

**ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΚΟ ΕΚΠΑΙΔΕΥΤΙΚΟ ΙΔΡΥΜΑ ΠΑΤΡΑΣ**

**ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΙΑΣ**

**ΠΤΥΧΙΑΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ**

**ΣΧΕΔΙΑΣΜΟΣ ΚΑΝΑΛΙΩΝ ΑΕΡΑ ΜΕ ΔΙΑΦΟΡΕΤΙΚΑ  
ΑΚΡΟΦΥΣΙΑ ΟΡΘΟΓΩΝΙΚΗΣ ΚΑΙ ΚΥΚΛΙΚΗΣ ΔΙΑΤΟΜΗΣ**



**ΣΠΟΥΔΑΣΤΕΣ:**

ΦΑΛΑΡΗΣ ΕΥΣΤΑΘΙΟΣ

ΠΑΝΑΓΟΠΟΥΛΟΥ ΠΑΝΑΓΙΩΤΑ

**ΕΙΣΗΓΗΤΗΣ:**

ΚΑΛΟΓΗΡΟΥ ΙΩΑΝΝΗΣ (Επικουρος Καθηγητής)

ΤΣΑΒΟΣ ΑΛΕΞΑΝΔΡΟΣ (Επιστημονικός Συνεργάτης)

**ΠΑΤΡΑ 2009**

# ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

<b>ΠΡΟΛΟΓΟΣ .....</b>	<b>3</b>
<b>ΠΕΡΙΛΗΨΗ.....</b>	<b>4</b>
<b>ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΠΡΩΤΟ.....</b>	<b>5</b>
1.1 Ελεύθερες Τυρβώδεις Διατμητικές Ροές .....	5
1.1.1 Γενικά για τις ελεύθερες τυρβώδεις διατμητικές ροές .....	5
1.1.2 Βασικές έννοιες για τις ελεύθερες τυρβώδεις δέσμες.....	6
1.1.3 Δισδιάστατη δέσμη σε ακίνητο περιβάλλον. ....	7
1.1.4 Βασικές εξισώσεις.....	10
1.2 Ανασκόπηση της βιβλιογραφίας.....	15
1.2.1 Ανασκόπηση της βιβλιογραφίας για την εγγύς περιοχή ανάπτυξης μιας ελεύθερης τυρβώδους δισδιάστατης δέσμης .....	15
<b>ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΔΕΥΤΕΡΟ.....</b>	<b>21</b>
2.1. Υποχηητικά ακροφύσια με την μέθοδο Boerger .....	21
2.2. Υπολογισμός ατριβών ροϊκών πεδίων.....	25
2.2.1 Μαθηματικό μοντέλο ακροφυσίου .....	25
2.2.2. Νόμος των Biot – Savart .....	26
2.2.3 Ολοκληρωτική εξίσωση για την κατανομή του οριακού στρώματος.....	27
2.2.4 Επίλυση ολοκληρωτικής εξίσωσης.....	30
2.2.5 Εξιδανίκευση άκρων ακροφυσίου .....	32
2.2.6. Σύγκριση θεωρητικών πειραματικών αποτελεσμάτων .....	35
2.3. Επίδραση – Δυνάμειων Τριβής.....	38
2.3.1. Οριακό στρώμα σε ακροφύσιο .....	38
2.3.2. Οριακό στρώμα στον θάλαμο καθησυχασμού ροής .....	39
2.3.3 Αρχικές συνθήκες για τον υπολογισμό του οριακού στρώματος.....	39
2.3.4 Ζώνες διαφορετικής συμπεριφοράς του οριακού στρώματος.....	41
2.4. Απαιτήσεις για τον υπολογισμό του οριακού στρώματος .....	43
2.4.1 Αποκόλληση.....	43
2.4.2 Πάχος μετάθεσης .....	45
2.5. Μέθοδος υπολογισμού του οριακού στρώματος .....	47
2.6. Παράμετροι σχεδιακού ακροφυσίου.....	48
2.6.1. Απαιτήσεις για ένα ακροφύσιο αεροσύραγγας.....	48
2.6.2. Γεωμετρικές παράμετροι .....	50
2.6.3. Ροή στη ζώνη προσροής.....	52
2.6.4. Ροή στη ζώνη απορροής χωρίς διόρθωση .....	54
2.6.5. Διόρθωση στο περίγραμμα της ζώνης απορροής.....	54
2.7. Καθορισμοί του μήκους ακροφυσίου.....	58

2.8. Υπολογισμός του πάχους μετάθεσης .....	60
2.9. Εφαρμογή.....	62
2.10. Σχολιασμός.....	65
2.11. Συμπεράσματα.....	67
2.12. Υπολογισμός άτριβου ροϊκού πεδίου .....	69
2.12.1 Παράμετροι σχεδιασμού ακροφυσίου .....	71
<b>ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΤΡΙΤΟ.....</b>	<b>76</b>
3.1 Περιγραφή της υπό μελέτης συσκευής .....	76
3.1.1 Ακροφύσιο Εξόδου.....	77
3.1.2 Θάλαμος καθησυχασμού.....	77
3.1.3 Διαχύτης .....	79
3.1.4 Ανεμιστήρας - Κινητήρας.....	79
<b>ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΤΕΤΑΡΤΟ.....</b>	<b>82</b>
<b>ΑΚΡΟΦΥΣΙΑ ΟΡΘΟΓΩΝΙΚΗΣ ΔΙΑΤΟΜΗΣ.....</b>	<b>82</b>
4.1. Σχεδιασμός ακροφυσίου ορθογωνικής διατομής με λόγο πλευρών $AR=L/D=2$ .....	82
4.2. Σχεδιασμός ακροφυσίου ορθογωνικής διατομής με λόγο πλευρών $AR=L/D=6$ .....	89
4.3. Σχεδιασμός ακροφυσίου ορθογωνικής διατομής με λόγο πλευρών $AR=L/D=10$ .....	96
4.4. Σχεδιασμός ακροφυσίου ορθογωνικής διατομής με λόγο πλευρών $AR=L/D=15$ .....	103
5.5. Σχεδιασμός του κορμού ορθογωνικού καναλιού .....	109
<b>ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΠΕΜΠΤΟ.....</b>	<b>113</b>
5.1. Σχεδιασμός ακροφυσίου κυκλικής διατομής $DE=8,74\text{cm}$ .....	113
5.2. Σχεδιασμός ακροφυσίου κυκλικής διατομής $DE=10,7\text{cm}$ .....	119
5.3. Σχεδιασμός ακροφυσίου κυκλικής διατομής $DE=13,82\text{ cm}$ .....	125
5.4. Σχεδιασμός κορμού κυκλικού καναλιού.....	131
<b>ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ.....</b>	<b>136</b>
<b>ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ.....</b>	<b>137</b>

## ΠΡΟΛΟΓΟΣ

Η παρούσα εργασία πραγματοποιείται στα πλαίσια της πτυχιακής μελέτης του προγράμματος σπουδών του τμήματος Μηχανολογίας του Τεχνολογικού Εκπαιδευτικού Ιδρύματος Πατρών. Το αντικείμενο της μελέτης είναι ο Σχεδιασμός Καναλιών Αέρα με διαφορετικά ακροφύσια, ορθογωνικής και κυκλικής διατομής. Είναι γνωστό, ότι οι τυρβώδεις δέσμες εκροής αέρα αποτελούν μια από τις πιο σημαντικές ροές στις βιομηχανικές εφαρμογές. Πριν συνεχίσουμε την παρουσίαση της εργασίας μας θεωρούμε υποχρέωσή μας να ευχαριστήσουμε όλους όσους συντέλεσαν με κάθε τρόπο στην ολοκλήρωση της πτυχιακής μας μελέτης.

Τις θερμές ευχαριστίες μας θα θέλαμε να απευθύνουμε στον Διδάκτορα Αλέξανδρο Τσάβο, Επιστημονικό συνεργάτη του Τμήματος Μηχανολογίας και εισηγητής αυτής της πτυχιακής ο οποίος ήταν δίπλα μας όσε φορές τον χρειαστήκαμε. Επίσης ευχαριστούμε τον κ. Ιωάννη Καλογήρου Επίκουρο καθηγητή του Τμήματος Μηχανολογίας για τις πολύτιμες συμβουλές του. Οι παρατηρήσεις τους και οι συμβουλές τους συνέβαλαν καθοριστικά στην ολοκλήρωση της εργασίας αυτής. Η παρούσα πτυχιακή εργασία βασίστηκε σε ένα μεγάλο μέρος στο διδακτορικό του κ. Αλέξανδρου Τσάβου με την «ελεύθερη ορθογωνική τυρβώδη δέσμη εκροής» και στην πτυχιακή εργασία του Κων/νου Τσοβάνη με τον «Σχεδιασμό υποηχητικών ακροφυσίων με την μέθοδο Boerger.

Τέλος θα ήταν μεγάλη παράλειψη αν δεν δίναμε τις ευχαριστίες μας στις οικογένειές μας για την πολύτιμη υλική και ψυχολογική υποστήριξή τους καθ' όλη την διάρκεια των σπουδών μας.

## ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Η παρούσα πτυχιακή εργασία αναφέρεται στον Σχεδιασμό Καναλιών Αέρα με διαφορετικά ακροφύσια, ορθογωνικής και κυκλικής διατομής. Στα πλαίσια αυτής της εργασίας γίνεται μια ουσιαστική καταγραφή της μεθόδου που επιλέχτηκε για τον σχεδιασμό των ακροφυσίων με σκοπό: α) η κατανομή της μέσης διαμήκης ταχύτητας στην έξοδο του ακροφυσίου να χαρακτηρίζεται ως ομοιόμορφη και β) τα οριακά στρώματα στα χείλη του ακροφυσίου να χαρακτηρίζονται ως στρωτά. Επιπλέον σχεδιάστηκε για να κατασκευαστεί και να εγκαταταθεί στο εργαστήριο τεχνικής θερμοδυναμικής ώστε να μελετηθούν οι ελεύθερες τυρβώδεις δέσμες εκροής αέρα από τους σπουδαστές και καθηγητές του τμήματος στο άμεσο μέλλον.

Στο πρώτο κεφάλαιο γίνεται μια βιβλιογραφική ανασκόπηση για τις ελεύθερες τυρβώδεις ορθογωνικές δέσμες εκροής αέρα και των εξισώσεων που τις διέπουν.

Στο δεύτερο κεφάλαιο περιγράφεται η βιβλιογραφική ανασκόπηση της μεθόδου Boerger και τα πλεονεκτήματά της για τον σχεδιασμό των ακροφυσίων.

Στο τρίτο κεφάλαιο γίνεται περιγραφή της υπομελέτης συσκευής και αναπτύσσεται ξεχωριστά το κάθε κομμάτι του καναλιού. Το ακροφύσιο εξόδου, ο θαλάμος καθησυχασμού, ο διαχυτής και ο ανεμιστήρας.

Στο τέταρτο κεφάλαιο ακολουθούν οι πίνακες και τα τέσσερα σχέδια ορθογωνικής διατομής.

Στο πέμπτο και τελευταίο κεφάλαιο, οι πίνακες και τα τρία σχέδια κυκλικής διατομής.

Στο τέλος ακολουθούν τα συμπεράσματα και η εργασία αυτή ολοκληρώνεται με σχετική βιβλιογραφία.

# ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΠΡΩΤΟ

## *1.1 Ελεύθερες Τυρβώδεις Διατμητικές Ροές*

### *1.1.1 Γενικά για τις ελεύθερες τυρβώδεις διατμητικές ροές*

Στη διεθνή βιβλιογραφία ως ελεύθερες τυρβώδεις διατμητικές ροές ορίζονται «εκείνες οι ελεύθερες τυρβώδεις ροές οι οποίες κατά την ανάπτυξή τους περιορίζονται από κάποιο ρευστό, είτε σε ηρεμία είτε κινούμενο με ομοιόμορφη ταχύτητα, εξελίσσονται δηλαδή απουσία στερεού τοιχώματος».

Αν μετρούσε κανείς με έναν αισθητήρα θα έβλεπε από την καταγραφή του σήματος στον παλμογράφο ότι η ροή κυριαρχείται από εναλλασσόμενες περιόδους τυρβωδών και μη τυρβωδών διακυμάνσεων. Το σήμα αυτό καλείται “διαλειπτόμενο” τυρβώδες σήμα.

Έχουν αναπτυχθεί αρκετές θεωρίες για αυτές τις τυρβώδεις ροές και έχουν γίνει αρκετές υποθέσεις για τη στήριξη τους σχετικά με τη λεγόμενη ομοιότητα ή αυτοδιατήρηση. Κατά τον Hinze ο όρος αυτοδιατήρηση σημαίνει ότι η τύρβη διατηρεί τη δομή της κατά τη διάρκεια της ανάπτυξης της τυρβώδους περιοχής της κύριας δομής με τη διαμήκη μετατόπιση. Προκειμένου η ροή να προσεγγίσει την κατάσταση της αυτοδιατήρησης απαιτείται κάποια διαμήκης απόσταση.

Βασικό χαρακτηριστικό των ελεύθερων τυρβωδών διατμητικών ροών είναι η συνεχής παραγωγή τύρβης από τις τυρβώδεις διατμητικές τάσεις. Εάν δεν υπήρχε παραγωγή τύρβης αυτή θα εκφυλιζόταν με τη διαμήκη μετατόπιση. Η παραγωγή της τύρβης καθορίζεται από τη βαθμίδα της κατανομής της μέσης ταχύτητας, η οποία εξαρτάται από την τύρβη που δημιουργείται ανάντη και μεταφέρεται κατόντη μέσω της τυρβώδους διάχυσης και μέσω της μεταφοράς από τη μέση ροή. Από αυτή τη στενή σχέση μεταξύ της τύρβης και της μέσης ταχύτητας είναι λογικό να αναμένουμε ομοιότητα καθώς η τύρβη παράγεται συνεχώς από τη μέση κίνηση μέσω των τυρβωδών διατμητικών τάσεων.

Τα ελεύθερα τυρβώδη διατμητικά ροϊκά πεδία χωρίζονται σε δύο μεγάλες ομάδες :

- α) τις ροές δέσμης (jet flows)
- β) τις ροές απορρεύματος (wake flows)

### **1.1.2 Βασικές έννοιες για τις ελεύθερες τυρβώδεις δέσμες**

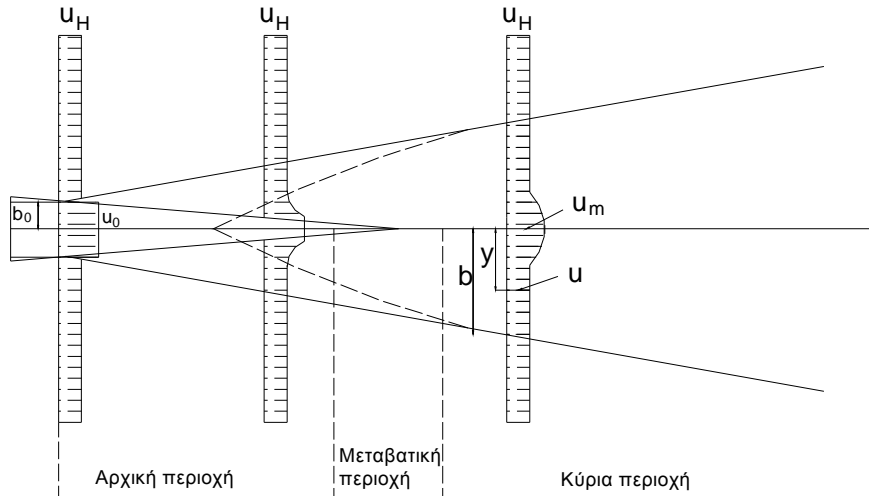
Σε πολλές περιπτώσεις κίνησης υγρού ή αερίου κάνουν την εμφάνισή τους οι επονομαζόμενες επιφάνειες «εφαπτομενικής αποκόλλησης». Η ροή του ρευστού σε οποιαδήποτε από τις δύο πλευρές μιας τέτοιας επιφάνειας ονομάζεται **δέσμη** (jet). Οι δέσμες μπορεί να κινούνται στη ίδια ή σε αντίθετες διευθύνσεις. Η επαπτομενική αποκόλληση παρατηρείται για παραμέτρους, όπως η ταχύτητα ροής, η θερμοκρασία και η συγκέντρωση του ρευστού, ενώ η κατανομή της στατικής πίεσης αποδεικνύεται να είναι συνεχής.

Η αστάθεια μιας επιφάνειας επαπτομενικής αποκόλλησης προκαλεί στροβίλους πάνω σε αυτή, οι οποίοι κινούνται άτακτα κατά μήκος και κατά πλάτος του ρεύματος, προκαλώντας ανταλλαγή μάζας μεταξύ των γειτονικών δεσμών και εγκάρσια μεταφορά ορμής, θερμότητας και συστατικών. Ως αποτέλεσμα, σχηματίζεται μια περιοχή πεπερασμένου πάχους με μια συνεχή κατανομή ταχύτητας, θερμοκρασίας και συγκέντρωσης στο όριο των δύο δεσμών. Αυτή η περιοχή ονομάζεται **διαμητικό στρώμα τυρβώδους δέσμης**.

Η απλούστερη περίπτωση ενός διαμητικού στρώματος δέσμης αναφέρεται στην εκροή ενός ρευστού σταθερής αρχικής ταχύτητας ( $u_0 = \text{const.}$ ) σε ένα μέσο κινούμενο με σταθερή ταχύτητα ( $u_H = \text{const.}$ ), διότι το πάχος του στρώματος στην αρχική περιοχή της δέσμης είναι ίσο με το μηδέν. Η αύξηση του πάχους του διαμητικού στρώματος της δέσμης, το οποίο αποτελείται από σωματίδια του περιβάλλοντος μέσου που παρασύρονται από αυτό και από σωματίδια της ίδιας της δέσμης, τα οποία έχουν επιβραδυνθεί, οδηγεί από τη μια μεριά σε μια αύξηση της διατομής της δέσμης και από την άλλη, σε μια βαθμιαία εξάλειψη του δυναμικού πυρήνα (κέντρου), δηλ. της περιοχής μεταξύ των εσωτερικών ορίων των διαμητικών στρωμάτων. Το σχήμα 1.1 δείχνει ένα απλοποιημένο διάγραμμα της δέσμης.

Το τμήμα της δέσμης, στο οποίο υπάρχει πυρήνας δυναμικής ροής ονομάζεται **αρχική περιοχή** (initial region).

Όπως έχει αποδειχθεί σε πολλά πειράματα, μια από τις βασικές ιδιότητες μιας δέσμης αυτού του είδους είναι, ότι η στατική πίεση είναι σταθερή σε κάθε σημείο της ροής με αποτέλεσμα η ταχύτητα στο **πυρήνα δυναμικού** (potential core) της δέσμης να παραμένει σταθερή. Η εξασθένηση της δέσμης πέραν της αρχικής περιοχής γίνεται φανερό τόσο από τη διεύρυνσή της όσο και από τη μεταβολή της ταχύτητας κατά μήκος του άξονα της δέσμης.



Σχήμα 1.1. Διάγραμμα δέσμης

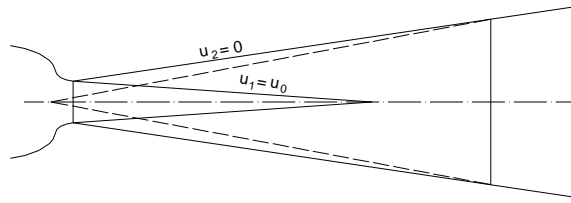
Σε μια ορισμένη απόσταση από το τέλος της αρχικής περιοχής, η δέσμη μοιάζει με μια ροή, που προέρχεται από μια πηγή με απειροελάχιστο πάχος (στην περίπτωση αξονοσυμμετρικής ροής, η πηγή είναι ένα σημείο και στην περίπτωση παραλληλεπίπεδης ροής είναι μια ευθεία γραμμή, κάθετη στο επίπεδο ροής της δέσμης).

Γίνεται συχνά χρήση ενός απλοποιημένου διαγράμματος της δέσμης, στο οποίο θεωρείται ότι το μήκος της μεταβατικής περιοχής είναι ίσο με το μηδέν. Σε αυτή την περίπτωση η διατομή, στην οποία η κύρια και η αρχική περιοχή εφάπτονται ονομάζεται μεταβατική διατομή της δέσμης. Αν η μεταβατική περιοχή ληφθεί υπόψη στους υπολογισμούς, τότε η μεταβατική διατομή θεωρείται ότι συμπίπτει με την αρχή της κύριας περιοχής.

### ***1.1.3 Δισδιάστατη δέσμη σε ακίνητο περιβάλλον.***

Ο τύπος της τυρβώδους δέσμης, που μελετάμε στη συγκεκριμένη εργασία είναι αυτός της δέσμης που εκρέει μέσα σε ακίνητο περιβάλλον (submerged jet). Αν το πεδίο ταχυτήτων στην αρχική διατομή της δέσμης είναι ομοιόμορφο, τα όρια των αναμειγνυόμενων στρωμάτων σχηματίζουν αποκλίνουσες επιφάνειες, οι οποίες τέμνονται στην άκρη του ακροφυσίου στο σχήμα 1.2, στην αρχική περιοχή του submerged jet. Εξωτερικά, το διατμητικό στρώμα έρχεται σε επαφή με το ακίνητο ρευστό και το εξωτερικό όριο θεωρείται ότι αντιπροσωπεύει την επιφάνεια, σε όλα τα σημεία της οποίας η αξονική συνιστώσα της ταχύτητας είναι μηδέν ( $u_2=0$ ). Εσωτερικά, το διατμητικό στρώμα καταλήγει σε ένα πυρήνα σταθερής ταχύτητας. Έτσι, στο εσωτερικό όριο του οριακού στρώματος η ταχύτητα ροής είναι ίση με την ταχύτητα εκροής ( $u_1=u_0$ ).

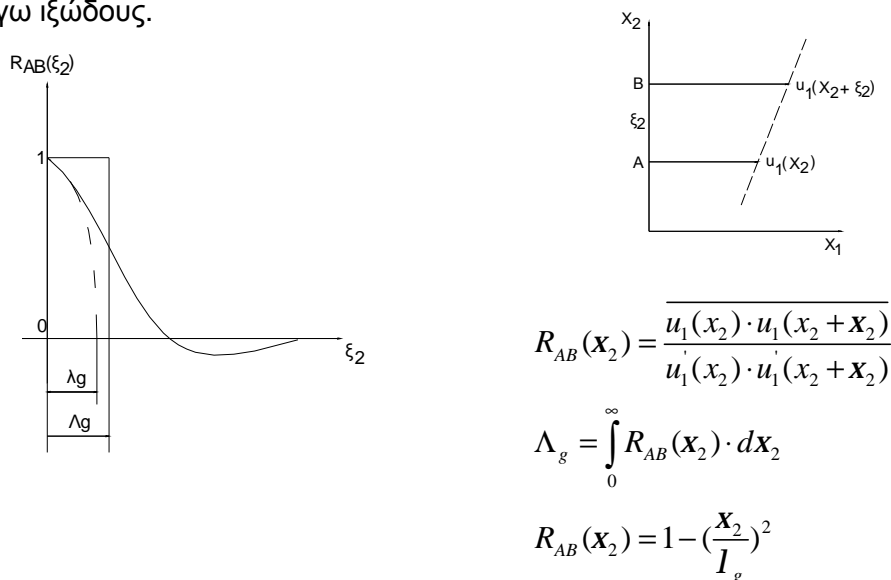




Σχήμα 1.2. Διάγραμμα δέσμης σε ακίνητο περιβάλλον

Στην παραπάνω περιγραφή της δέσμης, θεωρήθηκε ότι το διατμητικό στρώμα είναι πεπερασμένου πάχους. Σε ορισμένες θεωρίες για την συγκεκριμένη δέσμη, θεωρείται ότι το διατμητικό στρώμα είναι απείρου πάχους και ότι έχει ασυμπτωτικές κατανομές ταχύτητας, θερμοκρασίας και άλλων ποσοτήτων. Και οι δύο αυτές θεωρήσεις για το διατμητικό στρώμα μπορούν να συγκεραστούν στην πράξη, εφόσον το ασυμπτωτικό στρώμα αντικατασταθεί προσεγγιστικά από ένα στρώμα πεπερασμένου πάχους. Σε αυτήν την περίπτωση, τα όρια του ασυμπτωτικού στρώματος είναι οι επιφάνειες, πάνω στις οποίες οι ταχύτητες ή οι θερμοκρασίες διαφέρουν από τις τελικές τιμές τους κατά ένα μικρό, προσυμφωνημένο ποσοστό, για παράδειγμα 1%.

Ένα σημαντικό χαρακτηριστικό στις ελεύθερες τυρβώδεις δέσμες είναι η σύνδεσή τους με μεγάλους αριθμούς Reynolds. Ως γνωστόν οι τυρβώδεις ροές είναι τρισδιάστατες και ισχυρά περιστροφικές. Επιπλέον είναι διαχυτικές, έτσι ώστε να παρατηρείται γρήγορη ανάμειξη και υψηλοί ρυθμοί μεταφοράς ορμής, θερμότητας και μάζας. Η τύρβη είναι πάντα καταναλωτική. Οι ιξώδεις διατμητικές τάσεις παράγουν έργο παραμόρφωσης και αυξάνουν την εσωτερική ενέργεια του ρευστού σε βάρος της τυρβώδους κινητικής ενέργειας. Επομένως, η τύρβη εξασθενεί γρήγορα, αν δεν υπάρχει μια συνεχής παροχή ενέργειας να αντισταθμίζει τις απώλειες λόγω ιξώδους.



Σχήμα 1.3. Ορισμός της κλίμακας ολοκλήρωσης  $\Lambda_g$  και της μικροκλίμακας Taylor  $\lambda_g$

Οι διάφορες κλίμακες μήκους παίζουν σημαντικό ρόλο στην περιγραφή και ανάλυση της τυρβώδους ροής. Υπάρχουν δυο κατηγορίες κλιμάκων μήκους, οι μεταγωγικές ή διαμήκεις κλίμακες μήκους και οι διαχυτικές ή εγκάρσιες κλίμακες μήκους. Η «ολοκληρωτική κλίμακα μήκους»  $\Lambda$  σχετίζεται με τις διαστάσεις των μεγαλύτερων στροβιλωδών δομών της ροής, σχ. 1.3. Η «μικροκλίμακα Taylor»  $\lambda$  είναι ένα μέτρο για τις διαστάσεις των στροβίλων που είναι κυρίως υπεύθυνοι για την κατανάλωση: έτσι, το  $\lambda$  ονομάζεται συχνά και «μικροκλίμακα κατανάλωσης». Η «μικροκλίμακα Kolmogoroff»  $\eta$  είναι χαρακτηριστική του μεγέθους των μικροτέρων κλιμάκων που εμφανίζονται στην τυρβώδη ροή, πέρα από τις οποίες το ιξώδες κυριαρχεί στη ροή.

Η απουσία στερεών ορίων στο ελεύθερο πεδίο, τα οποία θα ανέκοπταν τις ταλαντώσεις των σωματιδίων, οδήγησε τον Prandtl στο συμπέρασμα, ότι σε αυτήν την περίπτωση το μήκος μείξης σε οποιαδήποτε διατομή της ροής είναι σταθερό:

$$\Lambda(y) = \text{σταθερό}$$

Η διακύμανση του μήκους μείξης κατά μήκος του άξονα  $x$ ,  $\Lambda = \Lambda(x)$ , μπορεί να στοιχειοθετηθεί με διαθέσιμα πειραματικά δεδομένα. Μια ικανοποιητική βάση για τις υποθέσεις του Prandtl παρέχεται από την ομοιότητα των διατμητικών στρωμάτων σε διάφορες διατομές της ελεύθερης ροής. Αυτή η ομοιότητα αποδείχθηκε από έναν μεγάλο αριθμό πειραμάτων, στα οποία οι κατανομές ταχυτήτων καταλήγουν σε μια γενικευμένη μορφή, όταν σχεδιάζονται σε αδιάστατες συντεταγμένες.

Ο Prandtl θεώρησε, ότι η ανάπτυξη της δέσμης, δηλ. ο ρυθμός με τον οποίο αυξάνεται το πάχος του διατμητικού στρώματος της δέσμης, ελέγχεται από τη διακύμανση της εγκάρσιας συνιστώσας της ταχύτητας. Έτσι ο Prandtl έδωσε την λύση στο πρόβλημα εισάγοντας το νόμο, που διέπει την αύξηση του πάχους των δεσμών που εκρέουν σε ακίνητο περιβάλλον και το μήκος μείξης στη διεύθυνση της ροής:

$$\frac{db}{dx} = \text{σταθ.}, b = x \cdot \text{σταθ.}, \quad \Lambda = cx$$

Ο παραπάνω γραμμικός νόμος για την αύξηση του πάχους δέσμης και του μήκους μείξης κατά μήκος της ροής ισχύει για δέσμες διαφορετικών σχημάτων, όπως διατμητικού στρώματος μιας άπειρης επίπεδης ροής, παραλληλεπίπεδης και αξονοσυμμετρικής δέσμης.

### 1.1.4 Βασικές εξισώσεις

Η βάση για τη μαθηματική περιγραφή της ελεύθερης τυρβώδους ροής είναι οι εξισώσεις Navier-Stokes και η εξίσωση της συνέχειας, η οποία για ασυμπίεστο, νευτωνικό ρευστό είναι:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \cdot \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \cdot \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \cdot \partial x_j} \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial u_j}{\partial t} = 0 \quad (1.2)$$

Η ανάλυση κατά Reynolds διαχωρίζει τις εξαρτημένες από το χρόνο μεταβλητές σε μια μέση χρονική τιμή και μια διακύμανση:

$$u_i = U_i + u_i \quad (1.3)$$

όπου

$$U_i = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} u_i dt \quad (1.4)$$

Η μέση χρονική τιμή της διακύμανσης είναι εξ' ορισμού ίση με μηδέν. Η εξ. (1.3) δίνει την ανάλυση της ταχύτητας. Χρησιμοποιώντας την εξ. (1.3) μπορούμε να εφαρμόσουμε την ανάλυση κατά Reynolds στις ποσότητες που σχετίζονται με τις παραγώγους της ταχύτητας. Οι παράγωγοι της χωρικής ταχύτητας αναλύονται ως εξής:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} (U_i + u_i) = \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (1.5)$$

Η ανάλυση της στροβιλότητας δίνεται:

$$\omega_k = e_{ijk} \cdot \frac{\partial u_j}{\partial x_i} = e_{ijk} \cdot \left( \frac{\partial U_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad (1.6)$$

$$\Omega_k = \varepsilon_{ijk} \cdot \frac{\partial U_j}{\partial x_i}, \quad \omega_k = \varepsilon_{ijk} \cdot \frac{\partial u_j}{\partial x_i}, \quad (1.7)$$

όπου  $\varepsilon_{ijk}$  είναι ο τελεστής εναλλαγής.

Με παρόμοιο τρόπο παίρνουμε για το ρυθμό παραμόρφωσης:

$$s_{ij} = S_{ij} + s_{ij} \quad (1.8)$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \cdot \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right), s_{ij} = \frac{1}{2} \cdot \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (1.9)$$

Για να εξάγουμε τις εξισώσεις κίνησης για τη μέση ροή και την τύρβη ξεχωριστά, εφαρμόζουμε την ανάλυση κατά Reynolds στην εξ. (1.1). Για σταθερή μέση ροή με  $\frac{\overline{u_i}}{\overline{t}} = 0$  παίρνουμε:

$$U_j \cdot \frac{\overline{U_i}}{\overline{x_j}} = \frac{\partial}{\partial x_j} \frac{1}{r} \cdot (-P \cdot d_{ij} + 2 \cdot m \cdot S_{ij} - r \cdot \overline{u_i \cdot u_j}), \quad (1.10)$$

όπου  $\delta_{ij}$  είναι το δέλτα του Kronecker. Η εξ. (1.10) είναι η εξίσωση διατήρησης της ορμής για ασυμπύεστο, νευτωνικό ρευστό με σταθερή μέση ροή. Δείχνει ότι ο ρυθμός μεταβολής της ορμής ενός σωματιδίου του ρευστού οφείλεται σε δυνάμεις συμπίεσης, ιξώδεις τάσεις και τάσεις Reynolds. Πολλαπλασιάζοντας την εξίσωση αυτή με την ταχύτητα της μέσης ροής  $U_i$  παίρνουμε την εξίσωση διατήρησης της μέσης κινητικής ενέργειας

$$U_j \cdot \frac{\overline{U_i}}{\overline{x_j}} \left( \frac{1}{2} \cdot U_i \cdot U_i \right) = \frac{\overline{U_i}}{\overline{x_j}} \left( -\frac{P}{r} \cdot U_j + 2 \cdot \overline{n \cdot U_i \cdot S_{ij}} - U_i \cdot \overline{u_i u_j} \right) - 2 \cdot \overline{n \cdot S_{ij} \cdot S_{ij}} + \overline{u_i u_j} \cdot S_{ij} \quad (1.11)$$

Οι τρεις πρώτοι όροι του δεξιού μέλους αυτής της εξίσωσης περιγράφουν το έργο των δυνάμεων πίεσης, τη μεταφορά μέσης κινητικής ενέργειας από τις ιξώδεις τάσεις και τη μεταφορά μέσης κινητικής ενέργειας από τις τάσεις Reynolds. Ο τέταρτος όρος αντιστοιχεί στο έργο των ιξωδών δυνάμεων που δρουν ενάντια στο μέσο ρυθμό τάσης. Ο πέμπτος όρος εκφράζει τη μέση κινητική ενέργεια που μετατρέπεται σε τυρβώδη κινητική ενέργεια από το μέσο ρυθμό παραμόρφωσης. Οι δύο ιξώδεις όροι στην εξίσωση αυτή είναι συνήθως αμελητέοι.

Η εξίσωση που διέπει την τυρβώδη κινητική ενέργεια λαμβάνεται πολλαπλασιάζοντας τις εξισώσεις Navier-Stokes (1.1) με  $\frac{\overline{u_i}}{\overline{t}}$ , παίρνοντας τη μέση χρονική τιμή όλων των όρων και αφαιρώντας την εξίσωση (1.11), που διέπει την κινητική ενέργεια της μέσης ροής. Η τελική εξίσωση, το ισοζύγιο τυρβώδους ενέργειας, είναι:

$$U_j \cdot \frac{\overline{U_i}}{\overline{x_j}} \left( \frac{1}{2} \cdot \overline{u_i \cdot u_i} \right) = -\frac{\overline{U_i}}{\overline{x_j}} \left( \frac{1}{r} \cdot \overline{u_j p} + \frac{1}{2} \cdot \overline{u_i u_i u_j} - 2 \cdot \overline{n \cdot u_i s_{ij}} \right) - \overline{u_i u_j} \cdot S_{ij} - 2 \cdot \overline{n \cdot s_{ij} s_{ij}} \quad (1.12)$$

Ο ρυθμός μεταβολής της τυρβώδους κινητικής ενέργειας οφείλεται επομένως σε έργο λόγω βαθμίδας της πίεσης, σε μεταφορά λόγω τυρβωδών διακυμάνσεων της ταχύτητας, σε

μεταφορά λόγω ιξωδών τάσεων και σε δύο είδη έργου παραμόρφωσης. Αντίθετα με την εξίσωση για τη μέση κινητική ενέργεια, οι όροι παραμόρφωσης σε αυτή την εξίσωση είναι πολύ σημαντικοί. Ο πρώτος όρος,  $-\overline{u_i u_j} \cdot S_{ij}$ , εμφανίζεται και στην εξ. (1.11) για τη μέση κινητική ενέργεια, αλλά με αντίθετο πρόσημο. Αυτός ο όρος είναι συνήθως αρνητικός, έτσι ώστε η συνεισφορά του στην εξίσωση για την τυρβώδη κινητική ενέργεια να είναι θετική. Έτσι, ο όρος αυτός ονομάζεται «όρος τυρβώδους παραγωγής». Δίνει την απώλεια της μέσης κινητικής ενέργειας που μετατρέπεται σε τυρβώδη κινητική ενέργεια από το μέσο ρυθμό παραμόρφωσης.

Ο δεύτερος όρος παραμόρφωσης είναι θετικός και αντιπροσωπεύει την απώλεια τυρβώδους κινητικής ενέργειας λόγω του έργου που παράγουν οι ιξώδεις δυνάμεις αντίθετα στο διακυμαινόμενο ρυθμό παραμόρφωσης. Έτσι, ο όρος αυτός ονομάζεται «ιξώδης» ή «τοπική κατανάλωση».

$$e \equiv 2 \cdot \overline{n \cdot s_{ij} s_{ij}} \quad (1.13)$$

Για να εισάγουμε το μέγεθος της στροβιλότητας στις εξισώσεις κίνησης, εφαρμόζουμε τον τελεστή του στροβιλισμού στους όρους των εξισώσεων Navier-Stokes (2.1). Για σταθερή μέση ροή παίρνουμε

$$U_j \cdot \frac{\int \Omega_i}{\int x_j} = \Omega_j \cdot S_{ij} + n \cdot \frac{\int^2 \Omega_j}{\int x_j \cdot \int x_j} \quad (1.14)$$

Ο πρώτος όρος του δεξιού μέλους αυτής της εξίσωσης δίνει την παραγωγή στροβιλότητας λόγω παραμόρφωσης, ενώ ο δεύτερος τη διάχυση της στροβιλότητας λόγω του ιξώδους. Αναλύοντας κατά Reynolds τους όρους στην εξ. (1.14) και παίρνοντας τις μέσες χρονικές τιμές έχουμε:

$$U_j \cdot \frac{\int \Omega_i}{\int x_j} = \overline{-u_j \cdot \frac{\partial w_i}{\partial x_j}} + \overline{w_j \cdot s_{ij}} + \Omega_j \cdot S_{ij} + n \cdot \frac{\int^2 \Omega_j}{\int x_j \partial x_j} \quad (1.15)$$

Για να πάρουμε ξεχωριστά τη δυναμική της μέσης και της διακυμαινόμενης στροβιλότητας, χρειαζόμαστε σχέσεις για τη μέση και τη διακυμαινόμενη ενστροφία (enstrophy)  $\Omega_i \Omega_i$  και  $\overline{w_i w_i}$ . Πολλαπλασιάζοντας την εξ.(1.15) με  $\Omega_i$  και αναδιατάσσοντας τους όρους που προκύπτουν, παίρνουμε μια σχέση της μορφής:

$$U_j \cdot \frac{\int}{\int x_j} \left( \frac{1}{2} \cdot \Omega_i \cdot \Omega_i \right) = - \frac{\int}{\int x_j} (\Omega_i \cdot \overline{w_i \cdot u_j}) + \overline{u_j \cdot w_i} \cdot \frac{\int \Omega_i}{\int x_j} + \Omega_i \cdot \Omega_j \cdot S_{ij} \\ + \Omega_i \cdot w_j \cdot \overline{w_j \cdot s_{ij}} + n \cdot \frac{\int^2 \Omega_i}{\int^2 x_j} \left( \frac{1}{2} \cdot \Omega_i \cdot \Omega_i \right) - n \cdot \frac{\int \Omega_i}{\int x_j} \cdot \frac{\int \Omega_i}{\int x_j} \quad (1.16)$$

Ο πρώτος όρος του δεξιού μέλους αυτής της εξίσωσης δίνει τη μεταφορά της μέσης στροβιλότητας λόγω τυρβωδών αλληλεπιδράσεων στροβιλότητας-ταχύτητας. Ο δεύτερος όρος είναι ισοδύναμος με τον όρο τυρβώδους παραγωγής στις εξ. (1.11) και (1.12). Εμφανίζεται και στην εξίσωση για τη διακυμαινόμενη στροβιλότητα που δόθηκε προηγουμένα αλλά με αντίθετο πρόσημο. Κάποιοι συγγραφείς ονομάζουν αυτόν τον όρο βαθμίδα της παραγωγής τυρβώδους στροβιλότητας. Ο τρίτος όρος είναι εφελκυσμός ή θλίψη της μέσης στροβιλότητας από το μέσο ρυθμό τάσης. Ο τέταρτος όρος είναι η παραγωγή ή δαπάνη μέσης στροβιλότητας λόγω της διάτασης των συνιστωσών της διακυμαινόμενης στροβιλότητας από τους διακυμαινόμενους ρυθμούς παραμόρφωσης. Ο πέμπτος όρος είναι η ιξώδης μεταφορά μέσης στροβιλότητας και ο έκτος ιξώδης δαπάνη μέσης στροβιλότητας.

Για να πάρουμε την εξίσωση για το μέσο τετράγωνο της διακύμανσης της στροβιλότητας πολλαπλασιάζουμε την εξ. (1.15) με  $\omega_i$  και αφαιρούμε από αυτήν την εξ.(1.16) για τη μέση στροβιλότητα. Η εξίσωση που προκύπτει έχει ως εξής:

$$\begin{aligned}
 U_j \cdot \frac{\overline{\mathcal{I}}}{\overline{\mathcal{I}} x_j} \left( \frac{1}{2} \cdot \overline{w_i \cdot w_i} \right) = & -\overline{u_j \cdot w_i} \cdot \frac{\overline{\mathcal{I}} \Omega_i}{\overline{\mathcal{I}} x_j} - \frac{1}{2} \cdot \frac{\overline{\mathcal{I}}}{\overline{\mathcal{I}} x_j} \left( \overline{u_j w_i w_i} \right) + \overline{w_i w_j s_{ij}} \\
 & + \overline{w_i \cdot w_j} \cdot \overline{S_{ij}} + \Omega_j \cdot \overline{w_i \cdot s_{ij}} + n \cdot \frac{\overline{\mathcal{I}}^2}{\overline{\mathcal{I}} x_j^2} \left( \frac{1}{2} \cdot \overline{w_i \cdot w_i} \right) - n \cdot \frac{\partial w_i}{\partial x_j} \cdot \frac{\partial w_i}{\partial x_j}
 \end{aligned} \tag{1.17}$$

Ο πρώτος όρος του δεξιού μέλους είναι η βαθμίδα παραγωγής του  $\overline{w_i w_i}$  (gradient production of  $\overline{w_i w_i}$ ). Αυτός ο όρος ανταλλάσσει στροβιλότητα μεταξύ των  $\overline{w_i w_i}$  και  $\Omega_i \Omega_i$  με τον ίδιο τρόπο όπως το  $(-\overline{u_i u_j} S_{ij})$  ανταλλάσσει ενέργεια μεταξύ  $U_i U_i$  και  $\overline{u_i u_i}$ .

Ο δεύτερος όρος είναι η μεταφορά του μέσου τετραγώνου της τυρβώδους στροβιλότητας μέσω διακυμάνσεων της τυρβώδους ταχύτητας. Αυτός ο όρος είναι αντίστοιχος του όρος μεταφοράς  $\frac{\partial(\overline{u_i u_i u_j})}{\partial x_j}$  στην εξίσωση για το  $\overline{u_i u_i}$ .

Ο τρίτος όρος είναι η παραγωγή μέσης τετραγωνικής τυρβώδους στροβιλότητας μέσω τυρβώδους διάτασης της τυρβώδους στροβιλότητας. Θα δούμε σύντομα ότι αυτός είναι ένας από τους κυρίαρχους όρους στην εξίσωση για το  $\overline{w_i w_i}$ .

Ο τέταρτος όρος είναι η παραγωγή (ή μετατόπιση, ανάλογα με την περίπτωση) τυρβώδους στροβιλότητας προκαλούμενη από την διάταση (ή συμπίεση) διακυμάνσεων της στροβιλότητας από το μέσο ρυθμό παραμόρφωσης  $S_{ij}$ .

Ο πέμπτος όρος είναι ένας μικτός όρος παραγωγής. Εμφανίζεται και στην εξίσωση για το  $\Omega_i \Omega_i$  με το ίδιο πρόσημο. Φανερά, η διάταξη της κυμαινόμενης στροβιλότητας από διακυμάνσεις του ρυθμού παραμόρφωσης παράγει  $\Omega_i \Omega_i$  και  $\overline{w_i w_i}$  με τον ίδιο ρυθμό.

Ο έκτος και ο έβδομος όρος στο δεξιό μέλος είναι ιξώδης μεταφορά και η φθορά του  $\overline{w_i w_i}$ , αντίστοιχα.

Σε ροές με μεγάλο αριθμό Reynolds  $Re_\lambda$ , π.χ. όταν  $\lambda \ll \Lambda$ , ο όρος στο αριστερό μέλος της εξ. (1.17), όπως και οι όροι υπ' αριθμόν ένα, δύο, τέσσερα, πέντε και έξι του δεξιού μέλους της εξ. (1.17) γίνονται πολύ μικρότεροι από τον τρίτο και τον έβδομο. Σε υψηλούς αριθμούς Reynolds επομένως, το ισοζύγιο τυρβώδους στροβιλότητας μπορεί να προσεγγιστεί από την εξίσωση (Taylor, 1938)

$$\overline{w_i \cdot w_j \cdot s_{ij}} = n \cdot \frac{\partial \overline{w_i}}{\partial x_j} \cdot \frac{\partial \overline{w_i}}{\partial x_j} \quad (1.18)$$

Έτσι, η παραγωγή ή απώλεια στροβιλότητας λόγω παραμόρφωσης των στροβίλων αντισταθμίζεται από την ιξώδη κατανάλωση στροβιλότητας. Αφού ο όρος του δεξιού μέλους είναι θετικός, τότε και το αριστερό μέλος πρέπει να είναι θετικό. Αυτό σημαίνει ότι η διαδικασία παραγωγής στροβιλότητας μέσω διάταξης των στροβίλων πρέπει να υπερισχύει της διαδικασίας της συστολής των στροβίλων, η οποία οδηγεί σε μείωση της στροβιλότητας. Αυτός ο όρος ονομάζεται επομένως «διατατικός όρος», «όρος παραγωγής» ή «όρος παραγωγής ενστροφίας».

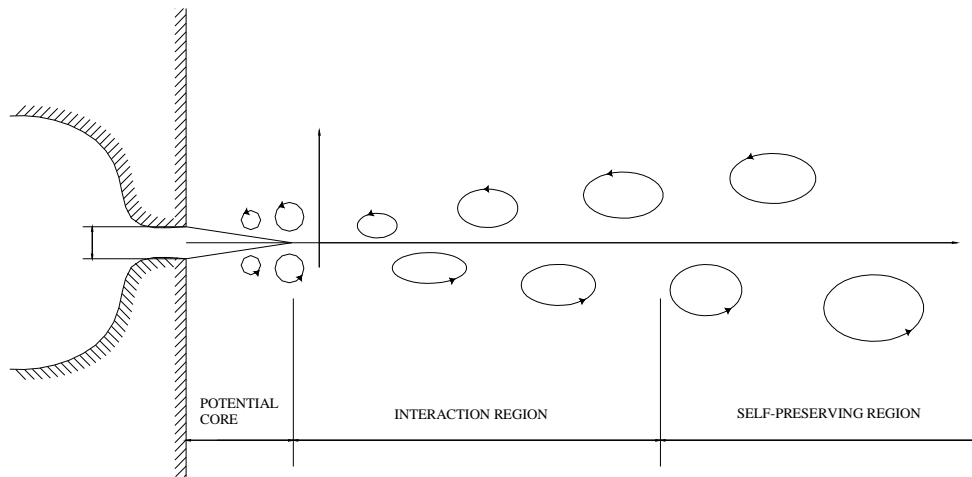
Ένα ακόμα ενδιαφέρον συμπέρασμα που προκύπτει από την εξ. (1.18), είναι ότι το ισοζύγιο του μέσου τετραγώνου της διακυμαινόμενης στροβιλότητας είναι κατά προσέγγιση ανεξάρτητο από τη δομή της μέσης ροής, αφού οι μέσες ποσότητες  $U_i$ ,  $\Omega_i$  και  $S_{ij}$  δεν υπεισέρχονται σ' αυτή την εξίσωση. Μπορεί έτσι κάποιος να αναμένει ότι η δυναμική της διακυμαινόμενης στροβιλότητας είναι όμοια για όλα τα είδη τυρβώδους ροής.

Ο σκοπός της συγκεκριμένης εργασίας είναι να δείξει ποιοι όροι των παραπάνω εξισώσεων είναι αμελητέοι και ποιοι σημαντική ως προς την περιγραφή της ελεύθερης τυρβώδους δισδιάστατης δέσμης.

## 1.2 Ανασκόπηση της βιβλιογραφίας

### 1.2.1 Ανασκόπηση της βιβλιογραφίας για την εγγύς περιοχή ανάπτυξης μιας ελεύθερης τυρβώδους δισδιάστατης δέσμης

Στο κεφάλαιο αυτό, συνοψίζονται μερικά από τα βασικότερα στοιχεία που έχουν καταγραφεί στην διεθνή βιβλιογραφία για το αρχικό πεδίο ανάπτυξης των ελεύθερων τυρβωδών δισδιάστατων δεσμών.



Σχήμα 1.4

Η δισδιάστατη δέσμη σχηματίζεται από την εκτόνωση ρευστού διαμέσου ενός δισδιάστατου ακροφυσίου σύγκλισης με πλάτος  $D$  και μήκος  $l$ . Στη συνέχεια το ρευστό ενχέεται, αναπτύσσεται και εξελίσσεται μέσα σε περιβάλλον ρευστό, το οποίο θεωρείται πρακτικά ακίνητο (σχήμα 1.4). Πολλοί ερευνητές χωρίζουν την δέσμη σε τρεις περιοχές :

α) στον πυρήνα δυναμικού (potential core) ή αρχική περιοχή για  $x/D \sim 4-5$  β) περιοχή αλληλεπίδρασης (interaction region)  $5 < x/D < 20$  γ) περιοχή ομοιότητας (self-preserving region) για  $x/D > 20$

Το πεδίο ταχυτήτων στην αρχική διατομή της δέσμης είναι ομοιόμορφο και η κατανομή στο διαμητικό στρώμα έχει μορφή υπερβολικής εφαπτομένης και διατυπώνεται περίπου από την σχέση Michalke (1965) :

$$U(Y) = 0.5 [1 + \text{TANH } Y]$$

Η ομοιότητα της μέσης ταχύτητας δείχνει να ικανοποιείται για  $x/d=5$ . Αλλά όπως γνωρίζουμε η ομοιότητα της μέσης ταχύτητας δεν είναι ένδειξη της ομοιότητας της ροής



γενικότερα. Η εξέλιξη του ημι - πλάτους  $y_c$  και της αξονικής ταχύτητας  $U_M$  για το εύρος  $5 < x/d < 40$  δίνεται από τις σχέσεις Brown et al (1983) :

$$y_c / D = 0.104 (x/d + 5), \quad (U_M/U_0)^2 = 0.143 (X/D + 9)$$

Στην αρχική περιοχή ενός φυσικού jet υπάρχουν οι συμμετρικές και οι αντισυμμετρικές διαταραχές (δομές). Οι αντισυμμετρικές διαταραχές (modes) έχουν χαμηλότερες συχνότητες από τις συμμετρικές και εντοπίζονται στο διαμητικό στρώμα στην έξοδο του ακροφυσίου. Οι αντισυμμετρικές διαταραχές (modes) στο αρχικό διαμητικό στρώμα κυριαρχούν πολύ κοντά στην έξοδο του ακροφυσίου και σταδιακά εξαφανίζονται με την αύξηση της απόστασης κατά μήκος της ροής : καμιά από αυτές δεν εμφανίζεται πέρα από  $x/D > 3.4$  Sato(1960).

Επισημαίνεται ότι η σχετική ένταση των δυο ειδών διακυμάνσεων εξαρτάται έντονα από την κατανομή της αρχικής μέσης ταχύτητας.

Η κατανομή ενός παραβολικού τύπου οδηγεί στην επικράτηση των αντισυμμετρικών διακυμάνσεων. Η ύπαρξη επίπεδου προφίλ της μέσης ταχύτητας όπως παρατηρείται στην συγκεκριμένη μελέτη έχει ως αποτέλεσμα την επικράτηση των συμμετρικών διακυμάνσεων.

