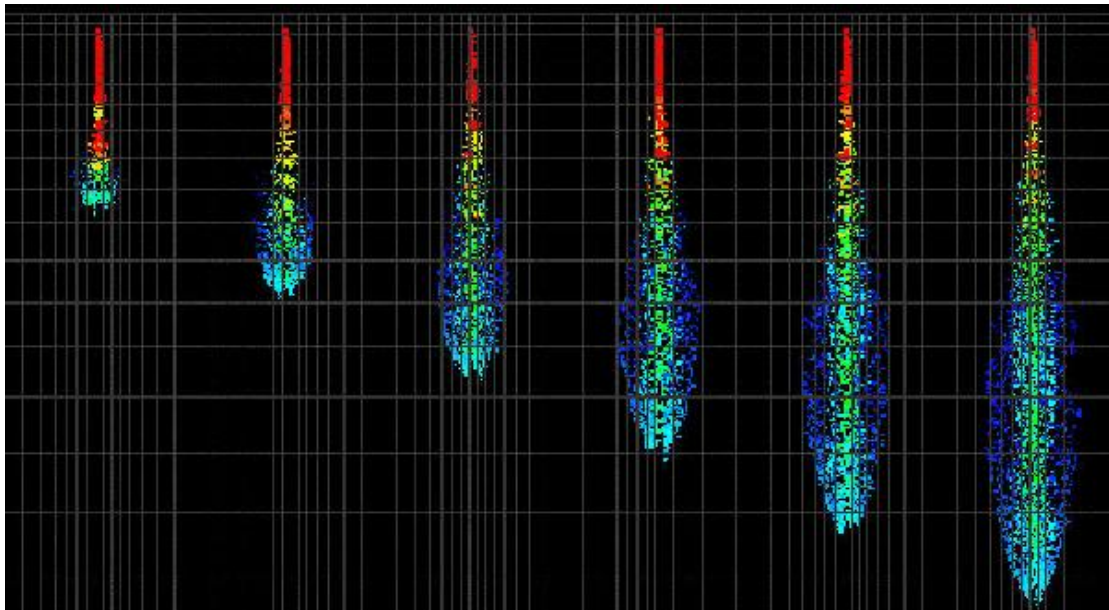




ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

Σχολή Μηχανολόγων Μηχανικών
Τομέας Θερμότητας
Διπλωματική Εργασία

ΑΝΑΠΤΥΞΗ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΩΝ ΕΡΓΑΛΕΙΩΝ ΓΙΑ
ΜΟΝΤΕΛΟΠΟΙΗΣΗ ΔΙΑΣΠΑΣΗΣ ΜΕΜΟΝΩΜΕΝΩΝ
ΣΤΑΓΟΝΙΔΙΩΝ ΚΑΙ ΔΕΣΜΗΣ (ΣΠΡΕΪ)



Φοιτητής: Ιωάννου Νικόλαος
Επιβλέπουσα Καθηγήτρια: Φούντη Μαρία

ΑΘΗΝΑ, ΟΚΤΩΒΡΙΟΣ 2010

ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Με αφορμή την ολοκλήρωση της παρούσας εργασίας θα ήθελα να ευχαριστήσω την Καθηγήτρια κυρία Μαρία Φούντη για την ανάθεση αυτής της διπλωματικής εργασίας και για την ευκαιρία που μου έδωσε να δουλέψω στο εργαστήριο Ετερογενών Μειγμάτων και Συστημάτων Καύσης και να ενασχοληθώ με ένα αντικείμενο το οποίο είναι δύσκολο προσβάσιμο εκτός του εργαστηρίου. Μέσα από την ενασχόληση με αυτό το θέμα και τις δυσκολίες που παρουσιάστηκαν ωρίμασε η κριτική μου σκέψη ως μηχανολόγου και προετοιμάστηκα σε μεγάλο βαθμό για τις δυσκολίες που μπορούν να ανακύψουν ανά πάσα στιγμή.

Πρέπει επίσης να δηλώσω ιδιαίτερα ευγνώμων στον μεταδιδακτορικό συνεργάτη κύριο Δημήτρη Κατσουρίνη για την ιδέα της συγκεκριμένης διπλωματικής εργασίας και για την διαρκή υποστήριξη. Όσον αφορά τις συμβουλές του υπήρξαν αρωγός τόσο στο υπολογιστικό κομμάτι όσο και στο γράψιμο αυτής της εργασίας.

Δεν θα έπρεπε να παραλείψω την μεταπτυχιακή συνεργάτη Ασημακοπούλου Ελένη για τις συμβουλές της και τις υποδείξεις στην αρχή της ενασχόλησής μου με την εργασία και το προσωπικό του εργαστηρίου για το καλό κλίμα που επικρατούσε.

Τέλος θα ήθελα να ευχαριστήσω τους γονείς μου, την αδερφή μου και τους φίλους μου οι οποίοι στάθηκαν δίπλα μου και με υποστήριξαν σε δύσκολες περιόδους κατά την διάρκεια της εκπόνησης της διπλωματικής εργασίας.

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

Πρόλογος	5
A. ΘΕΩΡΗΤΙΚΟ ΜΕΡΟΣ	6
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1: ΔΙΦΑΣΙΚΕΣ ΡΟΕΣ	6
1.1 Εισαγωγή στον όρο διφασικές ροές	6
1.2 Αναφορές σε μελέτες και πηγές	6
1.3 Αδιάστατοι αριθμοί - Χρήσιμα μεγέθη και Ιδιότητες	
1.3.1 Αδιάστατοι Αριθμοί	6
1.3.2 Χρήσιμα Μεγέθη και Ιδιότητες	8
1.4 Μέθοδοι και στοιχεία για την προσέγγιση των διφασικών ροών	10
1.5 Περίπτωση διφασικής ροής αερίου – υγρού (διάσπασης σταγονιδίου)	19
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: ΔΙΑΣΠΑΣΗ ΣΤΑΓΟΝΙΔΙΩΝ	20
2.1 Εισαγωγή στις έννοιες του διασκορπισμού και της διάσπασης σταγονιδίων (atomization και breakup)	20
2.2 Αναφορές σε μελέτες και πηγές	20
2.3 Αδιάστατοι Αριθμοί - Χρήσιμα μεγέθη και Ιδιότητες	
1.3.1 Αδιάστατοι Αριθμοί	22
1.3.2 Χρήσιμα Μεγέθη και Ιδιότητες	22
2.4 Ανάλυση του Διασκορπισμού και της Διάσπασης σταγονιδίων	
2.4.1 Διασκορπισμός Σταγονιδίων	24
2.4.2 Πρωτογενής Διάσπαση - Μηχανισμοί και καθεστώτα διάσπασης σταγόνας	26
2.4.3 Δευτερεύων διασκορπισμός – Δευτερογενής διάσπαση	30
2.5 Συσκευές Διασκορπισμού	39
2.6 Πλεονεκτήματα και Εφαρμογές σπρέι	43

<u>B. ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΟ ΜΕΡΟΣ</u>	46
<u>Εισαγωγή</u>	46
<u>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1: Μεθοδολογία Προσομοίωσης διάσπασης μεμονωμένης σταγόνας κάθετα εισερχόμενης σε δέσμη αέρα</u>	47
1.1: Περιγραφή του φαινομένου προς προσομοίωση	47
1.2: Συνοριακές και Αρχικές Συνθήκες Μοντέλου Προσομοίωσης	48
1.3: Ανάπτυξη Μοντέλου Προσομοίωσης	49
1.4 Παρουσίαση και εκτίμηση αποτελεσμάτων των Μοντέλων Προσομοίωσης	53
<u>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: Μεθοδολογία Προσομοίωσης έγχυσης δέσμης καυσίμου σε περιβάλλον ακίνητου αέρα – Περίπτωση σπρέι</u>	59
2.1: Περιγραφή του φαινομένου προς προσομοίωση	59
2.2: Συνοριακές και Αρχικές Συνθήκες Μοντέλου Προσομοίωσης	59
2.3: Ανάπτυξη Μοντέλου Προσομοίωσης	62
2.4 Παρουσίαση και εκτίμηση αποτελεσμάτων Μοντέλων Προσομοίωσης	65
<u>ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ</u>	82
<u>ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ</u>	84

Πρόλογος

Σκοπός της παρούσας διπλωματικής εργασίας είναι η διεξαγωγή μελέτης του φαινομένου της διάσπασης σταγονιδίων καθώς και η κατάστρωση κατάλληλων μοντέλων για την πρόβλεψη της εξέλιξης του φαινομένου και την εξαγωγή των μεγεθών που το χαρακτηρίζουν. Η εργασία αποτελείται από δύο μέρη: το θεωρητικό και το υπολογιστικό.

Το θεωρητικό μέρος χωρίζεται σε δύο επιμέρους κεφάλαια. Στο πρώτο ορίζεται η διαφοσική ροή ως έννοια, αναφέρονται πηγές και μελέτες και ακολούθως παραβάλλεται το θεωρητικό υπόβαθρο για την μελέτη των ροών αυτών. Επίσης γίνεται η προσέγγιση των ροών αυτών μέσω της υπολογιστικής ρευστομηχανικής. Το κεφάλαιο αυτό είναι βασικό για την κατανόηση της διάσπασης σταγονιδίου, καθώς είναι μια μορφή διαφοσικής ροής.

Ακολούθως, στο δεύτερο κεφάλαιο ορίζεται η διάσπαση σταγονιδίων, αναφέρονται πηγές και μελέτες και γίνεται η ανάλυση του φαινομένου. Περιγράφονται οι τρόποι εμφάνισης του, παραβάλλονται οι ιδιότητές του και χρήσιμα μεγέθη και οι χρήσεις του. Στην συνέχεια αναλύονται οι μηχανισμοί που το διέπουν, δηλαδή η πρωτογενής και η δευτερογενής διάσπαση, καθώς και τα μοντέλα που προτείνονται και χρησιμοποιούνται για την εκτίμηση των μεγεθών που μας ενδιαφέρουν.

Το υπολογιστικό μέρος αποτελείται από δύο κεφάλαια. Στο πρώτο περιγράφεται η μέθοδος προσομοίωσης διάσπασης μεμονωμένου σταγονιδίου και ακολούθως παρουσιάζονται τα αποτελέσματα. Το δεύτερο κεφάλαιο είναι όμοιο με το πρώτο ως προς την δομή, αλλά περιγράφονται μοντέλα προσομοίωσης για την περίπτωση έγχυσης δέσμης υγρού σε περιβάλλον ακίνητου αέρα, δηλαδή σπρέι και αναφέρεται η δυσκολία της επίλυσης των μοντέλων προσομοίωσης. Τέλος αναφέρονται τρόποι βελτιστοποίησης στην δημιουργία μοντέλων.

Τέλος ακολουθεί παράρτημα το οποίο ως στόχο έχει την περιγραφή και κατανόηση του πακέτου που χρησιμοποιήσαμε, CFX-11. Με την βοήθεια του πακέτου αυτού μελετήθηκαν τα δύο παραπάνω φαινόμενα πάνω στην διάσπαση σταγονιδίων. Επίσης γίνεται αναφορά στη γεωμετρία του πλέγματος.

Α. ΘΕΩΡΗΤΙΚΟ ΜΕΡΟΣ

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1: ΔΙΦΑΣΙΚΕΣ ΡΟΕΣ

1.1 Εισαγωγή στον όρο διφασική ροή

Ως διφασικές ροές ορίζουμε τις ροές εκείνες όπου συνυπάρχουν δύο φάσεις ρέουσας ύλης. Οι ροές αυτές μπορεί να είναι υγρού – στερεού, αερίου – υγρού, η αερίου – στερεού. Περαιτέρω διάκριση μπορεί να γίνει χρησιμοποιώντας τον όρο «ροή διασκορπισμένης φάσης». Στην περίπτωση αυτή η μία φάση είναι διασκορπισμένη στην άλλη, η οποία αποτελεί το συνεχές μέσο, και δεν συνδέεται υλικά μαζί της. Χαρακτηριστικά παραδείγματα αποτελούν τα σωματίδια αιθάλης που ρέουν στα καυσαέρια από την καύση σε κινητήρες diesel, τα σπρέι, δηλαδή μία στήλη υγρού που εκρέει σε περιβάλλον αερίου και αργότερα διασπάται σε σταγόνες και οι φουσαλίδες όπου παρατηρούνται μεμονωμένες φουσκάλες αερίου σε υγρό.

Οι διφασικές ροές είναι κατηγορία των πολυφασικών ροών, όπου εκεί επικρατούν τρεις φάσεις και σχετίζονται με πλήθος εφαρμογών σε διάφορους τομείς, ειδικότερα στην βιομηχανία. Για την εξοικείωση με τις ροές αυτές θα πρέπει πρώτα να δούμε μερικές από τις ιδιότητές που τις χαρακτηρίζουν και τους τρόπους με τους οποίους τις προσεγγίζουμε.

1.2 Αναφορά σε πηγές και μελέτες

Αρωγός για την επαφή και εξοικείωση με τις διφασικές ροές στάθηκαν το βιβλίο των Clayton Crowe, Martin Sommerfeld, Yutaka Tsuji [1] το οποίο ως θέμα έχει τις διφασικές ροές με σωματίδια και σταγονίδια και το βιβλίο του κ. Γεώργιου Μπεργελέ πάνω στην υπολογιστική ρευστομηχανική [2], καθώς και οι εργασίες πάνω στα μοντέλα τύρβης στα διφασικά πεδία ροής των I. Kataoka, A Serizawa [3] και μεταφοράς πετρελαίου σε αγωγούς του κ. Κατσουρίνη Δημήτριου [4].

1.3 Αδιάστατοι Αριθμοί - Χρήσιμα μεγέθη και Ιδιότητες

1.3.1 Αδιάστατοι Αριθμοί

Αρχικά θα πρέπει να ορισθεί ο αδιάστατος αριθμός Reynolds για την διασκορπισμένη φάση μέσω της σχετικής ταχύτητας του συνεχούς μέσου και της διασκορπισμένης φάσης [1]:

$$\text{Re}_l = \frac{\rho_g D |u - v|}{\mu_g} \quad \text{Εξ. 1.1}$$

όπου u είναι η ταχύτητα του συνεχούς μέσου και v η ταχύτητα των σωματιδίων, ρ_g είναι η πυκνότητα και μ_g είναι η δυναμική ιξώδες του συνεχούς μέσου. Ο αριθμός αυτός εκφράζει την επίδρασή του ιξώδους του συνεχούς μέσου στην ροή.

Χαρακτηριστικοί Χρόνοι Διασκορπισμένης Φάσης [4]

Η κίνηση των σωματιδίων της διασκορπισμένης φάσης είναι συνυφασμένη με φαινόμενα μεταφοράς (μάζας, ορμής, ενέργειας, θερμότητας) και είναι σημαντικό να

καθοριστούν χαρακτηριστικά μεγέθη έτσι ώστε να είναι δυνατή η παρακολούθηση των ροών. Ρόλο χαρακτηριστικών μεγεθών παίζουν οι χρόνοι «απόκρισης».

- Χαρακτηριστικός χρόνος για την μεταφορά ορμής [1, 4]

Το μέγεθος αυτό μας δίνει ένα μέτρο για το κατά πόσο μπορούν τα σωματίδια της διασκορπισμένης φάσης να παρακολουθήσουν μεταβολές της ταχύτητας του συνεχούς μέσου. Το μέγεθος αυτό ορίζεται ως:

$$\tau_P = \frac{\rho_l D^2}{18\mu_g} \quad \text{Εξ. 1.2}$$

όπου ρ_l είναι η πυκνότητα της διασκορπισμένης φάσης, μ_g η δυναμική συνεκτικότητα του συνεχούς μέσου και D η διάμετρος των σωματιδίων. Πρέπει να αναφερθεί ότι ο σημαντικότερος παράγοντας για το μέγεθος αυτό είναι το μέγεθος του σωματιδίου.

- Χαρακτηριστικός χρόνος για την μεταφορά θερμότητας [1, 4]

Το μέγεθος αυτό συσχετίζεται με την απόκριση των σωματιδίων σε αλλαγή θερμοκρασίας στο ρεύμα που τα μεταφέρει και ορίζεται με την παρακάτω εξίσωση:

$$\tau_T = \frac{\rho_l c_l D^2}{12k_g} \quad \text{Εξ. 1.3}$$

όπου c_l είναι η ειδική θερμοχωρητικότητα του υλικού των στοιχείων της διασκορπισμένης φάσης και k_g είναι η ειδική θερμική αγωγιμότητα της συνεχούς φάσης.

Συμπερασματικά για τα δύο μεγέθη αμφότερα εξαρτώνται από τις ιδιότητες της διασκορπισμένης φάσης και του υλικού του συνεχούς μέσου. Μια διαίρεση μεταξύ αυτών των μεγεθών μας οδηγεί στην εξίσωση:

$$\frac{\tau_P}{\tau_T} = \frac{\rho_l c_l D^2 12k_g}{18\mu_g \rho_l c_l D^2} = \frac{2k_g}{3\mu_g c_l} = \frac{2k_g}{3\mu_g c_l} \frac{c_g}{c_g} = \frac{2c_g}{3c_l} \frac{1}{Pr} \quad \text{Εξ. 1.4}$$

όπου c_g είναι ο συντελεστής ειδικής θερμοχωρητικότητας του συνεχούς μέσου.

Αριθμός Stokes [1]

Ο αριθμός αυτός αποτελεί μία σημαντική παράμετρο στις διφασικές ροές ρευστού σωματιδίων που μας βοηθάει στον χαρακτηρισμό της ροής. Ορίζεται ως ο λόγος μεταξύ κάποιου χαρακτηριστικού χρόνου της διασκορπισμένης φάσης προς τον

αντίστοιχο της συνεχούς : $St = \frac{\tau}{\tau_F}$ Εξ. 1.5

οπού την θέση του τ μπορεί να πάρει κάποιος από τους χαρακτηριστικούς χρόνους που περιγράψαμε παραπάνω και στην θέση του τ_F κάποιος χαρακτηριστικός χρόνος του πεδίου ροής ανάλογα με την περίπτωση. Εάν την θέση του τ πάρει το τ_P τότε έχουμε τον αριθμό Stokes για την μεταφορά ορμής ενώ στην περίπτωση του τ_T για την μεταφορά θερμότητας.

Εάν ο αριθμός Stokes είναι αρκετά μικρότερος από την μονάδα τότε ο χρόνος αντίδρασης των σωματιδίων είναι μικρότερος από τον χαρακτηριστικό του πεδίου, συνεπώς τα σωματίδια έχουν αρκετό χρόνο να αντιδράσουν στην αλλαγή. Για

παράδειγμα, εάν μεταβληθεί η ταχύτητα του πεδίου ροής τα σωματίδια θα προλάβουν να αντιδράσουν και θα αποκαταστήσουν την ισότητα με την ταχύτητα του πεδίου ροής. Αντιθέτως σε περίπτωση που ο αριθμός Stokes είναι πολύ μεγαλύτερος από την μονάδα τότε τα σωματίδια δεν έχουν αρκετό χρόνο να αντιδράσουν και θα επηρεαστούν σε μικρό βαθμό από την αλλαγή στο πεδίο διατηρώντας τις ιδιότητες τους ως ένα βαθμό.

Αναφέρουμε τέλος την περίπτωση όπου παρατηρείται μεταφορά μάζας μέσω εξάτμιση ή καύσης της διασκορπισμένης φάσης. Την θέση τ παίρνει ο χαρακτηριστικός χρόνος τ_{PM} που δηλώνει τον ρυθμό μεταβολής μάζας της διασκορπισμένης φάσης.

1.3.2 Χρήσιμα Μεγέθη και Ιδιότητες

Πυκνότητα και κλάσματα όγκου [1]

Ένα από τα πιο βασικά μεγέθη είναι η πυκνότητα. Η πυκνότητα για συνεχές μέσο ορίζεται ως:

$$\rho = \lim_{\delta V \rightarrow 0} \frac{\delta M}{\delta V} \quad \text{Εξ. 1.6}$$

,όπου δM είναι η μάζα ή οποία περικλείεται σε όγκο δV .

Επειδή στην διασκορπισμένη η φάση τα σωματίδια είναι πολύ μικρά, της τάξης ενός κύβου με μήκος πλευράς 0,1 μm , θεωρούνται σαν σημεία και για τον λόγο αυτό διαφορικές εξισώσεις που περιγράφουν τις συνθήκες σε ένα σημείο έχουν νόημα. Θεωρώντας το μίγμα των στοιχείων της διασκορπισμένης φάσης σε ένα συγκεκριμένο όγκο τότε ορίζεται η πυκνότητα ως εξής:

$$n = \lim_{\delta V \rightarrow \delta V^0} \frac{\delta N}{\delta V} \quad \text{Εξ. 1.7}$$

,όπου δN είναι τα σωματίδια που περιβάλλονται από τον όγκο δV και δV^0 ο όγκος που εξασφαλίζει έναν σταθερό μέσο όρο.

Το κλάσμα όγκου ορίζεται και για την διασκορπισμένη φάση και για το συνεχές μέσο αντίστοιχα ως:

$$a_l = \lim_{\delta V \rightarrow \delta V^0} \frac{\delta V_l}{\delta V} \quad \text{Εξ. 1.8}$$

,όπου δV_l είναι ο όγκος της διασκορπισμένης φάσης στον όγκο και ομοίως

$$a_g = \lim_{\delta V \rightarrow \delta V^0} \frac{\delta V_g}{\delta V} \quad \text{Εξ. 1.9}$$

,όπου δV_g είναι ο όγκος της διασκορπισμένης φάσης στον όγκο. Τα δύο αυτά κλάσματα έχουν άθροισμα την μονάδα.

Απόσταση σωματιδίων ή σταγονιδίων [1]

Η απόσταση μεταξύ σωματιδίων είναι κρίσιμο μέγεθος καθώς με βάση αυτό μπορούμε να θεωρήσουμε τα σωματίδια ως απομονωμένα στοιχεία. Ως απομονωμένο στοιχείο ορίζεται εκείνο του οποίου οι ιδιότητες δεν εξαρτώνται και δεν επηρεάζονται κατά την διάρκεια – εξέλιξη ενός φαινομένου από άλλα σωματίδια.

Το κλάσμα όγκου της διασκορπισμένης φάσης είναι:

$$a_l = \frac{\pi D^3}{6L^3} \quad \text{Εξ. 1.10}$$

όπου D είναι η διάμετρος του σωματιδίου και L είναι η απόσταση μεταξύ των δύο κέντρων -των σωματιδίων, εφόσον θεωρηθούν σφαιρικά. Όπως φαίνεται η απόσταση των σωματιδίων με το κλάσμα όγκου σχετίζεται με την παρακάτω σχέση:

$$\frac{L}{D} = \left(\frac{\pi}{a_l}\right)^{\frac{1}{3}} \quad \text{Εξ. 1.11}$$

Για κλάσμα όγκου διασκορπισμένης φάσης της τάξης του 10% η ανηγμένη απόσταση είναι $\frac{L}{D} \approx 1.7$ το οποίο θα σήμαινε ότι τα σωματίδια είναι κοντά μεταξύ τους και ως εκ τούτου δεν μπορούμε να τα θεωρήσουμε απομονωμένα. Σε περίπτωση όμως που έχουμε μια τιμή $\frac{L}{D} \approx 10$ τότε μπορούμε να εκτιμήσουμε τα σωματίδια ως απομονωμένα και ότι η επίδραση των γειτονικών είναι αμελητέα.

Πυκνά – Αραιά πεδία ροής [1]

Μια ακόμα σημαντική ιδιότητα στα πεδία ροής είναι εάν αυτά είναι πυκνά σε σωματίδια της διασκορπισμένης φάσης ή αραιά. Πυκνή ροή σε σωματίδια παρατηρείται όταν τον κύριο ρόλο στην κίνηση των σωματιδίων τον παίζουν οι συγκρούσεις μεταξύ τους και στα σε τοιχώματα εάν αυτά υπάρχουν. Αραιά πεδία ροής χαρακτηρίζονται αυτά που διαμορφώνονται κυρίως από τις αεροδυναμικές δυνάμεις, αντίσταση και άνοση

Μια διάκριση μπορεί να γίνει ελέγχοντας τον λόγο του χαρακτηριστικού χρόνου μεταφοράς ορμής και του χρόνου σύγκρουσης μεταξύ σωματιδίων:

$$\frac{\tau_P}{\tau_c} \quad \text{Εξ. 1.12}$$

,όπου τ_c είναι ο μέσος χρόνος σύγκρουσης μεταξύ σωματιδίων.

Μεγαλύτερος της μονάδας ο λόγος μας οδηγεί στο συμπέρασμα ότι η ροή είναι πυκνή, αφού ο χρόνο αντίδρασης αλλαγής της ορμής είναι μεγαλύτερος και προλαβαίνουν να γίνουν συγκρούσεις μεταξύ των σταγονιδίων. Αντιθέτως, αν ο λόγος είναι μικρότερος της μονάδας τότε η ροή είναι αραιά καθώς τα σωματίδια έχουν χρόνο να ανταποκριθούν στο πεδίο ροής πριν συντελεστούν οι συγκρούσεις.

Ο χρόνος μεταξύ των συγκρούσεων μπορεί να εκτιμηθεί μέσω των κλασσικών εξισώσεων συχνότητας, όπου θεωρώντας ομοιόμορφη ταχύτητα και ίδια διάμετρο για έναν αριθμό σωματιδίων που περιβάλλονται από έναν συγκεκριμένο όγκο, ο αριθμός των σωματιδίων είναι:

$$\delta N = n\pi D^2 u_r \delta t \quad \text{Εξ. 1.13}$$

,όπου u_r είναι η ομοιόμορφη ταχύτητα των σωματιδίων και δt ο χρόνος που διανύουν μία απόσταση $u_r \delta t$. Ο χρόνος τ_c υπολογίζεται ως το αντίστροφο του γινόμενου της

$$\text{πυκνότητας σωματιδίων της ταχύτητας και της ακτίνας: } \tau_c = \frac{1}{n\pi D^2 u_r} \quad \text{Εξ. 1.14}$$

Αλληλεπίδραση φάσεων [4]

Τέλος πρέπει κανείς να αναφέρει τον τρόπο με τον οποίο αλληλεπιδρούν οι δύο φάσεις καθώς μεταξύ των σωματιδίων της διασκορπισμένης φάσης και της ροής του συνεχούς μέσου υπάρχει μεταφορά - συναλλαγή μάζας, ορμής, θερμότητας και ενέργειας. Πιο συγκεκριμένα:

- Συναλλαγή μάζας: Τα σωματίδια - σταγονίδια είτε είναι δυνατόν να εξατμιστούν ή να συμπυκνωθούν. Το ίδιο ισχύει και με τα μόρια του συνεχούς μέσου.
- Συναλλαγή ορμής: Καθώς η ροή του συνεχούς μέσου επηρεάζει την κίνηση των σωματιδίων μέσω αεροδυναμικών δυνάμεων όμως και τα σωματίδια επηρεάζουν την ροή του συνεχούς μέσου
- Συναλλαγή θερμικής ενέργειας: Μπορεί να προσδίδεται ή να απάγεται θερμότητα προς και από τα σωματίδια της διασκορπισμένης φάσης μέσω θερμότερου ή αντίστοιχα ψυχρότερου συνεχούς μέσου. Επίσης έχουμε μεταφορά θερμότητας κατά την διάρκεια αλλαγής φάσης
- Συναλλαγή κινητικής ενέργειας: Η οποία είναι επακόλουθο του διασκορπισμού των σωματιδίων, συνήθως τυρβώδους, και της τύρβης που προκαλούν τα διασκορπισμένα σωματίδια

Γίνεται ξεκάθαρο ότι η οποιαδήποτε μεταφορά είναι αποτέλεσμα είτε αλλαγής φάσης είτε μέσω της δράσης αντίδρασης, καθώς οποία δύναμη ενεργεί στα σταγονίδια η ίδια και αντίθετη επενεργεί στο συνεχές μέσο (3^{ος} νόμος Νεύτωνα).

1.4 Μέθοδοι και στοιχεία για την προσέγγιση των διφασικών ροών

Για πολλά χρόνια γίνονται μελέτες και προσπάθειες για να προσεγγιστεί το φαινόμενο των διφασικών ροών, να κατανοηθεί πλήρως και να επιτευχθούν ικανοποιητικές προβλέψεις. Οι μικροσκοπικές δομές στην διφασική ροή, όπως η ταχύτητα και η διανομή της κάθε φάσης, οι δομές στην διεπιφάνεια μεταξύ των φάσεων καθώς και τα φαινόμενα τύρβης καθιστούν αυτήν την προσπάθεια δύσκολη και πρώτα πρέπει να επιλυθούν αυτά τα επιμέρους ζητήματα. Επίσης, η μαθηματική προσέγγιση των διφασικών ροών διαφέρει από αυτήν των μονοφασικών, διότι διαφορετικές τροχιές των σωματιδίων μπορούν να περνάνε από το ίδιο σημείο και τα σωματίδια να μην έχουν τις ίδιες ιδιότητες. Συνεπώς σε ένα συγκεκριμένο σημείο δεν μπορεί να οριστεί κάποια συγκεκριμένη σωματιδιακή ιδιότητα. Στην πράξη κάποια ιδιότητα των σωματιδίων σε ένα συγκεκριμένο χωρίο, κάποιου όγκου, λαμβάνεται ως η μέση τιμή των τιμών αυτής της ιδιότητας στο χωρίο αυτό. Υπάρχουν αρκετοί μέθοδοι για την εύρεση της μέσης τιμής, χρονική, χωρική και στατιστική, με την πιο γενική από αυτές να είναι η στατιστική [3].

Είναι φανερό ότι για να επιτευχθεί μια προσέγγιση θα πρέπει εδραιωθούν οι εξισώσεις διατήρησης μάζας, ορμής και ενέργειας στον χώρο και στον χρόνο για κάποιο χωρίο και κάποια στιγμή της εξέλιξης της ροής. Στην ενότητα αυτή αναφέρονται οι μέθοδοι με τις οποίες συνδέονται οι εξισώσεις αυτές (Euler – Euler, Euler – Lagrange) και ο τρόπος που υπεισέρχεται στην μελέτη η υπολογιστική ρευστομηχανική. Στην συνέχεια θα γίνει μία περιγραφή των βασικών εξισώσεων που περιγράφουν το φαινόμενο, τόσο για το συνεχές μέσο όσο και για τα σωματίδια καθώς και του βασικότερου μοντέλο τύρβης k-ε.

Τρόποι Απεικόνισης Ροής

Γενικότερα υπάρχουν δύο τρόποι απεικόνισης μιας ροής μέσω της οποίας μπορούμε να εκφράσουμε τις ιδιότητες που μας ενδιαφέρουν: κατά Euler και κατά Lagrange [2].

- Μέθοδος Euler: Στην μέθοδο αυτή ενδιαφερόμαστε για την ιδιότητα ενός σημείου στον χώρο τον οποίο μελετάμε. Πειραματικές πληροφορίες είναι αυτού του τύπου.
- Μέθοδος Lagrange: Στην μέθοδο αυτή ενδιαφερόμαστε για τις ιδιότητες ενός σωματιδίου κατά μήκος της τροχιάς του. Τέτοιες είναι οι ιδιότητες που χρησιμοποιούνται στους νόμους του Νεύτωνα και της θερμοδυναμικής.

Για την παρακολούθηση μίας διφασικής ροής απαιτείται να επιλέξουμε έναν τρόπο για παρακολούθησης του συνεχούς μέσου και έναν για την διασκορπισμένη φάση. Αυτή η λογική έχει οδηγήσει στην εφαρμογή δύο κύριων προσεγγίσεων των διφασικών ροών: την προσέγγιση Euler – Euler και την προσέγγιση Euler – Lagrange που περιγράφονται παρακάτω.

Εφαρμογή Προσέγγισης κατά Euler – Euler

Στην μέθοδο αυτή προσεγγίζουμε και τις δύο ροές με την μέθοδο Euler. Οι δύο φάσεις θεωρούνται συνεχή και αλληλοδιεισδυόμενα μέσα, δηλαδή είναι μοντελοποιημένες έτσι ώστε να αλληλεπιδρούν και να διεισδύει η μία την άλλη στο ίδιο υπολογιστικό πλέγμα. Στην περίπτωση αυτή λύνονται οι εξισώσεις διατήρησης και για τις δύο φάσεις, οι οποίες θεωρούνται ως συνεχή μέσα με κάποια αναλογία την οποία αποκαλούμε κλάσμα κενού.

Για να γίνει η χρήση αυτής της προσέγγισης θα πρέπει να ισχύει η προϋπόθεση ότι σε ένα υπολογιστικό χωρίο θα υπάρχει μεγάλος αριθμός σωματιδίων ούτως ώστε να είναι ικανός ο υπολογισμός των ιδιοτήτων (όπως πυκνότητα και ταχύτητα) των σωματιδίων από τον μέσο όρο και να θεωρηθεί η διασκορπισμένη φάση συνεχής

Αν και με την προσέγγιση αυτή μπορεί να αποτυπωθεί η διάχυση των σωματιδίων απαιτείται ένα ικανοποιητικά πυκνό πλέγμα στο ακροφύσιο από το οποίο εκτοξεύονται τα σταγονίδια και η λεπτομέρεια του πλέγματος αυξάνεται περισσότερο σε περίπτωση που θέλουμε να απεικονίσουμε σταγονίδια διαφορετικών μεγεθών. Στην περίπτωση αυτή η επίλυση για την διασκορπισμένη φάση πρέπει να περιλαμβάνει την πλήρη επίλυση για κάθε ομάδα συγκεκριμένου μεγέθους σωματιδίων, αυξάνοντας έτσι το υπολογιστικό κόστος. Τέλος πρέπει να αναφερθεί ότι οι εξισώσεις διατήρησης πρέπει να επιλυθούν ακόμα και σε χωρία όπου δεν υπάρχει διασκορπισμένη φάση.

Εφαρμογή Προσέγγισης κατά Euler – Lagrange

Στην μέθοδο αυτή επιλέγουμε να εφαρμόσουμε την προσέγγιση κατά Euler στο συνεχές μέσο και την προσέγγιση κατά Lagrange στην διασκορπισμένη φάση, δηλαδή για τα σωματίδια λύνονται οι εξισώσεις κίνησης κατά μήκος της τροχιάς τους. Τα σωματίδια πάνω στα οποία γίνονται υπολογισμοί ορίζονται ως αντιπροσωπευτικά με τις ίδιες ιδιότητες και επιλύονται οι στιγμιαίες εξισώσεις κίνησης κατά Lagrange κατά μήκος υπαρκτών τροχιών (μέσω των εξισώσεων δυνάμεων που δέχονται τα σωματίδια). Έτσι είναι εφικτή μία «φυσική» επίλυση της πολύ-διασκορπισμένης φύσης των σωματιδίων. Γενικά υπολογίζονται οι ιδιότητες

των σωματιδίων, όπως οι συνιστώσες ταχύτητας, η διάμετρος, η πυκνότητα (n) και άλλες. Στην διασκορπισμένη φάση κάθε σωματίδιο αλληλεπιδρά με το αέριο και άλλα σωματίδια διακριτικά. Ως εκ τούτου, απαιτείται άλλη μέθοδος για τον υπολογισμό της συμπεριφοράς των σωματιδίων. Η πιο διαδεδομένη μέθοδος που εφαρμόζεται για να καθορίσει τη συμπεριφορά της διασκορπισμένης φάσης είναι η ανίχνευση των διαφόρων μεμονωμένων σωματιδίων μέσα στο πεδίο ροής. Κάθε εντοπισμένο σωματίδιο αντιπροσωπεύει ένα δείγμα από σωματίδια τα οποία ακολουθούν την ίδια πορεία. Η συμπεριφορά των εντοπισμένων σωματιδίων χρησιμοποιείται για να περιγράψει το μέσο όρο της συμπεριφοράς της διασπαρμένης φάσης. Αυτή η μέθοδος ονομάζεται ανάλυση διαχωρισμένης ροής.

Η σύζευξη των δύο φάσεων γίνεται θεωρώντας τις ιδιότητες των σταγονιδίων ως όρους πηγής (μάζας, ορμής και ενέργειας) οι οποίοι υπεισέρχονται στις εξισώσεις διατήρησης που επιλύονται για την φάση του συνεχούς μέσου και αντίστοιχα θεωρώντας τις ιδιότητες του συνεχούς μέσου ως όρους πηγής για τις εξισώσεις που επιλύονται για την διασκορπισμένη φάση.

Τρόπος αλληλεπίδρασης εξαρτάται από το κατά πόσο επηρεάζει η μία φάση την άλλη ποσοτικά. Με την λογική αυτή έχουμε τρία είδη σύζευξης μεταξύ των φάσεων [1,2,4]:

- Απλή Σύζευξη (one way coupling): Στην περίπτωση αυτή οι ιδιότητες και η ροή του συνεχούς μέσου επηρεάζουν τα σωματίδια κατά απόλυτο τρόπο, ενώ τα σωματίδια δεν αλλοιώνουν την ροή του συνεχούς μέσου.
- Διπλή Σύζευξη (two way coupling): Η ροή του συνεχούς μέσου επηρεάζουν τις ιδιότητες των σωματιδίων τα οποία με την σειρά τους επηρεάζουν την ροή του συνεχούς μέσου.
- Τετραπλή Σύζευξη (four way coupling): Όταν η συγκέντρωση των σωματιδίων είναι τόσο υψηλή που επηρεάζεται η κίνηση των σωματιδίων και από τις συγκρούσεις μεταξύ τους.

Κατά την χρήση της μεθόδου αυτής δεν παρατηρείται αριθμητική διάχυση, όπως γίνεται στην Euler – Euler. Η προσέγγιση αυτή απαιτεί την παρεμβολή δύο χωριστών πλεγμάτων λόγω της ισχυρής σύζευξης των σωματιδίων και της συνεχούς φάσης. Αυτό πρακτικά σημαίνει ότι πρέπει να ευρεθούν οι τροχιές στο πλέγμα όπου λύνονται οι εξισώσεις συνέχειας κατά Euler ούτως ώστε να έχουμε τις ακριβείς θέσεις των σωματιδίων

Περιπτώσεις εφαρμογής διαφορετικών προσεγγίσεων των διαφασικών ροών

Στις διαφασικές ροές όπως έχει ήδη αναφερθεί χρησιμοποιούνται δύο κατά κόρον προσεγγίσεις: η Euler – Euler και η Euler – Lagrange. Εντούτοις, όπως έχει φανεί μέχρι τώρα οι διαφασικές ροές έχουν ένα στοχαστικό χαρακτήρα και αυτό έχει οδηγήσει ερευνητές στο να αναπτύξουν μοντέλα πιθανοκρατικά, δηλαδή σε μοντέλα τα οποία χρησιμοποιούν συναρτήσεις πιθανοτήτων για εύρεση των θέσεων των σωματιδίων καθώς και των ιδιοτήτων τους, ιδίως στην περίπτωση σπρέι. Η προσέγγιση συναρτήσεων πιθανής πυκνότητας στις τυρβώδεις κυμαινόμενες ταχύτητες οδήγησε τον Williams (1962) στις δικές του εξισώσεις για την περίπτωση των σπρέι. Αξίζει να σημειωθεί ότι η μέθοδος αυτή περιείχε μεγάλο υπολογιστικό κόστος καθώς στις εξισώσεις έπαιρναν μέρος πολλές εξαρτημένες μεταβλητές και μόνο πρόσφατα χρησιμοποιήθηκε για έρευνα το 2000 [5].

Μια ενδιαφέρουσα προσέγγιση έγινε από τον Simonin το 1991 [6] και τους Simonin (&) και Balzer το 1993 [7]. Βασίστηκαν στην κινητική θεωρία των αερίων και αποδείχτηκε πολύ χρήσιμη σε περιπτώσεις όπου παρατηρούνται πολλές

συγκρούσεις σωματιδίων και για τον λόγο αυτό χρησιμοποιείται ιδιαίτερος στην μελέτη για την παρακολούθηση στερεών σωματιδίων στις ρευστοποιημένες κλίνες. Η προσέγγιση αυτή χρησιμοποιήθηκε και για την προσομοίωση των σπρί από τον Iyer [8]. Παρόλο που έγινε υπόθεση για τοπική ισορροπία ανάμεσα στις φάσεις και ως εκ τούτου ήταν δυνατή η εφαρμογή ομοιογενούς ροής τοπικά, δεν ήταν δυνατόν να παρασταθούν συγκρούσεις και συνενώσεις μεταξύ των σταγονιδίων.

Τέλος γίνονται προσπάθειες για την ανάπτυξη διαφορετικών μοντέλων ειδικότερα στην περίπτωση διαφασικών ροών αερίου – υγρού [5], των οποίων η κύρια ιδέα είναι παρόμοια με αυτήν της προσέγγισης Euler – Euler, αλλά προσπαθεί να εκφράσει την πλήρη πολύ-διασκορπισμένη φύση του ψεκασμού λαμβάνοντας υπόψη το υγρό ως μία φάση.

Ρόλος της υπολογιστικής ρευστομηχανικής στην προσέγγιση των διαφασικών ροών

Μετά την παραπάνω αναφορά στις διαφασικές ροές γίνεται σαφές ότι το πρόβλημα επιλύεται με την βοήθεια της υπολογιστικής ρευστομηχανικής, καθώς δεν υπάρχουν αναλυτικές λύσεις για τις βασικές εξισώσεις που περιγράφουν το φαινόμενο, οι οποίες περιγράφονται στην συνέχεια. Με την βοήθεια της μοντελοποιούνται οι εξισώσεις αυτές κατάλληλα, σε παραβολικού, ελλειπτικού ή υπερβολικού τύπου, λαμβάνοντας υπόψη την μεθοδολογία που ακολουθείται κάθε φορά, υπολογίζονται εκ νέου διορθώσεις σε συντελεστές και εφευρίσκονται νέες μέθοδοι. Λεπτομέρειες που μπορούν να οδηγήσουν στην καλύτερη συμπεριφορά των εξισώσεων (όπως υποχαλάρωση ή υπερχαλάρωση κάποιων όρων) συνεχώς βελτιώνονται.

Επιπροσθέτως είναι ένα εργαλείο το οποίο μας βοηθάει να κατανοήσουμε σε βάθος το φαινόμενο. Γίνονται αντιληπτές οι ιδιοτροπίες του κάθε φαινομένου χωρικά και χρονικά, δηλαδή το πού και το πότε οι ιδιότητες των ροών αλλάζουν και με ποιον τρόπο. Αποτέλεσμα της εμβάθυνσης αυτής είναι η βελτιστοποίηση της προσέγγισης μέσω της επιλογής κατάλληλων γεωμετριών υπολογιστικών πλεγμάτων.

Τέλος σε σχέση με την πειραματική μέθοδο προσδιορισμού ιδιοτήτων για κάποιο φαινόμενο, η υπολογιστική ρευστομηχανική κρίνεται ανώτερη όσον αφορά το κόστος (και σε συνδυασμό με την ανάπτυξη των Η/Υ) και τις περιπτώσεις που μπορούμε να μελετήσουμε σε συγκεκριμένο χρόνο. Με την βοήθεια κάποιας πειραματικής διάταξης μπορούμε να ένα συγκεκριμένο φαινόμενο κάθε φορά υπό συγκεκριμένες μόνο συνθήκες και όχι πάντα σε όλες τις περιπτώσεις, ενώ με την υπολογιστική προσέγγιση μπορούμε να αλλάζουμε αρχικές και συνοριακές συνθήκες κατά βούληση σε ασφαλές περιβάλλον.

Γενικότερα ο τομέας των διαφασικών ροών λόγω της φύσης και της χρησιμότητας του στις πρακτικές εφαρμογές είναι ανοικτός για νέες προσεγγίσεις και μελέτες.

Βασικές Εξισώσεις

Ανάλογα με την μέθοδο που θα χρησιμοποιήσουμε για να συνδέσουμε την ροή του συνεχούς μέσου με την ροή της διασκορπισμένης ύλης χρησιμοποιούμε και τις αντίστοιχες εξισώσεις για την κάθε φάση. Στην μέθοδο Euler – Euler χρησιμοποιούμε και για τις δύο φάσεις τις εξισώσεις διατήρησης, ενώ στην μέθοδο Euler – Lagrange χρησιμοποιούμε τις εξισώσεις συνέχειας για το συνεχές μέσο και τις εξισώσεις κίνησης που επιβάλλει η συνισταμένη δύναμη που επιδρά στα σωματίδια της διασκορπισμένης φάσης.

Εξισώσεις διατήρησης [4]

- Εξίσωση συνέχειας

$$\frac{\partial \overline{\rho_f}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{\rho_f} \cdot \overline{U_i^f}) = 0 \quad \text{Εξ. 1.15}$$

όπου f είναι η εκάστοτε φάση (αέρια, υγρή στερεή), i είναι η διεύθυνση, ρ_f είναι η πυκνότητα της φάσης και U_i^f είναι η συνιστώσα της ταχύτητας της φάσης f κατά την διεύθυνση i.

