Αύξηση	Αμελητέα
Ταχύτητα	Αύξηση	Μείωση	Μείωση	Αύξηση	Αμελητέα
Φθορές	Αύξηση	Αμελητέα	Μείωση	Εξαρτάται από το υγρό και το ακροφύσιο	Καμία Επίδραση

Πίνακας 6.1 Επίδραση σημαντικών παραμέτρων στην απόδοση ενός σπρέι

Αναφορικά με την ταχύτητα των σταγονιδίων προκύπτει ότι αυτή αυξάνεται αυξανόμενης της πίεσης λειτουργίας του σπρέι. Επίσης αύξηση του ειδικού βάρους δηλαδή της πυκνότητας οδηγεί σε μείωση της ταχύτητας. Ακόμα αύξηση του ιξώδους συνεπάγεται μείωση της ταχύτητας ενώ τέλος αύξηση της επιφανειακής τάσης έχει ως αποτέλεσμα αμελητέα επίδραση στην ταχύτητα των σταγονιδίων.

Σε ότι αφορά το μέγεθος των σταγονιδίων προκύπτει ότι με την αύξηση της πίεσης λειτουργίας γενικά αναμένεται μείωση του μεγέθους. Ως προς το ειδικό βάρος η επίδραση είναι αμελητέα. Επίσης αυξανόμενου του ιξώδους αναμένεται αύξηση των μεγεθών ενώ ακόμα αύξηση του μεγέθους αναμένεται και με την αύξηση της επιφανειακής τάσης.



Στον Πίνακα 6.2 δίνονται οι τιμές των φυσικών ιδιοτήτων των καυσίμων δοκιμής. Από τον Πίνακα 6.2 αναφορικά με την πυκνότητα των καυσίμων προκύπτει ότι το Χ5 έχει την μικρότερη πυκνότητα ενώ το Χ4 έχει την μεγαλύτερη. Σύμφωνα με τον Πίνακα 6.1 αυξανόμενου του ειδικού βάρους η ταχύτητα μειώνεται άρα και σε σχέση με την πυκνότητα των καυσίμων το Χ5 αναμένεται να διατηρεί τις χαμηλότερες ταχύτητες ενώ το Χ4 τις υψηλότερες.

<b>Φυσικές Ιδιότητες Καυσίμων Δοκιμής</b>			
<b>Κωδικός καυσίμου</b>	<b>Πυκνότητα (g/ml)</b>	<b>Κινηματικό Ιξώδες σε <math>\theta=23^{\circ}\text{C}</math> (cSt)</b>	<b>Επιφανειακή Τάση σε <math>\theta=23^{\circ}\text{C}</math> (<math>10^{-3} \text{ kg/s}^2</math>)</b>
<b>X1</b>	0.7687	0.98	27.43
<b>X2</b>	0.7879	1.13	28.87
<b>X3</b>	0.8054	1.15	29.43
<b>X4</b>	0.8210	0.99	29.84
<b>X5</b>	0.7376	1.00	26.28

Πίνακας 6.2 Φυσικές ιδιότητες καυσίμων δοκιμής

Από τον Πίνακα 6.2 αναφορικά με το κινηματικό ιξώδες η υψηλότερη τιμή καταγράφεται για το καύσιμο Χ3, ενώ η χαμηλότερη για το Χ1. Παρατηρώντας βέβαια συνολικά τις τιμές του πίνακα για όλα τα καύσιμα φαίνεται να υπάρχουν δύο στάθμες ουσιαστικά. Στη χαμηλή στάθμη είναι τα Χ1, Χ4, Χ5 ενώ στην υψηλότερη τα Χ2, Χ3. Σύμφωνα με τον Πίνακα 6.1 αυξανόμενου του ιξώδους η ταχύτητα των σταγονιδίων αναμένεται να ελαττώνεται ή αντίστροφα υγρά χαμηλών τιμών ιξώδους αναμένεται να δίνουν υψηλότερες ταχύτητες.

Παρά ταύτα, υπάρχουν περιοχές μετρήσεων όπου τα παραπάνω δεδομένα δεν επιβεβαιώνονται. Για παράδειγμα, για  $z/d = 73.4$ , εργαζόμενοι στις υψηλότερες πιέσεις των 9 και 11 bar υπάρχουν περιοχές όπου ο τύπος Χ3 διατηρεί υψηλότερες SMD τιμές από τον τύπο Χ4. Η συμπεριφορά του Χ3 είναι περισσότερο συμβατή με τις υψηλές τιμές του κινηματικού ιξώδους. Όπως φαίνεται ακόμα στον Πίνακα 6.2, ο τύπος Χ4 διατηρεί την υψηλότερη τιμή επιφανειακής τάσης μεταξύ των καυσίμων και αναμένεται να δώσει το μεγαλύτερο μέγεθος σταγονιδίων, ενώ ο τύπος Χ5 που έχει τη μικρότερη τιμή, αναμένεται να



δώσει τα μικρότερα σταγονίδια. Το συμπέρασμα αυτό επιβεβαιώνεται από τα πειραματικά αποτελέσματα εκ των περισσοτέρων πιέσεων και αξονικών αποστάσεων