Ο Schlichting (1934) απόδειξε ότι η κατανομή της μέσης ταχύτητας στην αρχική στρωτή περιοχή της δισδιάστατης δέσμης εξαρτάται από την παράμετρο  $\frac{4vl}{D^2U_0}$  όπου  $l$  είναι το μήκος του ακροφυσίου,  $D$  το πλάτος του και  $v$  το ιξώδες. Οι υψηλές τιμές της παραμέτρου αυτής ανταποκρίνονται σε παραβολικό προφίλ, ενώ για χαμηλές τιμές σε επίπεδο προφίλ.

Ο Sato (1960) βρήκε πως για την επικράτηση των συμμετρικών διαταραχών ισχύει  $\frac{4vl}{D^2U_0} = 0.024$ .

Ως εκ τούτου θεωρούμε δυνατή την επικράτηση των συμμετρικών διαταραχών, κάτι που επίσης έχει επισημανθεί και από τον Antonia et. al.(1983). Από τα πειραματικά αποτελέσματα ο Thomas & Goldschmidt (1986) διαπίστωσαν ότι οι αντισυμμετρικές διαταραχές αλληλεπιδρούν με τις αντίστοιχες συμμετρικές στο διαμητικό στρώμα με αποτέλεσμα να επηρεάζουν την επακόλουθη φασματική ανάπτυξη. Όμως, οι συμμετρικές διαταραχές (δομές) παίζουν κυρίαρχο ρόλο στην δομική ανάπτυξη του διαμητικού στρώματος του jet. Αρχικά παρουσιάζονται στο δημιουργηθέν διαμητικό στρώμα της δέσμης ( $y/b=1$ ) αλλά με μικρό μέγεθος, και αυξάνουν κατά μήκος της ροής σε συμφωνία με την θεωρία της γραμμικής ευστάθειας για την αύξηση των διαταραχών στο χώρο.

Η έρευνα του Michalke (1965) σχετικά με τα χαρακτηριστικά ευστάθειας των διαταραχών στον χώρο όταν η κατανομή της μέσης ταχύτητας έχει την μορφή υπερβολικής εφαπτομένης,

έδειξε μια καλή συμφωνία του θεωρητικού ρυθμού ενίσχυσης των διαταραχών με τις τιμές πειραματικών μετρήσεων που πάρθηκαν για την ανάπτυξη διαφορετικών φασμάτων.

Οι μη γραμμικές μεταβατικές επιδράσεις εμφανίζονται για  $x/D > 2$ . Ο Sato (1960) επισήμανε πως η προσβολή των μη γραμμικών επιδράσεων και η παραμόρφωση της κατανομής της μέσης ταχύτητας παρουσιάζονται όταν ικανοποιείται η σχέση:  $\langle u^2(f) \rangle^{1/2} / U_M > 4\%$  (όπου  $\langle u^2(f) \rangle$  ανταποκρίνεται στην τετραγωνική ρίζα της διακύμανσης στην συχνότητα  $f$ ). Αυτές οι επιδράσεις συνοδεύονται με την δημιουργία στροβίλων στο διατμητικό στρώμα ή με το περιτύλιγμα (roll up) του διατμητικού στρώματος.

Παρολ'αυτά, οι Wier & Bradshaw (1975) παρατήρησαν στη δισδιάστατη δέσμη τους την επικράτηση των αντισυμμετρικών διαταραχών για  $\frac{x}{D} < 20$ . Οι Rockwell & Niccolls (1972) πραγματοποίησαν μια μελέτη απεικόνισης της ροής σε μία αρχικά αναπτυσσόμενη δομή ενός δισδιάστατου jet και βρήκαν πως για ορισμένους αριθμούς Reynolds η δέσμη κινείται τυχαία κυκλικά μεταξύ των συμμετρικών και των αντισυμμετρικών διαταραχών. Η ακριβής αιτία της κυκλικότητας δεν είναι γνωστή αλλά πιθανότατα παίζουν ρόλο οι αρχικές συνθήκες.

Πολλές έρευνες έχουν πραγματοποιηθεί για την παραγωγή και την αποσύνδεση των στροβίλων στο διατμητικό στρώμα. Σ'αυτές περιλαμβάνεται ο αριθμός Strouhal ( $St = f \cdot b / U_M$  : όπου  $f$  η συχνότητα των στροβίλων,  $U_M$  η μέση ταχύτητα στον κεντρικό άξονα και  $b$  το ημιπλάτος του διατμητικού στρώματος) που συνδέεται με την παραγωγή και αποσύνδεση των στροβίλων σε συνάρτηση του αριθμού Reynolds  $Re$ . Έτσι στην περίπτωση της στρωτής δισδιάστατης δέσμης για πολύ χαμηλούς  $Re$  ο αριθμός Strouhal είναι ανεξάρτητος από τον αριθμό  $Re$  Sato (1960). Χρησιμοποιώντας τη μέθοδο απεικόνισης της δέσμης οι Beavers & Wilson (1970) συμπέραναν ότι για  $Re = 500 - 3000$  ο αριθμός Strouhal εξακολουθεί να είναι ανεξάρτητος από τον αριθμό  $Re$  και έχει τιμή 0.43 (ο τύπος που χρησιμοποίησαν είναι  $St = f \cdot D / U_0$ ). Για  $Re > 3000$  και με την προϋπόθεση ότι το πάχος του διατμητικού στρώματος είναι μικρότερο από το πλάτος  $D$ , ο αριθμός Strouhal είναι ανάλογος με την τετραγωνική ρίζα του αριθμού Reynolds.

Τα αναπτυσσόμενα διατμητικά στρώματα του jet (και οι συνδυαζόμενες δομές) συναντιούνται κοντά στο σημείο  $x/D = 6$ . Η συγχώνευση των διατμητικών στρωμάτων στο τέλος του πυρήνα δυναμικού (μια καλή περιγραφή του φάσματος της ταχύτητας έχει γίνει από τον Thomas & Goldschmidt (1986) λαμβάνει χώρα ομαλά περίπου για  $x/D = 2:3$ . Το γεγονός της συγχώνευσης των διατμητικών στρωμάτων είχε ως αποτέλεσμα την αναδόμηση της ροής, η οποία οδήγησε σε μια απώλεια της εγκάρσιας δισδιαστατότητας και το σχηματισμό μιας αυτοσυντηρούμενης αντισυμμετρικής μορφής δομής.

Η συγκεκριμένη κατάταξη ή το φαινόμενο του κυματισμού (flapping) της τυρβώδους επίπεδης δέσμης αναφέρθηκε για πρώτη φορά από τους Goldschmidt & Brandshaw (1973) και αργότερα από τους Everitt & Robins (1978) και Cevantes & Goldschmidt (1981). Αυτό είχε να κάνει με την παρατήρηση αρνητικής συσχέτισης μεταξύ διακυμάνσεων της διαμήκουσ ταχύτητας, μετρημένες ταυτόχρονα από ανεμόμετρα θερμού νήματος τοποθετημένα εκατέρωθεν του άξονα συμμετρίας του jet. Ο όρος «κυματισμός» είναι στην πραγματικότητα μια όχι και τόσο κατάλληλη ονομασία που προέρχεται από παλιότερες ερμηνείες αυτού του φαινομένου και στις οποίες λεγόταν ότι το jet «κυματίζει» όπως μια σημαία. Οι εγκάρσιες διακυμάνσεις στο προφίλ της μέσης ταχύτητας αποδόθηκαν στην αρνητική συσχέτιση της μέσης χρονικής τιμής.

Αντιθέτως, οι Oler & Goldschmidt (1982) πρότειναν ότι τέτοιες μετρήσεις της συσχέτισης φανερώνουν την ύπαρξη συνεκτικών δομών μεγάλης κλίμακας στην περιοχή ομοιότητας του επιπέδου jet με τη μορφή αυτοσυντηρούμενης αντισυμμετρικής σειράς στροβίλων αντίθετης φοράς. Από την ανάλυση του φάσματος των ταχυτήτων σε απόρρευμα σώματος στον κεντρικό άξονα οι Parailiou & Likoudis (1974) παρατήρησαν ότι η κορυφή που αντιπροσωπεύει τις συγκεκριμένες δομές εξαφανίζεται μετά το  $x/d = 14$  στην  $u$  συνιστώσα ενώ στη  $v$  συνιστώσα παριστάνεται μέχρι το  $x/D = 60$ . Μετρήσεις συσχέτισης από τους Antonia & συνεργ. (1983) στήριξαν μια τέτοια ιδέα περί σειράς αντισυμμετρικών δομών και έδειξαν ότι ο φαινομενικός κυματισμός μπορεί πράγματι να εξηγηθεί σε σχέση με το πέρασμα στροβιλωδών δομών από το ζεύγος hot wire και ότι δε σχετίζεται με εγκάρσια μεταφορά μάζας από το jet. Οι Antonia & συνεργ. (1983) υπέδειξαν επίσης ότι η παρουσία μιας αντισυμμετρικής μορφής δομής δεν ερχόταν σε αντίθεση με παλαιότερες παρατηρήσεις των Gutmark & Wygnanski (1976) και των Moum, Kawall & Keffer (1983) οι οποίες έδειχναν την ανεξάρτητη τρισδιάστατη τυχαία κίνηση της τυρβώδους / μη τυρβώδους διαχωριστικής επιφάνειας εκατέρωθεν του jet.

Λεπτομερείς ισο-συσχετιστικές καμπύλες βασισμένες τόσο σε εγκάρσιες όσο και σε διαμήκεις διακυμάνσεις ταχυτήτων όπως παρατηρήθηκαν σε διαφορετικές διατάξεις jet από τους Mumford (1982), Antonia & συνεργ. (1983) και Thomas & Brehob (1986) επιδεικνύουν μια αξιοσημείωτη ομοιότητα και εμφανίζονται συνεπείς με την ύπαρξη μιας σειράς δομών μεγάλης κλίμακας στην περιοχή ομοιότητας του επιπέδου jet. Επιπλέον οι Goldshmidt, Mollemi & Oler (1983) για να δώσουν πιο ικανοποιητική εικόνα υπογράμμισαν ότι η σειρά αυτή θυμίζει έντονα την οδό von Karman.

Η μελέτη των Antonia & συνεργ. (1983) έγινε σε θερμαινόμενο jet και η ύπαρξη εγκαρσίων συνεκτικών μετώπων θερμοκρασίας χρησιμοποιήθηκε σαν βάση δεδομένων. Η τοπολογία των συνεκτικών δομών που εξήχθη από αυτή τη μέθοδο υπέδειξε μια αντισυμμετρική σειρά δομών. Τα θερμοκρασιακά μέτωπα βρέθηκε ότι σχετίζονται με τις αποκλίνουσες γειτονικές

συνεκτικές δομές στην ίδια πλευρά του jet. Η συνεισφορά των συνεκτικών και των τυχαίων κινήσεων στην μεταφορά ορμής και ενέργειας βρέθηκε να είναι συγκρίσιμη.

Ο Mumford (1982) χρησιμοποίησε μια τεχνική αναγνώρισης στηριζόμενη σε μια επαναληπτική μορφή με σκοπό να διερευνήσει την τοπολογία των συνεκτικών δομών μεγάλης κλίμακας σ' ένα τυρβώδες επίπεδο jet. Ένα αρχικό πρότυπο δομής, του οποίου η μορφή υποκινούνταν από συμβατικές μετρήσεις της συσχέτισης, ήταν συνυφασμένο με πειραματικές διαπιστώσεις της ροής και τροποποιήθηκε μεταγενέστερα υπό την ανάγκη βελτιστοποίησης μέχρι να επιτευχθεί σύγκλιση. Τα αποτελέσματα φανέρωναν την ύπαρξη πολλαπλών κυλινδρόμορφων δομών των οποίων οι άξονες εκτείνονταν είτε στην διεύθυνση της ομογένειας της κύριας ροής είτε σε αυτήν της τάσης της σχετικής με την κλίση της μέσης ταχύτητας.

Την ύπαρξη συγκεκριμένων δομών (υπό κλίση) υποστηρίζει ένας αριθμός συγγραφέων (Tennekes & Lumley 1972; Townsend 1956) επισημαίνοντας ότι η ικανότητα των δομών να διατηρούν την ταυτότητά τους, εξαρτάται από την ικανότητά τους να αποσπούν ενέργεια από την μέση ροή. Τέτοιες δομές είναι τυπικά αυτές όπου οι κύριοι άξονές τους παρατάσσονται με το μέσο ρυθμό παραμόρφωσης (strain rate). Τέτοιος προσανατολισμός αυξάνει την μεταφορά ενέργειας με το γνωστό μηχανισμό της στροβιλοειδούς επιμήκυνσης (vortex stretching).

Επίσης η ύπαρξη πολλαπλών μορφών δομής στη ροή υποδείχθησαν από τους Antonia & συνεργ. (1983) και Thomas & Brehob (1986) για να εξηγήσουν τις περιορισμένες περιστροφικές μακροκλίμακες ολοκλήρωσης στην περιοχή ομοιότητας.

Χωροχρονικές συναρτήσεις συσχέτισης σχηματιζόμενες μεταξύ εγκαρσίων ή διατμητικών συνιστωσών των διακυμάνσεων της ταχύτητας, μετρημένες ταυτόχρονα σε αντίθετες πλευρές του επιπέδου jet βρέθηκαν να είναι ημι-περιοδικές. Έτσι, μια τοπική χρονική κλίμακα,  $\tau_c$  μπορεί να οριστεί ως η μέση χρονική καθυστέρηση μεταξύ διαδοχικών μεγίστων ή ελαχίστων των συναρτήσεων συσχετισμού. Μελέτες των Cevantes & Goldschmidt (1981), Antonia & συνεργ. (1983), Thomas & Goldschmidt (1986) και Thomas & Brehob (1986) σε διαφορετικές πειραματικές διατάξεις δίνουν στην περιοχή ομοιότητας όλες το ίδιο σταθερό αριθμό Strouhal.

$$St = \frac{b}{\tau_c U_M} = \frac{f_c b}{U_M} = 0.1$$

όπου  $b$  είναι η τοπική μέση ταχύτητα στο μισό του πλάτους και  $U_M$  η τοπική ταχύτητα στον άξονα συμμετρίας του jet. Αυτό σημαίνει ότι η μεγάλης κλίμακας συνιστώσα της ροής κλιμακώνεται σε συμφωνία με τις απαιτήσεις για παγκόσμια ομοιότητα των ροών, δηλαδή ότι  $\tau_c \sim x^{3/2}$ , όπου  $x$  είναι η διαμήκης χωρική συντεταγμένη

Η μεταφορική ταχύτητα της σειράς των δομών μεγάλης κλίμακας εκτιμήθηκε από τους Goldschmidt, Young & Ott (1981), Antonia & συνεργ. (1983), και Thomas & Brehod (1986) χρησιμοποιώντας μια πληθώρα τεχνικών μέτρησης. Αυτές οι μελέτες είναι γενικά σε συμφωνία, δηλώνοντας ότι η σειρά δομών μεγάλης κλίμακας διαδίδεται με μια ταχύτητα περίπου 60% της τοπικής μέσης ταχύτητας στον άξονα συμμετρίας.

Η περιοχή αλληλεπίδρασης, που κυμαίνεται από  $3-5 < x/d < 20-40$ , του επιπέδου jet υπήρξε το αντικείμενο λεπτομερών μελετών από τους Weir, Wood & Brandshaw (1981) και Browne, Antonia & Chambers (1984). Η τελευταία μελέτη χαρακτήριζε την ανακατανομή των τυρβωδών ποσοτήτων στην περιοχή αλληλεπίδρασης του επιπέδου jet σαν «δραματική» με πολύπλοκη και βίαιη αλληλεπίδραση μεταξύ αρχικά συμμετρικών διατμητικών στρωμάτων του jet.

Μολονότι πολλές λεπτομέρειες που αφορούν την τοπολογία, προέλευση, εξέλιξη, αμοιβαία αλληλεπίδραση και το ρόλο των συνεκτικών δομών στην δυναμική του πεδίου ροής δεν είναι ακόμα ξεκάθαρες, χωρίς αμφιβολία μια αξιοσημείωτη συνεκτική δομή υπάρχει στην περιοχή ομοιότητας του επιπέδου jet. Ακόμα, αυτή η δομή φαίνεται να ξεκινά κοντά στο τέλος του πυρήνα δυναμικού του jet και εξελίσσεται κατά μήκος της ροής. Η τοπολογία δομής που προκύπτει μπορεί να είναι πολύπλοκη, αφού οι μελέτες προτείνουν κυλίνδρους ευθυγραμμισμένους στη διεύθυνση ομογενούς ροής και στη διεύθυνση της τάσης, σχετιζόμενες με το προφίλ της μέσης ταχύτητας.

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΔΕΥΤΕΡΟ

### 2.1. Υποηχητικά ακροφύσια με την μέθοδο Boerger

#### 1.1 Ομάδα Α

Πάνω σε μια ροϊκή γραμμή της ροής ορίζεται μια αυθαίρετα αναλυτική παράσταση της κατανομής της ταχύτητας από την είσοδο ως την έξοδο από το ακροφύσιο. Από την διαφορική εξίσωση για δυναμικές ροϊκές γραμμές υπολογίζεται η πορεία και άλλων ροϊκών γραμμών καθώς η κατανομή των ταχυτήτων πάνω σ' αυτές. Με διάφορα κριτήρια διαλέγεται μια από αυτές τις ροϊκές γραμμές σαν περίγραμμα του ακροφυσίου της αεροσήραγγας.

Σε αυτή την ομάδα ανήκουν οι εργασίες των Witoszynski (1922), Szezeniowski (1942), Tsien (1944), Thwaites (1946), Cohen και Ritchie (1962), και του Mills (1968).

Η μέθοδος του Witoszynski στηρίζεται σε μια αξονοσυμμετρική δέσμη που οι ροϊκές της γραμμές έχουν διεύθυνση παράλληλη προς τον άξονα, στις διατομές που προβλέπονται στην αρχή και το τέλος του ακροφυσίου. Η αρχική έτσι και η τελική διατομή είναι επίπεδα ισοδυναμικά. Αυτό πετυχαίνεται με την παραδοχή ότι κατά μήκος του άξονα συμμετρίας επικρατεί μια κατανομή ταχύτητας με κυματοειδή

Αυξομείωση. Αντιστοίχα μικραίνει και μεγαλώνει η διατομή του ροϊκού σωλήνα που υπολογίζεται από την Λαπλασιανή εξίσωση. Ένα τμήμα του ροϊκού αυτού σωλήνα χρησιμοποιείται σαν περίγραμμα του ακροφυσίου.

Στις εφαρμογές όμως η ροή πριν και μετά το ακροφύσιο ακολουθεί παράλληλους αγωγούς και γι' αυτό το λόγο αποκλίνει έντονα από αυτή που υπολογίζεται. Σαν μια ακόμα πηγή λάθους προστίθεται και η προσέγγιση που γίνεται στον υπολογισμό και που είναι τόσο χειρότερη όσο πιο μεγαλύτερος είναι ο λόγος σύγκλισης. Ακόμα και ο ίδιος Witoszynski πρότεινε τη μέθοδο του κυρίως για τον καθορισμό περιγραμμάτων για διάχυτες, στους οποίους η απόκλιση μπορεί να αγνοηθεί επειδή η αλλαγή της διατομής είναι μικρή.

Είναι ενδιαφέρον το ότι ακόμα και σήμερα κατασκευάζονται, ακροφύσια για αεροσήραγγες με την εξίσωση που προκύπτει από την μέθοδο του Witoszynski με καλές ιδιότητες. Σαν λόγος της μέγιστης διαμέτρου προς το μήκος του ακροφυσίου χρησιμοποιείται :

$$\frac{D_{\max}}{L} \cong 1$$

Σύμφωνα με μια πρόταση τον Prandl [9] (1932) τα ακροφύσια αυτά διευρύνονται στην έξοδο οπότε η ροή είναι σίγουρα διαφορετική από αυτή που υπολογίζεται από τον Witoszynski. Η καλή συμπεριφορά οφείλεται λοιπόν σ' αυτή την διερεύνηση.

Μια πιο αναπτυγμένη εξέλιξη ,σε σχέση με την ιδέα του Witoszynski. αποτελεί η εργασία του Thwaites [4] και του Mills [8]. Σ' αυτές η μορφή του περιγράμματος παρουσιάζεται σαν μια κατάλληλα διαλεγμένη σειρά αρμονικών συναρτήσεων έτσι ώστε η αρχική και τελική διατομή των ακροφυσίου να είναι ισοδυναμικά επίπεδα και η ταχύτητα ενδιάμεσα αυξάνει μονότονα κατά μήκος του περιγράμματος.

Μειονέκτημα και σ' αυτά τα ακροφύσια παραμένει όπως στον Witoszynski στο ότι ο υπολογισμός βασίζεται σε ένα περίγραμμα ροϊκού σωλήνα που πριν και μετά το ακροφύσιο διαφέρει από την πραγματική καμπύλη του τοιχώματος.

Παρόμοια είναι και τα ελαττώματα στα ακροφύσια: που προτείνονται και από άλλους επιστήμονες. ( Szczen iowski , Tsien και Richie).

## 1.2 Ομάδα Β

Οι εργασίες της ομάδας αυτής χρησιμοποιούν ένα πεδίο ροής με ιδιόμορφα σημεία (κατά προτίμηση πηγές και απαγωγές). Η θέση και το μέγεθος των ιδιόμορφων αυτών σημείων διαλέγονται έτσι ώστε να δημιουργούνται μέσα στο πεδίο κατάλληλες για περιγράμματα ροϊκές γραμμές.

Αντιπροσωπευτικές εργασίες της ομάδας αυτής είναι των Cheers, LibbyReiss, Lau και Gibbings. Στο πεδίο μιας μεταφορικής ροής υπάρχει μια ομάδα από σημειακές πηγές και απαγωγές σε ίσες αποστάσεις που σχηματίζουν μια γραμμή που προσρέεται κάθετα από την ροή. Από της ροϊκές γραμμές που προκύπτουν διαλέγοντας κατάλληλες γραμμές για περιγράμματα. Τα περιγράμματα αυτά συγκλίνουν σε παράλληλα τοιχώματα αγωγών στο άπειρο και γι ' αυτό στη πραγματική ροή υπάρχουν διαφορές στη ροή σε σχέση με τη θεωρία.

Οι Whitehead-Wu-Waters έχουν προτείνει μια πολύ ευέλικτη μέθοδο, που και υπολογιστικά είναι εύχρηστη. Στο πεδίο ροής βρίσκονται κατανεμημένες ένας αριθμός πηγών και απαγωγών. Έτσι δημιουργείται περίγραμμα με τοιχώματα που πριν και μετά το ακροφύσιο θα είναι παράλληλα προς την διάμεσο. Καθώς στη

διατομή εισόδου και την διατομή εξόδου εμφανίζονται περιοχές αύξησης πίεσης. Η εξίσωση για την ροϊκή γραμμή του περιγράμματος περιέχει σαν ανεξάρτητη μεταβλητή τις διαφορές ταχυτήτων που στο σχήμα 1 χαρακτηρίζονται με  $a$  και  $b$  και που αντιστοιχούν στην αύξηση της πίεσης. Έτσι μας δίνεται η δυνατότητα πετύχουμε αύξηση πίεσης όσο θέλουμε μικρή, σε βάρος βέβαια του μήκους του ακροφυσίου. Εκτός απ' αυτό είναι δυνατόν να πετύχουμε οσοδήποτε μικρή απόκλιση της ταχύτητας της εξόδου σε σχέση με τη μέση εξόδου, αλλά και πάλι με αύξηση του μηκών.

Μειονέκτημα σ' αυτή την μέθοδο αποτελεί το γεγονός ότι στο καμπύλο τμήμα του περιγράμματος η κατανομή της ταχύτητας είναι σταθερή επειδή σταθερά είναι και τα δοσμένα ιδιόμορφα σημεία. Έτσι δεν είναι δυνατόν να αναζητηθεί βέλτιστο ακροφύσιο.

### 1.3 Ομάδα Γ

Δίνεται ένα τυχαίο περίγραμμα ακροφυσίου και υπολογίζεται η μορφή της αντίστοιχης δυναμικής ροής. Το περίγραμμα μεταβάλλεται συνεχώς μέχρις ότου προκύψει κατάλληλη ροή στο ακροφύσιο.

Μια τέτοια μέθοδος χρησιμοποιείται από τους Batchelor-Shaw (1944) αλλά και από τον Borger εδω.

Στη μέθοδο των Batchelor-Shaw ξεκινάει κανείς με ένα περίγραμμα που προκύπτει με την παραδοχή μιας αρμονικής κατανομής της μέσης ταχύτητας κατά μήκος της διεύθυνσης της ροής ενώ η ταχύτητα σε κάθε σημείο της διατομής είναι σταθερή και ίση με την μέση. Σε περίπτωση μεγάλων τιμών του λόγου σύγκλισης μια μέση ταχύτητα που έχει ορισθεί μ' αυτό τον τρόπο αποκλίνει σημαντικά από την πραγματική ταχύτητα πάνω στο περίγραμμα. Οι Batchelor-Shaw υπολογίζουν την πραγματική δυναμική ροή σ' ένα τέτοιο περίγραμμα ακροφυσίου με την βοήθεια προσεγγιστικής μεθόδου με αλλαγές τιμών (Μέθοδος Relaxation) και διαλέγουν αυτή την ροϊκή γραμμή από το εσωτερικό του αρχικού περιγράμματος στην οποία εμφανίζεται αύξηση πίεσης που δεν είναι μεγαλύτερη από αυτή που παρουσιάζεται σε διάχυτη με ημιγωνία κλίσης  $3.5^\circ$ .

Όπως όμως παρατηρεί και ο Chears για την μέθοδο των Batchelor και Shaw, η μορφή του περιγράμματος που διαλέγουμε τελικά εξαρτάται αναγκαστικά από το αρχικό ακροφύσιο. Η μορφή αυτού του ακροφυσίου αναπτύχθηκε με μια παραδοχή



που δεν ισχύει : Σταθερή δηλαδή ταχύτητα σε οποιαδήποτε διατομή (ίση με την μέση) . Αυτό σίγουρα δεν οδηγεί στην βέλτιστη μορφή. Επιπλέον δεν είναι δυνατόν δοθούν ακριβείς πληροφορίες σχετικά με το οριακό στρώμα στην περιοχή πριν και κοντά στην είσοδο του ακροφυσίου. Από αυτό το οριακό στρώμα όμως εξαρτάται το μέγεθος της αύξησης της πίεσης στο τέλος της εισόδου στο ακροφύσιο πάνω από το οποίο εμφανίζεται αποκόλληση.

Έτσι γενικά να χρησιμοποιούμε σαν κριτήριο ένα διάχυτη με ημιγωνία  $3.5^\circ$ , σίγουρα δεν επαρκεί για να εξασφαλίσουμε οριακό στρώμα χωρίς αποκόλληση.

Οι Batchelor-Shaw δεν εκμεταλλεύτηκαν αρκετά το πλεονέκτημα μιας πλεονεκτικής μεθόδου για τον υπολογισμό του καλύτερου δυνατού περιγράμματος ενός ακροφυσίου. Και το πλεονέκτημα βρίσκεται στη συστηματική μελέτη όλων των δυνατών περιγραμμάτων προκειμένου να διαλεχτεί το ευνοϊκότερο.

Αυτό ακριβώς γίνεται στην εργασία του Borger. Σαν βοηθητικός τρόπος δεν χρησιμοποιήθηκε η μέθοδος της Relaxation όπως στους Batchelor-Shaw αλλά η μέθοδος ιδιόμορφων σημείων. Αντί της σύγκρισης με τον διάχυτη, για τον υπολογισμό, της επιτρεπόμενης αύξησης πίεσης γίνονται υπολογισμοί του οριακού στρώματος. Τα προβλήματα που συνδέονται μ' αυτούς τους υπολογισμούς αναπτύσσονται στο κεφάλαιο αυτό και η ανάπτυξη μιας απλής μεθόδου για τον καθορισμό όσο το δυνατόν καλύτερων περιγραμμάτων ακροφυσίων για αεροσήραγγες.

Το αποτέλεσμα αυτής της εργασίας είναι δισδιάστατα και αξονοσυμμετρικά περιγράμματα ακροφυσίων με μήκος μικρότερο από όσα προτάθηκαν από όλες τις μέχρι τότε μεθόδους. Επιπλέον δίνεται η επίδραση των περιοχών αύξησης πίεσης και έτσι μπορεί να εμποδιστεί η αποκόλληση του οριακού στρώματος. Η ανομοιογένεια που εμφανίζεται στην ταχύτητα του θαλάμου δοκίμων αποτελεί ένα κλάσμα μονό από την ανομοιογένεια που προκαλούν οι αναπόφευκτες ανωμαλίες της ροής. Αλλά και ο εκτοπισμός από το πάχος του οριακού στρώματος έχει ληφθεί υπ' όψιν.

## 2.2. Υπολογισμός ατριβών ροϊκών πεδίων

Στο κεφάλαιο αυτό αναπτύσσεται μια μέθοδος υπολογισμού ατριβής ροής σε δισδιάστατους και αξονοσυμμετρικούς αγωγούς τυχαίας απόκλισης ή σύγκλισης. Τη μέθοδο αυτή έχουν παρουσιάσει πρώτοι οι Kucheman-Weber, Vandrey και Hucho για περιερόμενα όμως σώματα. Στην εργασία όμως αυτή του Borger που είναι προσαρμοσμένη σε αγωγούς, η μέθοδος έχει βελτιωθεί έτσι ώστε να προκύπτει σημαντικά μεγαλύτερη ακρίβεια στα αποτελέσματα.

### 2.2.1 Μαθηματικό μοντέλο ακροφυσίου

Βασική αρχή της μεθόδου είναι η παράσταση των σταθερών τοιχωμάτων του αγωγού με τη βοήθεια στροβιλικών στρωμάτων. Ένα στροβιλικό στρώμα αποτελείται από μια συνεχή κατανομή δυναμικών στροβίλων, απειροστά μικρής κυκλοφορίας. Οι άξονες των στροβίλων αυτών στην δισδιάστατη ροή είναι ευθείες κάθετες στο επίπεδο ροής, ενώ στην αξονοσυμμετρική κλείνουν σχηματίζοντας δακτύλιο. Οι στρόβιλοι που περιλαμβάνονται σε ένα τμήμα με το στοιχειώδες μήκος  $ds$  δημιουργούν μια κυκλοφορία  $d\Gamma$  :

$$d\Gamma = \gamma(s) \cdot ds \quad (2.1)$$

όπου  $\gamma(s)$ : η ένταση του στροβιλικού στρώματος που εκφράζει την κυκλοφορία στη μονάδα μήκους του στρώματος και που γενικά μεταβάλλεται κατά μήκος του περιγράμματος του αγωγού (ακροφυσίου).

Στους Kuchemann-Weber αποδεικνύεται ότι η ένταση  $\gamma(s)$  σε ένα στροβιλικό στρώμα είναι ίση με τη διάφορα ανάμεσα στις παράλληλες με το στρώμα συνιστώσες ταχύτητας από τη μια και άλλη πλευρά του. Το στροβιλικό στρώμα, στη περίπτωση μας, παριστάνει σταθερό τοίχωμα, άρα η ένταση  $\gamma(s)$  πρέπει να καθοριστεί κατά τρόπο που, σε όλο το μήκος του στρώματος να ικανοποιείται η κινηματική εξίσωση της ροής.

Επειδή ακόμα έξω από το ακροφύσιο η ταχύτητα πρέπει να είναι μηδέν για τη ταχύτητα στο εσωτερικό του στρώματος θα ισχύει:

$$\gamma(s) = \left| \frac{dw(s)}{ds} \right| \quad (2.2)$$

Αν το στρώμα βρίσκεται σε ήρεμο περιβάλλον τότε θα πρέπει να δημιουργείται από την μια πλευρά του ταχύτητα,  $+ \gamma/2$  και από την άλλη  $-\gamma/2$ . Επειδή εδώ η ταχύτητα στην εξωτερική πλευρά πρέπει να είναι μηδέν και στην εσωτερική ίση με  $w$ , θα πρέπει στην ταχύτητα που δημιουργείται τοπικά να επάγεται από όλο το σύστημα των ιδιόμορφων σημείων του πεδίου, μια επιπλέον ταχύτητα

$$w_i = \frac{w}{2} \quad (2.3)$$

### 2.2.2. Νόμος των Biot – Savart

Σύμφωνα με την θεωρία της δυναμικής ροής, όλα τα ιδιόμορφα σημεία που υπάρχουν στο ροϊκό πεδίο επάγουν σε κάθε σημείο του  $(x,y)$  μια ταχύτητα  $w_i(x,y)$ . Εάν μάλιστα πρόκειται για στροβίλους τότε η ταχύτητα αυτή  $w_i$  σε ένα σημείο  $P(x,y)$  μπορεί να υπολογιστεί με τον νόμο των Biot-Savart.

Για αξονοσυμμετρικές και δισδιάστατες ροές έχουν χρησιμοποιηθεί και ανάλογες σχέσεις από τους Kuchemann-Weber.

Ένας στροβιλικός δακτύλιος κυκλοφορίας  $\Gamma$  και ακτίνας  $y'$  και με κέντρο στη θέση  $x'$ , επάγει στο σημείο  $P(x, y)$  ένα διάνυσμα ταχύτητας  $dw_i$ . Από την ισότητα (2.1) και με τη βοήθεια των ελλειπτικών ολοκληρωμάτων  $K(k)$  και  $E(k)$  όπως ορίζονται, καταχωρούνται σε πίνακες και δίνονται με προσεγγιστικές εξισώσεις για πρακτικές εφαρμογές στους Abramowitz-Stegun προκύπτει για τις συνιστώσες της  $dw_i$ :

$$du_i = \frac{g(s')ds'}{2p} \frac{1}{\sqrt{(c-c')^2 + (y-y')^2}} \left\{ k(k) - \left[ 1 + \frac{2(y-y')y'}{(x-x')^2 + (y-y')^2} \right] E(k) \right\} \quad (2.4)$$

$$du_i = \frac{g(s')ds'}{2p} u_r^+ \quad (2.5)$$

και :

$$dv_i = \frac{g(s')ds'}{2p} \frac{\{-(c-c')\}}{y\sqrt{(x-x')^2 + (y+y')^2}} \left\{ k(k) - \left[ 1 + \frac{2yy'}{(x-x')^2 + (y-y')^2} \right] E(k) \right\} \quad (2.6)$$

$$dv_i = \frac{g(s')ds'}{2p} v_r^+ \quad (2.7)$$

Το στοιχείο των κ των ελλειπτικών ολοκληρωμάτων είναι :

$$k = \sqrt{\frac{4yy'}{(x-x')^2 + (y+y')^2}} \quad (2.8)$$

Στην περίπτωση δισδιάστατης ροής στο στροβιλικό δακτύλιο αντιστοιχούν παράλληλες, άπειρου μήκους γραμμές στροβιλικές γραμμές αντίστροφης κυκλοφορίας και κάθετες στο επίπεδο της ροής. Με τις παραπάνω αντικαταστάσεις παίρνουμε για τις συνιστώσες :

$$du_i = \frac{g(s')ds'}{2p} \left\{ \frac{-(y-y')}{(x-x')^2 + (y-y')^2} + \frac{(y+y')}{(x-x')^2 + (y+y')^2} \right\} \quad (2.9)$$

$$du_i = \frac{g(s')ds'}{2p} u_e^+ \quad (2.10)$$

και :

$$dv_i = \frac{g(s')ds'}{2p} \left\{ \frac{(x-x')}{(x-x')^2 + (y-y')^2} - \frac{(x-x')}{(x-x')^2 + (y+y')^2} \right\} \quad (2.11)$$

$$dv_i = \frac{g(s')ds'}{2p} v_e^+ \quad (2.12)$$

Έτσι τελικά οι συνιστώσες της ταχύτητας  $\overline{w}_i$  από επαγωγή και από το σύνολο του στροβιλικού στρώματος γίνονται:

$$u(x, y) = \frac{1}{2p} \int_{s_A}^{s_E} g(s') u^+ ds' \quad (2.13)$$

$$v(x, y) = \frac{1}{2p} \int_{s_A}^{s_E} g(s') v^+ ds' \quad (2.14)$$

### 3.2.3 Ολοκληρωτική εξίσωση για την κατανομή του οριακού στρώματος

Η κατάστρωση αποτελείται από τα βήματα που ακολούθησε ο Vandreyt. Δυο σημεία P1(x1,y1) και P2(x2,y2) βρίσκονται σε μια τυχαία θέση του στροβιλικού στρώματος και απέχουν μεταξύ τους κατά ds. Και τα δυο σημεία βρίσκονται σε μια κατά μήκος τομή. θα καταστρώσουμε μια εξίσωση που θα μας δίνει τη μεταβολή του

δυναμικού της ροής  $\Phi(x,y)$  μεταξύ των σημείων P1 και P2 κατά μήκος της εξωτερικής πλευράς του στροβιλικού στρώματος. Σύμφωνα με τις παραδοχές μας στην παράγραφο 3.1, η ροή πρέπει σ' αυτή τη περιοχή να ηρεμεί. (Αυτός ο περιορισμός εξετάζεται σε λεπτομέρεια στη παράγραφο 3.5). Πρέπει λοιπόν να ισχύει:

$$d\Phi = u dx + v dy = \bar{w} ds' = 0 \quad (2.15)$$

Η κατανομή του δυναμικού  $\Phi(x,y)$  μπορεί να υπολογισθεί από τα ιδιόμορφα σημεία που υπάρχουν στο πεδίο ροής.

Στη διάφορα τον δυναμικού  $d\Phi$  μεταξύ των σημείων P1 και P2 συμβάλλουν τρία τμήματα :

- 1, Τμήμα  $d\Phi_1$  του στροβιλικού στρώματος μεταξύ P1 και P2
2. Τμήμα  $d\Phi_2$  του υπόλοιπου στροβιλικού στρώματος
3. Τμήμα  $d\Phi_3$  από άλλα ιδιόμορφα σημεία που υπάρχουν ενδεχόμενα στο πεδίο.

Σύμφωνα με την παράγραφο 3. 1

$$d\Phi_1 = - \frac{g(s')}{2} ds \quad (2. 16)$$

Το υπόλοιπο στροβιλικό στρώμα επάγει συμφωνά με τις ισότητες 3.13 και 3.14 :

$$d\Phi_2 = u dx + v dy \quad (2. 17)$$

ή

$$d\Phi_2 = \frac{1}{2p} \int_{s_A}^{s_E} g(s') (u^+ dx + v^+ dy) ds \quad (2. 18)$$

Αν δεχτούμε ότι εκτός από το στροβιλικό στρώμα υπάρχουν και άλλα ιδιόμορφα σημεία, τότε αυτά θα επάγουν αντίστοιχα συνιστώσες ταχυτήτων που τις χαρακτηρίζουμε  $u_q$  και  $v_q$  . Αυτές θα προκαλέσουν μια διάφορα δυναμικού μεταξύ των P1 και P2 :

$$d\Phi_3 = u_q dx + v_q dy \quad (2. 19)$$

Αντικαθιστώντας στη (3.15) τις (3.16), (3.18), (3.19) παίρνουμε:

$$d\Phi = 0 = -\frac{g(s)}{2} ds + \frac{1}{2p} \int_{s_A}^{s_E} g(s') (u^+ dx + v^+ dy) ds + u_q dx + v_q dy \quad (2.20)$$

Αν στη θέση του  $s$  χρησιμοποιήσουμε για ανεξάρτητη μεταβλητή το  $x$  τότε επειδή :

$$ds = \sqrt{dx^2 + dy^2} \quad (2.21)$$

αν διαιρέσουμε τη (3.20) με  $\frac{ds}{2}$  παίρνουμε :

$$0 = -\gamma(x) + \frac{1}{p} \int_{x_A}^{x_E} \frac{g(c')}{\sqrt{dx^2 + dy^2}} (u^+ dx + v^+ dy) \sqrt{dx^2 + dy^2} + 2 \frac{u_q dx + v_q dy}{\sqrt{dx^2 + dy^2}}$$

Ή

$$\gamma(x) = \frac{1}{p} \int_{x_A}^{x_E} \frac{g(c')}{\sqrt{dx^2 + dy^2}} (u^+ dx + v^+ dy) \sqrt{dx^2 + dy^2} + 2 \frac{u_q dx + v_q dy}{\sqrt{dx^2 + dy^2}} \quad (2.22)$$

Αδιαστατοποιούμε την εξίσωση (3.22) : Όλα τα μήκη σχετίζονται με την απόσταση  $y_A$ . Η ένταση του στροβιλικού στρώματος  $\gamma(s)$  σχετίζεται με την ένταση ( $\gamma-\infty$ ) που θα είχε το στροβιλικό στρώμα αν το περίγραμμα συνεχιζόταν μέχρι το  $-\infty$  με σταθερή διατομή, Η ένταση  $\gamma(-\infty)$  θα είναι λόγω συνέχειας ίση με την μέση ταχύτητα της ροής στη θέση  $x = x_A$ . Έτσι ορίζονται τα εξής νέα μεγέθη:

$$\xi = \frac{x}{y_A} \quad (2.23)$$

$$\eta = \frac{y}{y_A} \quad (2.24)$$

$$\frac{g(s)}{g(-\infty)} = w(x) = \frac{g(x)}{g(-\infty)} \sqrt{1 + \left(\frac{dh}{dx}\right)^2} \quad (2.25)$$

Με τις νέες μεταβλητές, η σχέση :  $ds = \sqrt{dx^2 + dy^2}$  η ολοκληρωτική εξίσωση Fredholm 2<sup>ου</sup> –είδους γίνεται:

$$\omega(\xi) = \frac{1}{p} \int_{x_A}^{x_E} w(x') \left\{ u^+(x, x') + n^+(x, x') \frac{dn}{dx} \right\} y_A dx' + \{u_q + v_q\} \frac{2}{g(-\infty)} \quad (2.26)$$

Εισάγοντας τις συναρτήσεις :

$$G(\xi, \xi') = \left\{ u^+(x, x') + v^+(x, x') \frac{dn}{dx} \right\}_{y_A} \quad (2. 27)$$

Και :

$$\omega_q(\xi) = 2 \left\{ \frac{u_q}{g(-\infty)} + \frac{v_q}{g(-\infty)} \right\} = 2 \left\{ u_q^+ + v_q^+ \frac{dn}{dx} \right\} \quad (2. 28)$$

παίρνουμε για την ολοκληρωτική εξίσωση (κατανομή της έντασης):

$$\omega(\xi) = \frac{1}{P} \int_{x_A}^{x_E} w(x') G(x, x') dx' + w_q(x) \quad (2. 29)$$

Δείχνεται ότι η  $G(\xi, \xi')$ , στη περίπτωση αξονοσυμμετρικής ροής, παρουσιάζει ιδιόμορφο σημείο στη θέση  $\xi=\xi'$ . Στη περίπτωση δισδιάστατης ροής υπάρχει στη θέση  $\xi=\xi'$  συγκεκριμένη μέγιστη τιμή της  $G(\xi, \xi')$ .

### 3.2.4 Επίλυση ολοκληρωτικής εξίσωσης

Η μετατροπή της ολοκληρωτικής εξίσωσης (2.29) ακολουθεί στα βασικά της σημεία τις εργασίες των Vandrey και Hucho.

Για να διευκολύνουμε την αριθμητική επεξεργασία της ολοκληρωτικής συνάρτησης είναι πλεονεκτικότερο να εισάγουμε μια νέα μεταβλητή  $a$ . Έτσι μπορούμε σε ορισμένες  $\xi$ -περιοχές που επιθυμούμε, να πετύχουμε αύξηση (συσσώρευση) σημείων ελέγχου.

Έχουμε λοιπόν :

$$\xi = \xi(a)$$

$$\eta = \eta(a)$$

Ορίζονται επίσης:

$$\frac{dx}{da} = x \quad \frac{d^2x}{da^2} = x \quad (2. 30)$$

$$\frac{dh}{da} = h \quad \frac{d^2h}{da^2} = h \quad (2. 31)$$

Ορίζουμε επίσης τα παρακάτω μεγέθη :

^

$$w(a) = w(x)x$$

^

$$w_q(a) = w_q(x)x \tag{2.32}$$

^

$$G(a, a') = G(x, x')x$$

Εξ' άλλου ισχύει :  $\frac{dx'}{da'} = \frac{dx'}{d\xi' d\xi'}$   $d\xi' = \xi' d\xi'$  (2.33)

Τελικά μετά τα παρακάτω η (2.29) γίνεται :

^

$$w(a) = \frac{1}{p} \int w(a, a') G(a, a') da' + w(a) \tag{2.34}$$

Αυτή η ολοκληρωτική εξίσωση πρέπει να λυθεί αριθμητικά. Γι ' αυτό της δίνουμε την μορφή ενός γραμμικού συστήματος εξισώσεων. Το συνολικό μήκος του στροβιλικού στρώματος  $a_E - a_A$  υποδιαιρείται κατ' αρχήν σε  $n$  ίσα υποτομήματα πλάτους  $\Delta a$ . Στη συνέχεια παράγονται από την εξίσωση (2.34) δημιουργούνται οι εξισώσεις για τις  $n$  τιμές του  $\hat{w}$  στα μεσοδιαστήματα.

Έτσι από την εξίσωση (2.34) προκύπτει το ακόλουθο σύστημα εξισώσεων:

$$\hat{w}_m = \frac{1}{p} \sum_{n=1}^n \int_{a_n - \frac{\Delta a}{2}}^{a_n + \frac{\Delta a}{2}} \hat{w}(\hat{w}_{n-1}, \hat{w}_n, \hat{w}_{n+1}, a') \hat{G}(a_m, a') da' + \hat{w}_q(a_m) \tag{2.35}$$

$$M = 1, 2, \dots, n$$

Η θεμελιώδης συνάρτηση  $\hat{G}(a_m, a')$  υπολογίζεται σε κάθε περιοχή  $\Delta a$  σε περισσότερες θέσεις (στη πρακτική εφαρμογή διαλέχτηκαν 9 θέσεις). Η ένταση της κυκλοφορίας  $\hat{w}(a')$  υπολογίζεται στις ίδιες θέσεις μέσω μιας τετραγωνικής παρεμβολής των τιμών του  $\hat{w}$  στη μέση των τριών γειτονικών διαστημάτων ( $n-1, n, n+1$ ). Η επίλυση του ολοκληρώματος που εμφανίζεται στις εξισώσεις (2.35) γίνεται με τη βοήθεια του κανόνα του Simpson. Μόνο στη θέση  $m=n$  και για αξονοσυμμετρική περίπτωση υπάρχει απόκλιση από αυτή τη μέθοδο για μια μικρή γειτονική περιοχή.



Εκεί θεωρούμε το  $\hat{w}$  σταθερό και χρησιμοποιούμε για το υπόλοιπο ολοκλήρωμα που δίνεται στο παράρτημα 2.

Το πλεονέκτημα αυτού του συστήματος, σε σχέση με αυτό που χρησιμοποίησε ο Hucho [20] είναι εμφανής. Ενώ στον Hucho, η  $\omega$  έμενε σταθερή σε κάθε διάστημα  $\Delta a$  και η κατανομή του ήταν μια κλιμακωτή γραμμή το σύστημα που χρησιμοποιήθηκε εδώ δίνει την δυνατότητα κατανομής με συνέχεια.

Η απόκλιση στην πρώτη περίπτωση από την πραγματική κατανομή αυξάνει με την παράγωγο  $d\omega/da$  ενώ εδώ η τετραγωνική παρεμβολή και ο κανόνας του Simpson λαμβάνουν υπ' όψιν και τη κλίση και την καμπυλότητα της κατανομής  $\omega(a)$  και επομένως το λάθος είναι

Ανάλογο με την Τρίτη παράγωγο. Αν μάλιστα χρησιμοποιηθεί και μια κατάλληλη συνάρτηση  $\xi(a)$ , τότε η ακρίβεια που προκύπτει με  $n=30-60$  σημεία ικανοποιεί πλήρως. Η ακρίβεια των αποτελεσμάτων για την κατανομή του  $\omega(a)$  μνημονεύεται ιδιαίτερα στην παράγραφο 2.2.6.

### 2.2.5 Εξιδανίκευση άκρων ακροφυσίου

Στην προηγούμενη παράγραφο αναπτύχθηκε ένα γραμμικό σύστημα εξισώσεων για τον υπολογισμό της κατανομής της κυκλοφορίας στο στροβιλικό στρώμα καθώς και της ταχύτητας στο εσωτερικό του.

Αυτό το σύστημα περιέχει σε κάθε γραμμή, μια έκφραση που  $\hat{w}_q(a_m)$  που από τις σχέσεις (2.28) και (2.29) είναι:

$$\hat{w}_q(a_m) = [2x(u_q^+ + v_x^n)] \quad (2.36)$$

Στην εξίσωση (2.36) οι  $u_q^+$  και  $v_x^n$  είναι οι αδιάστατες συνιστώσες μιας ταχύτητας η οποία επάγεται στο σημείο  $(\xi_m, \eta_m)$  στο εξωτερικό του στροβιλικού στρώματος.

Το στροβιλικό στρώμα παριστάνει στη προκείμενη περίπτωση το περίγραμμα ενός ακροφυσίου αεροσήραγγας και ενδεχομένως το περίγραμμα του θαλάμου καθησυχασμού πριν και του θαλάμου δοκίμων μετά το ακροφύσιο.

Στο εσωτερικό αυτών των περιγραμμάτων πρέπει να δημιουργηθεί μια ροή της οποίας οι ιδιότητες στη συνέχεια θα μπορούν να υπολογισθούν με την βοήθεια του συστήματος των εξισώσεων (2.35). Ο θάλαμος καθυσχασμού όμως, το ακροφύσιο και ο θάλαμος δοκίμων δεν είναι απομονωμένοι από τον υπόλοιπο χώρο. Ένας αγωγός προσαγωγής οδηγεί το ρευστό προς το σύστημα αυτό, ενώ ένας αγωγός στο τέλος του θαλάμου δοκίμων το απομακρύνει.

Εάν θέλαμε να εξετάσουμε πειραματικά ακροφύσια αεροσηράγγων, τότε, ιδανική θα ήταν μια διάταξη με ευθύγραμμους αγωγούς προσαγωγής και απαγωγής με ομογενείς κατανομές ταχυτήτων που δεν θα επηρέαζαν με τις δικές τους ανωμαλίες τις μετρήσεις στο ακροφύσιο.

Σε μια τέτοια διάταξη αντιστοιχούν ημιαπείρου μήκους κύλινδροι (η επίπεδα για την επίπεδη ροή) στροβιλικών στρωμάτων σταθερής κυκλοφορίας. Αυτά τα στροβιλικά στρώματα μπορούν να συνδεθούν στο στρώμα μεταβλητής κυκλοφορίας που υπολογίζεται από τις εξισώσεις (2.35). Η σύνδεση γίνεται σε τόσο απομακρυσμένο σημείο από το ακροφύσιο, ώστε η απόκλιση ομοιογένειας εξαιτίας σύγκλισης της ροής να έχει εξομαλυνθεί. Διότι, σε ανομοιογενή ροή ανάμεσα σε στροβιλικά στρώματα σταθερής κυκλοφορίας δεν ικανοποιείται η κινηματική συνθήκη ροής κατά μήκος του στρώματος.

Για λόγους καθαρά ευχέρειας στη χρησιμοποίηση αριθμητικής μεθόδου υπολογισμών αντικαθιστούμε σ' αυτή την εργασία κυλινδρικά στρώματα (η τα διαστάσεις αντιστοιχούν) σταθερής κυκλοφορίας με μια πηγή δίσκου και μια απαγωγή δίσκου σταθερής έντασης και κάθετες στο διάμεσο της διάταξης. Οι δίσκοι κλείνουν μπροστά και πίσω το στροβιλικό στρώμα της μεταβλητής κυκλοφορίας. Αποδεικνύεται (στους Ruchemann και Weber) ότι τέτοιοι δίσκοι δημιουργούν το ίδιο ροϊκό πεδίο με τα στροβιλικά στρώματα ημιαπείρου μήκους και σταθερής κυκλοφορίας (αν δεν λάβουμε υπ' όψιν μας την σταθερή ταχύτητα στο εσωτερικό του ημιαπείρου κυλινδρικού στροβιλικού στρώματος).