- Εξίσωση διάκρισης των δύο φάσεων

$$\overline{a^g} + \overline{a^l} = 1 \quad \text{Εξ. 1.16}$$

όπου a^f είναι το κλάσμα κενού της φάσης και για f=g σημαίνει του συνεχούς μέσου ενώ για f=l για τη διασκορπισμένη γενικώς

- Εξίσωση μεταφοράς της ορμής

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\overline{\rho_f} \tilde{U}_i^f) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho_f} \cdot \tilde{U}_i^f \tilde{U}_j^f) = & -\overline{a^f} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} [C_T^f (\overline{\mu_f} + \mu_t) \Delta \tilde{U}^f] + \\ C_g^f (\overline{\rho_l} - \overline{\rho_g}) g_i + A_D \overline{\rho_s} (\tilde{U}_i^h - \tilde{U}_i^f) - & \frac{\overline{\rho^l}}{\rho^f} A_D \frac{\overline{\rho^s} \mu_t}{\rho_l^2 \delta_\alpha} \frac{\partial \overline{\rho_f}}{\partial x_i} - C_g^f \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x_i} [(\overline{\rho_l} C_T - \overline{\rho^l} a_s) k] \end{aligned} \quad \text{Εξ. 1.17}$$

όπου: g_i είναι η συνιστώσα της βαρύτητας κατά την διεύθυνση i

$$\text{όπου: } \Delta \tilde{U}^f = \mu^f \cdot \left(\frac{\partial \tilde{U}_i^f}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{U}_j^f}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \cdot \delta_{ij} \cdot \frac{\partial \tilde{U}_k^f}{x_k} \right) \quad \text{Εξ. 1.18}$$

δ_{ij} το δέλτα του Kronecker

ρ_f είναι η πυκνότητα της κάθε φάσης f

t_p είναι ο χρόνος χαλάρωσης του σωματιδίου

t_i ο χαρακτηριστικός χρόνος της δίνης

$$\mu_t = C_\mu \cdot \bar{\rho}_l \cdot \frac{k^2}{\varepsilon} \quad \text{Εξ. 1.19}$$

είναι η συνεκτικότητα της δίνης
 δ_a είναι ο τυρβώδης αριθμός Schmidt

$$A_D = \frac{3}{8} \cdot \frac{\bar{\rho}^g}{\bar{\rho}^l} \cdot \frac{C_D}{r_s} \cdot V_R \quad \text{Εξ. 1.20}$$

όπου: $C_D = \gamma_D \frac{24}{\text{Re}_l} \cdot (1 + 0.15 \cdot \text{Re}_s^o \cdot 0.687) + \frac{0.42}{(1 + 4.25 \cdot 10^4 \cdot \text{Re}_s^{-1.16})}$, για $\text{Re}_s < 10^5$

ή $C_D = 1$ για $\text{Re}_s > 10^5$ Εξ. 1.21

$$\text{με } \text{Re}_s = \frac{2 \cdot r_s \cdot \rho^g \cdot V_R}{\mu^g} \quad \text{Εξ. 1.21}$$

να είναι ο σωματιδιακός αριθμός Reynolds,

$$V_R = \sqrt{\left[\sum_{j=1}^3 (U_j^l - U_j^g)^2 \right]} \quad \text{Εξ. 1.22}$$

r_s είναι η ακτίνα των σωματιδίων και

$$\gamma_D = (a^\lambda)^{-2.65} \text{ ο συντελεστής διόρθωσης του } C_D. \quad \text{Εξ. 1.23}$$

Εξισώσεις δυνάμεων που επιδρούν στα σωματίδια [4]

- Δυνάμεις αδράνειας

$$\vec{F} = m_l \frac{d\vec{V}_l}{dt} \quad \text{Εξ. 1.24}$$

- Δυνάμεις αεροδυναμικής αντίστασης

$$\vec{F}_D = \frac{1}{2} \cdot C_D A \rho_g (\vec{u}_g - \vec{u}_l) |\vec{u}_g - \vec{u}_l| \quad \text{Εξ. 1.25}$$

,όπου A είναι η επιφάνεια του σωματιδίου που προβάλλεται στο ρεύμα και C_D είναι ο συντελεστής αεροδυναμικής αντίστασης, ο οποίος εξαρτάται από το σχήμα των σωματιδίων, τον αριθμό Reynolds των σωματιδίων, τον αριθμό Mach κ.τ.λ.

- Δυνάμεις λόγω κλίσης πίεσης

$$\vec{F} = -\nabla p_l \quad \text{Εξ. 1.26}$$

με την υπόθεση ότι η κλίση πίεσης είναι σταθερή σε όλο τον όγκο του σωματιδίου

- Δυνάμεις λόγω υδροστατικής άνωσης

$$\vec{F}_{HL} = -p_g V_l \vec{g} \quad \text{Εξ. 1.27}$$

- Δύναμη φαινόμενης μάζας

Η δύναμη αυτή είναι η δύναμη που χρειάζεται για να επιταχυνθεί η μάζα που περικλείεται γύρω από το σωματίδιο. Λέγεται φαινόμενης μάζας διότι η παρουσία της οδηγεί στο συμπέρασμα ότι το σωματίδιο έχει επιπλέον μάζα.

$$\vec{F}_A = C_A \frac{p_g V_l}{2} \cdot \frac{d(\vec{u}_g - \vec{u}_l)}{dt} \quad \text{Εξ. 1.28}$$

,όπου C_A είναι μια σταθερά που προτάθηκε από τους Odar&Hamilton η οποία εκφράζει την εξάρτηση της δύναμης φαινόμενης μάζας από την παράμετρο επιτάχυνσης A_C .

$$C_A = 2,1 - \frac{0,132}{A_C^2 + 0,12} \quad \text{Εξ. 1.29}$$

$$A_C = \frac{|\vec{u}_g - \vec{u}_l|}{D_l \left| \frac{d(|\vec{u}_g - \vec{u}_l|)}{dt} \right|} \quad \text{Εξ. 1.30}$$

- Δύναμη Basset

Η δύναμη Basset εκφράζει τη χρονική υστέρηση της ανάπτυξης του οριακού στρώματος γύρω από το σωματίδιο κατά την επιτάχυνση του μέσα στη ροή και εξαρτάται από το ιστορικό της επιτάχυνσης αυτής. Η δύναμη αυτή εκτιμάται για σφαιρικά σωματίδια ως:

$$\vec{F}_B = \frac{3}{2} \cdot C_B D_l^2 \sqrt{\pi \rho_g \mu_g} \left[\int_0^t \frac{\frac{d\vec{u}_g}{dt} - \frac{d\vec{u}_l}{dt}}{\sqrt{t - \tau}} d\tau + \frac{(\vec{u}_g - \vec{u}_l)_0}{\sqrt{\tau}} \right] \quad \text{Εξ. 1.31}$$

$$C_B = 0,48 + \frac{0,52}{(A_C + 1)^3} \quad \text{Εξ. 1.32}$$

- Δύναμη άνωσης λόγω διάτμησης (Saffman)

Η δύναμη άνωσης λόγω διάτμησης (Saffman) οφείλεται στην επιφανειακή κατανομή της πίεσης που προκαλείται από μια κλίση της ταχύτητας του ρευστού. Συγκεκριμένα όταν ένα σωματίδιο βρεθεί σε μια περιοχή της ροής που χαρακτηρίζεται από μια κλίση της ταχύτητας τότε στην πλευρά της επιφάνειας του

σωματιδίου όπου η ταχύτητα είναι μεγαλύτερη η πίεση είναι τοπικά μικρότερη σε σχέση με την πλευρά της επιφάνειας όπου η ταχύτητα είναι μικρότερη. Αυτή η διαφορά πίεσης λόγω της κλίσης της ταχύτητας του ρευστού(διάτμηση) προκαλεί τη δύναμη άνωσης όπως αυτή διατυπώθηκε από τον Saffman [7], η οποία για την περίπτωση που $Re_p \ll 1$ εκτιμάται:

$$\vec{F}_{SL}^* = 1.61 D_l^2 \sqrt{p_g \mu_g} \frac{1}{\sqrt{|\nabla \times \vec{u}_g|}} \left[(\vec{u}_g - \vec{u}_l) \times \vec{\nabla} \times \vec{u}_g \right] \quad \text{Εξ. 1.33}$$

$$\frac{\vec{F}_{SL}}{\vec{F}_{SL}^*} = \begin{cases} (1 - 0.3314\sqrt{a}) \exp\left(-\frac{Re_l}{10}\right) + 0.3314\sqrt{a}, & Re_l \leq 40 \\ 0.0524\sqrt{a} Re_l, & Re_l > 40 \end{cases} \quad \text{Εξ. 1.34}$$

$$a = \frac{D_l}{2|\vec{u}_g - \vec{u}_l|} |\vec{\nabla} \times \vec{u}_g| \quad \text{Εξ. 1.35}$$

- Δύναμη άνωσης λόγω περιστροφής σωματιδίου (Magnus)

Είναι πιθανό ένα σωματίδιο να εκτελεί και περιστροφική κίνηση εκτός από τη μεταφορική, η οποία μπορεί να είναι απόρεια της στροβιλότητας της ροής όσο και από μια σύγκρουση του σωματιδίου με τα τοιχώματα της ροής. Λόγω της περιστροφής αυτής προκαλείται διαφορά πίεσης με αποτέλεσμα την ανάπτυξη δύναμης άνωσης, γνωστό και ως φαινόμενο Magnus.

$$\vec{F}_{RL} = \frac{\pi}{8} p_g D_l^3 \left[\left(\frac{1}{2} \vec{\nabla} \times \vec{u}_g \right) - \vec{\omega}_l \right] \times (\vec{u}_g - \vec{u}_l) \quad \text{Εξ. 1.36}$$

,η οποία προκύπτει από το θεώρημα ροπή της ορμής

$$\vec{T} = \frac{d(M\vec{B})}{dt} \quad \text{Εξ. 1.37}$$

Η εξίσωση περιστροφής καταλήγει στην εξίσωση 1.36 στην περίπτωση που υπάρχει συναλλαγή μάζας μεταξύ των φάσεων σύμφωνα με το θεώρημα του Reynolds.

$$I_l \frac{d\vec{\omega}_l}{dt} = \vec{T} \quad \text{Εξ. 1.38}$$

Για χαμηλούς αριθμούς Reynolds έχει προταθεί η ακόλουθη εξίσωση:

$$\vec{T} = -\pi \mu D_l^3 \left[\frac{1}{2} (\vec{\nabla} \times \vec{u}) - \vec{\omega}_l \right] \quad \text{Εξ. 1.39}$$

- Βαρυτική δύναμη

Η δύναμη λόγω της επίδρασης του βαρυτικού πεδίου είναι:

$$\vec{F}_G = m_l \vec{g} \cdot \quad \text{Εξ.1.40}$$

- Ηλεκτροστατική δύναμη (Coulomb)

Η δύναμη που δέχεται ένα σωματίδιο σε περίπτωση που είναι ηλεκτρικά φορτισμένο είναι:

$$\vec{F}_C = -q_l \vec{\nabla} E \quad \text{Εξ. 1.41}$$

Μοντέλο τύρβης [2,3,4]

Το σημαντικότερο και το πιο ευρέως χρησιμοποιούμενο μοντέλο τύρβης είναι το k-ε, όπου με τον όρο k εννοούμε την κινητική ενέργεια και με τον όρο ε ένα όρο απορρόφησης, ο οποίος βοηθάει στον καθορισμό της κλίμακας μήκους στην ροή. Οι εξισώσεις δίνονται παρακάτω

- Εξισώσεις διατήρησης της κινητικής ενέργειας της τύρβης k :

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\overline{\rho_g k})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho_g} \cdot \tilde{U}_j^g k) &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{\mu_t}{s_k} + \mu_g \right) \cdot \frac{\partial \varepsilon}{x_j} \right] + \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j} \cdot \left(\mu_t \Delta \tilde{U}_i - \frac{2}{3} \delta_{ij} \overline{\rho_l} k \right) \\ - \rho_g \varepsilon - 2 A_D \rho_l k (1 - C_T) - A_D \frac{\overline{\rho}^e \mu_t}{\overline{\rho}^2 \delta_a} \frac{\partial \overline{\rho_g}}{\partial x_j} (\tilde{U}_j^g - \tilde{U}_j^l) & \end{aligned}$$

Εξ. 1.42

- Εξίσωση διατήρησης του ρυθμού διάχυσης ε της κινητικής ενέργειας της τύρβης k :

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\overline{\rho_g \varepsilon})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho_g} \cdot \tilde{U}_j^g \varepsilon) &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{\mu_t}{s_k} + \mu_g \right) \cdot \frac{\partial \varepsilon}{x_j} \right] + C_1 \frac{\varepsilon}{k} \frac{\partial \tilde{U}_i^g}{\partial x_j} \cdot \left(\mu_t \Delta \tilde{U}_i^g - \frac{2}{3} \delta_{ij} \overline{\rho_l} k \right) \\ - C_2 \overline{\rho_g} \frac{\varepsilon^2}{k} - 2 A_D \overline{\rho_l} \varepsilon (1 - C_T) & \end{aligned}$$

Εξ. 1.43

Σταθερές μοντέλου τύρβης

C_μ	σ_a	σ_k	σ_ε	C_1	C_2
0.09	1.0	1.0	1.3	1.43	1.92

1.5 Περίπτωση διφασικής ροής αερίου – υγρού (διάσπασης σταγονιδίου)

Όπως έχει ειπωθεί στον πρόλογο η εργασία αυτή έχει ως σκοπό την μελέτη διάσπασης σταγονιδίων και την πρόβλεψη των ιδιοτήτων της έγχυσης δέσμης υγρού σε περιβάλλον ακίνητου αέρα, δηλαδή σπρέι. Τα σπρέι είναι μία περίπτωση διφασικής ροής αερίου υγρού με ιδιαίτερα χαρακτηριστικά.

Ρόλο συνεχούς μέσου παίζει το αέριο και ρόλο διασκορπισμένης φάσης το υγρό, το οποίο συνήθως εγχύεται υπό πίεση σε περιβάλλον αερίου. Τα ιδιαίτερα χαρακτηριστικά αυτής της ροής είναι η απόσταση που διανύει το υγρό σε συγκεκριμένο χρόνο, η οποία αναφέρεται ως διείδυση, η μορφή που παίρνει το σπρέι στον χώρο, ήτοι οι τροχιές των σταγονιδίων που παράγονται από την έγχυση και η μέση διάμετρος των σταγονιδίων αυτών. Αυτά τα μεγέθη παρουσιάζονται υπό την μορφή διαγραμμάτων στο *υπολογιστικό μέρος* μετά από την χρησιμοποίηση μοντέλων προσομοίωσης.

Πρέπει να γίνει κατανοητό το γεγονός ότι η εξέλιξη αυτής της διφασικής ροής είναι σύνθετη. Στην αρχή της έγχυσης, ή αλλιώς κατά τον *διασκορπισμό*, το υγρό αποτελεί μία πυκνή δέσμη όπου κυριαρχούν οι δυνάμεις συνεκτικότητας. Στην συνέχεια και σε μικρό χρονικό διάστημα σε σύγκριση με την διάρκεια του φαινομένου, ο κύριος όγκος του υγρού θα διασπαστεί σε σταγονίδια λόγω των αεροδυναμικών δυνάμεων που ασκούνται από το περιβάλλον στην επιφάνεια του υγρού, η λεγόμενη *πρωτογενής διάσπαση*. Οι αεροδυναμικές δυνάμεις επηρεάζουν περαιτέρω αυτά τα αρχικά (ή αλλιώς γονικά) σταγονίδια τα οποία με την σειρά τους διασπώνται σε θυγατρικά σταγονίδια, η λεγόμενη *δευτερογενής διάσπαση*. Καθίσταται σαφές ότι η διφασική ροή των σπρέι είναι αραιή με εξαίρεση το χρονικό διάστημα που μεσολαβεί από την έγχυση μέχρι την πρωτογενή διάσπαση, το οποίο είναι μικρό σε σχέση με την εξέλιξη της ροής.

Η μελέτη της διφασικής ροής των σπρέι γίνεται με βάση την ανάλυση για τις διφασικές ροές και λόγω της φύσεώς της έχει επικρατήσει να χρησιμοποιείται η προσέγγιση της με την μέθοδο Euler – Lagrange, καθώς η ροή των σπρέι θεωρείται ως αραιή ροή και μας ενδιαφέρουν μεγέθη το μέγεθος της διαμέτρου των σταγονιδίων κατά μήκος των τροχιών τους. Με αυτήν την μέθοδο καθίσταται ικανή η εκτίμηση των τροχιών των σταγονιδίων και ως εκ τούτου και των υπολοίπων μεγεθών που εμπλέκονται. Η ροή αυτή είναι αραιή με την λογική ότι τα σταγονίδια δεν συγκρούονται μεταξύ τους και ότι για τις τροχιές των σταγονιδίων ευθύνονται οι αεροδυναμικές δυνάμεις που ασκούνται στα σταγονίδια. Καθ' όλη την διάρκεια και της εξέλιξης της ροής εφαρμόζεται η ίδια μέθοδος προσέγγισης Euler – Lagrange, στην οποία έχει υπεισέλθει πλέον και ένα μοντέλο για την πρόβλεψη της διάσπασης των σταγονιδίων.

Τα φαινόμενα, οι μηχανισμοί, τα προτεινόμενα μοντέλα τόσο της πρωτογενούς όσο και της δευτερογενούς διάσπασης περιγράφονται στο επόμενο κεφάλαιο, στο οποίο δίνονται επιπλέον ορισμοί και μεγέθη καθώς και τρόποι εμφάνισης και χρήσεις των σπρέι.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: ΔΙΑΣΠΑΣΗ ΣΤΑΓΟΝΙΔΙΩΝ

Το κεφάλαιο αυτό συνίσταται σε μια σύντομη παρουσίαση του φαινομένου της διάσπασης σταγονιδίων και ως σκοπό έχει την εισαγωγή του αναγνώστη στο αντικείμενο αυτό. Τα θέματα που παρουσιάζονται κρίνονται τα πλέον σημαντικά και ο αναγνώστης μπορεί να απευθυνθεί στην βιβλιογραφία για περισσότερες λεπτομέρειες.

2.1 Εισαγωγή στις έννοιες του διασκορπισμού και της διάσπασης σταγονιδίων (atomization και breakup)

Ως διασκορπισμός ορίζεται το φαινόμενο κατά το οποίο ένα σταγονίδιο ή μία δέσμη υγρού διαρρέει στο περιβάλλον. Το φαινόμενο της αποσύνθεσης (disintegration) ενός υγρού σε μικρές σταγόνες ή σταγονίδια και η διαίρεση ενός γονικού σταγονιδίου σε δύο ή περισσότερα θυγατρικά σταγονίδια αναφέρονται ως διάσπαση σταγονιδίων. Η διάσπαση σταγονιδίων χωρίζεται σε πρωτογενή και δευτερογενή η καθεμία από τις οποίες αναλύεται σε παρακάτω ενότητες.

Αυτά τα δύο φαινόμενα παρατηρούνται κατά κύριο λόγο όταν μία δέσμη υγρού (σπρέι) εισέρχεται σε περιβάλλον όπου επικρατεί κάποιο αέριο. Σπρέι γενικά θεωρείται ένα σύστημα σταγόνων που είναι διασκορπισμένο σε περιβάλλον όπου το συνεχές μέσο είναι σε αέρια φάση [9]. Είναι δυνατόν βέβαια το αέριο αυτό να μην βρίσκεται σε ακινησία, αλλά να υπάρχει ρεύμα αέρα προς κάποια κατεύθυνση. Επίσης πρέπει να αναφερθεί ότι σε πολλές μελέτες για την κατανόηση των μηχανισμών της διάσπασης δεν γίνεται έγχυση σπρέι άλλα εκτόξευση μεμονωμένων σταγονιδίων ορισμένου μεγέθους και ταχύτητας μέσα στο περιβάλλον.

Οι ιδιότητες, η πολυπλοκότητα καθώς και οι χρήσεις των σπρέι περιγράφονται παρακάτω. Λόγω της σημαντικότητας των χρήσεων των σπρέι έχουν γίνει αρκετές μελέτες αναφορά των οποίων γίνεται στο επόμενο κεφάλαιο.

2.2 Αναφορές σε μελέτες και πηγές

Πλήθος ερευνών και μελετών έχουν διεξαχθεί με το πέρασμα των χρόνων, τόσο σε πειραματικό όσο και σε υπολογιστικό επίπεδο.

Μερικές από αυτές έχουν σκοπό να αναδείξουν τις ιδιότητες των σπρέι και τους μηχανισμούς με τους οποίους αναπτύσσεται το φαινόμενο κυρίως με την βοήθεια πειραματικού εξοπλισμού μετρώντας βασικά μεγέθη, όπως είναι η διείδυση του σπρέι και η μέση διάμετρος των σταγονιδίων [9,10,11,12,13,14]. ή ακόμα και να τους οπτικοποιήσουν [15]. Τέλος, άλλες έχουν ως αντικείμενο την ανάπτυξη υπολογιστικών μοντέλων για προσομοίωση, είτε μη εξατμιζόμενων είτε εξατμιζόμενων σπρέι, ή και την επαλήθευση αυτών με βάση πειραματικά δεδομένα ,και ιδιαίτερα με τα πειραματικά αποτελέσματα του πειράματος Hiroyasu και Kadota [12], αν και σε αρκετές περιπτώσεις έχουν προηγηθεί τα πειράματα για τις περιπτώσεις προς προσομοίωση [5,6,7,8,16-37] .

2.3 Αδιάστατοι Αριθμοί - Χρήσιμα μεγέθη και Ιδιότητες

Παρακάτω παρουσιάζονται περιληπτικά αδιάστατοι αριθμοί, χρήσιμα μεγέθη και ιδιότητες που είναι χρήσιμα για την επισκόπηση του φαινομένου της διάσπασης. Για την κατανόηση των αριθμών αυτών γίνεται αναφορά στις ιδιότητες της υγρής και της αέριας φάσης που μας ενδιαφέρουν.

Η σχετική ταχύτητα (V_{slip}) μεταξύ αερίου και υγρού παίζει βασικό ρόλο, καθώς είναι το μέγεθος που συνδέει τις δύο φάσεις και ως εξής : $V_{slip} = |u - v|$, όπου u η ταχύτητα του αερίου μέσου και v η ταχύτητα του υγρού.

Όμως δεν είναι το μόνο που επηρεάζει την ροή. Εξίσου βασικό ρόλο παίζουν και οι ιδιότητες τις κάθε φάσης ξεχωριστά. Για την υγρή φάση αυτές είναι η πυκνότητα (ρ_g), η επιφανειακή τάση (σ) και το ιξώδες (ξ), ενώ για την αέρια φάση είναι η πυκνότητα (ρ_l). Επίσης ένα σημαντικό μέγεθος, που είναι χαρακτηριστικό, είναι η ακτίνα της οπής μέσω της οποίας εκτοξεύεται η σταγόνα ή η δέσμη υγρού, δηλαδή του διασκορπιστή, και συμβολίζεται με r_p . Σε πολλές θεωρήσεις η ακτίνα της οπής αυτής είναι και η αρχική ακτίνα της δέσμης του σπρέι.

2.3.1. Αδιάστατοι Αριθμοί

Τα παραπάνω μεγέθη συντελούν στην χρησιμοποίηση αδιάστατων αριθμών, χρήσιμων για την περιγραφή και την μοντελοποίηση του φαινομένου.

Ένας εξ αυτών είναι ο αριθμός Weber (We) ο οποίος εκφράζει το λόγο των αεροδυναμικών δυνάμεων του περιβάλλοντος αερίου προς την επιφανειακή τάση [13] (επίδραση επιφανειακής τάσης στην ροή) και ορίζεται ως:

$$We = \frac{\rho_g V_{slip}^2 r_p}{\sigma} \quad \text{Εξ. 2.1.α}$$

Ο αριθμός αυτός συνιστά το κριτήριο για την εκτίμηση του χρόνου διάσπασης, καθώς στα περισσότερα μοντέλα υπάρχει ένας κρίσιμος αριθμός Weber πέρα του οποίου εμφανίζεται η δευτερογενής διάσπασης (breakup).

Συνήθως ο αριθμός Weber μπορεί να θεωρηθεί ως ένα μέτρο της σχετικής σημασίας της αδράνειας του ρευστού σε σχέση με την επιφανειακή τάση του καθώς ο

$$\text{γενικός τύπος είναι: } We = \frac{\rho_l V_{slip}^2 r_p}{\sigma} \quad \text{Εξ. 2.1.β}$$

Διακρίνεται μια ευελιξία όσον αφορά τον τρόπο που μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε τον αριθμό Weber κατά την μελέτη ροών λεπτού φιλμ, σταγονιδίων ή φυσαλίδων [10]. Επίσης, γίνεται εύκολα κατανοητό ότι η σχετική ταχύτητα στην περίπτωση έγχυσης spray σε χώρο στον οποίο δεν έχουμε ρεύμα αέρα(στατικό περιβάλλον) η οποία είναι και η πιο συνηθισμένη περίπτωση ταυτίζεται με την ίδια την ταχύτητα του σπρέι.

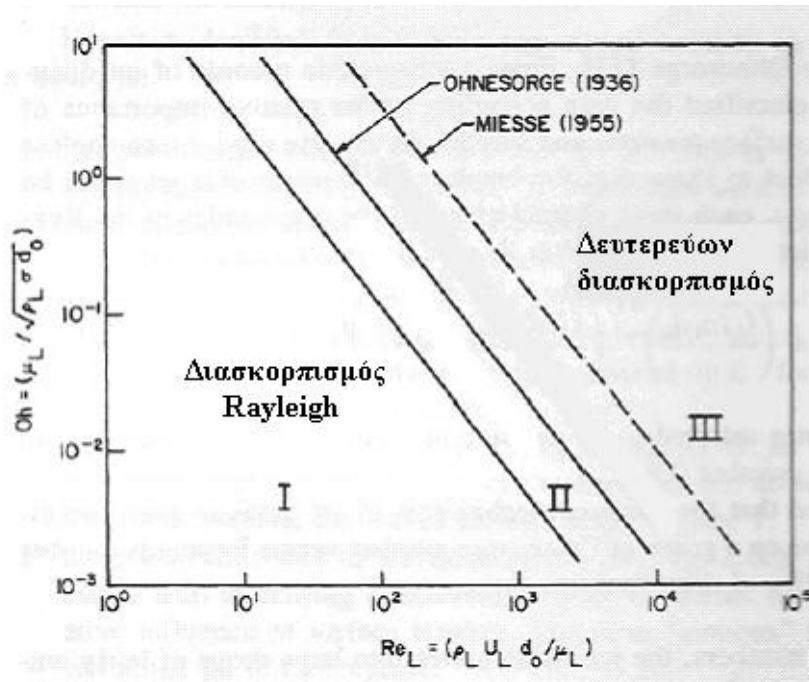
Ακολούθως ορίζεται ο αριθμός Reynolds με διαφορετική προσέγγιση από αυτήν της ενότητας 1.3.1 όπου έγινε χρήση των μεγεθών του συνεχούς μέσου. Πλέον ο αριθμός ορίζεται με την βοήθεια των μεγεθών της διασκορπισμένης φάσης ως:

$$Re_l = \frac{\rho_l V_{slip} D}{\mu_l} \quad \text{Εξ. 2.2}$$

Τέλος ορίζεται ο αριθμός Ohnesorge ο οποίος συσχετίζει τις δυνάμεις λόγω συνεκτικότητας με αυτές λόγω επιφανειακής τάσης:

$$Oh = \sqrt{We_l} / Re_l = \frac{\mu_l}{(\rho_l \cdot \sigma \cdot r_p)} \quad \text{Εξ. 2.3}$$

Η χρησιμότητα του αδιάστατου αριθμού Ohnesorge φαίνεται στην χρησιμοποίηση του σε συνδυασμό με τον αριθμό Reynolds για την κατηγοριοποίηση των περιοχών πρωτογενούς διάσπασης.



Σχήμα 2.1: Γραφική απεικόνιση των μορφών διασκορπισμού δέσμης, βάσει του αριθμού Ohnesorge και Reynolds [10].

2.3.2. Χρήσιμα Μεγέθη και Ιδιότητες

Για να μελετηθεί το φαινόμενο και να είναι εφικτή η διεξαγωγή πειραμάτων ή υπολογιστικών προσομοιώσεων είναι αναγκαίο να υπάρχει γνώση των ιδιοτήτων του περιβάλλοντος και του υγρού και των παραμέτρων της έγχυσης. Αυτές οι παράμετροι είναι και οι αρχικές συνθήκες που χρησιμοποιούνται σε υπολογιστικά μοντέλα προσομοίωσης. Από την υπολογιστική προσομοίωση θα προκύψουν χρήσιμα συμπεράσματα για τις ιδιότητες του σπρέι (ή της μεμονωμένης σταγόνας).

Αρχικά, είναι καθορισμένες οι ιδιότητες για το αέριο του περιβάλλοντος, δηλαδή ο τύπος του (αν είναι ατμοσφαιρικός αέρας, άζωτο κ.τ.λ.) η θερμοκρασία (T) καθώς και η πίεση (p) και η ταχύτητα πιθανού ρεύματος αέρα (V_g). Επίσης, γνωστός είναι ο τύπος του υγρού που εγχύεται (δωδεκάνιο, diesel κ.τ.λ.), η πυκνότητα (ρ), το ιξώδες (ξ) και η επιφανειακή τάση (σ). Σε μερικές περιπτώσεις απαραίτητος είναι ο συντελεστής μετάδοσης θερμότητας, σε περιπτώσεις όπου διαφέρει η θερμοκρασία περιβάλλοντος με αυτήν του υγρού και συνεπώς με την μεταβολή της θερμοκρασίας μεταβάλλεται η πυκνότητα, το ιξώδες και η επιφανειακή τάση του υγρού. Οι παράμετροι της έγχυσης είναι η θερμοκρασία, η διάμετρος (d_p) ή η ακτίνα του ακροφυσίου (r_p) η οποία θεωρείται και αρχική ακτίνα του γονικού - αρχικού

σταγονιδίου, ο ρυθμός έγχυσης, η ταχύτητα (V_{inj}) και η πίεση (p_{inj}) έγχυσης, η παροχή μάζας του υγρού (m), η αρχική γωνία έγχυσης (θ) και η διανομή μεγέθους των σταγονιδίων που εξέρχονται στην περίπτωση του σπρέι.

Εξίσου σημαντικά είναι τα αεροδυναμικά μεγέθη που εμπλέκονται στο φαινόμενο αυτό και το μοντέλο τύρβης που θα εφαρμοστεί, με πιο ευρέως χρησιμοποιούμενο το μοντέλο τύρβης k-ε. Το πιο σημαντικό αεροδυναμικό μέγεθος είναι ο συντελεστής αεροδυναμικής αντίστασης της σταγόνας (C_d , drag coefficient), για την πρόβλεψη ή ακόμα και για την εύρεση του οποίου έχουν γίνει μέχρι σήμερα μελέτες διαφόρων περιπτώσεων [13,15,17].

Πρέπει να αναφερθεί ότι από την φύση του φαινομένου δεν είναι δυνατή πάντα η γνώση όλων των μεγεθών, καθώς η διάμετρος των σταγονιδίων είναι της τάξης μικρομέτρων. Ως εκ τούτου ο υπολογισμός των μεγεθών με πειραματικές διατάξεις δεν είναι εύκολος, ενώ υπάρχει πάντα πιθανότητα ανακρίβειας στις μετρήσεις. Ειδικότερα, η ταχύτητα στην έξοδο του ακροφυσίου, δηλαδή του στομίου εκ του οποίου διαρρέει το υγρό από δοχείο στο περιβάλλον, η γωνία έγχυσης και η διανομή μεγέθους των σταγονιδίων συνιστούν βασικούς παράγοντες οι οποίοι και επηρεάζουν σε μεγάλο βαθμό τα αποτελέσματα στην αριθμητική προσέγγιση και είναι κρίσιμη η επιλογή αυτών των παραμέτρων [18].

Αποτέλεσμα της υπολογιστικής προσομοίωσης είναι η εξαγωγή μεγεθών, τα οποία αποτελούν και τις ιδιότητες του σπρέι. Αυτά είναι ο χαρακτηριστικός χρόνος πρωτογενούς διάσπασης (t_{br}), δηλαδή το πότε διαιρείται η γονική σταγόνα σε θυγατρικές, η διείδυση του σπρέι ή των μεμονωμένων σταγονιδίων, δηλαδή η απόσταση που διήνυσε το αρχικό σταγονίδιο ή η κορυφή της δέσμης υγρού (spray) από το ακροφύσιο σε συγκεκριμένο χρόνο, η μέση διάμετρος των σταγονιδίων, καθώς και η ταχύτητα σε κάθε θέση, η συγκέντρωση του υγρού σε κάθε θέση και η γωνία που σχηματίζει η το spray (θ). Επίσης χαρακτηριστική ιδιότητα είναι η μορφή με την οποία εμφανίζονται οι τροχιές των σταγονιδίων στο χώρο όπου εκβάλλει η δέσμη υγρού (pattern) [9].

Στο *πίνακα 2.1* συνοψίζονται τα μεγέθη που διαδραματίζουν πρωτεύοντα ρόλο στο φαινόμενο της έγχυσης.

Πίνακας 2.1			
Χαρακτηριστικά Μεγέθη			Ιδιότητες
<u>Περιβάλλον</u>	<u>Υγρό</u>	<u>Έγχυση</u>	<u>Δέσμης υγρού</u>
Τύπος Αερίου	Τύπος υγρού	Θερμοκρασία	Χαρακτηριστικός χρόνος διάσπασης σταγονιδίων
Θερμοκρασία	Θερμοκρασία	Πίεση	Διείδυση
Πίεση	Πυκνότητα	Ταχύτητα έγχυσης	Μέση διάμετρος σταγονιδίων
Ταχύτητα ρεύματος αέρα (αν υπάρχει)	Επιφανειακή τάση	Διάμετρος ακροφυσίου	Συγκέντρωση
Συντελεστής μετάδοσης θερμότητας	Ιξώδες	Παροχή μάζας	Ταχύτητα σταγονιδίων
	Συντελεστής μετάδοσης θερμότητας	Ρυθμός έγχυσης	
		Γωνία σπρέι	
		Διανομή σταγονιδίων που εξέρχονται	

Πίνακας 2.1: Χαρακτηριστικά μεγέθη περιβάλλοντος, υγρού έγχυσης και ιδιότητες εγχυόμενης δέσμης (σπρέι)

2.4 Ανάλυση του Διασκορπισμού και της Διάσπασης σταγονιδίων

Το φαινόμενο διάσπασης σταγονιδίων αποτελείται από τρία επιμέρους στάδια: τον διασκορπισμό, την πρωτογενή και την δευτερογενή διάσπαση. Τα στάδια αυτά είναι δυσδιάκριτα και σε αρκετές περιπτώσεις η διάκριση τους γίνεται αυθαίρετα αναλόγως και με το καθεστώς διάσπασης [14].

Στην συνέχεια δίνονται οι ορισμοί, οι τρόποι εμφάνισης και τα μοντέλα που χρησιμοποιούνται ευρέως σήμερα και παράλληλα με την θεωρητική προσέγγιση περιγράφεται συνοπτικά και η διαδικασία για την υπολογιστική προσομοίωση. Η αλληλεπίδραση του υγρού με τον περιβάλλοντα αέρα, η συμπεριφορά στην επιφάνεια του υγρού με την εμφάνιση μικρο-ταλαντώσεων, ο πρωτεύον και δευτερεύον διασκορπισμός καθώς και οι ιδιαιτερότητες της εκάστοτε εφαρμογής, στις οποίες οφείλονται φαινόμενα μεταφοράς μάζας ή μεταβολές στην φάση, καθιστούν δύσκολη την περιγραφή του φαινομένου της διάσπασης των σταγονιδίων, είτε αυτό λαμβάνει χώρα σε μια δέσμη υγρού ή πρόκειται για μία μεμονωμένη σταγόνα. Για τον λόγο αυτό δεν έχει επικρατήσει μέχρι σήμερα μια ενιαία θεωρία που να μας βοηθάει να προβλέψουμε την συμπεριφορά του σύνθετου αυτού φαινομένου.

2.4.1 Διασκορπισμός Σταγονιδίων (atomization)

Ως διασκορπισμός σταγονιδίων ορίζεται το φαινόμενο κατά το οποίο ένα σταγονίδιο ή μία δέσμη υγρού διαρρέει στο περιβάλλον από δοχείο στο οποίο είναι αποθηκευμένο. Αυτό καθίσταται δυνατό προφανώς όταν η πίεση του υγρού, το οποίο είναι αποθηκευμένο σε δοχείο, είναι μεγαλύτερη από αυτή του περιβάλλοντος, κάτι το οποίο επιτυγχάνεται με την βοήθεια ειδικών συσκευών, των διασκορπιστών οι οποίοι περιγράφονται σε επόμενο κεφάλαιο. Ο διασκορπισμός είναι συνέπεια των διαταραχών μέσα στο ακροφύσιο λόγω της κοιλότητας που εμφανίζεται στην άκρη και της αυξημένης πίεσης που έχει το υγρό σε εκείνο το σημείο και λόγω των αεροδυναμικών δυνάμεων που δρουν προς την αποσύνθεση του όγκου του υγρού σε σταγόνες.

Ο διασκορπισμός μπορεί να απαντηθεί στις ακόλουθες μορφές με βάση την γεωμετρία [10]:

- i. Διασκορπισμός ελεύθερης επιφάνειας υγρού: Ο διασκορπισμός ελεύθερης επιφάνειας υγρού απαντάται ευρέως στην φύση με την μορφή σχηματισμού ομίχλης στους καταρράκτες και στους ωκεανούς. Δεν έχουν σημασία για τις τεχνολογικές εφαρμογές, καθώς οι επικρατούσες συνθήκες διαφέρουν σημαντικά από αυτές του φυσικού περιβάλλοντος.
- ii. Στάλαξη υγρού: Η στάλαξη υγρού από στόμιο λεπτού σωλήνα είναι η πιο στοιχειώδης μορφή. Όταν ένα υγρό κατέρχεται από λεπτό σωλήνα με αργό ρυθμό παρατηρείται ότι η σταγόνα δεν πέφτει κατευθείαν διότι είναι προσκολλημένη στον βασικό όγκο υγρού λόγω της επιφανειακής τάσης. Με την πάροδο του χρόνου παρατηρείται επιμήκυνση και σχηματισμός σταγόνας λόγω των βαρυτικών δυνάμεων. Στο σημείο εκείνο, όπου η δύναμη της βαρύτητας ξεπεράσει την δύναμη της επιφανειακής τάσης έχουμε αποκόλληση της σταγόνας από τον κύριο όγκο του υγρού. Είναι φανερό ότι κατά το φαινόμενο αυτό έχουμε μικρή σχετική ταχύτητα, συνεπώς δεν παίζουν ρόλο τόσο τα αεροδυναμικά φαινόμενα, αλλά οι δυνάμεις που ασκούνται.

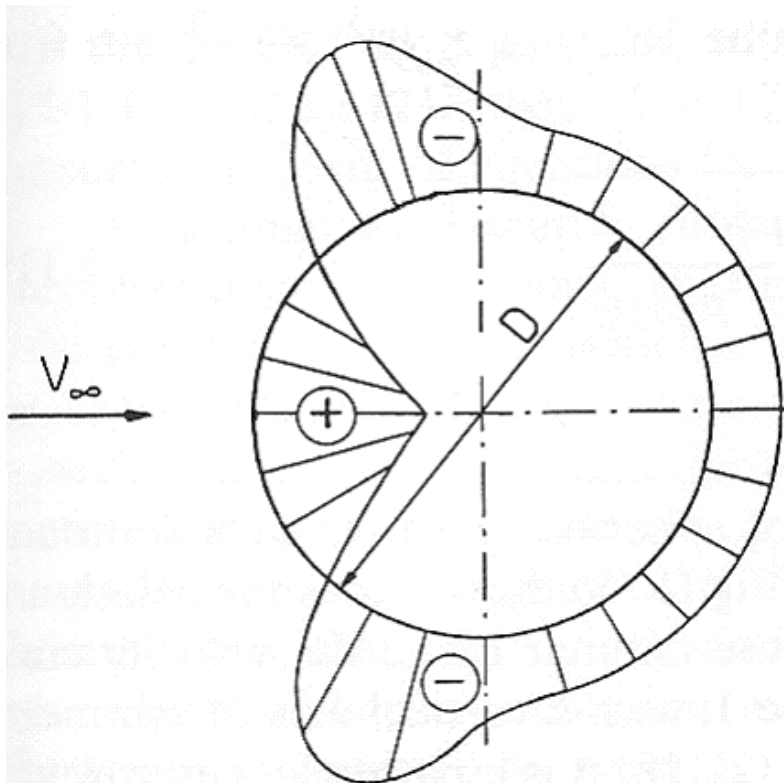
- iii. Ρεύμα μεμονωμένων (μονοδιασπαρμένων) σταγόνων: Ρεύμα μεμονωμένων σταγόνων είναι δυνατόν να εμφανιστεί μέσω μίας συσκευής εκτόξευσης σταγονιδίου, όπως χρησιμοποιήθηκε στην εργασία Liu et.al [19]. Η κάθε σταγόνα εξέρχεται με συγκεκριμένη ταχύτητα από ακροφύσιο συγκεκριμένης διαμέτρου και θεωρείται ότι είναι σφαιρικού σχήματος. Η σχετική ταχύτητα υγρού – αερίου παίζει σημαντικό ρόλο στην μετέπειτα εξέλιξη του φαινομένου.
- iv. Στήλη – δέσμη υγρού: Καθ' όμοιο τρόπο με αυτόν της στάλαξης υγρού αλλά υπό συγκεκριμένες συνθήκες εμφανίζεται η μορφή στήλης – δέσμης υγρού. Σε περιπτώσεις όπου ο ρυθμός ροής ξεπεράσει κάποια τιμή τότε η σχετική ταχύτητα αυξάνει και συμβαίνει μετάβαση από στάλαξη σε εκβολή δέσμης. Κατά μήκος της δέσμης αυτής παρατηρούνται διαταραχές στην διεπιφάνεια υγρού και αερίου, οι λεγόμενες Rayleigh-Taylor και Kelvin-Helmoltz (R-T, K-H), οι οποίες είναι καθοριστικές για το καθεστώς διάσπασης που θα επακολουθήσει και την αναγνώριση του μηχανισμού που περιγράφει την διάσπαση του σταγονιδίου και τον δευτερεύων διασκορπισμό και εξαρτώνται από τα αεροδυναμικά χαρακτηριστικά καθώς και από τις φυσικές ιδιότητες του υγρού και του αερίου. Σε ορισμένο μήκος και σε ορισμένο χρονικό διάστημα από την εκβολή της δέσμης υγρού παρατηρείται διάσπαση της δέσμης σε σταγονίδια (breakup). Τα χαρακτηριστικά αυτά μεγέθη λέγονται αντίστοιχα χαρακτηριστικό μήκος διάσπασης (L_{br}) και χαρακτηριστικός χρόνος διάσπασης (t_{br}). Η μορφή αυτή είναι και η πιο κύρια εμφανιζόμενη σε τεχνολογικές εφαρμογές.
- v. Στρώμα υγρού/ διασκορπισμός στρώματος: Αντί να σχηματίζουν δέσμες μερικοί διασκορπιστές σχηματίζουν στρώματα υγρού. Αυτά μπορεί να είναι επίπεδα, κωνικά ή η κυματοειδή. Ένα επίπεδο στρώμα μπορεί να παραχθεί από την πρόσκρουση δύο ρευμάτων υγρού, ή από την πρόσκρουση ενός ρεύματος υγρού στο κέντρο ενός περιστροφικού δίσκου ή κυπέλου. Ένα κωνικό στρώμα (LISA model) μπορεί να παραχθεί από ένα διασκορπιστή πίεσης-συστροφής ή από κατάλληλους διασκορπιστές εμφύσηξης. Ένα στρώμα κυματοειδούς μορφής, μπορεί να παραχθεί από έναν κατάλληλο διασκορπιστή, που παράγει κυματοειδή στρώματα. Η διάσπαση του στρώματος καθορίζεται κυρίως από την αρχική του ταχύτητα και τις φυσικές ιδιότητες του υγρού και του περιβάλλοντος αερίου. Η πίεση, η αεροδυναμική αντίσταση, ή οι φυγόκεντρες δυνάμεις επιταχύνουν τη ροή του υγρού έως την ταχύτητα που απαιτείται για τη διαστολή του στρώματος έναντι της συστολής, που προκαλείται από τις δυνάμεις επιφανειακής τάσης, όπως συμβαίνει στους διασκορπιστές πίεσης-συστροφής, στους διασκορπιστές εμφύσηξης, ή στους περιστροφικούς, αντίστοιχα. Η κατανομή μεγέθους των σταγόνων καθορίζεται από το χαρακτήρα των διαδικασιών του διασκορπισμού και την ομοιομορφία της δημιουργίας των ιών-συνδέσμων υγρού. Και αυτή η μορφή συναντάται συχνά σε τεχνολογικές εφαρμογές.