## 7 Αναφορές

- [1]. Gökalp, I., Lebas, E. (2004) "Alternative fuels for industrial gas turbines (AFTUR)", *Appl. Therm. Eng.* 24:1655-1663.
- [2]. Maurice, L.Q., Lander, H., Edwards, T., Harrison, W.E., *Fuel* 80 (5) (2001) 747-756.
- [3]. Blakey, S., Rye L., Wilson C.W., (2011) "Aviation gas turbine alternative fuels: A review", *Proc. Comb. Institute* 33:2863-2885
- [4]. Wu, T., Huang, Z., Zhang, W., Fang, J., Yin, Q. (2007) Physical and chemical properties of GTL Diesel fuel blends and their effects on performance and emissions of a multicylinder DI compression engine, *Energy & Fuels* 21:1908- 1914.
- [5]. Alleman, T.L., Tennant, C.J., Hayes, R.R., Miyasato, M., Oshinuga, A., Barton, G., Rumminger, M., Duggal, V., Nelson, C., May, M., Cherrillo, R.A. (2005) "Achievement of low emissions by engine modification to utilize gas-to-liquid fuels and advanced emission controls on a Class 8 truck", *SAE Technical Paper No 2005-01-3766*
- [6]. Abu-Jrai, A., Rodriguez-Fernandez, J., Tsolakis, A., Megaritis, A., Theinmoi, K., Cracknell, R.F., Clark, R.H. (2009) "Performance, combustion and emissions of a diesel engine operated with reformed EGR. Comparison of diesel and GTL fuelling", *Fuel* 88:1031-1041.
- [7]. Chevron Corporation: "Alternative jet fuels, A supplement to Chevron aviation fuels review", 2006.
- [8]. CRC, *Handbook of Aviation Fuels*, Society of Automotive Engineers, 2004.
- [9]. Nguyen, D.N., Ishida, H., Shioji, M. (2010) "Ignition and combustion characteristics of gas-to-liquid fuels for different ambient pressures", *Energy & Fuels* 24:365-374.
- [10]. Spalding, D.B., (1953), *Proc. Combust. Inst.* 4 847-864
- [11]. Banhaw, Y. El, Whitelaw, J.H., (1981), *Combust. Flame* 42 253-275
- [12]. Sornek, R.J., Dobashi, R., Hirano, T., (2000), *Combust. Flame* 120 479-491
- [13]. Rao, K.V.L., Lefebvre, A.H., (1976), *Combust. Flame* 26 303-309
- [14]. Li, S.C., Libby, P.A., Williams, F.A., (1993), *Combust. Flame* 94 161-177
- [15]. Bazile, R., Stepowski, D., (1994), *Proc. Combust. Inst.* 25 363-370
- [16]. Chigier, N.A., McCreath, C.G., Makepeace, R.W. (1974), *Combust. Flame* 23 11-16
- [17]. Hardalupas, Y., Taylor, A.M.K.P. Whitelaw, J.H., (1990), *Proc. R. Soc. London Ser. A* 428 (1874) 129-155
- [18]. Edwards, C.F., Rudoff, R.C., (1990), *Proc. Combust. Inst.* 23 1353-1359
- [19]. Ghaffarpour, M. Chehroudi, B., (1993), *Combust. Sci. Technol.* 92 173-200
- [20]. Presser, C., Gupta, A.K., Semerjian, H.G., (1993), *Combust. Flame* 92 25-44
- [21]. Hardalupas, Y., Liu, C.H., Whitelaw, J.H., (1994), *Combust. Sci. Technol.* 97 157-191
- [22]. Sivasegaram, S., Tsai, R.F., Whitelaw, J.H., (1995), *Combust. Sci. Technol.* 105, 67-83



- [23].Haile, E., Delabroy, O., Lacas, F., Veynante, D., Candel, S., (1996), Proc. Combust. Inst. 26 1663–1670
- [24].Eckstein, J., Freitag, E., Hirsch, C., Sattelmayer, T.R. von der Bank, T. Schilling, J. (2005), Eng. Gas Turb. Power 127 301–306
- [25].Pera, C., Reveillon, J., (2007), Proc. Combust. Inst. 31 2283–2290
- [26].Gradinger, T.B., Inauen, A., Bombach, R., Kappeli, B., Hubschmid, W., Boulouchos, K., (2001), Combust. Flame 124 422–443
- [27].Carl, M., Behrendt, T., Fleing, C., Frodermann, M., Heinze, J., Hassa, C., Meier, U., Wolff-Gassmann, D., Hohmann, S., Zarzalis, N., (2001), Trans. ASME 123 810–816
- [28].Patel, N., Kırtas, M., Sankaran, V., Menon, S., (2007), Proc. Combust. Inst. 31 2327–2334
- [29].Conrad T., A. Bibik, D. Shcherbik, E. Lubarsky, B.T. Zinn, (2007), “ Proc. Combust. Inst. 31 pp.2327–2334
- [30].M. de la Cruz Garcia, E. Mastorakos, A.P. Dowling, (2009), “Investigations on the self-excited oscillations in a kerosene spray flame”, Comb. And Flame 156, 374 - 384
- [31].R. Sellens, W. Zeng, “Modeling spectral influences in droplet / turbulence interaction”, in: ILASS Americas, 11th Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Sacramento, CA, May 1998
- [32].Hadeif, R., Lenze, B., (2005), “Measurements of droplets characteristics in a swirl – stabilized spray flame”, Exp. Thermal Fluid Science 30, 117 – 130
- [33].Lefebvre, A.H. (1989), "Atomizations and Sprays", Hemisphere, New York
- [34].Stiesch G. (2003) “Modeling Engine Spray and Combustion Processes”, Springer-Verlag, ISBN 3-540-00682-6
- [35].Chryssakis C. (2005) “A Unified Fuel Spray Breakup Model for Internal Combustion Engine Applications”, Ph.D Dissertation, Department of Mechanical Engineering, University of Michigan
- [36].Reitz R.D. (1987) “Modeling Atomization Processes in High-Pressure Vaporizing Sprays”, Atomization and Spray Technology, Vol.3, pp. 309-337
- [37].Baumngarten C. (2006) “Mixture Formation in Internal Combustion Engines”, Springer-Verlag, ISBN 103-540-30835-0