Αν συνδεθεί ένα κυλινδρικό στροβιλικό στρώμα ημιαπείρου μήκους και σταθερής κατανομής κυκλοφορίας με ένα δίσκο απαγωγής της ίδιας έντασης, τότε πρέπει όλες οι ταχύτητες στο εξωτερικό του κυλίνδρου να μηδενιστούν. Η απαγωγή τροφοδοτείται μόνο από το στροβιλικό κυλινδρικό στρώμα.

Αν σε στροβιλικά στρώματα μεταβλητής κατανομής της κυκλοφορίας που παριστάνουν το θάλαμο καθησυχασμού, το ακροφύσιο και το θάλαμο δοκίμων, συνδεθούν μια πηγή και μια απαγωγή δίσκου, παρατηρείται η ίδια συμπεριφορά. Η συνολική παροχή όγκου που αναβλύζει από τον δίσκο πηγής μεταφέρεται από τον αγωγό μέχρι τον δίσκο απαγωγής στο τέλος του θαλάμου δοκίμων όπου και απορροφάται ενώ το εξωτερικό περιβάλλον αυτής της διάταξης παραμένει σε ηρεμία, εφ' όσον ισχύουν οι παρακάτω δυο συνθήκες :

Η παροχή όγκου που αναβλύζει από την πηγή πρέπει να είναι ίση με τον όγκο που αναρροφάται στο ίδιο χρονικό διάστημα από το δίσκο απαγωγής.

Ο θάλαμος καθησυχασμού και ο θάλαμος δοκίμων πρέπει να έχουν αρκετό μήκος ώστε οι μεταβολές της ταχύτητας εξ' αιτίας του ακροφυσίου να έχουν πρακτικά μηδενιστεί.

Εάν δεν ικανοποιούνται αυτές οι συνθήκες, τότε εμφανίζεται κοντά στο δίσκο πηγής και κοντά στο δίσκο της απαγωγής, ροή στο εξωτερικό του ακροφυσίου.

Η πρώτη συνθήκη πετυχαίνεται χωρίς δυσκολία με κατάλληλη εκλογή των εντάσεων. Έχει επίσης αποδειχθεί με δοκιμαστικούς υπολογισμούς ότι αποκλίσεις από την δεύτερη συνθήκη προκαλεί μόνο ασήμαντα λάθη. Εάν π.χ. συνδεθεί ο δίσκος πηγής απ' ευθείας στο άκρο με τη μεγάλη διατομή του ακροφυσίου τότε το λάθος που προέκυψε στο τμήμα απορροής του ακροφυσίου από την μη τήρηση της δεύτερης συνθήκης είναι κάτω από το βαθμό σφάλματος υπολογισμού (δες παράγραφο 2.6). Στο παράρτημα καταστρώνονται σχέσεις για τις συνιστώσες  $u_q^+$  και  $u_q^-$  των ταχυτήτων που δημιουργούνται στο περίγραμμα από τους δίσκους πηγής και απαγωγής. Αυτές οι σχέσεις μπορούν να τοποθετηθούν στις εξισώσεις (2.35) και (2.36). Έτσι μπορεί να λυθεί το σύστημα.

Για την αριθμητική επίλυση του συστήματος αναπτύχθηκαν προγράμματα σε FORTRAN IV για την δισδιάστατη και την αξονοσυμμετρική περίπτωση. Αυτά τα προγράμματα με συνοπτικές οδηγίες για τη χρήση τους υπάρχουν για κάθε ενδιαφερόμενο, στην έδρα για Θερμοδυναμική και Ρευστομηχανική του Πανεπιστημίου ή στο Bochum.

### 3.2.6. Σύγκριση θεωρητικών πειραματικών αποτελεσμάτων

Από τον αριθμητικό υπολογισμό των δυναμικών ροών προκύπτουν ανακρίβειες στα αποτελέσματα. Οι ανακρίβειες αυτές οφείλονται στις παρακάτω αιτίες που αναφέρονται με μια σειρά προτεραιότητας που αντιστοιχεί και στο βαθμό της επίδρασης κάθε αιτίας .

α) Η κινηματική συνθήκη ροής ικανοποιείται μόνο σε ένα πεπερασμένο αριθμό σημείων έλεγχου.

β) Το υπολογισμένο στροβιλικό στρώμα μεταβλητής κυκλοφορίας δίνει ένα συγκεκριμένο μήκος. Εκατέρωθεν αυτού του στρώματος υπάρχει εξομοίωση με κυλινδρικούς αγωγούς με ανακρίβειες τόσο μεγαλύτερες όσο πιο ανομοιογενής είναι η κατανομή ταχυτήτων στις ακραίες διατομές του στροβιλικού στρώματος .

γ) Ένα γραμμικό σύστημα εξισώσεων με αριθμό εξισώσεων μέχρι 70 δεν επιλύεται με τέλεια ακρίβεια. Για την επίλυση του χρησιμοποιείται κάπως αλλαγμένη η υπορουτίνα GLD4 του κεντρικού υπολογιστή του Darmstadt.

δ) Κατά τον υπολογισμό της έντασης του στροβιλικού στρώματος παρουσιάζονται ιδιόμορφες θέσεις η επίδραση των οποίων μόνο προσεγγιστικά μπορεί να ληφθεί υπ' όψιν .

ε) Τα ολοκληρώματα που περιλαμβάνονται στις εξισώσεις (2.35) υπολογίζονται προσεγγιστικά με τον κανόνα του Simpson.

στ) Η καμπύλη τον περιγράμματος  $\eta(\alpha)$  και  $\xi(\alpha)$  καθώς και οι παράγωγοι  $\eta'$ ,  $\xi'$ ,  $\xi''$  ορίζονται με την μέθοδο Newton.

ζ) Τα ελλειπτικά ολοκληρώματα υπολογίζονται με προσεγγιστικές εξισώσεις που δίνουν μια ακρίβεια μέχρι  $\pm 2 \cdot 10^{-8}$ .

Το άθροισμα από όλες αυτές τις ανακρίβειες πρέπει να κρατηθεί τόσο χαμηλά, ώστε να μην παραπνοούνται τα αποτελέσματα της βελτιστοποίησης ακροφυσίου που περιγράφεται στα επόμενα κεφάλαια.

Η κατανομή της ταχύτητας στο περίγραμμα  $w(\xi)$  θα χρησιμοποιηθεί σαν βάση στους υπολογισμούς του οριακού στρώματος. Το επιτρεπόμενο γι' αυτό το σκοπό επιτρεπόμενο λάθος είναι :

$$f_{k, \max} = \frac{\Delta w}{w} \Big|_{\max} < 0.3 \cdot 10^{-3}$$

Το επιτρεπόμενο εξ' άλλου λάθος για την κατανομή της ταχύτητας στην διατομή εξόδου από το ακροφύσιο είναι:

$$f_{P, \max} = \frac{\Delta u}{u} \Big|_{\max} < 0.3 \cdot 10^{-3}$$

Προκειμένου να εξετάσουμε στην μέθοδο μας τη τήρηση των παραπάνω ανοχών, έγιναν συγκριτικοί υπολογισμοί για περιπτώσεις δυναμικών ροών που μας είναι πολύ ακριβέστερα γνωστές.

Ένας μεμονωμένος π.χ στροβιλικός δακτύλιος ή αντίστοιχα δυο παράλληλες στροβιλικές γραμμές διαρρέονται ομοιόμορφα και κάθετα στο επίπεδο που σχηματίζουν. Μια για κάθε περίπτωση από τις σχηματιζόμενες ροϊκές γραμμές που δημιουργούνται θεωρείται ότι είναι η γραμμή του περιγράμματος (Η μορφή της καμπύλης των ροϊκών αυτών γραμμών και των αντίστοιχων ταχυτήτων πάνω σ' αυτές μπορούν να υπολογισθούν με τη μεγαλύτερη επιθυμητή ακρίβεια. Έτσι υπολογισμένη η πορεία των ροϊκών γραμμών του σχήματος 6 δόθηκε στο πρόγραμμα μεταξύ των ορίων

$-2 < \xi < 2$ . Κοντά στα όρια, οι ροές δεν μπορούν να συγκριθούν, επειδή εκεί το πρόγραμμα του στροβιλικού στρώματος κάνει εξομοίωση, της σύνδεσης με δισδιάστατες ημιαπείρου μήκους πλάκες (αντίστοιχα με ημιαπείρου μήκους κυλινδρικούς αγωγούς), ενώ η ροή με δυο μεμονωμένες στροβιλικές γραμμές (ή αντίστοιχα με ένα στροβιλικό δακτύλιο) αποκτά συμμετρικά παράλληλες ροϊκές γραμμές σε άπειρη απόσταση. Έξω από αυτή την περιοχή, σε καμία θέση πάνω στις ροϊκές γραμμές δεν βρέθηκαν αποκλίσεις μεταξύ των αποτελεσμάτων των 2 μεθόδων μεγαλύτερες από:

$$\frac{\Delta w}{w} \Big|_{\max, e} < 2.5 \cdot 10^{-3} \quad \frac{\Delta w}{w} \Big|_{\max, r} < 3 \cdot 10^{-3}$$

με ένα μέσο σφάλμα :

$$\frac{\Delta w}{w} \Big|_{\text{MÉSO}, e} < 0.5 \cdot 10^{-3} \quad \frac{\Delta w}{w} \Big|_{\text{MÉSO}, r} < 1 \cdot 10^{-3}$$

Αξίζει μάλιστα να ληφθεί υπ' όψιν ότι συνολικά χρησιμοποιήθηκαν 70 σημεία έλεγχου, έτσι ώστε στην περιοχή  $-2 < \xi < 0$  που αντιστοιχεί περίπου στο ακροφύσιο αεροσήραγγας χρησιμοποιήθηκαν μόνο 35 σημεία. Εκτός από αυτό δεν

χρησιμοποιήθηκε αύξηση της συγκέντρωσης σημείων ελέγχου στην περιοχή απότομης αλλαγής της ταχύτητας, πράγμα που αν γινόταν θα αύξανε το βαθμό ακρίβειας των αποτελεσμάτων.

Ακόμα και οι κατανομές των ταχυτήτων στη θέση  $\xi=0$  ήταν μέσα στα όρια των παραπάνω ανοχών. Θα πρέπει λοιπόν να δεχτούμε ότι στους υπολογισμούς των ακροφυσιών όπως περιγράφεται στο κεφάλαιο αυτό τα λάθη θα είναι ακόμα μικρότερα από αυτά των δοκιμαστικών υπολογισμών, γιατί εκεί οι υπολογισμοί γίνονται και με μεγαλύτερη πυκνότητα σημείων ελέγχου και σε περιοχή που δεν εμφανίζονται απότομες μεταβολές στη ταχύτητα του περιγράμματος .

## **2.3. Επίδραση – Δυνάμεων Τριβής**

Σε όλες προ του Borger εργασίες σχετικές με τον υπολογισμό των υποηχητικών ακροφυσίων αεροσηραγγών, το οριακό στρώμα ή δεν είχε ληφθεί υπ' όψιν καθόλου ή μόνο στο περιθώριο. Στις περισσότερες φορές και δικαιολογείται αυτό με την υπόδειξη ότι υπάρχει μονότονη αύξηση της ταχύτητας κατά μήκος του περιγράμματος και έτσι δεν είναι δυνατόν να προκύψει αποκόλληση.

Οι Batchelor και Shaw αναφέρουν πειράματα σχετικά με το οριακό στρώμα, από τα οποία όμως δεν προκύπτουν αξιόπιστα αποτελέσματα και γι' αυτό καταλήγουν να προτείνουν ακροφύσιο που η μέγιστη αύξηση πίεσης δεν υπερβαίνει αυτή που εμφανίζεται σε διάχυτη με ημιγωνία κλίσης  $3.5^\circ$ . Επειδή σε τέτοιους διάχυτες δεν υπάρχει αποκόλληση θεωρήθηκε ότι μια ίση αύξηση πίεσης σε ακροφύσιο θα ήταν το ίδιο ακίνδυνη. Μια περιοχή αύξησης πίεσης προς την έξοδο του ακροφυσίου, οι Batchelor και Shaw την απέδωσαν σε λάθος υπολογισμού (!). Οι Whitehead, Wu και Waters δέχτηκαν στη μέθοδο τους τις δυο περιοχές αύξησης πίεσης όπως φαίνεται και από την κατανομή της ταχύτητας.

Επειδή μάλιστα σε ορισμένα ακροφύσια στη διατομή εισόδου εμφανίζεται αποκόλληση του οριακού στρώματος με επακόλουθο διακυμάνσεις στην ταχύτητα της ροής, προτείνουν για την αντιμετώπιση του κινδύνου μια ιδιαίτερα αργή μεταβολή της διατομής στη περιοχή της αρχής της σύγκλισης. Ούτε όμως οι Whitehead, Wu και Waters δοκίμασαν υπολογισμό του οριακού στρώματος. Για την εκτοπιστική του δράση, εκφράστηκε απλά η σύσταση για μια ελαφρά μετατόπιση των τοιχωμάτων του ακροφυσίου προς τα έξω.

### **2.3.1. Οριακό στρώμα σε ακροφύσιο**

Τα οριακά στρώματα σε όλα τα ακροφύσια αεροσηραγγών έχουν ορισμένες κοινές ιδιότητες. Από αυτές μπορεί να προκύψουν συμπεράσματα που θα μας βοηθήσουν:

- α) στην εκλογή κατάλληλης μεθόδου υπολογισμού.
- β) στην εκλογή ρεαλιστικών αρχικών και άλλων συνθηκών.
- γ) στην κριτική των αποτελεσμάτων των υπολογισμών.

### **2.3.2. Οριακό στρώμα στον θάλαμο καθησυχασμού ροής**

Το οριακό στρώμα στα ακροφύσια αεροσηραγγών δεν έχουν συγκεκριμένο σημείο αρχής όπως συμβαίνει στα περιρρεόμενα σώματα. Σε όλα τα ακροφύσια σε κλειστό κύκλωμα στη περιοχή πριν από αυτά υπάρχει ένας περισσότερο ή λιγότερο μακρύς, κυλινδρικός θάλαμος καθησυχασμού και πριν από αυτόν ένα σετ από πλέγματα και ένα αποσβεστικό πλέγμα για, την ομοιογενοποίηση της ταχύτητας ροής κατά μέγεθος και διεύθυνση. Μετά το τελευταίο πλέγμα η ροή είναι έντονα στροβιλισμένη και μάλιστα από στροβίλους που η διάμετρος τους είναι της τάξης μεγέθους μεταξύ της διαμέτρου του σύρματος και του ανοίγματος του πλέγματος. Οι στρόβιλοι του στροβιλικού δρόμου του Karman προχωρώντας πίσω από τα σύρματα του πλέγματος μεγαλώνουν και εξασθενίζουν, μέχρι ότου διαλυθούν υπό την επίδραση των γειτονικών στροβίλων. Αυτή η εξέλιξη αποτελεί ένα επιθυμητό φαινόμενο της ομοιογενοποίησης. Έτσι δεν μπορούν να σχηματιστούν ανεπηρέαστα από γειτονικούς στροβίλους, στρόβιλοι με μέγεθος μεγαλύτερο από το άνοιγμα του πλέγματος του κόσκινου.

Ένα οριακό στρώμα που βρίσκεται στο τοίχωμα κάτω από μια τέτοια ροή συμπαρασύρεται στη διαδικασία της ομοιογενοποίησης. Οι στρόβιλοι από το κόσκινο προκαλούν, μια μετάδοση ορμής από τον πυρήνα της ροής προς το εσωτερικό του οριακού στρώματος. Έτσι το στρώμα γίνεται πολύ λεπτό. Το τοίχωμα μπορεί και αποσβένει την έντονα στροβιλισμένη ροή μόνο πολύ κοντά του έτσι ώστε να μπορούμε να μιλάμε για μια παράλληλη προς το τοίχωμα ροή. Μόνον όταν μετά από την ζώνη καθησυχασμού, οι στρόβιλοι αποσβεστούν τελείως στο πυρήνα της ροής, μπορεί να αναπτυχτεί ένα ομαλό οριακό στρώμα που σίγουρο εξ' αιτίας της προϊστορίας του θα είναι τυρβώδες. Με το χαρακτηρισμό ομαλό τυρβώδες οριακό στρώμα, καταλαβαίνουμε εδώ ένα στρώμα, που βλέποντας το από το τοίχωμα, αποτελείται από ένα στρωτό υπόστρωμα, ένα στρώμα με στροβίλους που μεγαλώνουν προς τα έξω, ένα στρώμα από στροβίλους τάξης μεγέθους του οριακού στρώματος και τελικά μια ζώνη με στροβιλισμούς που διακόπτονται κατά διαστήματα και που συνορεύει με μια πιο ήρεμη κεντρική ροή.

### **2.3.3 Αρχικές συνθήκες για τον υπολογισμό του οριακού στρώματος.**

Κάτω από τις συνθήκες που προαναφέραμε, είναι αναμφισβήτητα αδύνατο, να εντοπίσουμε μια θέση στην οποία να είναι γνωστές οι παράμετροι του οριακού



στρώματος κατά τέτοιο τρόπο, ώστε να μπορούμε να ξεκινήσουμε τον υπολογισμό του.

Μπορούμε όμως να συμπεράνουμε ότι το οριακό στρώμα είναι πολύ λεπτό μετά από ένα κόσκινο. Πολύ λεπτό σημαίνει : οι διαστάσεις του είναι μικρές σχετικά με το μήκος που χρειάζεται να διανύσει η ροή στο πυρήνα ώσπου να λάβει χωρά αξιοσημείωτη μεταβολή. Αντίθετα με τα παχιά στρώματα, τέτοια λεπτά στρώματα καθορίζονται από τις εκάστοτε τοπικές συνθήκες (μεταβολή της πίεσης, ταχύτητα στον πυρήνα, η και τοπική σύγκλιση του ακροφυσίου για τις αξονοσυμμετρικές ροές. Ανωμαλίες ή επιδράσεις του οριακού στρώματος που προηγούνται επιδρούν ελάχιστα στα επόμενα στάδια. Το φαινόμενο αυτό μπορεί να εξηγηθεί παραστατικά με το στροβιλικό μοντέλο όπως περιγράφεται από τον Bradshaw [23]. Συμφωνά μ' αυτό οι τύρβες του οριακού στρώματος δημιουργούνται σαν μικροί στρόβιλοι στα όρια του στρωτού υποστρώματος. Με την από κοινού επίδραση της διατμητικής ταχύτητας, του ιξώδους και του τοιχώματος, ορισμένες συχνότητες στροβίλου δέχονται ηπιότερη απόσβεση από άλλες. Στρόβιλοι μ' αυτές τις συχνότητες αυξάνουν και παίρνουν έτσι ενέργεια από άλλους.

Με την αύξηση τους αυτή απωθούνται από την περιοχή του τοιχώματος. Συχνότητα και αύξηση του μεγέθους επηρεάζονται από την τοπική βαθμίδα πίεσης που επικρατεί κάθε φορά και την εξωτερική ταχύτητα (η αντίστοιχα την ταχύτητα των γειτονικών στροβίλων), Μόλις οι στρόβιλοι φτάσουν στην εξωτερική ζώνη του οριακού στρώματος και οι διαστάσεις τους αποκτήσουν την τάξη μεγέθους πάχους του οριακού στρώματος, αρχίζουν να διαλύονται σε μικρότερα τμήματα αέρα που ρέουν ακατάστατα.

Η ενέργεια ορισμένων από αυτά μετατρέπεται σε θερμότητα, ενώ άλλα τη μεταδίδουν σε γειτονικούς στροβίλους. Επειδή το πάχος του οριακού στρώματος περιορίζει την αύξηση του μεγέθους των στροβίλων, η διαδικασία της δημιουργίας και διάλυση τους είναι ταχύτερη όσο λεπτότερο είναι το οριακό στρώμα. Αλλά επειδή οι ιδιότητες που προσλαμβάνουν οι στρόβιλοι με την αύξηση τους (συχνότητα, ενεργεία) μεταφέρονται κατά την διεύθυνση της ροής, η μεταφορά αυτή είναι τόσο μικρότερη όσο μικρότερη είναι η ζώνη των στροβίλων.

Από πολλές και διαφορετικές μεθόδους υπολογισμού του οριακού στρώματος έχει προκύψει ότι η επίδραση των αρχικών συνθηκών στην εξέλιξη του οριακού

στρώματος είναι ασήμαντη σε αεροσήραγγες, αν το αρχικό πάχος θεωρηθεί πολύ μικρό.

Έτσι μπορούμε να συμπεράνουμε ότι η κατανομή του οριακού στρώματος που θα προκύψει θα είναι ρεαλιστική, αν διαλέγουμε μια μέθοδο υπολογισμού με τυχαίες αρχικά συνθήκες και θεωρήσουμε ότι αρχίζει κάπου στη θέση του τελευταίου πλέγματος με πολύ λεπτό πάχος.

#### **2.3.4 Ζώνες διαφορετικής συμπεριφοράς του οριακού στρώματος**

Το σχήμα 8 δείχνει τις κατανομές πίεσης και του οριακού στρώματος ενός ακροφυσίου αεροσήραγγας. Στην περιοχή της εισόδου της ροής στο ακροφύσιο υπάρχει μια ελαφριά αύξηση της πίεσης. Η αύξηση αυτή εμφανίζεται ήδη πριν από το ακροφύσιο πάνω στο κυλινδρικό ( η αντίστοιχα επίπεδο) τοίχωμα της ζώνης καθυσυχασμού. Εκεί η ροη επιβραδύνεται, κατ' αρχήν, ενώ επιταχύνεται στην περιοχή της ενδιάμεσου της ζώνης καθυσυχασμού και της εισόδου στο ακροφύσιο. Η μεταβολή της πίεσης στο τοίχωμα διαμορφώνεται λιγότερο απότομη εάν προηγηθεί θάλαμος καθυσυχασμού μεγαλύτερου μήκους. Εν πάση περίπτωση σ' αυτή τη περιοχή αυξάνει σημαντικά το οριακό στρώμα. Σε ακροφύσια, που αμέσως στη περιοχή της εισόδου μικραίνει απότομα η διατομή τους είναι δυνατόν να προκληθεί αποκόλληση του οριακού στρώματος.

Λίγο πριν το σημείο καμπής WP η επιτάχυνση που επικρατεί γενικά στη ροη, δρα και κοντά στην περιοχή του τοιχώματος ,που από αυτό το σημείο εμφανίζει μια απότομη πτώση της πίεσης. Το οριακό στρώμα γίνεται λεπτότερο και πιο ασφαλές σε αποκόλληση. Αυτό είναι εμφανές στο σχήμα 8 από την απότομη μεταβολή της ταχύτητας. Σε περίπτωση μεγάλης επιτάχυνσης της ροής κοντά στο τοίχωμα μπορεί να συμβεί ακόμα και επιστροφή του οριακού στρώματος σε στρωτή φύση.

Παραπάνω περιγράφηκε ο τρόπος με τον οποίον μεταφέρονται προς την έξοδο οι ιδιότητες του οριακού στρώματος για τυρβώδη στρώματα. Λόγω της επιτάχυνσης της ροής που επικρατεί στο μεσαίο τμήμα του περιγράμματος το οριακό στρώμα λεπταίνει. Έτσι, ,πρακτικά δεν έχουμε μεταφορά ιδιοτήτων των profil ταχυτήτων και διαμηθικών τάσεων η της δομής της τύρβης προς την διεύθυνση της εξόδου κατά την φορά της ροής. Η προϊστορία δηλαδή του οριακού στρώματος εξουδετερώνεται περιοδικά από τη ζώνη της επιτάχυνσης. Αυτή η ιδιότητα του οριακού στρώματος είναι ιδιαίτερα σημαντική για την μέθοδο διαστασιολόγησης που χρησιμοποιείται

στην εργασία του Borger (κεφάλαιο 4). Κι αυτό, γιατί είναι δυνατό να βγαίνουν συμπεράσματα σχετικά με την συμπεριφορά του οριακού στρώματος στη δεύτερη ζώνη του ακροφυσίου, χωρίς να μας είναι γνωστή η συμπεριφορά του στρώματος στη πρώτη ζώνη προσροής.

Καθώς η επιτάχυνση μικραίνει προς το άκρο της εξόδου του ακροφυσίου (δηλαδή μικραίνει η απόλυτη τιμή της αρνητικής βαθμίδας της πίεσης), το πάχος του οριακού στρώματος μεγαλώνει, πάλι. Η επιτάχυνση δηλαδή της ροής δεν σημαίνει και αναγκαστικά μείωση του στρώματος. Αυτό συμβαίνει μονό όταν η επιτάχυνση έχει περάσει μια ορισμένη τιμή. Αυτή η τιμή είναι τόσο υψηλότερη, όσο πληρέστερο και λεπτότερο είναι το οριακό στρώμα.

Στο άκρο εξόδου του ακροφυσίου παρουσιάζεται για μια ακόμα φορά, για ένα μικρό τμήμα, απότομη αύξηση της πίεσης. Αντίστοιχα έχουμε εδώ μια αύξηση του στρώματος και ένα νέο κίνδυνο για αποκόλληση.

## 2.4. Απαιτήσεις για τον υπολογισμό του οριακού στρώματος

Προκειμένου να διαστασιολογηθεί ένα ακροφύσιο αεροσήραγγας, δεν είναι απαραίτητο, να γνωρίζουμε όλες τις ιδιότητες του οριακού στρώματος που δημιουργείται. Οι σχετικοί υπολογισμοί πρέπει απλά να δίνουν απάντηση στις επόμενες δυο ερωτήσεις:

Πόσο ασφαλές είναι το οριακό στρώμα έναντι αποκόλλησης στις περιοχές που έχουμε αύξηση της πίεσης;

2. Κατά πόσο μετατίθεται η κεντρική ροή από το οριακό στρώμα;

### 2.4.1 Αποκόλληση

Ένα μέτρο για την ασφάλεια του οριακού στρώματος σε αποκόλληση είναι η διαμητική τάση  $t_w$ , που συνήθως την εκφράζουμε έμμεσα με το τοπικό συντελεστή αντίστασης  $c_f$ :

$$c_f = \frac{t_w}{\frac{\rho}{2} u_d^2} \quad (2.37)$$

Ο συντελεστής  $c_f$  είναι μια συνάρτηση της γεωμετρίας και του αριθμού Re. Υπολογισμοί όμως έδειξαν ότι η επίδραση του αριθμού Re στον  $c_f$  μπορεί να αγνοηθεί. Στις αεροσήραγγες η σημασία του αριθμού Re περιορίζεται σε στενή περιοχή τιμών και γι' αυτές τις τιμές ο  $c_f$  μεταβάλλεται ελάχιστα.

Γνωρίζουμε ότι οι μέγιστες τιμές που παίρνει ο  $c_f$  σε αεροσήραγγες και στην περιοχή της μέγιστης επιτάχυνσης είναι:

$$c_{fmax} \cong 0.007 \quad (2.38)$$

Αποκόλληση αρχίζει εκεί που ο  $c_f$  γίνεται μηδέν και σύμφωνα με την περιγραφή που έγινε για το οριακό στρώμα στη προηγούμενη παράγραφο κατ' αρχήν πρέπει να αποφύγουμε αποκόλληση στην περιοχή της πρώτης

Η αύξηση πίεσης της ροής στο ακροφύσιο. Συμφωνά με το κεφάλαιο 4, όπου αναπτύσσεται η διαστασιολογήση του ακροφυσίου, δεν επιτρέπονται στην περιοχή αυτή τιμές του  $c_f$  μικρότερες από :

$$c_{f1} > 0.002 \quad (2.39)$$

Η οριακή αυτή τιμή είναι σχετικά υψηλή για να λαμβάνει υπ' όψιν της ανακρίβειες που μέχρι τότε συνόδευαν τους υπολογισμούς του οριακού στρώματος (Klinke [24] καθώς και Coles-Hirst [25]).

Από υπολογισμούς έχει διαπιστωθεί ότι η ασφάλεια σε αποκόλληση είναι μεγαλύτερη, όσο μικρότερος εκλέγει ο θάλαμος καθησυχασμού. Έτσι για να μην εμφανισθεί αποκόλληση, ακόμα και στις δυσμενέστερες περιπτώσεις, όλα τα οριακά στρώματα των ακροφυσίων υπολογίστηκαν με μήκος θαλάμου καθησυχασμού  $L_B = \eta_A$  όπως συνιστούν οι Pope και Harper [34].

Όπως είδαμε, η δεύτερη περιοχή αύξησης της πίεσης γίνεται με πολύ πιο έντονη βαθμίδα, ενώ έχει διαπιστωθεί ([24] και [25]) ότι ακριβώς γι' αυτό η ανακρίβεια των υπολογισμών του οριακού στρώματος είναι μεγαλύτερη. Μια ακόμα αιτία ανακρίβειας στη περιοχή αυτή είναι και η πιθανότητα να έχει προκύψει επιστροφή σε στρωτή συμπεριφορά στην προηγούμενη περιοχή της επιτάχυνσης.

Υπάρχουν διάφορα κριτήρια για το κάτω από ποιες συνθήκες δημιουργείται αυτό το φαινόμενο. Στον Bradshaw [26] έχουν καταχωρηθεί αυτά τα κριτήρια και από αυτά προκύπτει ότι για να αρχίσει το φαινόμενο αυτό πρέπει να ισχύει :

$$R_e = \frac{u_d \cdot q}{n} \leq 320 \quad (2.40)$$

Η συμπεριφορά των οριακών στρωμάτων σε μια τέτοια περίπτωση δεν είναι ξεκαθαρισμένη. Από τις μέχρι τότε προσπάθειες σχετικές με το θέμα μπορούσε να λεχθεί ότι στρωτές ροές που έχουν υποστεί προηγουμένως μεγάλη επιτάχυνση, μετατρέπονται εύκολα σε τυρβώδεις μόλις πάψει η πτώση της πίεσης. Έτσι δεν μπορούμε να περιμένουμε αξιοπιστία από υπολογισμούς οριακών στρωμάτων, εφ' όσον προκύψουν τιμές μικρότερες από την οριακή της παραπάνω σχέσης (3.40).

Με την είσοδο μας εκ νέου στη περιοχή αυξανόμενης πίεσης, το στρώμα είναι πάλι πολύ λεπτό και από τις παρατηρήσεις στη παράγραφο 3.2 η εν συνέχεια εξέλιξη ενός λεπτού οριακού στρώματος είναι πρακτικά ανεξάρτητη από τις αρχικές συνθήκες που εκλέγονται. Έτσι από τη θέση της νέας αύξησης της πίεσης μπορεί να ξεκινήσει πάλι ο υπολογισμός ενός τυρβώδους οριακού στρώματος με πολύ λεπτό στρώμα.

Η μεγάλη σχετικά ανασφάλεια στα αποτελέσματα των υπολογισμών στη δεύτερη αυτή περιοχή αύξησης της πίεσης μας οδηγεί στην εκλογή υψηλότερης ελάχιστης επιτρεπόμενης τιμής από αυτή της πρώτης περιοχής:

$$c_{f2} > 0.0025 \quad (2.41)$$

Συγκρίνοντας το μέγιστο συντελεστή που εμφανίζεται στα οριακά στρώματα αεροσηραγγών (σχέση 3.2) με τις επιτρεπόμενες που έχουν εκλεγεί για την πρώτη και την δεύτερη περιοχή ( $c_{f1}$  και  $c_{f2}$  από σχέσεις 3.3 και 3.5) διαπιστώνουμε ότι ακόμα και για σχετικά ανακριβείς υπολογισμούς του υπάρχει αρκετή ασφάλεια σε αποκόλληση

$$(c_{fAb} = 0).$$

#### 2.4.2 Πάχος μετάθεσης

Η διαστασιολόγηση των ακροφυσιών που αναπτύσσεται στο επόμενο κεφάλαιο ξεκινάει με τον υπολογισμό της δυναμικής ροής σε προκαθορισμένα περιγράμματα ακροφυσιών και με τα αποτελέσματα γίνονται οι υπολογισμοί οριακού στρώματος. Το οριακό στρώμα εκτοπίζει από το τοίχωμα την ατριβή κεντρική ροη κατά τιμή ίση με το πάχος μετάθεσης. Έτσι το περίγραμμα που υπολογίζεται με τη δυναμική ροη διαφέρει κατά το πάχος εκτοπισμού από ένα περίγραμμα που λαμβάνοντας υπ' όψιν

το οριακό στρώμα δημιουργεί την ίδια κεντρική ροή. Αυτή η διαφορά είναι γενικά τόσο μικρή που μπορεί να θεωρηθεί αμελητέα. Στο τέλος του τετάρτου, κεφαλαίου στο παράδειγμα που δίνεται προκύπτει ότι το να μη λάβουμε υπ' όψιν μας τον εκτοπισμό δεν επηρεάζει πρακτικά τον υπολογισμό του συντελεστή τριβής  $c_f$  (δηλαδή την τάση για αποκόλληση του οριακού στρώματος) .

Όπως δείχνεται επίσης στο κεφάλαιο αυτό η κατανομή της ταχύτητας στη διατομή εξόδου από το ακροφύσιο, εξαρτάται αποκλειστικά από την μορφή του περιγράμματος στη περιοχή της δεύτερης επιβράδυνσης. Η όσο το δυνατόν μεγαλύτερη ομοιογένεια αυτής της κατανομής αποτελεί μια από τις βασικές απαιτήσεις μας και όπως έχει αποδειχθεί, αν αγνοήσουμε την επίδραση του πάχους εκτοπισμού στην περιοχή της δεύτερης αύξησης πίεσης , επηρεάζεται αρνητικά. Το πως υπολογίζεται το πάχος αυτό περιγράφεται σε λεπτομέρειες στην παράγραφο 2.7. Εκεί δείχνεται επίσης με παράδειγμα ότι ο υπολογισμός του εκτοπισμού κοντά στην διατομή εξόδου υπεραρκεί για τις απαιτήσεις της μεθόδου. Επειδή η επιρροή του εκτοπισμού του οριακού στρώματος είναι αξιόλογη για την ποιότητα της κατανομής της ταχύτητας στην έξοδο, αλλά σχετικά μικρή ακόμα και ένα λάθος της τάξης του 30% στον υπολογισμό του πάχους εκτοπισμού δεν θεωρείται υπερβολικό.

## ***2.5. Μέθοδος υπολογισμού του οριακού στρώματος***

Βάση για την εκλογή του κατάλληλου τρόπου υπολογισμού του οριακού στρώματος, αποτελούν τα αποτελέσματα του συνεδρίου του Standford το 1968, σχετικά με τον υπολογισμό οριακών στρωμάτων τύρβης (δες [24] και [25]).

Επειδή τα οριακά στρώματα που περιγράφονται στη παράγραφο 23.2 υφίστανται έντονες αλλαγές σε ταχύτητα και πίεση, ο τρόπος υπολογισμού που θα εκλέγει πρέπει να λαμβάνει υπ' όψιν του όσο γίνεται πιο πίστα τη γεμάτη αλλαγές προϊστορία του οριακού στρώματος. Η προϊστορία της μέσης κατανομής της ταχύτητας δεν αρκεί. Όπως εξηγήθηκε παραπάνω οι ιδιότητες του οριακού στρώματος καθορίζονται κατά ένα μεγάλο ποσοστό από τις διακυμάνσεις της τύρβης.

Μια μέθοδος υπολογισμού του οριακού στρώματος που λαμβάνει υπ' όψιν του την προϊστορία της τύρβης, αναπτύχθηκε από τον Bradshaw και άλλους [30]. Μια περίληψη βρίσκουμε και στον Bradshaw [31]. Σ' αυτή την μέθοδο η εξίσωση της ενέργειας τύρβης μετατρέπεται σε μια διαφορική εξίσωση με την διατμητική τάση τύρβης. Αυτό πετυχαίνεται με τον ορισμό τριών εμπειρικών συναρτήσεων που συσχετίζουν την τοπική ενέργεια τύρβης καθώς και την διάχυση της και την μετατροπή της σε θερμότητα με την κατανομή της διατμητικής τάσης.

Συγκεκριμένα οι τρεις διαφορετικές εξισώσεις είναι:

Η εξίσωση ενέργειας της τύρβης

Η εξίσωση της μέσης χρονικής τιμής της ροής μετάδοσης της ορμής

Η εξίσωση της μέσης τιμής της συνέχειας της μάζας.

Οι εξισώσεις αυτές αποτελούν ένα σύστημα υπερβολικών διαφορικών εξισώσεων που λύνεται αριθμητικά με την μέθοδο των χαρακτηριστικών.

Το πρόγραμμα σε Fortran των Feris και Bradshaw [32] εφοδιάστηκε με ορισμένες αλλαγές για να χρησιμοποιηθεί στον υπολογισμό οριακών στρωμάτων ακροφυσίων αεροσηραγγών.



## 2.6. Παράμετροι σχεδιακού ακροφυσίου

### 2.6.1. Απαιτήσεις για ένα ακροφύσιο αεροσύραγγας

Στο κεφάλαιο αυτό αναπτύχθηκαν κυρίως οι τρόποι υπολογισμού του πεδίου ταχυτήτων της ροής και του οριακού στρώματος αντίστοιχα στα ακροφύσια αεροσηραγγών. Οι υπολογισμοί αυτοί μαζί με όσα διαπιστώθηκαν κατά την περιγραφή και ανάλυση των φαινομένων στα προηγούμενα θα αποτελέσουν τα βασικά βοηθήματα στην αναζήτηση της μεθόδου βελτιστοποίησης του ακροφυσίου που αποτελεί αντικείμενο κυρίως αυτού του κεφαλαίου.

Και' αρχήν θα αναζητηθούν ποιοι και κατά πόσον επηρεάζουν την ομοιογένεια της ταχύτητας στη διατομή εξόδου του, ακροφυσίου καθώς και ποια θεωρείται μια λογικά επιτρεπόμενη απόκλιση της  $(\Delta u / \overline{U_{\theta.k.}})$ . Ξεκινάμε με τη προϋπόθεση ότι για τη μελέτη ενός ακροφυσίου είναι προκαθορισμένος ένας λόγος σύγκλισης  $k$ . Ο λόγος σύγκλισης ορίζεται το πηλίκο της μέσης ταχύτητας εξόδου προς την μέση ταχύτητα εισόδου του ακροφυσίου (αριθμός πάντα μεγαλύτερος του ένα).

Ο λόγος σύγκλισης ελαττώνει διάφορες ταχυτήτων μεταξύ παράλληλα κινουμένων ροϊκών στρωμάτων αέρα που προϋπάρχουν στη ροή. Αυτό το φαινόμενο αναφέρεται στις 5 διαφορές ταχυτήτων που προέρχεται από διάφορες στην ειδική ενέργεια στρωμάτων αέρα που κινούνται παράλληλα. Οι ενεργειακές αυτές διαφορές δημιουργούνται όταν ένα π.χ στρώμα από τα εμπόδια που συναντά στη σήραγγα και επιβραδύνεται ενώ ένα άλλο όχι. (Τέτοια εμπόδια είναι τα πτερύγια αλλαγής κατεύθυνσης, εξαρτήματα, η τμήματα της κατασκευής που προεξέχουν, κ.λ.π).

Η ευνοϊκή επίδραση της σύγκλισης οφείλεται στο ότι συμφωνά με τον Bernoulli (για σταθερή ολική ενέργεια) στην έξοδο αυξάνει σημαντικά το επίπεδο της κινητικής ενέργειας των στρωμάτων (είναι ανάλογο του  $u^2$ ) έτσι ώστε μια μικρή μόνο διάφορα ταχυτήτων αρκεί για να καλύψει την ενεργειακή διάφορα που συνεχίζει να υπάρχει στην έξοδο.

Ο βαθμός λοιπόν της ομοιογενοποίησης της ταχύτητας ροής εξαρτάται από το λόγο σύγκλισης  $k$  και όχι από την μορφή του διαγράμματος του ακροφυσίου.

Η ανταλλαγή ορμής, μεταξύ γειτονικών στρωμάτων αέρα διαφορετικής ταχύτητας επιδρά επίσης ευεργετικά, στην ομοιογενοποίηση της ροής. Το φαινόμενο αναλύει σε λεπτομέρεια ο Schlichting:

Στο απόρευμα ενός σώματος επιβραδύνεται η ταχύτητα του αέρα  $u_{\infty}$  κατά μια τιμή  $u_1$ . Το πλάτος του απορευμάτος  $b$  μεγαλώνει με την διαδρομή, της ροής  $x$  και σε σχέση με το μήκος μίξης  $l$  της τοπικής τύρβης. (Schlichting [35].

Η  $u_1$  ελαττώνεται αντίστοιχα. Ο Schlichting δίνει τη σχέση :

$$\frac{db}{dx} = \frac{1}{b} \cdot \frac{u_1}{u^{\infty}}$$

Έτσι η εγκάρσια εξισορρόπηση της ταχύτητας στο απόρευμα είναι τόσο εντονότερη όσο μικρή είναι η ταχύτητα μεταξύ του πλέγματος και του θαλάμου δοκιμών . Απ' όπου το συμπέρασμα ότι πρέπει να επιδιώκονται θάλαμοι καθησυχασμού μεγάλου μήκους πριν από το ακροφύσιο και μικρές περιοχές υψηλής ταχύτητας μέσα στο ακροφύσιο. Οι παραπάνω διαδικασίες αποδεικνύουν ότι είναι αδύνατο ακόμα και για ιδανική διαμόρφωση του περιγράμματος του ακροφυσίου να εξαλείψει όλες τις ανωμαλίες της ροής. Μπορούμε όμως με επιδέξιο τρόπο να επιτύχουμε διαμόρφωση τέτοια ώστε να πετύχουμε αύξηση της κινητικής ενέργειας ίση σε όλες τις ροϊκές γραμμές της ροής του ακροφυσίου. Τότε μόνο μπορούμε σε συνδυασμό με ένα μεγάλο λόγο σύγκλισης να πετύχουμε εξομαλυμένη ταχύτητα στο θάλαμο δοκιμών. Πρέπει στο σημείο αυτό να πούμε ότι υπάρχει μια γενική σχέση μεταξύ του μήκους του ακροφυσίου και της ομοιογένειας της ταχύτητας στο θάλαμο δοκιμών. Όσο μακρύτερο είναι το ακροφύσιο, τόσο μικρότερη είναι η απόκλιση της ομοιογένειας της ταχύτητας που οφείλεται στο ίδιο το ακροφύσιο. Πιο πάνω εντούτοις διατυπώθηκε το αντίθετο.

Για να βρούμε μια συμβιβαστική λύση μεταξύ των δυο απαιτήσεων είναι απαραίτητο να εκτιμήσουμε τις αναπόφευκτες αναμενόμενες ανωμαλίες της ροής στο θάλαμο δοκιμών. Οι Pope και Harper δίνουν, για προσεκτικά κατασκευασμένες αεροσήραγγες σαν μέγιστη απόκλιση της ταχύτητας του θαλάμου  $\pm 0.25\%$  της μέσης τιμής. Ανωμαλίες αυτής της τάξης μεγέθους δεν μπορούν να αποφευχθούν με την διαμόρφωση, του περιγράμματος, γιατί υπάρχουν ήδη στη ροή πριν το ακροφύσιο. Η ανομοιογένεια της ταχύτητας στο θάλαμο δοκιμών που προέρχεται από επιδράσεις του περιγράμματος πρέπει να είναι μικρότερη από τις υπόλοιπες ανωμαλίες, ενώ φαίνεται να είναι χωρίς νόημα τυχόν περαιτέρω προσπάθεια για να κρατηθεί πολύ μικρότερη από τις υπόλοιπες ανωμαλίες. Γι' αυτό σαν μέγιστη, από την επίδραση του ακροφυσίου, επιτρεπόμενη ανομοιομορφία της ταχύτητας εκλέγεται  $\pm 0.1\%$  της μέσης ταχύτητας του θαλάμου δοκιμών. Επειδή μάλιστα η ακρίβεια

υπολογισμού της ταχύτητας συμφωνά με το υποκεφάλαιο 2.6 δεν πρέπει να είναι μεγαλύτερη από  $\pm 0.03\%$  της μέσης ταχύτητας θα πρέπει η υπολογιστική απόκλιση της ταχύτητας του θαλάμου δοκίμων να μην είναι μεγαλύτερη από περίπου  $\pm 0.07\%$ . Οι ροές στα ακροφύσια συμπεριφέρονται βασικά σαν ατριβες ροές. Η επίδραση της τριβής των τοιχωμάτων μπορεί να ληφθεί υπ' όψιν με υπολογισμούς οριακού στρώματος. Οι υπολογισμοί αυτοί όπως είδαμε παραπάνω πρέπει να δίνουν απάντηση στο πόσο ασφαλές είναι το οριακό στρώμα σε αποκόλληση και κατά πόσο εκτοπίζεται η εσωτερική ροή από το οριακό στρώμα.

Να λοιπόν πως εμφανίζεται τώρα η διαστασιολογήση του ακροφυσίου σαν πρόβλημα βελτιστοποίησης :

Ζητάμε να ορισθεί καμπύλη  $y(x)$  του περιγράμματος έτσι ώστε το σχετικό μήκος  $L$  του ακροφυσίου να γίνει ελάχιστο. Οι περιορισμοί που πρέπει να τηρηθούν είναι :

α) Το ακροφύσιο πρέπει να έχει το λόγο σύγκλισης  $k$ . (2.42)

β) Η υπολογιστική ανωμαλία της ταχύτητας του θαλάμου καθυσυχασμού πρέπει να ικανοποιεί το περιορισμό:

$$\frac{\Delta u}{u} |_{\Theta.K.} \leq \pm 0.07\% \quad (2.43)$$

γ) Ο τοπικός συντελεστής αντίστασης στην ζώνη προσροής  $c_{f1}$ , πρέπει να πληρεί την:

$$c_{f1} \geq 0.002 \quad (2.44)$$

δ) Ο τοπικός συντελεστής αντίστασης στη ζώνη απορροής  $c_f$  σύμφωνα με την παράγραφο 3.3.1 πρέπει να πληρεί την :

$$c_{f1} > \geq 0.0025 \quad (2.45)$$

### 2.6.2. Γεωμετρικές παράμετροι

Το πρόβλημα της βελτιστοποίησης όπως διατυπώθηκε στο τέλος της προηγούμενης παραγράφου δεν μπορεί να λυθεί επειδή οι περιορισμοί δεν είναι δυνατόν να διατυπωθούν με απλές συναρτήσεις της καμπύλης του περιγράμματος. Το αν ικανοποιούνται ή όχι μπορεί να διευκρινιστεί ύστερα από υπολογισμούς με πολύπλοκα προγράμματα. Πρέπει λοιπόν να αναζητηθούν άλλες δυνατότητες για τη προσέγγιση της λύσης του.

Ένα πρώτο βήμα είναι η αναγωγή της γενικής καμπύλης  $y(x)$  του περιγράμματος σε κατά το δυνατό περιορισμένο αριθμό παραμέτρων. Τα γενικά χαρακτηριστικά της καμπύλης είναι :

α) Δεν πρέπει να παρουσιάζει ασυνέχειες, πηδήματα ή άλλες ιδιομορφίες που θα μπορούσαν να προκαλέσουν αποκόλληση του οριακού στρώματος

β) Επειδή η εισροή στο ακροφύσιο γίνεται από ένα π.χ κυλινδρικό αγωγό απ' ευθείας χωρίς καμπυλότητα και η εκροή επίσης με τη μορφή μιας ευθύγραμμης δέσμης, θα πρέπει στο σημείο A(αρχή) και στο E(στο τέλος) η καμπυλότητα και η κλίση της καμπύλης του περιγράμματος να είναι μηδέν.

γ) Το περίγραμμα ακολουθεί μια καμπυλότητα προς το εσωτερικό του ακροφυσίου, περνάει από ένα σημείο καμπής και συνεχίζει με καμπυλότητα προς τα έξω για να καταλήξει με μηδενική καμπυλότητα στο σημείο E.

Μια καμπύλη της μορφής αυτής περιγράφεται ως προς τα βασικά της χαρακτηριστικά από τη θέση  $(x,y)$  του σημείου καμπής και την κλίση  $(dy/dx)_{WP}$  της συνάρτησης στο σημείο καμπής.

Για αυτές τις τρεις παραμέτρους ορίζονται τα παρακάτω αδιάστατα μεγέθη:

$$w_l = x_{WP} - x_A$$

$$w_h = 1 - h_{WP}$$

$$w_s = \left. \frac{dh}{dx} \right|_{WP} \cdot \frac{w_l}{w_h}$$

Έτσι, αν ορισθούν οι τρεις παράμετροι  $w_l$ ,  $w_h$  και  $w_s$ , αν η κλίση και η καμπυλότητα της

καμπύλης  $y(x)$  του περιγράμματος είναι μηδέν στα σημεία A και E και αν η  $y(x)$  πρέπει να έχει σε όλα τα σημεία όσο το δυνατό μικρή καμπυλότητα, τότε το περίγραμμα θεωρείται ορισμένο εκτός από ορισμένες ασήμαντες αποκλίσεις.

Το πρόγραμμα υπολογισμού της δυναμικής ροής περιλαμβάνει τον υπολογισμό μιας καμπύλης περιγράμματος που με δοσμένα τα σημεία A και E και προκαθορισμένες τις παραμέτρους  $w_l$ ,  $w_h$  και  $w_s$  πληροί όλους τους παραπάνω περιορισμούς.

Με την αναγωγή της γενικής καμπύλης  $y(x)$  του διαγράμματος σε μια καμπύλη που διαμορφώνεται από τις πέντε παραμέτρους  $w_l, w_h, w_s, h_E(k)$  και  $L$  ορίζεται μια δέσμη από περιγράμματα. Αυτή η δέσμη εν τούτοις δεν περιλαμβάνει πιθανότατα τη βελτίωση που ζητάμε. Κι' αυτό γιατί η δε από το 1932 ο Prandl παρατήρησε ότι η εξομάλυνση της ταχύτητας του θαλάμου μετρήσεων βελτιώνεται, εάν κοντά στο τέλος  $E$  του περιγράμματος αυξηθεί κάπως η διατομή. Και ενώ ο Prandl πρότεινε, οι διαστάσεις αυτής της αύξησης να καθορίζονται μετά από δοκιμές σε μοντέλα, τώρα είναι δυνατό με την βοήθεια της μεθόδου υπολογισμού και με υπολογισμό του οριακού στρώματος, να υπολογίσουμε τις επιπτώσεις μιας τέτοιας αύξησης της διατομής.

Έτσι φαίνεται η γενική μορφή της διόρθωσης αυτής του διαγράμματος στην οποία έχουν ορισθεί ίδιες απαιτήσεις με αυτές που αναφέρθηκαν παραπάνω για το ίδιο το διάγραμμα. (Στην αρχή και στο τέλος της διόρθωσης μηδενική κλίση και καμπυλότητα, ενώ η θέση και η διεύθυνση του σημείου καμπής την χαρακτηρίζουν πλήρως). Έτσι για το διάγραμμα του ακροφυσίου προκύπτουν τρεις επιπλέον παράμετροι  $e_l, e_h$  και  $e_s$  που ορίζονται ως εξής:

$$e_l = \frac{\Delta x_e}{h_E}$$

$$e_h = \frac{\Delta h_e}{h_E}$$

$$e_s = \left. \frac{dh}{dx} \right|_{wpk} \cdot \frac{e_l}{e_h}$$

Μετά το ορισμό των 6 παραμέτρων, το πρόβλημα της αναζήτησης του βέλτιστου ακροφυσίου μπορεί να διατυπωθεί ως εξής :

«Για ποιες τιμές των παραμέτρων  $w_l, w_h, w_s, e_l, e_h$  και  $e_s$  το ολικό μήκος του ακροφυσίου γίνεται ελάχιστο κάτω από τους περιορισμούς (2.1), (2.2), (2.3) και (2.4).

### 2.6.3. Ροή στη ζώνη προσροής

Ακόμα και μετά την εισαγωγή δεν είναι δυνατή η άμεση λύση στο πρόβλημα της βελτιστοποίησης, επειδή και πάλι είναι αδύνατη η συσχέτιση με κάποιο αναλυτικό τρόπο των παραμέτρων αυτών με τους περιορισμούς. Έτσι, με την βοήθεια μεγάλου

πλήθους δοκιμαστικών υπολογισμών , αναζητήθηκαν σχέσεις εμπειρικής μορφής μεταξύ παραμέτρων και περιορισμών.