2.4.2 Πρωτογενής Διάσπαση - Μηχανισμοί και καθεστώτα διάσπασης σταγόνας

Ως πρωτογενή διάσπαση ορίζεται το φαινόμενο κατά το οποίο η σταγόνα η οποία έχει αποσχιστεί πρώτη από τον κύριο όγκο του ρευστού, η αλλιώς γονική, αρχίζει να διασπάται σε σταγονίδια ως αποτέλεσμα της αλληλεπίδρασης μεταξύ της σταγόνας (διασκορπισμένη φάση) και του περιβάλλοντος μέσου (συνεχής φάση). Ο ορισμός για την έναρξη της διάσπασης αυτής είναι κάπως αυθαίρετος και εξαρτάται από τον μηχανισμό που την διέπει [11]. Χαρακτηριστικό μέγεθος είναι ο χρόνος πρωτογενούς διάσπασης και ορίζεται ως ο χρόνος που χρειάζεται ώστε να διασπαστεί πλήρως η γονική σταγόνα σε θυγατρικά σταγονίδια(από την στιγμή που έγινε η έγχυση). Αυτός ο χρόνος είναι εξίσου σημαντικός και για την δευτερογενή διάσπαση και συμβολίζεται με t_{br} .

Μία αυστηρή μαθηματική λύση για τη διάσπαση θα απαιτούσε ακριβή γνώση της διανομής των αεροδυναμικών πιέσεων πάνω στη σταγόνα. Παρ' όλ' αυτά, από τη στιγμή που η σταγόνα παραμορφώνεται από αυτές τις πιέσεις, η κατανομή πίεσης γύρω της, επίσης αλλάζει και είτε επιτυγχάνεται μία κατάσταση ισορροπίας μεταξύ των εξωτερικών αεροδυναμικών δυνάμεων και των εσωτερικών δυνάμεων λόγω του ιξώδους ή της επιφανειακής τάσης ή ακολουθεί επιπλέον παραμόρφωση της σταγόνας, οδηγώντας σε πιθανή διάσπαση της.

Υπό καταστάσεις ισορροπίας η εσωτερική πίεση σε κάθε σημείο της επιφάνειας της σταγόνας (P_i) είναι ακριβώς αυτή που χρειάζεται για να εξισορροπήσει την εξωτερική αεροδυναμική πίεση (P_A) και την πίεση επιφανειακής τάσης (P_σ), έτσι ώστε να ισχύει: $P_i = P_A + P_\sigma = \text{σταθερό}$



Σχήμα 2.2: Κατανομή πίεσης στην επιφάνεια της σταγόνας [10].

Επίσης, για σφαιρική σταγόνα, ισχύει: $P_\sigma = \frac{4\sigma}{D}$

Μία σταγόνα μπορεί να παραμένει σταθερή όσο κάθε μεταβολή στην πίεση του περιβάλλοντος μέσου (P_A) σε κάθε σημείο της επιφάνειας της αντισταθμίζεται από αντίστοιχη μεταβολή της P_σ , έτσι ώστε η P_I να παραμένει σταθερή. Αν, όμως, η P_A είναι μεγάλη σε σύγκριση με την P_σ , τότε οποιαδήποτε μεταβολή στην P_A δεν μπορεί να αντισταθμιστεί από μία αλλαγή στην P_σ , ώστε να παραμείνει σταθερή η P_I . Σ' αυτή την περίπτωση, η εξωτερική πίεση P_A μπορεί να παραμορφώσει τη σταγόνα σε τέτοιο βαθμό που οδηγεί σε επιπλέον μείωση της P_σ και τελικά σε διασπορά της σταγόνας σε μικρότερα σταγονίδια. Για τα παραγόμενα σταγονίδια, η μεγαλύτερη τιμή της P_σ , όπως δείχνει η παραπάνω εξίσωση (αφού η διάμετρος τους είναι μικρότερη από τις γονικές σταγόνες) μπορεί να είναι αρκετά μεγάλη ώστε να αντισταθμίζει τις αλλαγές της P_A . Αν αυτό δεν ισχύει, τότε μπορεί να επακολουθήσει παραπέρα υποδιαίρεση μέχρι η P_σ να είναι αρκετά μεγάλη για να διατηρηθεί μία σταθερή τιμή της P_I σε όλα τα σημεία της επιφάνειας της σταγόνας. Όταν το φαινόμενο φτάσει σε αυτό το σημείο, η σταγόνα είναι σταθερή και δε συμβαίνει παραπέρα διάσπαση.

Όλ' αυτά οδηγούν στην ιδέα ενός κρίσιμου μεγέθους σταγόνας. Για σταγόνες ελαφρώς μεγαλύτερες από το κρίσιμο μέγεθος, ο χρόνος διάσπασης αυξάνει όσο μειώνεται το μέγεθος της σταγόνας, μέχρι η σταθερή σταγόνα να έχει άπειρο χρόνο διάσπασης. Η επίδραση του ιξώδους του υγρού, αντιδρώντας στην παραμόρφωση της σταγόνας, είναι να αυξάνει το χρόνο διάσπασης. Αν η αεροδυναμική δύναμη, που ασκείται στη σταγόνα μειώνεται κατά τη διάρκεια του χρόνου διάσπασης, είναι δυνατό να μη συμβεί διάσπαση της σταγόνας, παρ' ότι το αρχικό μέγεθος της δύναμης μπορεί να ήταν αρκετό για να οδηγήσει σε διάσπαση [10].

Οι θεμελιώδεις μηχανισμοί οι οποίοι είναι υπεύθυνοι για την πρωτογενή αλλά και δευτερογενή διάσπαση είναι οι διαταράξεις στην διεπιφάνεια υγρού – αερίου καλούμενες Rayleigh – Taylor και Kelvin – Helmholtz (σύντομα R-T και K-H). Αυτοί οι μηχανισμοί παίζουν τον πιο βασικό ρόλο στα δύο πιο διαδεδομένα μοντέλα δευτερογενούς διάσπασης: TAB και WAVE.[18]. Η πρώτη διαταραχή προκαλείται από την αδράνεια του πυκνότερου ρευστού όταν το σύστημα της διφασικής ροής αντιλαμβάνεται μία επιτάχυνση κάθετη στην ροή του ρευστού αυτού, στην περίπτωση μας δηλαδή του υγρού. Η δεύτερη διαταραχή είναι συνέπεια των δυνάμεων ιξώδους λόγω της σχετικής επαπτομενικής κίνησης των δύο φάσεων στην διεπιφάνεια των δύο ρευστών, υγρού και αερίου [15,16]. Η μαθηματικοποίηση των μηχανισμών διασκορπισμού έγκειται στην διερεύνηση των ασταθειών μέσω της μεθόδου των μικρών διαταραχών, οι οποίες διαταραχές έχουν ποικίλες συχνότητες και μπορεί να είναι είτε εσωτερικής είτε εξωτερικής προέλευσης, και την ολοκλήρωση αυτών με βάση την κύρια κατεύθυνση του ρευστού. Ειδικότερα, ενδιαφέρουν οι διαταραχές εξωτερικής προελεύσεως, οι οποίες σχετίζονται με την αλληλεπίδραση του υγρού με το περιβάλλον λόγω των αεροδυναμικών δυνάμεων, της σχετικής ταχύτητας υγρού – αερίου, την πυκνότητα του αερίου και τις διαστάσεις του υγρού καθώς εξέρχεται από το ακροφύσιο.

Η ανάλυση αυτών των δύο μηχανισμών έχει οδηγήσει σε μία κατηγοριοποίηση του καθεστώτος που επικρατεί την στιγμή που λαμβάνει χώρα η διάσπαση, η οποία είναι δομημένη με βάση την αυξανόμενη σχετική ταχύτητα μεταξύ των δύο ρευστών (υγρού - αερίου) και κατά συνέπεια και του αριθμού Weber. Αν και οι πειραματικές μελέτες δείχνουν ότι σε περιπτώσεις έγχυσης καυσίμου σε σταθερή υψηλή πίεση υπό την μορφή jet δεν σχηματίζεται σταθερός πυρήνας καυσίμου αλλά έχουμε διάσπαση σταγονιδίων ακριβώς μετά ή στο σημείο που γίνεται η έγχυση, πιο πρόσφατες μελέτες, με την μέθοδο της φωτογράφισης σε υψηλή ταχύτητα, που γίνανε σε μεμονωμένες σταγόνες οι οποίες κινούνται σε ρεύμα αέρα υψηλής ταχύτητας μας δώσανε καινούργια αντίληψη στις λεπτομέρειες που αφορούν την διάσπαση

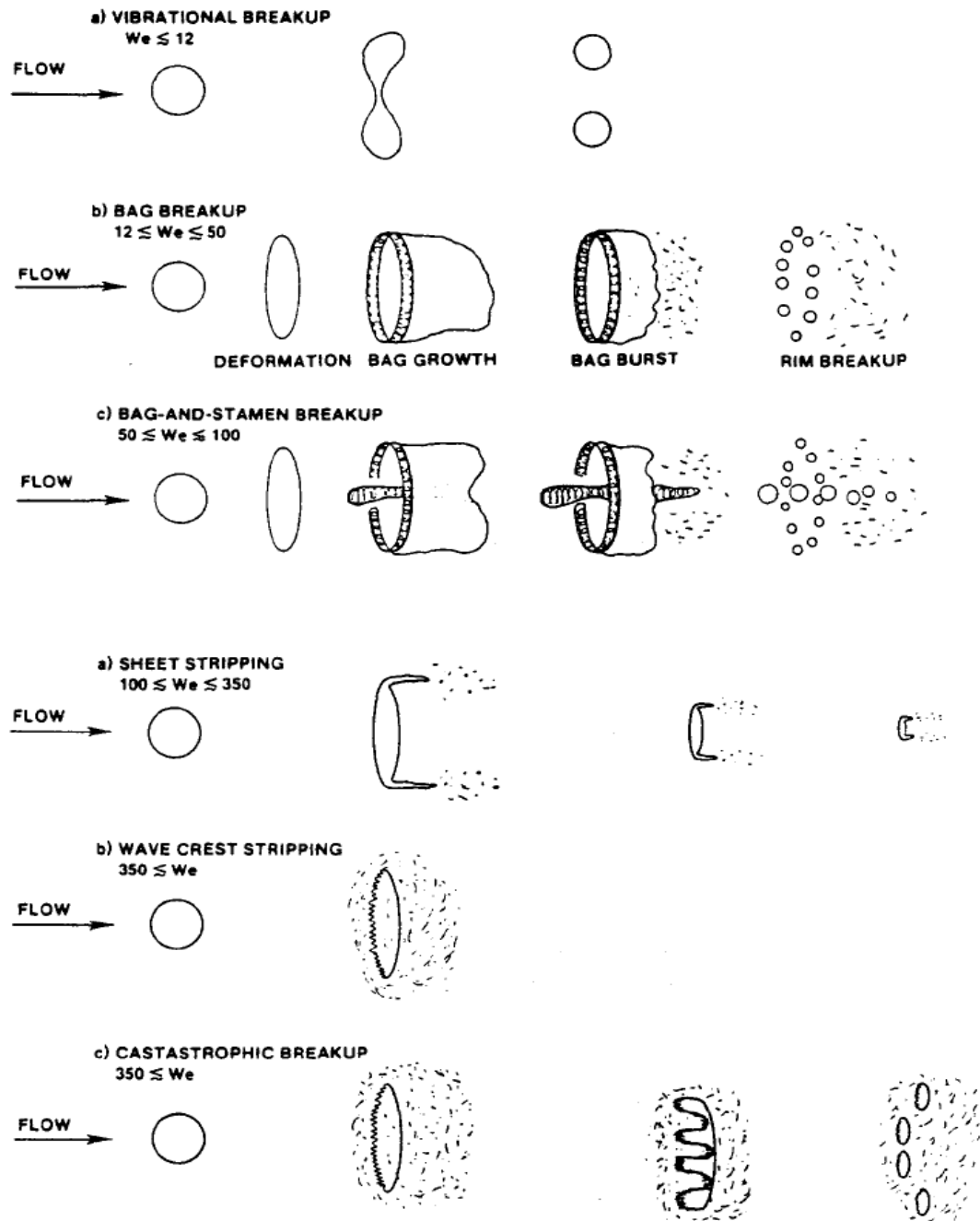
σταγονιδίων και παρήγαν καινούργιες εικόνες οι οποίες απεικονίζουν καθαρότερα το καθεστώς της διάσπασης [17].

Τα καθεστώτα αυτά είναι [11] :

- i. Καθεστώς Δόνησης (Vibrational breakup): ο μηχανισμός αυτός μπορεί να λάβει χώρα όταν ο αριθμός We είναι μικρός ($We < 12$). Αναπτύσσονται ταλαντώσεις στην φυσική ιδιοσυχνότητα της σταγόνας. Υπό ορισμένες συνθήκες το πεδίο ροής αλληλεπιδρά με την σταγόνα κατά τέτοιο τρόπο ώστε να αυξηθεί το πλάτος ταλάντωσης και έτσι η σταγόνα να αποσυντεθεί σε μερικά μεγάλα σταγονίδια. Ο μηχανισμός αυτός δεν οδηγεί πάντα σε διάσπαση, αλλά όταν αυτή συμβαίνει χαρακτηρίζεται από μεγάλο χαρακτηριστικό χρόνο διάσπασης. Αυτός ο μηχανισμός δεν λαμβάνεται υπόψη συνήθως σε μελέτες.
- ii. Τύπου σάκου (Bag breakup): Το καθεστώς αυτό συναντάται σε μικρούς αριθμούς Weber ($12 < We < 50$). Η σταγόνα γίνεται επίπεδη, παίρνει το σχήμα φακής, και στην συνέχεια όταν επιτευχθεί μία κρίσιμη τιμή ταχύτητας παίρνει την μορφή λεπτού ρηχού σάκου ο οποίος είναι «δεμένος» με ένα κυκλικό δαχτυλίδι. Η κοίλη επιφάνεια του σάκου είναι στη ροή του αερίου και αρχικά διατείνεται. Τελικά ο σάκος αποσυντίθεται και παράγεται ένα σύννεφο μικρών σταγονιδίων μάλλον μέσω τύπου διάτρησης και το σχηματιζόμενο δαχτυλίδι διασπάται σε σχετικά μεγαλύτερες σταγόνες. Όλες οι σχηματιζόμενες σταγόνες είναι τουλάχιστον της τάξης ενός μεγέθους μικρότερες από το μέγεθος της αρχικής σταγόνας [7,14].
- iii. Σάκου και Στήμονα (Bag and stamen breakup): Ο μηχανισμός αυτός μοιάζει πολύ με το καθεστώς τύπου σάκου ($50 < We < 100$). Σχηματίζεται όπως και στην προηγούμενη περίπτωση, με την διαφορά ότι στο κέντρο σχηματίζεται μία στήλη υγρού (ένας στήμονας, σαν αυτός που υπάρχει στα λουλούδια) παράλληλη προς την ροή. Πρώτα αποσυντίθεται ο σάκος και κατόπιν η στήλη υγρού.
- iv. Αποδόμησης φύλλου (Sheet Stripping): Το καθεστώς αυτό εμφανίζεται σε αριθμούς We από 100 μέχρι 350. ($100 < We < 350$). Στο καθεστώς αυτό και πάλι η σταγόνα γίνεται επίπεδη αλλά με τη διαφορά ότι η σχηματιζόμενη κυρτή επιφάνεια της σταγόνας είναι στη ροή του αερίου. Από την περιφέρεια της παραμορφωμένης σταγόνας σχηματίζονται συνεχώς λεπτά στρώματα ή ίνες υγρού ως συνέπεια της αστάθειας K-H, οι οποίες τελικά αποσχίζονται από το εξωτερικό μέρος των στρωμάτων και εν συνεχεία αποσυντίθενται σε μικρότερα σταγονίδια από την υψηλή ταχύτητα του αερίου ρεύματος σε μικρή απόσταση κατάντη της σταγόνας. Μία ασταθής ανάπτυξη μικρού μήκους κύματος επιφανειακών κυμάτων φαίνεται να σχετίζεται με τη διαδικασία διάσπασης. Καθ' όλη την διάρκεια του φαινομένου υπάρχει μη συνεκτική υπολειπόμενη σταγόνα.
- v. Αποδόμησης κορυφής κύματος (Wave crest stripping): Σε ακόμα μεγαλύτερους αριθμούς We ($We < 350$) διαμορφώνονται κύματα μεγάλου εύρους μικρού μήκους κύματος, από την ίδια πλευρά όπως και στην προηγούμενη περίπτωση. Οι κορυφές των κυμάτων αυτών διαβρώνονται συνεχώς από την δράση της ροής πάνω από την επιφάνεια της σταγόνας.
- vi. Καταστροφικό (Catastrophic): Το καθεστώς αυτό λαμβάνει μέρος σε μεγάλους αριθμούς We ($We < 350$) και αποτελείται από δύο στάδια τα οποία οδηγούν σε παραγωγή μεγάλων και μικροσκοπικών θυγατρικών σταγονιδίων, καθώς στην γονική σταγόνα επιδρά μεγάλο εύρος κυμάτων. Κύματα μεγάλου μήκους, τα οποία οφείλονται σε επιβράδυνση της σταγόνας, επάγουν μια

αστάθεια R-T στην επιμηκυμένη σταγόνα, η οποία οδηγεί σε διάσπαση σε μεγάλα σταγονίδια. Την ίδια στιγμή κύματα μικρού μήκους στην επιφάνεια της ροής του αερίου από την πλευρά της γονικής σταγόνας επάγουνε μια αστάθεια K-H που οδηγεί στην παραγωγή μικρών σταγονιδίων. Η διαδικασία αυτή οδηγεί σε διάσπαση της σταγόνας μέσα από πολλά στάδια και σταματάει όταν όλα τα θυγατρικά σταγονίδια αποκτήσουν μια τιμή του αριθμού We κάτω από μια κρίσιμη τιμή.

Στο σχήμα 2.3 απεικονίζονται τα καθεστώτα διάσπασης τα οποία είναι αναμενόμενο ότι συσχετίζονται με τα μοντέλα που έχουν αναπτυχθεί για την μοντελοποίηση της δευτερογενούς διάσπασης.



Σχήμα 2.3: Καθεστώτα διάσπασης [11]

2.4.3 Δευτερέων διασκορπισμός – Δευτερογενής διάσπαση

Ως δευτερεύοντα διασκορπισμό - διάσπαση ορίζουμε την εξέλιξη της πρωτογενούς διάσπαση, δηλαδή την εξέλιξη του φαινομένου κατά το οποίο μία σταγόνα διαχωρίζεται σε μικρότερες σταγόνες. Με άλλα λόγια πρωτογενής διάσπαση είναι η διαίρεση της γονικής σταγόνας και δευτερογενής διάσπαση η εξέλιξη του φαινομένου αυτού με όλα τα μεγέθη που το χαρακτηρίζουν (τροχιές και μέγεθος σταγονιδίων, χαρακτηριστικοί χρόνοι διείδυσης κτλ.).

Καθότι η θεωρία είναι ακόμα ανεπαρκής, αναπτύχθηκαν και χρησιμοποιήθηκαν διάφορα υπολογιστικά μοντέλα ούτως ώστε να είναι δυνατή η πρόβλεψη των σημαντικότερων χαρακτηριστικών της συμπεριφοράς του φαινομένου της δευτερογενής διάσπασης. Η πρόβλεψη μέσω των υπολογιστικών μοντελοποιήσεων είναι σαφώς κατώτερη ποιοτικά στα αποτελέσματα από αυτήν των πειραματικών διατάξεων, όμως γίνεται ταχύτερα, οικονομικότερα και αντίθετα με τις πειραματικές διατάξεις μπορούμε να προσομοιώσουμε μεγάλο αριθμό εφαρμογών σχετικά εύκολα αλλάζοντας μία μεταβλητή όπως η πίεση, η γωνιά και ούτω καθεξής [2]. Πρέπει να αναφερθεί ότι το μεγαλύτερο πλήθος των μελετών για το φαινόμενο αυτό έχουν ως αντικείμενο μελέτης τις δύο πιο σημαντικές μορφές του πρωτογενή διασκορπισμού: αυτή της δέσμης υγρού και του στρώματος υγρού, ενώ κάποιες πρόσφατες ερευνούν τον διασκορπισμό σε μεμονωμένες σταγόνες.

Όπως έχει αναφερθεί στην ενότητα 1.4 στην επίλυση της διφασικής ροής για την συγκεκριμένη περίπτωση το μοντέλο κίνησης του σταγονιδίου συμπληρώνεται με το μοντέλο της δευτερογενούς διάσπασης.

Από τα μοντέλα αυτά, δύο θεωρούνται τα πιο θεμελιώδη:

- Τύπου TAB (Taylor Analogy Breakup) το οποίο δημιουργήθηκε από τους O'Rourke & Amsden το 1987 [18]

Αντιμετωπίζει το σταγονίδιο ως σύστημα μαζικής πηγής και η διάσπαση εμφανίζεται όταν η παραμόρφωση του σταγονιδίου ξεπεράσει μια κρίσιμη τιμή, η οποία οδηγεί σε ένα κρίσιμο αριθμό Weber.

- Τύπου WAVE ή Reitz & Diwakar, οι οποίοι το πρότειναν το 1987

Στο μοντέλο αυτό σχηματίζονται καινούργια σταγονίδια με βάση τον ρυθμό αύξησης της ταχύτερης αστάθειας στα κύματα που εμφανίζονται στην επιφάνεια του γονικού σταγονιδίου.

Τα μοντέλα αυτά λαμβάνουν υπόψη μόνο τις αρχικές τιμές των μεγεθών που εμπλέκονται στο φαινόμενο αυτό για να προβλέψουν τις τελικές ιδιότητες σε μία ενιαία κλίμακα, συνεπώς κρίνονται αιτιοκρατικά (ντετερμινιστικά). Στην πραγματικότητα η έγχυση του υγρού μπορεί να λάβει χώρα σε περιπτώσεις όπου η σχετική ταχύτητα είναι υψηλή μεταξύ των δύο φάσεων και συνεπώς και ο αρχικός αριθμός Weber είναι μεγάλος. Το γεγονός αυτό οδηγεί σε μεγάλο εύρος μεγεθών των σταγονιδίων που δημιουργούνται σε κάθε σημείο κατά μήκος της τροχιάς του σπρέι. Το εύρος αυτό δεν μπορούσε να προβλεφθεί με τα δύο μοντέλα TAB και WAVE [15], συνεπώς με την πάροδο του χρόνου δημιουργήθηκαν εξελιγμένα μοντέλα ώστε λαμβάνεται υπόψη, τα οποία είναι:

- ETAB (Enhanced TAB) το οποίο προτάθηκε από τον Tanner το 1997.

Το μέγεθος των σταγονιδίων λαμβάνεται με την βοήθεια ενός μοντέλου βασισμένο σε έναν εκθετικό νόμο. Το μοντέλο αυτό περιορίζεται σε καθεστώτα αποδόμησης ή τύπου σάκου (stripping ή bag breakup).

- CAB (Cascade Atomization and Drop Breakup) το οποίο προτάθηκε από τον Tanner το 2004. Αποτελεί περαιτέρω βελτίωση του ETAB. Περιλαμβάνει την αποσύνθεση των σταγόνων υψηλής ταχύτητας σε καταστροφικό καθεστώς.

- Πιθανή προσέγγιση που πρότεινε ο Schmehl το 2002.

Σε αυτό το μοντέλο γίνεται η υπόθεση ότι η διάσπαση (breakup) γίνεται σε δύο στάδια. Πρώτα το σταγονίδιο παραμορφώνεται σε δισκοειδή μορφή, ανεξάρτητα από το καθεστώς διάσπασης, και κατά το δεύτερο στάδιο το σταγονίδιο διαστρεβλώνεται περαιτέρω και μοντελοποιείται η τελική του «καταστροφή»-αποδόμηση.

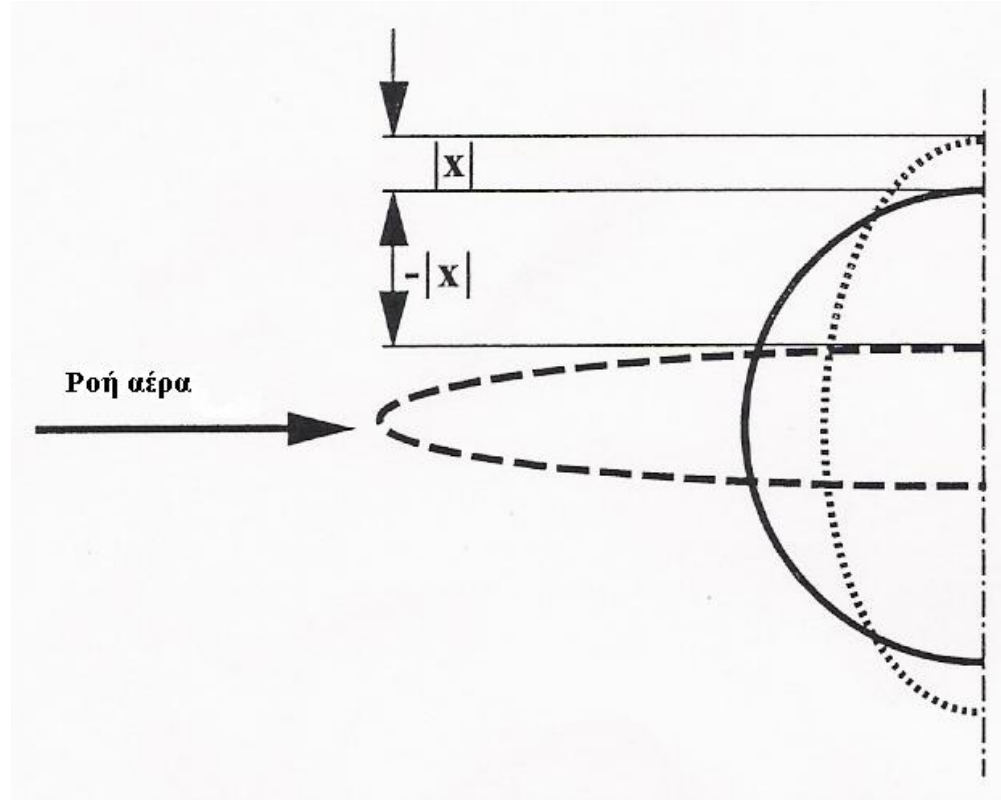
Στην συνέχεια γίνεται πιο αναλυτική περιγραφή των μοντέλων.

Μοντέλο δευτερογενούς διάσπασης TAB [9,16,18]

Το μοντέλο TAB είναι το πιο απλό και βασίζεται στην αναλογία του Taylor. Σε αυτό το μοντέλο περιγράφεται η κίνηση της σταγόνας από μία γραμμική διαφορική εξίσωση μιας αναγκαστικά αποσβεννύμενης αρμονικής ταλάντωσης, στην οποία ο όρος της ασκούμενης δύναμης δίνεται από την αεροδυναμική αλληλεπίδραση μεταξύ υγρού και αερίου, η απόσβεση οφείλεται στην συνεκτικότητα του υγρού και η δυναμη αποκατάστασης από παρέχεται από την επιφανειακή τάση. Οι παράμετροι και οι σταθερές έχουν καθοριστεί από θεωρητικές μελέτες και πειραματικά αποτελέσματα.

Το μοντέλο περιγράφει την παραμόρφωση της σταγόνας μέσω του παράγοντα: $y = 2x/a$ Εξ. 2.4

όπου x είναι η αύξηση της ακτίνας της σταγόνας του ισημερινού της από την θέση ισορροπίας και a η ακτίνα της σταγόνας, όπως φαίνεται στο σχήμα 2.3



Σχήμα 2.3: Σχηματική αναπαράσταση της παραμέτρου παραμόρφωσης της σταγόνας $x = ay/2$, όπου a είναι η διάμετρος της απαραμόρφωτης σταγόνας. Θετική παραμόρφωση x , μεταβάλλει το σχήμα της σταγόνας σε επίπεδο, ενώ αρνητική x , προκαλεί επιμήκυνση της σταγόνας κατά τη διεύθυνση της τροχιάς της [16].

Η εξίσωση για την παράμετρο παραμόρφωσης y είναι η παρακάτω:

$$\ddot{y} + \frac{5\mu_l}{\rho_l \alpha^2} \dot{y} + \frac{8\sigma}{\rho_l \alpha^3} y = \frac{2\rho_g |\vec{U}|^2}{3\rho_l \alpha^2} \quad \text{Εξ. 2.5}$$

όπου ρ είναι η πυκνότητα, μ το ιξώδες, σ η επιφανειακή τάση, U η σχετική ταχύτητα σταγόνας – αερίου, ενώ οι δείκτες l , g , δηλώνουν ιδιότητες υγρού και αερίου, αντίστοιχα.

Η εξίσωση 2.5 λύνεται θεωρώντας μία σταθερή ταχύτητα U , η οποία ικανοποιείται από την διαδικασία αριθμητικής επίλυσης κατά την διάρκεια ενός συγκεκριμένου χρονικού βήματος [16] Έχουμε λοιπόν την λύση:

$$y(t) = \frac{We}{12} + e^{-\frac{t}{t_d}} \left\{ \left[y(0) - \frac{We}{12} \right] \cos \omega t + \left[\frac{\dot{y}(0)}{\omega} + \frac{y(0) - \frac{We}{12}}{\omega t_d} \right] \sin \omega t \right\} \quad \text{Εξ. 2.6}$$

$$\text{όπου: } We = \frac{\rho_g a U^2}{\sigma} \quad \text{Εξ. 2.7}$$

είναι ο αριθμός Weber και:

$$t_d = \frac{2\rho_l a^2}{5\mu_l} \quad \text{Εξ. 2.8}$$

$$\omega^2 = \frac{8\sigma}{\rho_l a^3} - \frac{1}{t_d^2} \quad \text{Εξ. 2.9}$$

Στο σημείο αυτό μπορούμε να αναφέρουμε τρία σημεία όσον αφορά στην λύση:

i. Στην πρωτότυπη εργασία παρουσίασης του μοντέλου TAB [22] έχει συμφωνηθεί ότι η απαραίτητη συνθήκη για τη διάσπαση σταγόνας είναι η $We > We_{crit}$, όπου ο κρίσιμος αριθμός Weber προσδιορίζεται πειραματικά: $We_{crit} = 6$. Για υγρό μηδενικού ιξώδους, η συνθήκη αυτή ικανοποιείται όταν ισχύει: $y(t) > 1$. Ο χρόνος διάσπασης θεωρείται ότι είναι η μικρότερη θετική ρίζα της εξίσωσης $y(t) = 1$.

ii. Το μέγεθος της σταγόνας μετά τη διάσπαση καθορίζεται από μία εξίσωση ενεργειακής ισορροπίας μεταξύ της γονικής σταγόνας και των παραγόμενων σταγόνων, η οποία εξισώνει τις επιφανειακές ενέργειες ένεκα ταλαντώσεων και ένεκα παραμόρφωσης των σταγόνων. Οι αρχικές παράμετροι παραμόρφωσης για τις παραγόμενες σταγόνες έχουν επιλεγεί:

$$y(t_{bu}) = \dot{y}(t_{bu}) = 0 \quad \text{Εξ. 2.10.}$$

iii. Στο μοντέλο TAB οι παραγόμενες σταγόνες έχουν αρχικά την επιπρόσθετη ταχύτητα παραμόρφωσης $\dot{x} = \alpha \dot{y} / 2$, η οποία επιδρά κανονικά στην τροχιά της γονικής σταγόνας και είναι υπεύθυνη για το σχηματισμό της γωνίας του δέσμη σταγονιδίων υγρού.

Αξιολογώντας το μοντέλο γίνεται σαφές ότι είναι η πιο απλή γραμμική εξίσωση που περιγράφει την παραμόρφωση σταγόνας υπό την επίδραση των όρων εξωτερικής δύναμης αποκατάστασης και απόσβεσης. Δεν κάνει υποθέσεις για συμμετρία για την παραμορφώμενη σταγόνα και για αυτό χρησιμοποιείται για να περιγράψει την ελλειψοειδή παραμόρφωση - στο σχήμα φακής (φακοειδής παραμόρφωση).

Το μοντέλο TAB έχει διάφορα πλεονεκτήματα. Πρώτον, όπως δείχθηκε από τον Taylor [23], το μοντέλο προβλέπει ότι δεν υπάρχει ένας μοναδικός κρίσιμος αριθμός Weber για τη διάσπαση και τον αν μία σταγόνα διασπάται ή όχι, εξαρτάται από την ιστορία της σχετικής της ταχύτητας με το αέριο. Δεύτερον, εμπεριέχονται φαινόμενα που οφείλονται στο ιξώδες δηλαδή στην αντίσταση που προβάλλει το εκάστοτε υγρό στην ροή. Παρ' όλο που αυτά τα φαινόμενα είναι αμελητέα για μεγάλες σταγόνες, το ιξώδες του υγρού μπορεί να επηρεάσει σημαντικά τις ταλαντώσεις των μικρών σταγόνων. Τρίτον, το μοντέλο προβλέπει την κατάσταση των ταλαντώσεων και των παραμορφώσεων των σταγόνων. Έτσι, αν είναι διαθέσιμη η πληροφορία του τρόπου επίδρασης των παραμορφώσεων και των ταλαντώσεων στους ρυθμούς συναλλαγής μάζας, ορμής και ενέργειας μεταξύ των σταγόνων και του αερίου, τότε αυτή η πληροφορία είναι δυνατό να εισαχθεί στο μοντέλο. Τέταρτον, το μοντέλο προβλέπει μεγέθη σταγόνων που είναι πιο συνεπή σε πειραματικά προσδιορισμένους μηχανισμούς διάσπασης δέσμης υγρού [24]. Αν αυτό το μοντέλο χρησιμοποιείται και για τον υπολογισμό διάσπασης δέσμης υγρού, ένα επιπλέον πλεονέκτημα είναι ότι προβλέπει τις ταχύτητες των παραγόμενων σταγόνων κατά τη ροή της αρχικής γονικής σταγόνας. Ορίζοντας μία αρχική ταλάντωση στις μεγάλες εγγυόμενες σταγόνες, η αρχική γωνία του δέσμη σταγονιδίων υγρού μπορεί να ποικίλει και οι επιδράσεις των μεταβολών της γεωμετρίας του ακροφυσίου είναι δυνατό να εισάγονται στους αριθμητικούς υπολογισμούς. Το γεγονός αυτό εξαλείφει την ανάγκη της εισαγωγής της γωνίας της δέσμης σταγονιδίων του υγρού στα δεδομένα του μοντέλου, αφού η γωνία αυτή υπολογίζεται αυτόματα από το μοντέλο TAB.

Ο μεγαλύτερος περιορισμός του μοντέλου TAB είναι ότι μπορεί να παρακολουθεί μόνο μία μορφή ταλάντωσης, ενώ στην πραγματικότητα υπάρχουν πολλές μορφές ταλαντώσεων. Έτσι, για μεγαλύτερη ακρίβεια, η αναλογία του Taylor πρέπει να εφαρμόζεται ανάμεσα σε μία ταλαντευόμενη σταγόνα και μίας ακολουθίας συστημάτων, ένα για κάθε μορφή ταλάντωσης.

Θα πρέπει να αναφερθεί ότι όσον αφορά την χρήση του μοντέλου στον υπολογιστικό κώδικα διαφαίνεται μια διαφορά από την θεωρία. Ενώ έχει αναφερθεί ότι η διάσπαση λαμβάνει χώρα όταν ο αριθμός Weber ξεπεράσει μια κρίσιμη τιμή, στον υπολογιστικό κώδικα η διάσπαση γίνεται όταν η παραμόρφωση της γονικής σταγόνας κατά την διεύθυνση y , κάθετη στην διεύθυνση της ταχύτητας εκτόξευσης, (επιμήκυνση του σταγονιδίου), έχει μήκος μεγαλύτερο από το μισό της ακτίνας. Με άλλα λόγια όταν η ακτίνα της πεπλατυσμένης σταγόνας γίνει μεγαλύτερη από μιάμιση φορά της αρχικής.

Μοντέλο δευτερογενούς διάσπασης ETAB [9,16,18]

Η ονομασία ETAB σημαίνει Enhanced TAB, δηλαδή βελτιωμένο TAB. Η δυναμική της παραμόρφωσης της σταγόνας είναι ίδια με αυτή του TAB, αλλά εισάγεται μια καινούργια μέθοδος-στρατηγική επίλυσης για την περιγραφή της διαδικασίας της διάσπασης. Το μοντέλο αυτό είναι καταλληλότερο όταν επικρατεί καθεστώς αποδόμησης.

Η αποσύνθεση της σταγόνας μοντελοποιείται μέσω ενός εκθετικού νόμου, ο οποίος συνδέει το μέγεθος της μέσης παραγόμενης-θυγατρικής σταγόνας με την στιγμή που έγινε η διάσπαση-breakup της γονικής-αρχικής. Επίσης, μία ισοενεργειακή θεώρηση μεταξύ γονικής σταγόνας και θυγατρικών σταγονιδίων αποδίδει μία έκφραση για την συνιστώσα της ταχύτητας του θυγατρικού σταγονιδίου ως προς την κανονική κατεύθυνση της τροχιάς του. Δηλαδή, από την εξίσωση διατήρησης ενέργειας μεταξύ γονικού και θυγατρικών σταγονιδίων, παράγεται μια έκφραση για την ταχύτητα των τελευταίων κατά μήκος των τροχιών τους (όχι καρτεσιανή).

Η βασική υπόθεση για τη μοντελοποίηση της διάσπασης της γονικής σταγόνας στο μοντέλο ETAB είναι ότι ο ρυθμός παραγωγής των σταγόνων, $dn(t)/dt$, είναι ανάλογος του αριθμού των παραγόμενων σταγόνων, όπου η σταθερά αναλογίας K_{br} , εξαρτάται από το καθεστώς διάσπασης. Αυτή η υπόθεση οδηγεί στη σχέση:

$$\frac{dn(t)}{dt} = 3K_{br}n(t) \quad \text{Εξ. 2.11}$$

Ο συντελεστής 3 έχει εισαχθεί για την απλοποίηση μετέπειτα εκφράσεων. Η αρχή διατήρησης της μάζας μεταξύ της γονικής και των παραγόμενων σταγόνων

μπορεί να εκφραστεί ως εξής: $n(t) = \frac{m_0}{\bar{m}(t)}$, όπου m_0 είναι η μάζα της γονικής σταγόνας και \bar{m} είναι η μέση μάζα της κατανομής των παραγόμενων σταγόνων.

Αξιοποιώντας το γεγονός ότι: $dn(t)/dt = -(m_0 / \bar{m}^2) \cdot (d\bar{m} / dt)$, προκύπτει ο νόμος διάσπασης, που συσχετίζει το μέγεθος της παραγόμενης σταγόνας με το χρόνο διάσπασης, ο οποίος είναι αυτός που καθορίζεται από το μοντέλο TAB:

$$\frac{d\bar{m}}{dt} = -3K_{br}\bar{m} \quad \text{Εξ. 2.12}$$

Η σταθερά διάσπασης K_{br} , όπως ειπώθηκε, εξαρτάται από το καθεστώς διάσπασης (την περιοχή διάσπασης) και δίνεται καθαρά από τις ιδιότητες της γονικής σταγόνας.

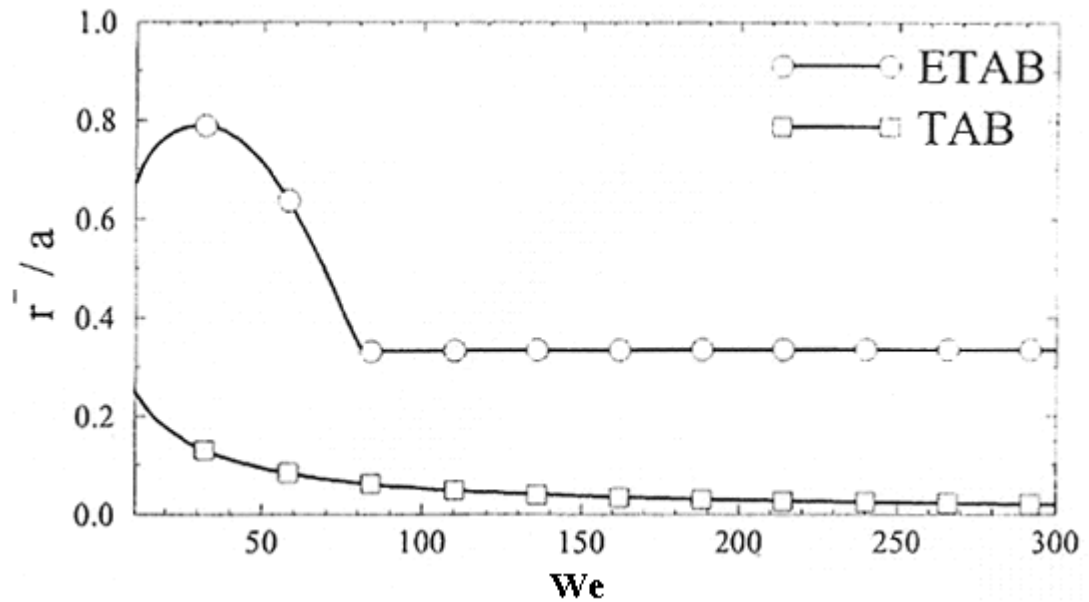
- Διάσπαση τύπου σάκου –bag breakup προκύπτει όταν ισχύει: $We \leq We_t$
- Διάσπαση σταγόνας, που εκτίθεται ξαφνικά σε ρεύμα αερίου υψηλής ταχύτητας-stripping breakup προκύπτει όταν ισχύει: $We > We_t$, όπου με We_t συμβολίζεται ο οριακός αριθμός Weber μεταξύ γειτονικών περιοχών.
Ισχύει:

$$K_{br} = \begin{cases} k_1 \omega, We \leq We_t \\ k_2 \omega \sqrt{We}, We > We_t \end{cases} \quad \text{Εξ. 2.13}$$

Οι τιμές των k_1 , k_2 έχουν καθοριστεί έτσι ώστε να ταιριάζουν στα μεγέθη και τις ταχύτητες των σταγόνων, που έχουν προκύψει από τα πειραματικά αποτελέσματα των εργασιών του Schneider [25] και έχει βρεθεί να ισχύει: $k_1 \approx k_2 = 1 / 4.5$. Όσον αφορά τον οριακό αριθμό Weber - We_t , έχουν προταθεί διάφορες τιμές του [22,23]. Η μετάβαση μεταξύ των δύο καθεστώτων διάσπασης γίνεται σταδιακά και έτσι οι

υπολογισμοί δεν είναι ευαίσθητοι όσον αφορά στην επιλογή του We_i . Οι υπολογισμοί έχουν δείξει ότι μία μεταβολή του της τάξης του ± 20 δεν προκαλεί σημαντικές μεταβολές στις ιδιότητες της δέσμης σταγονιδίων υγρού.

Μία σύγκριση των μοντέλων TAB και ETAB, φαίνεται στο *σχήμα 2.4*, όπου αναπαριστάται ο λόγος \bar{r}/a , προς τον αριθμό Weber για κάθε περίπτωση. \bar{r} : η ακτίνα της παραγόμενης σταγόνας και a : η ακτίνα της γονικής σταγόνας.



Σχήμα 2.4: Λόγος ακτινών παραγόμενης προς γονικής σταγόνας για τα μοντέλα TAB και ETAB, ως συνάρτηση του αριθμού Weber για σταγόνες μηδενικού ιξώδους με μηδενικές αρχικές παραμορφώσεις $y(0) = \dot{y}(0) = 0$ [16].

Μοντέλο δευτερογενούς διάσπασης CAB [18]

Το μοντέλο αυτό είναι στην ουσία το ίδιο με το ETAB. Η διαφορά τους έγκειται στο γεγονός ότι ενώ το ETAB είναι καταλληλότερο για καθεστώς stripping το CAB κρίνεται πιο κατάλληλο για μεγαλύτερες σχετικές ταχύτητες και μεγαλύτερους αριθμούς Weber, όπου επικρατεί καθεστώς catastrophic. Το μοντέλο διαφοροποιείται από το ETAB στην επιλογή των σταθερών K_{br} .

$$K_{br} = \begin{cases} k_1 \omega & 5 < We < 80 \\ k_2 \omega \sqrt{We} & 80 < We < 350 \\ k_3 \omega We^{3/4} & 350 < We \end{cases}$$

Εξ 2.14

Μοντέλο δευτερογενούς διάσπασης WAVE ή Reitz – Diwakar
[10,16,18,19,21]

Το μοντέλο διάσπασης WAVE βασίζεται στη γραμμικοποιημένη ανάλυση μίας Kelvin – Helmholtz αστάθειας μίας δέσμης υγρού, που εκβάλλει σε ακίνητο, ασυμπίεστο αέριο [24,26]. Το αποτέλεσμα είναι μία γενικότερη εξίσωση διασποράς, η οποία συσχετίζει το ρυθμό ανάπτυξης μίας αρχικής επιφανειακής διαταραχής με το μήκος κύματος της. Από αριθμητικές λύσεις έχει δειχθεί ότι ο μέγιστος ρυθμός ανάπτυξης, Ω , και το αντίστοιχο μήκος κύματος, Λ , υπολογίζονται από τις σχέσεις:

$$\frac{\Lambda}{\alpha} = 9.02 \cdot \frac{(1 + 0.45 \cdot Oh^{0.5}) \cdot (1 + 0.4 \cdot T^{0.7})}{(1 + 0.87 \cdot We^{1.67})^{0.6}} \quad \text{Εξ. 2.15}$$

$$\Omega \cdot \left[\frac{\rho_l \cdot \alpha^3}{\sigma} \right]^{0.5} = \frac{0.34 + 0.38 \cdot We^{1.5}}{(1 + Z) \cdot (1 + 1.4 \cdot T^{0.6})} \quad \text{Εξ. 2.16}$$

όπου: $Oh = \sqrt{We_l} / Re_l$, ο αριθμός Ohnesorge, We ο αριθμός Weber, Re ο αριθμός Reynolds για την υγρή φάση

$$T = Oh \cdot \sqrt{We} \quad \text{Εξ. 2.17}$$

και a η χαρακτηριστική ακτίνα της γονικής σταγόνας.

Υπό την υπόθεση ότι το μέγεθος των σχηματιζόμενων σταγόνων είναι ανάλογο του μήκους κύματος του ταχύτερα αναπτυσσόμενου επιφανειακού κύματος και ότι ο ρυθμός παραγωγής των σταγόνων είναι ανάλογος προς το μέγιστο ρυθμό ανάπτυξης της διαταραχής της δέσμης Ω , προκύπτει η έκφραση της ακτίνας r και της χρονικής σταθεράς τ , των σχηματιζόμενων σταγόνων:

$$r = B_0 \Lambda \quad \text{Εξ. 2.18}$$

$$\tau = \frac{3.726 B_1 a}{\Lambda \Omega} \quad \text{Εξ. 2.19}$$

Όπως είναι φανερό από τις πρώτες εξισώσεις πέντε είναι οι παράγοντες που επηρεάζουν το μοντέλο WAVE: τ , ο χαρακτηριστικός χρόνος διάσπασης, B_1 , σταθερά διάσπασης, a , η διάμετρος της γονικής σταγόνας, Ω , ο μέγιστος ρυθμός ανάπτυξης του μήκους κύματος στην επιφάνεια του υγρού και Λ το μεγαλύτερο μήκος κύματος. Πάνω σε αυτές τις παραμέτρους έχουν γίνει διάφορες μελέτες για την εξαγωγή συμπερασμάτων, ειδικότερα για την σταθερά B_1 [21].

Η τιμή της σταθεράς $B_0=0,6$ έχει επιλεγεί ώστε να δίνει συμφωνία με τα δεδομένα που υπάρχουν για μεγέθη σταγόνων σε σπρέι [28]. Οι σταθερές $B_0 = 0.61$ και B_1 επιδέχονται περαιτέρω συζήτηση, καθώς με βάση τα δεδομένα των Ranger και Nicholls για διάσπαση σταγονιδίων σε μεγάλη ταχύτητα [30] προτείνεται μια τιμή $B_1=8$ ενώ ο Reitz χρησιμοποιεί την τιμή $B_1=10$ σε μελέτες όπου μοντελοποιεί σπρέι σε κινητήρες [28,30].

Με εισαγωγή των εξισώσεων 2.15 και 2.16 στην εξίσωση 2.19 για τον χαρακτηριστικό χρόνο έχει δειχθεί για μη παχύρευστο υγρό, ότι για πολύ μικρούς αριθμούς We το όριο στο $0 (We \rightarrow 0)$ δίνει χαρακτηριστικό χρόνο διάσπασης:

$$\tau = 0.82B_1 \sqrt{\frac{\rho a^3}{\sigma}} \quad \text{Εξ. 2.20}$$

ο οποίος είναι ίδιος με αυτόν από το μοντέλο TAB και ισχύει για διάσπαση τύπου σάκου (bag) . Οι O'Rourke και Amsden [22] προτείνουν $B_1 = \sqrt{3}$. Με ανάλογο τρόπο για υψηλούς αριθμούς WE το όριο $We \rightarrow \infty$ δίνει χαρακτηριστικό χρόνο

$$\text{διάσπασης: } \tau = \frac{B_1 a}{U} \sqrt{\frac{\rho_1}{\rho_2}} \quad \text{Εξ. 2.20}$$

και ισχύει για stripping breakup για διάσπαση σταγόνας, που εκτίθεται ξαφνικά σε ρεύμα αερίου υψηλής ταχύτητας [28]. Οι συνθήκες για κάθε μία από αυτές τις διασπάσεις παίρνονται από πειράματα να είναι $We > 6$ και $We/\sqrt{Re_g} > 0.5$, αντίστοιχα. Επίσης είναι φανερό ότι όσο μεγαλύτερη τιμή πάρει η σταθερά B_1 τόσο μεγαλύτερος είναι ο χρόνος διάσπασης οδηγώντας σε μεγαλύτερη διείδυση του σπρί, και επηρεάζεται και η μέση διάμετρος των σταγονιδίων [21].

Ο ρυθμός μεταβολής της ακτίνας της γονικής σταγόνας, a , δίνεται από τη σχέση: $\frac{da}{dt} = -\frac{(a-r)}{\tau}, r \leq a$ Εξ. 2.20

έναν εκθετικό νόμο με τον οποίο η γονική σταγόνα προσεγγίζει το μέγεθος της παραγόμενης σταγόνας ασυμπτωτικά. Επιπλέον, οι παραγόμενες σταγόνες έχουν τη συνιστώσα της ταχύτητας κατά τη διεύθυνση της γονικής σταγόνας, η οποία είναι ανάλογη προς $\Omega\Lambda$, και της οποίας η διεύθυνση είναι τυχαία κατανομημένη.

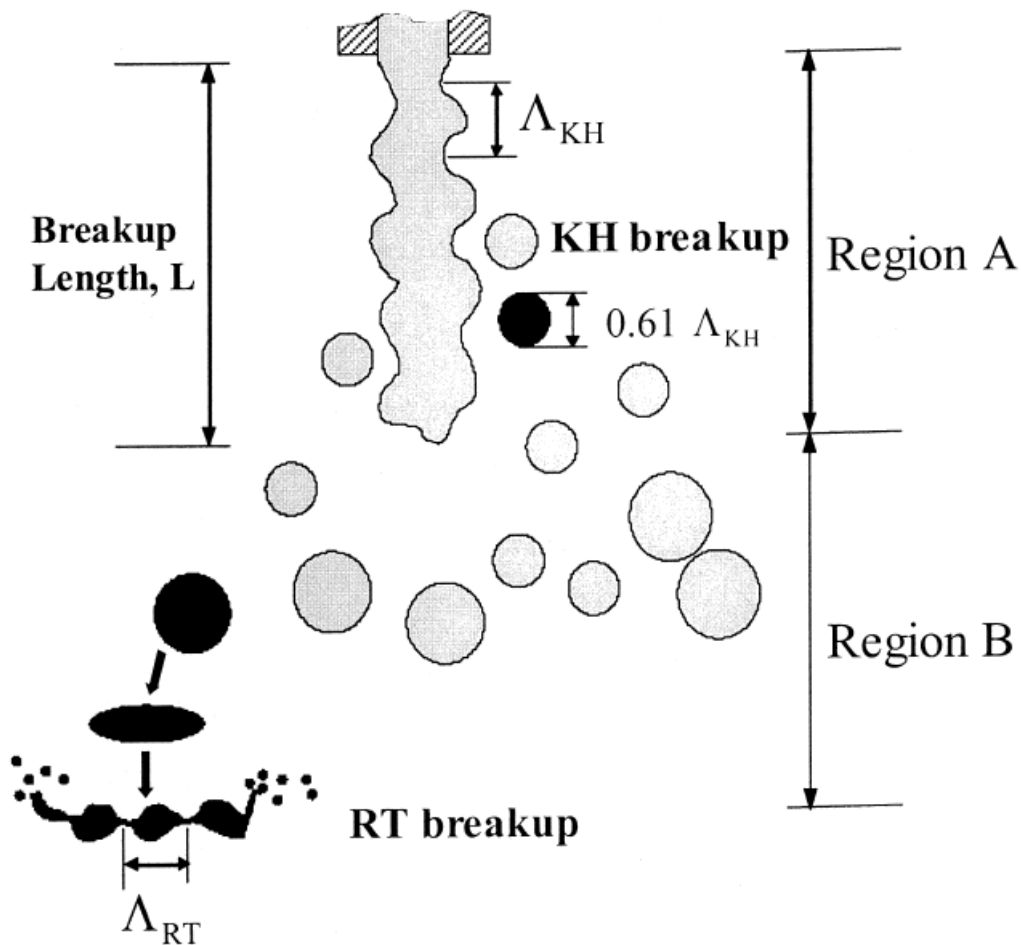
Έχουν επιρωθεί διάφορες προσθήκες και αλλαγές στο μοντέλο WAVE. Ορισμένες μελέτες, που λαμβάνουν υπ' όψη τους τις αεροδυναμικές σταθερές αντίστασης των σταγόνων, έχουν οδηγήσει σε βελτιώσεις στις τοπικές ιδιότητες των δέσμη σταγονιδίων υγρού [19,25,32].

Μοντέλο δευτερογενούς διάσπασης Schmehl [18]

Το μοντέλο αυτό αποτελεί την προσέγγιση του Schmehl, ο οποίος υποθέτει ότι η διάσπαση λαμβάνει χώρα σε δύο στάδια. Πρώτα η γονική σταγόνα υφίσταται παραμόρφωση σε μορφή δίσκου η οποία δεν εξαρτάται από το καθεστώς του breakup. Κατά το δεύτερο στάδιο η σταγόνα υφίσταται περαιτέρω παραμόρφωση και τελικά διασπάται σε σταγονίδια. Ο τρόπος αποδόμησης του σταγονιδίου καθώς και οι χαρακτηριστικοί χρόνοι αποδόμησης βασίζονται σε πειραματικά δεδομένα από την εργασία των Pilch και Erdman [11].

Μοντέλο δευτερογενούς διάσπασης Kelvin- Helmholtz και Rayleigh –Taylor (KH-RT)

Έχει επίσης χρησιμοποιηθεί και ένα υβριδικό μοντέλο K-H - R-T για την πρόβλεψη του breakup από τους Lee και Park [20] το οποίο φαίνεται στην παρακάτω εικόνα. Σε αυτό το μοντέλο η πρωτογενής διάσπαση οφείλεται κυρίως σε αστάθειες τύπου K-H και η δευτερογενής σε τύπου R-T. Στην πρώτη περιοχή (region A) η γονική σταγόνα αποσπάται από τον κύριο πυρήνα του υγρού λόγω ασταθειών K-H και αφού έχει αποσπασθεί επιδρούν στην σταγόνα αστάθειες τόσο K-H όσο και R-T προκαλώντας το δευτερογενές breakup.



Σχήμα 2.5 : Η λειτουργία του υβριδικού μοντέλου διάσπασης K-H R-T [20]

2.5 Συσκευές Διασκορπισμού

Μέχρι αυτό το σημείο περιγράφεται το φαινόμενο διάσπασης σταγονιδίων και δίνονται μεγέθη και αριθμοί χρήσιμοι για την κατανόησή του καθώς και οι μηχανισμοί και τα μοντέλα μέσω των οποίων γίνεται η προσέγγιση του. Πρέπει να αναφερθεί επίσης ο τρόπος με τον οποίο δημιουργείται αυτό το φαινόμενο.

Οι παράγοντες που προκαλούν το διασκορπισμό μπορεί να είναι είτε η κινητική ενέργεια του ρευστού, είτε η έκθεση του ρευστού σε υψηλής ταχύτητας ρεύμα αέρα ή αερίου ή η μηχανική ενέργεια που εφαρμόζεται εξωτερικά από μία περιστρεφόμενη ή ταλαντευόμενη συσκευή που ονομάζεται διασκορπιστής. Ο διασκορπισμός λαμβάνει χώρα πιο εύκολα αν το υγρό βρίσκεται σε μορφή που είναι πιο ευαίσθητη στο διασκορπισμό. Οι πιο ευαίσθητες μορφές είναι λεπτές δέσμες (jets) ή στρώματα (sheets) υγρού, γιατί αυτές οι μορφές έχουν την υψηλότερη επιφανειακή ενέργεια, συνεπώς τη μεγαλύτερη αστάθεια [9].

Συνήθως η δημιουργία σπρί επιτυγχάνεται με την χρήση ειδικών συσκευών, των λεγόμενων διασκορπιστών. Υπάρχουν διάφορα είδη διασκορπιστών και πολλοί τρόποι κατηγοριοποίησης. Παρακάτω αναφέρονται με βάση την ενέργεια την οποία χρησιμοποιούν [10].

- i. την ενέργεια του υγρού, ήτοι διασκορπιστές πίεσης. Καθώς το υγρό εκβάλλει από μικρό άνοιγμα σε περιβάλλον χαμηλότερης πίεσης από αυτό που βρισκόταν και η πτώση πίεσης μετατρέπεται σε κινητική ενέργεια στο υγρό. Διαχωρίζονται σε δέσμης, συστροφής και δέσμης – συστροφής.
- ii. την ενέργεια αερίου (πνευματικοί), οι οποίοι κάνουν χρήση κάποιου βοηθητικού αερίου, αέρα ή ατμού, υπό υψηλή πίεση εξασφαλίζοντας τον καλό διασκορπισμό δεσμών ή στρώματα υγρού.
- iii. την μηχανική ενέργεια, οι περιστροφικοί διασκορπιστές, των οποίων η ενέργεια οφείλεται σε περιστροφή και την μεταφέρουν στο υγρό μέσω των φυγόκεντρων δυνάμεων που ασκούνται στο υγρό. Το υγρό που τροφοδοτείται στην περιοχή του άξονα περιστροφής απλώνεται στην επιφάνεια του διασκορπιστή και στη συνέχεια στην περίμετρο της εξόδου της συσκευής, εξερχόμενο με υψηλή ταχύτητα στο περιβάλλον.

Στον πίνακα 2.2 συνοψίζονται τα στοιχεία των διάφορων διασκορπιστών για κανονικά υγρά

ΠΙΝΑΚΑΣ 2.2

Διασκορπιστής		Διάμετρος σταγόνας (μm)	Εφαρμογή	Πλεονεκτήματα	Περιορισμοί
Διασκορπιστές πίεσης	Απλού στομίου	25 - 250	Μηχανές diesel, υπερθερμαντές	Απλός, φτηνός	Στενή γωνία δέσμης σταγονιδίων, συμπαγής κωνική δέσμη σταγονιδίων
	Απλός	20 - 200	Αεριοστρόβιλοι, βιομηχανικοί κλίβανοι	Απλός, φτηνός, ευρύ φάσμα γωνιών δέσμης σταγονιδίων υγρού	Υψηλή πίεση παροχής, μεταβλητή γωνία δέσμης σταγονιδίων με διαφορά πίεσης και πυκνότητας περιβάλλοντος αερίου
	Διπλός	20 - 200	Καυστήρες αεριοστροβίλων	Απλός, φτηνός, ευρύ φάσμα γωνιών δέσμης σταγονιδίων, καλός διασκορπισμός για ευρύ φάσμα ρυθμών ροής υγρού	Στένευση γωνίας δέσμης σταγονιδίων υγρού με αύξηση ρυθμού ροής υγρού
	Διπλών οπών	20 - 200	Πλήθος αεροπορικών και βιομηχανικών αεριοστροβίλων	Καλός διασκορπισμός, σχετικά σταθερή γωνία δέσμης σταγονιδίων υγρού	Φτωχός διασκορπισμός στη μεταβατική περιοχή, σύνθετος σχεδιασμός, ευαισθησία μικρών περασμάτων σε φράξιμο
	Επιστροφής υγρού	20 - 200	Πλήθος καυστήρων, καλές προδιαγραφές για γαλακτώματα και για καύσιμα με χαμηλή θερμική σταθερότητα	Απλός, καλός διασκορπισμός για ευρύ φάσμα ρυθμών ροής υγρού, μικρή πιθανότητα φραξίματος λόγω μεγάλων περασμάτων	Μεταβολή γωνίας δέσμης σταγονιδίων με το ρυθμό ροής του υγρού, μεγαλύτερες απαιτήσεις ενέργειας
	Παραγωγής κυματοειδούς στρώματος υγρού	100 - 1000	Υψηλής πίεσης βαφή/ επίστρωση, δακτυλιοειδείς καυστήρες	Καλός διασκορπισμός, στενή ελλειπτική μορφή δέσμης σταγονιδίων υγρού	Υψηλή πίεση παροχής

Διασκορπιστής		Διάμετρος σταγόνας (μm)	Εφαρμογή	Πλεονεκτήματα	Περιορισμοί
Περιστροφικός	Περιστροφικού δίσκου	10 - 200	Ξήρανση με δέσμη σταγονιδίων υγρού. Διασπορά των εντομοκτόνων. Χημικές διαδικασίες	Ομοιόμορφες σταγόνες. Ανεξάρτητος έλεγχος της ποιότητας του διασκορπισμού και του ρυθμού ροής του υγρού	Δορυφορικά σταγονίδια, 360 ⁰ παραγόμενου στρώματος υγρού
	Περιστροφικού κυπέλλου	10 - 320	Ξήρανση και ψύξη με δέσμη σταγονιδίων υγρού	Κατάλληλη για τσιμεντολάσπες	Πιθανή ανάγκη για περιφερειακή εμφύσηξη
Πνευματικός	Εσωτερικής ανάμειξης	50 - 500	Βιομηχανικοί κλίβανοι. Βιομηχανικοί αεριοστρόβιλοι	Καλός διασκορπισμός. Χαμηλή πιθανότητα φραξίματος λόγω μεγάλων μονοπατιών. Κατάλληλος για το διασκορπισμό υγρών υψηλού ιξώδους	Απαιτήσεις για εξωτερική πηγή υψηλής πίεσης αέρα και βοηθητική συσκευή μέτρησης
	Εξωτερικής ανάμειξης	20 - 140	Βιομηχανικοί κλίβανοι. Βιομηχανικοί αεριοστρόβιλοι	Καλός διασκορπισμός. Χαμηλή πιθανότητα φραξίματος λόγω μεγάλων οπών. Κατάλληλη για το διασκορπισμό υγρών υψηλού ιξώδους	Απαιτήσεις για εξωτερική πηγή υψηλής πίεσης. Περιορισμένοι λόγοι υγρού/αέρα
Εμφύσηξης	Απλή δέσμη	15 - 130	Βιομηχανικοί αεριοστρόβιλοι	Απλός, φτηνός και καλός διασκορπισμός	Στενή γωνία δέσμης σταγονιδίων. Κατώτερη απόδοση διασκορπισμού από αντίστοιχο διασκορπιστή προ – σχηματισμένου φιλμ
	Με προ – σχηματισμένο φιλμ	25 - 140	Ευρύ φάσμα αεροπορικών και βιομηχανικών αεριοστρόβιλων	Καλός διασκορπισμός, ειδικά σε υψηλές πιέσεις περιβάλλοντος. Ευρεία γωνία δέσμης σταγονιδίων	Φτωχός διασκορπισμός σε χαμηλές ταχύτητες αερίου

Διασκορπιστής	Μέγεθος σταγόνας (μm)	Εφαρμογές	Πλεονεκτήματα	Περιορισμοί
Βίαιου διασκορπισμού	20 - 340	Καύση	Απλός, αξιόπιστος, πολύ καλός διασκορπισμός. Μικρή πιθανότητα φραξίματος, λόγω μεγάλων οπών. Εύκολη συντήρηση. Ωφέλιμα φαινόμενα στη μείωση αιθάλης και του καπνού. Φτηνή	Ανάγκη διαχωρισμού της παροχής του αερίου
Ηλεκτροστατικός	0.1 - 1000 300 - 600 100 - 250	Ζωγραφική με δέσμη σταγονιδίων υγρού, εκτύπωση, καυστήρες	Μικρές και ομοιόμορφες σταγόνες	Πολύ χαμηλοί ρυθμοί ροής, ισχυρά εξαρτημένη από τις ηλεκτρικές ιδιότητες του υγρού
Υπερηχητικός	Nebulizers 1 - 5 (55 kHz, 0.12 l/min) 30 - 60 (50 kHz) 1 - 200	Ιατρικές δέσμες σταγονιδίων υγρού. Ύγρανση. Ξήρανση με δέσμη σταγονιδίων υγρού. Χαλκογραφία. Κύκλωμα εκτύπωσης. Καύση	Πολύ καλός διασκορπισμός και ομοιόμορφες σταγόνες, χαμηλοί ρυθμοί δέσμη σταγονιδίων υγρού	Ανίκανη να χειριστεί υψηλούς ρυθμούς ροής υγρού
Σφυρίγματος	~50 (10 kHz, ≤75 l/min) 7 (>20 kHz, 0.125 kg/min 0.33 Mpa)	Διασκορπισμός υγρών μετάλλων για παραγωγή σκόνης	Μικρές σταγόνες, μεγάλη αποδοτικότητα αερίου	Ευρεία κατανομή μεγέθους σταγόνων

Πίνακας 2.2: Στοιχεία διάφορων διασκορπιστών για κανονικά υγρά [10]

2.6 Πλεονεκτήματα και Εφαρμογές σπρέι

Στο κεφάλαιο αυτό θα παρουσιαστούν τα πλεονεκτήματα και θα γίνει μια επισκόπηση στις χρήσεις - εφαρμογές των σπρέι σε διάφορους τομείς.

Το βασικό χαρακτηριστικό που αποκτά το υγρό μέσω του διασκορπισμού, όπως έχει γίνει σαφές, είναι η σημαντικά μεγαλύτερη επιφάνεια που αποκτά ως προς τον όγκο του. Αυτό αποτελεί και το πρωταρχικό πλεονέκτημα των περισσότερων εφαρμογών του.

Παράγωγα πλεονεκτήματα είναι [10]:

- i. ο υψηλός ρυθμός ανάμειξης του υγρού με περιβάλλοντα ρευστά (μεταφορά μάζας),
- ii. ο υψηλός ρυθμός εξάτμισης του διασκορπισμένου υγρού (μεταφορά θερμότητας).
- iii. η αποτελεσματική εναπόθεση του υγρού που διασκορπίζεται.

Παρακάτω, φαίνονται τα παραπάνω πλεονεκτήματα του διασκορπισμού, καθώς και πολλά άλλα, που προκύπτουν από αυτά, μέσα από την παρουσίαση διάφορων βασικών εφαρμογών.

1) Παραγωγή ενέργειας

Η καύση ίσως είναι η πιο σημαντική εφαρμογή στον τομέα παραγωγής ενέργειας όπου βρίσκει εφαρμογή ο διασκορπισμός καθώς ως καύση ορίζεται ένα πολύπλοκο φαινόμενο μεταφοράς ορμής, θερμότητας, μάζας και χημικής αντίδρασης [39]. Σε όλες της εφαρμογές της καύσης είναι επιθυμητή η όσον μεγαλύτερη επιφάνεια σε συγκεκριμένη μάζα καυσίμου, ούτως ώστε να έχουμε ταχύτερη και πιο τέλεια καύση αυξάνοντας την απόδοση και περιορίζοντας τους ρύπους.

Επίσης σημαντικό ρόλο παίζει και η ανάμιξη του υγρού καυσίμου με τον αέρα, ιδίως στις **μηχανές εσωτερικής καύσης (Μ.Ε.Κ)** και περισσότερο στους κινητήρες Diesel, όπου και απαιτείται πολύ καλός διασκορπισμός και το σύστημα εγχύσεως είναι το βασικότερο σύστημα των κινητήρων αυτών [40]. Επίσης, ως γνωστό, οι αεριοστροβίλοι χρησιμοποιούνται τόσο στα αεροσκάφη, όσο και στη ναυπηγική. Ο διασκορπισμός έχει μεγάλη σημασία στους **πυραύλους**, που χρησιμοποιούν ως προωθητικά τους υγρά.

Αναφέρουμε επίσης τους **καυστήρες πετρελαίου** όπου τους συναντάμε σε διάφορα μορφές: στους *κλιβάνους* και στους *θερμαντήρες*, στους *βιομηχανικούς* και στους *ναυτικούς λέβητες*, στους *οικιακούς λέβητες θέρμανσης*.

Στην παραγωγή ενέργειας συναντάμε άλλη μια εφαρμογή στους **ατμοπαραγωγούς**, όσον αφορά στην ρύθμιση της θερμοκρασίας του ανάθερμου ατμού. Μία από της μεθόδους, και η πιο απλή, είναι ο ψεκασμός νερού στην ροή του ανάθερμου ατμού. Η μέθοδος αυτή προκαλεί μία ακόμα θερμική απώλεια (ένα μέρος του ατμού δεν πάει στον στρόβιλο υψηλής πίεσης) και συμφέρει να χρησιμοποιείται μόνο όταν ένα τμήμα του αναθερμαντή βρίσκεται στο πάνω μέρος του θαλάμου καύσης, γιατί τότε απαιτείται ελάχιστη ποσότητα ψεκασμού [41].

Τέλος με ψεκασμό νερού επιτυγχάνεται και μία άλλη σημαντική διαδικασία στη βιομηχανία παραγωγής ενέργειας, η **επεξεργασία του νερού**, με σκοπό την απομάκρυνση ενεργών και διαβρωτικών αερίων, κυρίως του CO₂.

2) Τεχνικές μέθοδοι

Στο σημείο αυτό θα αναφέρουμε ως εφαρμογές την λίπανση, την ψύξη και τον διασκορπισμό υγρού μετάλλου.

Όσον αφορά την λίπανση γνωρίζουμε ότι γίνεται αποδοτικότερη με το διασκορπισμό του χρησιμοποιούμενου λιπαντικού καθώς μεγαλώνει πολύ η επιφάνεια του λιπαντικού και με αυτόν τον τρόπο επικαλύπτει μεγαλύτερη επιφάνεια με μεγαλύτερη ομοιομορφία. Λιπαίνονται δύσκολα προσβάσιμα μηχανολογικά μέρη με κατάλληλες διατάξεις ακροφυσίων

Χρησιμοποιείται για τη λίπανση μηχανημάτων, όπως **οδοντωτούς τροχούς** και άλλα μηχανήματα, που λειτουργούν σε υψηλές ταχύτητες.

Η ψύξη, όπως και η καύση, είναι τμήμα της βιομηχανίας παραγωγής ενέργειας. Οι εγκαταστάσεις παραγωγής ενέργειας περιλαμβάνουν συμπυκνωτές, στους οποίους το ψυκτικό νερό εγχύεται μέσω διασκορπιστών. Ανάλογη εφαρμογή του διασκορπισμού συναντάται και σε άλλους εναλλάκτες θερμότητας, όπως στους **πύργους ψύξης**. Επιπλέον, με την έγχυση διασκορπισμένου νερού **στις σχάρες καυστήρων** επιδιώκεται η ψύξη τους, με παράγωγα πλεονεκτήματα στην καλύτερη δυνατή απομάκρυνση των ρυπαντών και στην παροχή του αέρα για καύση

Άλλες διαδικασίες στον τομέα παραγωγής ενέργειας, που πραγματοποιούνται μέσω του διασκορπισμού, είναι ο διασκορπισμός του νερού στους διαχωριστές σκόνης και η υγροποίηση του αέρα, με στόχο να επιτείνει την ψύξη των θερμαινόμενων επιφανειών, καθώς και η **ψύξη των πτερυγίων των στροβίλων**, όπου χρησιμοποιούνται διασκορπιστές. Επίσης μπορεί να αναφερθεί και η **ψύξη πυρηνικών καυσίμων**.

Τέλος αναφέρονται και στον τομέα των κατεργασιών των υλικών η ψύξη χυτών και μεταλλουργικών προϊόντων, καθώς και η ψύξη των μηχανικών εργαλείων, που πραγματοποιούν τη χύτευση, ή άλλες κατεργασίες, όπως είναι η έλαση, η διέλαση, η σφυρηλάτηση, η κοίλανση, κλπ.

Μία άλλη τεχνική μέθοδος είναι ο διασκορπισμός υγρού μετάλλου. Χρησιμοποιείται ευρέως για την παραγωγή καθαρής μεταλλικής σκόνης, μέσης διαμέτρου 1-5000 μm. Η σκόνη ή πούδρα, που παράγεται με αυτό τον τρόπο, χρησιμοποιείται για την παραγωγή υλικών για βαριά συγκόλληση, για χημικά, μπογιές, εκρηκτικά, κλπ.

Με διασκορπισμό επιτυγχάνεται και η επίστρωση με δέσμη σταγονιδίων υγρού. Αυτή η διαδικασία πραγματοποιείται είτε με αυτοματοποιημένο τρόπο σε ειδικούς θαλάμους δεσμών σταγονιδίων υγρού, όπως στην **αυτοκινητοβιομηχανία** Η επίστρωση με δέσμη σταγονιδίων υγρού βρίσκει πολλές εφαρμογές, όπως είναι η εναπόθεση αντιδιαβρωτικού υλικού, ειδικά σε δύσκολα προσβάσιμες περιοχές, επίστρωση με πλαστικά, ρητίνες, ή κολλώδη υλικά, επίστρωση χαρτοταινίας, βαφή υφασμάτων, βαφή επίπλων, μπουκαλιών, βερνίκωση κεραμικών, κλπ.

Τέλος μία ακόμα εφαρμογή στον τομέα τεχνικών μεθόδων είναι το **πλύσιμο** (πλύσιμο των *αυτοκινήτων* και γενικότερα των οχημάτων) και ο **καθαρισμός**.

3) Χημική μηχανική

Οι διαδικασίες, στις οποίες γίνεται χρήση του διασκορπισμού στην χημική μηχανική είναι η **ξήρανση με δέσμη σταγονιδίων υγρού**, η **κοκκοποίηση σκόνης**, η **απορρόφηση υγρού**, η **κρυσταλλοποίηση** και η **βαφή**. Είναι δόκιμο να αναφέρουμε ότι στην χημική μηχανική χρησιμοποιούνται μη νευτώνεια υγρά όπως αυτών διάφορα

διαλύματα, γαλακτώματα και αιωρήματα, ακόμα και ζελατίνες των οποίων ο διασκορπισμός είναι πολύ δύσκολος.

4) Προστασία περιβάλλοντος και πυροπροστασία

Πέρα από την μείωση των ρύπων από τα παράγωγα της καύσης με χρήση καλού διασκορπισμού, υπάρχουν συσκευές διασκορπισμού οι οποίες παράγουν σταγόνες υγρού, πάνω στις οποίες επικάθονται οι ρυπαντές σε μορφή σκόνης, έτσι ώστε να συσσωρεύονται και να απομακρύνονται για την περαιτέρω **προστασία του περιβάλλοντος**.

Επίσης, βασική εφαρμογή του διασκορπισμού είναι η **πυροπροστασία**. Εγκαταστάσεις συσκευών διασκορπισμού εγκαθίστανται σε επικίνδυνα σημεία, που είναι πιθανό να προκληθεί πυρκαγιά. Σ' αυτή την περίπτωση, τα ακροφύσια από τα οποία εκβάλλει το νερό, πρέπει να έχουν ικανότητα μεγάλης παροχής και μεγάλων γωνιών δέσμης σταγονιδίων υγρού, έτσι ώστε να επιτυγχάνεται μεγάλος βαθμός επικάλυψης της προστατευόμενης περιοχής.

5) Άλλες εφαρμογές

Άλλες εφαρμογές βρίσκουν χρήση στην γεωργία (λιπάσματα), τον κλιματισμό (προετοιμασία νερού), τις αεροπορικές εταιρίες σε περίπτωση ομίχλης, σε φαρμακοβιομηχανίες και την θεραπευτική (σπρέι για τον λαιμό και την μύτη), την **βιομηχανία των τροφίμων** (γαλακτοκομικά προϊόντα, καφές, τσάι, καθαρισμός λαχανικών, κλπ), την **βιομηχανία των σαπουνιών**, των **απορρυπαντικών**, κλπ, οι **εκτυπωτές**, η **αμμοβολή**, η χρήση δέσμης σταγονιδίων υγρού νερού στα **ορυχεία** για προστασία από τις εκρήξεις, **υγροποίηση και βαφή υφασμάτων**, **βαφή και σοβάτισμα στις οικοδομές** και οι δέσμες σταγονιδίων νερού για **διακοσμητικούς λόγους**.

Β. ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΟ ΜΕΡΟΣ

Εισαγωγή

Στο υπολογιστικό μέρος γίνεται η περιγραφή της διαδικασίας προσομοίωσης διάσπασης σταγόνας για δύο περιπτώσεις: μεμονωμένης σταγόνας και δέσμης υγρού. Αναπτύχθηκαν για τον σκοπό αυτό υπολογιστικά μοντέλα, τα αποτελέσματα των οποίων πιστοποιήθηκαν με διαθέσιμες πειραματικές μετρήσεις. Αναλύεται ο τρόπος με τον οποίο λύνονται οι εξισώσεις και κατόπιν παρουσιάζονται τα υπολογιστικά αποτελέσματα σε σύγκριση με τις τιμές των πειραμάτων. Τέλος γίνεται μια προσπάθεια ανάλυσης απόκλισης μεταξύ των τιμών αυτών.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1: Προσομοίωση διάσπασης μεμονωμένης σταγόνας κάθεται εισερχόμενης σε δέσμη αέρα

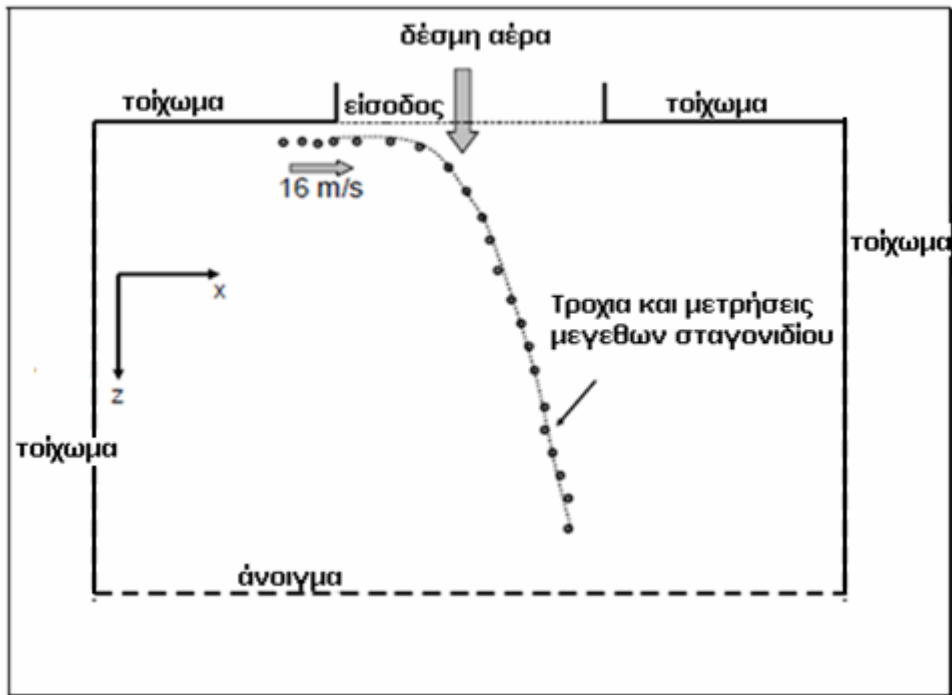
1.1 Περιγραφή του φαινομένου προς προσομοίωση

Σε αυτό το κεφάλαιο περιγράφεται το μοντέλο προσομοίωσης του φαινομένου της διάσπασης μεμονωμένης σταγόνας, η οποία εισέρχεται σε δέσμη αέρα από πλάγια θέση.

Τα αποτελέσματα στην συνέχεια συγκρίνονται με διαθέσιμες μετρήσεις από την διεξαγωγή πειράματος των Liu et. al. [19]. Η πειραματική διάταξη που χρησιμοποιείται στο συγκεκριμένο πείραμα είναι ένας κύλινδρος μήκους 60 mm και διαμέτρου 100mm, όπου στο κέντρο υπάρχει ακροφύσιο διαμέτρου 10 mm από όπου εισέρχεται ρεύμα αέρα. Στο πείραμά τους σταγονίδια καυσίμου διαμέτρου 170 μm και ταχύτητας 16 m/s εκτοξεύονται κάθετα σε ρεύμα αέρα. Η θέση εκτόξευσης είναι 2 mm κατάντι του ρεύματος, διότι εκεί το προφίλ ταχύτητας του ρεύματος αέρα είναι ομοιόμορφο. Ανάλογα με την περίπτωση διαφέρει και η ταχύτητα του ρεύματος. Στους πίνακες 1.1, 1.2 και 1.3 οι συνοριακές και αρχικές συνθήκες και στην εικόνα 1.1 φαίνεται η πειραματική διάταξη.

Πιο συγκεκριμένα στον πίνακα 1.1 φαίνονται οι ιδιότητες του αέρα και του καυσίμου, στον πίνακα 1.2 οι δύο περιπτώσεις για τις οποίες διεξήχθησαν πειράματα και στον πίνακα 1.3 οι ιδιότητες εκτόξευσης των σταγονιδίων.

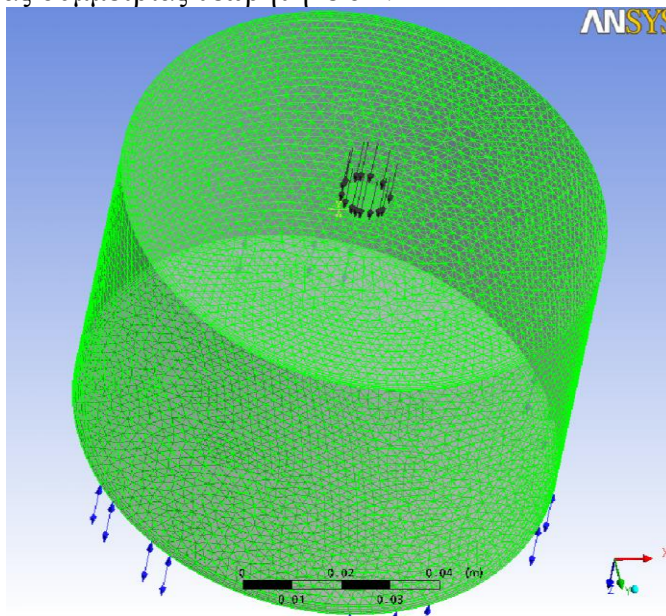
ΠΙΝΑΚΑΣ 1.1		ΠΙΝΑΚΑΣ 1.2			
Ιδιότητες περιβάλλοντος		Περίπτωση	Ταχύτητα αέρα (m/s)	WEBER	Breakup regime
Τύπος αέριου	Αέρας	1	59	36	bag
Θερμοκρασία (°C)	25	2	100	102	bag
Πίεση (atm)	1				
Ιδιότητες καυσίμου		ΠΙΝΑΚΑΣ 1.3			
Τύπος καυσίμου	BENZ UCF-I	Θερμοκρασία (°C)	25		
Πυκνότητα (kg/m ³)	824	Ταχύτητα έγχυσης (m/s)	16		
Επιφανειακή τάση (N/m)	0.02	Παροχή μάζας σωματιδίου (g/s)	2E-6		
Δυναμική συνεκτικότητα (kg/m/s)	0.0022	Διάμετρος σταγονιδίου (mm)	0.17		



Εικόνα 1.1.: Σχηματική απεικόνιση πειραματικής διάταξης των Liu *et al* [19].

1.2 Συνοριακές και Αρχικές Συνθήκες Μοντέλων Προσομοίωσης

Το πλέγμα που χρησιμοποιήθηκε είναι κυλινδρικής μορφής με ακτίνα 50 mm και μήκος 60 mm το οποίο προσομοιάζει την πειραματική διάταξη των πειραμάτων των Liu *et. al.* [16]. Το πλέγμα αποτελείται από 104891 κόμβους, οι οποίοι δεν είναι κατανομημένοι ομοιόμορφα, αλλά το πλέγμα είναι πυκνότερο σε σημεία όπου ο υπολογισμός των μεγεθών είναι δυσκολότερος (βλέπε Γεωμετρία-πλέγμα). Στο κέντρο της πάνω βάσης του κυλίνδρου τοποθετήθηκε οπή διαμέτρου 10 mm, η οποία προσομοιάζει την είσοδο της δέσμης αέρα (jet) και η κάτω βάση τέθηκε ως άνοιγμα. Άξονας συμμετρίας θεωρήθηκε ο z.



Εικόνα 1.2: Υπολογιστικό πλέγμα για την προσομοίωση περίπτωση διάσπασης μεμονωμένου σταγονιδίου

Στο πλέγμα εισάγονται οι συνοριακές και αρχικές συνθήκες με μονάδες SI ως εξής:

➤ Συνοριακές συνθήκες προσομοίωσης

- Η οπή στην πάνω βάση του κυλίνδρου ορίζεται ως είσοδος (ακροφύσιο) για το ρεύμα αέρα του οποίου θέτουμε την ταχύτητα ανάλογα με την περίπτωση που φαίνεται στον Πίνακα 1.2.
- Το υπόλοιπο μέρος της πάνω μεριάς καθώς και η παράπλευρη επιφάνεια του κυλίνδρου τεθήκαν ως τοιχώματα.
- Η κάτω βάση του κυλίνδρου τέθηκε ως άνοιγμα εκατέρωθεν του οποίου (στο περιβάλλον εξωτερικά του κυλίνδρου με αυτήν στο εσωτερικό του) η πίεση που ασκείται είναι ίδια, δηλαδή έχουμε σχετική πίεση μηδέν.

➤ Αρχικές συνθήκες προσομοίωσης

- Οι συνθήκες που επικρατούν στο περιβάλλον φαίνονται στον πίνακα 1.
- Η ταχύτητα του ρεύματος αέρα αναλόγως την περίπτωση φαίνονται στον πίνακα 2. Το επίπεδο τύρβης επιλέγεται 5%.
- Οι συνθήκες εκτόξευσης φαίνονται στο πίνακα 3, και γίνεται από θέση δύο χιλιοστών κατάντη της ροής του αέρα. Το σταγονίδιο θεωρείται σφαιρικό [19].

1.3 Ανάπτυξη Μοντέλου προσομοίωσης

➤ Επιλογή Εξισώσεων

Για το μοντέλο προσομοίωσης θα πρέπει να επιλέξουμε το ποιες εξισώσεις θα επιλυθούν και με ποιο τρόπο και ακολούθως να ελέγξουμε την ροή της επίλυσης τους. Στο πνεύμα αυτό μας ενδιαφέρει η εξάρτηση του φαινομένου από τον χρόνο, η μέθοδος με την οποία θα γίνει η επίλυση και η επιθυμητή σύγκλιση των αποτελεσμάτων.

Η περίπτωση η οποία μελετάμε θεωρείται ότι είναι μόνιμης καταστάσεως. Αυτό σημαίνει ότι το φαινόμενο εξελίσσεται χωρίς να υπάρχει εξάρτηση από τον χρόνο. Επίσης λόγω της διαφασικής αραιής φύσεως του προβλήματος επιλέγουμε οι εξισώσεις να επιλυθούν με την μέθοδο Euler – Lagrange με διπλή σύζευξη.