Μια από τις σπουδαιότερες διαπιστώσεις που έγιναν μ' αυτή την μέθοδο είναι η σκοπιμότητα της διάκρισης στο ακροφύσιο μεταξύ δυο ζωνών. Της ζώνης προσροής και της ζώνης απορροής που έχουν τα όρια τους στη περιοχή του σημείου καμπής.

Χαρακτηριστική ιδιότητα που προέκυψε από τους υπολογισμούς, είναι το ότι η μορφή του περιγράμματος στη μια ζώνη δεν επηρεάζει πρακτικά τη ροή στην άλλη. Είναι λοιπόν προφανές ότι επειδή το διάγραμμα της ζώνης προσροής στην αδιάστατη βέβαια μορφή του μόνο από τις παραμέτρους  $w_l, w_h$  και  $w_s$  και η ροή σ' αυτή τη θα εξαρτάται μόνο από αυτές τις παραμέτρους.

Έτσι χρησιμοποιώντας το πρόγραμμα που αναπτύχθηκε στο κεφάλαιο αυτό για διάφορες τριάδες παραμέτρων  $w_l, w_h$  και  $w_s$  μπορούμε να υπολογίσουμε τη δυναμική ροή στο ακροφύσιο. Η κατανομή της ταχύτητας που θα προκύψει, θα χρησιμοποιηθεί για τον υπολογισμό του αντίστοιχου οριακού στρώματος με το πρόγραμμα που εκλέξαμε στην παράγραφο (3.4). Ο υπολογισμός του οριακού στρώματος ξεκινάει με τυχαίες αρχικές τιμές και πολύ λεπτό πάχος στρώματος στην αρχή του τμήματος καθησυχασμού, που όπως έχει λεχθεί βρίσκεται σε απόσταση  $n_A$  από το σημείο εισόδου A του ακροφυσίου. Με τους υπολογισμούς αυτούς εντοπίζεται κάθε φορά ο μικρότερος τοπικός συντελεστής αντίστασης  $c_f$  στη ζώνη προσροής που το έχουμε χαρακτηρίσει με  $c_{f1}$ . Με την διαδικασία αυτή είμαστε σε θέση να κατασκευάσουμε τα διαγράμματα (σχήμα 9)  $w_l(w_s)$  με γραμμές σταθερού  $w_h$  για τις οποίες ο συντελεστής  $c_{f1}$  έχει ακριβώς την οριακή τιμή του περιορισμού :

$$c_{f_{cr}}^f = 0.002$$

Πάνω από τις οριακές αυτές γραμμές υπάρχουν τιμές των παραμέτρων που δίνουν  $c_{f1}$  μεγαλύτερο του  $c_{f_{cr}}$ , ενώ κάτω από τις οριακές γραμμές, τιμές που δίνουν  $c_{f1}$  μικρότερο του  $c_{f_{cr}}$ .

Οι οριακές γραμμές παρουσιάζουν στη περιοχή που απεικονίζονται ελάχιστα. Αυτό δείχνει ότι οι μικρότερες σε μήκος ζώνες προσροής εμφανίζονται όταν η καμπύλη του περιγράμματος παρουσιάζει ομοιόμορφη καμπυλότητα σε όσο το δυνατόν πιο εκτεταμένη περιοχή. Πολύ μεγάλη κλίση στο σημείο καμπής δίνει έντονη καμπυλότητα κοντά στο σημείο καμπής ενώ πολύ μικρή κλίση στο σημείο καμπής δίνει έντονη καμπυλότητα κοντά στο σημείο A.

#### 2.6.4. Ροή στη ζώνη απορροής χωρίς διόρθωση

Ακροφύσια χωρίς διόρθωση έχουν περίγραμμα της μορφής που ακολουθεί στο σχήμα 5 η διακεκομμένη γραμμή ( $e_1=e_h=e_s=0$ ). Από υπολογισμούς της δυναμικής ροής σε τέτοια ακροφύσια μπορούμε να πάρουμε τις κατανομές ταχυτήτων  $u(\xi_E, \eta)$  στη διατομή εξόδου. Σ' αυτά τα προφίλ διαπιστώνουμε πως η ελάχιστη ταχύτητα  $u_{\min}$  βρίσκεται πάντα στη μέση ενώ η μέγιστη  $u_{\max}$  πάνω στο περίγραμμα (στο σημείο E) .

Από τα αποτελέσματα επίσης προέκυψαν καμπύλες της παράστασης :

$$\frac{u - u_{\min}}{u_{\max} - u_{\min}} \cdot \left( \frac{h}{h_E} \right)$$

Μερικές από αυτές τις καμπύλες όπου διαπιστώνουμε ότι όλα τα  $u(\xi_E, \eta)$  προφίλ με την ίδια σχετική διαφορά ταχύτητας ως προς τη μέση ταχύτητα  $u$  :

$$\frac{\Delta u}{\bar{u}} \Big|_{UK} = \frac{u_{\max} - u_{\min}}{\bar{u}} \Big|_{UK} \quad (UK: \text{χωρίς διορθ.})$$

συμπίπτουν με αρκετή ακρίβεια. Έτσι η  $(\Delta u / \bar{u})_{UK}$  μπορεί αναμφισβήτητα να χρησιμοποιηθεί σαν παράμετρος για την κατανομή της ταχύτητας εξόδου ακροφυσίων χωρίς διόρθωση ( $e_1=e_h=e_s=0$ ).

#### 2.6.5. Διόρθωση στο περίγραμμα της ζώνης απορροής

Τώρα γίνεται προσπάθεια να μειωθεί η διαφορά  $(\Delta u / \bar{u})_{UK}$  διορθώνοντας το περίγραμμα με τη βοήθεια των παραμέτρων  $e_1, e_h, e_s$ .

Από τις τρεις παραμέτρους  $e_1, e_h, e_s$  μπορούν για κάθε περίγραμμα οι δυο να μεταβάλλονται τυχαία. Η τρίτη μπορεί να υπολογιστεί έτσι ώστε η απόκλιση της ταχύτητας  $u(\eta)$  από την μέση  $\bar{u}$ , στη διατομή  $\xi=\xi_E$  να πάρει την ελάχιστη τιμή. Και ελάχιστη γίνεται, όταν η ταχύτητα στη μέση γίνει ίση με τη ταχύτητα πάνω στο περίγραμμα.

Από υπολογισμούς προέκυψε ένα ακόμα σημαντικό συμπέρασμα : Η ελάχιστη αυτή απόκλιση με αρκετά καλή προσέγγιση εξαρτάται μόνο από τις  $e_1, e_h, e_s$  και  $(\Delta u / \bar{u})_{UK}$ . Γεγονός που σημαίνει ότι η ελάχιστη απόκλιση και οι αντίστοιχες παράμετροι  $e_1, e_h,$  και  $e_s$  πρακτικά δεν μεταβάλλονται για διαφορετικά

περιγράμματα ακροφυσίων (με διαφορετικά  $w_i$ ,  $w_h$  και  $w_s$ ) που έχουν τη παράμετρο  $(\Delta u / \bar{u})_{UK}$  ίδια.

Από τον περιορισμό (2.2) έχουμε :

$$\frac{\Delta u}{\bar{u}} \Big|_{\Theta_{al.kaqhs.}} = \frac{u_{\max} - u_{\min}}{\bar{u}} \leq 0.0007$$

και:

$$\frac{u_{\max} - u_{\min}}{\bar{u}} \leq 0.0014 \quad (2.46)$$

Η συνθήκη αυτή μαζί με την απαίτηση για ίση ταχύτητα στο μέσο και πάνω στο περίγραμμα που αναφέρθηκε πιο πάνω ( $u_M = u_E$ ) μας δίνουν την δυνατότητα να υπολογίσουμε δυο από τις τέσσερις παραμέτρους

$e_1$ ,  $e_h$ ,  $e_s$  και  $(\Delta u / \bar{u})_{UK}$ . Οι δυο άλλες μπορούν να πάρουν τυχαίες τιμές. Κάθε σημείο του διαγράμματος αντιστοιχεί που σε ένα σετ από τιμές των παραμέτρων  $e_1$ ,  $e_h$ ,  $e_s$  και  $(\Delta u / \bar{u})_{UK}$  που ικανοποιεί το περιορισμό (2.13) και εξασφαλίζει ίσες ταχύτητες στο μέσο και πάνω περίγραμμα στη διατομή εξόδου από το ακροφύσιο.

Από όλους τους υπολογισμούς προέκυψε μια γενική σχέση :

Όσο μεγαλύτερη η  $(\Delta u / \bar{u})_{UK}$ , τόσο μικρότερο το μήκος του ακροφυσίου.

Για να πετύχουμε λοιπόν όσο το δυνατόν μικρότερο μήκος του ακροφυσίου, θα πρέπει η  $(\Delta u / \bar{u})_{UK}$  να εκλεγεί όσο το δυνατόν μεγαλύτερη. Ως προς το μέγεθος της παραμέτρου αυτής υπάρχουν όρια.

Αν παρατηρήσουμε τις κατανομές ταχύτητας κατά μήκος του περιγράμματος στο σχήμα 11 διαπιστώνουμε ότι η διόρθωση προκαλεί μετά τη μέγιστη ταχύτητα μια πιο απότομη μείωση της ταχύτητας που σημαίνει και πιο απότομη βαθμίδα αύξησης της πίεσης. Σ' αυτή ακριβώς την θέση αθροίζεται η βαθμίδα πίεσης από την μείωση της καμπυλότητας στο περίγραμμα και η βαθμίδα από την αύξηση της διατομής με τη διόρθωση. Έτσι στο οριακό στρώμα προκύπτει μια μείωση του τοπικού συντελεστή αντίστασης  $c_{f2}$ . Ο συντελεστής αυτός σύμφωνα με τον περιορισμό (3.4) δεν πρέπει να γίνει μικρότερος από 0.0025.



Επειδή μεγάλες αποκλίσεις της  $(\Delta u / \bar{u})_{UK}$  απαιτούν προφανώς πιο έντονες διορθώσεις, είναι δυνατό από κάποια τιμή και μετά να δημιουργούνται συνθήκες που να επιτρέπουν την ικανοποίηση του περιορισμού (2.4).

Γενικά μπορούμε να δεχτούμε ότι για διαφορετικούς λόγους σύγκλισης, πετυχαίνουμε ελάχιστο μήκος L του ακροφυσίου με διαφορετικές τιμές των  $w_l, w_h, w_s, e_l, e_h, e_s$ .

Αναζητώντας κάθε φορά τα σετ των τιμών αυτών των παραμέτρων, οι τρεις μπορούν να εκλεγούν τυχαία ενώ οι άλλες τρεις μπορούν να υπολογισθούν έτσι ώστε να ικανοποιούνται οι περιορισμοί (2.2), (2.3), και 2.4). (Από τις τρεις που εκλέγονται τυχαία σύμφωνα με τα προηγούμενα δεν μπορούν να είναι περισσότερες από δυο από τις  $e_l, e_h$  και  $e_s$ ).

Αναζητώντας και άλλες δυνατότητες που θα απλοποιήσουν το πρόβλημα της βελτιστοποίησης έγιναν υπολογισμοί με διαφορετικές τιμές παραμέτρων και υπολογίστηκαν τα αντίστοιχα μήκη των ακροφυσίων . Έτσι διαπιστώσαμε ότι μεταβολή των παραμέτρων  $w_l, w_h, w_s$  επηρεάζουν σημαντικά πιο έντομα από όσο μια μεταβολή των παραμέτρων διόρθωσης εφ' όσον όμως οι  $e_l, e_h$  και  $e_s$  μεταβάλλονται σε περιοχές πρακτικών τιμών της  $(\Delta u / \bar{u})_{UK}$  . Με το χαρακτηρισμό «πρακτικές τιμές» εννοούμε, σύμφωνα με τα παραπάνω, όσο δυνατό μεγαλύτερες τιμές της  $(\Delta u / \bar{u})_{UK}$  για τις οποίες όμως ισχύει ακόμα ο περιορισμός (2. 4).

Επειδή η μεταβολή των παραμέτρων διόρθωσης  $e_l, e_h, e_s$  επηρεάζει σε ασήμαντο βαθμό το μήκος L για τις πρακτικές εφαρμογές και επειδή οι αντίστοιχοι υπολογισμοί είναι υπερβολικά χρονοβόροι, δεν κρίθηκε σκόπιμη η αναζήτηση της ολοκληρωμένης μαθηματικής λύσης. Προτιμήθηκε η εκλογή ορισμένων τιμών που προέκυψαν από τους δοκιμαστικούς υπολογισμούς. Συγκεκριμένα :

Για την επίπεδη ροή

Για την αξονοσυμμετρική ροή

$e_h=0.05$

$e_h=0.05$

$e_s=3.00$

$e_s=3.00$

Από το διάγραμμα του σχήματος 12 παίρνουμε :

$e_l =1.50$

$e_l=1.45$

$$\frac{\Delta u}{u} \Big|_{UK} = 0.0123$$

$$\frac{\Delta u}{u} \Big|_{UK} = 0.0114$$

Διαπιστώνουμε ότι με τις τιμές αυτές προέκυψαν ιδιαίτερα μικρού μήκους ζώνες απορροής.

Ένα ακόμα ιδιαίτερα μικρού μήκους ζώνες παραμέτρων  $e_l$   $e_h$   $e_s$  και  $(\Delta u / \bar{u})_{UK}$  φαίνεται στη παράγραφο 3.7 όπου ακριβώς γι' αυτό το λόγο η εκτοπιστική επενέργεια του οριακού στρώματος υπολογίζεται πολύ πιο εύκολα.

Μετά την εισαγωγή των έξι παραμέτρων  $w_l$   $w_h$   $w_s$   $e_l$   $e_h$   $e_s$  στη θέση μιας γενικής καμπύλης για το περίγραμμα και τη μέσα σε όρια βέβαια αυθαίρετη εκλογή σταθερών τιμών για τις  $e_h$  και  $e_s$  η μέθοδος που παρουσιάζεται σ' αυτή την εργασία δεν μπορεί να θεωρηθεί ότι έχει λύσει μαθηματικά τέλεια το πρόβλημα της βελτιστοποίησης για τα ακροφύσια σε αεροσήραγγες. Παρουσιάζει μάλλον όπως χαρακτηριστικά αναφέρει και ο Borgert μια αρκετά προσεγγιστική λύση πιθανότητα για όλες τις πρακτικές εφαρμογές.

## 2.7. Καθορισμοί του μήκους ακροφυσίου

Με τις σταθερές τιμές των  $e_l$ ,  $e_h$ ,  $e_s$  και  $(\Delta u / \bar{u})_{UK}$  καθώς και τις οριακές καμπύλες, υπολογίστηκαν η δυναμική ροή και το οριακό στρώμα για διάφορες θέσεις σημείων καμπής  $w_h$ , διάφορες κλίσεις στο σημείο καμπής  $w_s$  και διάφορους λόγους σύγκλισης  $k$  (η αντίστοιχα  $\eta_E$ ). Οι ροές αυτές ικανοποιούν εξ' αρχής τους περιορισμούς (2.1), (2.2) και (2.3). Κρατώντας σταθερές τις υπόλοιπες τιμές, μεταβάλλουμε την  $\eta_E$  μέχρι ότου ικανοποιηθεί και ο περιορισμός (2.4). Η αναζήτηση του κατάλληλου  $\eta_E$  διευκολύνθηκε από το ότι με καλή προσέγγιση η σχέση  $\eta_E(cf_2)$  συμπεριφέρεται γραμμικά. Υπήρχε λοιπόν η δυνατότητα να βρίσκουμε με γραμμική παρεμβολή τιμές με αρκετή ακρίβεια. Το αποτέλεσμα αυτών των υπολογισμών απεικονίζεται στο σχήμα 13 όπου σε διάγραμμα  $L(w_s)$  εμφανίζονται γραμμές σταθερού  $\eta_E$ . Για κάθε τιμή  $\eta_E$  (η αντίστοιχα για κάθε λόγο σύγκλισης  $k$ ) υπάρχει ένα διαφορετικό ζευγάρι τιμών που οδηγεί στο ελάχιστο μήκος  $L_{min}$ .

Τα ελάχιστα στις καμπύλες  $L(w_s)$  αναμενόταν σε αντιστοιχία. Εκπλήσσει όμως το ότι το σχετικό μήκος σε βέλτιστα ακροφύσια, για κάποιο ορισμένο  $\eta_E$ , παρουσιάζει μέγιστο (μέγιστου της γραμμής που συνδέει τα ελάχιστα των καμπυλών  $L(w_s)$ ).

Το φαινόμενο αυτό εξηγείται ως εξής :

Ενώ με την αύξηση της  $w_h$  (δηλαδή μείωση των  $\eta_{wP}$  και  $\eta_E$ ) το μήκος  $w_l$  της ζώνης προσροής αυξάνει, το μήκος της ζώνης απορροής ελαττώνεται. Η ελάττωση αυτή για μεγάλα  $\eta_E$  είναι μικρότερη από την αύξηση του  $w_l$  γι' αυτό και η αύξηση του  $L_{min}$  με την ελάττωση του  $\eta_E$  στο δεξιό κλάδο της καμπύλης. Όσο μικραίνει όμως η τιμή του  $\eta_E$ , τόσο μεγαλύτερη γίνεται η ταχύτητα στο περίγραμμα κοντά στο σημείο καμπής  $w_P$ . Επειδή όμως η αύξηση της ταχύτητας ξεκινάει πριν από το σημείο καμπής, υπάρχει ασφάλεια εκεί από πλευράς αποκόλλησης του οριακού στρώματος και το περίγραμμα μπορεί να έχει μια εντονότερη καμπυλότητα προς το εσωτερικό του ακροφυσίου. Από κάποια τιμή του  $\eta_E$  και κάτω παρ' ότι συνεχίζεται η αύξηση του  $w_l$ , μείωση του μήκους της ζώνης απορροής γίνεται μεγαλύτερη της αύξησης του  $w_l$ . Έτσι εξηγείται και η ελάττωση του  $L_{min}$  στο αριστερό τμήμα της καμπύλης.

Από τα αποτελέσματα των υπολογισμών που περιγράφηκαν στις προηγούμενες παραγράφους, συγκεντρώθηκε μια σειρά από διαγράμματα που για ένα δοσμένο

λόγο σύγκλισης  $k$  (η αντίστοιχα  $\eta_E$ ) να μπορούν να ορισθούν οι παράμετροι του περιγράμματος του ακροφυσίου.

Η ασυνέχεια στη καμπύλη δείχνει ότι η εξασθένηση της αύξησης του μήκους της ζώνης προσροής με την ελάττωση του  $\eta_E$  που περιγράφηκε πιο πάνω ξεκινάει απότομα σε μια ορισμένη τιμή του  $\eta_E$ .

## 2.8. Υπολογισμός του πάχους μετάθεσης

Στη παράγραφο 2.3.2 εξηγήθηκε πως αρκεί να ληφθεί υπ' όψιν η μετάθεση του οριακού στρώματος μονό στη ζώνη της απορροής. Η κατανομή του τοπικού συντελεστή αντίστασης είναι σχεδόν ανεξάρτητη από τον αριθμό Re της ροής στο ακροφύσιο. Μπορεί επίσης όπως και η δυναμική ροή να εκφραστεί σαν συνάρτηση των αδιαστατοποιημένων γεωμετρικών στοιχείων του ακροφυσίου.

Το πάχος αντίθετα της μετάθεσης εξαρτάται εντονότερα από τον αριθμό Re. Μπορούν όμως να βρεθούν σχέσεις μεταξύ της καμπύλης του περιγράμματος και του αριθμού μετάθεσης που μας επιτρέπουν να εκτιμάμε τα στοιχεία της μετάθεσης στη ζώνη απορροής χωρίς να χρειάζεται να γίνει πλήρης υπολογισμός του οριακού στρώματος.

Η δυνατότητα αυτή οφείλεται στην ισότητα των  $e_i$ ,  $e_h$ ,  $e_s$  και  $(\Delta u / \bar{u})_{UK}$  που ισχύει για όλα τα ακροφύσια εδώ (παράγραφος 2. 4). Η κατανομή της ταχύτητας πάνω στο περίγραμμα της ζώνης απορροής είναι εξαιτίας αυτής της ισότητας σχεδόν ίδια σε όλα αυτά τα ακροφύσια αν τη συσχετίσουμε με την μέση ταχύτητα του θαλάμου δοκίμων και την απόσταση του τοιχώματος  $y_A$  στην αρχή του ακροφυσίου.

Όπως έχει αναφερθεί και στη παράγραφο 2.3 στη θέση μέγιστης ταχύτητας το οριακό στρώμα γίνεται πολύ λεπτό. Από αυτή τη θέση και προς την διεύθυνση της εκροής αυξάνει και πάλι. Για να λάβουμε υπ' όψιν μας την επενέργεια μετάθεσης του οριακού στρώματος στην ζώνη απορροής, προσθέτουμε στο περίγραμμα που πρόεκυψε για ατριβή ροή, από το σημείο μέγιστης ταχύτητας, τη διάφορα μεταξύ

του πάχους εκτοπισμού  $\delta^+$  και  $d_{u \max}^+$  (πάχος μετάθεσης στο σημείο μέγιστης ταχύτητας). Για την κατανομή της διαφοράς  $\delta^+$  και  $d_{u \max}^+$  σαν συνάρτηση του:  $(x/y_E)$  εκλέχτηκε μια μαθηματική έκφραση, που απεικονίζει διορθωμένη με ένα συντελεστή, με μεγάλη ακρίβεια αυτή την κατανομή. Ο συντελεστής εξαρτάται από τον αριθμό  $Re=(u y_E/\nu)$

Η συνάρτηση έχει καταστρωθεί κατά τέτοιο τρόπο ώστε ο συντελεστής να ισούται με τη διάφορα ανάμεσα στο πάχος εκτοπισμού στο σημείο E και σε ένα μέγεθος αναφοράς.

$$d = \frac{\Delta u^+}{y_E} = \frac{d_E^+ - d_B^+}{y_E}$$

Στο σχήμα 19 δείχνεται ο συντελεστής  $d$  σαν συνάρτηση του αριθμού  $Re$ .

Επειδή όπως είπαμε το πάχος μετάθεσης υπολογίζεται από τη θέση μέγιστης ταχύτητας θα πρέπει να ξέρουμε που βρίσκεται αυτή.

## 2.9. Εφαρμογή

Στις προηγούμενες παραγράφους προέκυψε μια σειρά από διαγράμματα από τα οποία, εφ' όσον δοθεί ο λόγος σύγκλισης  $k$  (η το  $\eta_E$ ), το απόλυτο μέγεθος του ακροφυσίου (π.χ. το  $y_A$ ) και η μέση ταχύτητα  $\bar{u}$  στο θάλαμο μετρήσεων, μπορούν να βρεθούν όλες οι παράμετροι που να καθορίζουν τη καμπύλη του περιγράμματος ενός ακροφυσίου αεροσήραγγας. Στο παράρτημα 6 δίνεται ένα σχετικά απλό πρόγραμμα υπολογισμού, με την βοήθεια του οποίου μπορεί να υπολογιστεί το περίγραμμα του ακροφυσίου από τις παραμέτρους σημείο προς σημείο. Στο επόμενο παράδειγμα φαίνεται η διαδικασία καθώς και η ακρίβεια αυτού του υπολογισμού.

Ζητούμενη είναι η καμπύλη του περιγράμματος ενός ακροφυσίου μιας δισδιάστατης αεροσήραγγας. Στη διατομή εισροής η απόσταση ανάμεσα στο περίγραμμα και τη διάμεσο είναι :

$$y_A = 1.5 \text{ m}$$

Έστω επίσης ο απαιτούμενος λόγος σύγκλισης :

$$K=3 \quad (\eta_E = 0.333)$$

και η ονομαστική ταχύτητα για το θάλαμο μετρήσεων :

$$\bar{u} = 60 \frac{\text{m}}{\text{sec}}$$

Το ζητούμενο περίγραμμα υπολογίζεται σημείο προς σημείο χρησιμοποιώντας το πρόγραμμα. Προς το σκοπό αυτό παίρνει από τα διαγράμματα τις παρακάτω τιμές των παραμέτρων (η μεσαία στήλη περιλαμβάνει τους συμβολισμούς που χρησιμοποιούνται στο πρόγραμμα).

Το μέγεθος  $\Delta x$  δίνει την επιθυμητή απόσταση των  $x$ -τιμών των σημείων, στα οποία θα υπολογισθούν οι τιμές των τεταγμένων του περιγράμματος.

Από τα παραπάνω δεδομένα υπολογίσθηκε με το πρόγραμμα ο παρακάτω πίνακας τιμών  $y(x)$  :

$y_A$	= RMAX	= 1.5m	(δεδομένο)
$\eta_E$	= EM	= 0.333	(δεδομένο)
L	= XL	= 1.82	(δεδομένο)

$$\begin{aligned}
w_H &= WH &= 0/581 \\
w_l &= WL &= 1.248 \\
w_s &= WS &= -2.325 \\
d &= DD &= 0.0047
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{x_E - x_{\max}}{h_E} &= XV &= 1.45 \\
&= DX &= 0.1\text{m} & \quad (\text{δεδομένο})
\end{aligned}$$

Το μέγεθος δίνει την επιθυμητή απόσταση των x-τιμών των σημείων, στα οποία θα υπολογισθούν οι τιμές των τεταγμένων του περιγράμματος.

Από τα παραπάνω δεδομένα υπολογίσθηκε με το πρόγραμμα ο πίνακας 1.

Εξαιτίας της μετάθεσης από το οριακό στρώμα η τιμή του y στη διατομή εξόδου του ακροφυσίου είναι μεγαλύτερη από  $y_A$ . Έτσι ο πραγματικός λόγος σύγκλισης της ροής ανταποκρίνεται ακριβέστερα με την προκαθορισμένη τιμή του k απ' ότι αν δεν λαμβανόταν υπ' όψιν η μετάθεση εξαιτίας του οριακού στρώματος. Σ' αυτό το παράδειγμα θα ερευνηθεί επίσης, τι λάθη έχουν προκύψει από το ότι αγνοήθηκε η μετάθεση του οριακού στρώματος στο τμήμα της προσροής του ακροφυσίου και από την αναλυτική έκφραση που χρησιμοποιήθηκε για την εκτόπιση στο τμήμα απορροής του ακροφυσίου.

Κατ' αρχήν υπολογίζεται η δυναμική ροή που αντιστοιχεί στα δεδομένα και με βάση μια καμπύλη προγράμματος στην οποία δεν έχει ληφθεί υπ' όψιν η μετάθεση του οριακού στρώματος στη ζώνη εκροής (η απορροής) του ακροφυσίου. Το αποτέλεσμα αυτού του υπολογισμού φαίνεται στην γραφική παράσταση του plotter.

Γι' αυτήν τη δυναμική ροή γίνεται υπολογισμός του οριακού στρώματος σύμφωνα με την παράγραφο 2.4, (Μέθοδος Bradshaw) που αρχίζει από την είσοδο της ροής στο θάλαμο καθησυχασμού και τελειώνει στην είσοδο της στο θάλαμο μετρήσεων. Το παράδειγμα έχει εκλεγεί έτσι ώστε να μην δημιουργείται επιστροφή σε στρωτή συμπεριφορά του στρώματος. Έτσι υπολογίζεται η κατανομή του πάχους του οριακού στρώματος καθ' όλο το μήκος του ακροφυσίου. Από την καμπύλη του περιγράμματος αφαιρείται τώρα το πάχος μετάθεσης. Μόνο στη περιοχή της ζώνης



απορροής, όπου η επίδραση της μετάθεσης λαμβάνεται υπ' όψιν με το τρόπο της παραγράφου 2.7, δεν αφαιρείται το πάχος της μετάθεσης, αλλά το  $d_{u\max}$ .

Με βάση το περίγραμμα που προέκυψε έτσι μετά την αφαίρεση του πάχους μετάθεσης υπολογίζουμε την δυναμική ροή συμφωνά με το πρόγραμμα του κεφαλαίου αυτού χωρίς μετάθεση. Αυτή η δυναμική ροή είναι αυτή που προκύπτει πραγματικά στο ακροφύσιο της εφαρμογής παραπάνω, δηλαδή με συνυπολογισμό του πάχους μετάθεσης κατά μήκος του συνολικού τοιχώματος στο ακροφύσιο και τον θάλαμο καθησυχασμού.

Από τη σύγκριση των σχημάτων προκύπτει, ότι τα profil ταχυτήτων στη διατομή εκροής πρακτικά συμφωνούν. Από αυτό προκύπτει ότι ο υπολογισμός της μετάθεσης του οριακού στρώματος σύμφωνα με την παράγραφο 2.7 είναι υπεραρκετός για να μην επηρεασθεί η ισχύς του περιορισμού 2.2. Εκτός αυτού οι κατανομές ταχυτήτων  $u(\xi)$  συμφωνούν με τέτοια ακρίβεια, ώστε με το να αγνοούμε την μετάθεση από το οριακό στρώμα στη ζώνη προσροής, να αποκλείεται η μη ικανοποίηση του περιορισμού.

## 2.10. Σχολιασμός

Παρατηρώντας την καμπύλη των περιγραμμάτων ακροφυσιών παρατηρεί σε αντίθεση με τα μέχρι τότε συνηθισμένα ακροφύσια, ότι τα περιγράμματα αυτά εμφανίζουν έντονη καμπυλότητα σχετικά πολύ κοντά στην διατομή εκροής, η αλλιώς ότι το σημείο καμπής βρίσκεται πολύ κοντά στη διατομή της εκροής διαγράμματα των ακροφυσιών μέχρι τότε χαρακτηριζόντουσαν κατά κανόνα από μια μεγάλο μήκους ζώνης απορροής με μικρή κλίση. Η αίτια φαίνεται στο σχήμα 11.

Σε ένα ακροφύσιο χωρίς διόρθωση η ταχύτητα πάνω στο περίγραμμα, στη ζώνη απορροής, συγκλίνει, ασυμπτωτικά στη μέση τιμή  $\bar{u}$  της ταχύτητας στη διατομή εκροής. Όσο πιο εκτεταμένη είναι λοιπόν η ζώνη απορροής, τόσο πιο ομοιόμορφη γίνεται η κατανομή ταχύτητας στην έξοδο. Και επειδή η επίδραση της διόρθωσης μέχρι τότε δεν ήταν δυνατόν να προκαθοριστεί, απλά διέυρυναν ελαφρά τη περιοχή της εξόδου για να βελτιώσουν την ροή στην εξωτερική περιοχή της δέσμης.

Μειονέκτημα σ' αυτά τα περιγράμματα είναι το κατά 20 μέχρι 30 % μεγαλύτερο μήκος και παχύ οριακό στρώμα στην έξοδο εξαιτίας του μεγάλου μήκους της ζώνης απορροής.

Για να γίνει παραστατικότερη η σύγκριση αυτή ο Borger υπολόγισε με την επαναληπτική μέθοδο της εργασίας του, τη ροή στο θάλαμο καθησυχασμού και στο ακροφύσιο της αεροσήραγγας μήκους 0.5m της έδρας της Ρευστοδυναμικής του πανεπιστήμιου Ruhr στο Bochum.

Ο υπολογισμός του οριακού στρώματος έδειξε ότι αμέσως πριν αρχίσει η σύγκλιση προκύπτει αποκόλληση. Από τη κατανομή της ταχύτητας στο σχήμα 28 φαίνεται ότι σ' αυτή την περιοχή εμφανίζεται μια έντονη αύξηση της πίεσης.

Μετρήσεις που έγιναν στο ακροφύσιο έδειξαν ότι στην πραγματικότητα η αύξηση της πίεσης ήταν μικρότερη από αυτή του υπολογισμού. Πράγμα ήταν μια ακόμα ένδειξη αποκόλλησης.

Μετρήσεις όμως που έγιναν, στον θάλαμο μετρήσεων, δεν έδειξαν αποκόλληση με επιστροφή ροής στο τοίχωμα. Αντ' αυτού παρατηρήθηκαν στροβιλισμοί με άξονα κατά τη διεύθυνση της ροής. Αυτό το φαινόμενο αποδίδεται στην επίδραση της καμπυλότητας στο τοίχωμα, όμοια με αυτή που παρατηρείται στο σχηματισμό στροβίλων(φαινόμενο Taylor-Gortler. Πιθανότατα δηλαδή η ροή που επιβραδύνεται

στα τοιχώματα από την τριβή, εκτοπίζεται, λόγω επενέργειας κεντρομόλου, από τη ταχύτερη ροή στο πυρήνα. Οι εξισώσεις για το οριακό στρώμα έχουν προκύψει με την προϋπόθεση ότι το πάχος του οριακού στρώματος είναι τάξης μεγέθους μικρότερης από την κατά μήκος ακτίνα καμπυλότητας του τοιχώματος. Οριακά στρώματα που βρίσκονται κοντά στο όριο αποκόλλησης έχουν τέτοιο πάχος που η προϋπόθεση να μην ισχύει. Γι' αυτό και ο υπολογισμός του οριακού στρώματος δεν μπορούσε να προβλέψει ένα τέτοιο φαινόμενο. Το σχήμα 29 δείχνει τη καμπύλη του περιγράμματος και την κατανομή της ταχύτητας που είναι κατάλληλη για την ίδια αεροσήραγγα, και που έχει υπολογισθεί με τη μέθοδο της εργασίας του Borger. Διαπιστώνουμε την κατά πολύ ηπιότερη πτώση της ταχύτητας στο θάλαμο καθησυχασμού σε σχέση με την αντίστοιχη στο σχήμα 28. Και να ληφθεί υπ' όψιν ότι με τη χρησιμοποίηση ενός τέτοιου ακροφυσίου αυξήθηκε το μήκος του θαλάμου μετρήσεων κατά 0.23 m

## 2.11. Συμπεράσματα

Στην εργασία του Borger είναι η σοβαρότερη μέχρι τότε προσπάθεια με θεωρητική μέθοδο ανάπτυξης βέλτιστων περιγραμμάτων για επίπεδα και αξονοσυμμετρικά ακροφύσια υποηχητικών αεροσηραγγών.

Βασική αίτια της ανεπάρκειας όλων των μέχρι τότε σχετικών εργασιών ήταν η έλλειψη μιας επαναληπτικής μεθόδου με αρκετή ακρίβεια στους υπολογισμούς της ροής σε ακροφύσια.

Με την βοήθεια των υπολογιστών έγινε δυνατή η ανάπτυξη μιας τέτοιας μεθόδου, στην οποία η ροή στο εσωτερικό των ακροφυσίων έχει υπολογισθεί σαν δυναμική ροή και η τριβή στα τοιχώματα έχει ληφθεί υπ' όψιν με υπολογισμούς του οριακού στρώματος.

Για τον υπολογισμό της δυναμικής ροής, χρησιμοποιούνται στροβιλικά στρώματα σαν μοντέλο ιδιόμορφων σημείων για τον σχηματισμό των τοιχωμάτων του ακροφυσίου. Η τοπική κυκλοφορία ενός τέτοιου στρώματος έχει ορισθεί με τέτοιο τρόπο ώστε να ισχύει η συνθήκη της κινηματικής ροής σε ένα ορισμένο αριθμό σημείων πάνω στο στρώμα. Σαν όρια επέκτασης ενός στροβιλικού στρώματος υπάρχουν ένας δίσκος πηγής από την πλευρά της προσροής και ένας δίσκος απαγωγής από την πλευρά της εκροής από το ακροφύσιο.

Από αυτή την διάταξη έχει προκύψει μια ολοκληρωτική εξίσωση δεύτερης τάξης για την κατανομή της κυκλοφορίας του στροβιλικού στρώματος. Η λύση της ολοκληρωτικής εξίσωσης έγινε δυνατή μετά από μετασχηματισμό της σε ένα γραμμικό σύστημα εξισώσεων.

Όπως διαπιστώθηκε στο κεφάλαιο αυτό από μια μέθοδο υπολογισμού οριακών στρωμάτων στα τοιχώματα ακροφυσίων αεροσηραγγών υπάρχουν ιδιαίτερες απαιτήσεις διότι η βαθμίδα πίεσης μεταξύ εισόδου στον θάλαμο καθησυχασμού και εισόδου στο θάλαμο δοκιμών μεταβάλλει πρόσημο επανειλημμένως, Γι' αυτό το λόγο οι υπολογισμοί του οριακού στρώματος έχουν γίνει με μια μέθοδο που αναπτύχθηκε από τους Bradshaw, Ferriss και Atwell [30].

Σ' αυτή τη μέθοδο επιλύεται αριθμητικά ένα υπερβολικό σύστημα τριών μερικών διαφορικών εξισώσεων για τη μετάδοση της μάζας, της ορμής και της ενέργειας της τύρβης και έτσι καθορίζονται οι ιδιότητες του οριακού συστήματος.

Η μέθοδος αυτή αποδείχτηκε η πιο ενδεδειγμένη για το συγκεκριμένο θέμα, επειδή με τη συσχέτιση και τη μετάδοση της ενέργειας της τύρβης, λαμβάνεται υπ' όψιν με αρκετή ακρίβεια η προϊστορία του οριακού στρώματος ακόμα και σε μεταβλητές εξωτερικές συνθήκες.

Η επαναληπτική μέθοδος υπολογισμού για τη βελτιστοποίηση ακροφυσίου αεροσηραγγών αναπτύσσεται στο κεφάλαιο αυτό. Εκεί αναζητούνται ακροφύσια με όσο το δυνατόν μικρότερο μήκος, που διατηρούμενου ενός ορισμένου λόγου σύγκλισης και μιας ορισμένης ομοιογένειας της ταχύτητας στην έξοδο του ακροφυσίου δεν επιτρέπουν αποκόλληση του οριακού στρώματος σε καμιά θέση του τοιχώματος τους.

Δείχτηκε ότι η κατανομή του περιγράμματος ακροφυσίων (που να έχουν έννοια) μπορούν να ορισθούν με έξι παραμέτρους. Για μερικές από αυτές τις παραμέτρους πρόεκυψαν σχέσεις από τους παραπάνω περιορισμούς. Για άλλες αγνοήθηκε η μεταβολή τους διότι αποδείχθηκε ότι έχουν αμελητέα επίδραση στο μήκος του ακροφυσίου. Στις υπόλοιπες δόθηκαν διαφορές τιμές που με τη βοήθεια της επαναληπτικής μεθόδου υπολογισμού οδήγησαν σε διαγράμματα, από τα οποία μπορούμε, σε κάθε επιθυμητό λόγο σύγκλισης, να ορίσουμε ένα βέλτιστο περίγραμμα ακροφυσίου. Έτσι φτιάχτηκε ένας κώδικας που επιτρέπει τον υπολογισμό της γεωμετρίας του περιγράμματος ενός δισδιάστατου η αξονοσυμμετρικού ακροφυσίου. Ο κωδικός αυτός παρουσιάζεται στην πρωτότυπη εργασία του Borger. Ο κωδικός αυτός όπως έχει δοθεί διακρίνεται για την δυσκολία χρήσης αρχείων δεδομένων και για τον λόγο αυτό έχει τροποποιηθεί κατά τρόπο που να είναι φιλικός για τον οποιοδήποτε χρήστη ακόμα και αν δεν ξέρει το υπόβαθρο της μεθόδου. Η τροποποίηση και εξέλιξη του κώδικα σε FORTRAN 77 έγινε στο Εργαστήριο Μηχανικής των Ρευστών του Πανεπιστημίου Πατρών από τους Α. Φίλιο και Α. Πρωτοψάλτη [37].

## 2.12. Υπολογισμός άτριβου ροϊκού πεδίου

Σ' αυτό το κεφάλαιο αναπτύσσεται μια μέθοδος υπολογισμού ατριβής ροής σε διδιάστατους και αξονοσυμμετρικούς αγωγούς τυχαίας απόκλισης ή σύγκλισης.

Το μοντέλο που θα παραστήσει το ακροφύσιο αποτελείται από στροβιλικά στρώματα τα οποία περιέχουν μια συνεχή κατανομή δυναμικών στροβίλων άπειροστα μικρής κυκλοφορίας.

Τελικά μετά την είσοδο της έννοιας του μοντέλου ο σκοπός μας εκφράζεται αλλιώς : «Θέλουμε να υπολογίσουμε την ένταση του στροβιλικού στρώματος σε όλο το μήκος του».

Ορίζουμε με  $(x,y)$  τις συντεταγμένες ενός τυχαίου σημείου στο οποίο επάγεται ταχύτητα  $dw$  από ένα τυχαίο στροβιλικό δακτύλιο του στρώματος κυκλοφορίας  $\Gamma$  ακτίνας  $y'$  και κέντρου  $x'$ .

Αποδεικνύεται με την βοήθεια των Kuchemann-Weber, ότι η ταχύτητα που επάγεται σε ένα σημείο  $(x,y)$  από όλο το στροβιλικό στρώμα είναι :

$$u(x,y) = \frac{1}{2p} \int_{s_A}^{s_E} g(s') u^+ ds'$$

$$v(x,y) = \frac{1}{2p} \int_{s_A}^{s_E} g(s') v^+ ds'$$

Όπου :

$s'$  τμήμα κατά μήκος του στροβιλικού στρώματος

$$(s' = \sqrt{x'^2 + y'^2})$$

$g(s')$  ένταση στροβιλικού στρώματος στην θέση  $s'$  από την αρχή των αξόνων

$u^+, v^+$  παραστάσεις, συναρτήσεις των γεωμετρικών μεγεθών  $x,y,x',y'$

$s_A, s_E$  αρχή και τέλος στροβιλικού στρώματος.

Για να υπολογίσουμε την πραγματική ένταση που εμφανίζεται στο τοίχωμα του ακροφυσίου πρέπει να συμπεριλάβουμε όλα τα τμήματα που επηρεάζουν την ένταση σε ένα σημείο του μοντέλου.

Έχουμε δυο σημεία  $P_1(x,y)$ ,  $P_2(x,y)$  σχήμα 2 πάνω στο στροβιλικό στρώμα και θέλουμε να υπολογίσουμε την μεταβολή της έντασης.

Τα τμήματα του μοντέλου που επηρεάζουν την μεταβολή της έντασης στο στροβιλικό στρώμα είναι:

Το τμήμα μεταξύ  $P_1$  και  $P_2$

Τι υπόλοιπο τμήμα του στροβιλικού στρώματος

Άλλα ιδιόμορφα σημεία (Τελικά είναι οι δίσκοι πηγής και απαγωγής του μοντέλου)

Μετά από υπολογισμούς έχουμε :

$$w(x) = \frac{1}{P} \int_{x_A}^{x_E} w(x') G(x, x') dx' + w_q(x)$$

όπου :

$$x = \frac{x}{y} \quad (y_A : y' \text{ στην αρχή του στροβ. στρώματος})$$

$$h = \frac{y}{y_A}$$

$$x' = \frac{x'}{y_A}$$

$$w_q(x) = 2 \left\{ \frac{u_q}{g(-\infty)} + \frac{v_q}{g(-\infty)} \right\}$$

$u_q, v_q$  : συνιστώσες ταχυτήτων που επάγονται από άλλα ιδιόμορφα σημεία εκτός των στροβιλικών στρωμάτων (δηλαδή από τους δίσκους πηγών και απαγωγών).

$$w(x) = \frac{g(s)}{g(-\infty)}$$

Επειδή αυτή η εξίσωση δεν λύνεται απ' ευθείας, την μετατρέπουμε με μετασχηματισμό σε γραμμικό σύστημα εξισώσεων, το οποίο λύνεται με την βοήθεια του κανόνα Simpson. (Δηλαδή για κάθε σημείο του στρώματος (τοιχώματος) εφαρμόζουμε τον Simpson).

Στους υπολογισμούς της δυναμικής ροής εμφανίζονται αρκετά σφάλματα.( Οφείλονται κυρίως στις επαναληπτικές μεθόδους που χρησιμοποιούνται, στην μέθοδο Simpson , στον περιορισμένο αριθμό εξισώσεων κ.λ.π.)

Τελικά το επιτρεπόμενο σφάλμα στην κατανομή ταχύτητας  $w(\xi)$  στο περίγραμμα θα πρέπει να είναι :

$$f_{k, \max} = \left. \frac{\Delta w}{w} \right|_{\max} < 5 \cdot 10^{-3}$$

Αντίστοιχα για την κατανομή ταχύτητας στην διατομή εξόδου πρέπει:

$$f_{p, \max} = \left. \frac{\Delta u}{u} \right|_{\max} < 0.3 \cdot 3 \cdot 10^{-3}$$

### 2.12.1 Παράμετροι σχεδιασμού ακροφυσίου

Για την μελέτη είναι δοσμένα:

- α) η ταχύτητα στο θάλαμο δοκιμών
- β) το μέγεθος του ακροφυσίου (π.χ.  $y_A$ )
- γ) ο λόγος σύγκλισης  $k(\eta \quad \eta_E)$

Βάσει μελέτης συμπεριφοράς του οριακού στρώματος και της γενικής εμπειρίας από την αναμενόμενη λογική ανομοιομορφία της ταχύτητας στην έξοδο του ακροφυσίου προκύπτουν τρεις περιορισμοί:

$$1) \quad \left. \frac{\Delta u}{u} \right|_{\Theta a l \Delta o k.} \leq \pm 0.07\%$$

$$2) \quad c_{f1} \geq 0.002$$

$$3) \quad c_{f2} \geq 0.0025$$

Με τα παραπάνω, το πρόβλημα της βελτιστοποίησης του ακροφυσίου αεροσήραγγας διαμορφώνεται ως εξής:



Να βρεθεί η καμπύλη  $y(x)$  του περιγράμματος, ώστε το ολικό σχετικό μήκος να γίνει ελάχιστο. Παράλληλα πρέπει να ικανοποιούνται οι παρακάτω περιορισμοί.

α) Το ακροφύσιο πρέπει να έχει τον λόγο σύγκλισης  $k$ .

$$\beta) \left. \frac{\Delta u}{u} \right|_{\Theta al . dok.} \leq \pm 0.07\%$$

$$\gamma) c_{f1} \geq 0.002$$

$$\delta) c_{f2} \geq 0.0025$$

4) Επειδή δεν υπάρχει τρόπος να συνδέσουμε παραστατικά τους περιορισμούς με την καμπύλη του περιγράμματος καταφεύγουμε στις παραμέτρους που περιγράφουν με μεγάλη ακρίβεια την μορφή της καμπύλης.

Είναι οι :  $w_l, w_h, w_s$

Με αυτές τις παραμέτρους, με μηδενικές κλίσεις στα σημεία A και E και με την απαίτηση για κατά το δυνατόν, μικρή καμπυλότητα παντού στην  $y(x)$  έχιε γλινει ένα πρόγραμμα για να βρίσκεται το περίγραμμα σημείο προς σημείο. (Δες παράρτημα 6).

5) Με την αναγωγή της γενικής καμπύλης  $y(x)$  σε πέντε παραμέτρους ( $w_l, w_h, w_s, \eta_E$  και  $L$ ) μπορεί να προκύψει μια δέσμη από περιγράμματα. Σ' αυτά σίγουρα δεν βρίσκεται το μέγιστο. Από την πράξη σε εφαρμογές σε μοντέλα έχει π[προκύψει ότι χρειάζεται κάποια διαπλάτυνση της διατομής κοντά στην έξοδο (διόρθωση). Εδώ με βάση την δυνατότητα υπολογισμών μπορούν να υπολογιστούν οι επιδράσεις αυτής της διόρθωσης.

6) Η μορφή ορίζεται όπως και στο γενικό περίγραμμα του ακροφυσίου (χωρίς διόρθωση). Οι αντίστοιχοι παράμετροι είναι :

$e_l, e_h, e_s$

και το πρόβλημα της βελτιστοποίησης :

«Να βρεθούν οι έξι παράμετροι  $w_l, w_h, w_s, e_l, e_h, e_s$  έτσι ώστε το ολικό μήκος του ακροφυσίου , κάτω από τους περιορισμούς από (2.1) ως (2.4) να γίνει ελάχιστο».

7) Παρά την εισαγωγή των 6 παραμέτρων το πρόβλημα για τον ίδιο λόγο όπως προηγουμένως στην (4) δεν λύνεται απ' ευθείας.

Μπορούμε όμως με την βοήθεια βοηθητικού υπολογισμού να βρούμε με εμπειρικό τρόπο σχέσεις μεταξύ των παραμέτρων και των περιορισμών.

8) Πρώτη διαπίστωση από αυτούς τους υπολογισμούς:

«Η μορφή του περιγράμματος του τμήματος προσροής δεν επηρεάζει την ροή στην περιοχή εκροής και αντίστροφα».

9) Τα διαγράμματα δείχνουν ότι οι ζώνες εισροής εμφανίζουν να έχουν μικρότερο μήκος όταν η καμπύλη του περιγράμματος έχει ομοιόμορφη καμπυλότητα σε όλο το δυνατό μεγαλύτερο μήκος.

(Ο υπολογισμός του  $c_{fl}$  για ένα σετ τιμών  $w_l, w_h, w_s$  :

α) Με την μέθοδο του κεφαλαίου αυτού υπολογίζεται η δυναμική ροή.

β) Από την κατανομή της ταχύτητας κατά μήκος του περιγράμματος υπολογίζεται με την μέθοδο Bradshaw.

10) Από υπολογισμούς της δυναμικής ροής με  $e_l=e_h=e_s=0$  (δηλαδή χωρίς διόρθωση) διαπιστώνεται :

α) Τα profil-ταχυτήτων  $u(\xi_E, \eta)$  στην διατομή εκροής παρουσιάζουν πάντα τη μέγιστη τιμή πάνω στο περίγραμμα και την ελάχιστη πάνω στην διάμεσο.

β) Από τον υπολογισμό καμπύλων της παράστασης :

$$\frac{u - u_{\min}}{u_{\max} - u_{\min}} \left[ \frac{h}{h_E} \right] \quad (\text{UK χωρίς διόρθωση})$$

προέκυψε ότι Profil  $u(\xi_E, \eta)$  που έχουν το ίδιο  $(\Delta u / \bar{u})_{UK}$  πρακτικά συμπίπτουν άρα  $(\Delta u / \bar{u})_{UK}$  αποτελεί παράμετρο για ακροφύσια χωρίς διόρθωση.

11) Έγιναν δοκιμές με διάφορα σετ τιμών των  $e_l, e_h, e_s$  για να διορθωθεί το περίγραμμα και να μικραίνει έτσι η διαφορά  $(\Delta u / \bar{u})$ .

Διαλέγουμε τυχαία δυο από τις τιμές των  $e_l, e_h, e_s$  και την τρίτη την υπολογίζουμε έτσι ώστε στην  $u(\eta)$  η απόκλιση να γίνει ελάχιστη. Αυτό συμβαίνει όταν η ταχύτητα στην κοντούρα γίνει ίση με την ταχύτητα στην διάμεσο.

Οι υπολογισμοί επίσης έδειξαν ότι το μέγεθος της ελάχιστης αυτής απόκλισης και το σετ των τιμών των  $e_l, e_h, e_s$  δεν μεταβάλλονται πρακτικά στα διάφορα

περιγράμματα (για διάφορα δηλαδή σεντ από παραμέτρους  $w_l, w_h, w_s$  ) για ίσες τιμές  $(\Delta u / \bar{u})_{UK}$ .

12) Ο περιορισμός (3.2) γίνεται :

$$\frac{\Delta u}{u} = \frac{u_{\max} - u_{\min}}{2u} \leq 0.0014$$

Αυτός ο περιορισμός μαζί με την παραπάνω απαίτηση για ίση ταχύτητα στο περίγραμμα και στην διάμεσο δίνουν δυο συνθήκες για τον προσδιορισμό των  $e_l, e_h, e_s$  και  $(\Delta u / \bar{u})_{UK}$ . Διαλέγουμε λοιπόν δυο τυχαία και τις άλλες δυο τις προσδιορίζουμε με βάση τους δυο περιορισμούς. (Έτσι προκύπτει κάθε σημείο παριστά ένα σεντ των τεσσάρων παραμέτρων που ικανοποιεί τους δυο περιορισμούς).