Οι εξισώσεις που επιλύονται για το ρεύμα αέρα και το μέσο του περιβάλλοντος είναι οι Navier-Stokes. Έπειτα από μια σύμβαση μεταξύ ακρίβειας και υπολογιστικού κόστους (χρόνος, μνήμη) η επιθυμητή σύγκλιση μετά την οποία οι εξισώσεις θα σταματήσουν να επιλύονται είναι της ακρίβειας του δέκατου του χιλιοστού ενός υπολοίπου. Το υπόλοιπο αυτό υπολογίζεται λαμβάνοντας την ρίζα του μέσου όρου των τετραγώνων των τιμών σε όλο το χωρίο υπολογισμών, δηλαδή ορίζεται ο

ακόλουθος αριθμός
$$RMS = \sqrt{\frac{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 + \dots + S_{n-1}^2 + S_n^2}{n}}$$
, όπου n είναι ο

αριθμός των κόμβων στο υπολογιστικό χωρίο και S_n η αντίστοιχη τιμή στον κόμβο n.

Οι εξισώσεις που επιλύονται για το σταγονίδιο είναι οι εξισώσεις κίνησης κατά μήκος της τροχιάς του. Η κίνηση αυτή είναι αποτέλεσμα της συνισταμένης δύναμης που δέχεται το σωματίδιο, κυρίως των αεροδυναμικών. Με την διάσπασή του υπεισέρχονται οι εξισώσεις διατήρησης μάζας ορμής και ενέργειας ανάλογα με το μοντέλο δευτερογενούς διάσπασης που έχει επιλεγεί. Τα μοντέλα δευτερογενούς

διάσπασης που χρησιμοποιήθηκαν είναι τα *TAB*, *ETAB*, *CAB*, *WAVE* (Reitz & Diwakar) και *Schmehl*. Πρέπει να αναφερθεί ότι για τα σωματίδια θα πρέπει να επιλέξουμε την στιγμή που θα αρχίσουν επιλύονται οι εξισώσεις κίνησης και την συχνότητα αυτών των υπολογισμών. Για τις τιμές αυτές έγινε ανάλυση ευαισθησίας, ώστε να εξακριβωθεί η επίδραση της επιλογής του κατά ποσό θα πρέπει να επιλυθεί πρώτα η ροή του αέρα (εξισώσεις N-S) και μετά να ξεκινήσει η διαδικασία επίλυσης των εξισώσεων για το εκτινασόμενο σωματίδιο. Αυτή η ανάλυση παρουσιάζεται αργότερα όπου παρουσιάζονται και τα αποτελέσματα στον Πίνακα 1.4.

Επιπλέον, επιλέγεται η μέθοδος του πρωτογενή διασκορπισμού. Υπάρχουν τρεις μέθοδοι:

- Μέθοδος σταγόνας (Blob method): Η αρχική διάμετρος της δέσμης είναι αυτή του ακροφυσίου, δεν λαμβάνει χώρα κανένα φαινόμενο και η ταχύτητα εκτόξευσης είναι η ταχύτητα έγχυσης που έχουμε ορίσει.
- Βελτιωμένη μέθοδος σταγόνας (Enhanced Blob method): Η αρχική διάμετρος της δέσμης υγρού είναι μικρότερη από αυτή του ακροφυσίου καθώς λαμβάνεται υπ' όψιν η σπηλαίωση η οποία μπορεί να υφίσταται στην ροή του υγρού στο ακροφύσιο. Η πρόταση αυτή από τον Kuensberg et. al. επιτρέπει την καλύτερη πρόβλεψη της ταχύτητας και της διαμέτρου εκτόξευσης της δέσμης
- Μοντέλο LISA (LISA model): Σε περιπτώσεις όπου έχουμε συστροφή της εκτοξευόμενης δέσμης, κυρίως σε κινητήρες άμεσης ανάφλεξης με σπινθήρα (DI spark engines), αυτή η επιλογή είναι η πλέον κατάλληλη. Με αυτήν την προσέγγιση δημιουργείται ένα λεπτό στρώμα υγρού (φιλμ) το οποίο έχει ακτινική ταχύτητα και υπόκεινται σε αστάθειες αεροδυναμικής φύσης

Από αυτές τις μεθόδους κρίνεται ικανοποιητική η μέθοδος σταγόνας [18].

Τέλος επιλέγεται το μοντέλο τύρβης k-ε, το οποίο είναι το πιο διαδεδομένο και κρίνεται ικανό να ενταχθεί αποτελεσματικά στις παραπάνω εξισώσεις.

➤ Επίλυση Εξισώσεων

Ξεκινώντας πρέπει να αναφέρουμε ότι ο χρόνος που διαρκεί η επίλυση εξαρτάται αμοιβαία από τα τεχνικά χαρακτηριστικά του συστήματος του υπολογιστή. Επίσης ενδιαφέρον προκαλεί το γεγονός ότι η πορεία σύγκλισης των τιμών για το συνεχές μέσο του περιβάλλοντος και το ρεύμα αέρα είναι ομαλό, ενώ όσον αφορά την παρακολούθηση του σταγονιδίου η πορεία της σύγκλισης παρουσιάζει απότομες μεταβολές. Παρακάτω γίνεται περιγραφή της πορείας της επίλυσης των εξισώσεων.

➤ Έναρξη των υπολογισμών

Οι υπολογισμοί ξεκινούν με την επίλυση των εξισώσεων Navier-Stokes για το (αέριο)πεδίο ροής- ρευστό, που στην συγκεκριμένη περίπτωση είναι ο αέρας, και με βάση τις αρχικές συνθήκες που δώσαμε, δηλαδή ταχύτητα 59 ή 100 m/s ανάλογα με την περίπτωση και επίπεδο τύρβης 5%. Οι εξισώσεις λύνονται με την μέθοδο Euler, καθώς στο σημείο αυτό μας ενδιαφέρουν οι ιδιότητες του μέσου σε κάθε θέση.

Μετά από ένα συγκεκριμένο υπολογιστικό βήμα, που έχουμε θέσει εμείς, ξεκινούν οι υπολογισμοί για το εκτοξευόμενο σωματίδιο. Λύνονται οι εξισώσεις δυνάμεων που δέχεται το σταγονίδιο με αρχικές συνθήκες αυτές που θέσαμε και με βάση τις τιμές από την επίλυση του ρευστού, ως όροι πηγής, καθώς επηρεάζουν την τροχιά και γενικότερα τις ιδιότητες του σταγονιδίου (π.χ ταχύτητα). Οι εξισώσεις

αυτές λύνονται κατά Lagrange καθώς τώρα μας ενδιαφέρει η τροχιά και οι ιδιότητες του συγκεκριμένου σταγονιδίου.

➤ Σύζευξη Εξισώσεων

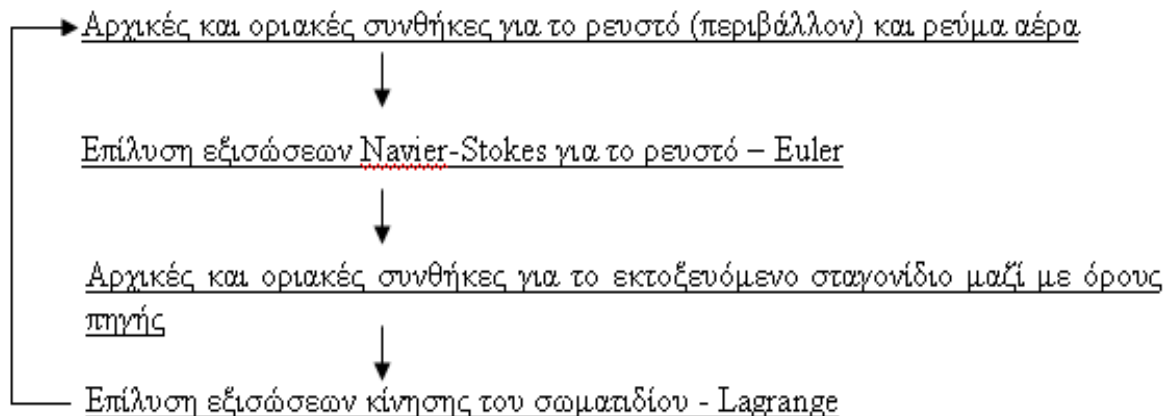
Από αυτό το υπολογιστικό βήμα και μετά ξεκινάει η σύζευξη των εξισώσεων με τέτοιο τρόπο που το ρεύμα ρευστού επηρεάζει την κίνηση του σταγονιδίου και το σταγονίδιο επηρεάζει την κίνηση του ρεύματος ρευστού, όπως αναφερθήκαμε και παραπάνω με την επιλογή διπλής σύζευξης.

Πιο συγκεκριμένα επιλύονται εκ νέου οι εξισώσεις Navier-Stokes για το ρευστό κατά Euler με τις ίδιες αρχικές και συνοριακές συνθήκες που έχουμε θέσει, αλλά με την διαφορά ότι πλέον υπεισέρχονται σε αυτές ως όροι πηγής οι τιμές από τα αποτελέσματα της επίλυσης των εξισώσεων για το σταγονίδιο, αφού προφανώς το σταγονίδιο επηρεάζει την ροή του ρευστού.

Αυτό γίνεται για κάποια υπολογιστικά βήματα τα οποία έχουμε θέσει εμείς ορίζοντας κάθε πόσα βήματα θα επιλύονται οι εξισώσεις για το σωματίδιο. Αυτές επιλύονται όπως και στην αρχή μονό που πλέον δέχονται ως όρους πηγής τις καινούργιες τιμές από την επίλυση της ροής του ρευστού.

Όπως γίνεται αντιληπτό οι λύσεις των εξισώσεων για το ρευστό επηρεάζουν τις λύσεις για τις εξισώσεις του σταγονιδίου και το αντίστροφο. Και ενώ οι πρώτες εξισώσεις λύνονται κατά Euler οι δεύτερες λύνονται κατά Lagrange. Έτσι οδηγούμαστε σε μία πεπλεγμένη μέθοδο επίλυσης Euler-Lagrange του πεδίου ροής για το φαινόμενο αυτό.

Στο σχήμα 1.1 φαίνεται σε διάγραμμα η διαδικασία που περιγράψαμε παραπάνω η οποία επαναλαμβάνεται μέχρι την ζητούμενη σύγκλιση για το μέσο του περιβάλλοντος.



Σχήμα 1.1: Σχηματική απεικόνιση πορείας επίλυσης διαφασικής ροής για προσομοίωση αερίου σταγονιδίου

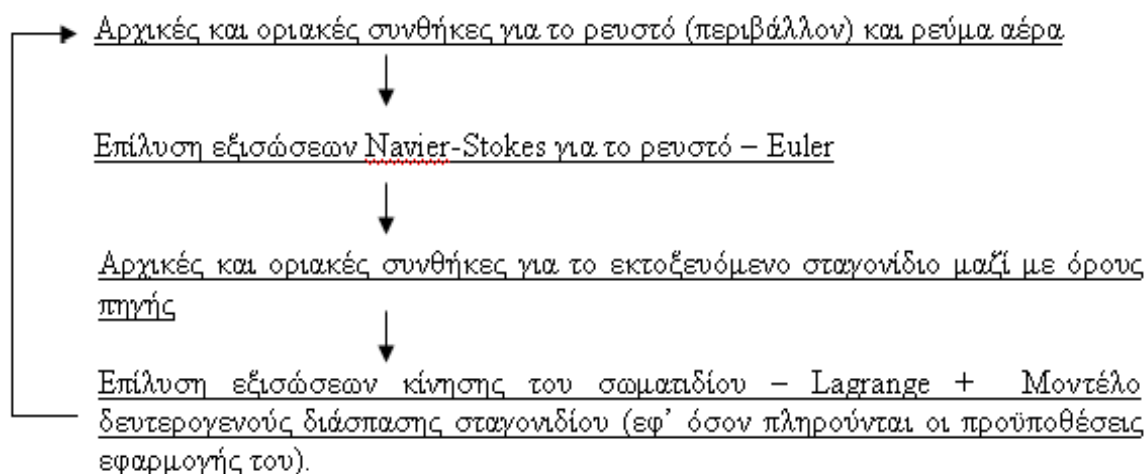
Μοντέλο δευτερογενούς διάσπασης σταγονιδίου

Η παραπάνω διαδικασία είναι η αυτή που ακολουθείται γενικά για την παρακολούθηση σωματιδίων.

Στην συγκεκριμένη περίπτωση ουσιαστικά το αντικείμενο της μελέτης αυτή της διπλωματικής εργασίας είναι η διάσπαση των σταγονιδίων. Στις εξισώσεις για την επίλυση της τροχιάς και των ιδιοτήτων του σωματιδίου προστίθενται και αυτές του εκάστοτε μοντέλου δευτερογενούς διάσπασης που χρησιμοποιήθηκε. Το μοντέλο

είναι που εκτιμάει σε κάθε περίπτωση το πότε, δηλαδή σε ποιο σημείο στον χώρο, θα γίνει η διάσπαση, το ποια θα είναι η μάζα του θυγατρικού σωματιδίου και άλλα χαρακτηριστικά που καθορίζονται κατά μεγάλο βαθμό από την διάσπαση.

Μετά από την συγκεκριμένη αναφορά στο μοντέλο δευτερογενούς διάσπασης σταγονιδίου πρέπει να γίνει αναθεώρηση όσον αφορά το Σχήμα 1.1 και να αναφερθεί και το μοντέλο δευτερογενούς διάσπασης όπως φαίνεται στο Σχήμα 1.2.



Σχήμα 1.2: Σχηματική απεικόνιση πορείας επίλυσης διαφορικής ροής για προσομοίωση αερίου σταγονιδίου με την εισαγωγή μοντέλου διάσπασης

Μελέτη ευαισθησίας-εξάρτησης από τον καθορισμό έναρξης υπολογισμών για το σταγονίδιο και την συχνότητα λύσης των εξισώσεων αυτού για την σύγκλιση στα μεγέθη των σωματιδίων.

Όπως αναφέρθηκε και παραπάνω η διαδικασία επίλυσης για το σωματίδιο ξεκινάει μετά από ένα συγκεκριμένο υπολογιστικό βήμα και γίνεται ανά συγκεκριμένα βήματα τα οποία θέτουμε κατά βούληση. Για αυτές τις δύο επιλογές έγινε μια μελέτη ευαισθησίας ώστε να εξακριβωθεί ποιος τρόπος είναι προτιμότερος στην λύση τέτοιων προβλημάτων, δηλαδή το αν και κατά πόσο είναι καλύτερα να επιλυθούν οι εξισώσεις για το μέσο μέχρι μια καλή σύγκλιση ή είναι δόκιμο να λύνονται και οι εξισώσεις για το σταγονίδιο από νωρίς. Παρατηρήθηκε ότι η σύγκλιση για το μέσο είναι ομαλή ως προς τα υπολογιστικά βήματα, συνεπώς μια τέτοια υπόθεση είναι λογική.

Παρατίθεται ο πίνακας 1.4 όπου φαίνονται οι επιλογές για το πότε, δηλαδή σε ποιο βήμα, θα αρχίσει η επίλυση για τα σωματίδια και την συχνότητα, το υπολογιστικό κόστος (χρόνος) καθώς και η ακρίβεια σύγκλισης για την ταχύτητα του σωματιδίου κατά y (V_y) καθώς σε αυτή παρατηρήθηκαν οι μεγαλύτερες αποκλίσεις.

Από τον πίνακα φαίνεται καθαρά ότι είναι προτιμότερο να αφήσουμε πρώτα τις εξισώσεις για το μέσο να επιλυθούν μέχρι ένα σημείο και μετά να αρχίσουν οι εξισώσεις για το σταγονίδιο με μεγαλύτερη συχνότητα. Προσοχή όμως πρέπει να δοθεί σε ποια επανάληψη να αρχίσουν οι εξισώσεις αυτές καθώς υπάρχει κίνδυνος να συγκλίνουν οι εξισώσεις για το μέσο πριν αρχίσουν οι επαναλήψεις για το σταγονίδιο και να σταματήσει το τρέξιμο.

Όσον αφορά τα αποτελέσματα που παίρνουμε από την κάθε περίπτωση αυτά είναι ίδια μεταξύ του.

ΠΙΝΑΚΑΣ 1.4					
Μοντέλο	Βήμα έναρξης επίλυσης	Συχνότητα επίλυσης	Υπολογιστικά βήματα	Χρόνος τρεξίματος (h:min)	Σύγκλιση ταχύτητας σταγονιδίου
Tab	50	5	276	1:30	$\geq 10^{-3}$
	80	2	276	1:35	$\geq 10^{-3}$
	180	1	276	1:39	$< 10^{-3}$
Reitz-Diwakar	10	10	276	1:32	10^{-2}
	80	2	276	1:36	$> 10^{-3}$
	140	1	276	1:39	10^{-3}
Etab	10	10	276	1:35	$> 10^{-4}$
	80	1	276	1:35	$\geq 10^{-4}$
	200	1	276	1:40	10^{-4}
CAB	20	8	279	1:38	10^{-2}
	80	2	279	1:38	$> 10^{-3}$
	140	1	279	1:40	$> 10^{-3}$
Schmehl	50	5	276	1:36	$> 10^{-4}$
	80	2	276	1:36	$\geq 10^{-4}$
	160	1	276	1:38	10^{-4}

Πίνακας 1.4: Μελέτη ανεξαρτησίας από έναρξη και συχνότητα λύσης των εξισώσεων για το σταγονίδιο.

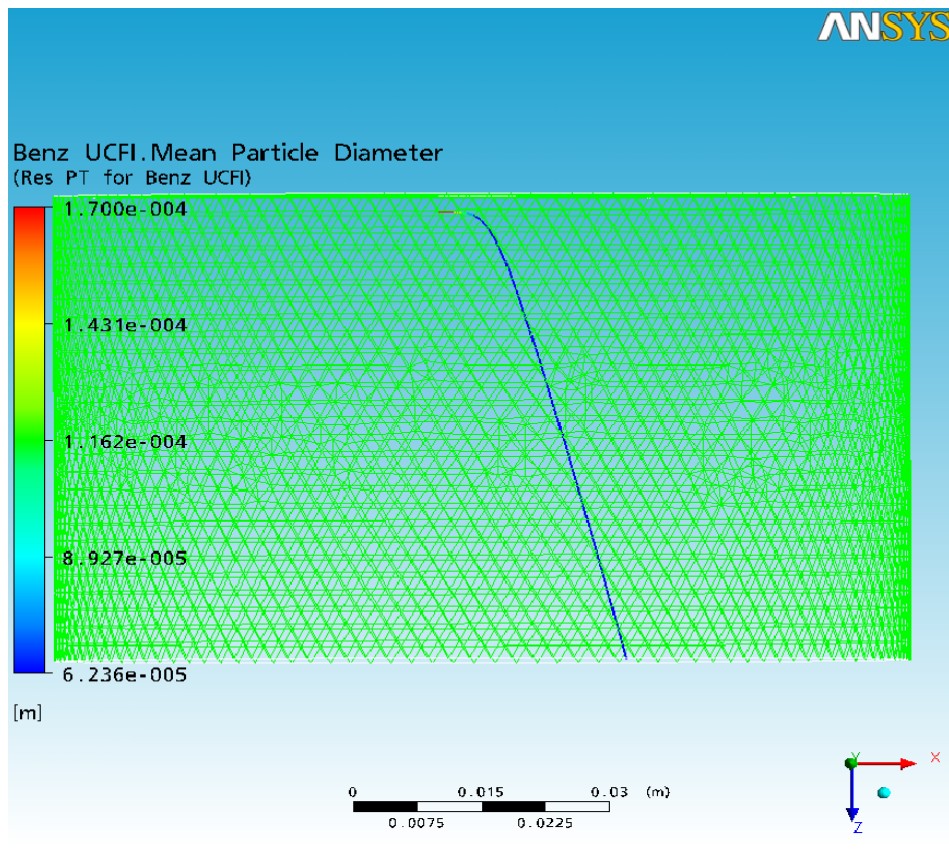
1.4 Παρουσίαση και εκτίμηση αποτελεσμάτων

Σε παραθυρικό περιβάλλον απεικονίζεται το πλέγμα μαζί με την εξέλιξη του φαινομένου – την τροχιά και την διάσπαση της σταγόνας, όπως φαίνεται και στις εικόνες 1.3 και 1.4. Δίνεται κατά αυτόν τον τρόπο η ευχέρεια να παρασταθεί πάνω στην τροχιά οποίο μέγεθος ενδιαφέρει, καθώς κατά μήκος της τροχιάς παρίσταται το οποιοδήποτε μέγεθος. Το φαινόμενο παρατηρείται από οποιαδήποτε οπτική γωνία υπάρχει καλύτερη εποπτεία για την εξέλιξη του στον φυσικό χώρο. Το μειονέκτημα αυτής της μεθόδου είναι ότι αφορά το συγκεκριμένο φαινόμενο και μόνο για τις συγκεκριμένες συνθήκες που τίθενται κάθε φορά.

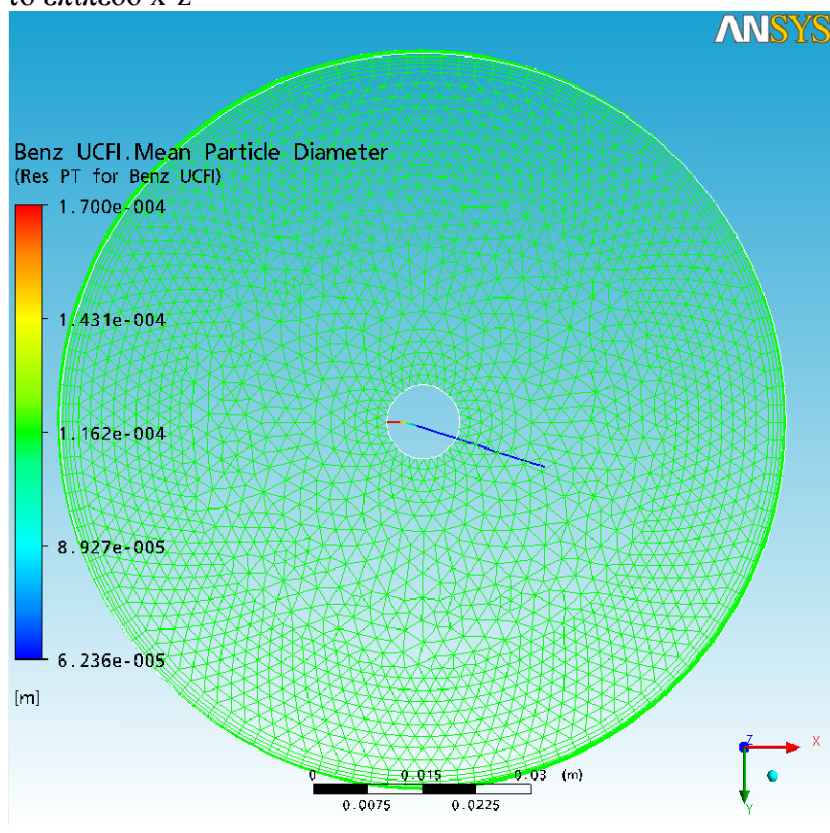
Στην εικόνα 1.3 απεικονίζεται η τροχιά που διαγράφει ένα συγκεκριμένο σταγονίδιο στο επίπεδο x-z. Κατά μήκος της τροχιάς φαίνεται η μείωση της διαμέτρου του σταγονιδίου. Η τροχιά έχει καμπυλοειδές σχήμα που παραπέμπει σε έλλειψη και η διάμετρος φαίνεται να διατηρείται σταθερή μετά το σημείο διάσπασης.

Στην εικόνα 1.4 απεικονίζεται η τροχιά του ίδιου σταγονιδίου στο επίπεδο y-x. Η τροχιά αποκλίνει από την ευθεία εκτόξευσης του σταγονιδίου μετά το σημείο διάσπασης. Αυτό είναι λογικό καθώς με την διάσπαση της σταγόνας τα δύο θυγατρικά σταγονίδια θα ακολουθήσουν διαφορετικές τροχιές σύμφωνα με το εκάστοτε μοντέλο δευτερογενούς διάσπασης.

Πρέπει να αναφερθεί ότι οι εικόνες αυτές αφορούν την πρώτη περίπτωση προσομοίωσης για το δευτερογενές μοντέλο ETAB. Παρόμοιες εικόνες εμφανίζονται και για την δεύτερη περίπτωση, καθώς και για οποιοδήποτε μοντέλο δευτερογενούς διάσπασης.



Εικόνα 1.3: Τροχιά μεμονωμένου σταγονιδίου που εισέρχεται κάθετα σε ρεύμα αέρα κατά το επίπεδο x-z



Εικόνα 1.4: Τροχιά μεμονωμένου σταγονιδίου που εισέρχεται κάθετα σε ρεύμα αέρα κατά το επίπεδο x-y

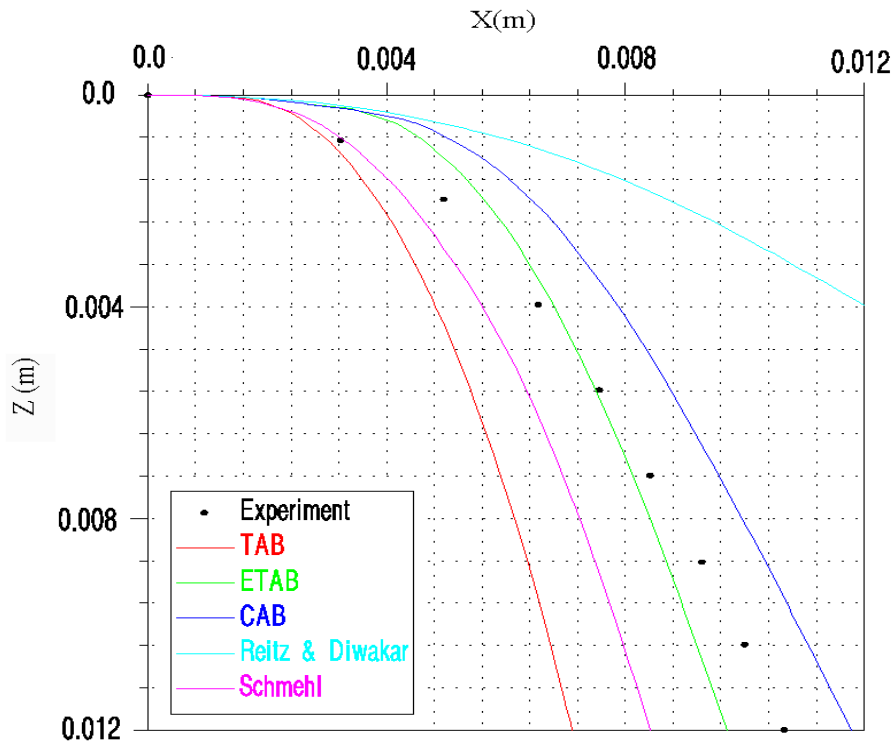
Παρουσίαση και εκτίμηση αποτελεσμάτων με την μορφή διαγραμμάτων

Με την βοήθεια των εικόνων 1.3 και 1.4 μπορεί κανείς να κατανοήσει εύκολα το φαινόμενο και την εξέλιξη του. Παρ' όλα αυτά υπάρχει η ανάγκη παρουσίασης των αποτελεσμάτων σε διαγράμματα, ώστε να καταστεί δυνατή η σύγκριση των ιδιοτήτων (τροχιά-διάμετρος) του φαινόμενου τόσο με τις διαθέσιμες πειραματικές μετρήσεις όσο και μεταξύ περιπτώσεων με διαφορετική εισαγωγή συνθηκών- (οριακές συνθήκες, μοντέλο διάσπασης, διάφορες παραμέτρους).

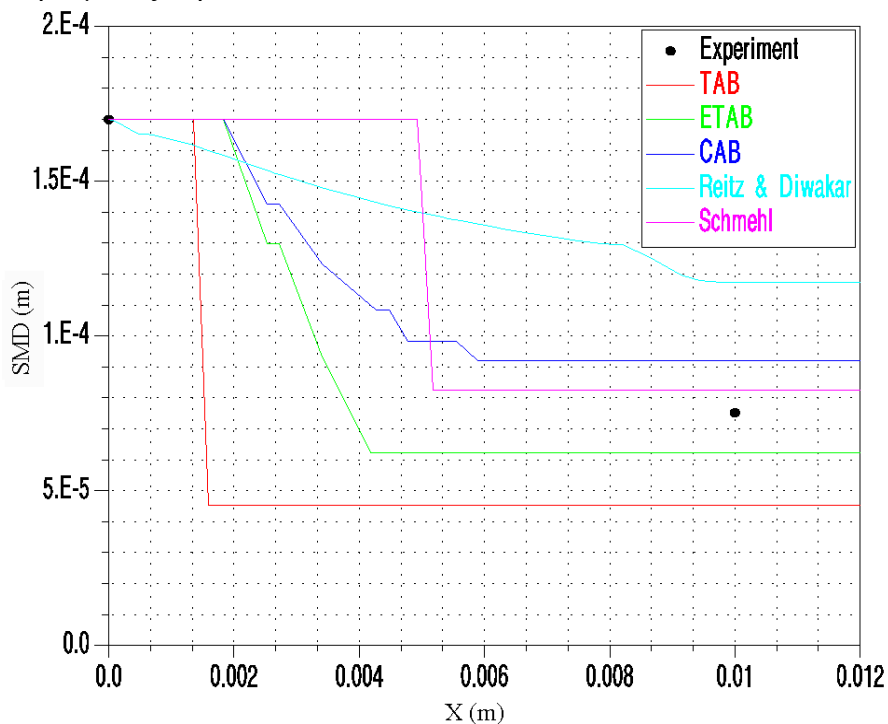
Στο διάγραμμα 1.1 εκτίθενται τα διαθέσιμα πειραματικά δεδομένα που αφορούν την τροχιά του σταγονιδίου και παρουσιάζονται οι τροχιές που έχουν υπολογιστεί με κάθε μοντέλο διάσπασης κατά το επίπεδο x-z. Στο διάγραμμα 1.2 σημειώνεται η πειραματική μέτρηση της διαμέτρου του σταγονιδίου μετά την διάσπασή του σε ακτινική διεύθυνση 10 mm, και παράλληλα η πρόβλεψη του κάθε μοντέλου τόσο για την τελική τιμή της διαμέτρου όσο και το σε ποιο σημείο κατά την ακτινική διεύθυνση έγινε η διάσπαση, για την περίπτωση 1.

Συγκεκριμένα τα μοντέλα ETAB και CAB δείχνουν να είναι σε καλή συμφωνία με το πείραμα όσον αφορά στην τροχιά. Τα μοντέλα αυτά λαμβάνουν υπόψη το γεγονός ότι η ταχύτητα των θυγατρικών σταγονιδίων επηρεάζεται από την διάσπαση του γονικού σταγονιδίου. Η διαφορά τους έγκειται στην επιλογή της σταθεράς διάσπασης. Το μοντέλο ETAB κρίνεται καταλληλότερο για καθεστώς διάσπασης τύπου σάκου και stripping όπου ο αριθμός WE είναι μικρότερος από 150, όπως είναι στην συγκεκριμένη περίπτωση, ενώ το μοντέλο CAB είναι πιο κατάλληλο για περιπτώσεις όπου επικρατεί καταστροφικό καθεστώς διάσπασης, για αριθμούς WE μεγαλύτερους από 350. Επίσης, παρόλο που το μοντέλο TAB έχει το μειονέκτημα ότι εκτιμάει μόνο μία μορφή ταλάντωσης, σε αυτή την περίπτωση δίνει πολύ καλά αποτελέσματα καθώς η προσομοίωση αφορά μεμονωμένη σταγόνα. Το μοντέλο Schmehl έχει βασιστεί σε πειραματικά δεδομένα και δεν λαμβάνει υπόψη το καθεστώς διάσπασης αλλά διαθέσιμες τιμές από πειραματικά δεδομένα. Τέλος το μοντέλο WAVE (Reitz & Diwakar) είναι βασισμένο στην γραμμικοποιημένη ανάλυση μιας αστάθειας Kelvin – Helmutz μιας δέσμης υγρού που εγχύεται στο περιβάλλον, συνεπώς δεν κρίνεται κατάλληλο για προσομοιώσεις που αφορούν μεμονωμένο σταγονίδιο και αποδεικνύεται συγκρίνοντας το με τις πειραματικές τιμές.

Όσον αφορά την εκτίμηση της διαμέτρου της σταγόνας μπορούμε να παρατηρήσουμε ότι τα μοντέλα TAB, ETAB και CAB εκτιμούν διάσπαση σταγόνας σε μικρή ακτινική απόσταση καθώς εκτιμούν ότι ο χρόνος διάσπασης είναι η μικρότερη ρίζα της εξίσωσης $y(t) = 1$, όπου το μοντέλο TAB προβλέπει άμεση διάσπαση της σταγόνας και υποεκτιμά την τελική διάμετρο της σταγόνας, ενώ τα ETAB και CAB προβλέπουν μια σειρά διασπάσεων καθώς τα μοντέλα τους είναι μη γραμμικά και φαίνεται να προβλέπουν διάμετρο θυγατρικού σταγονιδίου κοντά στις πειραματικές μετρήσεις. Το μοντέλο Schmehl προβλέπει διάσπαση σταγόνας σε μεγαλύτερη απόσταση από το σημείο εκτόξευσης, κοντά στο κέντρο της δέσμης αέρα, καθώς η σταγόνα πρώτα παραμορφώνεται σε μεγάλο βαθμό σε ελλειψοειδή μορφή (σχήμα φακής) και μετά υφίσταται διάσπαση, ενώ το Reitz & Diwakar προβλέπει διαρκή διάσπαση έως μία τελική τιμή εκτιμώντας συνεχώς τις νέες μορφές ταλάντωσης.



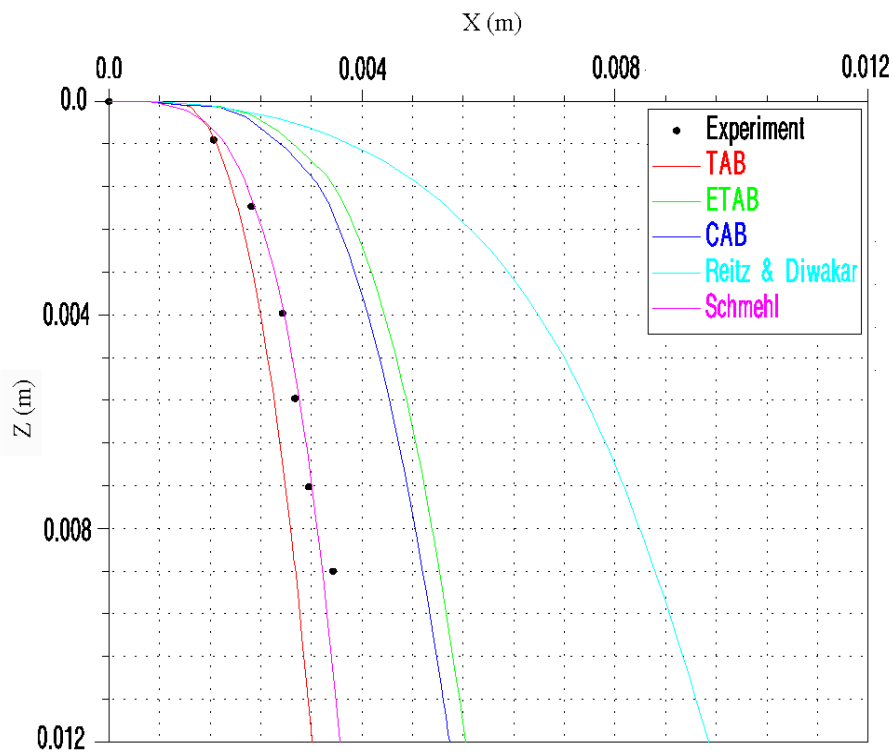
Διάγραμμα 1.1: Τροχιά σταγονιδίου για τα διάφορα μοντέλα δευτερογενούς διάσπασης σε σύγκριση και με τα πειραματικά δεδομένα για την περίπτωση 1 (ταχύτητα ρεύματος αέρα 59 m/s).



Διάγραμμα 1.2:- Διάμετρος σταγονιδίου για τα διάφορα μοντέλα δευτερογενούς διάσπασης κατά τον άξονα x σε σύγκριση και με τα πειραματικά δεδομένα για την περίπτωση 1 (ταχύτητα ρεύματος αέρα 59 m/s).

Στο διάγραμμα 3 παρουσιάζονται οι τροχιές κατά το επίπεδο x-z που έχουν υπολογιστεί με κάθε μοντέλο διάσπασης καθώς και τα πειραματικά δεδομένα για την περίπτωση 2.

Λαμβάνοντας υπόψη και την ανάλυση αποτελεσμάτων της πρώτης περίπτωσης, φαίνεται ότι το μοντέλο Schmehl λειτουργήσε πολύ καλά και προέβλεψε την τροχιά. Είναι πιθανό τα στοιχεία που χρησιμοποιούνται για αυτό το μοντέλο από την να είναι παρόμοια με την περίπτωση αυτή. Καλά αποτελέσματα δίνει και το μοντέλο TAB, αν και περιμέναμε ότι τα μοντέλα ETAB και CAB θα ήταν πιο ακριβή στις προβλέψεις τους λαμβάνοντας υπόψη ότι πλέον ο αριθμός WE είναι μεγαλύτερος από την προηγούμενη περίπτωση. Τα μοντέλα ETAB και CAB δίνουν μεγαλύτερη ακτινική διεύθυνση, η οποία όμως είναι κοντά στην τροχιά που έχει εκτιμηθεί από πειραματικές μετρήσεις. Ίσως να υπερεκτιμήθηκε η ταχύτητα που αποκτούν τα θυγατρικά σωματίδια από την διάσπαση του γονικού. Τέλος το μοντέλο Reitz & Diwakar δίνει αποτελέσματα μακριά από τα πειραματικά δεδομένα.



Διάγραμμα 1.3: Τροχιά σταγονιδίου για τα διάφορα μοντέλα δευτερογενούς διάσπασης σε σύγκριση και με τα πειραματικά δεδομένα για την περίπτωση 2 (ταχύτητα ρεύματος αέρα 100 m/s).

Σύγκριση μοντέλων δευτερογενούς διάσπασης

Όπως φαίνεται από την ανάλυση των αποτελεσμάτων για τα μοντέλα προσομοίωσης για την περίπτωση μεμονωμένου σταγονιδίου που εισέρχεται κάθετα σε δέσμη αέρα, το μοντέλο Schmehl και στις δύο περιπτώσεις συγκριτικά με τα άλλα μοντέλα παρέχει αποτελέσματα που είναι πιο συγκρίσιμα με τις διαθέσιμες πειραματικές τιμές. Επίσης δεδομένου του ότι δεν επηρεάζεται από το καθεστώς διάσπασης κρίνεται ικανό να χρησιμοποιηθεί για κάθε περίπτωση μεμονωμένου σταγονιδίου.

Το μοντέλο TAB παρόλο που αντιλαμβάνεται μόνο μία μορφή ταλάντωσης κρίνεται ικανοποιητικό στην περίπτωση που υπολογίζονται τα χαρακτηριστικά μεγέθη μόνο μίας σταγόνας. Καλύτερη πρόβλεψη παρέχουν τα μοντέλα ETAB και CAB, ειδικότερα για την τελική διάμετρο των σταγονιδίων. Χαρακτηριστικό πλεονέκτημα του μοντέλου TAB είναι η απλότητα του σε σύγκριση με τα άλλα και ως εκ τούτου είναι προτιμότερο.

Το μοντέλο Reitz & Diwakar κρίνεται ακατάλληλο για τέτοιες περιπτώσεις, όπως ήταν αναμενόμενο, καθώς το μοντέλο βασίζεται σε μελέτη έγχυσης δέσμης υγρού σε περιβάλλον ακίνητου αέρα.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: Προσομοίωση έγχυσης δέσμης καυσίμου σε περιβάλλον ακίνητου αέρα – Περίπτωση σπρέι

2.1 Περιγραφή του φαινομένου προς προσομοίωση

Στο κεφάλαιο αυτό γίνεται περιγραφή των μοντέλων προσομοίωσης σπρέι, δηλαδή μιας δέσμης υγρού καυσίμου η οποία εγχύεται στον χώρο. Τα μοντέλα που αναπτύχθηκαν είναι ένας συνδυασμός υπολογιστικού πλέγματος, αριθμού χρονικών βημάτων και επιλογής μοντέλου δευτερογενούς διάσπασης. Τα αποτελέσματα των μοντέλων αυτών συγκριθήκαν με διαθέσιμες μετρήσεις από την εργασία των Lee και Park [17].

Οι Lee και Park μέτρησαν πειραματικά την διείσδυση και την μέση διάμετρο των σταγονιδίων σπρέι καυσίμου diesel, το οποίο εγχύθηκε σε περιβάλλον ατμοσφαιρικής πίεσης και θερμοκρασία δωματίου (25 °C). Η πίεση έγχυσης ήταν 60 και 80 MPa, ενόσω τα υπόλοιπα χαρακτηριστικά παρέμεναν σταθερά. Σκοπός τους ήταν να ερευνήσουν την επίδραση της πίεσης έγχυσης στην μακροσκοπική συμπεριφορά του σπρέι καθώς και τα χαρακτηριστικά του διασκορπισμού.

Οι συνθήκες κατά τις οποίες εκτελέστηκαν τα πειράματα φαίνονται στους πίνακες 2.1 και 2.2 όπου παρουσιάζονται τα χαρακτηριστικά του αέρα και του καυσίμου, καθώς και τα χαρακτηριστικά της έγχυσης.

ΠΙΝΑΚΑΣ 2.1		ΠΙΝΑΚΑΣ 2.2		
Ιδιότητες Περιβάλλοντος		Θερμοκρασία έγχυσης (°C)	25	
Τύπος αερίου	Αέρας	Διάρκεια έγχυσης (ms)	1.4	
Θερμοκρασία (°C)	25	Διάμετρος ακροφυσίου (mm)	0.3	
Πίεση (atm)	1	Πίεση έγχυσης (MPa)	60	80
Ιδιότητες καυσίμου – υγρού		Γωνία spray (deg)	16	15
Τύπος υγρού	Καύσιμο Diesel	Παροχή μάζας (g/s)	11.786	14.379
Πυκνότητα (kg/m ³)	880	Αρχική ταχύτητα (m/s)	241.76	266.24
Επιφανειακή τάση (Nt/m)	0.02	Αριθμός WEBER	1000	1200
Δυναμική συνεκτικότητα(kg/m/s)	0.0022			

2.2 Συνοριακές και Αρχικές Συνθήκες Μοντέλων Προσομοίωσης

Το πλέγμα που χρησιμοποιήθηκε αρχικά είναι κυλινδρικής μορφής με ακτίνα 25 mm και μήκος 200 mm. Το πλέγμα αποτελείται από 433.635 κόμβους. Στο κέντρο της πάνω βάσης του κυλίνδρου τοποθετήθηκε οπή ακτίνας 0.15 mm ή διαμέτρου 0.3 mm, η οποία προσομοιάζει το ακροφύσιο από το οποίο εγχύεται το καύσιμο. Άξονας συμμετρίας θεωρήθηκε ο y. Αξίζει να αναφερθεί ότι σε αυτό το υπολογιστικό χωρίο μελετήσαμε την ίδια περίπτωση με 100 και 1000 χρονικά βήματα.