13) Από υπολογισμούς προέκυψε ότι όσο μεγαλύτερη είναι η  $(\Delta u / \bar{u})_{UK}$  τόσο πιο μικρό επιτρέπεται να είναι το μήκος  $L$  (και να τηρούνται οι δυο παραπάνω περιορισμοί για την ελάχιστη απόκλιση). Υπάρχουν όντως όρια γιατί πάνω από κάποια τιμή του  $(\Delta u / \bar{u})_{UK}$  δεν είναι δυνατή η ισχύς του περιορισμού (3.4) ( $c_{f2} \geq 0.0025$ )

14) Γενικά προκύπτει ότι μπορούμε να δεχτούμε ότι για διαφορετικά  $k$ , το ελάχιστο μήκος  $L$ , προκύπτει με διαφορετικές τιμές των παραμέτρων  $w_l, w_h, w_s, e_l, e_h, e_s$ .

Κατά την αναζήτηση του  $L_{\min}$  τρεις από τις παραμέτρους μπορούν να εκλέγουν τυχαία (σ' αυτές επιτρέπεται μόνο δυο να είναι από τις  $e_l, e_h, e_s$  όπως είδαμε στο (13)). Οι υπόλοιπες τρεις μπορούν να υπολογιστούν έτσι ώστε να ισχύουν οι (2.2), (2.3), (2.4).

15) Κατά την αναζήτηση για δυνατότητες περαιτέρω απλοποίησης του προβλήματος της βελτιστοποίησης έγιναν υπολογισμοί με διάφορα σεντ παραμέτρων και βρέθηκαν τα εκάστοτε ελάχιστα  $L_{\min}$ .

Έτσι διαπιστώθηκε ότι μια μεταβολή της τριάδας  $w_l, w_h, w_s$  επηρεάζει πολύ πιο έντονα το μήκος παρά οι άλλες τρεις εφ' όσον η  $(\Delta u / \bar{u})_{UK}$  κινείται σε τιμές λογικές (τιμές δηλαδή που είναι κατά το δυνατόν μεγάλες χωρίς να κινδυνεύει η τήρηση του περιορισμού). Αυτό σε συνδυασμό με τον μεγάλο χρόνο υπολογισμού που απαιτεί ο

υπολογισμός μιας παραλλαγής των  $e_l$ ,  $e_h$ ,  $e_s$  μας οδήγησε στην απόφαση βασιζόμενοι στα αποτελέσματα των δοκιμαστικών υπολογισμών να διαλέξουμε σταθερές τιμές για τις δυο παραμέτρους.

$$e_h = 0.05 \quad (\text{αξονοσυμ.})$$

$$e_s = 3.00$$

Οπότε από το σχήμα 12 οι τιμές :

$$e_l = 1.45$$

$$\frac{\Delta u}{u} \Big|_{uk} = 0.0014$$

(Ένα ακόμα πλεονέκτημα της εκλογής σταθερών τιμών είναι και ο απλούστερος τρόπος της συνεκτίμησης του πάχους μετάθεσης) .

Με την εισαγωγή των 6 παραμέτρων στην θέση της γενικής εξίσωσης του περιγράμματος  $y(x)$  και την μέσα σε όρια βέβαια αυθαίρετη εκλογή των  $e_l$ ,  $e_h$ ,  $e_s$  δεν δίνεται μαθηματική λύση με πλήρη ακρίβεια στο πρόβλημα αλλά η μέθοδος παρουσιάζει μάλλον μια προσεγγιστική λύση με αρκετή ακρίβεια για όλες τις πρακτικές εφαρμογές.

16) Καθορισμός του μήκους.

Με τα σταθερά  $e_l$ ,  $e_h$ ,  $e_s$  ,  $(\Delta u / \bar{u})_{uk}$  , τις οριακές καμπύλες δυναμικών ροών και οριακών στρωμάτων. Αυτές οι ροές ικανοποιούν α priori τους περιορισμούς (2.1), (2.2), (2.3).

Κρατώντας όλες τις άλλες τιμές σταθερές αλλάζουμε το  $h_E^{(k)}$  μέχρι να ικανοποιηθεί και ο περιορισμός (2. 4).

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΤΡΙΤΟ

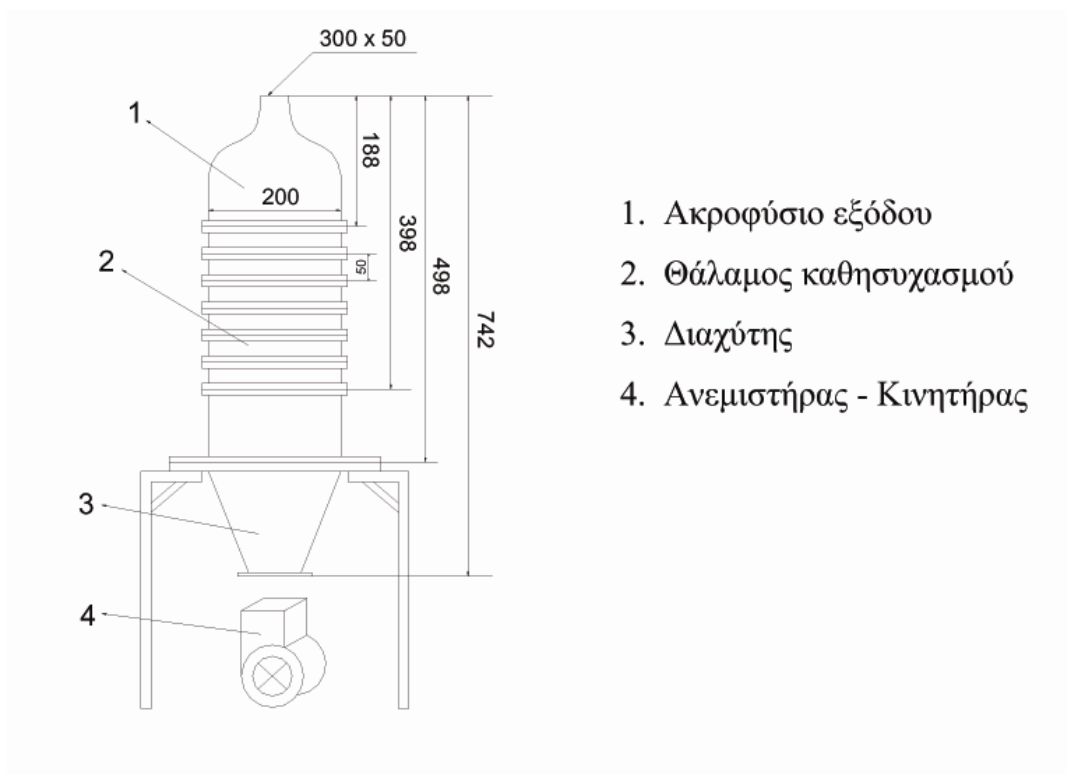
### 3.1 Περιγραφή της υπό μελέτης συσκευής

Η πειραματική διάταξη που μελετήθηκε είναι εγκατεστημένη στο εργαστήριο Τεχνικής Θερμοδυναμικής. Στο σχήμα 3.1 φαίνεται το κατασκευαστικό σχέδιο της συσκευής.

Η διάταξη αποτελείται από τα ακόλουθα τμήματα:

1. Ακροφύσιο εξόδου
2. Θάλαμος καθησυχασμού
3. Διαχύτης
4. Ανεμιστήρας - Κινητήρας

Η πειραματική διάταξη έχει εγκατασταθεί σε ένα κλειστό χώρο 6m x 4m, ώστε να προστατεύεται η δέση από εξωτερικά ρεύματα. Παρακάτω δίνονται συνοπτικά στοιχεία για τα επιμέρους τμήματα.



Σχήμα 3.1 Κατασκευαστικό σχέδιο πειραματικής συσκευής.

### **3.1.1 Ακροφύσιο Εξόδου**

Το τμήμα αυτό επιταχύνει τη ροή και τη φέρνει στις επιθυμητές συνθήκες στο πεδίο μετρήσεων. Επίσης αυξάνει την ομοιομορφία της κατανομής της ταχύτητας στην διατομή.

Τα χαρακτηριστικά του ακροφυσίου είναι τα εξής:

Διατομή εισόδου : 200mm x 300mm

Μήκος: 188mm

Διατομή εξόδου: πλάτος D=50 mm, μήκος L=300 mm

Λόγος πλευρών:  $AR=L/D=6$

Πάχος τοιχωμάτων του ακροφυσίου: 2mm

Λόγος σύγκλισης  $k=4$ . Ο λόγος σύγκλισης ορίζεται σαν το πηλίκο της μέσης ταχύτητας εξόδου προς την μέση ταχύτητα εισόδου του ακροφυσίου.

Από τις μεθόδους σχεδίασης υποηχητικών ακροφυσίων που αναφέρονται στη βιβλιογραφία επιλέγεται η μέθοδος του G. Bfrrger (1973). Η συγκεκριμένη μέθοδος υπολογίζει τη μορφή της δυναμικής ροής ξεκινώντας από ένα τυχαίο ανάπτυσμα ακροφυσίου. Στη συνέχεια το ανάπτυσμα μεταβάλλεται συνεχώς μέχρι ωστόσο προκύψει η κατάλληλη ροή στο ακροφύσιο.

Η μέθοδος αυτή προτιμήθηκε διότι για δοσμένο λόγο σύγκλισης ( $k=4$ ) και προκαθορισμένη ομοιογένεια της ταχύτητας εξόδου ( $!U/U \leq 0.07$ , όπου  $!U/U$  είναι η επιτρεπόμενη απόκλιση της μέσης ταχύτητας εξόδου και η  $!U=U_{\max}-U_{\min}$ ), έχει το μικρότερο δυνατό μήκος, χωρίς να εμφανιστεί σε κανένα σημείο αποκόλληση του οριακού στρώματος. Ο λόγος σύγκλισης ελαττώνει διαφορές ταχυτήτων εταξύ παράλληλα κινουμένων ροϊκών στρωμάτων αέρα που προϋπάρχουν στη ροή. Η ευνοϊκή επίδραση της σύγκλισης οφείλεται στο ότι σύμφωνα με τον Bernoulli (για σταθερή ολική ενέργεια) στην έξοδο αυξάνει σημαντικά το επίπεδο της κινητικής ενέργειας των στρωμάτων (είναι ανάλογο του  $u^2$ ) έτσι ώστε μια μικρή μόνο διαφορά ταχυτήτων αρκεί για να καλύψει την ενεργειακή διαφορά που συνεχίζει να υπάρχει στην έξοδο. Περαιτέρω λεπτομέρειες για το σχεδιασμό του ακροφυσίου με την μέθοδο Bfrrger δίνονται στην σπουδαστική εργασία του Τζοβάνη 1991.

### **3.1.2 Θάλαμος καθησυχασμού**

Οι απαιτήσεις για τη ποιότητα της ροής στην είσοδο του ακροφυσίου μπορούν να επιτευχθούν με κατάλληλο σχεδιασμό του θαλάμου καθησυχασμού. Εδώ προσαρμόζονται αποσβεστικά πλέγματα και κυψελίδα ε σκοπό να εξομαλύνουν τη ροή, να τη κάνουν δηλαδή ομοιόμορφη, ομογενή και να της μειώσουν το επίπεδο τύρβης. Το συνολικό μήκος του

θαλάμου είναι 310mm.

### **Πλέγματα**

Τα πλέγματα συμβάλλουν στην εξομάλυνση των ανομοιομορφιών της ταχύτητας και μειώνουν το επίπεδο τύρβης της ροής. Οι μεγάλες δίνες καταστρέφονται χτυπώντας πάνω στο πλέγμα και γίνονται μικρότερες ή ίσες του ανοίγματος μεταξύ δύο συρμάτων του πλέγματος.

Αυτή η δραστική μείωση οδηγεί σε πιο γρήγορο εκφυλισμό. Όμως με τα πλέγματα, οι διαμήκεις διακυμάνσεις της τύρβης αποσβένονται ισχυρότερα από τις εγκάρσιες. Επομένως η ισότροπη τύρβη διερχόμενη από πλέγμα καθίσταται ανισότροπη. Η ισότροπη όμως κατάσταση αποκαθίσταται σύντομα. Με την τοποθέτηση κατάλληλων πλεγμάτων σε ορισμένη απόσταση μεταξύ τους, μπορούν να επιτευχθούν πολύ χαμηλά επίπεδα τύρβης, με ικανοποιητική ομοιομορφία.

Ο προσδιορισμός του απαραίτητου αριθμού πλεγμάτων εξαρτάται από το επίπεδο τύρβης που επιδιώκεται ε τη τοποθέτηση τους.

Έχουμε επιλέξει πλέγμα τετραγωνικού βρόχου (1x1mm) με σύρμα κυκλικής διατομής.

Ο συντελεστής απόφραξης ορίζεται ως:

$$\beta_r = \text{επιφάνεια βρόχων} / \text{ολική επιφάνεια} = (l-d)^2 / l^2 = (1-(d/l))^2 = 0.64$$

όπου  $l=1\text{mm}$  το πλάτος τετραγωνικού βρόχου και  $d=0.3\text{mm}$ .

Ο συντελεστής αντίστασης  $k_s$  ενός πλέγματος προσδιορίζεται από την εμπειρική σχέση:

$$k_s = (1 - \beta_r) / \beta_r^2 = 0.8789$$

Για αριθμό  $r=5$  ίδιου τύπου πλεγμάτων, τοποθετημένων σε αγωγό σταθερής διατομής, ο ολικός βαθμός αντίστασης  $k_{st}$  των πλεγμάτων είναι:

$$k_{st} = r k_s = 4.3945$$

### **Κυψελίδα**

Η εγκατάσταση κυψελίδας στο θάλαμο καθησυχασμού της ροής βοηθάει στην εξομάλυνση και ευθυγράμμιση της ροής καθώς και στη μείωση της τύρβης. Διασπά τις δίνες μεγάλης κλίμακας σε μικρότερες και μειώνει τις εγκάρσιες μεταβολές της μέσης ταχύτητας.

Αποτελείται από κυψέλες κυκλικής διατομής με μήκος κυψέλης 10 φορές τη διάμετρο της. Για ροές με γωνιότητα μεγαλύτερη από 10 μειώνεται δραστικά η αποδοτικότητα της κυψελίδας ενώ ταυτόχρονα αυξάνεται η συνεισφορά της στις ολικές απώλειες πίεσης.

Ο συντελεστής αντίστασης ή απωλειών πίεσης κυψελίδας με κυψέλη κυκλικής διατομής και λόγο μήκους προς διάμετρο κυψέλης ίσο  $\varepsilon 10$ , είναι  $k_h=0.30$ .

### **3.1.3. Διαχύτης**

Χρησιμοποιείται για την επιβράδυνση της ροής, δηλαδή τη μετατροπή της δυναμικής πίεσης σε στατική, ε κύριες απαιτήσεις την ελαχιστοποίηση των ενεργειακών απωλειών και τη διατήρηση της ομοιομορφίας του ροϊκού πεδίου. Η ανάστροφη βαθμίδα της πίεσης που επικρατεί στο διαχύτη, μπορεί να προκαλέσει την αποκόλληση του οριακού στρώματος από τα τοιχώματα του διαχύτη, με αποτέλεσμα την αύξηση των απωλειών και της έντασης της τύρβης. Οι Batchelor & Shaw (1944) ανέφεραν ότι η ροή δεν αποκολλάται όταν η ολική γωνία απόκλισης του διαχύτη δεν υπερβαίνει τους  $7^{\circ}$ . Στην παρούσα πειραματική διάταξη ο διαχύτης με ολική γωνία απόκλισης των απέναντι τοιχωμάτων ίση με  $5^{\circ}$ , εξασφαλίζει το απαιτούμενο ροϊκό πεδίο με αντιστάθμισα την αύξηση του μήκους του διαχύτη.

### **3.1.4 Ανεμιστήρας - Κινητήρας**

Το μέγεθος του ανεμιστήρα αποτελεί μια κρίσιμη επιλογή καθώς ένας μικρός ανεμιστήρας είναι χαμηλής απόδοσης, ενώ σε ένα μεγάλο παρουσιάζεται το φαινόμενο του πτερυγισμού των πτερυγίων. Έχουμε επιλέξει ανεμιστήρα με χαρακτηριστικά

Ισχύς : 1.5 KW

Συχνότητα : 2800 rpm

Τάση λειτουργίας : 220 V (τριφασικό)

Το πείραμα πραγματοποιήθηκε σε έναν αριθμό Reynolds  $Re = U_0 D/v = 21000$ , όπου το  $U_0$  είναι η ταχύτητα εξόδου από το ακροφύσιο,  $D$  είναι το πλάτος του ακροφυσίου και  $v$  είναι το κινηματικό ιξώδες του αέρα στην περιβαλλοντική θερμοκρασία  $23^{\circ}\text{C}$ . Η κατανομή της διαμήκης τυρβώδης έντασης στην έξοδο του ακροφυσίου είναι ομοιόμορφη και η τιμή της είναι περίπου 1%, εκτός από τα οριακά στρώματα κοντά στα τοιχώματα του ακροφυσίου, όπου η μέγιστη τιμή είναι περίπου 2%. Έχοντας υπόψη τον παράγοντα μορφής (shape factor) και την κατανομή της μέσης ταχύτητας, τα αρχικά οριακά στρώματα χαρακτηρίζονται ως στρωτά (Hussain & Clark 1977, Lozanova & Stankov 1998).





Ακολουθούν τέσσερα ορθογικά κανάλια αέρος τα οποία είναι χωρισμένα σε τέσσερα κομμάτια:

Το ακροφύσιο εξόδου, το θάλαμο καθησυχασμού ο οποίος αποτελείται από δύο μέρη, τα επτά φίλτρα με σίτα και ένα φίλτρο με κυψέλη και το τελικό κομμάτι που είναι ο διαχυτής.

Ο κορμός είναι ο ίδιος και στα τέσσερα κανάλια αέρος ενώ τα ακροφύσια έχουν διαφορετικές διαστάσεις εξόδου.

Στη συνέχεια ακολουθούν τρία κυκλικά κανάλια αέρος όπου είναι εξίσου ίδιος ο κορμός του με τα ορθογωνικά εκτός από την περίμετρο τους που είναι κυκλική, εσωτερικά και εξωτερικά. Και σε αυτά τα κανάλια αέρος τα ακροφύσιά τους είναι κυκλικά με διαφορετικές διατομές.

Το υλικό που είναι φτιαγμένα τα ακροφύσια είναι ορίχαλκος, ενώ τα υπόλοιπα κομμάτια είναι από ξήλο.

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΤΕΤΑΡΤΟ

### ΑΚΡΟΦΥΣΙΑ ΟΡΘΟΓΩΝΙΚΗΣ ΔΙΑΤΟΜΗΣ

#### *4.1. Σχεδιασμός ακροφυσίου ορθογωνικής διατομής με λόγο πλευρών $AR=L/D=2$*

Διατομή εξόδου: Πλάτος  $D=150\text{mm}$ , μήκος  $L=300\text{mm}$ .

$$AR = \frac{L}{D} = \frac{300\text{mm}}{150\text{mm}} = 2$$

Γεωμετρικό σχήμα 2-D

Λόγος επιφάνειας κάτω προς πάνω 1,3330

Απόδοση 0,1000 M

Ταχύτητα εξόδου 6,000 m/s

Αριθμός Reynolds  $0,2979^E+05$

Βήμα στον άξονα X 0,0010m

```

*****
*
*   CODE:                S U C O D 1 . F O R
*
*   ANDRONICOS FILIOS,   AGELOS PROTOPSALTIS   / 1992
*   -----
*
* The SUCOD1 code applies BOERGERs method for a Subsonic
* COntraction Design of a two-dimensional, axisymmetric and
* three-dimensional geometry configuration. The flowfield
* calculation and geometry assumes s t e a d y and nearly
* i n c o m p r e s s i b l e flow acceleration while the
* the viscous effects are taking into account with the
* displacement of the boundaries in the outlet portion of
* the contraction.
*
*****

```

I N P U T D A T A

-----

```

CONTRACTION CONFIGURATION ..... 2-D
CONTRACTION RATIO ..... 1.3330
REFERENCE LENGHT ..... .1000 METERS
OUTLET MEAN VELOCITY ..... 6.0000 METERS/SEC
REYNOLDS NUMBER ..... .2979E+05
STEP ALONG X-AXIS ..... .0010 METERS

```

COMPUTED POLYNOMIAL PARAMETERS (FOR OPTIMUM CONTRACTION DESIGN)

-----

```

EM= .7501876
XL= 1.7133820   DD= .0082136   XV= 1.1147930
WL= .7265522   WS=-1.8950480   WH= .1959547

```

\*\*\*\*\* PARAMETER DD HAS BEEN DERIVED BY EXTRAPOLATION INTO REYNOLDS  
NUMBER DIAGRAM

1 TWO-DIMENSIONAL CONTRACTION GEOMETRY CHARACTERISTICS

-----

I WITHOUT BOUNDARY LAYER CORRECTION				I BOUNDARY LAYER CORRECTION			
NON-DIMENSIONAL GEOMETRY		DIMENSIONAL GEOMETRY		DIMENSIONAL GEOMETRY			
X	R	X (METERS)	R (METERS)	DELTA-R (METERS)	X (METERS)	R (METERS)	
.0000	1.0000	.0000	.1000	.0000000	.0000	.1000	
.0100	1.0000	.0010	.1000	.0000000	.0010	.1000	
.0200	1.0000	.0020	.1000	.0000000	.0020	.1000	
.0300	1.0000	.0030	.1000	.0000000	.0030	.1000	
.0400	.9999	.0040	.1000	.0000000	.0040	.1000	
.0500	.9999	.0050	.1000	.0000000	.0050	.1000	
.0600	.9997	.0060	.1000	.0000000	.0060	.1000	
.0700	.9996	.0070	.1000	.0000000	.0070	.1000	
.0800	.9994	.0080	.0999	.0000000	.0080	.0999	
.0900	.9992	.0090	.0999	.0000000	.0090	.0999	
.1000	.9989	.0100	.0999	.0000000	.0100	.0999	
.1100	.9985	.0110	.0999	.0000000	.0110	.0999	
.1200	.9981	.0120	.0998	.0000000	.0120	.0998	
.1300	.9976	.0130	.0998	.0000000	.0130	.0998	
.1400	.9971	.0140	.0997	.0000000	.0140	.0997	
.1500	.9964	.0150	.0996	.0000000	.0150	.0996	
.1600	.9957	.0160	.0996	.0000000	.0160	.0996	
.1700	.9949	.0170	.0995	.0000000	.0170	.0995	
.1800	.9940	.0180	.0994	.0000000	.0180	.0994	
.1900	.9931	.0190	.0993	.0000000	.0190	.0993	
.2000	.9920	.0200	.0992	.0000000	.0200	.0992	
.2100	.9908	.0210	.0991	.0000000	.0210	.0991	
.2200	.9896	.0220	.0990	.0000000	.0220	.0990	
.2300	.9882	.0230	.0988	.0000000	.0230	.0988	
.2400	.9868	.0240	.0987	.0000000	.0240	.0987	
.2500	.9852	.0250	.0985	.0000000	.0250	.0985	
.2600	.9836	.0260	.0984	.0000000	.0260	.0984	
.2700	.9818	.0270	.0982	.0000000	.0270	.0982	
.2800	.9799	.0280	.0980	.0000000	.0280	.0980	
.2900	.9779	.0290	.0978	.0000000	.0290	.0978	
.3000	.9759	.0300	.0976	.0000000	.0300	.0976	
.3100	.9737	.0310	.0974	.0000000	.0310	.0974	
.3200	.9714	.0320	.0971	.0000000	.0320	.0971	
.3300	.9690	.0330	.0969	.0000000	.0330	.0969	
.3400	.9664	.0340	.0966	.0000000	.0340	.0966	
.3500	.9638	.0350	.0964	.0000000	.0350	.0964	
.3600	.9611	.0360	.0961	.0000000	.0360	.0961	
.3700	.9582	.0370	.0958	.0000000	.0370	.0958	
.3800	.9553	.0380	.0955	.0000000	.0380	.0955	
.3900	.9523	.0390	.0952	.0000000	.0390	.0952	
.4000	.9491	.0400	.0949	.0000000	.0400	.0949	
.4100	.9458	.0410	.0946	.0000000	.0410	.0946	
.4200	.9425	.0420	.0942	.0000000	.0420	.0942	
.4300	.9390	.0430	.0939	.0000000	.0430	.0939	
.4400	.9355	.0440	.0935	.0000000	.0440	.0935	
.4500	.9318	.0450	.0932	.0000000	.0450	.0932	
.4600	.9281	.0460	.0928	.0000000	.0460	.0928	

I	.4700	I	.9243	I	.0470	I	.0924	I	I	.0000000	I	.0470	I	.0924	I
I	.4800	I	.9204	I	.0480	I	.0920	I	I	.0000000	I	.0480	I	.0920	I
I	.4900	I	.9164	I	.0490	I	.0916	I	I	.0000000	I	.0490	I	.0916	I
I	.5000	I	.9123	I	.0500	I	.0912	I	I	.0000000	I	.0500	I	.0912	I
I	.5100	I	.9081	I	.0510	I	.0908	I	I	.0000000	I	.0510	I	.0908	I
I	.5200	I	.9038	I	.0520	I	.0904	I	I	.0000000	I	.0520	I	.0904	I
I	.5300	I	.8995	I	.0530	I	.0900	I	I	.0000000	I	.0530	I	.0900	I
I	.5400	I	.8951	I	.0540	I	.0895	I	I	.0000000	I	.0540	I	.0895	I
I	.5500	I	.8906	I	.0550	I	.0891	I	I	.0000000	I	.0550	I	.0891	I
I	.5600	I	.8861	I	.0560	I	.0886	I	I	.0000000	I	.0560	I	.0886	I
I	.5700	I	.8815	I	.0570	I	.0882	I	I	.0000000	I	.0570	I	.0882	I
I	.5800	I	.8769	I	.0580	I	.0877	I	I	.0000000	I	.0580	I	.0877	I
I	.5900	I	.8721	I	.0590	I	.0872	I	I	.0000000	I	.0590	I	.0872	I
I	.6000	I	.8674	I	.0600	I	.0867	I	I	.0000000	I	.0600	I	.0867	I
I	.6100	I	.8626	I	.0610	I	.0863	I	I	.0000000	I	.0610	I	.0863	I
I	.6200	I	.8577	I	.0620	I	.0858	I	I	.0000000	I	.0620	I	.0858	I
I	.6300	I	.8528	I	.0630	I	.0853	I	I	.0000000	I	.0630	I	.0853	I
I	.6400	I	.8478	I	.0640	I	.0848	I	I	.0000000	I	.0640	I	.0848	I
I	.6500	I	.8429	I	.0650	I	.0843	I	I	.0000000	I	.0650	I	.0843	I
I	.6600	I	.8379	I	.0660	I	.0838	I	I	.0000000	I	.0660	I	.0838	I
I	.6700	I	.8328	I	.0670	I	.0833	I	I	.0000000	I	.0670	I	.0833	I
I	.6800	I	.8278	I	.0680	I	.0828	I	I	.0000000	I	.0680	I	.0828	I
I	.6900	I	.8227	I	.0690	I	.0823	I	I	.0000000	I	.0690	I	.0823	I
I	.7000	I	.8176	I	.0700	I	.0818	I	I	.0000000	I	.0700	I	.0818	I
I	.7100	I	.8125	I	.0710	I	.0813	I	I	.0000000	I	.0710	I	.0813	I
I	.7200	I	.8074	I	.0720	I	.0807	I	I	.0000000	I	.0720	I	.0807	I
I	.7300	I	.8023	I	.0730	I	.0802	I	I	.0000000	I	.0730	I	.0802	I
I	.7400	I	.7972	I	.0740	I	.0797	I	I	.0000000	I	.0740	I	.0797	I
I	.7500	I	.7923	I	.0750	I	.0792	I	I	.0000000	I	.0750	I	.0792	I
I	.7600	I	.7875	I	.0760	I	.0787	I	I	.0000000	I	.0760	I	.0787	I
I	.7700	I	.7830	I	.0770	I	.0783	I	I	.0000000	I	.0770	I	.0783	I
I	.7800	I	.7787	I	.0780	I	.0779	I	I	.0000000	I	.0780	I	.0779	I
I	.7900	I	.7747	I	.0790	I	.0775	I	I	.0000000	I	.0790	I	.0775	I
I	.8000	I	.7710	I	.0800	I	.0771	I	I	.0000000	I	.0800	I	.0771	I
I	.8100	I	.7676	I	.0810	I	.0768	I	I	.0000000	I	.0810	I	.0768	I
I	.8200	I	.7644	I	.0820	I	.0764	I	I	.0000000	I	.0820	I	.0764	I
I	.8300	I	.7614	I	.0830	I	.0761	I	I	.0000000	I	.0830	I	.0761	I
I	.8400	I	.7586	I	.0840	I	.0759	I	I	.0000000	I	.0840	I	.0759	I
I	.8500	I	.7559	I	.0850	I	.0756	I	I	.0000000	I	.0850	I	.0756	I
I	.8600	I	.7554	I	.0860	I	.0755	I	I	.0000000	I	.0860	I	.0755	I
I	.8700	I	.7533	I	.0870	I	.0753	I	I	.0000000	I	.0870	I	.0753	I
I	.8800	I	.7514	I	.0880	I	.0751	I	I	.0000013	I	.0880	I	.0751	I
I	.8900	I	.7497	I	.0890	I	.0750	I	I	.0000058	I	.0890	I	.0750	I
I	.9000	I	.7481	I	.0900	I	.0748	I	I	.0000103	I	.0900	I	.0748	I
I	.9100	I	.7466	I	.0910	I	.0747	I	I	.0000149	I	.0910	I	.0747	I
I	.9200	I	.7453	I	.0920	I	.0745	I	I	.0000195	I	.0920	I	.0745	I
I	.9300	I	.7440	I	.0930	I	.0744	I	I	.0000241	I	.0930	I	.0744	I
I	.9400	I	.7429	I	.0940	I	.0743	I	I	.0000288	I	.0940	I	.0743	I
I	.9500	I	.7419	I	.0950	I	.0742	I	I	.0000336	I	.0950	I	.0742	I
I	.9600	I	.7410	I	.0960	I	.0741	I	I	.0000385	I	.0960	I	.0741	I
I	.9700	I	.7402	I	.0970	I	.0740	I	I	.0000435	I	.0970	I	.0741	I
I	.9800	I	.7395	I	.0980	I	.0739	I	I	.0000486	I	.0980	I	.0740	I
I	.9900	I	.7389	I	.0990	I	.0739	I	I	.0000540	I	.0990	I	.0739	I
I	1.0000	I	.7383	I	.1000	I	.0738	I	I	.0000596	I	.1000	I	.0739	I
I	1.0100	I	.7379	I	.1010	I	.0738	I	I	.0000655	I	.1010	I	.0739	I
I	1.0200	I	.7375	I	.1020	I	.0738	I	I	.0000718	I	.1020	I	.0738	I
I	1.0300	I	.7373	I	.1030	I	.0737	I	I	.0000786	I	.1030	I	.0738	I
I	1.0400	I	.7371	I	.1040	I	.0737	I	I	.0000859	I	.1040	I	.0738	I
I	1.0500	I	.7369	I	.1050	I	.0737	I	I	.0000939	I	.1050	I	.0738	I
I	1.0600	I	.7369	I	.1060	I	.0737	I	I	.0001026	I	.1060	I	.0738	I
I	1.0700	I	.7370	I	.1070	I	.0737	I	I	.0001122	I	.1070	I	.0738	I

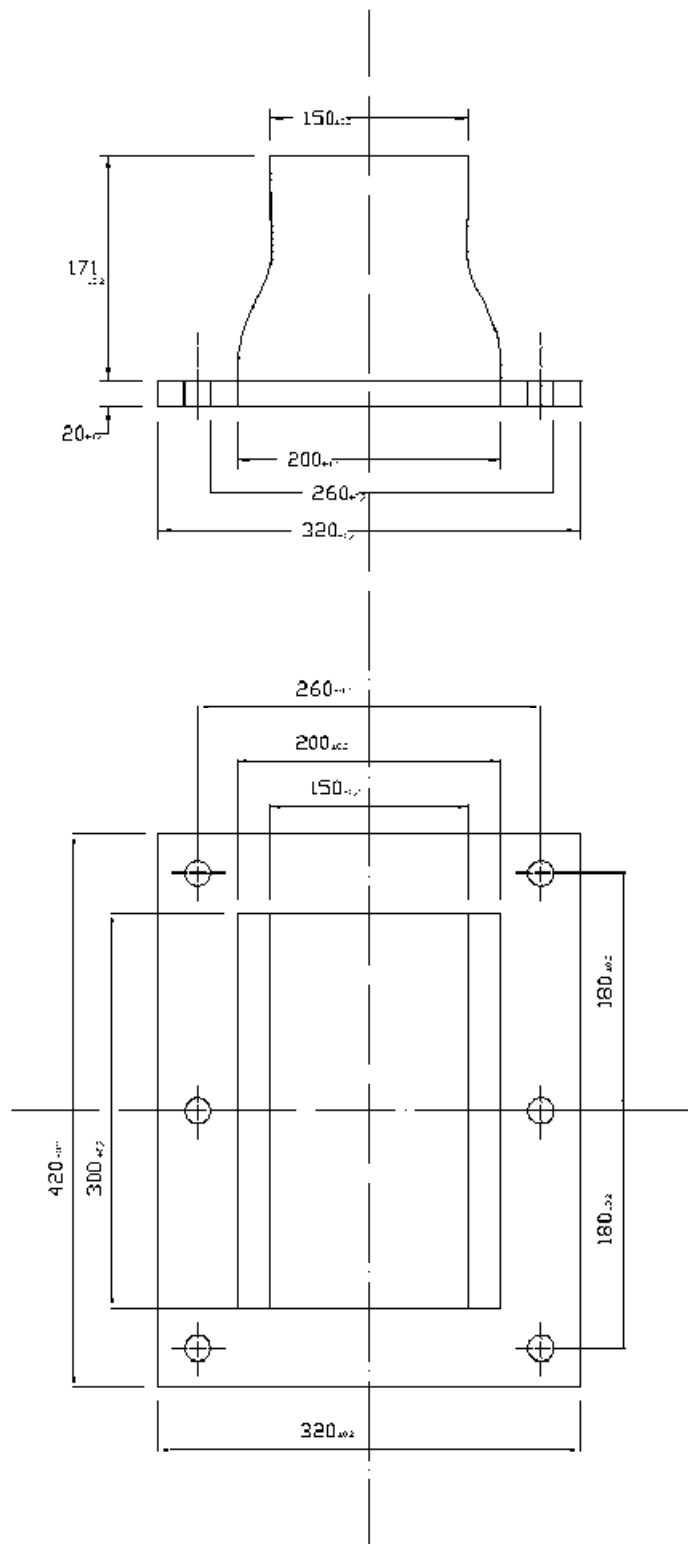
I 1.0800	I .7371	I .1080	I .0737	I I .0001229	I .1080	I .0738	I
I 1.0900	I .7373	I .1090	I .0737	I I .0001347	I .1090	I .0739	I
I 1.1000	I .7375	I .1100	I .0738	I I .0001477	I .1100	I .0739	I
I 1.1100	I .7378	I .1110	I .0738	I I .0001621	I .1110	I .0739	I
I 1.1200	I .7382	I .1120	I .0738	I I .0001777	I .1120	I .0740	I
I 1.1300	I .7386	I .1130	I .0739	I I .0001945	I .1130	I .0741	I
I 1.1400	I .7391	I .1140	I .0739	I I .0002124	I .1140	I .0741	I
I 1.1500	I .7396	I .1150	I .0740	I I .0002311	I .1150	I .0742	I
I 1.1600	I .7401	I .1160	I .0740	I I .0002502	I .1160	I .0743	I
I 1.1700	I .7406	I .1170	I .0741	I I .0002694	I .1170	I .0743	I
I 1.1800	I .7412	I .1180	I .0741	I I .0002883	I .1180	I .0744	I
I 1.1900	I .7417	I .1190	I .0742	I I .0003065	I .1190	I .0745	I
I 1.2000	I .7423	I .1200	I .0742	I I .0003237	I .1200	I .0746	I
I 1.2100	I .7428	I .1210	I .0743	I I .0003395	I .1210	I .0746	I
I 1.2200	I .7433	I .1220	I .0743	I I .0003540	I .1220	I .0747	I
I 1.2300	I .7438	I .1230	I .0744	I I .0003669	I .1230	I .0747	I
I 1.2400	I .7443	I .1240	I .0744	I I .0003783	I .1240	I .0748	I
I 1.2500	I .7447	I .1250	I .0745	I I .0003883	I .1250	I .0749	I
I 1.2600	I .7451	I .1260	I .0745	I I .0003969	I .1260	I .0749	I
I 1.2700	I .7455	I .1270	I .0746	I I .0004044	I .1270	I .0750	I
I 1.2800	I .7459	I .1280	I .0746	I I .0004108	I .1280	I .0750	I
I 1.2900	I .7463	I .1290	I .0746	I I .0004164	I .1290	I .0750	I
I 1.3000	I .7466	I .1300	I .0747	I I .0004211	I .1300	I .0751	I
I 1.3100	I .7469	I .1310	I .0747	I I .0004252	I .1310	I .0751	I
I 1.3200	I .7472	I .1320	I .0747	I I .0004288	I .1320	I .0751	I
I 1.3300	I .7474	I .1330	I .0747	I I .0004318	I .1330	I .0752	I
I 1.3400	I .7477	I .1340	I .0748	I I .0004346	I .1340	I .0752	I
I 1.3500	I .7479	I .1350	I .0748	I I .0004370	I .1350	I .0752	I
I 1.3600	I .7481	I .1360	I .0748	I I .0004391	I .1360	I .0753	I
I 1.3700	I .7483	I .1370	I .0748	I I .0004411	I .1370	I .0753	I
I 1.3800	I .7485	I .1380	I .0748	I I .0004429	I .1380	I .0753	I
I 1.3900	I .7487	I .1390	I .0749	I I .0004445	I .1390	I .0753	I
I 1.4000	I .7488	I .1400	I .0749	I I .0004460	I .1400	I .0753	I
I 1.4100	I .7489	I .1410	I .0749	I I .0004475	I .1410	I .0753	I
I 1.4200	I .7491	I .1420	I .0749	I I .0004488	I .1420	I .0754	I
I 1.4300	I .7492	I .1430	I .0749	I I .0004501	I .1430	I .0754	I
I 1.4400	I .7493	I .1440	I .0749	I I .0004514	I .1440	I .0754	I
I 1.4500	I .7494	I .1450	I .0749	I I .0004526	I .1450	I .0754	I
I 1.4600	I .7495	I .1460	I .0749	I I .0004538	I .1460	I .0754	I
I 1.4700	I .7496	I .1470	I .0750	I I .0004549	I .1470	I .0754	I
I 1.4800	I .7497	I .1480	I .0750	I I .0004560	I .1480	I .0754	I
I 1.4900	I .7497	I .1490	I .0750	I I .0004571	I .1490	I .0754	I
I 1.5000	I .7498	I .1500	I .0750	I I .0004582	I .1500	I .0754	I
I 1.5100	I .7498	I .1510	I .0750	I I .0004593	I .1510	I .0754	I
I 1.5200	I .7499	I .1520	I .0750	I I .0004603	I .1520	I .0754	I
I 1.5300	I .7499	I .1530	I .0750	I I .0004614	I .1530	I .0755	I
I 1.5400	I .7500	I .1540	I .0750	I I .0004624	I .1540	I .0755	I
I 1.5500	I .7500	I .1550	I .0750	I I .0004634	I .1550	I .0755	I
I 1.5600	I .7500	I .1560	I .0750	I I .0004645	I .1560	I .0755	I
I 1.5700	I .7501	I .1570	I .0750	I I .0004655	I .1570	I .0755	I
I 1.5800	I .7501	I .1580	I .0750	I I .0004665	I .1580	I .0755	I
I 1.5900	I .7501	I .1590	I .0750	I I .0004675	I .1590	I .0755	I
I 1.6000	I .7501	I .1600	I .0750	I I .0004685	I .1600	I .0755	I
I 1.6100	I .7501	I .1610	I .0750	I I .0004695	I .1610	I .0755	I
I 1.6200	I .7502	I .1620	I .0750	I I .0004705	I .1620	I .0755	I
I 1.6300	I .7502	I .1630	I .0750	I I .0004715	I .1630	I .0755	I
I 1.6400	I .7502	I .1640	I .0750	I I .0004725	I .1640	I .0755	I
I 1.6500	I .7502	I .1650	I .0750	I I .0004734	I .1650	I .0755	I
I 1.6600	I .7502	I .1660	I .0750	I I .0004744	I .1660	I .0755	I
I 1.6700	I .7502	I .1670	I .0750	I I .0004754	I .1670	I .0755	I
I 1.6800	I .7502	I .1680	I .0750	I I .0004764	I .1680	I .0755	I

I	1.6900	I	.7502	I	.1690	I	.0750	I	I	.0004774	I	.1690	I	.0755	I
I	1.7000	I	.7502	I	.1700	I	.0750	I	I	.0004783	I	.1700	I	.0755	I
I	1.7100	I	.7502	I	.1710	I	.0750	I	I	.0004793	I	.1710	I	.0755	I
I	1.7134	I	.7502	I	.1713	I	.0750	I	I	.0004797	I	.1713	I	.0755	I

---



# ΑΚΡΟΦΥΣΙΟ ΟΡΘΟΓΩΝΙΚΟΥ JET AR=2



Σχήμα 1

## **4.2. Σχεδιασμός ακροφυσίου ορθογωνικής διατομής με λόγο πλευρών $AR=L/D=6$**

Διατομή εξόδου: Πλάτος  $D=50\text{mm}$ , μήκος  $L=300\text{mm}$ .

$$AR = \frac{L}{D} = \frac{300\text{mm}}{50\text{mm}} = 6$$

Γεωμετρικό σχήμα 2-D

Λόγος επιφάνειας κάτω προς πάνω 1,3330

Απόδοση 4,0000 M

Ταχύτητα εξόδου 6,000 m/s

Αριθμός Reynolds  $0,9927^E+05$

Βήμα στον άξονα X 0,0010m

```

*****
*
*   CODE:                S U C O D 1 . F O R
*
*   ANDRONICOS FILIOS,   AGELOS PROTOPSALTIS   / 1992
*   -----
*
* The SUCOD1 code applies BOERGERs method for a Subsonic
* Contraction Design of a two-dimensional, axisymmetric and
* three-dimensional geometry configuration. The flowfield
* calculation and geometry assumes s t e a d y and nearly
* i n c o m p r e s s i b l e flow acceleration while the
* the viscous effects are taking into account with the
* displacement of the boundaries in the outlet portion of
* the contraction.
*
*****

```

I N P U T D A T A

-----

```

CONTRACTION CONFIGURATION ..... 2-D
CONTRACTION RATIO ..... 4.0000
REFERENCE LENGHT ..... .1000 METERS
OUTLET MEAN VELOCITY ..... 6.0000 METERS/SEC
REYNOLDS NUMBER ..... .9927E+04
STEP ALONG X-AXIS ..... .0010 METERS

```

COMPUTED POLYNOMIAL PARAMETERS (FOR OPTIMUM CONTRACTION DESIGN)

-----

```

EM= .2500000
XL= 1.7700000   DD= .0082918   XV= 1.4837570
WL= 1.3240000   WS=-2.5000000   WH= .6694579

```

\*\*\*\*\* PARAMETER DD HAS BEEN DERIVED BY EXTRAPOLATION INTO REYNOLDS  
NUMBER DIAGRAM

1 TWO-DIMENSIONAL CONTRACTION GEOMETRY CHARACTERISTICS

-----

I WITHOUT BOUNDARY LAYER CORRECTION				I BOUNDARY LAYER CORRECTION			
NON-DIMENSIONAL GEOMETRY		DIMENSIONAL GEOMETRY		DIMENSIONAL GEOMETRY			
X	R	X (METERS)	R (METERS)	DELTA-R (METERS)	X (METERS)	R (METERS)	
.0000	1.0000	.0000	.1000	.0000000	.0000	.1000	
.0100	1.0000	.0010	.1000	.0000000	.0010	.1000	
.0200	1.0000	.0020	.1000	.0000000	.0020	.1000	
.0300	1.0000	.0030	.1000	.0000000	.0030	.1000	
.0400	1.0000	.0040	.1000	.0000000	.0040	.1000	
.0500	1.0000	.0050	.1000	.0000000	.0050	.1000	
.0600	.9999	.0060	.1000	.0000000	.0060	.1000	
.0700	.9999	.0070	.1000	.0000000	.0070	.1000	
.0800	.9998	.0080	.1000	.0000000	.0080	.1000	
.0900	.9998	.0090	.1000	.0000000	.0090	.1000	
.1000	.9997	.0100	.1000	.0000000	.0100	.1000	
.1100	.9996	.0110	.1000	.0000000	.0110	.1000	
.1200	.9994	.0120	.0999	.0000000	.0120	.0999	
.1300	.9993	.0130	.0999	.0000000	.0130	.0999	
.1400	.9991	.0140	.0999	.0000000	.0140	.0999	
.1500	.9989	.0150	.0999	.0000000	.0150	.0999	
.1600	.9987	.0160	.0999	.0000000	.0160	.0999	
.1700	.9984	.0170	.0998	.0000000	.0170	.0998	
.1800	.9981	.0180	.0998	.0000000	.0180	.0998	
.1900	.9978	.0190	.0998	.0000000	.0190	.0998	
.2000	.9975	.0200	.0997	.0000000	.0200	.0997	
.2100	.9971	.0210	.0997	.0000000	.0210	.0997	
.2200	.9966	.0220	.0997	.0000000	.0220	.0997	
.2300	.9962	.0230	.0996	.0000000	.0230	.0996	
.2400	.9957	.0240	.0996	.0000000	.0240	.0996	
.2500	.9951	.0250	.0995	.0000000	.0250	.0995	
.2600	.9945	.0260	.0995	.0000000	.0260	.0995	
.2700	.9939	.0270	.0994	.0000000	.0270	.0994	
.2800	.9932	.0280	.0993	.0000000	.0280	.0993	
.2900	.9924	.0290	.0992	.0000000	.0290	.0992	
.3000	.9916	.0300	.0992	.0000000	.0300	.0992	
.3100	.9908	.0310	.0991	.0000000	.0310	.0991	
.3200	.9899	.0320	.0990	.0000000	.0320	.0990	
.3300	.9889	.0330	.0989	.0000000	.0330	.0989	
.3400	.9879	.0340	.0988	.0000000	.0340	.0988	
.3500	.9868	.0350	.0987	.0000000	.0350	.0987	
.3600	.9857	.0360	.0986	.0000000	.0360	.0986	
.3700	.9845	.0370	.0985	.0000000	.0370	.0985	
.3800	.9832	.0380	.0983	.0000000	.0380	.0983	
.3900	.9819	.0390	.0982	.0000000	.0390	.0982	
.4000	.9805	.0400	.0981	.0000000	.0400	.0981	
.4100	.9790	.0410	.0979	.0000000	.0410	.0979	
.4200	.9775	.0420	.0977	.0000000	.0420	.0977	
.4300	.9759	.0430	.0976	.0000000	.0430	.0976	
.4400	.9742	.0440	.0974	.0000000	.0440	.0974	
.4500	.9724	.0450	.0972	.0000000	.0450	.0972	
.4600	.9705	.0460	.0971	.0000000	.0460	.0971	

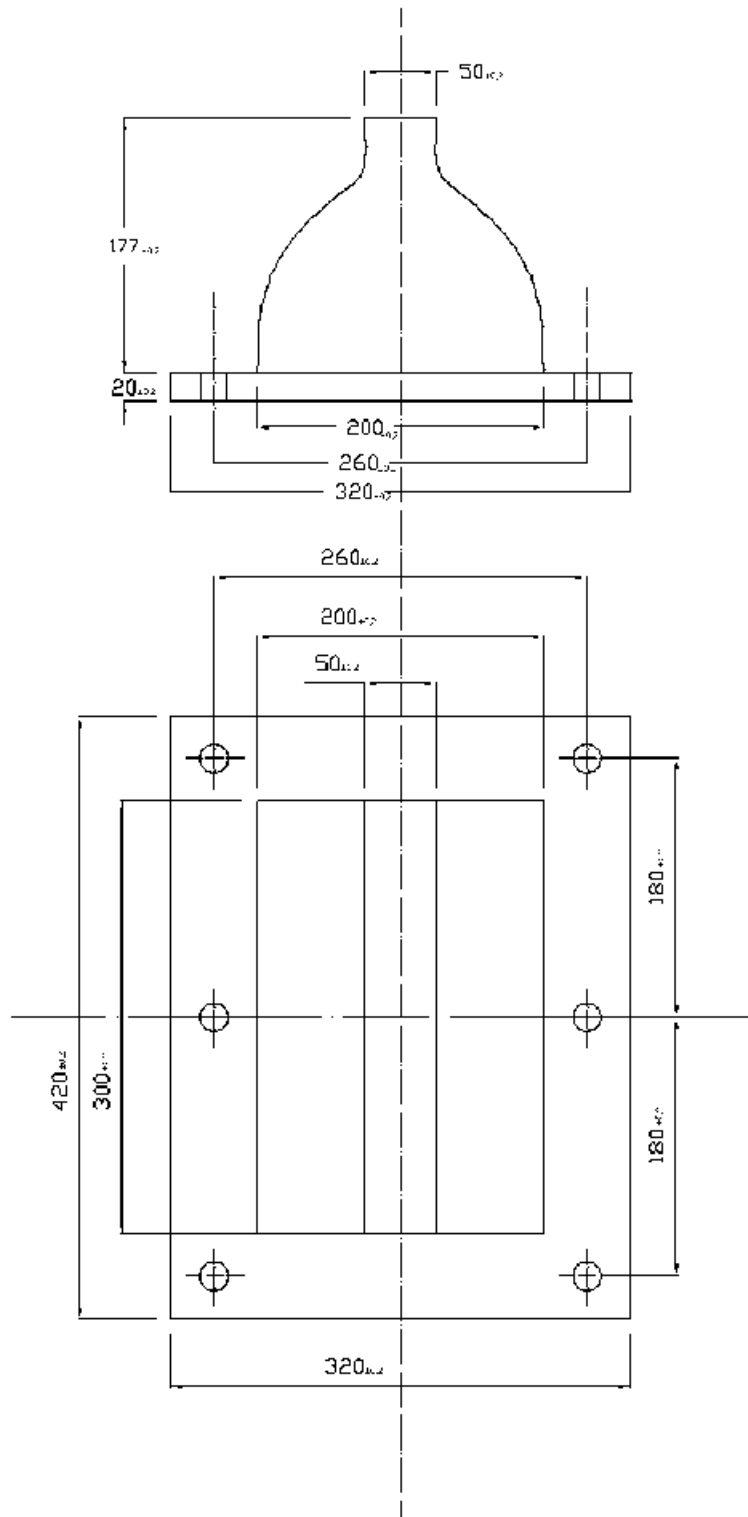
I	.4700	I	.9686	I	.0470	I	.0969	I	I	.0000000	I	.0470	I	.0969	I
I	.4800	I	.9666	I	.0480	I	.0967	I	I	.0000000	I	.0480	I	.0967	I
I	.4900	I	.9645	I	.0490	I	.0964	I	I	.0000000	I	.0490	I	.0964	I
I	.5000	I	.9623	I	.0500	I	.0962	I	I	.0000000	I	.0500	I	.0962	I
I	.5100	I	.9600	I	.0510	I	.0960	I	I	.0000000	I	.0510	I	.0960	I
I	.5200	I	.9576	I	.0520	I	.0958	I	I	.0000000	I	.0520	I	.0958	I
I	.5300	I	.9552	I	.0530	I	.0955	I	I	.0000000	I	.0530	I	.0955	I
I	.5400	I	.9526	I	.0540	I	.0953	I	I	.0000000	I	.0540	I	.0953	I
I	.5500	I	.9500	I	.0550	I	.0950	I	I	.0000000	I	.0550	I	.0950	I
I	.5600	I	.9472	I	.0560	I	.0947	I	I	.0000000	I	.0560	I	.0947	I
I	.5700	I	.9444	I	.0570	I	.0944	I	I	.0000000	I	.0570	I	.0944	I
I	.5800	I	.9414	I	.0580	I	.0941	I	I	.0000000	I	.0580	I	.0941	I
I	.5900	I	.9383	I	.0590	I	.0938	I	I	.0000000	I	.0590	I	.0938	I
I	.6000	I	.9352	I	.0600	I	.0935	I	I	.0000000	I	.0600	I	.0935	I
I	.6100	I	.9319	I	.0610	I	.0932	I	I	.0000000	I	.0610	I	.0932	I
I	.6200	I	.9285	I	.0620	I	.0929	I	I	.0000000	I	.0620	I	.0929	I
I	.6300	I	.9250	I	.0630	I	.0925	I	I	.0000000	I	.0630	I	.0925	I
I	.6400	I	.9214	I	.0640	I	.0921	I	I	.0000000	I	.0640	I	.0921	I
I	.6500	I	.9177	I	.0650	I	.0918	I	I	.0000000	I	.0650	I	.0918	I
I	.6600	I	.9138	I	.0660	I	.0914	I	I	.0000000	I	.0660	I	.0914	I
I	.6700	I	.9098	I	.0670	I	.0910	I	I	.0000000	I	.0670	I	.0910	I
I	.6800	I	.9057	I	.0680	I	.0906	I	I	.0000000	I	.0680	I	.0906	I
I	.6900	I	.9015	I	.0690	I	.0901	I	I	.0000000	I	.0690	I	.0901	I
I	.7000	I	.8971	I	.0700	I	.0897	I	I	.0000000	I	.0700	I	.0897	I
I	.7100	I	.8927	I	.0710	I	.0893	I	I	.0000000	I	.0710	I	.0893	I
I	.7200	I	.8880	I	.0720	I	.0888	I	I	.0000000	I	.0720	I	.0888	I
I	.7300	I	.8833	I	.0730	I	.0883	I	I	.0000000	I	.0730	I	.0883	I
I	.7400	I	.8784	I	.0740	I	.0878	I	I	.0000000	I	.0740	I	.0878	I
I	.7500	I	.8734	I	.0750	I	.0873	I	I	.0000000	I	.0750	I	.0873	I
I	.7600	I	.8682	I	.0760	I	.0868	I	I	.0000000	I	.0760	I	.0868	I
I	.7700	I	.8629	I	.0770	I	.0863	I	I	.0000000	I	.0770	I	.0863	I
I	.7800	I	.8575	I	.0780	I	.0857	I	I	.0000000	I	.0780	I	.0857	I
I	.7900	I	.8519	I	.0790	I	.0852	I	I	.0000000	I	.0790	I	.0852	I
I	.8000	I	.8461	I	.0800	I	.0846	I	I	.0000000	I	.0800	I	.0846	I
I	.8100	I	.8402	I	.0810	I	.0840	I	I	.0000000	I	.0810	I	.0840	I
I	.8200	I	.8342	I	.0820	I	.0834	I	I	.0000000	I	.0820	I	.0834	I
I	.8300	I	.8280	I	.0830	I	.0828	I	I	.0000000	I	.0830	I	.0828	I
I	.8400	I	.8216	I	.0840	I	.0822	I	I	.0000000	I	.0840	I	.0822	I
I	.8500	I	.8151	I	.0850	I	.0815	I	I	.0000000	I	.0850	I	.0815	I
I	.8600	I	.8085	I	.0860	I	.0808	I	I	.0000000	I	.0860	I	.0808	I
I	.8700	I	.8016	I	.0870	I	.0802	I	I	.0000000	I	.0870	I	.0802	I
I	.8800	I	.7946	I	.0880	I	.0795	I	I	.0000000	I	.0880	I	.0795	I
I	.8900	I	.7875	I	.0890	I	.0787	I	I	.0000000	I	.0890	I	.0787	I
I	.9000	I	.7802	I	.0900	I	.0780	I	I	.0000000	I	.0900	I	.0780	I
I	.9100	I	.7727	I	.0910	I	.0773	I	I	.0000000	I	.0910	I	.0773	I
I	.9200	I	.7650	I	.0920	I	.0765	I	I	.0000000	I	.0920	I	.0765	I
I	.9300	I	.7572	I	.0930	I	.0757	I	I	.0000000	I	.0930	I	.0757	I
I	.9400	I	.7492	I	.0940	I	.0749	I	I	.0000000	I	.0940	I	.0749	I
I	.9500	I	.7411	I	.0950	I	.0741	I	I	.0000000	I	.0950	I	.0741	I
I	.9600	I	.7327	I	.0960	I	.0733	I	I	.0000000	I	.0960	I	.0733	I
I	.9700	I	.7242	I	.0970	I	.0724	I	I	.0000000	I	.0970	I	.0724	I
I	.9800	I	.7156	I	.0980	I	.0716	I	I	.0000000	I	.0980	I	.0716	I
I	.9900	I	.7067	I	.0990	I	.0707	I	I	.0000000	I	.0990	I	.0707	I
I	1.0000	I	.6977	I	.1000	I	.0698	I	I	.0000000	I	.1000	I	.0698	I
I	1.0100	I	.6885	I	.1010	I	.0689	I	I	.0000000	I	.1010	I	.0689	I
I	1.0200	I	.6792	I	.1020	I	.0679	I	I	.0000000	I	.1020	I	.0679	I
I	1.0300	I	.6697	I	.1030	I	.0670	I	I	.0000000	I	.1030	I	.0670	I
I	1.0400	I	.6600	I	.1040	I	.0660	I	I	.0000000	I	.1040	I	.0660	I
I	1.0500	I	.6502	I	.1050	I	.0650	I	I	.0000000	I	.1050	I	.0650	I
I	1.0600	I	.6402	I	.1060	I	.0640	I	I	.0000000	I	.1060	I	.0640	I
I	1.0700	I	.6300	I	.1070	I	.0630	I	I	.0000000	I	.1070	I	.0630	I

I 1.0800	I .6197	I .1080	I .0620	I I .0000000	I .1080	I .0620
I 1.0900	I .6092	I .1090	I .0609	I I .0000000	I .1090	I .0609
I 1.1000	I .5985	I .1100	I .0599	I I .0000000	I .1100	I .0599
I 1.1100	I .5877	I .1110	I .0588	I I .0000000	I .1110	I .0588
I 1.1200	I .5768	I .1120	I .0577	I I .0000000	I .1120	I .0577
I 1.1300	I .5657	I .1130	I .0566	I I .0000000	I .1130	I .0566
I 1.1400	I .5545	I .1140	I .0555	I I .0000000	I .1140	I .0555
I 1.1500	I .5432	I .1150	I .0543	I I .0000000	I .1150	I .0543
I 1.1600	I .5317	I .1160	I .0532	I I .0000000	I .1160	I .0532
I 1.1700	I .5201	I .1170	I .0520	I I .0000000	I .1170	I .0520
I 1.1800	I .5083	I .1180	I .0508	I I .0000000	I .1180	I .0508
I 1.1900	I .4965	I .1190	I .0497	I I .0000000	I .1190	I .0497
I 1.2000	I .4846	I .1200	I .0485	I I .0000000	I .1200	I .0485
I 1.2100	I .4725	I .1210	I .0473	I I .0000000	I .1210	I .0473
I 1.2200	I .4604	I .1220	I .0460	I I .0000000	I .1220	I .0460
I 1.2300	I .4482	I .1230	I .0448	I I .0000000	I .1230	I .0448
I 1.2400	I .4359	I .1240	I .0436	I I .0000000	I .1240	I .0436
I 1.2500	I .4235	I .1250	I .0423	I I .0000000	I .1250	I .0423
I 1.2600	I .4111	I .1260	I .0411	I I .0000000	I .1260	I .0411
I 1.2700	I .3986	I .1270	I .0399	I I .0000000	I .1270	I .0399
I 1.2800	I .3860	I .1280	I .0386	I I .0000000	I .1280	I .0386
I 1.2900	I .3735	I .1290	I .0373	I I .0000000	I .1290	I .0373
I 1.3000	I .3609	I .1300	I .0361	I I .0000000	I .1300	I .0361
I 1.3100	I .3482	I .1310	I .0348	I I .0000000	I .1310	I .0348
I 1.3200	I .3359	I .1320	I .0336	I I .0000000	I .1320	I .0336
I 1.3300	I .3228	I .1330	I .0323	I I .0000000	I .1330	I .0323
I 1.3400	I .3111	I .1340	I .0311	I I .0000000	I .1340	I .0311
I 1.3500	I .3010	I .1350	I .0301	I I .0000000	I .1350	I .0301
I 1.3600	I .2926	I .1360	I .0293	I I .0000000	I .1360	I .0293
I 1.3700	I .2855	I .1370	I .0285	I I .0000000	I .1370	I .0285
I 1.3800	I .2796	I .1380	I .0280	I I .0000000	I .1380	I .0280
I 1.3900	I .2745	I .1390	I .0275	I I .0000000	I .1390	I .0275
I 1.4000	I .2702	I .1400	I .0270	I I .0000004	I .1400	I .0270
I 1.4100	I .2664	I .1410	I .0266	I I .0000049	I .1410	I .0266
I 1.4200	I .2631	I .1420	I .0263	I I .0000094	I .1420	I .0263
I 1.4300	I .2603	I .1430	I .0260	I I .0000139	I .1430	I .0260
I 1.4400	I .2577	I .1440	I .0258	I I .0000184	I .1440	I .0258
I 1.4500	I .2555	I .1450	I .0256	I I .0000229	I .1450	I .0256
I 1.4600	I .2536	I .1460	I .0254	I I .0000274	I .1460	I .0254
I 1.4700	I .2519	I .1470	I .0252	I I .0000319	I .1470	I .0252
I 1.4800	I .2504	I .1480	I .0250	I I .0000364	I .1480	I .0251
I 1.4900	I .2492	I .1490	I .0249	I I .0000409	I .1490	I .0250
I 1.5000	I .2481	I .1500	I .0248	I I .0000454	I .1500	I .0249
I 1.5100	I .2472	I .1510	I .0247	I I .0000501	I .1510	I .0248
I 1.5200	I .2466	I .1520	I .0247	I I .0000549	I .1520	I .0247
I 1.5300	I .2461	I .1530	I .0246	I I .0000602	I .1530	I .0247
I 1.5400	I .2458	I .1540	I .0246	I I .0000663	I .1540	I .0246
I 1.5500	I .2457	I .1550	I .0246	I I .0000740	I .1550	I .0246
I 1.5600	I .2458	I .1560	I .0246	I I .0000840	I .1560	I .0247
I 1.5700	I .2461	I .1570	I .0246	I I .0000976	I .1570	I .0247
I 1.5800	I .2466	I .1580	I .0247	I I .0001149	I .1580	I .0248
I 1.5900	I .2471	I .1590	I .0247	I I .0001342	I .1590	I .0248
I 1.6000	I .2476	I .1600	I .0248	I I .0001521	I .1600	I .0249
I 1.6100	I .2481	I .1610	I .0248	I I .0001662	I .1610	I .0250
I 1.6200	I .2485	I .1620	I .0249	I I .0001759	I .1620	I .0250
I 1.6300	I .2489	I .1630	I .0249	I I .0001821	I .1630	I .0251
I 1.6400	I .2491	I .1640	I .0249	I I .0001861	I .1640	I .0251
I 1.6500	I .2494	I .1650	I .0249	I I .0001887	I .1650	I .0251
I 1.6600	I .2495	I .1660	I .0250	I I .0001906	I .1660	I .0251
I 1.6700	I .2497	I .1670	I .0250	I I .0001922	I .1670	I .0252
I 1.6800	I .2498	I .1680	I .0250	I I .0001935	I .1680	I .0252

I	1.6900	I	.2498	I	.1690	I	.0250	I	I	.0001946	I	.1690	I	.0252	I
I	1.7000	I	.2499	I	.1700	I	.0250	I	I	.0001957	I	.1700	I	.0252	I
I	1.7100	I	.2499	I	.1710	I	.0250	I	I	.0001968	I	.1710	I	.0252	I
I	1.7200	I	.2500	I	.1720	I	.0250	I	I	.0001978	I	.1720	I	.0252	I
I	1.7300	I	.2500	I	.1730	I	.0250	I	I	.0001988	I	.1730	I	.0252	I
I	1.7400	I	.2500	I	.1740	I	.0250	I	I	.0001999	I	.1740	I	.0252	I
I	1.7500	I	.2500	I	.1750	I	.0250	I	I	.0002009	I	.1750	I	.0252	I
I	1.7600	I	.2500	I	.1760	I	.0250	I	I	.0002018	I	.1760	I	.0252	I
I	1.7700	I	.2500	I	.1770	I	.0250	I	I	.0002028	I	.1770	I	.0252	I

-----

# ΑΚΡΟΦΥΣΙΟ ΟΡΘΟΓΩΝΙΚΟΥ JET AR=6



1:5

Σχήμα 2



### **4.3. Σχεδιασμός ακροφυσίου ορθογωνικής διατομής με λόγο πλευρών $AR=L/D=10$**

Διατομή εξόδου: Πλάτος  $D=30\text{mm}$ , μήκος  $L=300\text{mm}$ .

$$AR = \frac{L}{D} = \frac{300\text{mm}}{30\text{mm}} = 10$$

Γεωμετρικό σχήμα 2-D

Λόγος επιφάνειας κάτω προς πάνω 1,3330

Απόδοση 6,6600

Ταχύτητα εξόδου 6,000 m/s

Αριθμός Reynolds  $0,5957^E+05$

Βήμα στον έξονα X 0,0010m

```

*****
*
*   CODE:                S U C O D 1 . F O R
*
*   ANDRONICOS FILIOS,   AGELOS PROTOPSALTIS   / 1992
*   -----
*
* The SUCOD1 code applies BOERGERS method for a Subsonic
* COntraction Design of a two-dimensional, axisymmetric and
* three-dimensional geometry configuration. The flowfield
* calculation and geometry assumes s t e a d y and nearly
* i n c o m p r e s s i b l e flow acceleration while the
* the viscous effects are taking into account with the
* displacement of the boundaries in the outlet portion of
* the contraction.
*
*****

```

I N P U T D A T A

-----

```

CONTRACTION CONFIGURATION ..... 2-D
CONTRACTION RATIO ..... 6.6660
REFERENCE LENGHT ..... .1000 METERS
OUTLET MEAN VELOCITY ..... 6.0000 METERS/SEC
REYNOLDS NUMBER ..... .5957E+04
STEP ALONG X-AXIS ..... .0010 METERS

```

COMPUTED POLYNOMIAL PARAMETERS (FOR OPTIMUM CONTRACTION DESIGN)

-----

```

EM= .1500150
XL= 1.7019140   DD= .0083076   XV= 1.5153910
WL= 1.4222490   WS=-2.7009400   WH= .7887443

```

\*\*\*\*\* PARAMETER DD HAS BEEN DERIVED BY EXTRAPOLATION INTO REYNOLDS  
NUMBER DIAGRAM

1 TWO-DIMENSIONAL CONTRACTION GEOMETRY CHARACTERISTICS

-----

I WITHOUT BOUNDARY LAYER CORRECTION				I BOUNDARY LAYER CORRECTION			
NON-DIMENSIONAL GEOMETRY		DIMENSIONAL GEOMETRY		DIMENSIONAL GEOMETRY			
X	R	X (METERS)	R (METERS)	DELTA-R (METERS)	X (METERS)	R (METERS)	
.0000	1.0000	.0000	.1000	.0000000	.0000	.1000	
.0100	1.0000	.0010	.1000	.0000000	.0010	.1000	
.0200	1.0000	.0020	.1000	.0000000	.0020	.1000	
.0300	1.0000	.0030	.1000	.0000000	.0030	.1000	
.0400	1.0000	.0040	.1000	.0000000	.0040	.1000	
.0500	1.0000	.0050	.1000	.0000000	.0050	.1000	
.0600	.9999	.0060	.1000	.0000000	.0060	.1000	
.0700	.9999	.0070	.1000	.0000000	.0070	.1000	
.0800	.9999	.0080	.1000	.0000000	.0080	.1000	
.0900	.9998	.0090	.1000	.0000000	.0090	.1000	
.1000	.9997	.0100	.1000	.0000000	.0100	.1000	
.1100	.9996	.0110	.1000	.0000000	.0110	.1000	
.1200	.9995	.0120	.1000	.0000000	.0120	.1000	
.1300	.9994	.0130	.0999	.0000000	.0130	.0999	
.1400	.9993	.0140	.0999	.0000000	.0140	.0999	
.1500	.9991	.0150	.0999	.0000000	.0150	.0999	
.1600	.9989	.0160	.0999	.0000000	.0160	.0999	
.1700	.9987	.0170	.0999	.0000000	.0170	.0999	
.1800	.9985	.0180	.0998	.0000000	.0180	.0998	
.1900	.9982	.0190	.0998	.0000000	.0190	.0998	
.2000	.9979	.0200	.0998	.0000000	.0200	.0998	
.2100	.9976	.0210	.0998	.0000000	.0210	.0998	
.2200	.9972	.0220	.0997	.0000000	.0220	.0997	
.2300	.9968	.0230	.0997	.0000000	.0230	.0997	
.2400	.9964	.0240	.0996	.0000000	.0240	.0996	
.2500	.9959	.0250	.0996	.0000000	.0250	.0996	
.2600	.9954	.0260	.0995	.0000000	.0260	.0995	
.2700	.9949	.0270	.0995	.0000000	.0270	.0995	
.2800	.9943	.0280	.0994	.0000000	.0280	.0994	
.2900	.9937	.0290	.0994	.0000000	.0290	.0994	
.3000	.9930	.0300	.0993	.0000000	.0300	.0993	
.3100	.9923	.0310	.0992	.0000000	.0310	.0992	
.3200	.9916	.0320	.0992	.0000000	.0320	.0992	
.3300	.9908	.0330	.0991	.0000000	.0330	.0991	
.3400	.9899	.0340	.0990	.0000000	.0340	.0990	
.3500	.9890	.0350	.0989	.0000000	.0350	.0989	
.3600	.9881	.0360	.0988	.0000000	.0360	.0988	
.3700	.9871	.0370	.0987	.0000000	.0370	.0987	
.3800	.9860	.0380	.0986	.0000000	.0380	.0986	
.3900	.9849	.0390	.0985	.0000000	.0390	.0985	
.4000	.9837	.0400	.0984	.0000000	.0400	.0984	
.4100	.9825	.0410	.0982	.0000000	.0410	.0982	
.4200	.9812	.0420	.0981	.0000000	.0420	.0981	
.4300	.9798	.0430	.0980	.0000000	.0430	.0980	
.4400	.9784	.0440	.0978	.0000000	.0440	.0978	
.4500	.9769	.0450	.0977	.0000000	.0450	.0977	
.4600	.9753	.0460	.0975	.0000000	.0460	.0975	

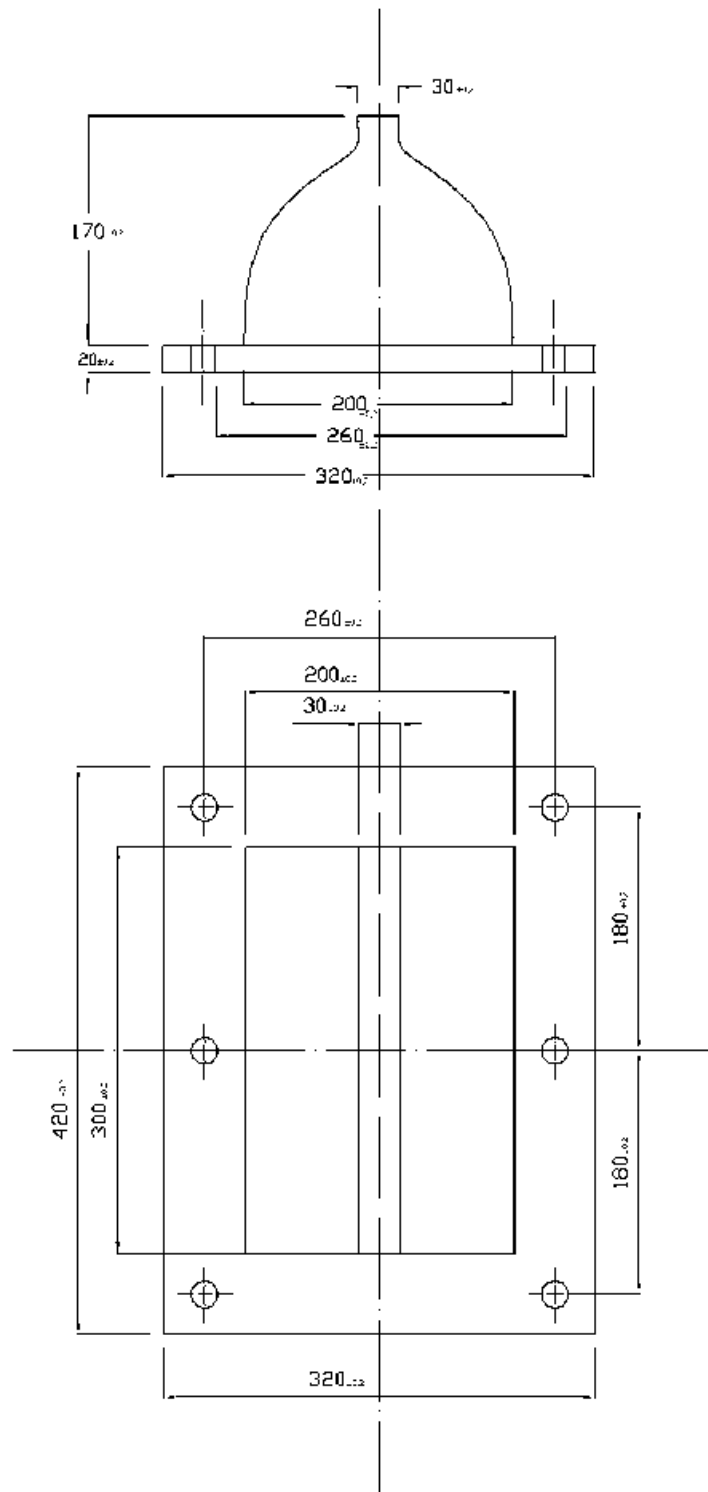
I	.4700	I	.9737	I	.0470	I	.0974	I	I	.0000000	I	.0470	I	.0974	I
I	.4800	I	.9720	I	.0480	I	.0972	I	I	.0000000	I	.0480	I	.0972	I
I	.4900	I	.9702	I	.0490	I	.0970	I	I	.0000000	I	.0490	I	.0970	I
I	.5000	I	.9683	I	.0500	I	.0968	I	I	.0000000	I	.0500	I	.0968	I
I	.5100	I	.9664	I	.0510	I	.0966	I	I	.0000000	I	.0510	I	.0966	I
I	.5200	I	.9644	I	.0520	I	.0964	I	I	.0000000	I	.0520	I	.0964	I
I	.5300	I	.9623	I	.0530	I	.0962	I	I	.0000000	I	.0530	I	.0962	I
I	.5400	I	.9601	I	.0540	I	.0960	I	I	.0000000	I	.0540	I	.0960	I
I	.5500	I	.9579	I	.0550	I	.0958	I	I	.0000000	I	.0550	I	.0958	I
I	.5600	I	.9555	I	.0560	I	.0956	I	I	.0000000	I	.0560	I	.0956	I
I	.5700	I	.9531	I	.0570	I	.0953	I	I	.0000000	I	.0570	I	.0953	I
I	.5800	I	.9506	I	.0580	I	.0951	I	I	.0000000	I	.0580	I	.0951	I
I	.5900	I	.9480	I	.0590	I	.0948	I	I	.0000000	I	.0590	I	.0948	I
I	.6000	I	.9453	I	.0600	I	.0945	I	I	.0000000	I	.0600	I	.0945	I
I	.6100	I	.9425	I	.0610	I	.0942	I	I	.0000000	I	.0610	I	.0942	I
I	.6200	I	.9396	I	.0620	I	.0940	I	I	.0000000	I	.0620	I	.0940	I
I	.6300	I	.9365	I	.0630	I	.0937	I	I	.0000000	I	.0630	I	.0937	I
I	.6400	I	.9334	I	.0640	I	.0933	I	I	.0000000	I	.0640	I	.0933	I
I	.6500	I	.9302	I	.0650	I	.0930	I	I	.0000000	I	.0650	I	.0930	I
I	.6600	I	.9269	I	.0660	I	.0927	I	I	.0000000	I	.0660	I	.0927	I
I	.6700	I	.9235	I	.0670	I	.0924	I	I	.0000000	I	.0670	I	.0924	I
I	.6800	I	.9200	I	.0680	I	.0920	I	I	.0000000	I	.0680	I	.0920	I
I	.6900	I	.9163	I	.0690	I	.0916	I	I	.0000000	I	.0690	I	.0916	I
I	.7000	I	.9126	I	.0700	I	.0913	I	I	.0000000	I	.0700	I	.0913	I
I	.7100	I	.9087	I	.0710	I	.0909	I	I	.0000000	I	.0710	I	.0909	I
I	.7200	I	.9047	I	.0720	I	.0905	I	I	.0000000	I	.0720	I	.0905	I
I	.7300	I	.9006	I	.0730	I	.0901	I	I	.0000000	I	.0730	I	.0901	I
I	.7400	I	.8963	I	.0740	I	.0896	I	I	.0000000	I	.0740	I	.0896	I
I	.7500	I	.8920	I	.0750	I	.0892	I	I	.0000000	I	.0750	I	.0892	I
I	.7600	I	.8874	I	.0760	I	.0887	I	I	.0000000	I	.0760	I	.0887	I
I	.7700	I	.8828	I	.0770	I	.0883	I	I	.0000000	I	.0770	I	.0883	I
I	.7800	I	.8780	I	.0780	I	.0878	I	I	.0000000	I	.0780	I	.0878	I
I	.7900	I	.8731	I	.0790	I	.0873	I	I	.0000000	I	.0790	I	.0873	I
I	.8000	I	.8681	I	.0800	I	.0868	I	I	.0000000	I	.0800	I	.0868	I
I	.8100	I	.8629	I	.0810	I	.0863	I	I	.0000000	I	.0810	I	.0863	I
I	.8200	I	.8576	I	.0820	I	.0858	I	I	.0000000	I	.0820	I	.0858	I
I	.8300	I	.8521	I	.0830	I	.0852	I	I	.0000000	I	.0830	I	.0852	I
I	.8400	I	.8465	I	.0840	I	.0846	I	I	.0000000	I	.0840	I	.0846	I
I	.8500	I	.8407	I	.0850	I	.0841	I	I	.0000000	I	.0850	I	.0841	I
I	.8600	I	.8348	I	.0860	I	.0835	I	I	.0000000	I	.0860	I	.0835	I
I	.8700	I	.8287	I	.0870	I	.0829	I	I	.0000000	I	.0870	I	.0829	I
I	.8800	I	.8224	I	.0880	I	.0822	I	I	.0000000	I	.0880	I	.0822	I
I	.8900	I	.8160	I	.0890	I	.0816	I	I	.0000000	I	.0890	I	.0816	I
I	.9000	I	.8094	I	.0900	I	.0809	I	I	.0000000	I	.0900	I	.0809	I
I	.9100	I	.8027	I	.0910	I	.0803	I	I	.0000000	I	.0910	I	.0803	I
I	.9200	I	.7957	I	.0920	I	.0796	I	I	.0000000	I	.0920	I	.0796	I
I	.9300	I	.7886	I	.0930	I	.0789	I	I	.0000000	I	.0930	I	.0789	I
I	.9400	I	.7814	I	.0940	I	.0781	I	I	.0000000	I	.0940	I	.0781	I
I	.9500	I	.7739	I	.0950	I	.0774	I	I	.0000000	I	.0950	I	.0774	I
I	.9600	I	.7663	I	.0960	I	.0766	I	I	.0000000	I	.0960	I	.0766	I
I	.9700	I	.7585	I	.0970	I	.0758	I	I	.0000000	I	.0970	I	.0758	I
I	.9800	I	.7505	I	.0980	I	.0750	I	I	.0000000	I	.0980	I	.0750	I
I	.9900	I	.7423	I	.0990	I	.0742	I	I	.0000000	I	.0990	I	.0742	I
I	1.0000	I	.7339	I	.1000	I	.0734	I	I	.0000000	I	.1000	I	.0734	I
I	1.0100	I	.7254	I	.1010	I	.0725	I	I	.0000000	I	.1010	I	.0725	I
I	1.0200	I	.7166	I	.1020	I	.0717	I	I	.0000000	I	.1020	I	.0717	I
I	1.0300	I	.7076	I	.1030	I	.0708	I	I	.0000000	I	.1030	I	.0708	I
I	1.0400	I	.6985	I	.1040	I	.0698	I	I	.0000000	I	.1040	I	.0698	I
I	1.0500	I	.6891	I	.1050	I	.0689	I	I	.0000000	I	.1050	I	.0689	I
I	1.0600	I	.6796	I	.1060	I	.0680	I	I	.0000000	I	.1060	I	.0680	I
I	1.0700	I	.6698	I	.1070	I	.0670	I	I	.0000000	I	.1070	I	.0670	I

I 1.0800	I .6598	I .1080	I .0660	I I .0000000	I .1080	I .0660	I
I 1.0900	I .6497	I .1090	I .0650	I I .0000000	I .1090	I .0650	I
I 1.1000	I .6393	I .1100	I .0639	I I .0000000	I .1100	I .0639	I
I 1.1100	I .6287	I .1110	I .0629	I I .0000000	I .1110	I .0629	I
I 1.1200	I .6180	I .1120	I .0618	I I .0000000	I .1120	I .0618	I
I 1.1300	I .6070	I .1130	I .0607	I I .0000000	I .1130	I .0607	I
I 1.1400	I .5958	I .1140	I .0596	I I .0000000	I .1140	I .0596	I
I 1.1500	I .5844	I .1150	I .0584	I I .0000000	I .1150	I .0584	I
I 1.1600	I .5728	I .1160	I .0573	I I .0000000	I .1160	I .0573	I
I 1.1700	I .5610	I .1170	I .0561	I I .0000000	I .1170	I .0561	I
I 1.1800	I .5490	I .1180	I .0549	I I .0000000	I .1180	I .0549	I
I 1.1900	I .5368	I .1190	I .0537	I I .0000000	I .1190	I .0537	I
I 1.2000	I .5244	I .1200	I .0524	I I .0000000	I .1200	I .0524	I
I 1.2100	I .5118	I .1210	I .0512	I I .0000000	I .1210	I .0512	I
I 1.2200	I .4991	I .1220	I .0499	I I .0000000	I .1220	I .0499	I
I 1.2300	I .4861	I .1230	I .0486	I I .0000000	I .1230	I .0486	I
I 1.2400	I .4730	I .1240	I .0473	I I .0000000	I .1240	I .0473	I
I 1.2500	I .4597	I .1250	I .0460	I I .0000000	I .1250	I .0460	I
I 1.2600	I .4462	I .1260	I .0446	I I .0000000	I .1260	I .0446	I
I 1.2700	I .4326	I .1270	I .0433	I I .0000000	I .1270	I .0433	I
I 1.2800	I .4188	I .1280	I .0419	I I .0000000	I .1280	I .0419	I
I 1.2900	I .4049	I .1290	I .0405	I I .0000000	I .1290	I .0405	I
I 1.3000	I .3908	I .1300	I .0391	I I .0000000	I .1300	I .0391	I
I 1.3100	I .3767	I .1310	I .0377	I I .0000000	I .1310	I .0377	I
I 1.3200	I .3623	I .1320	I .0362	I I .0000000	I .1320	I .0362	I
I 1.3300	I .3479	I .1330	I .0348	I I .0000000	I .1330	I .0348	I
I 1.3400	I .3334	I .1340	I .0333	I I .0000000	I .1340	I .0333	I
I 1.3500	I .3187	I .1350	I .0319	I I .0000000	I .1350	I .0319	I
I 1.3600	I .3040	I .1360	I .0304	I I .0000000	I .1360	I .0304	I
I 1.3700	I .2892	I .1370	I .0289	I I .0000000	I .1370	I .0289	I
I 1.3800	I .2744	I .1380	I .0274	I I .0000000	I .1380	I .0274	I
I 1.3900	I .2595	I .1390	I .0259	I I .0000000	I .1390	I .0259	I
I 1.4000	I .2446	I .1400	I .0245	I I .0000000	I .1400	I .0245	I
I 1.4100	I .2296	I .1410	I .0230	I I .0000000	I .1410	I .0230	I
I 1.4200	I .2151	I .1420	I .0215	I I .0000000	I .1420	I .0215	I
I 1.4300	I .1998	I .1430	I .0200	I I .0000000	I .1430	I .0200	I
I 1.4400	I .1877	I .1440	I .0188	I I .0000000	I .1440	I .0188	I
I 1.4500	I .1787	I .1450	I .0179	I I .0000000	I .1450	I .0179	I
I 1.4600	I .1719	I .1460	I .0172	I I .0000000	I .1460	I .0172	I
I 1.4700	I .1665	I .1470	I .0167	I I .0000000	I .1470	I .0167	I
I 1.4800	I .1623	I .1480	I .0162	I I .0000024	I .1480	I .0162	I
I 1.4900	I .1589	I .1490	I .0159	I I .0000070	I .1490	I .0159	I
I 1.5000	I .1560	I .1500	I .0156	I I .0000115	I .1500	I .0156	I
I 1.5100	I .1537	I .1510	I .0154	I I .0000160	I .1510	I .0154	I
I 1.5200	I .1519	I .1520	I .0152	I I .0000205	I .1520	I .0152	I
I 1.5300	I .1504	I .1530	I .0150	I I .0000250	I .1530	I .0151	I
I 1.5400	I .1492	I .1540	I .0149	I I .0000295	I .1540	I .0149	I
I 1.5500	I .1483	I .1550	I .0148	I I .0000342	I .1550	I .0149	I
I 1.5600	I .1478	I .1560	I .0148	I I .0000396	I .1560	I .0148	I
I 1.5700	I .1476	I .1570	I .0148	I I .0000467	I .1570	I .0148	I
I 1.5800	I .1478	I .1580	I .0148	I I .0000580	I .1580	I .0148	I
I 1.5900	I .1482	I .1590	I .0148	I I .0000752	I .1590	I .0149	I
I 1.6000	I .1487	I .1600	I .0149	I I .0000938	I .1600	I .0150	I
I 1.6100	I .1491	I .1610	I .0149	I I .0001063	I .1610	I .0150	I
I 1.6200	I .1494	I .1620	I .0149	I I .0001126	I .1620	I .0151	I
I 1.6300	I .1497	I .1630	I .0150	I I .0001156	I .1630	I .0151	I
I 1.6400	I .1498	I .1640	I .0150	I I .0001174	I .1640	I .0151	I
I 1.6500	I .1499	I .1650	I .0150	I I .0001187	I .1650	I .0151	I
I 1.6600	I .1500	I .1660	I .0150	I I .0001198	I .1660	I .0151	I
I 1.6700	I .1500	I .1670	I .0150	I I .0001209	I .1670	I .0151	I
I 1.6800	I .1500	I .1680	I .0150	I I .0001219	I .1680	I .0151	I

I	1.6900	I	.1500	I	.1690	I	.0150	I	I	.0001229	I	.1690	I	.0151	I
I	1.7000	I	.1500	I	.1700	I	.0150	I	I	.0001239	I	.1700	I	.0151	I
I	1.7019	I	.1500	I	.1702	I	.0150	I	I	.0001241	I	.1702	I	.0151	I

---

# ΑΚΡΟΦΥΣΙΟ ΟΡΘΟΓΩΝΙΚΟΥ JET AR=10



1:5

Σχήμα 3

#### **4.4. Σχεδιασμός ακροφυσίου ορθογωνικής διατομής με λόγο πλευρών $AR=L/D=15$**

Διατομή εξόδου: Πλάτος  $D=20\text{mm}$ , μήκος  $L=300\text{mm}$ .

$$AR = \frac{L}{D} = \frac{300\text{mm}}{20\text{mm}} = 15$$

Γεωμετρικό σχήμα 2-D

Λόγος επιφάνειας κάτω προς πάνω 1,3330

Απόδοση 10,000 M

Ταχύτητα εξόδου 6,000 m/s

Αριθμός Reynolds  $0,3971^E+04$

Βήμα στον έξονα X 0,0010m



```

*****
*
*   CODE:                S U C O D 1 . F O R
*
*   ANDRONICOS FILIOS,   AGELOS PROTOPSALTIS   / 1992
*   -----
*
* The SUCOD1 code applies BOERGERS method for a SUBsonic
* CONtraction Design of a two-dimensional, axisymmetric and
* three-dimensional geometry configuration. The flowfield
* calculation and geometry assumes s t e a d y and nearly
* i n c o m p r e s s i b l e flow acceleration while the
* the viscous effects are taking into account with the
* displacement of the boundaries in the outlet portion of
* the contraction.
*
*****

```

I N P U T D A T A

-----

```

CONTRACTION CONFIGURATION ..... 2-D
CONTRACTION RATIO ..... 10.0000
REFERENCE LENGHT ..... .1000 METERS
OUTLET MEAN VELOCITY ..... 6.0000 METERS/SEC
REYNOLDS NUMBER ..... .3971E+04
STEP ALONG X-AXIS ..... .0010 METERS

```

COMPUTED POLYNOMIAL PARAMETERS (FOR OPTIMUM CONTRACTION DESIGN)

-----

```

EM= .1000000
XL= 1.6659370   DD= .0083155   XV= 1.5200000
WL= 1.4800000   WS=-2.7929690   WH= .8550000

```

\*\*\*\*\* PARAMETER DD HAS BEEN DERIVED BY EXTRAPOLATION INTO REYNOLDS NUMBER DIAGRAM

1 TWO-DIMENSIONAL CONTRACTION GEOMETRY CHARACTERISTICS

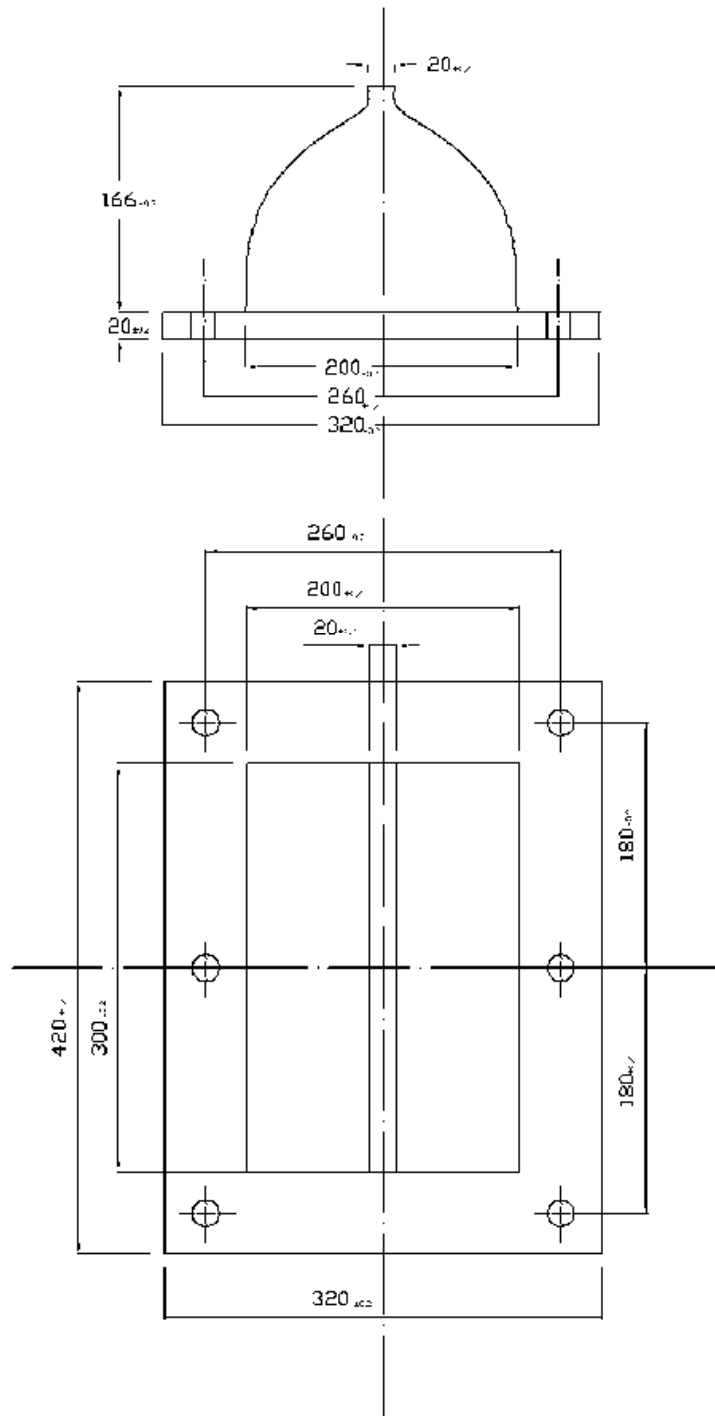
-----

I WITHOUT BOUNDARY LAYER CORRECTION				I BOUNDARY LAYER CORRECTION			
NON-DIMENSIONAL GEOMETRY		DIMENSIONAL GEOMETRY		DIMENSIONAL GEOMETRY			
X	R	X (METERS)	R (METERS)	DELTA-R (METERS)	X (METERS)	R (METERS)	
.0000	1.0000	.0000	.1000	.0000000	.0000	.1000	
.0100	1.0000	.0010	.1000	.0000000	.0010	.1000	
.0200	1.0000	.0020	.1000	.0000000	.0020	.1000	
.0300	1.0000	.0030	.1000	.0000000	.0030	.1000	
.0400	1.0000	.0040	.1000	.0000000	.0040	.1000	
.0500	1.0000	.0050	.1000	.0000000	.0050	.1000	
.0600	.9999	.0060	.1000	.0000000	.0060	.1000	
.0700	.9999	.0070	.1000	.0000000	.0070	.1000	
.0800	.9999	.0080	.1000	.0000000	.0080	.1000	
.0900	.9998	.0090	.1000	.0000000	.0090	.1000	
.1000	.9998	.0100	.1000	.0000000	.0100	.1000	
.1100	.9997	.0110	.1000	.0000000	.0110	.1000	
.1200	.9996	.0120	.1000	.0000000	.0120	.1000	
.1300	.9995	.0130	.0999	.0000000	.0130	.0999	
.1400	.9993	.0140	.0999	.0000000	.0140	.0999	
.1500	.9992	.0150	.0999	.0000000	.0150	.0999	
.1600	.9990	.0160	.0999	.0000000	.0160	.0999	
.1700	.9988	.0170	.0999	.0000000	.0170	.0999	
.1800	.9986	.0180	.0999	.0000000	.0180	.0999	
.1900	.9984	.0190	.0998	.0000000	.0190	.0998	
.2000	.9981	.0200	.0998	.0000000	.0200	.0998	
.2100	.9978	.0210	.0998	.0000000	.0210	.0998	
.2200	.9975	.0220	.0997	.0000000	.0220	.0997	
.2300	.9971	.0230	.0997	.0000000	.0230	.0997	
.2400	.9967	.0240	.0997	.0000000	.0240	.0997	
.2500	.9963	.0250	.0996	.0000000	.0250	.0996	
.2600	.9958	.0260	.0996	.0000000	.0260	.0996	
.2700	.9953	.0270	.0995	.0000000	.0270	.0995	
.2800	.9948	.0280	.0995	.0000000	.0280	.0995	
.2900	.9943	.0290	.0994	.0000000	.0290	.0994	
.3000	.9936	.0300	.0994	.0000000	.0300	.0994	
.3100	.9930	.0310	.0993	.0000000	.0310	.0993	
.3200	.9923	.0320	.0992	.0000000	.0320	.0992	
.3300	.9916	.0330	.0992	.0000000	.0330	.0992	
.3400	.9908	.0340	.0991	.0000000	.0340	.0991	
.3500	.9900	.0350	.0990	.0000000	.0350	.0990	
.3600	.9891	.0360	.0989	.0000000	.0360	.0989	
.3700	.9882	.0370	.0988	.0000000	.0370	.0988	
.3800	.9872	.0380	.0987	.0000000	.0380	.0987	
.3900	.9862	.0390	.0986	.0000000	.0390	.0986	
.4000	.9851	.0400	.0985	.0000000	.0400	.0985	
.4100	.9840	.0410	.0984	.0000000	.0410	.0984	
.4200	.9828	.0420	.0983	.0000000	.0420	.0983	
.4300	.9815	.0430	.0982	.0000000	.0430	.0982	
.4400	.9802	.0440	.0980	.0000000	.0440	.0980	
.4500	.9789	.0450	.0979	.0000000	.0450	.0979	
.4600	.9774	.0460	.0977	.0000000	.0460	.0977	

I	.4700	I	.9759	I	.0470	I	.0976	I	I	.0000000	I	.0470	I	.0976	I
I	.4800	I	.9744	I	.0480	I	.0974	I	I	.0000000	I	.0480	I	.0974	I
I	.4900	I	.9727	I	.0490	I	.0973	I	I	.0000000	I	.0490	I	.0973	I
I	.5000	I	.9710	I	.0500	I	.0971	I	I	.0000000	I	.0500	I	.0971	I
I	.5100	I	.9693	I	.0510	I	.0969	I	I	.0000000	I	.0510	I	.0969	I
I	.5200	I	.9674	I	.0520	I	.0967	I	I	.0000000	I	.0520	I	.0967	I
I	.5300	I	.9655	I	.0530	I	.0966	I	I	.0000000	I	.0530	I	.0966	I
I	.5400	I	.9635	I	.0540	I	.0964	I	I	.0000000	I	.0540	I	.0964	I
I	.5500	I	.9615	I	.0550	I	.0961	I	I	.0000000	I	.0550	I	.0961	I
I	.5600	I	.9593	I	.0560	I	.0959	I	I	.0000000	I	.0560	I	.0959	I
I	.5700	I	.9571	I	.0570	I	.0957	I	I	.0000000	I	.0570	I	.0957	I
I	.5800	I	.9548	I	.0580	I	.0955	I	I	.0000000	I	.0580	I	.0955	I
I	.5900	I	.9524	I	.0590	I	.0952	I	I	.0000000	I	.0590	I	.0952	I
I	.6000	I	.9499	I	.0600	I	.0950	I	I	.0000000	I	.0600	I	.0950	I
I	.6100	I	.9473	I	.0610	I	.0947	I	I	.0000000	I	.0610	I	.0947	I
I	.6200	I	.9447	I	.0620	I	.0945	I	I	.0000000	I	.0620	I	.0945	I
I	.6300	I	.9419	I	.0630	I	.0942	I	I	.0000000	I	.0630	I	.0942	I
I	.6400	I	.9391	I	.0640	I	.0939	I	I	.0000000	I	.0640	I	.0939	I
I	.6500	I	.9361	I	.0650	I	.0936	I	I	.0000000	I	.0650	I	.0936	I
I	.6600	I	.9331	I	.0660	I	.0933	I	I	.0000000	I	.0660	I	.0933	I
I	.6700	I	.9299	I	.0670	I	.0930	I	I	.0000000	I	.0670	I	.0930	I
I	.6800	I	.9267	I	.0680	I	.0927	I	I	.0000000	I	.0680	I	.0927	I
I	.6900	I	.9234	I	.0690	I	.0923	I	I	.0000000	I	.0690	I	.0923	I
I	.7000	I	.9199	I	.0700	I	.0920	I	I	.0000000	I	.0700	I	.0920	I
I	.7100	I	.9163	I	.0710	I	.0916	I	I	.0000000	I	.0710	I	.0916	I
I	.7200	I	.9127	I	.0720	I	.0913	I	I	.0000000	I	.0720	I	.0913	I
I	.7300	I	.9089	I	.0730	I	.0909	I	I	.0000000	I	.0730	I	.0909	I
I	.7400	I	.9050	I	.0740	I	.0905	I	I	.0000000	I	.0740	I	.0905	I
I	.7500	I	.9009	I	.0750	I	.0901	I	I	.0000000	I	.0750	I	.0901	I
I	.7600	I	.8968	I	.0760	I	.0897	I	I	.0000000	I	.0760	I	.0897	I
I	.7700	I	.8925	I	.0770	I	.0893	I	I	.0000000	I	.0770	I	.0893	I
I	.7800	I	.8881	I	.0780	I	.0888	I	I	.0000000	I	.0780	I	.0888	I
I	.7900	I	.8836	I	.0790	I	.0884	I	I	.0000000	I	.0790	I	.0884	I
I	.8000	I	.8790	I	.0800	I	.0879	I	I	.0000000	I	.0800	I	.0879	I
I	.8100	I	.8742	I	.0810	I	.0874	I	I	.0000000	I	.0810	I	.0874	I
I	.8200	I	.8693	I	.0820	I	.0869	I	I	.0000000	I	.0820	I	.0869	I
I	.8300	I	.8642	I	.0830	I	.0864	I	I	.0000000	I	.0830	I	.0864	I
I	.8400	I	.8590	I	.0840	I	.0859	I	I	.0000000	I	.0840	I	.0859	I
I	.8500	I	.8537	I	.0850	I	.0854	I	I	.0000000	I	.0850	I	.0854	I
I	.8600	I	.8482	I	.0860	I	.0848	I	I	.0000000	I	.0860	I	.0848	I
I	.8700	I	.8426	I	.0870	I	.0843	I	I	.0000000	I	.0870	I	.0843	I
I	.8800	I	.8368	I	.0880	I	.0837	I	I	.0000000	I	.0880	I	.0837	I
I	.8900	I	.8309	I	.0890	I	.0831	I	I	.0000000	I	.0890	I	.0831	I
I	.9000	I	.8248	I	.0900	I	.0825	I	I	.0000000	I	.0900	I	.0825	I
I	.9100	I	.8185	I	.0910	I	.0819	I	I	.0000000	I	.0910	I	.0819	I
I	.9200	I	.8121	I	.0920	I	.0812	I	I	.0000000	I	.0920	I	.0812	I
I	.9300	I	.8055	I	.0930	I	.0806	I	I	.0000000	I	.0930	I	.0806	I
I	.9400	I	.7988	I	.0940	I	.0799	I	I	.0000000	I	.0940	I	.0799	I
I	.9500	I	.7918	I	.0950	I	.0792	I	I	.0000000	I	.0950	I	.0792	I
I	.9600	I	.7847	I	.0960	I	.0785	I	I	.0000000	I	.0960	I	.0785	I
I	.9700	I	.7775	I	.0970	I	.0777	I	I	.0000000	I	.0970	I	.0777	I
I	.9800	I	.7700	I	.0980	I	.0770	I	I	.0000000	I	.0980	I	.0770	I
I	.9900	I	.7624	I	.0990	I	.0762	I	I	.0000000	I	.0990	I	.0762	I
I	1.0000	I	.7545	I	.1000	I	.0755	I	I	.0000000	I	.1000	I	.0755	I
I	1.0100	I	.7465	I	.1010	I	.0747	I	I	.0000000	I	.1010	I	.0747	I
I	1.0200	I	.7383	I	.1020	I	.0738	I	I	.0000000	I	.1020	I	.0738	I
I	1.0300	I	.7299	I	.1030	I	.0730	I	I	.0000000	I	.1030	I	.0730	I
I	1.0400	I	.7213	I	.1040	I	.0721	I	I	.0000000	I	.1040	I	.0721	I
I	1.0500	I	.7125	I	.1050	I	.0713	I	I	.0000000	I	.1050	I	.0713	I
I	1.0600	I	.7035	I	.1060	I	.0704	I	I	.0000000	I	.1060	I	.0704	I
I	1.0700	I	.6943	I	.1070	I	.0694	I	I	.0000000	I	.1070	I	.0694	I