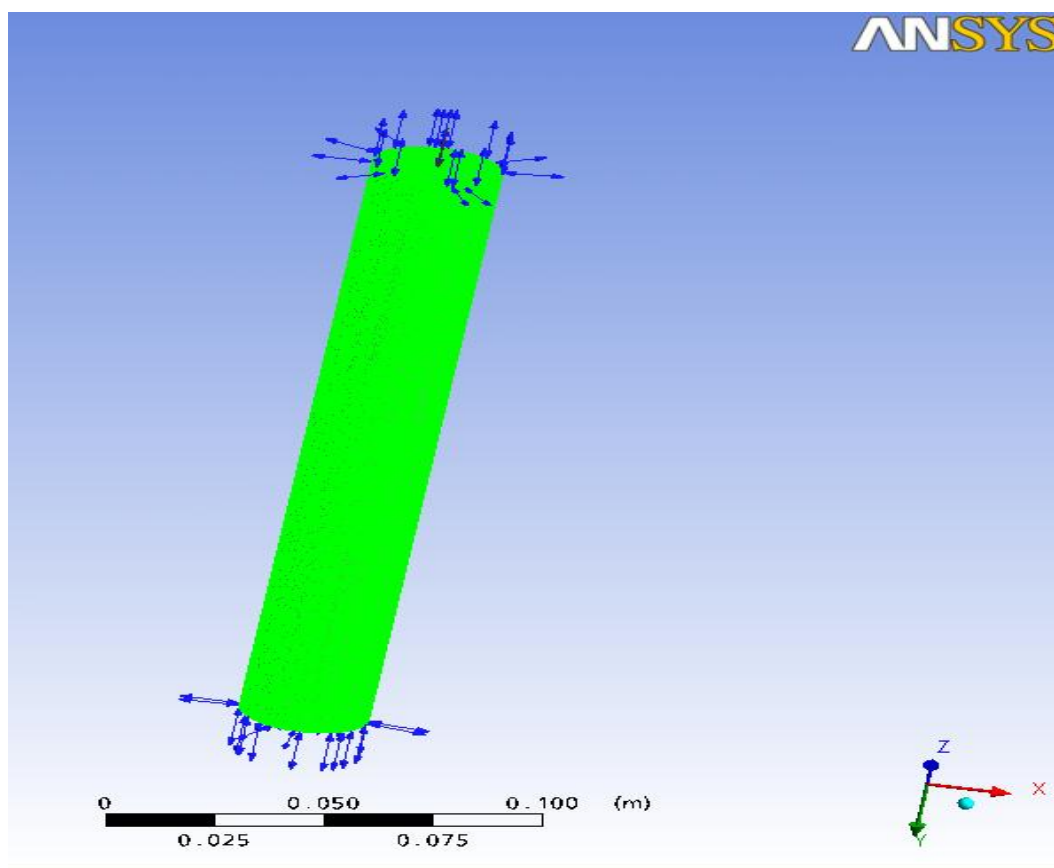
Μετά από μελέτη των αποτελεσμάτων θεωρήθηκε καλύτερη προσέγγιση η χρήση γεωμετρίας του ενός τετάρτου του αρχικού του πλέγματος με τον ίδιο περίπου αριθμό κόμβων (472.200), έτσι ώστε να έχουμε ακόμα πιο πυκνό πλέγμα διατηρώντας το ίδιο υπολογιστικό κόστος (μέγεθος στην μνήμη – χρόνος τρεξίματος). Τέλος γίνανε υπολογισμοί για το τέταρτο του κυλίνδρου με λιγότερους κόμβους

(περίπου 63.700), ούτως ώστε να πραγματοποιηθεί έλεγχος ανεξαρτησίας πλέγματος με σκοπό την επίτευξη όμοιων αποτελεσμάτων δαπανώντας λιγότερο υπολογιστικό κόστος. Οι κόμβοι σε καθένα από τα πλέγματα δεν είναι κατανομημένοι ομοιόμορφα, αλλά το κάθε πλέγμα είναι πυκνότερο σε σημεία όπου ο υπολογισμός των μεγεθών είναι δυσκολότερος (βλέπε Γεωμετρία-πλέγμα).

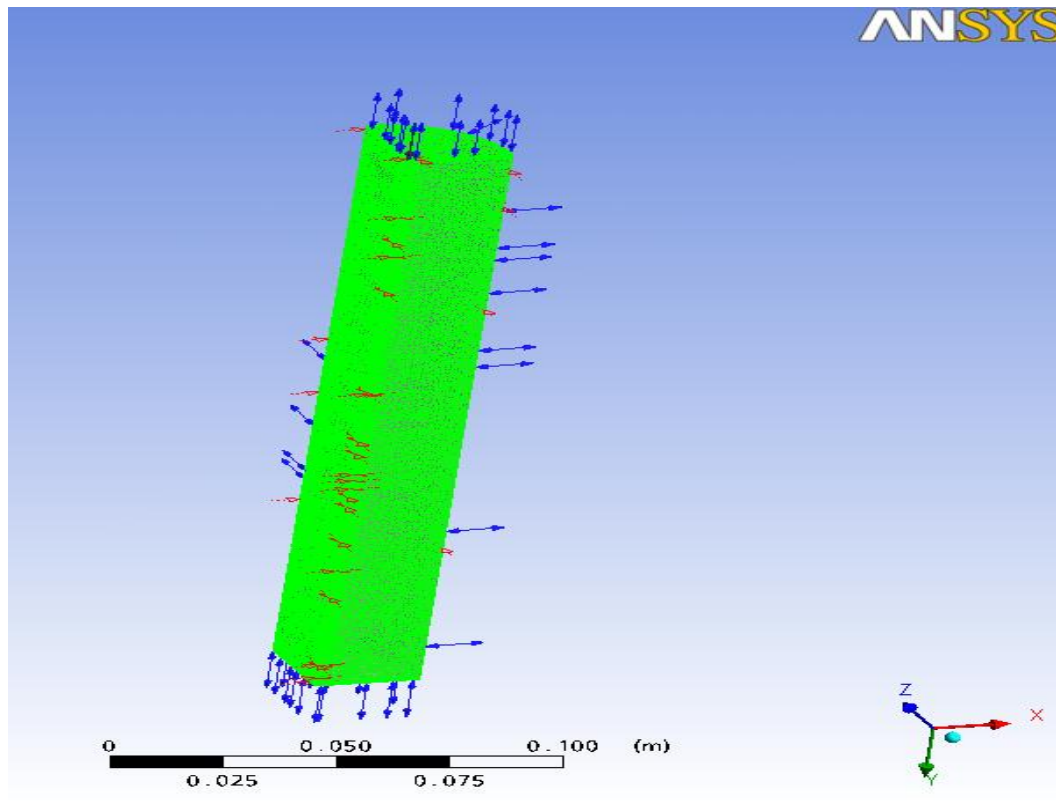
Συνολικά χρησιμοποιήθηκαν τρία υπολογιστικά πλέγματα για τα μοντέλα προσομοίωσης τα οποία φαίνονται στον Πίνακα 2.3 και στην συνέχεια της εργασίας θα αναφέρονται με τον αύξοντα αριθμό τους. Τα υπολογιστικά πλέγματα παρίστανται στις εικόνες 2.1 και 2.2.

ΠΙΝΑΚΑΣ 2.3		
Υπολογιστικό Πλέγμα	Γεωμετρία Πλέγματος	Αριθμός Κόμβων Πλέγματος
1.	Κύλινδρος	433.635
2.	Τέταρτο του κυλίνδρου	472.200
3.	Τέταρτο του κυλίνδρου	63.700

Πίνακας 2.3: Υπολογιστικά πλέγματα μοντέλων προσομοίωσης



Εικόνα 2.1: Υπολογιστικό πλέγμα 1 για την εφαρμογή μοντέλων προσομοίωσης σπρέι



Εικόνα 2.2: Υπολογιστικό πλέγμα 2 και 3 για την εφαρμογή μοντέλων προσομοίωσης σπρέι

Στα πλέγματα 1, 2 και 3 τίθενται οι συνοριακές και αρχικές συνθήκες με μονάδες SI ως εξής:

1. Υπολογιστικό πλέγμα 1

➤ Συνοριακές συνθήκες

- Η οπή στην πάνω βάση του κυλίνδρου θεωρείται διασκορπιστής - εγχυτήρας.
- Τα υπόλοιπα τοιχώματα θεωρήθηκαν ανοίγματα εκατέρωθεν των οποίων η πίεση που ασκείται είναι ίδια, δηλαδή έχουμε σχετική πίεση μηδέν.

➤ Αρχικές συνθήκες

- Οι ιδιότητες του περιβάλλοντος και του καυσίμου φαίνονται στον πίνακα 2.1. Το αέριο που επικρατεί στην ατμόσφαιρα θεωρείται ακίνητο.
- Οι ιδιότητες της έγχυσης φαίνονται στον πίνακα 2.2.

2. Υπολογιστικό πλέγμα 2 και 3

➤ Συνοριακές συνθήκες

- Η οπή στην πάνω βάση του κυλίνδρου θεωρείται διασκορπιστής - εγχυτήρας.
- Τα πάνω, τα κάτω καθώς και τα εξωτερικά τοιχώματα θεωρήθηκαν ανοίγματα εκατέρωθεν των οποίων η πίεση που ασκείται είναι ίδια.
- Τα τοιχώματα τα οποία είναι στην ακτινική κατεύθυνση τέθηκαν ως τοιχώματα συμμετρίας.

➤ Αρχικές συνθήκες

- Οι ιδιότητες του περιβάλλοντος και του καυσίμου φαίνονται στον πίνακα 2.1. Το αέριο που επικρατεί στην ατμόσφαιρα θεωρείται ακίνητο.
- Οι ιδιότητες της έγχυσης φαίνονται στον πίνακα 2.2, με την διαφορά ότι πλέον θα θεωρηθεί ότι το ένα τέταρτο της παροχής μάζας εγχύεται στην ατμόσφαιρα, δηλαδή 2,95 g/s και 3,6 g/s αντίστοιχα για την πρώτη και την δεύτερη περίπτωση.

Ουσιαστικά οι συνοριακές και αρχικές συνθήκες είναι ίδιες και για τα δύο πλέγματα με τις μόνες διαφορές ότι στο ένα τέταρτο του κυλίνδρου τίθενται τα δύο τοιχώματα ακτινικής κατεύθυνσης ως τοιχώματα συμμετρίας και εγχύεται το ένα τέταρτο της παροχής μάζας που φαίνεται στον Πίνακα 2.2.

2.3 Ανάπτυξη Μοντέλου Προσομοίωσης

➤ Επιλογή εξισώσεων μοντέλων προσομοίωσης σπρέι

Η περιγραφή του τρόπου με τον οποίο επιλέγουμε τις εξισώσεις και τον τρόπο επίλυσης έχει γίνει στο κεφάλαιο 1.3. Στην ενότητα αυτή πρέπει να αναφερθούμε στο γεγονός αυτή η περίπτωση είναι εξαρτημένη από τον χρόνο και ως εκ τούτου μελετάται αντιστοίχως.

Αρχικά πρέπει να ορισθεί η διάρκεια του φαινομένου, η οποία καθορίζεται από την διάρκεια της έγχυσης, και το χρονικό βήμα κατά το οποίο θα λύνονται οι εξισώσεις, το οποίο ορίζεται αυθαίρετα. Είναι στην διακριτική μας ευχέρεια να επιλέξουμε το χρονικό βήμα με το οποίο θα επιλυθούν οι εξισώσεις που περιγράφουν το φαινόμενο. Δεν είναι συνετό να ορίσουμε λίγα χρονικά βήματα καθώς είναι πιθανό να μην αξιολογηθούν σωστά σημαντικές πληροφορίες για την εξέλιξη του φαινομένου, όπως θα φανεί και παρακάτω στο κεφάλαιο 2.4 στην παρουσίαση και εκτίμηση των αποτελεσμάτων. Από την άλλη πλευρά δεν μπορούμε να ορίσουμε μεγάλο αριθμό χρονικών βημάτων καθώς αυτό οδηγεί σε μεγάλο υπολογιστικό κόστος (χρόνος υπολογισμού, μνήμη αρχείων αποτελεσμάτων). Στην περίπτωση αυτή είναι δόκιμο να ορίζονται περί τα χίλια χρονικά βήματα ίσης διάρκειας[15].

Όπως αναφέρθηκε και για το μοντέλο διάσπασης της περίπτωσης για μεμονωμένο σταγονίδιο που εισέρχεται σε ρεύμα αέρα, οι εξισώσεις που επιλύονται για το μέσο του περιβάλλοντος είναι οι Navier-Stokes. Έπειτα από μια σύμβαση μεταξύ ακρίβειας και υπολογιστικού κόστους (χρόνος, μνήμη) η επιθυμητή σύγκλιση μετά την οποία οι εξισώσεις θα σταματήσουν να επιλύονται είναι της ακρίβειας του δέκατου του χιλιοστού ενός υπολοίπου. Το υπόλοιπο αυτό υπολογίζεται λαμβάνοντας

την ρίζα του μέσου όρου των τετραγώνων των τιμών σε όλο το χωρίο υπολογισμών,

δηλαδή ορίζεται ο ακόλουθος αριθμός
$$RMS = \sqrt{\frac{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 + \dots + S_{n-1}^2 + S_n^2}{n}}$$
,

όπου n είναι ο αριθμός των κόμβων στο υπολογιστικό χωρίο και S_n η αντίστοιχη τιμή στον κόμβο n .

Οι εξισώσεις που επιλύονται για τα σταγονίδια είναι οι εξισώσεις δυνάμεων που δέχονται, κυρίως των αεροδυναμικών. Με την διάσπασή τους υπεισέρχονται οι εξισώσεις διατήρησης μάζας ορμής και ενέργειας ανάλογα με το μοντέλο δευτερογενούς διάσπασης που έχει επιλεγεί. Τα μοντέλα δευτερογενούς διάσπασης που χρησιμοποιήθηκαν είναι τα, *ETAB*, *CAB* και *WAVE* (*Reitz & Diwakar*). Τα μοντέλα αυτά κρίνονται πιο ικανοποιητικά για μελέτες τέτοιων περιπτώσεων [15], ενώ τα μοντέλα *TAB* και *Schmehl* είναι προτιμότερα για περιπτώσεις μεμονωμένων σταγονιδίων.

Επιπλέον, μέθοδος του πρωτογενή διασκορπισμού επιλέγεται η μέθοδος σταγόνας [18], η οποία έχει περιγραφεί στην ενότητα 1.3. Υπάρχουν τρεις μέθοδοι:

Τέλος επιλέγεται το μοντέλο τύρβης $k-\epsilon$, το οποίο είναι το πιο διαδεδομένο και κρίνεται ικανό να ενταχθεί αποτελεσματικά στις παραπάνω εξισώσεις, όπως συνέβη και στην προηγούμενη περίπτωση.

➤ Τρόπος Επίλυσης Εξισώσεων

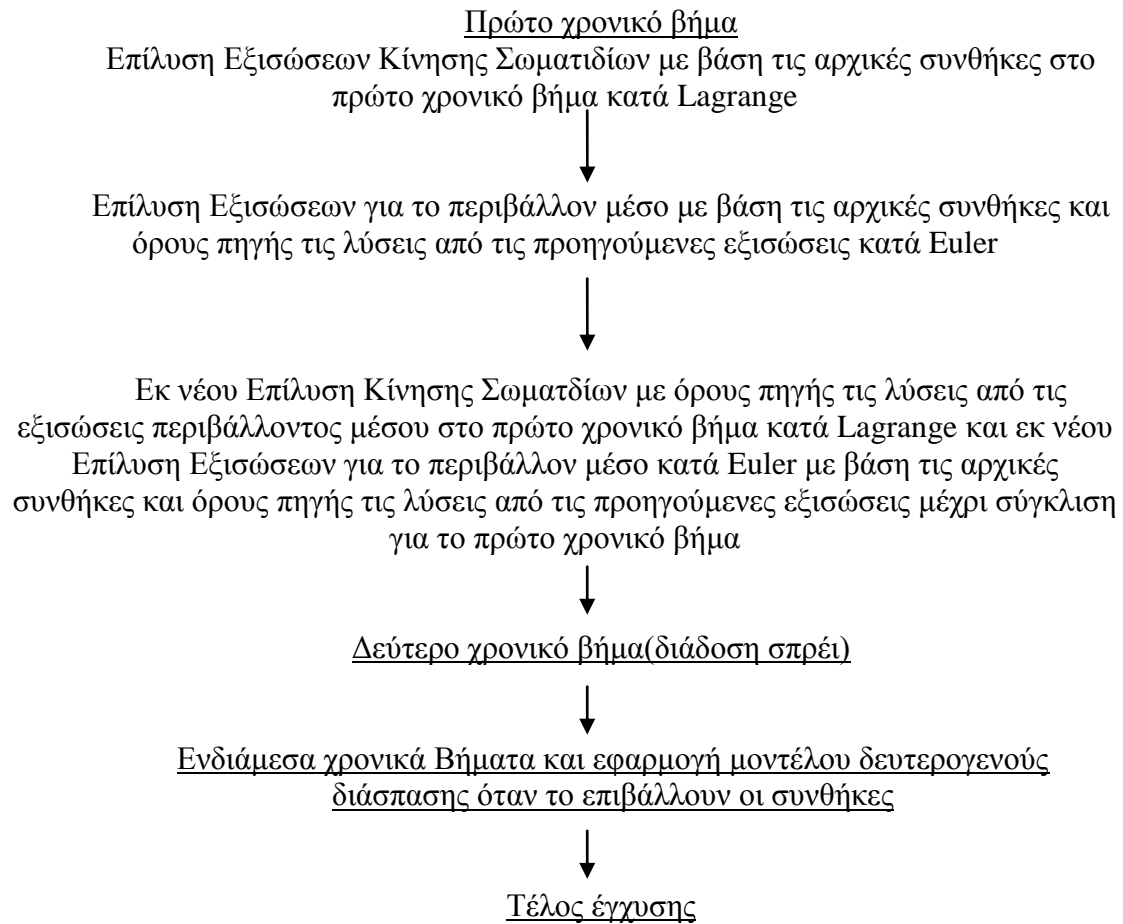
Ο τρόπος κατά τον οποίο επιλύονται οι εξισώσεις σε περίπτωση χρονικά ανεξάρτητου φαινομένου έχει περιγραφεί στο προηγούμενο κεφάλαιο. Η διαδικασία επίλυσης των εξισώσεων σε χρονικά μεταβαλλόμενη κατάσταση είναι παρόμοια με αυτή που περιγράφηκε για την πρώτη περίπτωση, με κάποιες βασικές διαφορές λόγω της εισαγωγής χρονικών βημάτων και της απουσία του ρεύματος αέρα.

Η απουσία ρεύματος αέρα σημαίνει ότι ο αέρας στο περιβάλλον παραμένει ακίνητος μέχρι την στιγμή που θα αλληλεπιδράσει με τα σταγονίδια του καυσίμου. Συνεπώς, πρώτα θα επιλυθούν οι εξισώσεις δυνάμεων που ασκούνται στα σταγονίδια και κατόπιν οι εξισώσεις Navier – Stokes για τον αέρα του περιβάλλοντος, εφόσον οι εξισώσεις είναι διπλά συζευγμένες καθολικά. Η διαδικασία επίλυσης πλέον έχει ως εξής: λύνονται για το πρώτο χρονικό βήμα οι εξισώσεις δυνάμεων που δέχεται η δέσμη καυσίμου με βάση τις αρχικές συνθήκες που έχουμε θέσει με την μέθοδο Lagrange. Ακολούθως λύνονται οι εξισώσεις Navier – Stokes με τις συνοριακές συνθήκες που έχουμε θέσει για τον αέρα κατά Euler και ως όροι πηγής χρησιμοποιούνται τα αποτελέσματα από τις εξισώσεις για τα σταγονίδια. Αφού επιλυθούν οι Navier – Stokes επιλύονται και πάλι οι εξισώσεις δυνάμεων για την τα σταγονίδια της δέσμης καυσίμου με όρους πηγής τα αποτελέσματα από τις Navier – Stokes και ούτω καθεξής ως την σύγκλιση των αποτελεσμάτων.

Διαισθητικά αυτό μπορεί να ερμηνευθεί ως εξής: ο ακίνητος αέρας με την έγχυση της δέσμης αντιλαμβάνεται την ύπαρξη των σταγονιδίων, τα οποία προσπαθούν να τον μετακινήσουν διεισδύοντας μέσα σε αυτόν και αντιδρά ανάλογα. Δημιουργείται μια κίνηση του αέρα στον χώρο κατάντι της άκρης – tip του σπρέι.

Με την σύγκλιση των τιμών στο πρώτο χρονικό βήμα, ξεκινάει η επίλυση για το δεύτερο χρονικό βήμα που ουσιαστικά σημαίνει διάδοση του σπρέι, με την ίδια διαδικασία και ούτω καθ' εξής. Σε αυτήν την διαδικασία επιβάλλονται από ένα σημείο και μετά και οι εξισώσεις των δευτερογενών μοντέλων διάσπασης (με βάση τον αριθμό WE) και επιλύονται, συμβάλλοντας στους όρους πηγής πλέον για την

επίλυση των προηγούμενων εξισώσεων στα επόμενα χρονικά βήματα. Η διαδικασία επίλυσης τελειώνει όταν επιτευχθεί η σύγκλιση και για το τελευταίο χρονικό βήμα. Στο Σχήμα 2.1 φαίνεται η πορεία της επίλυσης των εξισώσεων.



Σχήμα 2.1: Πορεία επίλυσης εξισώσεων υπολογιστικής προσομοίωσης σπρέι

Σε αυτό το σημείο πρέπει να αναφερθεί ότι οι εξισώσεις για το συνεχές μέσο κατά Euler επιλύονται σε όλο το χωρίο υπολογισμών, ενώ οι εξισώσεις κατά Lagrange για τις εξισώσεις που αφορούν στα σωματίδια επιλύονται μόνο κατά το μήκος της τροχιάς των σωματιδίων μέχρι το εκάστοτε χρονικό βήμα.

Τέλος παρατίθεται ο πίνακας 2.4 στον οποίο παρουσιάζονται συνοπτικά τα μοντέλα προσομοίωσης (M.P.) ανάλογα με την πίεση έγχυσης, το υπολογιστικό χωρίο, το μοντέλο δευτερογενούς διάσπασης και τον αριθμό των χρονικών βημάτων. Παρατίθεται επίσης το υπολογιστικό κόστος, δηλαδή ο χρόνος τρεξίματος μέρες και η μνήμη σε gigabytes.

Όσον αφορά το υπολογιστικό κόστος φαίνεται ότι ο χρόνος που διαρκεί η επίλυση των εξισώσεων σε κάθε μοντέλο προσομοίωσης εξαρτάται από τα χρονικά βήματα, ενώ η μνήμη που δαπανάται για της ανάγκες της προσομοίωσης εξαρτώνται κάθε φορά από την επιλογή του υπολογιστικού πλέγματος

ΠΙΝΑΚΑΣ 2.4						
Μοντέλο Προσομοίωσης (Μ.Π.)	Πίεση Έγχυσης (MPa)	Υπολογιστικό Πλέγμα	Μοντέλο Δευτερογενούς Διάσπασης	Χρονικά Βήματα	Υπολογιστικό Κόστος	
					Χρόνος (μέρες)	Μνήμη (GB)
1.	80	1.	ETAB	100	0.67	2.7
2.	80	1.	ETAB	1000	3	2.8
3.	60	1.	ETAB	1000	3	2.8
4.	60	2.	ETAB	1400	4.5	2.9
5.	60	2.	CAB	1400	4.5	2.9
6.	60	3.	WAVE	1400	2	0.9
7.	80	3.	ETAB	1400	2	0.9
8.	80	3.	CAB	1400	2	0.9
9.	80	3.	WAVE	1400	2	0.9

Πίνακας 2.4: Μοντέλα υπολογιστικής προσομοίωσης σπρέι ανάλογα με την πίεση έγχυσης, το υπολογιστικό χωρίο, το μοντέλο δευτερογενούς διάσπασης και τον αριθμό χρονικών βημάτων και παράθεση υπολογιστικού κόστους

2.4 Παρουσίαση και εκτίμηση αποτελεσμάτων

Στο κεφάλαιο αυτό παρατίθενται εικόνες και διαγράμματα μέσω των οποίων μπορεί να μελετηθεί η εξέλιξη του φαινομένου της έγχυσης σπρέι για καθεμία από τις δύο πιέσεις έγχυσης.

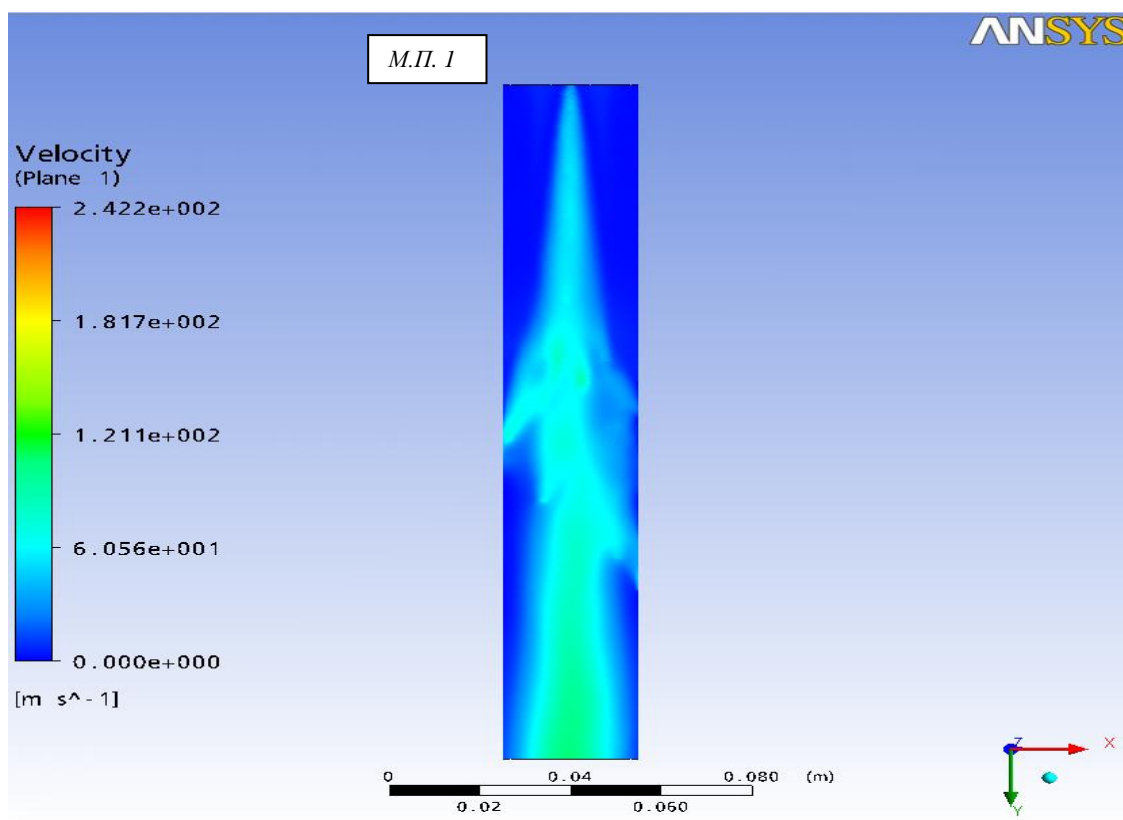
➤ Μελέτη καταλληλότητας υπολογιστικού πλέγματος και αριθμού χρονικών βημάτων

Αρχικά για να διαπιστωθεί η καταλληλότητα του υπολογιστικού πλέγματος 1 σε συνάρτηση με την επιλογή του χρονικού βήματος εξετάζουμε το κατά πόσο η ροή του περιβάλλοντος μέσου είναι ομοιόμορφη στα μοντέλα προσομοίωσης 1 και 2. Στις εικόνες 2.3 και 2.4 φαίνεται η εξέλιξη της ροής για τον αέρα στο υπολογιστικό πλέγμα 1 για επιλογή 100 και 1000 χρονικών βημάτων αντίστοιχα. Γίνεται ξεκάθαρο ότι δεν είναι δυνατή η αξιοποίηση των αποτελεσμάτων του μοντέλου προσομοίωσης 1, καθώς το φαινόμενο παρουσιάζει ασυνέχειες σε αρκετά σημεία, δεν έχει εξελιχθεί κατά ομαλό και ομοιόμορφο τρόπο. Δεν ισχύει το ίδιο με το μοντέλο προσομοίωσης 2. Η ροή φαίνεται να είναι διαμορφωμένη ομοιόμορφα και συμμετρικά καθ' όλη την έκταση του υπολογιστικού πλέγματος 1. Συνεπώς εξάγεται το συμπέρασμα ότι το φαινόμενο πρέπει να μελετηθεί κατά την διάρκεια 1000 χρονικών βημάτων ή και παραπάνω.

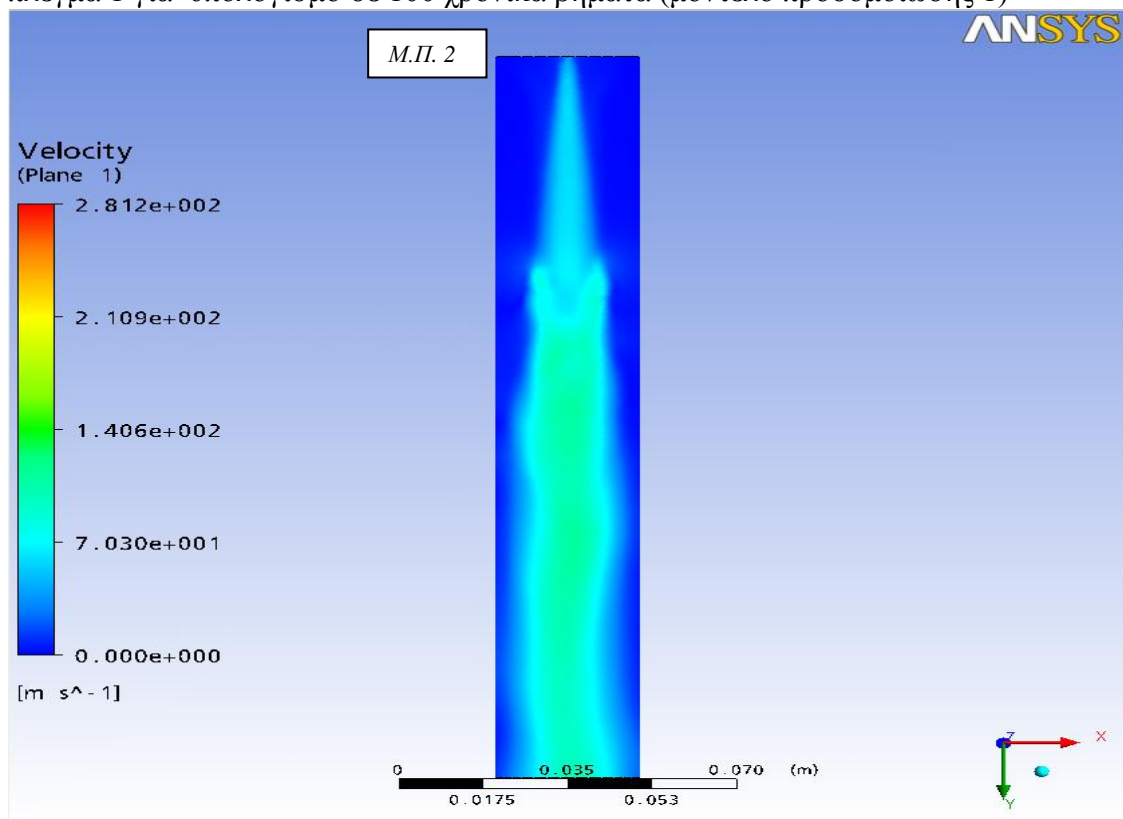
Στην συνέχεια παραβάλλονται οι εικόνες 2.5.α-β και 2.6, όπου απεικονίζεται η εξέλιξη της ροής του αέρα με χρήση των μοντέλων προσομοίωσης 4 και 7 αντίστοιχα. Διαπιστώνεται ότι και στα υπολογιστικά χωρία 2 και 3 η εξέλιξη της ροής του αέρα είναι ομοιόμορφη και ως εκ τούτου μπορούμε να κάνουμε χρήση των αποτελεσμάτων των μοντέλων που χρησιμοποιούν αυτά τα υπολογιστικά πλέγματα.

Συμπερασματικά αποδεικνύεται ότι υπάρχει ανεξαρτησία πλέγματος όσον αφορά στην εξέλιξη της ροής του περιβάλλοντος μέσου.

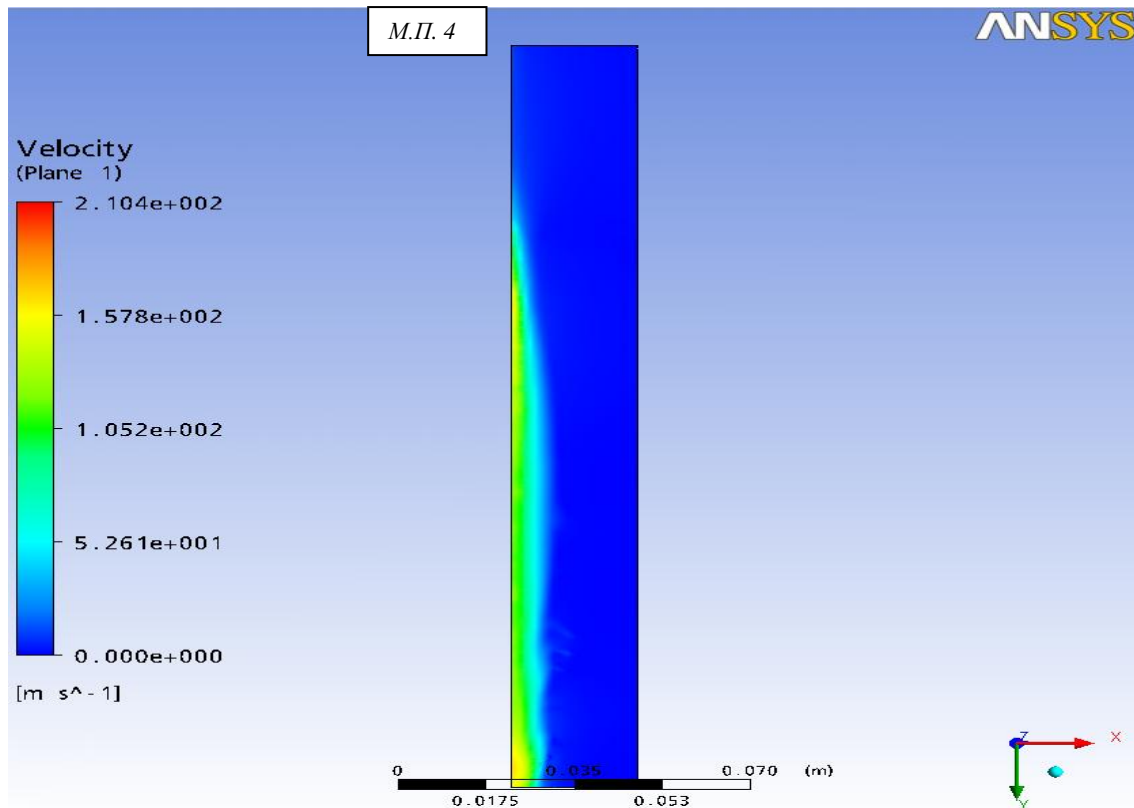
Διαμόρφωση ταχύτητας περιβάλλοντος μέσου – αέρα



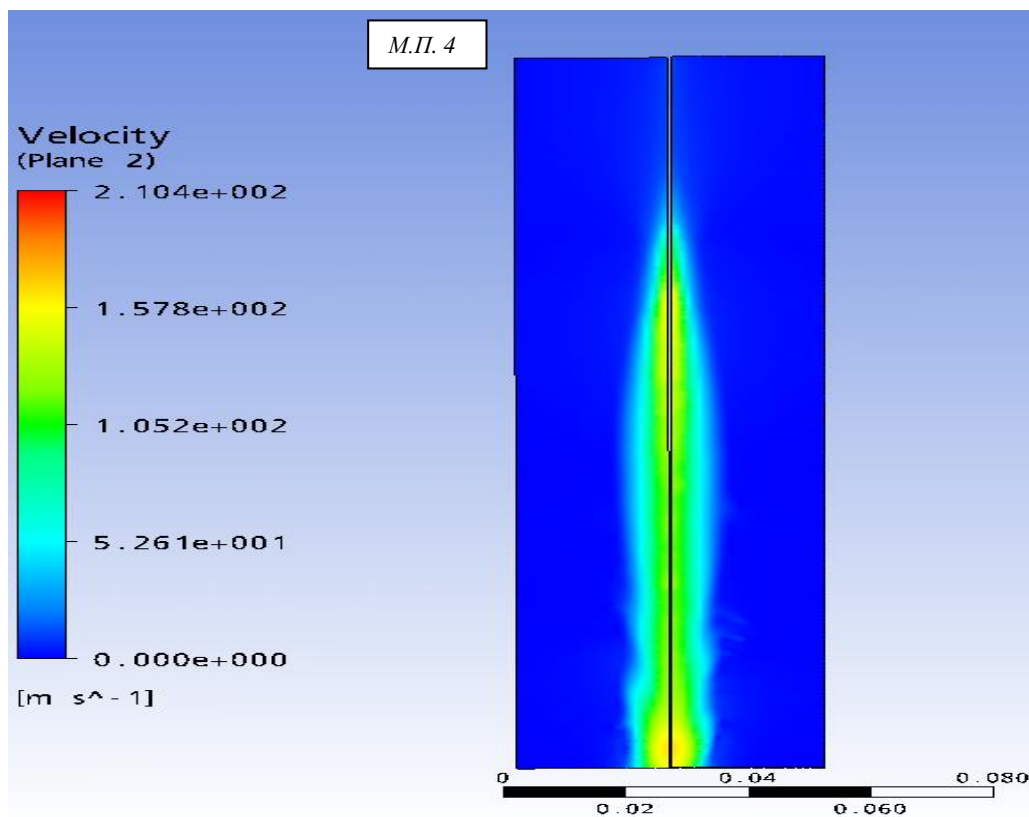
Εικόνα 2.3: Διαμόρφωση ταχύτητας περιβάλλοντος μέσου – αέρα στο υπολογιστικό πλέγμα 1 για υπολογισμό σε 100 χρονικά βήματα (μοντέλο προσομοίωσης 1)



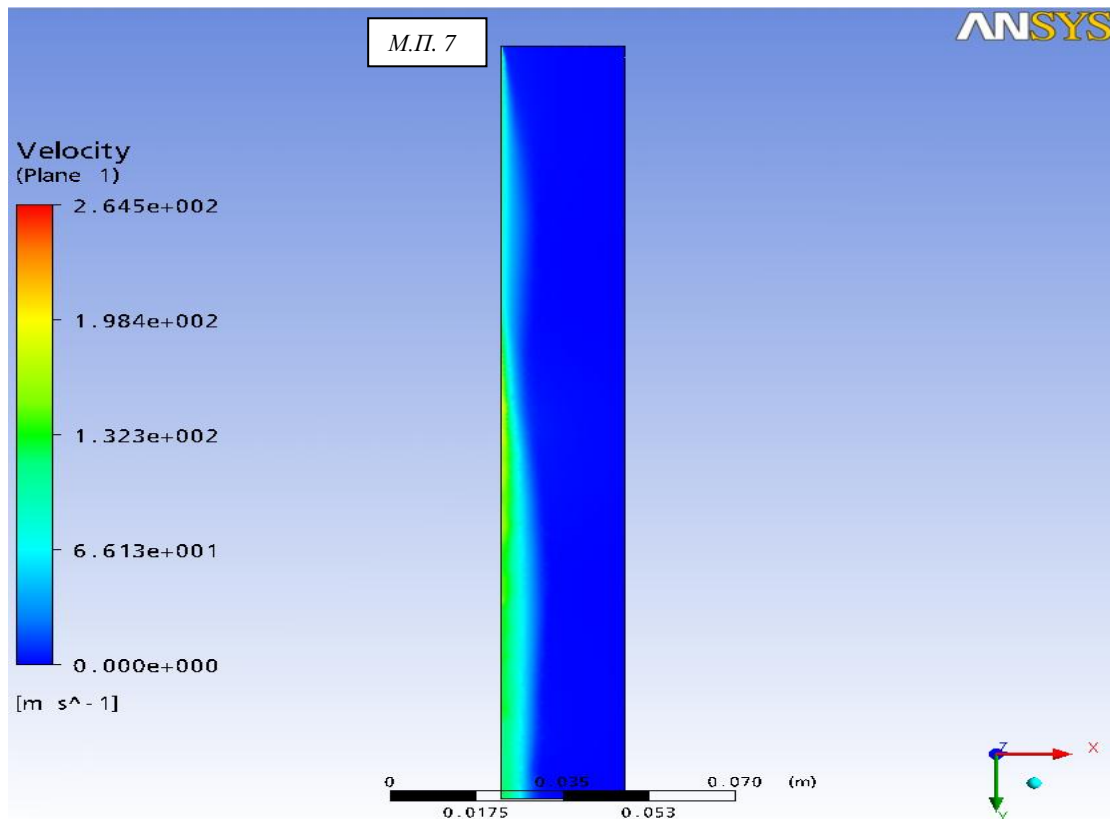
Εικόνα 2.4: Διαμόρφωση ταχύτητας περιβάλλοντος μέσου – αέρα στο υπολογιστικό πλέγμα 1 για υπολογισμό σε 1000 χρονικά βήματα (μοντέλο προσομοίωσης 2)



Εικόνα 2.5.α: Διαμόρφωση ταχύτητας περιβάλλοντος μέσου – αέρα στο υπολογιστικό πλέγμα 2 όπως φαίνεται από την μία πλευρά (μοντέλο προσομοίωσης 4)



Εικόνα 2.5.β: Διαμόρφωση ταχύτητας περιβάλλοντος μέσου – αέρα στο υπολογιστικό πλέγμα 2 όπως φαίνεται σε δύο πλευρές (μοντέλο προσομοίωσης 4)



Εικόνα 2.6: Διαμόρφωση ταχύτητας περιβάλλοντος μέσου – αέρα στο υπολογιστικό πλέγμα 2 όπως φαίνεται από την μία πλευρά (μοντέλο προσομοίωσης 7)

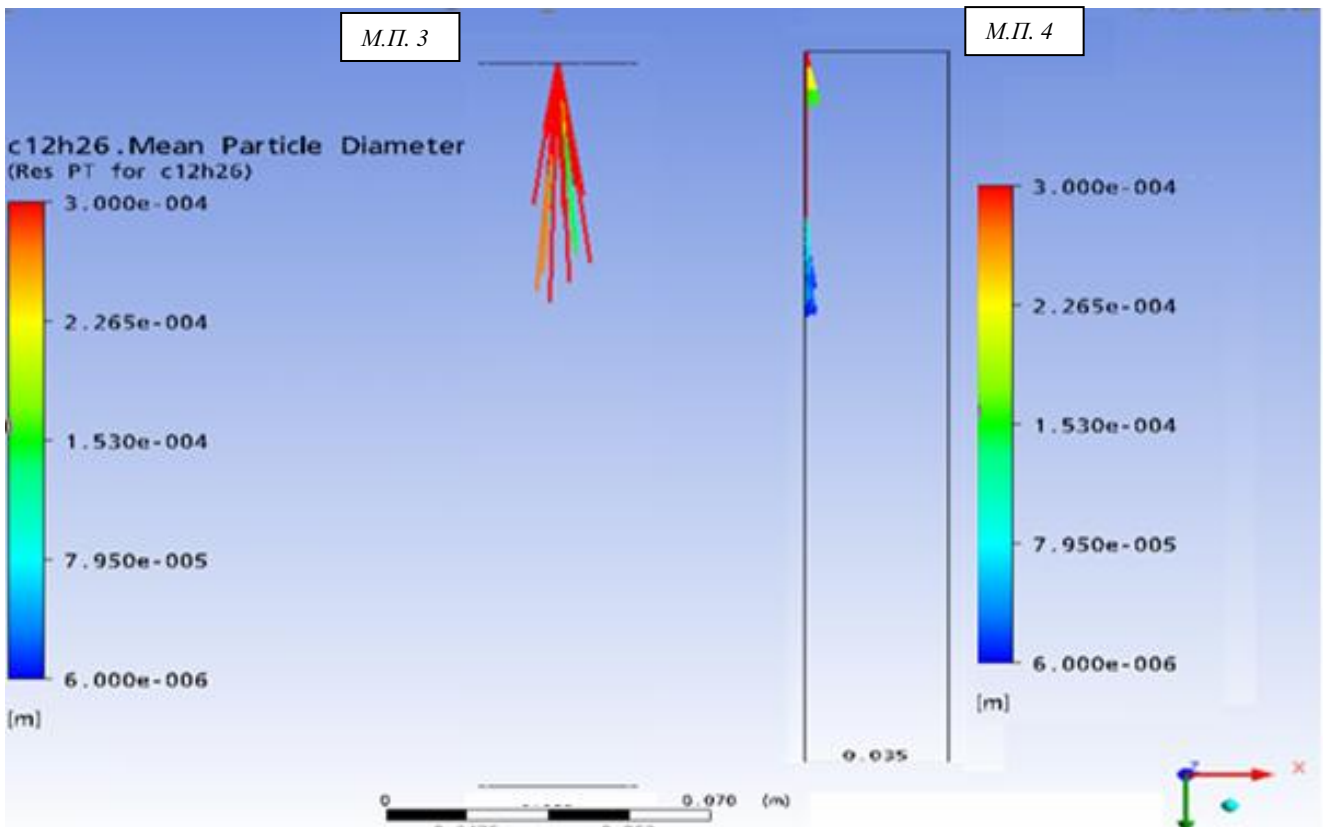
Μελέτη διείδυσης σπρέι και μέσης διαμέτρου σταγονιδίων μέσω απεικονίσεων

Εξετάζεται η διάδοση του σπρέι και η μέση διάμετρος των σταγονιδίων. Στις εικόνες 2.7 απεικονίζεται στην αριστερή μεριά η διάδοση του σπρέι για το μοντέλο προσομοίωσης 3 και στη δεξιά το μοντέλο προσομοίωσης 4 για τα χρονικά βήματα 0.35, 0.7, 1.05 και 1.4 ms από την έναρξη της έγχυσης. Το χρονικό βήμα 1.4 ms συμπίπτει με το τελευταίο χρονικό βήμα καθώς αυτή είναι και η διάρκεια της έγχυσης. Σε κάθε εικόνα απεικονίζεται και η μέση διάμετρος των σταγονιδίων. Οι εικόνες 2.8 είναι αντίστοιχες με τις εικόνες 2.7 με την διαφορά ότι απεικονίζουν το μοντέλο 2 στα αριστερά και το μοντέλο 7 στα δεξιά.