I 1.0800	I .6849	I .1080	I .0685	I I .0000000	I .1080	I .0685	I
I 1.0900	I .6753	I .1090	I .0675	I I .0000000	I .1090	I .0675	I
I 1.1000	I .6655	I .1100	I .0665	I I .0000000	I .1100	I .0665	I
I 1.1100	I .6555	I .1110	I .0655	I I .0000000	I .1110	I .0655	I
I 1.1200	I .6452	I .1120	I .0645	I I .0000000	I .1120	I .0645	I
I 1.1300	I .6347	I .1130	I .0635	I I .0000000	I .1130	I .0635	I
I 1.1400	I .6240	I .1140	I .0624	I I .0000000	I .1140	I .0624	I
I 1.1500	I .6131	I .1150	I .0613	I I .0000000	I .1150	I .0613	I
I 1.1600	I .6020	I .1160	I .0602	I I .0000000	I .1160	I .0602	I
I 1.1700	I .5907	I .1170	I .0591	I I .0000000	I .1170	I .0591	I
I 1.1800	I .5791	I .1180	I .0579	I I .0000000	I .1180	I .0579	I
I 1.1900	I .5673	I .1190	I .0567	I I .0000000	I .1190	I .0567	I
I 1.2000	I .5553	I .1200	I .0555	I I .0000000	I .1200	I .0555	I
I 1.2100	I .5430	I .1210	I .0543	I I .0000000	I .1210	I .0543	I
I 1.2200	I .5306	I .1220	I .0531	I I .0000000	I .1220	I .0531	I
I 1.2300	I .5179	I .1230	I .0518	I I .0000000	I .1230	I .0518	I
I 1.2400	I .5050	I .1240	I .0505	I I .0000000	I .1240	I .0505	I
I 1.2500	I .4919	I .1250	I .0492	I I .0000000	I .1250	I .0492	I
I 1.2600	I .4786	I .1260	I .0479	I I .0000000	I .1260	I .0479	I
I 1.2700	I .4651	I .1270	I .0465	I I .0000000	I .1270	I .0465	I
I 1.2800	I .4514	I .1280	I .0451	I I .0000000	I .1280	I .0451	I
I 1.2900	I .4375	I .1290	I .0437	I I .0000000	I .1290	I .0437	I
I 1.3000	I .4233	I .1300	I .0423	I I .0000000	I .1300	I .0423	I
I 1.3100	I .4090	I .1310	I .0409	I I .0000000	I .1310	I .0409	I
I 1.3200	I .3945	I .1320	I .0395	I I .0000000	I .1320	I .0395	I
I 1.3300	I .3799	I .1330	I .0380	I I .0000000	I .1330	I .0380	I
I 1.3400	I .3650	I .1340	I .0365	I I .0000000	I .1340	I .0365	I
I 1.3500	I .3500	I .1350	I .0350	I I .0000000	I .1350	I .0350	I
I 1.3600	I .3349	I .1360	I .0335	I I .0000000	I .1360	I .0335	I
I 1.3700	I .3196	I .1370	I .0320	I I .0000000	I .1370	I .0320	I
I 1.3800	I .3042	I .1380	I .0304	I I .0000000	I .1380	I .0304	I
I 1.3900	I .2886	I .1390	I .0289	I I .0000000	I .1390	I .0289	I
I 1.4000	I .2730	I .1400	I .0273	I I .0000000	I .1400	I .0273	I
I 1.4100	I .2572	I .1410	I .0257	I I .0000000	I .1410	I .0257	I
I 1.4200	I .2413	I .1420	I .0241	I I .0000000	I .1420	I .0241	I
I 1.4300	I .2254	I .1430	I .0225	I I .0000000	I .1430	I .0225	I
I 1.4400	I .2094	I .1440	I .0209	I I .0000000	I .1440	I .0209	I
I 1.4500	I .1933	I .1450	I .0193	I I .0000000	I .1450	I .0193	I
I 1.4600	I .1773	I .1460	I .0177	I I .0000000	I .1460	I .0177	I
I 1.4700	I .1611	I .1470	I .0161	I I .0000000	I .1470	I .0161	I
I 1.4800	I .1450	I .1480	I .0145	I I .0000000	I .1480	I .0145	I
I 1.4900	I .1302	I .1490	I .0130	I I .0000000	I .1490	I .0130	I
I 1.5000	I .1202	I .1500	I .0120	I I .0000000	I .1500	I .0120	I
I 1.5100	I .1135	I .1510	I .0114	I I .0000000	I .1510	I .0114	I
I 1.5200	I .1089	I .1520	I .0109	I I .0000027	I .1520	I .0109	I
I 1.5300	I .1054	I .1530	I .0105	I I .0000073	I .1530	I .0105	I
I 1.5400	I .1029	I .1540	I .0103	I I .0000118	I .1540	I .0103	I
I 1.5500	I .1010	I .1550	I .0101	I I .0000163	I .1550	I .0101	I
I 1.5600	I .0997	I .1560	I .0100	I I .0000208	I .1560	I .0100	I
I 1.5700	I .0989	I .1570	I .0099	I I .0000258	I .1570	I .0099	I
I 1.5800	I .0986	I .1580	I .0099	I I .0000332	I .1580	I .0099	I
I 1.5900	I .0989	I .1590	I .0099	I I .0000479	I .1590	I .0099	I
I 1.6000	I .0993	I .1600	I .0099	I I .0000658	I .1600	I .0100	I
I 1.6100	I .0996	I .1610	I .0100	I I .0000747	I .1610	I .0100	I
I 1.6200	I .0998	I .1620	I .0100	I I .0000778	I .1620	I .0101	I
I 1.6300	I .0999	I .1630	I .0100	I I .0000793	I .1630	I .0101	I
I 1.6400	I .1000	I .1640	I .0100	I I .0000804	I .1640	I .0101	I
I 1.6500	I .1000	I .1650	I .0100	I I .0000814	I .1650	I .0101	I
I 1.6600	I .1000	I .1660	I .0100	I I .0000824	I .1660	I .0101	I
I 1.6659	I .1000	I .1666	I .0100	I I .0000830	I .1666	I .0101	I

# ΑΚΡΟΦΥΣΙΟ ΟΡΘΟΓΩΝΙΚΟΥ JET AR=15



Σχήμα 4

1:5

### ***5.5. Σχεδιασμός του κορμού ορθογωνικού καναλιού***

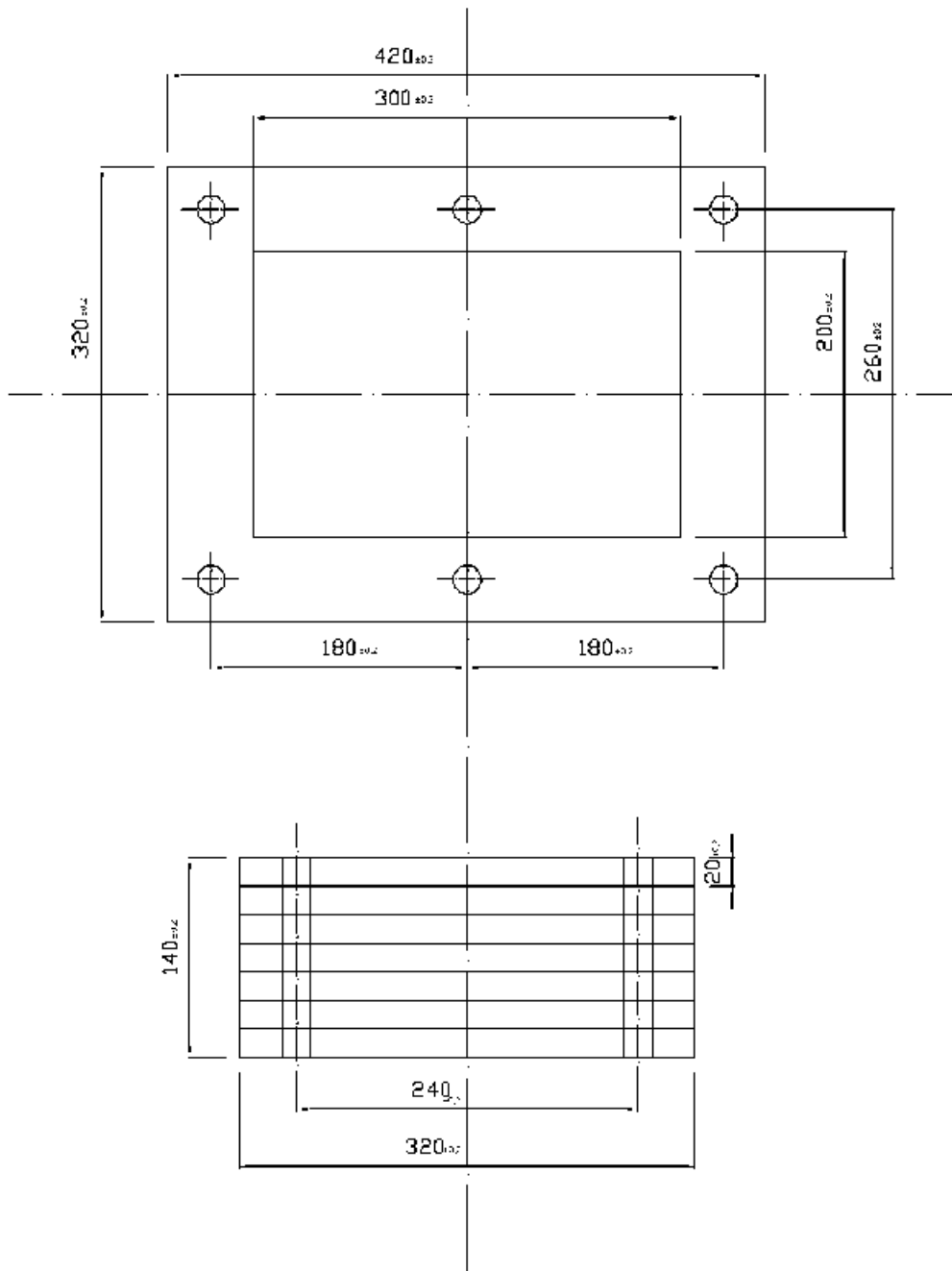
Ο κορμός του καναλιού είναι ίδιος και στα τέσσερα ορθογωνικά ακροφύσια και αποτελείται από τρία μέρη:

A) Τον θάλαμο καθυσηχασμού με σύτα που περιλαμβάνει επτά κομάτια (σχήμα 5)

B) Τον θάλαμο καθυσηχασμού με κυψέλη (σχήμα 6)

Γ) Τον διαχύτη (σχήμα 7)

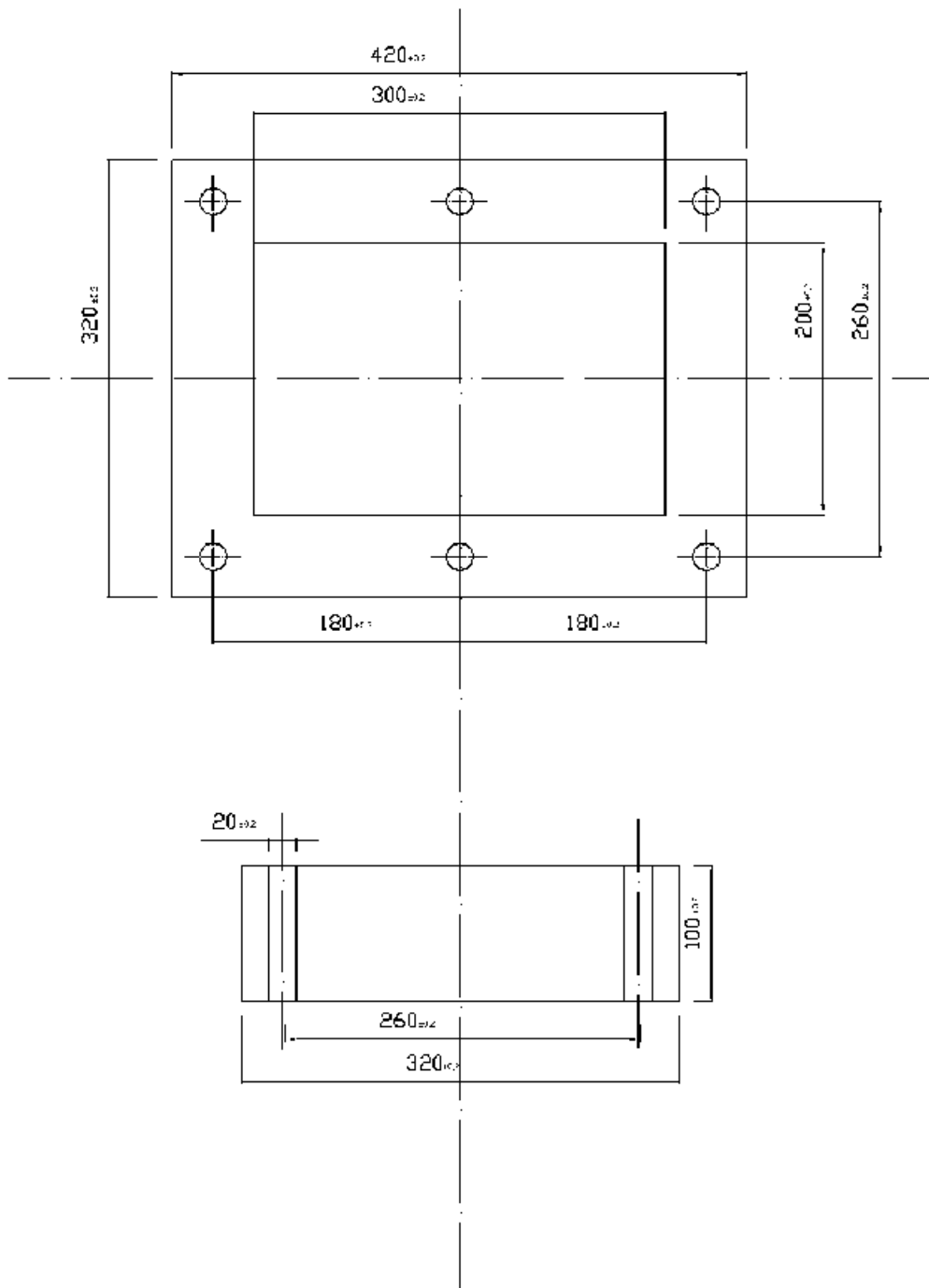
ΘΑΛΑΜΟΣ ΚΑΘΥΣΗΧΑΣΜΟΥ ΜΕ ΣΥΤΑ



1:5

Σχήμα 5

ΘΑΛΑΜΟΣ ΚΑΘΥΣΗΧΑΣΜΟΥ ΜΕ ΚΥΨΕΛΗ

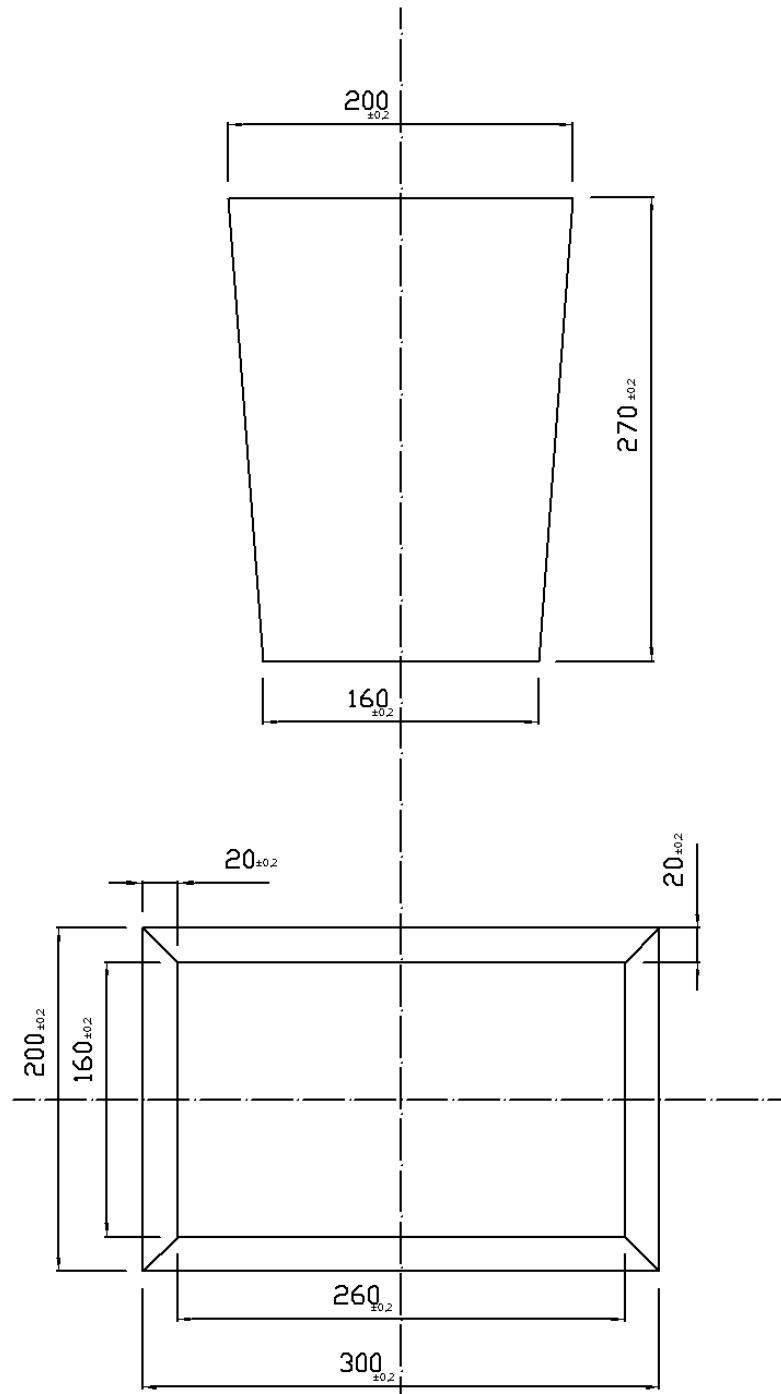


1:5

Σχήμα 6



# ΔΙΑΧΥΤΗΣ ΟΡΘΟΓΩΝΙΚΟΥ JET



1:5

Σχήμα 7

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΠΕΜΠΤΟ

### 5.1. Σχεδιασμός ακροφυσίου κυκλικής διατομής $DE=8.74\text{cm}$ .

Διάμετρος εξόδου ακροφυσίου  $De$

Πλάτος  $D=2\text{cm}$ , μήκος  $L=30\text{cm}$  από  $AR=15$

$$L \cdot D = \frac{\pi D_e^2}{4}$$

$$De = \sqrt{\frac{4 \cdot L \cdot D}{\pi}} = \sqrt{\frac{4 \cdot 30 \cdot 2}{3,14}} = 8,74 \rightarrow AR = 15$$

Γεωμετρικό σχήμα AXS

Λόγος επιφάνειας κάτω προς πάνω 5.2400

Απόδοση 0,1000 M

Ταχύτητα εξόδου 6,000 m/s

Αριθμός Reynolds  $0,1735^E+05$

Βήμα στον έξονα X 0,0010m

```

*****
*
*   CODE:                S U C O D 1 . F O R
*
*   ANDRONICOS FILIOS,   AGELOS PROTOPSALTIS   / 1992
*   -----
*
* The SUCOD1 code applies BOERGERs method for a Subsonic
* Contraction Design of a two-dimensional, axisymmetric and
* three-dimensional geometry configuration. The flowfield
* calculation and geometry assumes s t e a d y and nearly
* i n c o m p r e s s i b l e flow acceleration while the
* the viscous effects are taking into account with the
* displacement of the boundaries in the outlet portion of
* the contraction.
*
*****

```

I N P U T D A T A

-----

```

CONTRACTION CONFIGURATION ..... AXS
CONTRACTION RATIO ..... 5.2400
REFERENCE LENGHT ..... .1000 METERS
OUTLET MEAN VELOCITY ..... 6.0000 METERS/SEC
REYNOLDS NUMBER ..... .1735E+05
STEP ALONG X-AXIS ..... .0010 METERS

```

COMPUTED POLYNOMIAL PARAMETERS (FOR OPTIMUM CONTRACTION DESIGN)

-----

```

EM= .4368520
XL= 1.6059140   DD= .0082625   XV= 1.2169080
WL= .9907522   WS=-2.2973420   WH= .4888265

```

\*\*\*\*\* PARAMETER DD HAS BEEN DERIVED BY EXTRAPOLATION INTO REYNOLDS NUMBER DIAGRAM

1 AXISYMMETRIC CONTRACTION GEOMETRY CHARACTERISTICS

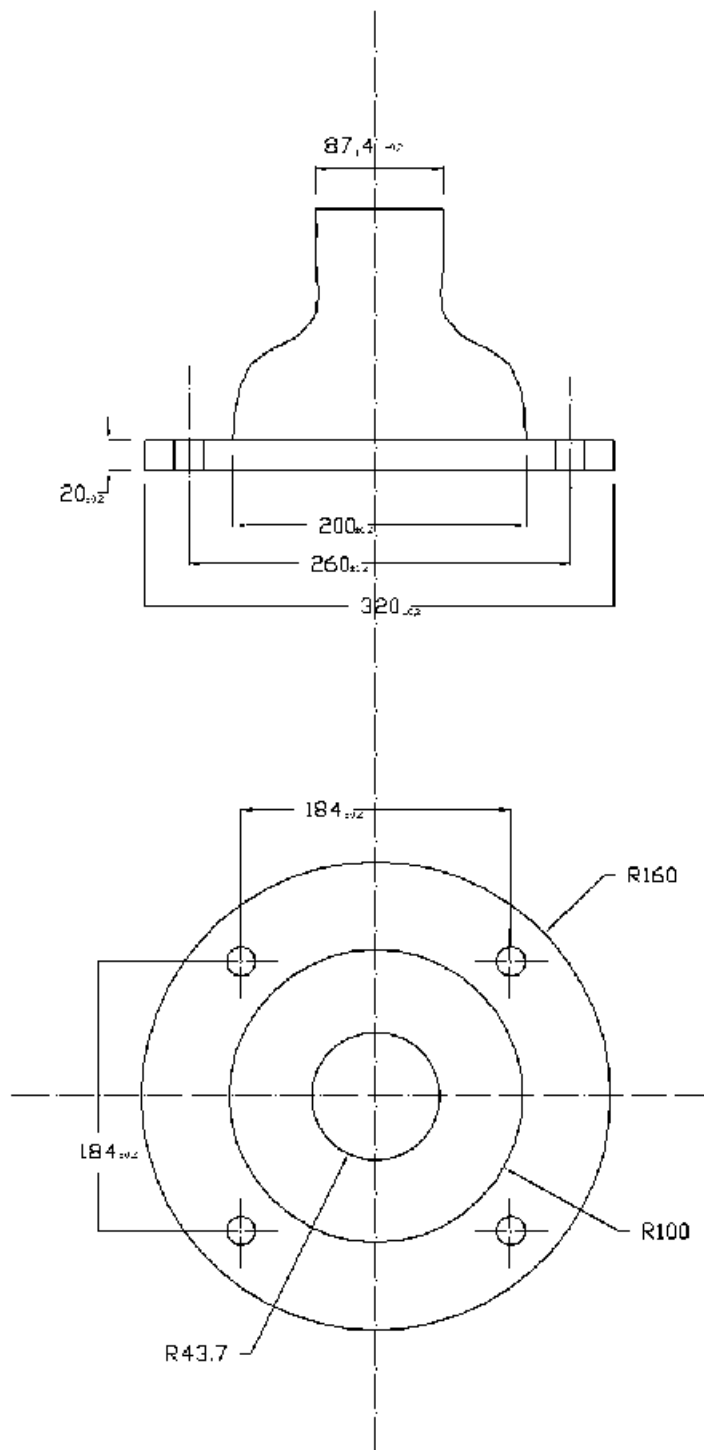
-----

I WITHOUT BOUNDARY LAYER CORRECTION				I BOUNDARY LAYER CORRECTION			
NON-DIMENSIONAL GEOMETRY		DIMENSIONAL GEOMETRY		DIMENSIONAL GEOMETRY			
X	R	X (METERS)	R (METERS)	DELTA-R (METERS)	X (METERS)	R (METERS)	
.0000	1.0000	.0000	.1000	.0000000	.0000	.1000	
.0100	1.0000	.0010	.1000	.0000000	.0010	.1000	
.0200	1.0000	.0020	.1000	.0000000	.0020	.1000	
.0300	1.0000	.0030	.1000	.0000000	.0030	.1000	
.0400	1.0000	.0040	.1000	.0000000	.0040	.1000	
.0500	.9999	.0050	.1000	.0000000	.0050	.1000	
.0600	.9999	.0060	.1000	.0000000	.0060	.1000	
.0700	.9998	.0070	.1000	.0000000	.0070	.1000	
.0800	.9997	.0080	.1000	.0000000	.0080	.1000	
.0900	.9995	.0090	.1000	.0000000	.0090	.1000	
.1000	.9993	.0100	.0999	.0000000	.0100	.0999	
.1100	.9991	.0110	.0999	.0000000	.0110	.0999	
.1200	.9989	.0120	.0999	.0000000	.0120	.0999	
.1300	.9985	.0130	.0999	.0000000	.0130	.0999	
.1400	.9982	.0140	.0998	.0000000	.0140	.0998	
.1500	.9978	.0150	.0998	.0000000	.0150	.0998	
.1600	.9973	.0160	.0997	.0000000	.0160	.0997	
.1700	.9968	.0170	.0997	.0000000	.0170	.0997	
.1800	.9962	.0180	.0996	.0000000	.0180	.0996	
.1900	.9956	.0190	.0996	.0000000	.0190	.0996	
.2000	.9949	.0200	.0995	.0000000	.0200	.0995	
.2100	.9941	.0210	.0994	.0000000	.0210	.0994	
.2200	.9932	.0220	.0993	.0000000	.0220	.0993	
.2300	.9923	.0230	.0992	.0000000	.0230	.0992	
.2400	.9912	.0240	.0991	.0000000	.0240	.0991	
.2500	.9901	.0250	.0990	.0000000	.0250	.0990	
.2600	.9889	.0260	.0989	.0000000	.0260	.0989	
.2700	.9876	.0270	.0988	.0000000	.0270	.0988	
.2800	.9863	.0280	.0986	.0000000	.0280	.0986	
.2900	.9848	.0290	.0985	.0000000	.0290	.0985	
.3000	.9832	.0300	.0983	.0000000	.0300	.0983	
.3100	.9815	.0310	.0982	.0000000	.0310	.0982	
.3200	.9797	.0320	.0980	.0000000	.0320	.0980	
.3300	.9778	.0330	.0978	.0000000	.0330	.0978	
.3400	.9758	.0340	.0976	.0000000	.0340	.0976	
.3500	.9737	.0350	.0974	.0000000	.0350	.0974	
.3600	.9714	.0360	.0971	.0000000	.0360	.0971	
.3700	.9691	.0370	.0969	.0000000	.0370	.0969	
.3800	.9666	.0380	.0967	.0000000	.0380	.0967	
.3900	.9639	.0390	.0964	.0000000	.0390	.0964	
.4000	.9612	.0400	.0961	.0000000	.0400	.0961	
.4100	.9583	.0410	.0958	.0000000	.0410	.0958	
.4200	.9553	.0420	.0955	.0000000	.0420	.0955	
.4300	.9521	.0430	.0952	.0000000	.0430	.0952	
.4400	.9488	.0440	.0949	.0000000	.0440	.0949	
.4500	.9453	.0450	.0945	.0000000	.0450	.0945	
.4600	.9417	.0460	.0942	.0000000	.0460	.0942	

I	.4700	I	.9380	I	.0470	I	.0938	I	I	.0000000	I	.0470	I	.0938	I
I	.4800	I	.9340	I	.0480	I	.0934	I	I	.0000000	I	.0480	I	.0934	I
I	.4900	I	.9300	I	.0490	I	.0930	I	I	.0000000	I	.0490	I	.0930	I
I	.5000	I	.9257	I	.0500	I	.0926	I	I	.0000000	I	.0500	I	.0926	I
I	.5100	I	.9214	I	.0510	I	.0921	I	I	.0000000	I	.0510	I	.0921	I
I	.5200	I	.9168	I	.0520	I	.0917	I	I	.0000000	I	.0520	I	.0917	I
I	.5300	I	.9121	I	.0530	I	.0912	I	I	.0000000	I	.0530	I	.0912	I
I	.5400	I	.9072	I	.0540	I	.0907	I	I	.0000000	I	.0540	I	.0907	I
I	.5500	I	.9021	I	.0550	I	.0902	I	I	.0000000	I	.0550	I	.0902	I
I	.5600	I	.8969	I	.0560	I	.0897	I	I	.0000000	I	.0560	I	.0897	I
I	.5700	I	.8915	I	.0570	I	.0891	I	I	.0000000	I	.0570	I	.0891	I
I	.5800	I	.8859	I	.0580	I	.0886	I	I	.0000000	I	.0580	I	.0886	I
I	.5900	I	.8801	I	.0590	I	.0880	I	I	.0000000	I	.0590	I	.0880	I
I	.6000	I	.8741	I	.0600	I	.0874	I	I	.0000000	I	.0600	I	.0874	I
I	.6100	I	.8680	I	.0610	I	.0868	I	I	.0000000	I	.0610	I	.0868	I
I	.6200	I	.8617	I	.0620	I	.0862	I	I	.0000000	I	.0620	I	.0862	I
I	.6300	I	.8552	I	.0630	I	.0855	I	I	.0000000	I	.0630	I	.0855	I
I	.6400	I	.8485	I	.0640	I	.0848	I	I	.0000000	I	.0640	I	.0848	I
I	.6500	I	.8416	I	.0650	I	.0842	I	I	.0000000	I	.0650	I	.0842	I
I	.6600	I	.8345	I	.0660	I	.0835	I	I	.0000000	I	.0660	I	.0835	I
I	.6700	I	.8273	I	.0670	I	.0827	I	I	.0000000	I	.0670	I	.0827	I
I	.6800	I	.8198	I	.0680	I	.0820	I	I	.0000000	I	.0680	I	.0820	I
I	.6900	I	.8122	I	.0690	I	.0812	I	I	.0000000	I	.0690	I	.0812	I
I	.7000	I	.8044	I	.0700	I	.0804	I	I	.0000000	I	.0700	I	.0804	I
I	.7100	I	.7964	I	.0710	I	.0796	I	I	.0000000	I	.0710	I	.0796	I
I	.7200	I	.7882	I	.0720	I	.0788	I	I	.0000000	I	.0720	I	.0788	I
I	.7300	I	.7798	I	.0730	I	.0780	I	I	.0000000	I	.0730	I	.0780	I
I	.7400	I	.7712	I	.0740	I	.0771	I	I	.0000000	I	.0740	I	.0771	I
I	.7500	I	.7625	I	.0750	I	.0763	I	I	.0000000	I	.0750	I	.0763	I
I	.7600	I	.7536	I	.0760	I	.0754	I	I	.0000000	I	.0760	I	.0754	I
I	.7700	I	.7445	I	.0770	I	.0745	I	I	.0000000	I	.0770	I	.0745	I
I	.7800	I	.7353	I	.0780	I	.0735	I	I	.0000000	I	.0780	I	.0735	I
I	.7900	I	.7258	I	.0790	I	.0726	I	I	.0000000	I	.0790	I	.0726	I
I	.8000	I	.7163	I	.0800	I	.0716	I	I	.0000000	I	.0800	I	.0716	I
I	.8100	I	.7065	I	.0810	I	.0707	I	I	.0000000	I	.0810	I	.0707	I
I	.8200	I	.6966	I	.0820	I	.0697	I	I	.0000000	I	.0820	I	.0697	I
I	.8300	I	.6866	I	.0830	I	.0687	I	I	.0000000	I	.0830	I	.0687	I
I	.8400	I	.6764	I	.0840	I	.0676	I	I	.0000000	I	.0840	I	.0676	I
I	.8500	I	.6661	I	.0850	I	.0666	I	I	.0000000	I	.0850	I	.0666	I
I	.8600	I	.6557	I	.0860	I	.0656	I	I	.0000000	I	.0860	I	.0656	I
I	.8700	I	.6451	I	.0870	I	.0645	I	I	.0000000	I	.0870	I	.0645	I
I	.8800	I	.6344	I	.0880	I	.0634	I	I	.0000000	I	.0880	I	.0634	I
I	.8900	I	.6237	I	.0890	I	.0624	I	I	.0000000	I	.0890	I	.0624	I
I	.9000	I	.6128	I	.0900	I	.0613	I	I	.0000000	I	.0900	I	.0613	I
I	.9100	I	.6018	I	.0910	I	.0602	I	I	.0000000	I	.0910	I	.0602	I
I	.9200	I	.5908	I	.0920	I	.0591	I	I	.0000000	I	.0920	I	.0591	I
I	.9300	I	.5797	I	.0930	I	.0580	I	I	.0000000	I	.0930	I	.0580	I
I	.9400	I	.5685	I	.0940	I	.0568	I	I	.0000000	I	.0940	I	.0568	I
I	.9500	I	.5572	I	.0950	I	.0557	I	I	.0000000	I	.0950	I	.0557	I
I	.9600	I	.5460	I	.0960	I	.0546	I	I	.0000000	I	.0960	I	.0546	I
I	.9700	I	.5347	I	.0970	I	.0535	I	I	.0000000	I	.0970	I	.0535	I
I	.9800	I	.5234	I	.0980	I	.0523	I	I	.0000000	I	.0980	I	.0523	I
I	.9900	I	.5120	I	.0990	I	.0512	I	I	.0000000	I	.0990	I	.0512	I
I	1.0000	I	.5009	I	.1000	I	.0501	I	I	.0000000	I	.1000	I	.0501	I
I	1.0100	I	.4907	I	.1010	I	.0491	I	I	.0000000	I	.1010	I	.0491	I
I	1.0200	I	.4819	I	.1020	I	.0482	I	I	.0000000	I	.1020	I	.0482	I
I	1.0300	I	.4745	I	.1030	I	.0475	I	I	.0000000	I	.1030	I	.0475	I
I	1.0400	I	.4683	I	.1040	I	.0468	I	I	.0000000	I	.1040	I	.0468	I
I	1.0500	I	.4630	I	.1050	I	.0463	I	I	.0000000	I	.1050	I	.0463	I
I	1.0600	I	.4585	I	.1060	I	.0458	I	I	.0000000	I	.1060	I	.0458	I
I	1.0700	I	.4545	I	.1070	I	.0455	I	I	.0000000	I	.1070	I	.0455	I

I 1.0800	I .4511	I .1080	I .0451	I I .0000030	I .1080	I .0451
I 1.0900	I .4480	I .1090	I .0448	I I .0000084	I .1090	I .0448
I 1.1000	I .4453	I .1100	I .0445	I I .0000137	I .1100	I .0445
I 1.1100	I .4429	I .1110	I .0443	I I .0000190	I .1110	I .0443
I 1.1200	I .4408	I .1120	I .0441	I I .0000243	I .1120	I .0441
I 1.1300	I .4389	I .1130	I .0439	I I .0000296	I .1130	I .0439
I 1.1400	I .4372	I .1140	I .0437	I I .0000350	I .1140	I .0438
I 1.1500	I .4358	I .1150	I .0436	I I .0000403	I .1150	I .0436
I 1.1600	I .4345	I .1160	I .0434	I I .0000457	I .1160	I .0435
I 1.1700	I .4334	I .1170	I .0433	I I .0000511	I .1170	I .0434
I 1.1800	I .4324	I .1180	I .0432	I I .0000566	I .1180	I .0433
I 1.1900	I .4316	I .1190	I .0432	I I .0000621	I .1190	I .0432
I 1.2000	I .4310	I .1200	I .0431	I I .0000677	I .1200	I .0432
I 1.2100	I .4305	I .1210	I .0430	I I .0000735	I .1210	I .0431
I 1.2200	I .4301	I .1220	I .0430	I I .0000795	I .1220	I .0431
I 1.2300	I .4299	I .1230	I .0430	I I .0000859	I .1230	I .0431
I 1.2400	I .4298	I .1240	I .0430	I I .0000927	I .1240	I .0431
I 1.2500	I .4299	I .1250	I .0430	I I .0001002	I .1250	I .0431
I 1.2600	I .4301	I .1260	I .0430	I I .0001086	I .1260	I .0431
I 1.2700	I .4304	I .1270	I .0430	I I .0001182	I .1270	I .0432
I 1.2800	I .4308	I .1280	I .0431	I I .0001292	I .1280	I .0432
I 1.2900	I .4313	I .1290	I .0431	I I .0001418	I .1290	I .0433
I 1.3000	I .4318	I .1300	I .0432	I I .0001559	I .1300	I .0433
I 1.3100	I .4323	I .1310	I .0432	I I .0001713	I .1310	I .0434
I 1.3200	I .4328	I .1320	I .0433	I I .0001873	I .1320	I .0435
I 1.3300	I .4333	I .1330	I .0433	I I .0002029	I .1330	I .0435
I 1.3400	I .4338	I .1340	I .0434	I I .0002174	I .1340	I .0436
I 1.3500	I .4342	I .1350	I .0434	I I .0002301	I .1350	I .0436
I 1.3600	I .4346	I .1360	I .0435	I I .0002407	I .1360	I .0437
I 1.3700	I .4349	I .1370	I .0435	I I .0002493	I .1370	I .0437
I 1.3800	I .4352	I .1380	I .0435	I I .0002561	I .1380	I .0438
I 1.3900	I .4354	I .1390	I .0435	I I .0002614	I .1390	I .0438
I 1.4000	I .4357	I .1400	I .0436	I I .0002656	I .1400	I .0438
I 1.4100	I .4359	I .1410	I .0436	I I .0002689	I .1410	I .0439
I 1.4200	I .4360	I .1420	I .0436	I I .0002715	I .1420	I .0439
I 1.4300	I .4362	I .1430	I .0436	I I .0002737	I .1430	I .0439
I 1.4400	I .4363	I .1440	I .0436	I I .0002756	I .1440	I .0439
I 1.4500	I .4364	I .1450	I .0436	I I .0002773	I .1450	I .0439
I 1.4600	I .4365	I .1460	I .0436	I I .0002788	I .1460	I .0439
I 1.4700	I .4366	I .1470	I .0437	I I .0002801	I .1470	I .0439
I 1.4800	I .4366	I .1480	I .0437	I I .0002814	I .1480	I .0439
I 1.4900	I .4367	I .1490	I .0437	I I .0002827	I .1490	I .0439
I 1.5000	I .4367	I .1500	I .0437	I I .0002839	I .1500	I .0440
I 1.5100	I .4368	I .1510	I .0437	I I .0002851	I .1510	I .0440
I 1.5200	I .4368	I .1520	I .0437	I I .0002862	I .1520	I .0440
I 1.5300	I .4368	I .1530	I .0437	I I .0002874	I .1530	I .0440
I 1.5400	I .4368	I .1540	I .0437	I I .0002885	I .1540	I .0440
I 1.5500	I .4368	I .1550	I .0437	I I .0002896	I .1550	I .0440
I 1.5600	I .4368	I .1560	I .0437	I I .0002907	I .1560	I .0440
I 1.5700	I .4368	I .1570	I .0437	I I .0002918	I .1570	I .0440
I 1.5800	I .4368	I .1580	I .0437	I I .0002929	I .1580	I .0440
I 1.5900	I .4369	I .1590	I .0437	I I .0002940	I .1590	I .0440
I 1.6000	I .4369	I .1600	I .0437	I I .0002951	I .1600	I .0440
I 1.6059	I .4369	I .1606	I .0437	I I .0002958	I .1606	I .0440

# ΑΚΡΟΦΥΣΙΟ ΚΥΚΛΙΚΟΥ JET DE=8,74cm



1:5

Σχήμα 1

## 5.2. Σχεδιασμός ακροφυσίου κυκλικής διατομής $DE=10,7\text{cm}$ .

Διάμετρος εξόδου ακροφυσίου  $D_e$

Πλάτος  $D=3\text{cm}$ , μήκος  $L=30\text{cm}$  από  $AR=10$

$$L \cdot D = \frac{\pi D_e^2}{4}$$

$$D_e = \sqrt{\frac{4 \cdot L \cdot D}{\pi}} = \sqrt{\frac{4 \cdot 30 \cdot 3}{3,14}} = 10,7 \rightarrow AR = 10$$

Γεωμετρικό σχήμα AXS

Λόγος επιφάνειας κάτω προς πάνω 5.2400

Απόδοση 3,5000 M

Ταχύτητα εξόδου 6,000 m/s

Αριθμός Reynolds  $0,2123^E+05$

Βήμα στον έξονα X 0,0010m



```

*****
*
* CODE:                S U C O D 1 . F O R
*
* ANDRONICOS FILIOS,   AGELOS PROTOPSALTIS   / 1992
* -----
*
* The SUCOD1 code applies BOERGERS method for a SUBsonic
* CONtraction Design of a two-dimensional, axisymmetric and
* three-dimensional geometry configuration. The flowfield
* calculation and geometry assumes s t e a d y and nearly
* i n c o m p r e s s i b l e flow acceleration while the
* the viscous effects are taking into account with the
* displacement of the boundaries in the outlet portion of
* the contraction.
*
*****

```

I N P U T D A T A  
-----

```

CONTRACTION CONFIGURATION ..... AXS
CONTRACTION RATIO ..... 3.5000
REFERENCE LENGHT ..... .1000 METERS
OUTLET MEAN VELOCITY ..... 6.0000 METERS/SEC
REYNOLDS NUMBER ..... .2123E+05
STEP ALONG X-AXIS ..... .0010 METERS

```

COMPUTED POLYNOMIAL PARAMETERS (FOR OPTIMUM CONTRACTION DESIGN)  
-----

```

EM= .5345225
XL= 1.6353930   DD= .0082472   XV= 1.1621060
WL= .9188585   WS=-2.0646410   WH= .3995252

```

```

***** PARAMETER DD HAS BEEN DERIVED BY EXTRAPOLATION INTO REYNOLDS
NUMBER DIAGRAM
1 AXISYMMETRIC CONTRACTION GEOMETRY CHARACTERISTICS
-----

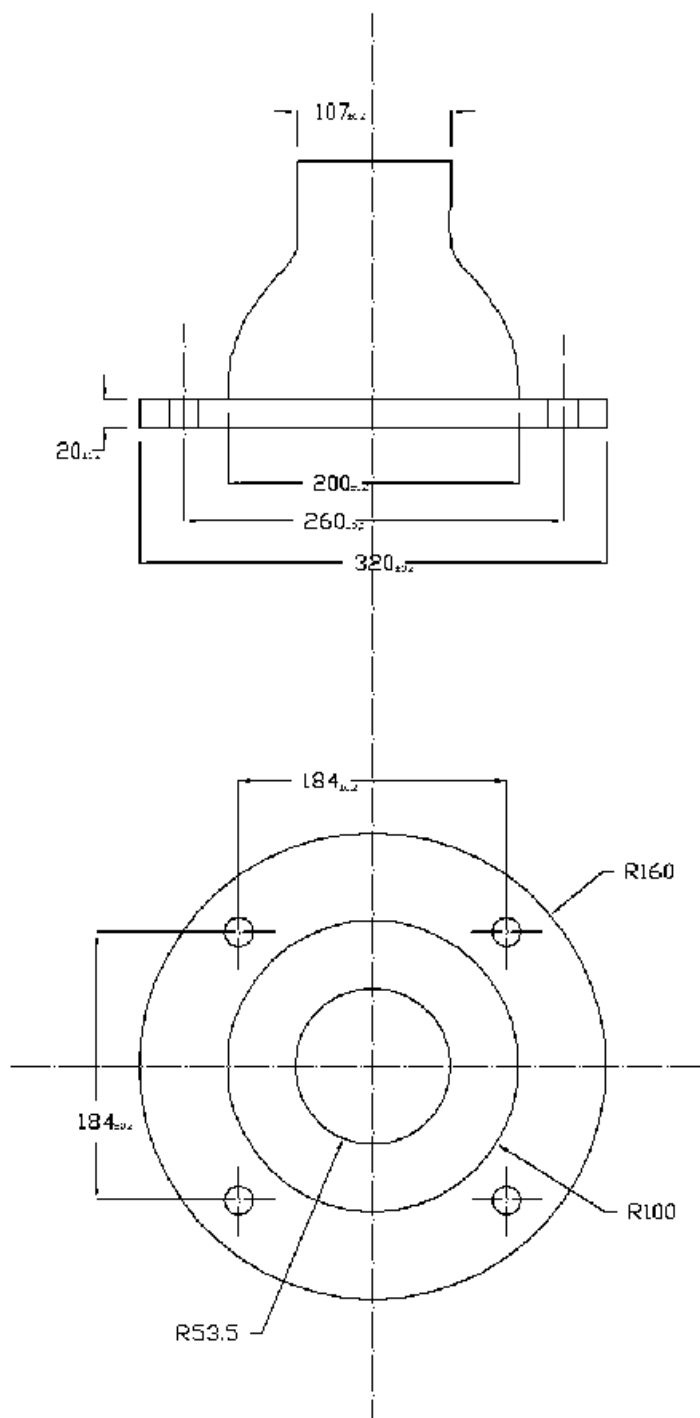
```

I WITHOUT BOUNDARY LAYER CORRECTION				I BOUNDARY LAYER CORRECTION			
NON-DIMENSIONAL GEOMETRY		DIMENSIONAL GEOMETRY		DIMENSIONAL GEOMETRY			
X	R	X (METERS)	R (METERS)	DELTA-R (METERS)	X (METERS)	R (METERS)	
.0000	1.0000	.0000	.1000	.0000000	.0000	.1000	
.0100	1.0000	.0010	.1000	.0000000	.0010	.1000	
.0200	1.0000	.0020	.1000	.0000000	.0020	.1000	
.0300	1.0000	.0030	.1000	.0000000	.0030	.1000	
.0400	.9999	.0040	.1000	.0000000	.0040	.1000	
.0500	.9999	.0050	.1000	.0000000	.0050	.1000	
.0600	.9998	.0060	.1000	.0000000	.0060	.1000	
.0700	.9997	.0070	.1000	.0000000	.0070	.1000	
.0800	.9995	.0080	.1000	.0000000	.0080	.1000	
.0900	.9993	.0090	.0999	.0000000	.0090	.0999	
.1000	.9991	.0100	.0999	.0000000	.0100	.0999	
.1100	.9988	.0110	.0999	.0000000	.0110	.0999	
.1200	.9985	.0120	.0998	.0000000	.0120	.0998	
.1300	.9981	.0130	.0998	.0000000	.0130	.0998	
.1400	.9976	.0140	.0998	.0000000	.0140	.0998	
.1500	.9971	.0150	.0997	.0000000	.0150	.0997	
.1600	.9965	.0160	.0996	.0000000	.0160	.0996	
.1700	.9958	.0170	.0996	.0000000	.0170	.0996	
.1800	.9951	.0180	.0995	.0000000	.0180	.0995	
.1900	.9942	.0190	.0994	.0000000	.0190	.0994	
.2000	.9933	.0200	.0993	.0000000	.0200	.0993	
.2100	.9923	.0210	.0992	.0000000	.0210	.0992	
.2200	.9912	.0220	.0991	.0000000	.0220	.0991	
.2300	.9900	.0230	.0990	.0000000	.0230	.0990	
.2400	.9887	.0240	.0989	.0000000	.0240	.0989	
.2500	.9873	.0250	.0987	.0000000	.0250	.0987	
.2600	.9858	.0260	.0986	.0000000	.0260	.0986	
.2700	.9842	.0270	.0984	.0000000	.0270	.0984	
.2800	.9824	.0280	.0982	.0000000	.0280	.0982	
.2900	.9806	.0290	.0981	.0000000	.0290	.0981	
.3000	.9786	.0300	.0979	.0000000	.0300	.0979	
.3100	.9765	.0310	.0977	.0000000	.0310	.0977	
.3200	.9743	.0320	.0974	.0000000	.0320	.0974	
.3300	.9720	.0330	.0972	.0000000	.0330	.0972	
.3400	.9696	.0340	.0970	.0000000	.0340	.0970	
.3500	.9670	.0350	.0967	.0000000	.0350	.0967	
.3600	.9643	.0360	.0964	.0000000	.0360	.0964	
.3700	.9614	.0370	.0961	.0000000	.0370	.0961	
.3800	.9584	.0380	.0958	.0000000	.0380	.0958	
.3900	.9553	.0390	.0955	.0000000	.0390	.0955	
.4000	.9521	.0400	.0952	.0000000	.0400	.0952	
.4100	.9487	.0410	.0949	.0000000	.0410	.0949	
.4200	.9451	.0420	.0945	.0000000	.0420	.0945	
.4300	.9414	.0430	.0941	.0000000	.0430	.0941	
.4400	.9376	.0440	.0938	.0000000	.0440	.0938	
.4500	.9336	.0450	.0934	.0000000	.0450	.0934	

I	.4600	I	.9295	I	.0460	I	.0929	I	I	.0000000	I	.0460	I	.0929	I
I	.4700	I	.9252	I	.0470	I	.0925	I	I	.0000000	I	.0470	I	.0925	I
I	.4800	I	.9208	I	.0480	I	.0921	I	I	.0000000	I	.0480	I	.0921	I
I	.4900	I	.9162	I	.0490	I	.0916	I	I	.0000000	I	.0490	I	.0916	I
I	.5000	I	.9115	I	.0500	I	.0911	I	I	.0000000	I	.0500	I	.0911	I
I	.5100	I	.9066	I	.0510	I	.0907	I	I	.0000000	I	.0510	I	.0907	I
I	.5200	I	.9016	I	.0520	I	.0902	I	I	.0000000	I	.0520	I	.0902	I
I	.5300	I	.8964	I	.0530	I	.0896	I	I	.0000000	I	.0530	I	.0896	I
I	.5400	I	.8911	I	.0540	I	.0891	I	I	.0000000	I	.0540	I	.0891	I
I	.5500	I	.8856	I	.0550	I	.0886	I	I	.0000000	I	.0550	I	.0886	I
I	.5600	I	.8800	I	.0560	I	.0880	I	I	.0000000	I	.0560	I	.0880	I
I	.5700	I	.8742	I	.0570	I	.0874	I	I	.0000000	I	.0570	I	.0874	I
I	.5800	I	.8683	I	.0580	I	.0868	I	I	.0000000	I	.0580	I	.0868	I
I	.5900	I	.8623	I	.0590	I	.0862	I	I	.0000000	I	.0590	I	.0862	I
I	.6000	I	.8561	I	.0600	I	.0856	I	I	.0000000	I	.0600	I	.0856	I
I	.6100	I	.8497	I	.0610	I	.0850	I	I	.0000000	I	.0610	I	.0850	I
I	.6200	I	.8432	I	.0620	I	.0843	I	I	.0000000	I	.0620	I	.0843	I
I	.6300	I	.8366	I	.0630	I	.0837	I	I	.0000000	I	.0630	I	.0837	I
I	.6400	I	.8298	I	.0640	I	.0830	I	I	.0000000	I	.0640	I	.0830	I
I	.6500	I	.8229	I	.0650	I	.0823	I	I	.0000000	I	.0650	I	.0823	I
I	.6600	I	.8159	I	.0660	I	.0816	I	I	.0000000	I	.0660	I	.0816	I
I	.6700	I	.8087	I	.0670	I	.0809	I	I	.0000000	I	.0670	I	.0809	I
I	.6800	I	.8015	I	.0680	I	.0801	I	I	.0000000	I	.0680	I	.0801	I
I	.6900	I	.7940	I	.0690	I	.0794	I	I	.0000000	I	.0690	I	.0794	I
I	.7000	I	.7865	I	.0700	I	.0787	I	I	.0000000	I	.0700	I	.0787	I
I	.7100	I	.7789	I	.0710	I	.0779	I	I	.0000000	I	.0710	I	.0779	I
I	.7200	I	.7711	I	.0720	I	.0771	I	I	.0000000	I	.0720	I	.0771	I
I	.7300	I	.7632	I	.0730	I	.0763	I	I	.0000000	I	.0730	I	.0763	I
I	.7400	I	.7553	I	.0740	I	.0755	I	I	.0000000	I	.0740	I	.0755	I
I	.7500	I	.7472	I	.0750	I	.0747	I	I	.0000000	I	.0750	I	.0747	I
I	.7600	I	.7390	I	.0760	I	.0739	I	I	.0000000	I	.0760	I	.0739	I
I	.7700	I	.7307	I	.0770	I	.0731	I	I	.0000000	I	.0770	I	.0731	I
I	.7800	I	.7224	I	.0780	I	.0722	I	I	.0000000	I	.0780	I	.0722	I
I	.7900	I	.7140	I	.0790	I	.0714	I	I	.0000000	I	.0790	I	.0714	I
I	.8000	I	.7054	I	.0800	I	.0705	I	I	.0000000	I	.0800	I	.0705	I
I	.8100	I	.6969	I	.0810	I	.0697	I	I	.0000000	I	.0810	I	.0697	I
I	.8200	I	.6882	I	.0820	I	.0688	I	I	.0000000	I	.0820	I	.0688	I
I	.8300	I	.6795	I	.0830	I	.0680	I	I	.0000000	I	.0830	I	.0680	I
I	.8400	I	.6708	I	.0840	I	.0671	I	I	.0000000	I	.0840	I	.0671	I
I	.8500	I	.6620	I	.0850	I	.0662	I	I	.0000000	I	.0850	I	.0662	I
I	.8600	I	.6531	I	.0860	I	.0653	I	I	.0000000	I	.0860	I	.0653	I
I	.8700	I	.6442	I	.0870	I	.0644	I	I	.0000000	I	.0870	I	.0644	I
I	.8800	I	.6353	I	.0880	I	.0635	I	I	.0000000	I	.0880	I	.0635	I
I	.8900	I	.6264	I	.0890	I	.0626	I	I	.0000000	I	.0890	I	.0626	I
I	.9000	I	.6174	I	.0900	I	.0617	I	I	.0000000	I	.0900	I	.0617	I
I	.9100	I	.6084	I	.0910	I	.0608	I	I	.0000000	I	.0910	I	.0608	I
I	.9200	I	.5995	I	.0920	I	.0599	I	I	.0000000	I	.0920	I	.0599	I
I	.9300	I	.5907	I	.0930	I	.0591	I	I	.0000000	I	.0930	I	.0591	I
I	.9400	I	.5825	I	.0940	I	.0582	I	I	.0000000	I	.0940	I	.0582	I
I	.9500	I	.5752	I	.0950	I	.0575	I	I	.0000000	I	.0950	I	.0575	I
I	.9600	I	.5688	I	.0960	I	.0569	I	I	.0000000	I	.0960	I	.0569	I
I	.9700	I	.5633	I	.0970	I	.0563	I	I	.0000000	I	.0970	I	.0563	I
I	.9800	I	.5585	I	.0980	I	.0559	I	I	.0000000	I	.0980	I	.0559	I
I	.9900	I	.5543	I	.0990	I	.0554	I	I	.0000000	I	.0990	I	.0554	I
I	1.0000	I	.5506	I	.1000	I	.0551	I	I	.0000000	I	.1000	I	.0551	I
I	1.0100	I	.5474	I	.1010	I	.0547	I	I	.0000000	I	.1010	I	.0547	I
I	1.0200	I	.5444	I	.1020	I	.0544	I	I	.0000031	I	.1020	I	.0544	I
I	1.0300	I	.5418	I	.1030	I	.0542	I	I	.0000084	I	.1030	I	.0542	I
I	1.0400	I	.5395	I	.1040	I	.0540	I	I	.0000137	I	.1040	I	.0540	I
I	1.0500	I	.5374	I	.1050	I	.0537	I	I	.0000190	I	.1050	I	.0538	I
I	1.0600	I	.5356	I	.1060	I	.0536	I	I	.0000243	I	.1060	I	.0536	I