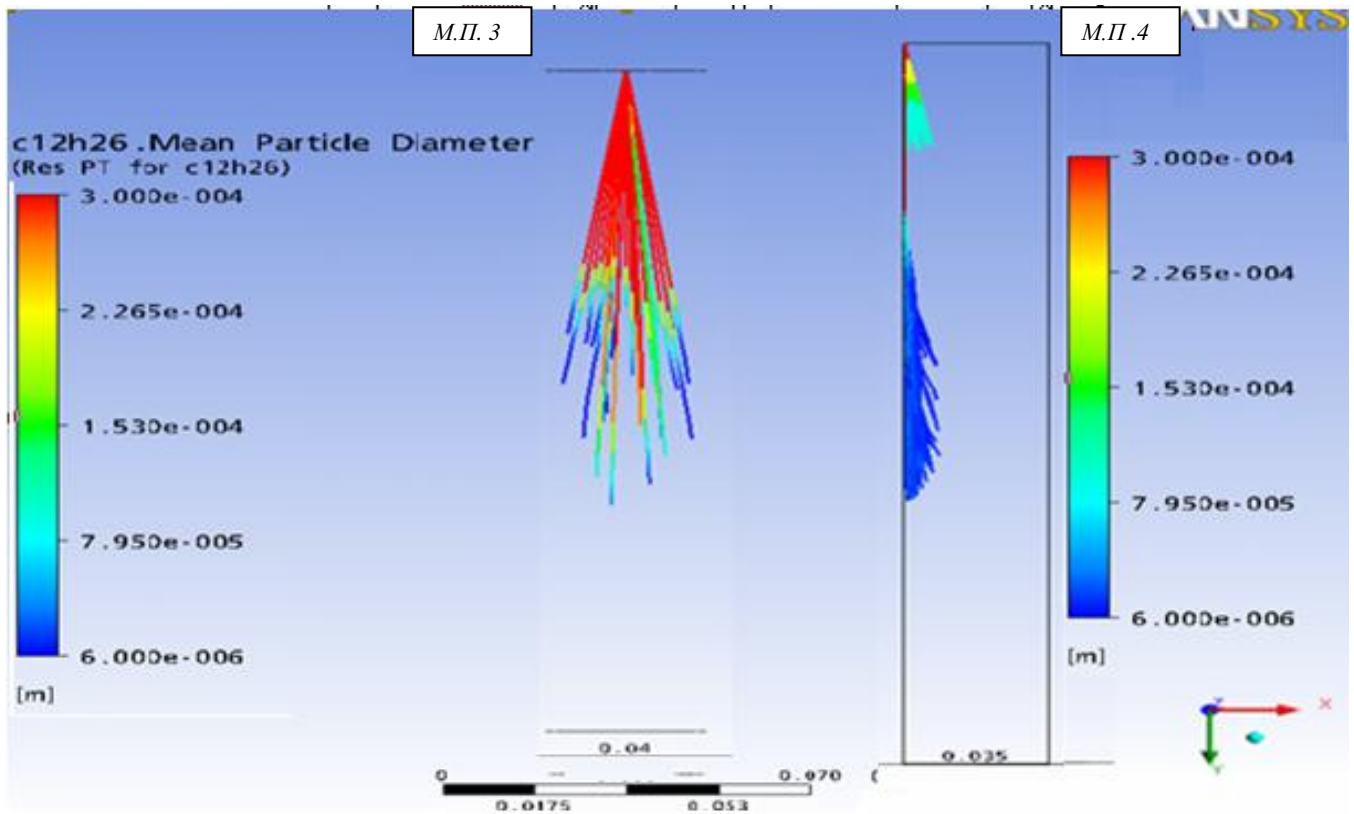
Με προσεκτική μελέτη των εικόνων 2.7 φαίνεται ότι η διείδυση του σπρέι στην περίπτωση της πίεσης έγχυσης 60 MPa για τα δύο υπολογιστικά χωρία φαίνεται παρόμοια όμως η μέση διάμετρος των σταγονιδίων είναι ακριβέστερα υπολογισμένη για το χωρίο του τετάρτου του κυλίνδρου, όπως φαίνεται και από το υπόμνημα. Αυτό είναι λογικό καθώς αφού και τα δύο υπολογιστικά χωρία περιέχουν περίπου ίδιο αριθμό κόμβων, αυτό με τον μικρότερο όγκο θα είναι πιο πυκνό υπολογίζοντας με μεγαλύτερη ακρίβεια το μέγεθος των σταγονιδίων, το οποίο είναι σημαντικά μικρό.

Η αντίστοιχη μελέτη των εικόνων 2.8 δείχνει μία όμοια αντιμετώπιση για την διείδυση του σπρέι πίεσης έγχυσης 80 MPa και στα δύο υπολογιστικά πλέγματα. Σε αντίθεση με την περίπτωση των 60 MPa, πλέον ο υπολογισμός της μέσης διαμέτρου σταγονιδίων είναι σχεδόν ο ίδιος. Το μόνο αρνητικό σημείο είναι ότι κατά την εξέλιξη της διάδοσης παρατηρούμε ότι οι εικόνες που έχουμε για τα χρονικά βήματα 1.05 και 1.4 ms (2.8.γ και 2.8.δ) είναι όμοιες και αυτό οδηγεί στο συμπέρασμα ότι στο χρονικό βήμα 1.05 ms έχουμε πλήρη διαμόρφωση του φαινομένου.

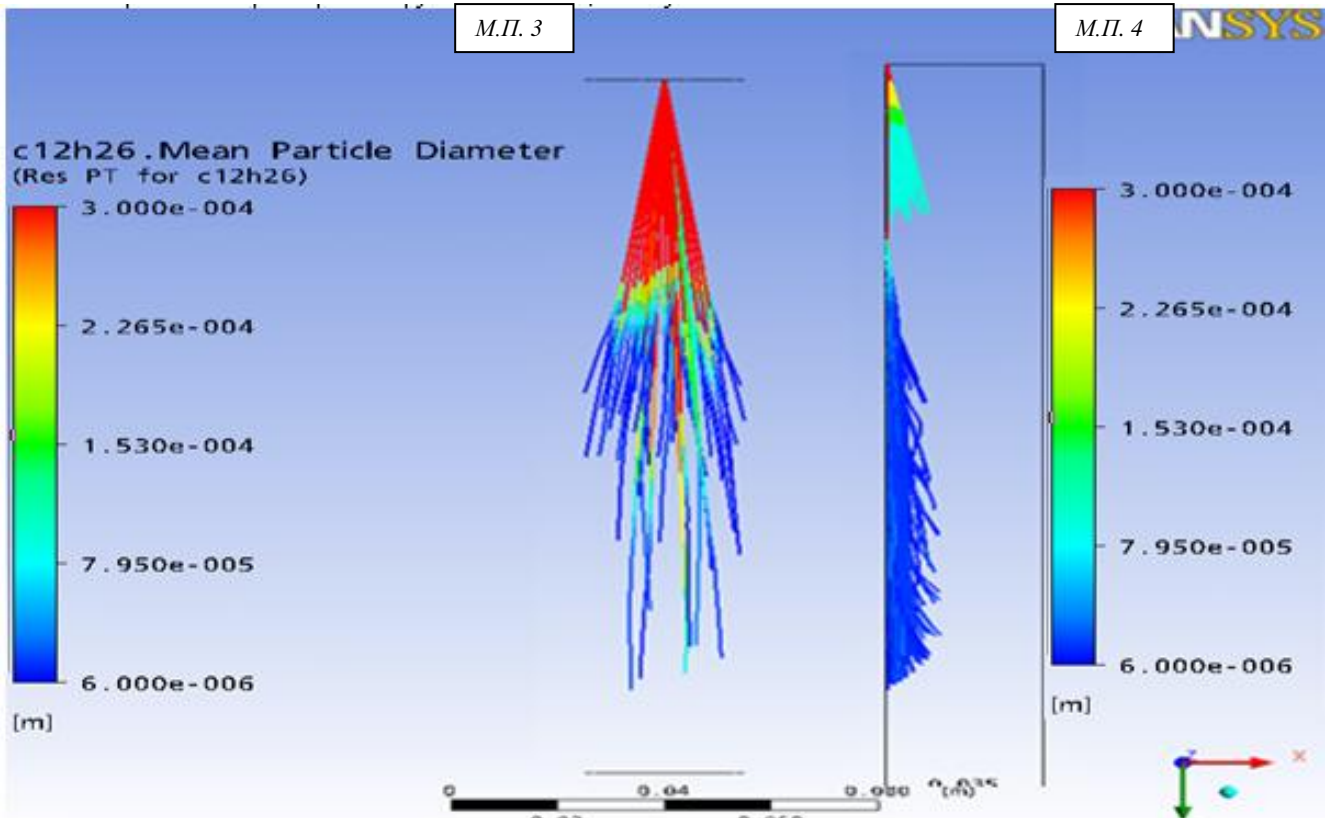
Σύγκριση εξέλιξης διάδοσης σπρέι πίεσης έγχυσης 60 MPa



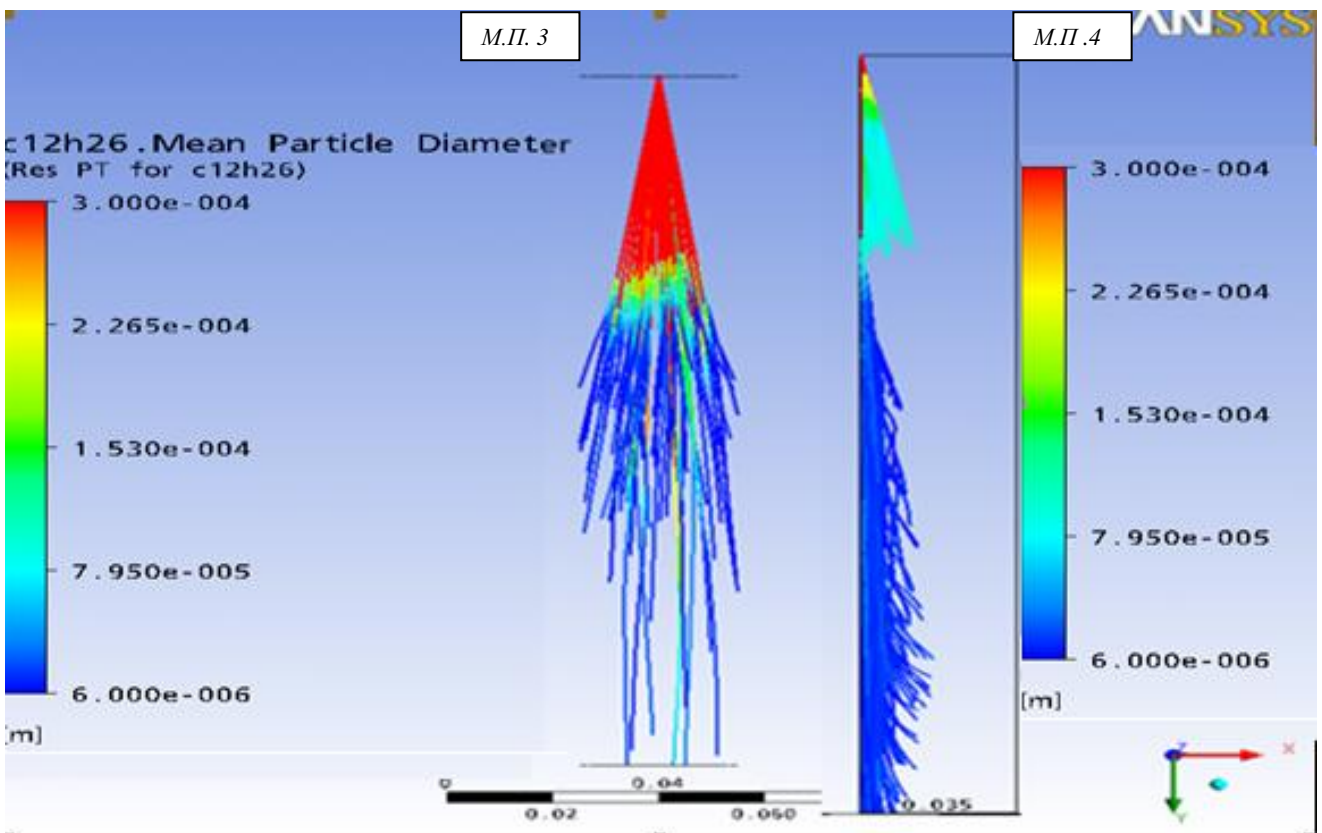
Εικόνα 2.7.α: Απεικόνιση σπρέι 60 MPa την χρονική στιγμή 0.35 ms μετά την έγχυση



Εικόνα 2.7.β: Απεικόνιση σπρέι 60 MPa την χρονική στιγμή 0.7 ms μετά την έγχυση

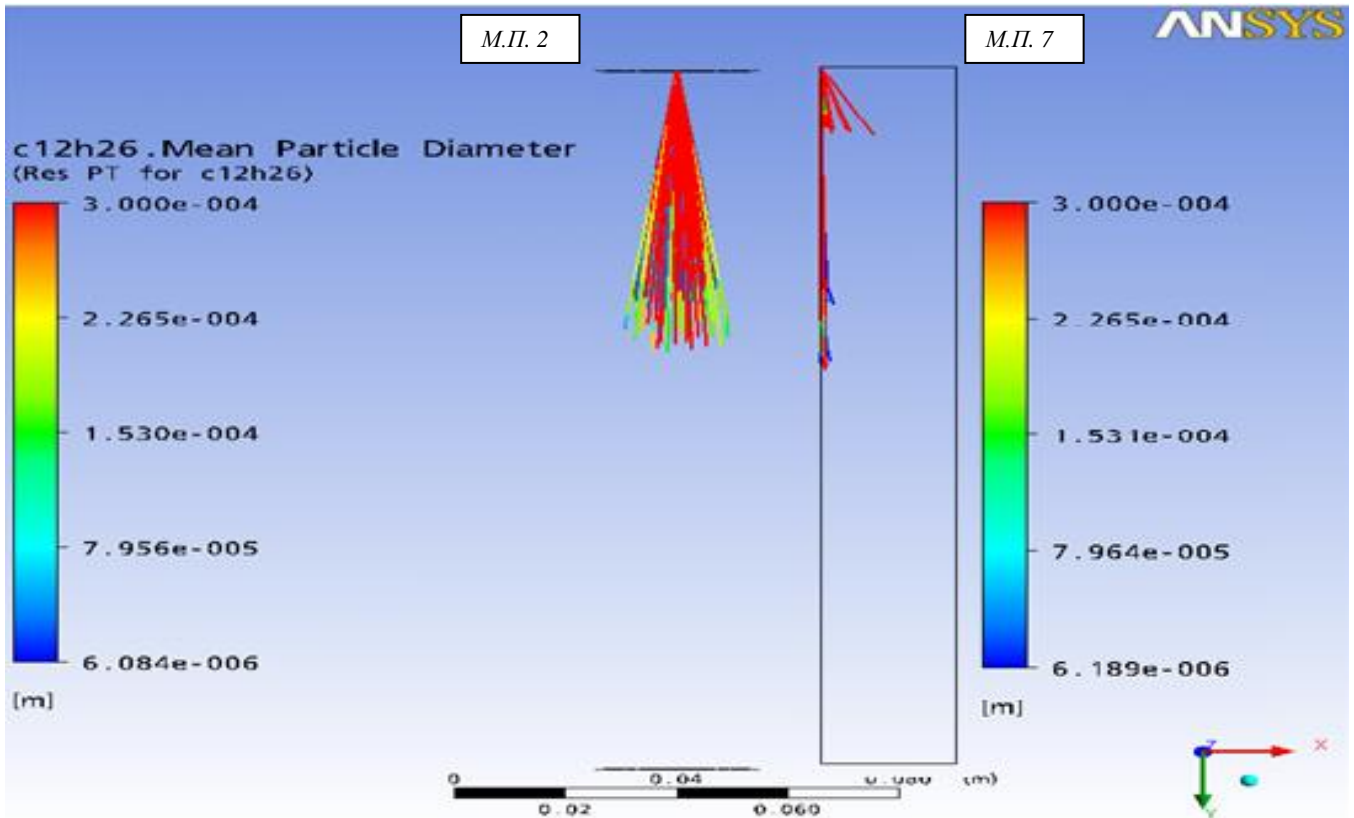


Εικόνα 2.7.γ: Απεικόνιση σπρέι 60 MPa την χρονική στιγμή 1.05 ms μετά την έγχυση

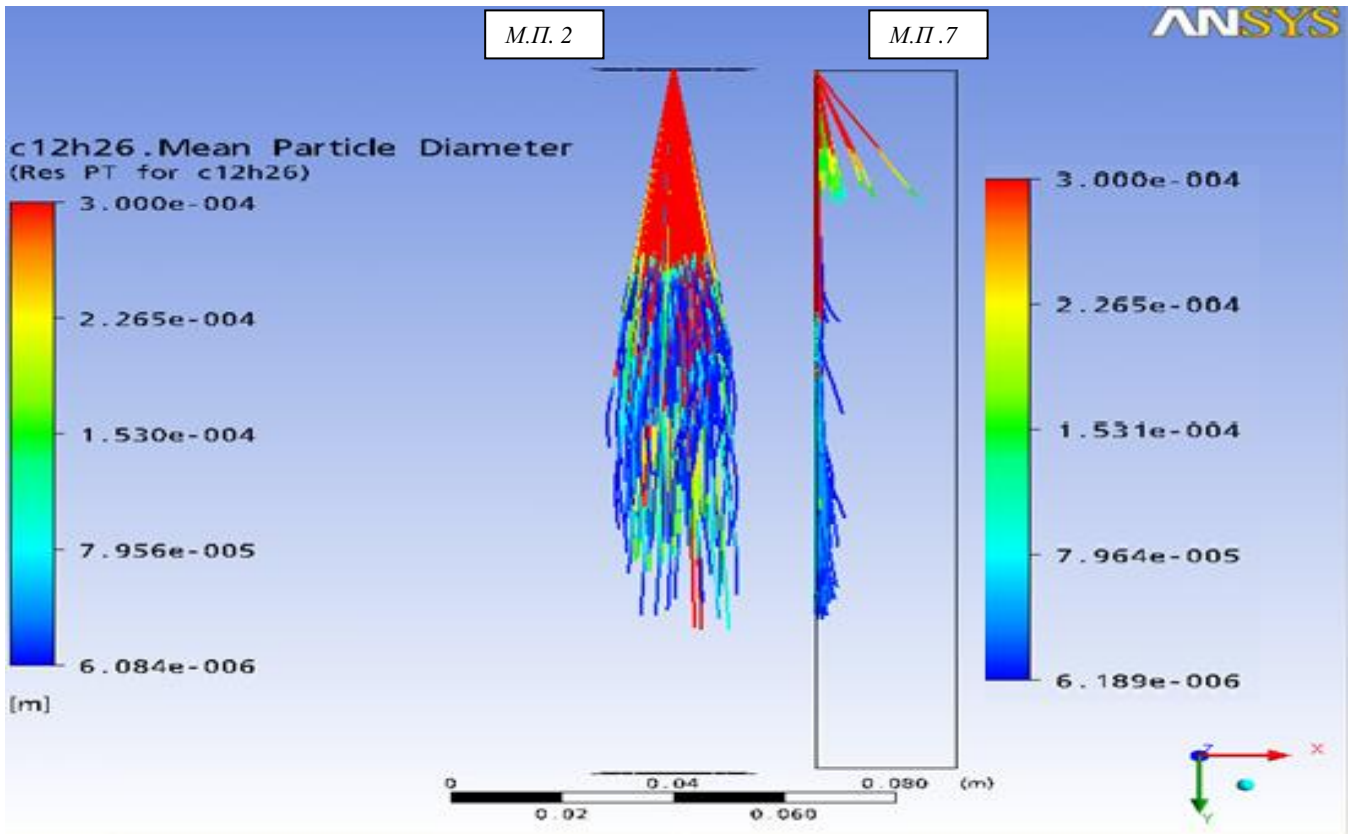


Εικόνα 2.7.δ : Απεικόνιση σπρέι 60 MPa την χρονική στιγμή 1.4 ms μετά την έγχυση
 – Πλήρης διαμόρφωση σπρέι

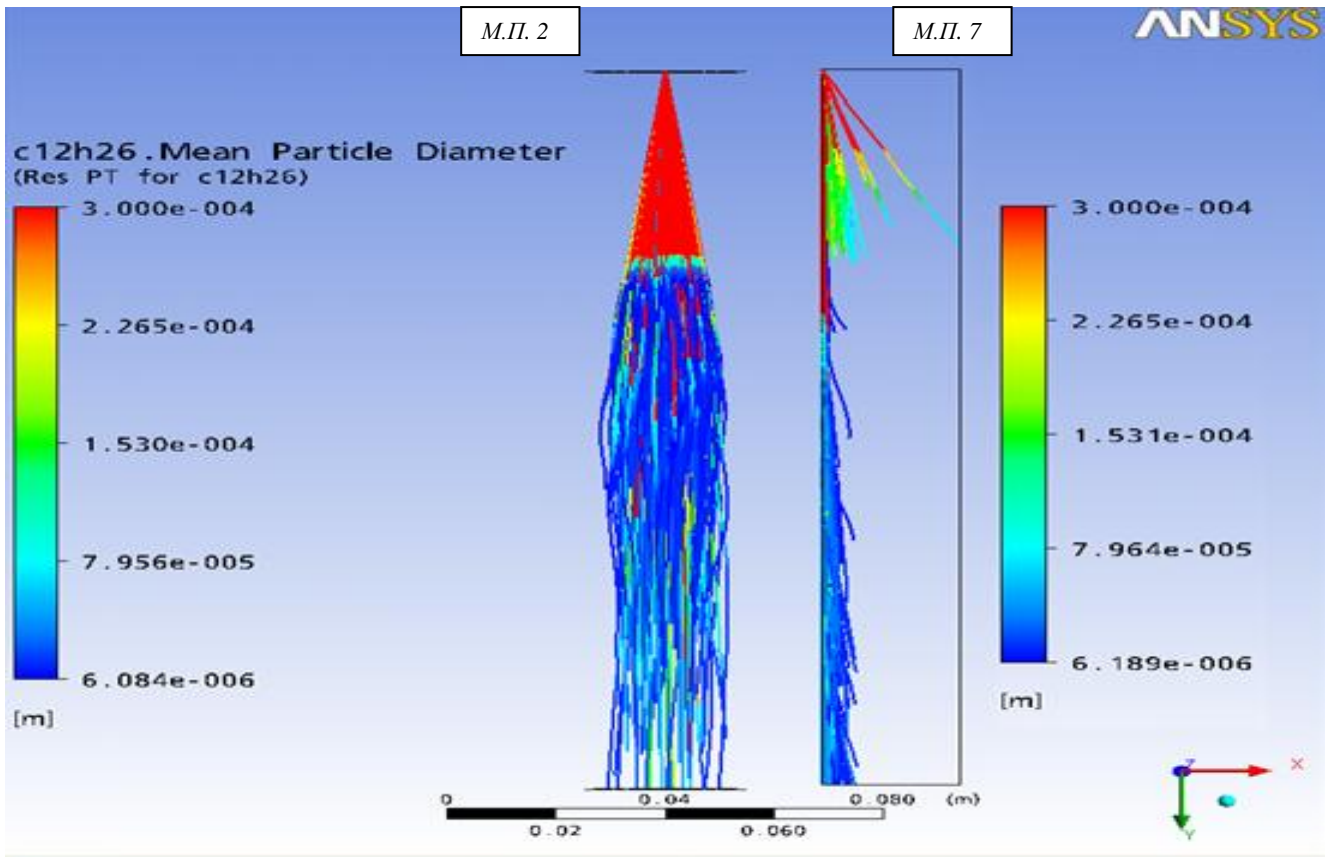
Σύγκριση εξέλιξης διάδοσης σπρέι πίεσης έγχυσης 80 MPa



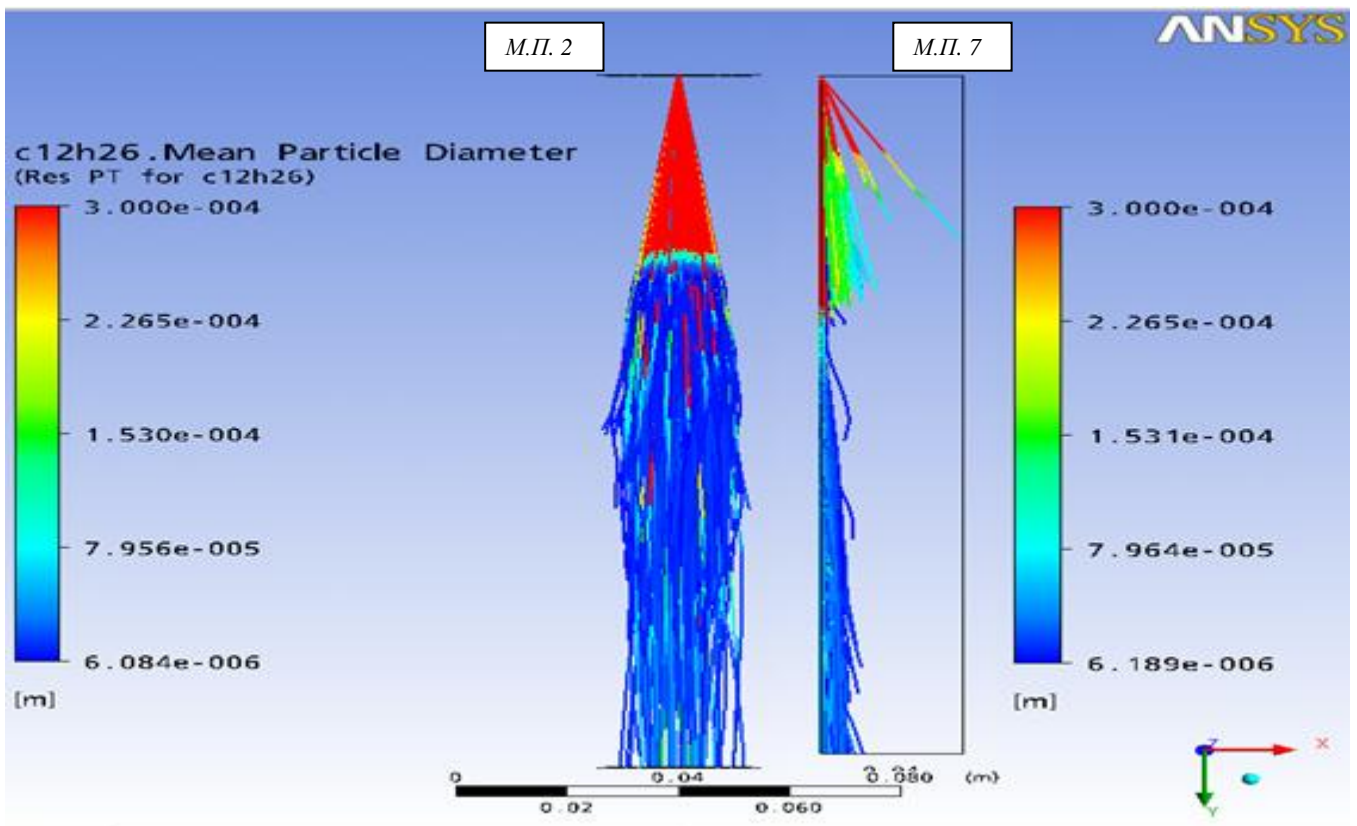
Εικόνα 2.8.α: Απεικόνιση σπρέι 80 MPa την χρονική στιγμή 0.35 ms μετά την έγχυση



Εικόνα 2.8.β: Απεικόνιση σπρέι 80 MPa την χρονική στιγμή 0.7 ms μετά την έγχυση



Εικόνα 2.8.γ: Απεικόνιση σπρέι 80 MPa την χρονική στιγμή 1.05 ms μετά την έγχυση

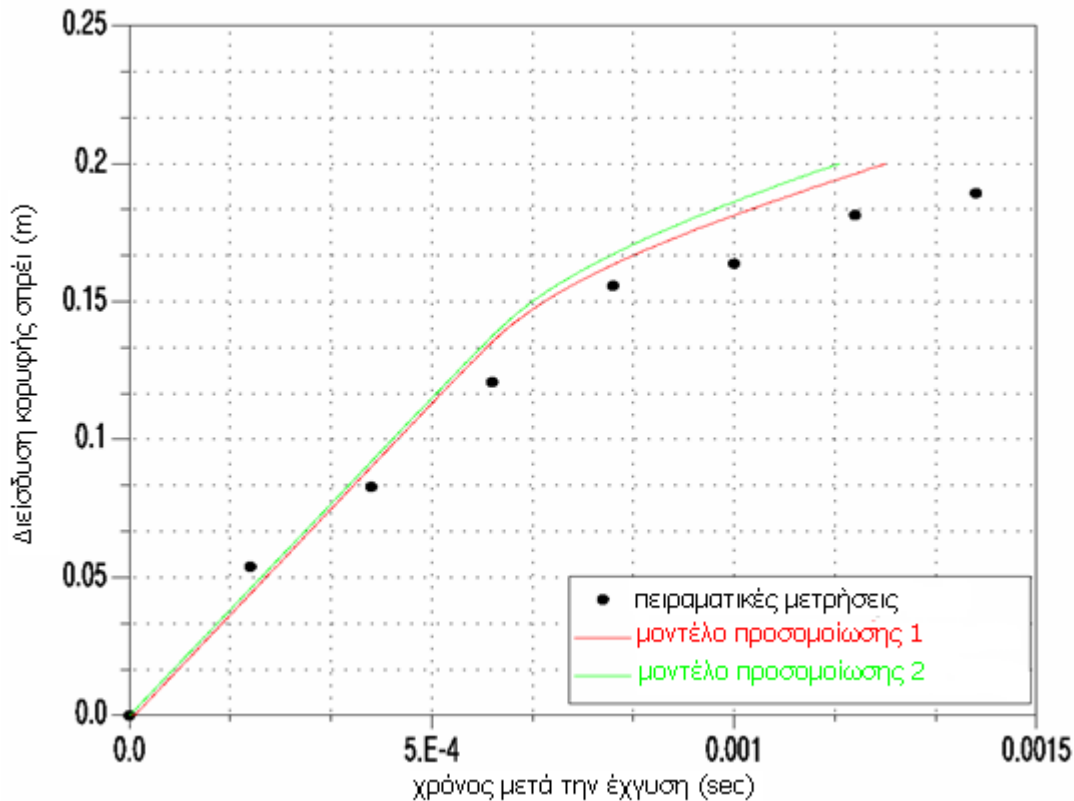


Εικόνα 2.8.δ: Απεικόνιση σπρέι 80 MPa την χρονική στιγμή 1.4 ms μετά την έγχυση
– Πλήρης διαμόρφωση σπρέι

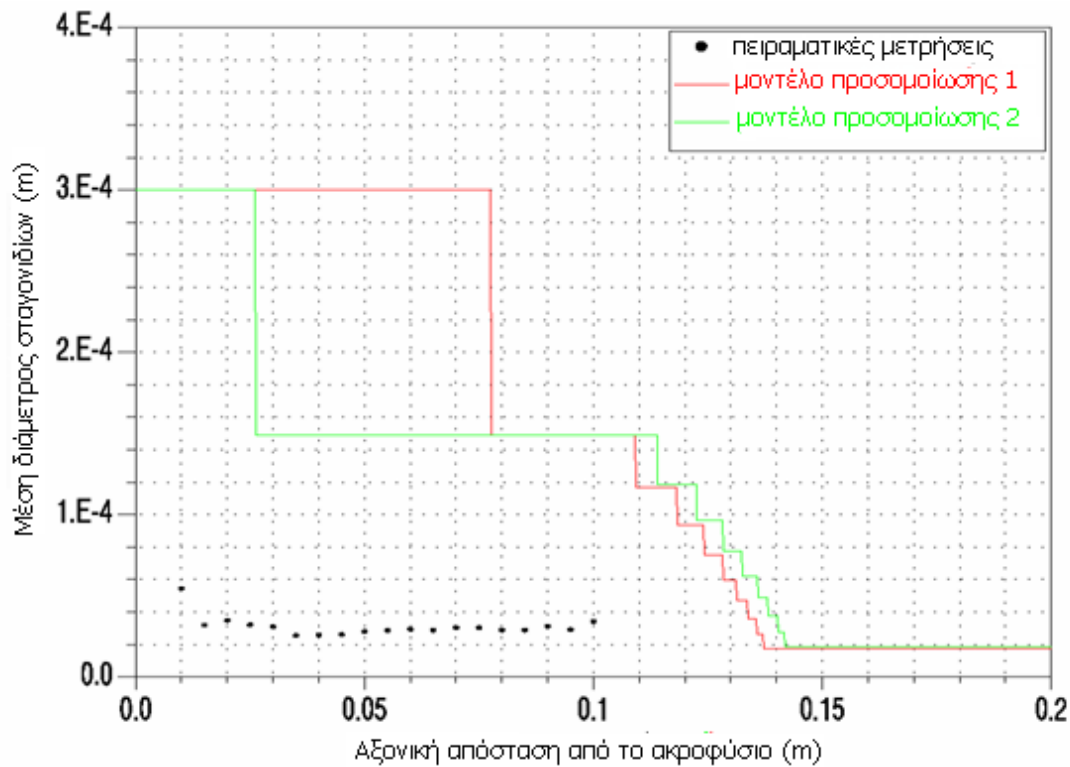
Μελέτη διείσδυσης σπρέι και μέσης διαμέτρου σταγονιδίων μέσω διαγραμμάτων

Στην προηγούμενη ενότητα μέσω της απεικόνισης της εξέλιξης της ροής του αέρα στις εικόνες 2.3 και 2.4 εκτιμήθηκε ότι τα αποτελέσματα που εξάγονται με προσομοίωση 100 χρονικών βημάτων είναι επισφαλής. Στα διαγράμματα 2.1 και 2.2 παραβάλλονται οι διαθέσιμες τιμές από τα πειραματικά δεδομένα για σπρέι πίεσης έγχυσης 80 MPa και οι προβλέψεις των μοντέλων προσομοίωσης 1 και 2. Η συμπεριφορά των μοντέλων αυτών είναι παρεμφερής γεγονός το οποίο μας επιτρέπει να κάνουμε μία πρώτη εκτίμηση των μεγεθών που μας ενδιαφέρουν για την υγρή φάση, σε σύντομο χρονικό διάστημα που μας ενδιαφέρουν καθώς ο χρόνος επίλυσης του μοντέλου προσομοίωσης 1 τέσσερις φορές μικρότερος από αυτό του μοντέλου 2.

Η μελέτη του φαινομένου όμως γίνεται πιο λεπτομερής και αξιόπιστη με χρήση 1000 η περισσότερων χρονικών βημάτων προσφέροντας πληροφορίες για τις ιδιότητες τόσο του υγρού που εγχύεται όσο και του περιβάλλοντος μέσου.



Διάγραμμα 2.1 : Διείσδυση κορυφής σπρέι πίεσης έγχυσης 80 MPa συναρτήσει του χρόνου για 100 και 1000 χρονικά βήματα υπολογισμένο με το μοντέλο διάσπασης ETAB – μοντέλα διάσπασης 1 και 2

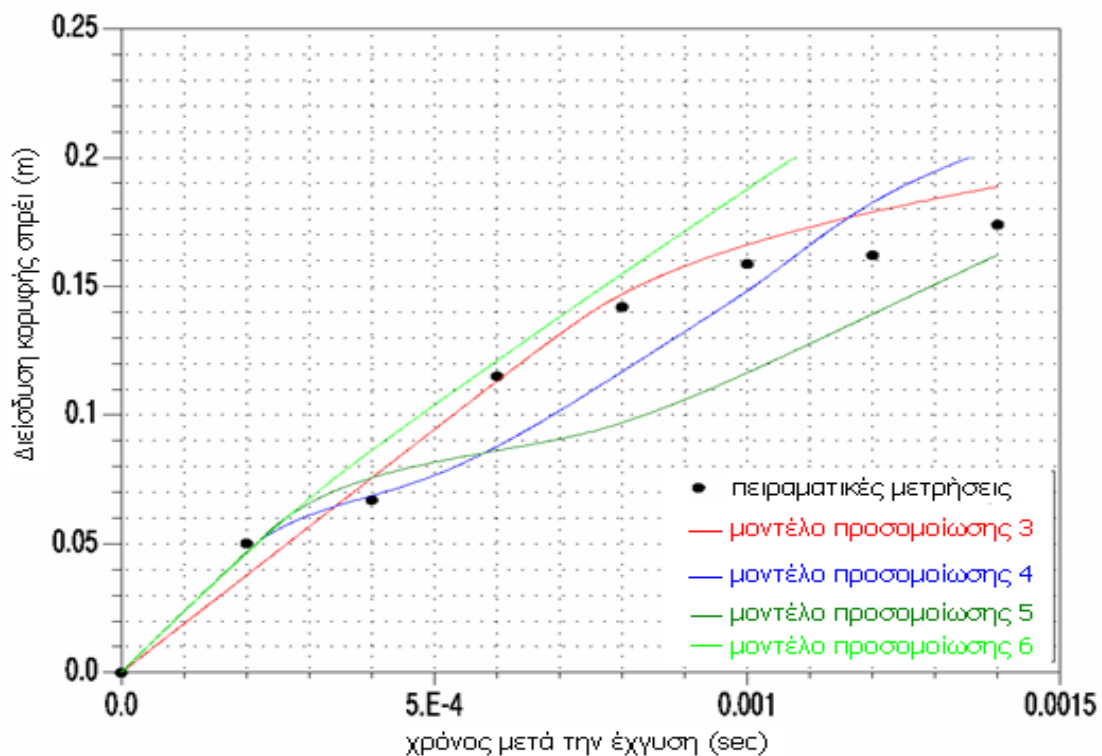


Διάγραμμα 2.2 : Μέση διάμετρος σταγονιδίων συναρτήσει της αξονικής απόστασης από το ακροφύσιο για 100 και 1000 χρονικά βήματα υπολογισμένο με το μοντέλο διάσπασης ETAB - μοντέλα διάσπασης 1 και 2.

Με την βοήθεια των εικόνων 2.6 και 2.7 μπορεί κανείς να κατανοήσει εύκολα το φαινόμενο και την εξέλιξη του. Εντούτοις κρίνεται αναγκαία η παρουσίαση των αποτελεσμάτων των μοντέλων προσομοίωσης σε διαγράμματα, ώστε να καταστεί δυνατή η σύγκριση των ιδιοτήτων (τροχιά-διάμετρος) του φαινομένου τόσο με τις διαθέσιμες πειραματικές μετρήσεις όσο και μεταξύ των ίδιων των μοντέλων. Με αυτόν τον τρόπο εξάγονται πιο ασφαλή συμπεράσματα τόσο για την διείδυση όσο και για την μέση διάμετρο των σταγονιδίων.

Στο διάγραμμα 2.3 παραβάλλονται οι διαθέσιμες πειραματικές μετρήσεις, οι οποίες δείχνουν την απόσταση που έχει διανύσει η κορυφή του σπρέι από την στιγμή έγχυσης και παρουσιάζεται η διείδυση του σπρέι πίεσης έγχυσης 60 MPa που προβλέπει το κάθε μοντέλο προσομοίωσης.

Φαίνεται ότι το μοντέλο προσομοίωσης 3, στο οποίο χρησιμοποιήθηκε το υπολογιστικό πλέγμα 1, προσεγγίζει με αρκετή ακρίβεια τα πειραματικά δεδομένα και ποιοτικά έχει την ίδια μορφή, δηλαδή παρουσιάζεται ένα παραβολικό σχήμα. Τα μοντέλα προσομοίωσης 4 και 5 στα οποία χρησιμοποιήθηκε το υπολογιστικό πλέγμα 2 και τα μοντέλα δευτερογενούς διάσπασης ETAB και CAB φαίνονται να υποεκτιμούν την διείδυση, δηλαδή προβλέπουν πιο αργή διείδυση στο μεγαλύτερο κομμάτι της διάρκειας της έγχυσης, ενώ το μοντέλο προσομοίωσης 6, όπου χρησιμοποιείται το υπολογιστικό πλέγμα 3 και το μοντέλο δευτερογενούς διάσπασης Wave (Reitz & Diwakar) φαίνεται να την υπερεκτιμά και μάλιστα προβλέπει διάδοση του σπρέι σε όλο το υπολογιστικό χωρίο πριν την ολοκλήρωση της έγχυσης, στα 1.1 ms. Εντύπωση προκαλεί το γεγονός ότι σε μερικά σημεία τα μοντέλα ETAB και CAB προβλέπουν επιτάχυνση της διείδυσης περίπου 0,5 ms μετά την έγχυση ενώ είναι συνεχώς επιβραδυνόμενη.

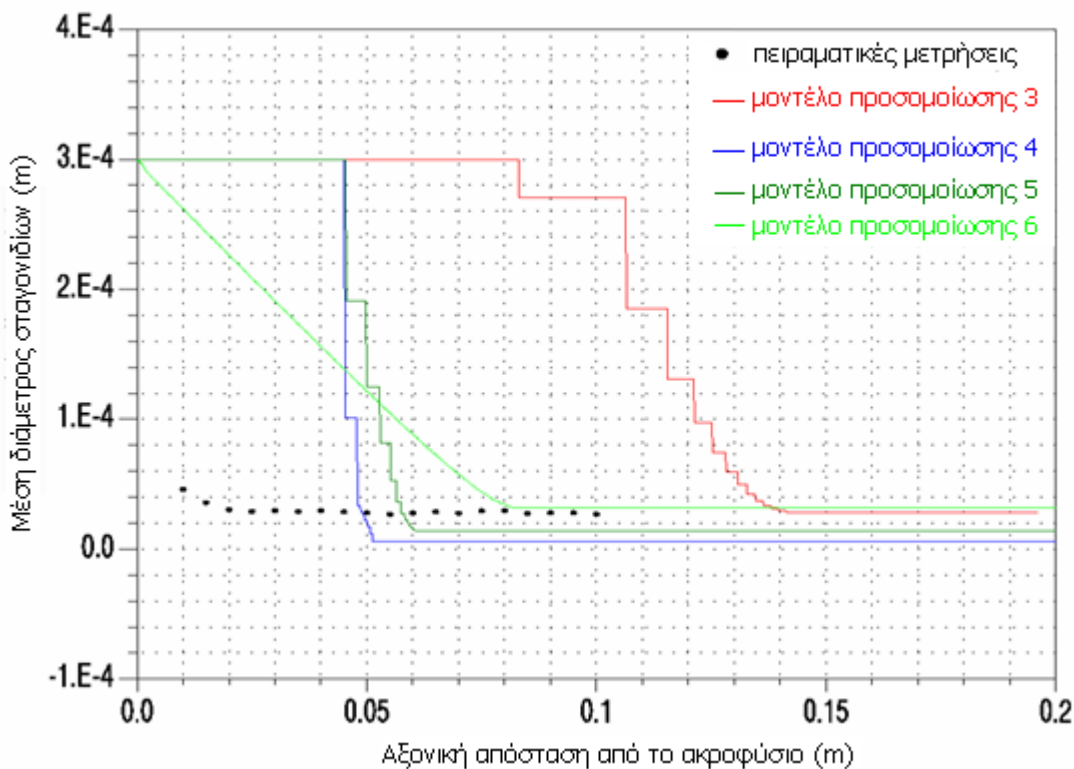


Διάγραμμα 2.3 : Διεξόδυση σπρέι πίεσης έγχυσης 60 MPa συναρτήσεϊ του χρόνου, για κάθε μοντέλο προσομοίωσης.

Στο διάγραμμα 2.4 παραβάλλονται οι πειραματικές μετρήσεις της μέσης διαμέτρου των σταγονιδίων που βρίσκονται στον άξονα συμμετρίας του σπρέι και παρουσιάζεται η πρόβλεψη της διαμέτρου των σταγονιδίων συναρτήσεϊ της αποστάσεως από το ακροφύσιο κατά την αξονική διεύθυνση.

Το μοντέλο προσομοίωσης 3 που κάνει χρήση του υπολογιστικού πλέγματος 1 δίνει τα χειροτέρα αποτελέσματα, καθώς προβλέπει διάσπαση σε μεγαλύτερη αξονική απόσταση από όλα τα άλλα μοντέλα. Τα μοντέλα προσομοίωσης 4 και 5 δίνουν μία παρόμοια εικόνα κάτι που είναι αναμενόμενο καθώς τα μοντέλα δευτερογενούς διάσπασης ETAB και CAB λειτουργούν με την ίδια λογική, αν και αυτά προβλέπουν διάσπαση των σταγονιδίων αρκετά αργότερα από τα πειραματικά δεδομένα. Τέλος το μοντέλο προσομοίωσης 6 προβλέπει μια συνεχή διάσπαση των σταγονιδίων μέχρι συμφωνίας με τα πειραματικά δεδομένα αλλά σε μεγαλύτερη αξονική απόσταση από το ακροφύσιο από τα μοντέλα ETAB και CAB. Για τα αποτελέσματα του μοντέλου αυτού μπορεί να ευθύνεται το γεγονός ότι χρησιμοποιεί το υπολογιστικό πλέγμα 3. Είναι πιθανό ότι το το μοντέλο διάσπασης WAVE να έδινε καλύτερα αποτελέσματα από αυτά των ETAB και CAB αν έκανε χρήση το πιο πυκνού υπολογιστικού πλέγματος 2.

Η διαφορά στην πρόβλεψη μεταξύ των τριών υπολογιστικών χωρίων είναι λογική καθώς τα υπολογιστικά πλέγματα 2 και 3 είναι σαφώς πυκνότερα από το 1 και μπορεί να προβλέψει με μεγαλύτερη ακρίβεια το μέγεθος των σταγονιδίων, το οποίο είναι αξιοσημείωτα μικρό και υπολογίζεται στα 30 μm από τις διαθέσιμες πειραματικές τιμές.



Διάγραμμα 2.4 : Μέση διάμετρος σταγονιδίων συναρτήσει της αξονικής απόστασης από το ακροφύσιο

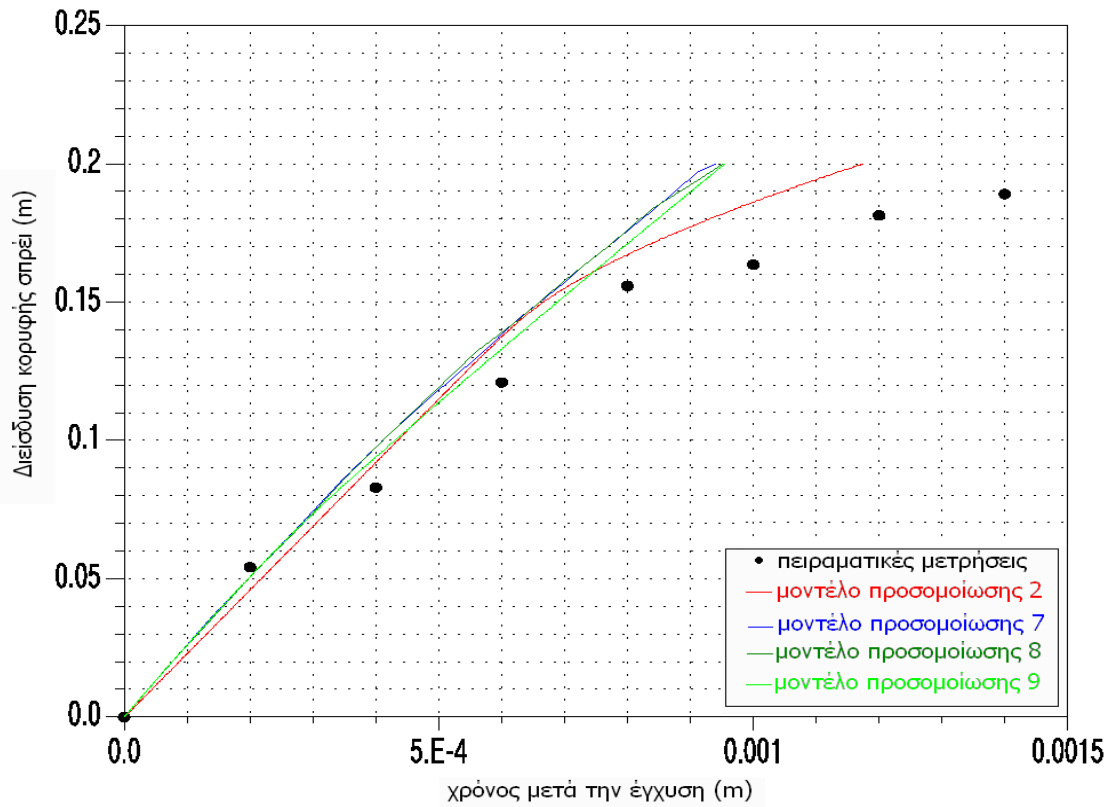
Στο διάγραμμα 2.5 παραβάλλονται οι διαθέσιμες πειραματικές μετρήσεις, οι οποίες δείχνουν την απόσταση που έχει διανύσει η κορυφή του σπρέι από την στιγμή έγχυσης και παρουσιάζεται η διεύθυνση του σπρέι πίεσης έγχυσης 80 MPa που προβλέπει το κάθε μοντέλο προσομοίωσης.

Πρέπει να επισημανθεί ότι οι προσομοιώσεις έγιναν στα υπολογιστικά πλέγματα 1 και 3 ούτως ώστε να υπάρχει μία έμμεση σύγκριση των πλεγμάτων 2 και 3 μεταξύ των περιπτώσεων 60 και 80 MPa πίεσης έγχυσης.

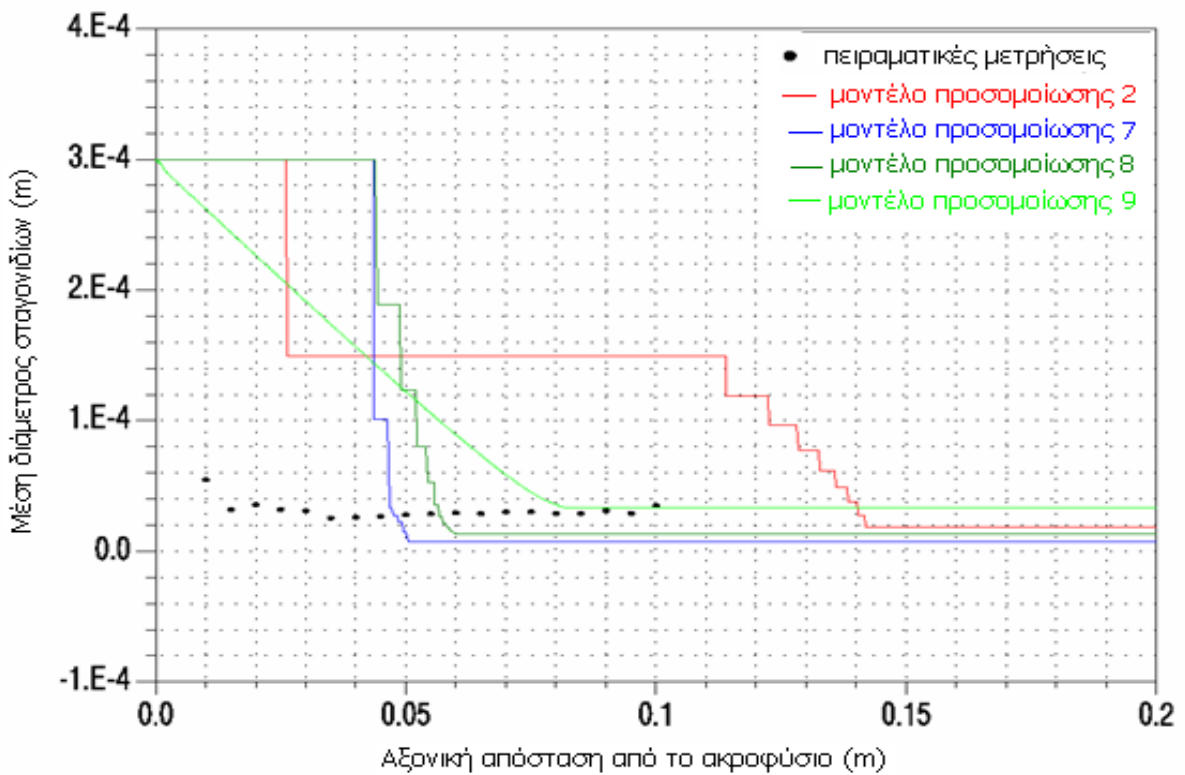
Το μοντέλο προσομοίωσης 2 στο υπολογιστικό πλέγμα 1 δίνει αποδεκτά αποτελέσματα. Η συμπεριφορά του μοντέλου προσομοίωσης 9 είναι παρόμοια με αυτή του 6, τα οποία χρησιμοποιούν το μοντέλο δευτερογενούς διάσπασης WAVE (Reitz & Diwakar). Τα αποτελέσματα των μοντέλων προσομοίωσης 7 και 8 που κάνουν χρήση των δευτερογενών μοντέλων ETAB και CAB αντίστοιχα είναι σαφώς συμπίπτουν σε μεγάλο βαθμό μεταξύ τους και προβλέπουν παρόμοια συμπεριφορά με το μοντέλο 9. Η συμπεριφορά τους όμως είναι σαφώς διαφορετική από αυτή των μοντέλων 4 και 5 που είναι παρόμοια για πίεση έγχυσης 60 MPa. Η διαφορά αυτή ίσως να έγκειται στην χρήση διαφορετικού υπολογιστικού πλέγματος.

Στο διάγραμμα 2.6 φαίνεται μία παρόμοια εικόνα με το διάγραμμα 2.4. Πρέπει να επισημανθεί ότι οι προσομοιώσεις των μοντέλων 7, 8 και 9 έγιναν με την χρήση του υπολογιστικού πλέγματος 3.

Η πρόβλεψη στο υπολογιστικό πλέγμα 1 δίνει μία πρώτη διάσπαση, ως τα μισά της διαμέτρου του ακροφυσίου αρκετά κοντά στο ακροφύσιο, αλλά μετά υπολογίζει πολύ αργότερα την τελική διάσπαση των σταγονιδίων. Τα μοντέλα προσομοίωσης 4 και 5 δίνουν μία παρόμοια εικόνα (χρησιμοποιούν τα μοντέλα ETAB και CAB αντίστοιχα) και το μοντέλο προσομοίωσης 9 Reitz & Diwakar να προβλέπει συνεχής διάσπαση και υπολογίζει την τελική τιμή αργότερα από τα προηγούμενα μοντέλα



Διάγραμμα 2.5 : Δείσδυση σπρίνι πίεσης έγχυσης 80 MPa συναρτήσει του χρόνου για κάθε μοντέλο προσομοίωσης.



Διάγραμμα 2.6 : Μέση διάμετρος σταγονιδίων συναρτήσει της αξονικής απόστασης από το ακροφύσιο

Σύγκριση και αξιολόγηση μοντέλων προσομοίωσης σπρέι

Για την αξιόπιστη και πιο ακριβή μελέτη του φαινομένου κρίθηκε απαραίτητη η προσομοίωση του σε 1000 και παραπάνω χρονικά βήματα, αν και για μία πρώτη εκτίμηση των μεγεθών που μας ενδιαφέρουν είναι επαρκής η προσομοίωση του σε 100 χρονικά βήματα μειώνοντας στο ένα τέταρτο τον χρόνο υπολογισμών.

Από την μελέτη των παραπάνω διαγραμμάτων φαίνεται ότι η διεξόδυση του σπρέι σε κάθε περίπτωση υπολογίζεται με μεγάλη ακρίβεια από την χρήση του υπολογιστικού πλέγματος 1 και ως εκ τούτου προτιμάται για την εκτίμηση του συγκεκριμένου χαρακτηριστικού. Η διαφορά μεταξύ των εκτιμήσεων που προβλέπονται από τα διαφορετικά υπολογιστικά πλέγματα μπορεί να οφείλεται στην εισαγωγή διαφορετικών αρχικών και συνοριακών συνθηκών. Πιο συγκεκριμένα στα υπολογιστικά πλέγματα 2 και 3 εγχύθηκε το ένα τέταρτο της συνολικής παροχής και τέθηκαν τοιχώματα συμμετρίας τα οποία δεν είναι απόλυτα γνωστό πως επιδρούν στην επίλυση των εξισώσεων

Η εκτίμηση της μέσης διαμέτρου των σταγονιδίων ήταν πιο ικανοποιητική με την χρήση των υπολογιστικών πλεγμάτων 2 και 3. Είναι αναμενόμενη αυτή η συμπεριφορά των μοντέλων διότι τα υπολογιστικά πλέγματα 2 και 3 είναι πιο πυκνά από το υπολογιστικό πλέγμα 1.

Για τα μοντέλα προσομοίωσης χρησιμοποιήθηκαν τα μοντέλα δευτερογενούς διάσπασης ETAB, CAB και WAVE (Reitz & Diwakar). Τα ETAB και CAB είναι διαμορφωμένα όπως και το TAB με την διαφορά ότι προβλέπουν το πλήθος και την διάσπαση των σταγονιδίων ανάλογα με το καθεστώς διάσπασης. Το WAVE είναι βασισμένο σε αστάθειες που παρατηρούνται ειδικότερα στην έγχυση δέσμης υγρού σε περιβάλλον ακίνητου ασυμπίεστου ρευστού, οπότε κρίνεται ιδανικό για την περίπτωση του σπρέι. Τα μοντέλα προσομοίωσης που κάνουν χρήση των δευτερογενών μοντέλων ETAB και CAB έχουν παρόμοια συμπεριφορά, ενώ το WAVE (Reitz & Diwakar) συμπεριφέρεται διαφορετικά δίνοντας τελικά αποτελέσματα.

Το μοντέλο δευτερογενούς διάσπασης TAB κρίνεται ανεπαρκές διότι περιορίζεται στην παρακολούθηση μόνο μία μορφή ταλάντωσης, ενώ στην πραγματικότητα υπάρχουν πολλές μορφές ταλαντώσεων και ειδικότερα στην περίπτωση έγχυσης δέσμης υγρού το οποίο διασπάται σε μεγάλο πλήθος σταγονιδίων. Το μοντέλο Schmehl είναι διαμορφωμένο με τιμές που βασίζονται σε πειραματικά δεδομένα. Επίσης προβλέπει διάσπαση σταγονιδίων σε δύο μόνο στάδια ενώ σε αυτή την περίπτωση έχουμε διάσπαση σταγονιδίων σε περισσότερα. Ως εκ τούτου τα δύο αυτά μοντέλα δεν χρησιμοποιήθηκαν.

Συμπερασματικά, προτείνεται η χρήση μοντέλου προσομοίωσης 1000 ή και περισσότερων χρονικών βημάτων που κάνει χρήση υπολογιστικού πλέγματος παρόμοιο με το υπολογιστικό πλέγμα 3 ούτως ώστε να μειώνεται το υπολογιστικό κόστος με ένα εκ των μοντέλων ETAB ή CAB τα οποία προβλέπουν νωρίτερα την διάσπαση των σωματιδίων από το μοντέλο δευτερογενούς διάσπασης WAVE.

Ενδιαφέρον θα παρουσίαζαν τα αποτελέσματα των υπολογισμών με μοντέλο προσομοίωσης το οποίο θα έκανε χρήση υπολογιστικού πλέγματος το οποίο θα ήταν πολύ πυκνό κατά μήκος των τροχιών του κάθε σωματιδίου.

Δυσκολία Επίλυσης Εξισώσεων Μοντέλων Προσομοίωσης

Κατά την διάρκεια της αναφοράς στο φαινόμενο που μελετάται σε θεωρητικό επίπεδο φάνηκε η δυσκολία της πρόβλεψης των ιδιοτήτων της δέσμης έγχυσης λόγω της φύσης της. Η δυσκολία αυτή φαίνεται και σε υπολογιστικό επίπεδο μέσω των διαγραμμάτων 2.7, όπου φαίνονται οι αποκλίσεις διαφόρων μεγεθών κατά την επίλυση του μοντέλου προσομοίωσης 2, οι οποίες παρουσιάζονται ενδεικτικά.

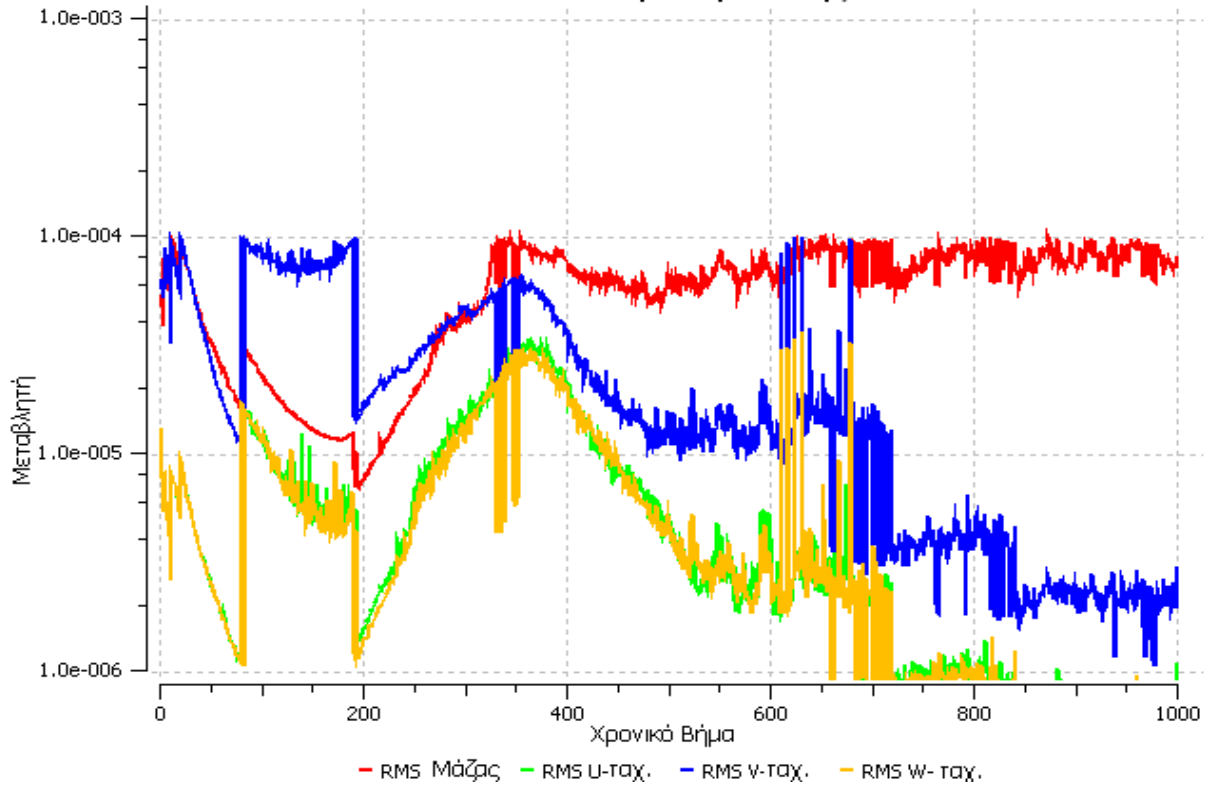
Τα διαγράμματα 2.7 παρουσιάζουν την απόκλιση (RMS) των μεταβλητών σε κάθε χρονικό βήμα υπολογισμού. Στο διάγραμμα 2.7.α φαίνεται η απόκλιση των ταχυτήτων κατά των άξονα x, y και z και της διατήρησης μάζας του συνεχούς μέσου. Διακρίνεται η ομοιότητα υπολογισμών για της ταχύτητες κατά x και z, η οποία δικαιολογείται καθώς το φαινόμενο που μελετάμε είναι αξονοσυμμετρικό κατά τον άξονα y. Η επιθυμητή σύγκλιση (10^{-4}) επιτυγχάνεται για κάθε μεταβλητή σε κάθε χρονικό βήμα εξ αρχής, πράγμα που οδηγεί στο συμπέρασμα ότι οι εξισώσεις για το συνεχές μέσο είναι εύκολα επιλύσιμες.

Στην εικόνα 2.7.β φαίνεται αντίστοιχα η απόκλιση για την κινητική ενέργεια της τύρβης και την διάχυση δινών. Φαίνεται να έχουν παρόμοια πορεία επίλυσης και να είναι σε αποδεκτά επίπεδα απόκλισης, καθώς η μεγαλύτερη απόκλιση που παρατηρείται είναι του χιλιοστού (0.001) σε 4 χρονικά βήματα.

Η εικόνα 2.7.γ επιβεβαιώνει την δυσκολία πρόβλεψης των ιδιοτήτων των σταγονιδίων του σπρέι. Παρουσιάζονται οι αποκλίσεις των ταχυτήτων των σταγονιδίων κατά μέσο όρο κατά τις διευθύνσεις x, y και z. Η απόκλιση φτάνει σε ορισμένα χρονικά βήματα προσεγγίζει το δέκατο (0.01), και σε αρκετά είναι κοντά σε απόκλιση χιλιοστού (0.001). Μετά το εφτακοσιοστό (700στο) βήμα, που αντιστοιχεί σε χρόνο 0.98 ms, μόνο φαίνεται να συγκλίνει, μάλλον επειδή μεγάλο μέρος των παραγόμενων σταγονιδίων σταμάτησε να διασπάται και να έχει ενιαία ταχύτητα, έχουμε σχεδόν πλήρη διαμόρφωση του σπρέι όπως φαίνεται και στην εικόνα 2.8.γ

Αξίζει σημειωθεί ότι η επίλυση των εξισώσεων φαίνεται να είναι πιο εύκολη στα μοντέλα που χρησιμοποιούν το υπολογιστικό χωρίο 1 (κυλίνδρου), όπως το μοντέλο προσομοίωσης 2, καθώς έχουμε λιγότερες κορυφογραμμές από τα μοντέλα προσομοίωσης που κάνουν χρήση των υπολογιστικών χωρίων 2 και 3, αν και τα αποτελέσματα που δίνουν είναι αποδεκτά όπως φάνηκε και στα διαγράμματα που προηγήθηκαν.

Επίλυση Εξισώσεων Συνεχούς Μέσου Μοντέλου Προσομοίωσης 2



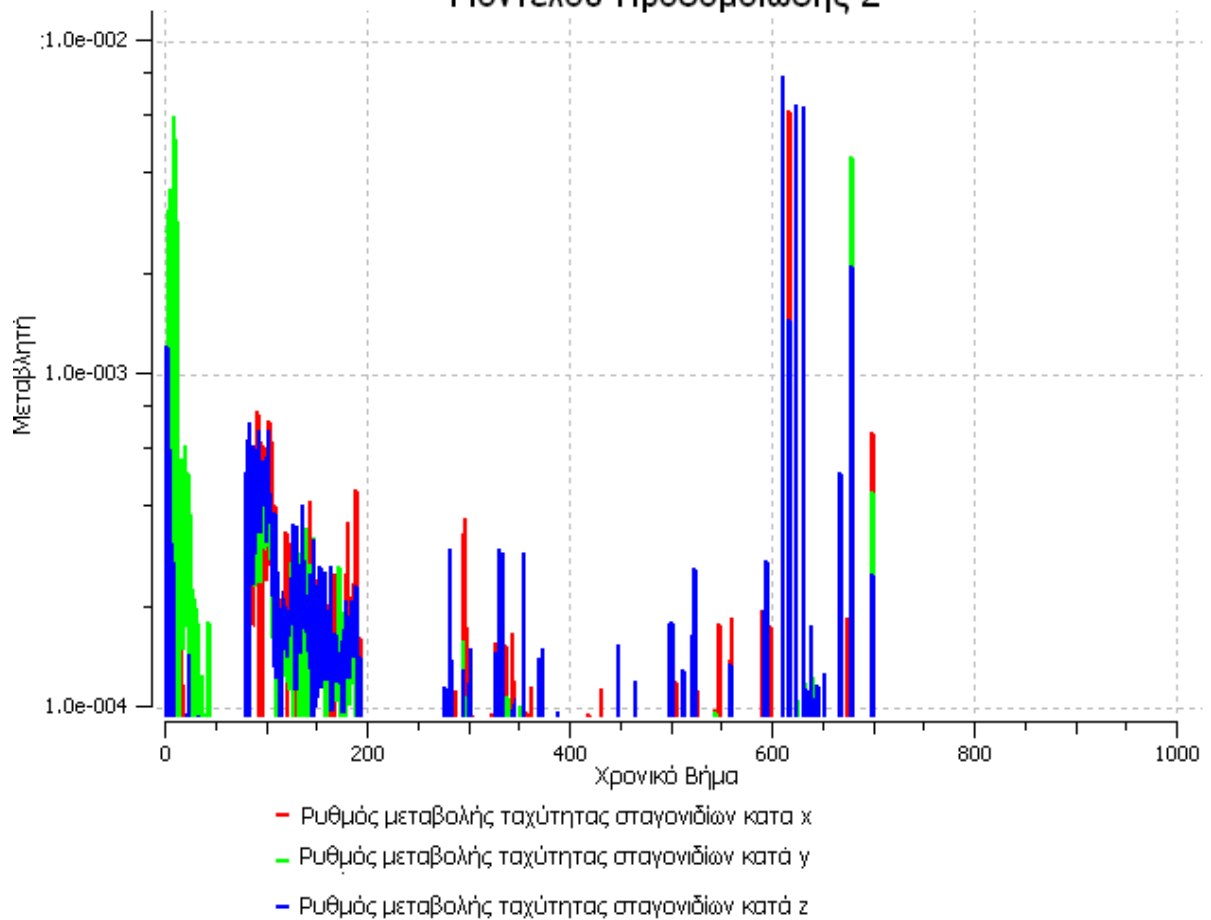
Διάγραμμα 2.7. Απόκλιση μεγεθών συνεχούς μέσου ανά χρονικό βήμα Μ.Π.2

Επίλυση Εξισώσεων Τύρβης Μοντέλου Προσομοίωσης 2



Διάγραμμα 2.7.β: Απόκλιση μεγεθών τύρβης ανά χρονικό βήμα Μ.Π.2

Επίλυση Εξισώσεων Σταγονιδίων Μοντέλου Προσομοίωσης 2



Διάγραμμα 2.7.γ: Απόκλιση μεγεθών σταγονιδίων ανά χρονικό βήμα Μ.Π.2

Βελτίωση των μοντέλων προσομοίωσης

Οι τεχνικές που χρησιμοποιήθηκαν για την δημιουργία μοντέλων προσομοίωσης επιδέχονται βελτίωση για την εξαγωγή αποτελεσμάτων πιο κοντά στα αποτελέσματα των πειραμάτων. Βελτίωση του υπολογιστικού πλέγματος, χρήση μεταβλητών πέρα των συνήθων στα μοντέλα διάσπασης καθώς και εξεύρεση κατάλληλου συντελεστή αεροδυναμικής αντίστασης του σταγονιδίου αποτελούν βελτιστοποίηση στα ήδη υπάρχοντα μοντέλα. Επίσης, περαιτέρω βελτίωση επιδέχονται οι τεχνικές επίλυσης εξισώσεων της υπολογιστικής ρευστομηχανική, ενώ και η τεχνολογική εξέλιξη των υπολογιστών βοηθάει στην επαλήθευση των μοντέλων προσομοίωσης καθώς μειώνεται το υπολογιστικό κόστος, δηλαδή ο χρόνος που χρειάζεται για την επίλυση των εξισώσεων ενός μοντέλου.

Βιβλιογραφία

- [1] Clayton Crowe, Martin Sommerfeld, Yutaka Tsuji *Multiphase Flows with Droplets and Particles*
- [2] Μπεργελές Γ. Υπολογιστική Ρευστομηχανική
- [3] I. Kataoka, A Serizawa Basic equations of turbulence in gas-liquid two-phase flow. *Int. J. Multiphase Flow* Vol. 15, No. 5, pp. 843-855, 1989
- [4] Κατσουρίνης Δημήτρης Υπολογιστική Προσομοίωση Μηχανικής Διάβρωσης σε Αγωγούς Μεταφοράς Αργού Πετρελαίου. Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο ΔΠΜΣ: Υπολογιστική Μηχανική
- [5] J. C. Beck and A.P. Watkins On the development of a spray model based on drop-size moments. *Proc. R. Soc. Lond. A* 2003 459, 1365-1394 doi:10.1098/rspa.2002.1052
- [6] Simonin, O. 1991 Prediction of the dispersed phase turbulence in particle-laden jets. In *Proc. 4th Int. Symp. on Gas/Solid Flows, ASME-FED*, vol. 121, pp. 197-206
- [7] Balzer, G. & Simonin, O. 1993 Extension of Eulerian gas-solid flow modelling to dense fluidised bed predictions. In *Proc. 5th Int. Symp. on Refined Flow Modelling*, pp. 417-424
- [8] Iyer, V. A., Abraham, J. & Magi, V. 2000 Computations of the liquid-phase penetration in vaporising diesel sprays using a two-fluid model: equilibrium and non-equilibrium effects. In *Proc. 8th Int. Conf. on Liquid Atomisation and Spray Systems (ICLASS-2000), Pasadena*, pp. 645-652.
- [9] Arthur H.Lefebvre Properties of Sprays. Part. Part. Syst. Charact. 6 (1989) 176-186
- [10] Αρβανίτης Γεώργιος, Μέθοδοι πρωτεύοντος και δευτερεύοντος διασκορπισμού σε δέσμες σταγονιδίων (2005).
- [11] M. Pilch, C. A. Erdman. Use of breakup time and velocity history data to predict the maximum size of stable fragments for acceleration-induced breakup of a liquid drop. *Int. J. Multiphase Flow* Vol. 13, No. 6, pp. 741-757. 1987
- [12] H. Hiroyasu and T. Kadota Fuel droplet size distribution in diesel combustion chamber. *Bulletin of the JSME*, Vol.19, No 135, September, 1976
- [13] L.P. Hsiang and G. M. Faeth. Near Limit Drop Deformation and Secondary Breakup. *Int. J. Multiphase Flow* Vol. 18, No. 5, pp. 635-652, 1992
- [14] K. A. Sallam, Z. Dai, G.M. Faeth Liquid breakup at the surface of turbulent round liquid jets in still cases. *International Journal of Multiphase Flow* 28 (2002) 427-449
- [15] P. berthoumieou, H. Carentz, P. Villedieu, G. Lavergne. Contribution to droplet breakup analysis. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 20 (1999) 492±498
- [16] F.X Tanner Liquid jet atomization and droplet breakup modeling of non-evaporating diesel fuel sprays. *SAE 1997 Transactions: Journal of Engines*, Vol. 106, Sec.3, pp.127-140, 1998
- [17] C. F. Edwards, B. T Helenbrook Quasi-steady deformation and drag of uncontaminated liquid drops, *International Journal of Multiphase Flow* 28 (2002) 1631-1657
- [18] Ekaterina Kumzerova, Thomas Esch, Florian Menter. Spray simulations: Applications of Various Droplet Breakup Models. 6th International Conference on Multiphase Flow, ICMF 2007, Leipzig, Germany, July 9 – 13, 2007
- [19] , Alex B. Liu, Daniel Mather, and Rolf D. Reitz Modeling the effects of drop drag and breakup on fuel sprays. *International Congress and Exposition Detroit, Michigan*, March 1-5, 1993

- [20] Chang Sik Lee , Sung Wook Park An experimental and numerical study on fuel atomization characteristics of high-pressure diesel injection sprays. *Fuel* 81 (2002) 2417-2423
- [21] Liu Fu-shui, Zhou Lei , Sun Bai-gang, Li Zhi-jie, Harold J. Schock Validation and modification of WAVE spray model for diesel combustion simulation. *Fuel* 87 (2008) 3420–3427
- [22] P. J O'Rourke and A. A. Amsden. The TAB method for numerical calculation of spray droplet breakup. SAE Technical Paper 872089, 1987.
- [23] Taylor, G. I., The Shape and Acceleration of a Drop in a High Speed Air Stream, *The Scientific Papers of Sir Geoffrey Ingram Taylor* (Batchelor, G. K., ed.), Vol. 3, pp. 457-464, University Press, Cambridge, England, UK, 1963.
- [24] Chehroudi, B., Chen, S. H., Bracco, F. V., and Onuma, Y., On the Intact Core of Full-Cone Sprays, *SAE Paper 850126*, 1985.
- [25] Eberle, M. K., Boulouchos, K., Schneider, B., Stebler, H., Stockli, M., Tanner, F. X., and Weisser, G., Mathematical Modeling and Advanced Diagnostics in IC Engine Research. *FISITA Technical Paper, Prague*, 1996.
- [26] Hwang, S. S., Liu, Z., and Reitz, R. D., Breakup Mechanisms and Drag Coefficients of High-Speed Vaporizing Liquid Drops. *Atomization and Sprays*, Vol. 6, pp. 353-376, 1996.
- [27] Liu, A. B., and Reitz, R. D., Mechanisms of Air-Assisted Liquid Atomization. *Atomization and Sprays*, Vol. 3, pp. 55-75, 1993.
- [28] Reitz, R. D., Modeling Atomization Processes in High-Pressure Vaporizing Sprays. *Atomization and Spray Technology*, Vol. 3, pp. 309-337, 1987.
- [29] Reitz, R. D., and Diwakar, R., Structure of High-Pressure Fuel Sprays. *SAE Technical Paper 870598*, 1987.
- [30] Ranger, A. A. and Nicholls, J. A. Aerodynamic Shattering of liquid drops. *AIAA J.* Vol. 7, No.2 P. 285, 2969
- [31] Gonzalez, M. Lian Z. and Reitz R. D. Modeling diesel engine spray Vaporization and combustion
- [32] A. B Liu and R. D. Reitz. Mechanisms of air-assisted liquid atomization. *Atomization and sprays*, 3:55-75,1993
- [33] Z. Liu and R.D. Reitz An analysis of the distortions and breakup mechanisms of high speed liquid drops. *Int. J. Multiphase Flow* Vol.23, No.4 pp.631-650, 1997
- [34] S. S. Sahzin, G. Feng, M. R. Heikal A model for fuel spray penetration. *Fuel* 80 (2001) 2171-2180
- [35] Matthew J. Ryan. CFD Prediction of the trajectory of a liquid jet in a non-uniform air crossflow. *Computers and Fluids*35 (2006) 463-476
- [36] , S.V. Apte, M. Gorokhovski, P. Moin LES of atomization with stochastic modeling of secondary breakup. *International Journal of Multiphase Flow* 29 (2003) 1503–1522
- [37] P.K. Senecal, D.P. Schmidt, I. Nouar, C. J. Rutland, R.D Reitz, M. L. Corradini Modeling high-speed viscous liquid sheet atomization. *International Journal of Multiphase Flow* 25 (1999) 1073-1097
- [38] G. M. Faeth Evaporation and combustion of sprays. *Prog. Energy Combust. Sci.* 1983, Vol. 9, pp. 1-76
- [39] Φούντη Μ. Θεωρία Καύσης και Συστήματα Καύσης
- [40] Παπαγεωργίου Ν. Ατμοπαραγωγοί ΙΙ Εμβάθυνση
- [41] Ρακόπουλος Κωνστ, Δ. , Χουντάλας Δημ. Θ. Καύση και Ρύπανση Εμβολοφόρων Μ.Ε.Κ

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

Στο παράρτημα γίνεται μια σύντομη παρουσίαση του λογισμικού υπολογιστικής ρευστομηχανικής με την βοήθεια του οποίου έγιναν οι προσομοιώσεις, καθώς και μια αναφορά στην επιλογή κατάλληλου πλέγματος.

Σκοπός είναι η εισαγωγή του αναγνώστη σε τέτοιου είδους προγράμματα και το πώς επηρεάζουν διάφορα στοιχεία του πλέγματος στην επίλυση του εκάστοτε μοντέλου .

Λογισμικό Υπολογιστικής Ρευστομηχανικής

Το CFX 11 είναι ένα λογισμικό υπολογιστικής ρευστομηχανικής για την βελτιστοποίηση ανάπτυξης προϊόντων και διεργασιών. Στο λογισμικό αυτό μπορούν να επιλυθούν όλες οι εξισώσεις που αφορούν την ρευστομηχανική (Navier-Stokes) καθώς και αυτές της διατήρησης μάζας, ορμής και ενέργειας. Η φιλοσοφία πίσω από αυτό το πακέτο λογισμικού συντελείται στο να είναι ο χρήστης απαλλαγμένος από την δημιουργία πηγαίου κώδικα, να μπορεί να ελέγχει εύκολα και άμεσα την διαδικασία λύσης του προβλήματος που έχει θέσει και να έχει μία σαφή αναπαράσταση για την εξέλιξη του φαινομένου, καθώς η παρουσίαση των αποτελεσμάτων γίνεται παραστατικά στον χώρο και στον χρόνο.

Για να καταστούν δυνατά όλα αυτά το λογισμικό χωρίζεται σε τρία επιμέρους τμήματα, τον προεπεξεργαστή - CFX-PRE, τον επιλύτη εξισώσεων - solver manager και το τμήμα για την αναπαράσταση των αποτελεσμάτων - CFX-Post, τα οποία παρουσιάζονται παρακάτω.

Προεπεξεργασία - CFX-PRE

Για να επιλύσουμε και να παρακολουθήσουμε την εξέλιξη κάποιου φαινομένου ρευστομηχανικής φύσεως είναι απαραίτητη η εισαγωγή ενός πλέγματος, ώστε στους κόμβους του οποίου να λυθούν οι απαραίτητες εξισώσεις οι οποίες και το περιγράφουν.

Η εισαγωγή του πλέγματος στο πακέτο CFX11 γίνεται στο τμήμα της προεπεξεργασίας, όπου και καλούμαστε να θέσουμε οριακές και συνοριακές συνθήκες, τις εξισώσεις τις οποίες θέλουμε να λυθούν καθώς και τα βασικά χαρακτηριστικά αυτών, είτε να δηλώσουμε κάποιο υλικό.

Επίσης καλούμαστε να διαλέξουμε τον τρόπο με τον οποίο θα γίνει η επίλυση, την επιθυμητή σύγκλιση-ακρίβεια και τον τύπο των αποτελεσμάτων που θα πάρουμε.

Τέλος έχουμε στην διάθεση μας προαιρετικά επιλογές με τις οποίες ελέγχουμε το πού και πώς θα αποθηκευτούν τα αποτελέσματα του “τρεξίματος” .

Ουσιαστικά αυτή είναι η μέθοδος που ακολουθείται για να γίνει η προσομοίωση της εφαρμογής ή του πειράματος που θέλουμε να μελετήσουμε. Η διαδικασία “στησίματος” γίνεται μέσω ενός δέντρου επιλογών καθιστώντας την πιο εύκολη και πιο άμεση, καθώς στην διάθεση του χρήστη τίθενται όλες οι επιλογές που μπορεί να έχει σε παραθυρικό πλαίσιο. Επίσης υπάρχει ενεργός έλεγχος στην επιλογή παραμέτρων, ο οποίος είναι ιδιαίτερα εξυπηρετικός καθώς εξοικονομείται κόπος και χρόνος, ο οποίος θα χρειαζόταν για την εξεύρεση των λαθών (ή στο debugging σε πηγαίο κώδικα).

Ο χρήστης είναι απαλλαγμένος από την δημιουργία πηγαίου κώδικα, παρ' όλα αυτά δίνεται η δυνατότητα εισαγωγής κάποιου επιμέρους κώδικα ως στοιχείο οριακής ή αρχικής συνθήκης για κάποια εφαρμογή, με σκοπό την λήψη καλύτερων

αποτελεσμάτων χωρίς αυτό να είναι υποχρεωτικό. Επίσης είναι δυνατή η εισαγωγή κάποιας μαθηματικής έκφρασης (CCL) για την εξέλιξη κάποιου φαινομένου (π.χ προφίλ ταχύτητας σε κάποιο ακροφύσιο).

Επιλύτης - Solver Manager

Είναι το κομμάτι του πακέτου στο οποίο δημιουργείται ο κώδικας επίλυσης των εξισώσεων και εν συνεχεία γίνεται η επίλυση αυτών.

Δίνεται η δυνατότητα παρακολούθησης της διαδικασίας επίλυσης και προβολή της σύγκλισης των αποτελεσμάτων τους κατά βούληση ανά υπολογιστικό βήμα. Συγκεκριμένα παρουσιάζονται σε άξονες x-y αντίστοιχα το υπολογιστικό βήμα και ο βαθμός σύγκλισης (τα residuals) για το περιβάλλον στο οποίο λαμβάνει χώρα η εφαρμογή, το επίπεδο τύρβης και την παρακολούθηση των σωματιδίων (στην συγκεκριμένη περίπτωση).

Απεικόνιση - CFX-Post

Μετά την επίλυση των εξισώσεων και την επίτευξη της ζητούμενης σύγκλισης τα δεδομένα-λύσεις αποθηκεύονται στον φάκελο που έχει επιλεγεί και τα οποία μπορούν να αναπαρασταθούν στο τρίτο κομμάτι του CFX 11, το CFX-Post.

Στο κομμάτι αυτό μπορούμε να αναπαραστήσουμε οποιοδήποτε μέγεθος μας ενδιαφέρει στον φυσικό χώρο του φαινομένου με ένα πλήθος εργαλείων που παρέχονται (όπως σημεία, γραμμές, επίπεδα κτλ.), έχοντας με αυτόν τον τρόπο καλύτερη επίβλεψη της εξέλιξης της.

Η διαδικασία αυτή είναι παρόμοια με αυτήν που περιγράψαμε για το CFX-Pre, καθώς το περιβάλλον στο οποίο απεικονίζεται είναι το ίδιο αλλά στην διάθεση μας τίθενται διαφορετικές επιλογές.

Υπάρχει βέβαια η δυνατότητα για εξαγωγή των αποτελεσμάτων σε οποιαδήποτε μορφή αρχείο, ώστε να έχουμε την ευχέρεια να τα παραστήσουμε με την μορφή γραφημάτων για καλύτερη επίβλεψη και παρουσίαση των φαινομένων που μας ενδιαφέρουν.

Γεωμετρία και πλέγμα

Για να αναπαραστήσουμε τα χωρία στα οποία λαμβάνει χώρα το εκάστοτε φαινόμενο δημιουργούμε στο εργαλείο Workbench της ANSYS υπολογιστικό χωρίο στο οποίο θα τεθούν οι συνοριακές και αρχικές συνθήκες και θα επιλυθούν οι εξισώσεις Navier-Stokes και αυτές της διατήρησης ορμής, μάζας και ενέργειας για το κάθε πείραμα.

Οι γεωμετρίες και τα πλέγματα δημιουργήθηκαν με βάση τις περιγραφές των πειραμάτων από τα οποία αντλήθηκαν τα πειραματικά δεδομένα μέσω των οποίων πιστοποιείται το κάθε μοντέλο προσομοίωσης.

Σημασία δόθηκε περισσότερο στην δημιουργία πλέγματος μέσω του οποίου μπορούν να εκτιμηθούν καλύτερα οι τιμές σε σημεία τα οποία βρίσκονται σε χωρία όπου είναι δύσκολος ο υπολογισμός. Τέτοια σημεία βρίσκονται κοντά στα τοιχώματα και κοντά στο ακροφύσιο.

Στην συγκεκριμένη εργασία δόθηκε βάση στο πώς επιδρά ο αριθμός και η πυκνωση των υπολογιστικών κόμβων στα αποτελέσματα για την περίπτωση προσομοίωσης δέσμης υγρού που εγχύεται σε περιβάλλον ακίνητου ασυμπίεστου αερίου, δηλαδή έγινε ανάλυση ανεξαρτησίας αποτελεσμάτων από το πλέγμα. Τα πλέγματα που χρησιμοποιήσαμε στα μοντέλα προσομοίωσης δίνουν παρόμοια αποτελέσματα και ως εκ τούτου εξάγεται το συμπέρασμα ότι επιτυγχάνεται ανεξαρτησία πλέγματος για το συγκεκριμένο φαινόμενο. Ακολούθως πρέπει να γίνει κάποια σύμβαση μεταξύ του υπολογιστικού κόστους και της ακρίβειας των αποτελεσμάτων.

Επίσης δόθηκε σημασία στο πως μπορεί να εξοικονομηθεί υπολογιστικό κόστος μέσω της επίλυσης των εξισώσεων σε άλλο υπολογιστικό πλέγμα με λιγότερους κόμβους, καθώς τα πειράματα λαμβάνουν χώρα σε αξονοσυμμετρικά χωρία-κύλινδροι. Συνεπώς δημιουργήθηκαν πλέγματα κυλινδρικά, μισού κυλίνδρου και σε γεωμετρία ενός τετάρτου του κυλίνδρου.

Μέσω της ανάλυσης αυτής εξάγεται το συμπέρασμα ότι το υπολογιστικό κόστος μειώνεται ικανοποιητικά με την χρήση πλέγματος γεωμετρίας τετάρτου του κυλίνδρου με αριθμό κόμβων γύρω στις 60.000 με ικανοποιητικά αποτελέσματα.