I 1.0700	I .5339	I .1070	I .0534	I I .0000297	I .1070	I .0534	I
I 1.0800	I .5324	I .1080	I .0532	I I .0000350	I .1080	I .0533	I
I 1.0900	I .5311	I .1090	I .0531	I I .0000404	I .1090	I .0532	I
I 1.1000	I .5299	I .1100	I .0530	I I .0000458	I .1100	I .0530	I
I 1.1100	I .5289	I .1110	I .0529	I I .0000512	I .1110	I .0529	I
I 1.1200	I .5280	I .1120	I .0528	I I .0000567	I .1120	I .0529	I
I 1.1300	I .5273	I .1130	I .0527	I I .0000622	I .1130	I .0528	I
I 1.1400	I .5267	I .1140	I .0527	I I .0000678	I .1140	I .0527	I
I 1.1500	I .5262	I .1150	I .0526	I I .0000736	I .1150	I .0527	I
I 1.1600	I .5258	I .1160	I .0526	I I .0000796	I .1160	I .0527	I
I 1.1700	I .5256	I .1170	I .0526	I I .0000858	I .1170	I .0526	I
I 1.1800	I .5255	I .1180	I .0525	I I .0000924	I .1180	I .0526	I
I 1.1900	I .5255	I .1190	I .0525	I I .0000994	I .1190	I .0526	I
I 1.2000	I .5256	I .1200	I .0526	I I .0001069	I .1200	I .0527	I
I 1.2100	I .5258	I .1210	I .0526	I I .0001152	I .1210	I .0527	I
I 1.2200	I .5261	I .1220	I .0526	I I .0001244	I .1220	I .0527	I
I 1.2300	I .5265	I .1230	I .0526	I I .0001347	I .1230	I .0528	I
I 1.2400	I .5269	I .1240	I .0527	I I .0001463	I .1240	I .0528	I
I 1.2500	I .5274	I .1250	I .0527	I I .0001591	I .1250	I .0529	I
I 1.2600	I .5279	I .1260	I .0528	I I .0001733	I .1260	I .0530	I
I 1.2700	I .5285	I .1270	I .0528	I I .0001884	I .1270	I .0530	I
I 1.2800	I .5290	I .1280	I .0529	I I .0002043	I .1280	I .0531	I
I 1.2900	I .5296	I .1290	I .0530	I I .0002202	I .1290	I .0532	I
I 1.3000	I .5301	I .1300	I .0530	I I .0002356	I .1300	I .0532	I
I 1.3100	I .5305	I .1310	I .0531	I I .0002499	I .1310	I .0533	I
I 1.3200	I .5310	I .1320	I .0531	I I .0002628	I .1320	I .0534	I
I 1.3300	I .5314	I .1330	I .0531	I I .0002740	I .1330	I .0534	I
I 1.3400	I .5317	I .1340	I .0532	I I .0002835	I .1340	I .0535	I
I 1.3500	I .5321	I .1350	I .0532	I I .0002914	I .1350	I .0535	I
I 1.3600	I .5324	I .1360	I .0532	I I .0002979	I .1360	I .0535	I
I 1.3700	I .5326	I .1370	I .0533	I I .0003032	I .1370	I .0536	I
I 1.3800	I .5329	I .1380	I .0533	I I .0003075	I .1380	I .0536	I
I 1.3900	I .5331	I .1390	I .0533	I I .0003111	I .1390	I .0536	I
I 1.4000	I .5333	I .1400	I .0533	I I .0003141	I .1400	I .0536	I
I 1.4100	I .5335	I .1410	I .0533	I I .0003166	I .1410	I .0537	I
I 1.4200	I .5336	I .1420	I .0534	I I .0003187	I .1420	I .0537	I
I 1.4300	I .5337	I .1430	I .0534	I I .0003206	I .1430	I .0537	I
I 1.4400	I .5339	I .1440	I .0534	I I .0003223	I .1440	I .0537	I
I 1.4500	I .5340	I .1450	I .0534	I I .0003239	I .1450	I .0537	I
I 1.4600	I .5341	I .1460	I .0534	I I .0003253	I .1460	I .0537	I
I 1.4700	I .5341	I .1470	I .0534	I I .0003267	I .1470	I .0537	I
I 1.4800	I .5342	I .1480	I .0534	I I .0003280	I .1480	I .0537	I
I 1.4900	I .5343	I .1490	I .0534	I I .0003293	I .1490	I .0538	I
I 1.5000	I .5343	I .1500	I .0534	I I .0003305	I .1500	I .0538	I
I 1.5100	I .5344	I .1510	I .0534	I I .0003317	I .1510	I .0538	I
I 1.5200	I .5344	I .1520	I .0534	I I .0003328	I .1520	I .0538	I
I 1.5300	I .5344	I .1530	I .0534	I I .0003340	I .1530	I .0538	I
I 1.5400	I .5344	I .1540	I .0534	I I .0003351	I .1540	I .0538	I
I 1.5500	I .5345	I .1550	I .0534	I I .0003363	I .1550	I .0538	I
I 1.5600	I .5345	I .1560	I .0534	I I .0003374	I .1560	I .0538	I
I 1.5700	I .5345	I .1570	I .0534	I I .0003385	I .1570	I .0538	I
I 1.5800	I .5345	I .1580	I .0535	I I .0003396	I .1580	I .0538	I
I 1.5900	I .5345	I .1590	I .0535	I I .0003407	I .1590	I .0538	I
I 1.6000	I .5345	I .1600	I .0535	I I .0003418	I .1600	I .0538	I
I 1.6100	I .5345	I .1610	I .0535	I I .0003429	I .1610	I .0538	I
I 1.6200	I .5345	I .1620	I .0535	I I .0003440	I .1620	I .0538	I
I 1.6300	I .5345	I .1630	I .0535	I I .0003451	I .1630	I .0538	I
I 1.6354	I .5345	I .1635	I .0535	I I .0003457	I .1635	I .0538	I

# ΑΚΡΟΦΥΣΙΟ ΚΥΚΛΙΚΟΥ JET DE=10,7cm



1:5

Σχήμα 2

### 5.3. Σχεδιασμός ακροφυσίου κυκλικής διατομής $DE=13,82 \text{ cm}$ .

Διάμετρος εξόδου ακροφυσίου  $D_e$

Πλάτος  $D=5\text{cm}$ , μήκος  $L=30\text{cm}$  από  $AR=6$

$$L \cdot D = \frac{\pi D_e^2}{4}$$

$$D_e = \sqrt{\frac{4 \cdot L \cdot D}{\pi}} = \sqrt{\frac{4 \cdot 30 \cdot 5}{3,14}} = 13,82 \rightarrow AR = 6$$

Γεωμετρικό σχήμα AXS

Λόγος επιφάνειας κάτω προς πάνω 5.2400

Απόδοση 2,1000 M

Ταχύτητα εξόδου 6,000 m/s

Αριθμός Reynolds  $0,2740^E+05$

Βήμα στον έξονα X 0,0010m

```

*****
*
* CODE:                S U C O D 1 . F O R
*
* ANDRONICOS FILIOS,   AGELOS PROTOPSALTIS   / 1992
* -----
*
* The SUCOD1 code applies BOERGERS method for a SUBsonic
* CONtraction Design of a two-dimensional, axisymmetric and
* three-dimensional geometry configuration. The flowfield
* calculation and geometry assumes s t e a d y and nearly
* i n c o m p r e s s i b l e flow acceleration while the
* the viscous effects are taking into account with the
* displacement of the boundaries in the outlet portion of
* the contraction.
*
*****

```

I N P U T D A T A

-----

```

CONTRACTION CONFIGURATION ..... AXS
CONTRACTION RATIO ..... 2.1000
REFERENCE LENGHT ..... .1000 METERS
OUTLET MEAN VELOCITY ..... 6.0000 METERS/SEC
REYNOLDS NUMBER ..... .2740E+05
STEP ALONG X-AXIS ..... .0010 METERS

```

COMPUTED POLYNOMIAL PARAMETERS (FOR OPTIMUM CONTRACTION DESIGN)

-----

```

EM= .6900656
XL= 1.5881720   DD= .0082229   XV= 1.0589090
WL= .8019274   WS=-1.8310890  WH= .2770029

```

\*\*\*\*\* PARAMETER DD HAS BEEN DERIVED BY EXTRAPOLATION INTO REYNOLDS NUMBER DIAGRAM

1 AXISYMMETRIC CONTRACTION GEOMETRY CHARACTERISTICS

-----

I WITHOUT BOUNDARY LAYER CORRECTION				I BOUNDARY LAYER CORRECTION			
NON-DIMENSIONAL GEOMETRY		DIMENSIONAL GEOMETRY		DIMENSIONAL GEOMETRY			
X	R	X (METERS)	R (METERS)	DELTA-R (METERS)	X (METERS)	R (METERS)	
.0000	1.0000	.0000	.1000	.0000000	.0000	.1000	
.0100	1.0000	.0010	.1000	.0000000	.0010	.1000	
.0200	1.0000	.0020	.1000	.0000000	.0020	.1000	
.0300	1.0000	.0030	.1000	.0000000	.0030	.1000	
.0400	.9999	.0040	.1000	.0000000	.0040	.1000	
.0500	.9998	.0050	.1000	.0000000	.0050	.1000	
.0600	.9997	.0060	.1000	.0000000	.0060	.1000	
.0700	.9995	.0070	.1000	.0000000	.0070	.1000	
.0800	.9993	.0080	.0999	.0000000	.0080	.0999	
.0900	.9990	.0090	.0999	.0000000	.0090	.0999	
.1000	.9987	.0100	.0999	.0000000	.0100	.0999	
.1100	.9983	.0110	.0998	.0000000	.0110	.0998	
.1200	.9978	.0120	.0998	.0000000	.0120	.0998	
.1300	.9972	.0130	.0997	.0000000	.0130	.0997	
.1400	.9965	.0140	.0997	.0000000	.0140	.0997	
.1500	.9958	.0150	.0996	.0000000	.0150	.0996	
.1600	.9949	.0160	.0995	.0000000	.0160	.0995	
.1700	.9940	.0170	.0994	.0000000	.0170	.0994	
.1800	.9930	.0180	.0993	.0000000	.0180	.0993	
.1900	.9918	.0190	.0992	.0000000	.0190	.0992	
.2000	.9906	.0200	.0991	.0000000	.0200	.0991	
.2100	.9892	.0210	.0989	.0000000	.0210	.0989	
.2200	.9877	.0220	.0988	.0000000	.0220	.0988	
.2300	.9861	.0230	.0986	.0000000	.0230	.0986	
.2400	.9844	.0240	.0984	.0000000	.0240	.0984	
.2500	.9826	.0250	.0983	.0000000	.0250	.0983	
.2600	.9806	.0260	.0981	.0000000	.0260	.0981	
.2700	.9786	.0270	.0979	.0000000	.0270	.0979	
.2800	.9764	.0280	.0976	.0000000	.0280	.0976	
.2900	.9741	.0290	.0974	.0000000	.0290	.0974	
.3000	.9717	.0300	.0972	.0000000	.0300	.0972	
.3100	.9691	.0310	.0969	.0000000	.0310	.0969	
.3200	.9664	.0320	.0966	.0000000	.0320	.0966	
.3300	.9636	.0330	.0964	.0000000	.0330	.0964	
.3400	.9607	.0340	.0961	.0000000	.0340	.0961	
.3500	.9577	.0350	.0958	.0000000	.0350	.0958	
.3600	.9545	.0360	.0955	.0000000	.0360	.0955	
.3700	.9512	.0370	.0951	.0000000	.0370	.0951	
.3800	.9478	.0380	.0948	.0000000	.0380	.0948	
.3900	.9443	.0390	.0944	.0000000	.0390	.0944	
.4000	.9406	.0400	.0941	.0000000	.0400	.0941	
.4100	.9369	.0410	.0937	.0000000	.0410	.0937	
.4200	.9330	.0420	.0933	.0000000	.0420	.0933	
.4300	.9290	.0430	.0929	.0000000	.0430	.0929	
.4400	.9249	.0440	.0925	.0000000	.0440	.0925	
.4500	.9207	.0450	.0921	.0000000	.0450	.0921	
.4600	.9164	.0460	.0916	.0000000	.0460	.0916	

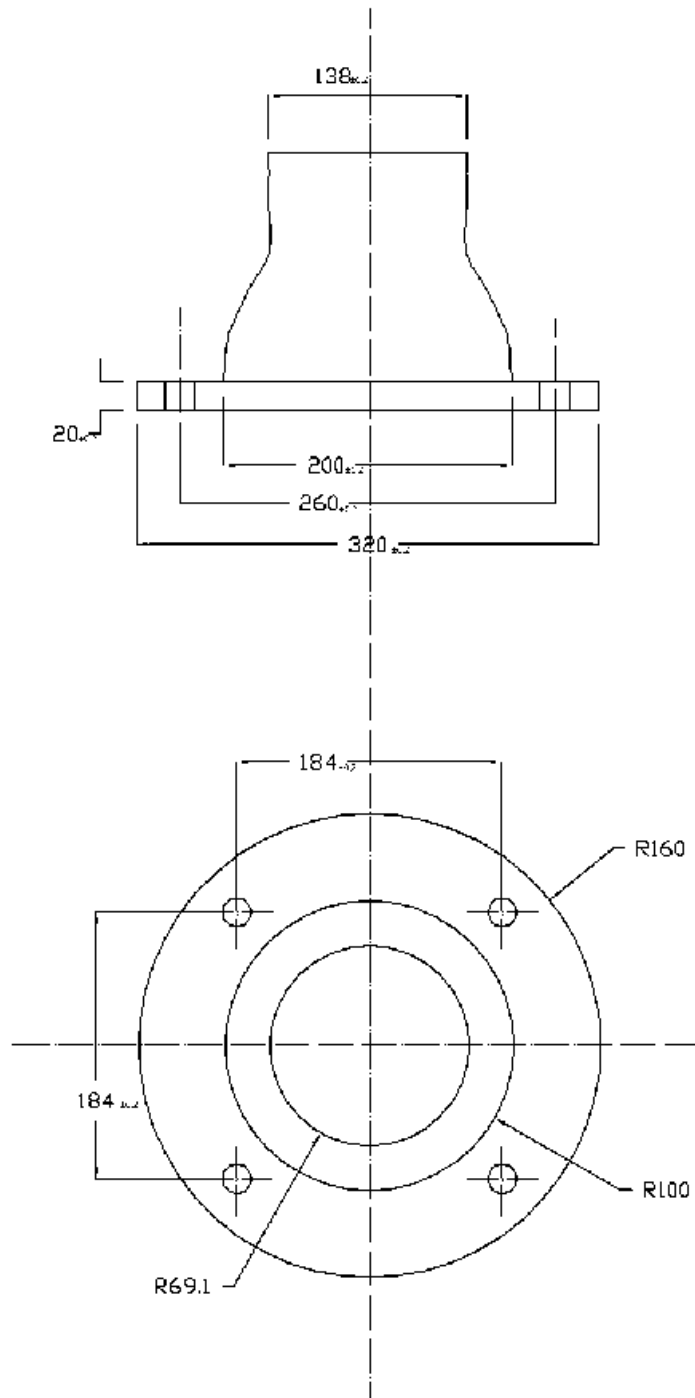


I	.4700	I	.9120	I	.0470	I	.0912	I	I	.0000000	I	.0470	I	.0912	I
I	.4800	I	.9074	I	.0480	I	.0907	I	I	.0000000	I	.0480	I	.0907	I
I	.4900	I	.9028	I	.0490	I	.0903	I	I	.0000000	I	.0490	I	.0903	I
I	.5000	I	.8981	I	.0500	I	.0898	I	I	.0000000	I	.0500	I	.0898	I
I	.5100	I	.8933	I	.0510	I	.0893	I	I	.0000000	I	.0510	I	.0893	I
I	.5200	I	.8883	I	.0520	I	.0888	I	I	.0000000	I	.0520	I	.0888	I
I	.5300	I	.8833	I	.0530	I	.0883	I	I	.0000000	I	.0530	I	.0883	I
I	.5400	I	.8782	I	.0540	I	.0878	I	I	.0000000	I	.0540	I	.0878	I
I	.5500	I	.8730	I	.0550	I	.0873	I	I	.0000000	I	.0550	I	.0873	I
I	.5600	I	.8678	I	.0560	I	.0868	I	I	.0000000	I	.0560	I	.0868	I
I	.5700	I	.8624	I	.0570	I	.0862	I	I	.0000000	I	.0570	I	.0862	I
I	.5800	I	.8570	I	.0580	I	.0857	I	I	.0000000	I	.0580	I	.0857	I
I	.5900	I	.8515	I	.0590	I	.0851	I	I	.0000000	I	.0590	I	.0851	I
I	.6000	I	.8459	I	.0600	I	.0846	I	I	.0000000	I	.0600	I	.0846	I
I	.6100	I	.8402	I	.0610	I	.0840	I	I	.0000000	I	.0610	I	.0840	I
I	.6200	I	.8345	I	.0620	I	.0835	I	I	.0000000	I	.0620	I	.0835	I
I	.6300	I	.8287	I	.0630	I	.0829	I	I	.0000000	I	.0630	I	.0829	I
I	.6400	I	.8229	I	.0640	I	.0823	I	I	.0000000	I	.0640	I	.0823	I
I	.6500	I	.8170	I	.0650	I	.0817	I	I	.0000000	I	.0650	I	.0817	I
I	.6600	I	.8111	I	.0660	I	.0811	I	I	.0000000	I	.0660	I	.0811	I
I	.6700	I	.8051	I	.0670	I	.0805	I	I	.0000000	I	.0670	I	.0805	I
I	.6800	I	.7990	I	.0680	I	.0799	I	I	.0000000	I	.0680	I	.0799	I
I	.6900	I	.7930	I	.0690	I	.0793	I	I	.0000000	I	.0690	I	.0793	I
I	.7000	I	.7868	I	.0700	I	.0787	I	I	.0000000	I	.0700	I	.0787	I
I	.7100	I	.7807	I	.0710	I	.0781	I	I	.0000000	I	.0710	I	.0781	I
I	.7200	I	.7745	I	.0720	I	.0774	I	I	.0000000	I	.0720	I	.0774	I
I	.7300	I	.7683	I	.0730	I	.0768	I	I	.0000000	I	.0730	I	.0768	I
I	.7400	I	.7620	I	.0740	I	.0762	I	I	.0000000	I	.0740	I	.0762	I
I	.7500	I	.7558	I	.0750	I	.0756	I	I	.0000000	I	.0750	I	.0756	I
I	.7600	I	.7495	I	.0760	I	.0749	I	I	.0000000	I	.0760	I	.0749	I
I	.7700	I	.7432	I	.0770	I	.0743	I	I	.0000000	I	.0770	I	.0743	I
I	.7800	I	.7369	I	.0780	I	.0737	I	I	.0000000	I	.0780	I	.0737	I
I	.7900	I	.7305	I	.0790	I	.0731	I	I	.0000000	I	.0790	I	.0731	I
I	.8000	I	.7237	I	.0800	I	.0724	I	I	.0000000	I	.0800	I	.0724	I
I	.8100	I	.7191	I	.0810	I	.0719	I	I	.0000000	I	.0810	I	.0719	I
I	.8200	I	.7134	I	.0820	I	.0713	I	I	.0000000	I	.0820	I	.0713	I
I	.8300	I	.7082	I	.0830	I	.0708	I	I	.0000000	I	.0830	I	.0708	I
I	.8400	I	.7037	I	.0840	I	.0704	I	I	.0000000	I	.0840	I	.0704	I
I	.8500	I	.6998	I	.0850	I	.0700	I	I	.0000000	I	.0850	I	.0700	I
I	.8600	I	.6965	I	.0860	I	.0697	I	I	.0000014	I	.0860	I	.0697	I
I	.8700	I	.6936	I	.0870	I	.0694	I	I	.0000067	I	.0870	I	.0694	I
I	.8800	I	.6912	I	.0880	I	.0691	I	I	.0000120	I	.0880	I	.0691	I
I	.8900	I	.6890	I	.0890	I	.0689	I	I	.0000174	I	.0890	I	.0689	I
I	.9000	I	.6871	I	.0900	I	.0687	I	I	.0000228	I	.0900	I	.0687	I
I	.9100	I	.6855	I	.0910	I	.0685	I	I	.0000282	I	.0910	I	.0685	I
I	.9200	I	.6841	I	.0920	I	.0684	I	I	.0000336	I	.0920	I	.0684	I
I	.9300	I	.6828	I	.0930	I	.0683	I	I	.0000391	I	.0930	I	.0683	I
I	.9400	I	.6818	I	.0940	I	.0682	I	I	.0000447	I	.0940	I	.0682	I
I	.9500	I	.6809	I	.0950	I	.0681	I	I	.0000504	I	.0950	I	.0681	I
I	.9600	I	.6801	I	.0960	I	.0680	I	I	.0000561	I	.0960	I	.0680	I
I	.9700	I	.6795	I	.0970	I	.0680	I	I	.0000620	I	.0970	I	.0680	I
I	.9800	I	.6791	I	.0980	I	.0679	I	I	.0000681	I	.0980	I	.0680	I
I	.9900	I	.6787	I	.0990	I	.0679	I	I	.0000744	I	.0990	I	.0679	I
I	1.0000	I	.6785	I	.1000	I	.0678	I	I	.0000809	I	.1000	I	.0679	I
I	1.0100	I	.6783	I	.1010	I	.0678	I	I	.0000879	I	.1010	I	.0679	I
I	1.0200	I	.6783	I	.1020	I	.0678	I	I	.0000952	I	.1020	I	.0679	I
I	1.0300	I	.6784	I	.1030	I	.0678	I	I	.0001030	I	.1030	I	.0679	I
I	1.0400	I	.6786	I	.1040	I	.0679	I	I	.0001114	I	.1040	I	.0680	I
I	1.0500	I	.6788	I	.1050	I	.0679	I	I	.0001206	I	.1050	I	.0680	I
I	1.0600	I	.6792	I	.1060	I	.0679	I	I	.0001305	I	.1060	I	.0680	I
I	1.0700	I	.6795	I	.1070	I	.0680	I	I	.0001414	I	.1070	I	.0681	I

I 1.0800 I	.6800 I	.1080 I	.0680 I I	.0001533 I	.1080 I	.0682 I
I 1.0900 I	.6805 I	.1090 I	.0680 I I	.0001662 I	.1090 I	.0682 I
I 1.1000 I	.6810 I	.1100 I	.0681 I I	.0001801 I	.1100 I	.0683 I
I 1.1100 I	.6815 I	.1110 I	.0682 I I	.0001949 I	.1110 I	.0683 I
I 1.1200 I	.6821 I	.1120 I	.0682 I I	.0002104 I	.1120 I	.0684 I
I 1.1300 I	.6826 I	.1130 I	.0683 I I	.0002262 I	.1130 I	.0685 I
I 1.1400 I	.6832 I	.1140 I	.0683 I I	.0002421 I	.1140 I	.0686 I
I 1.1500 I	.6837 I	.1150 I	.0684 I I	.0002576 I	.1150 I	.0686 I
I 1.1600 I	.6842 I	.1160 I	.0684 I I	.0002725 I	.1160 I	.0687 I
I 1.1700 I	.6847 I	.1170 I	.0685 I I	.0002865 I	.1170 I	.0688 I
I 1.1800 I	.6851 I	.1180 I	.0685 I I	.0002993 I	.1180 I	.0688 I
I 1.1900 I	.6855 I	.1190 I	.0686 I I	.0003108 I	.1190 I	.0689 I
I 1.2000 I	.6859 I	.1200 I	.0686 I I	.0003209 I	.1200 I	.0689 I
I 1.2100 I	.6863 I	.1210 I	.0686 I I	.0003298 I	.1210 I	.0690 I
I 1.2200 I	.6867 I	.1220 I	.0687 I I	.0003375 I	.1220 I	.0690 I
I 1.2300 I	.6870 I	.1230 I	.0687 I I	.0003441 I	.1230 I	.0690 I
I 1.2400 I	.6873 I	.1240 I	.0687 I I	.0003497 I	.1240 I	.0691 I
I 1.2500 I	.6875 I	.1250 I	.0688 I I	.0003545 I	.1250 I	.0691 I
I 1.2600 I	.6878 I	.1260 I	.0688 I I	.0003587 I	.1260 I	.0691 I
I 1.2700 I	.6880 I	.1270 I	.0688 I I	.0003622 I	.1270 I	.0692 I
I 1.2800 I	.6882 I	.1280 I	.0688 I I	.0003653 I	.1280 I	.0692 I
I 1.2900 I	.6884 I	.1290 I	.0688 I I	.0003680 I	.1290 I	.0692 I
I 1.3000 I	.6886 I	.1300 I	.0689 I I	.0003704 I	.1300 I	.0692 I
I 1.3100 I	.6888 I	.1310 I	.0689 I I	.0003725 I	.1310 I	.0692 I
I 1.3200 I	.6889 I	.1320 I	.0689 I I	.0003744 I	.1320 I	.0693 I
I 1.3300 I	.6890 I	.1330 I	.0689 I I	.0003762 I	.1330 I	.0693 I
I 1.3400 I	.6892 I	.1340 I	.0689 I I	.0003778 I	.1340 I	.0693 I
I 1.3500 I	.6893 I	.1350 I	.0689 I I	.0003793 I	.1350 I	.0693 I
I 1.3600 I	.6894 I	.1360 I	.0689 I I	.0003808 I	.1360 I	.0693 I
I 1.3700 I	.6895 I	.1370 I	.0689 I I	.0003822 I	.1370 I	.0693 I
I 1.3800 I	.6895 I	.1380 I	.0690 I I	.0003835 I	.1380 I	.0693 I
I 1.3900 I	.6896 I	.1390 I	.0690 I I	.0003848 I	.1390 I	.0693 I
I 1.4000 I	.6897 I	.1400 I	.0690 I I	.0003860 I	.1400 I	.0694 I
I 1.4100 I	.6897 I	.1410 I	.0690 I I	.0003872 I	.1410 I	.0694 I
I 1.4200 I	.6898 I	.1420 I	.0690 I I	.0003884 I	.1420 I	.0694 I
I 1.4300 I	.6898 I	.1430 I	.0690 I I	.0003896 I	.1430 I	.0694 I
I 1.4400 I	.6899 I	.1440 I	.0690 I I	.0003907 I	.1440 I	.0694 I
I 1.4500 I	.6899 I	.1450 I	.0690 I I	.0003919 I	.1450 I	.0694 I
I 1.4600 I	.6899 I	.1460 I	.0690 I I	.0003930 I	.1460 I	.0694 I
I 1.4700 I	.6900 I	.1470 I	.0690 I I	.0003942 I	.1470 I	.0694 I
I 1.4800 I	.6900 I	.1480 I	.0690 I I	.0003953 I	.1480 I	.0694 I
I 1.4900 I	.6900 I	.1490 I	.0690 I I	.0003964 I	.1490 I	.0694 I
I 1.5000 I	.6900 I	.1500 I	.0690 I I	.0003975 I	.1500 I	.0694 I
I 1.5100 I	.6900 I	.1510 I	.0690 I I	.0003986 I	.1510 I	.0694 I
I 1.5200 I	.6900 I	.1520 I	.0690 I I	.0003997 I	.1520 I	.0694 I
I 1.5300 I	.6901 I	.1530 I	.0690 I I	.0004008 I	.1530 I	.0694 I
I 1.5400 I	.6901 I	.1540 I	.0690 I I	.0004019 I	.1540 I	.0694 I
I 1.5500 I	.6901 I	.1550 I	.0690 I I	.0004030 I	.1550 I	.0694 I
I 1.5600 I	.6901 I	.1560 I	.0690 I I	.0004041 I	.1560 I	.0694 I
I 1.5700 I	.6901 I	.1570 I	.0690 I I	.0004052 I	.1570 I	.0694 I
I 1.5800 I	.6901 I	.1580 I	.0690 I I	.0004063 I	.1580 I	.0694 I
I 1.5882 I	.6901 I	.1588 I	.0690 I I	.0004072 I	.1588 I	.0694 I

---

ΑΚΡΟΦΥΣΙΟ ΚΥΚΛΙΚΟΥ JET DE=13,82cm



1:5

Σχήμα 3

#### **5.4. Σχεδιασμός κορμού κυκλικού καναλιού**

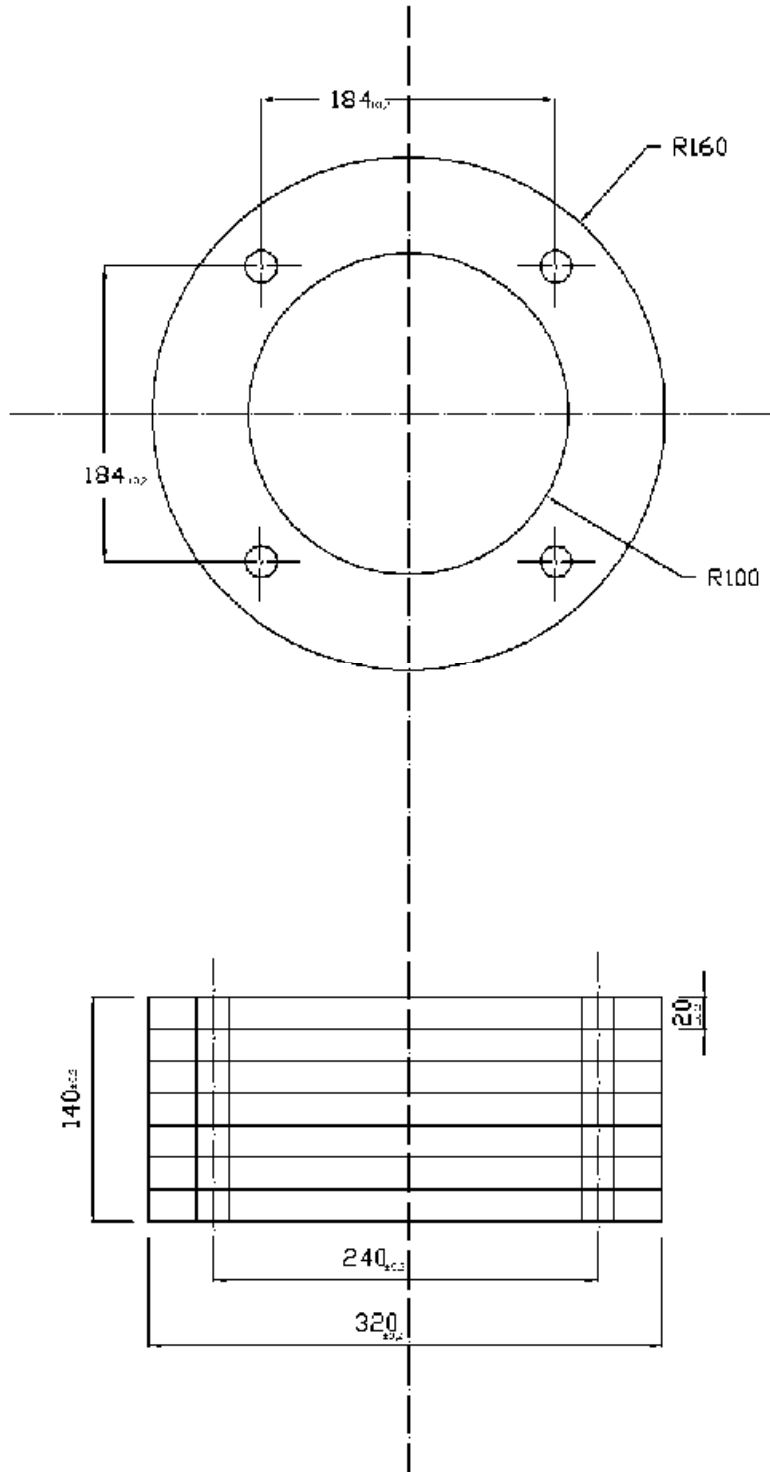
Ο κορμός του καναλιού είναι ίδεος και στα τρία κυκλικά ακροφύσια και αποτελείται από τρία μέρη:

A) Τον θάλαμο καθυσηχασμού με σύτα που περιλαμβάνει επτά κομάτια (σχήματα 4)

B) τον θάλαμο καθυσηχασμού με κυψέλη (σχήμα 5)

Γ) Τονδ ιαχύτη (σχήμα 6)

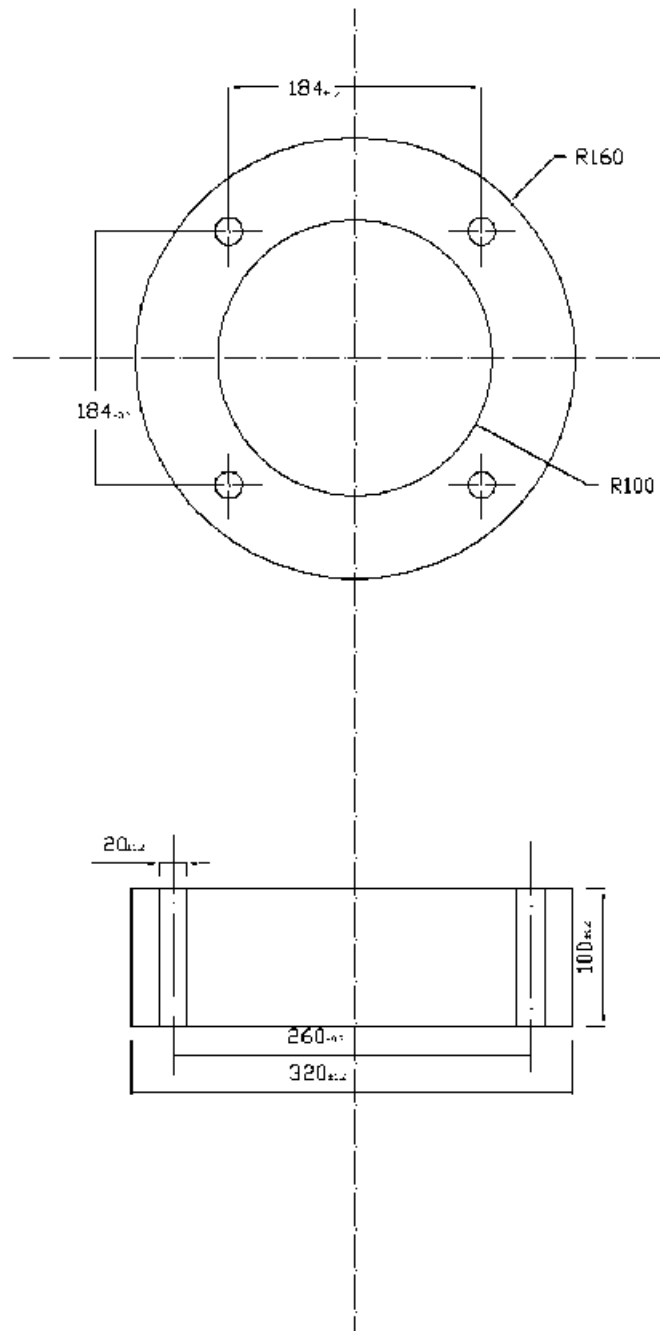
# ΘΑΛΑΜΟΣ ΚΑΘΥΣΗΧΑΣΜΟΥ ΜΕ ΣΥΤΑ



1:5

Σχήμα 4

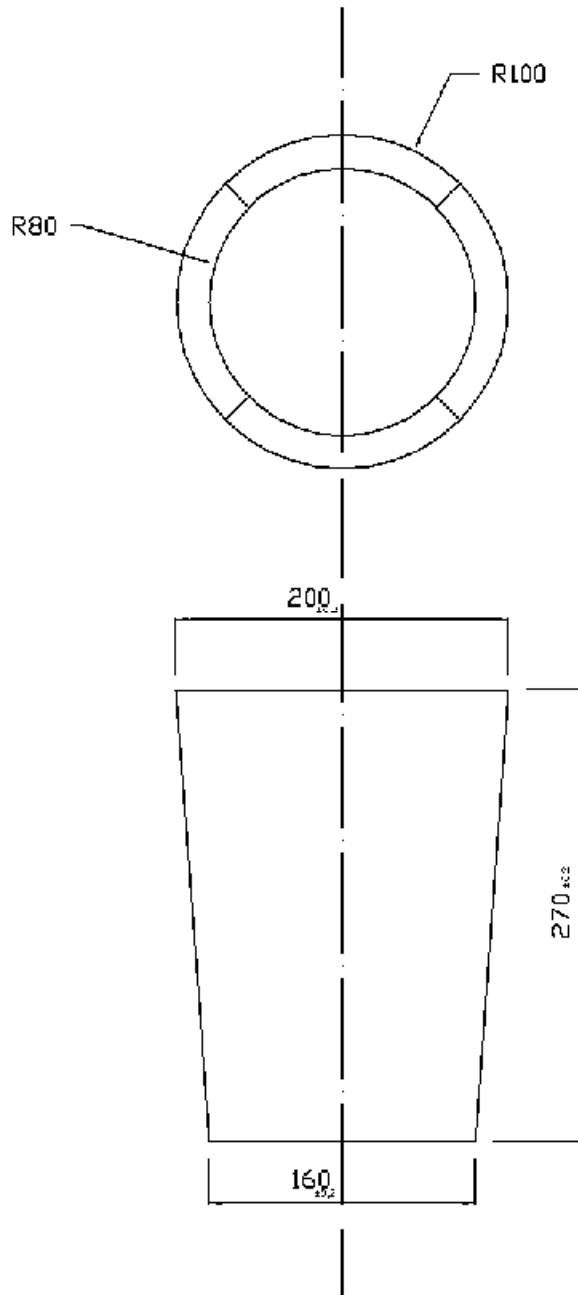
# ΘΑΛΑΜΟΣ ΚΑΘΥΣΗΧΑΣΜΟΥ ΜΕ ΚΥΨΕΛΗ



1:5

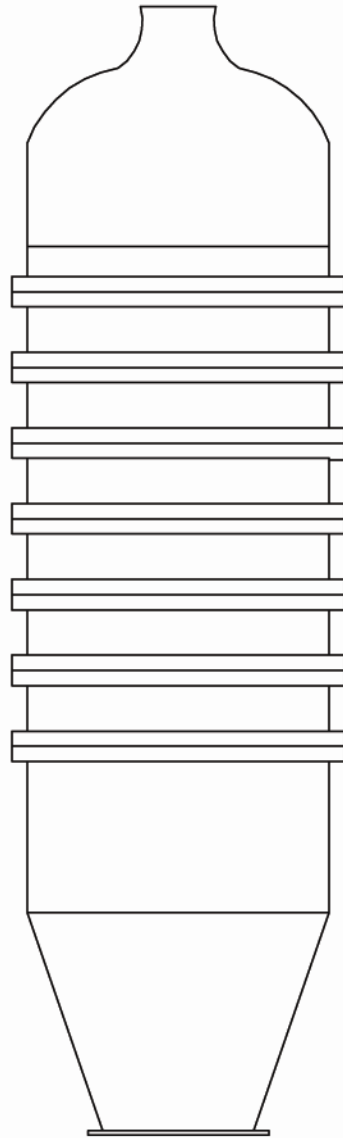
Σχήμα 5

# ΔΙΑΧΥΤΗΣ ΚΥΚΛΙΚΟΥ JET



1:5

Σχήμα 6



1:5

Σχήμα 7



## ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Στην εργασία αυτή έγινε η καταγραφή της μεθόδου που επιλέχτηκε για τον σχεδιασμό των ακροφυσίων με σκοπό, η κατανομή της μέσης διαμήκης ταχύτητας στην έξοδο του ακροφυσίου να είναι ομοιόμορφη και τα οριακά στρώματα στα χείλη του ακροφυσίου να χαρακτηρίζονται ως στρωτά.

Για τον λόγο αυτό επιλέξαμε την μέθοδο Boerger η οποία υπολογίζει τη μορφή της δυναμικής ροής ξεκινώντας από ένα τυχαίο ανάπτωμα ακροφυσίου και στη συνέχεια το ανάπτωμα μεταβάλλεται συνεχώς μέχρι ωστόσο προκύψει η κατάλληλη ροή στο ακροφύσιο.

Οι απαιτήσεις για την ποιότητα της ροής στην είσοδο του ακροφυσίου επιτεύχθηκε με τον κατάλληλο σχεδιασμό του θαλάμου καθυσυχασμού όπου προσαρμόζονται αποσβεστικά πλέγματα και κυψελίδες με σκοπό να εξομαλύνουν την ροή κάνοντάς τη ομοιόμορφη, ομογενή και να μειώσουν το επίπεδο τύρβης.

Στην συνέχεια προσθέσαμε τον διαχύτη όπου χρησιμοποιήθηκε για την επιβράδυνση της ροής, δηλαδή τη μετατροφή της δυναμικής πίεσης σε στατική με κύριες απαιτήσεις την ελαχιστοποίηση των ενεργειακών απωλειών και τη διατήρηση της ομοιομορφίας του ροϊκού πεδίου έχοντας υπόψη ότι η εξέλιξη των ορθογωνικών τυρβωδών ροών από ένα σημείο και μετά μοιάζει με την εξέλιξη των κυκλικών τυρβωδών δεσμών στην παρούσα εργασία. Επιλέχθηκαν να σχεδιαστούν ορθογωνικά ακροφύσια  $AR=6$ ,  $AR=15$ ,  $AR=10$ ,  $AR=2$  και κυκλικά ακροφύσια με την ανάλογη διάμετρο που αντιστοιχεί στα παραπάνω ορθογωνικά ακροφύσια.

Στην εργασία, ναι μεν ολοκληρώσαμε τον σχεδιασμό, αλλά να κατασκευαστεί και να εγκατασταθεί στο εργαστήριο της τεχνικής θερμοδυναμικής στο άμεσο μέλλον.

## BIBΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

Abdel-Rahman A.A., Chakroun W., Al-Fahed S.F. (1997) LDA Measurements in the Turbulent Round Jet, *Mech. Res. Comm.* 24:3, 277-288.

Abramovich G.N. (1963) *The Theory of Turbulent Jets*, MIT Press.

Anacleto P., Heitor M.V., Moreira A.L.N. (1996) The Mean and Turbulent Flow Fields in a Model RQL Gas-Turbine Combustor, *Exp. Fluids* 22, 153-164.

Antoine Y., Lemoine F., Lebouche M. (2001) Turbulent Transport of a Passive Scalar in a Round Jet discharging into a Co-flowing Stream, *Eur. J. Mech. - B/Fluids* 20:2, 275-301

Bakewell H.P., Lumley J.L. (1967) Viscous Sublayer and Adjacent Region in Turbulent Pipe Flow, *Phys. Fluids* 10, 1880–1889.

Bakrozis A., Papailiou D. (1999) *Low-emission Combustor Technology*, Brite-Euram Programme Phase III, Final Report.

Becker H.A., Booth, B.D. (1975) Mixing in the Interaction Zone of Two-Free Jets, *AIChE. J.* 21, 949-958.

Besik F., Rahbar S., Becker H.A., Sobiesiak A. (1990) Low NO<sub>x</sub> Burner, U.S. Patent 5,772,421.

Blasius H. (1908), Grenzschichten in Flüssigkeiten mit kleiner Reibung, *Z. Math. Phys.* 56, 1-37.

Borean J.L., Huilier D., Burnage H. (1998) On the Effect of a Co-flowing Stream on the Structure of an Axisymmetric Turbulent Jet, *Exp. Th. Fluid Sci.* 17, 10-17.

Buchave P., George W., Lumley J.L. (1979) The Measurement of Turbulence with the Laser Doppler Anemometer, *An. Rev. Fluid Mech.* 11, 443-503.

Bunderson A., Smith B. L. (2005) Passive Mixing Control of Plane Parallel Jets, *Exp. Fluids* 39:1, 66-74.

Capp, S., George, W. (1982) Measurements in an Axisymmetric Jet using a Two-color Lda and Burst Processing, *Proc. Int. Symp. on Appl. of Lda to Fluid Mechanics*.

Chua L.P., Antonia R.A. (1990) Turbulent Prandtl number in a Circular Jet, *Int. J. Heat Mass Tran.* 33, 331–339.

Counter-type Signal Processor Model 1980B Instruction Manual (1987) TSI Incorporated.

Dowling D.R., Dimotakis P.E. (1990) Similarity of the Concentration Field of Gas-phase Turbulent Jets, *J. Fluid Mech.* 218, 109–141.

- Durst F. (1981) Principles and Practice of Laser-Doppler Anemometry, Academic Press.
- Elbana H., Gahin S., Rashed M. I. I. (1983) AIAA J. 21, 986.
- Fleck B., Sobiesiak A., Becker H.A. (2000) Experimental and Numerical Investigation of the Novel Low NO<sub>x</sub> CGRI Burner, Comb. Sci. Tech. 161, 89-112.
- Fleck B., Matovic M.D., Grandmaison E.W., Sobiesiak A. (2003) Modelling of the Near Field of a Multiple-Jet Burner, IFRF Comb. J., ISSN 1562-479X, 200306.
- Frequency Shift System 9180 Instruction Manual (1987) TSI Incorporated.
- George W.K. (1988) Quantitative Measurement with the Burst-Mode Laser Doppler Anemometer, Exp. Th. Fluid Sci. 1, 29-40.
- George W.K. (1989) The Self Preservation of Turbulent Flows and its Relation to Initial Conditions and Coherent Structures, Adv. Turbulence, 39-72, Hemisphere.
- Grandmaison E.W., Yimer I., Becker H.A., Sobiesiak A. (1998) The Strong Jet/Weak Jet Problem and Aerodynamic Modeling of the CGRI Burner, Comb. Flame 114, 381-396.
- He Y. (2008) Flameless Combustion of Natural Gas in the SJ/WJ Furnace, PhD Thesis, Queen's University, Canada.
- Hinze J.O. (1972) Turbulence, 2<sup>nd</sup> Ed McGraw-Hill Book Company.
- Hussein H., Capp S., George W. (1994) Velocity Measurements in a High-Reynolds-Number, Momentum-Conserving, Axisymmetric, Turbulent Jet, J. Fluid Mech. 258, 31-75.
- Hussein J., George K., Locally Axisymmetric Turbulence, Tech. Rep. 122, Turbulence Research Laboratory, University at Buffalo, SUNY, 1990.
- Integrated Solutions In Laser Doppler Anemometry (2005) Dantec Dynamics.
- Kalogirou I., D. Papailiou D.D. (1997) Turbulent Heat Transfer Processes in a Multiple - Jet - Confined Crossflow Configuration, Proc. Eurotherm Seminars.
- Kalogirou I., Papailiou D., Koutmos P. (1996) Turbulent Mixing Processes in a Low NO<sub>x</sub> Combustor Module, 26<sup>th</sup> Inter. Symposium of the Combustion Institute.
- Koller-Milojevic D., Schneider W.(1993) Free and Confined Jets at Low Reynolds numbers, Fl. Dyn. Res. 12, 307-322.
- Launder B.E., Reece G.J., Rodi W. (1975) Progress in the Development of a Reynolds Stress Turbulence Closure, J. Fluid Mech. 68, 537-566.
- Lefebvre A. W. (1983) Gas Turbine Combustion, McGraw Hill.

Liepmann H.W, Laufer J. (1947) Investigation of Free Turbulent Mixing, NACA Tech Note 1258

Lin Y.F., Sheu M.J. (1990) Investigation of Two Plane Parallel Unventilated Jets, Exp. Fluids 10, 17-22.

Liscinsky D.S, True B., Vranos A., Holdeman J. D. (1992) Experimental Study of Cross - Stream Mixing in a Rectangular Duct, AIAA - 92 – 3090.

Malmstrom G.T., Kirkpatrick T.A., Christensen B., Knappmiller K..D. (1997) Centreline Velocity Decay Measurements in Low-Velocity Axisymmetric Jets, J. Fluid Mech. 246, 363-377.

Mi J., Nobes D.S., Nathan G.S. (2001) Influence of Exit Conditions on the Passive Scalar Field of an Axisymmetric Free Jet, J.Fluid Mech. 432, 91-125.

Moustofa G.H. (1994) Experimental Investigation of High-Speed Twin Jets, AIAA J. 32:11, 2320-2322.

Nakamichi I., Yasuzawa K., Miyahara T., Nagata T. (1990) Apparatus or Method for Carrying out Combustion in a Furnace, U.S. Patent 4,945,841.

Nottage H. B. (1951) Report on Ventilation Jets in Room Air Distribution. Case Inst. of Technology, Cleveland, Ohio.

Novick A. S., Troth D. L. (1981) Low NO<sub>x</sub> Heavy Fuel Combustor Concept Program, NASA CR - 165367.

O'Neill P., Soria J., Honnery D. (2004) The Stability of Low Reynolds number Round Jets, Exp. Fluids 36, 473–483.

Papanicolaou P.N., List E.J. (1988) Investigations of Round Vertical Turbulent Buoyant Jets. J. Fluid Mech. 195, 41–391.

Panchapakesan N.R., Lumley J.L. (1993) Turbulence Measurements in Axisymmetric Jets of Air and Helium Part 1. Air Jet, J. Fluid Mech. 246, 197-223.

Papailiou D., Lycoudis P. S. (1974) Turbulent Vortex Streets and the Entrainment Mechanism, J. Fluid Mech. 62, 11–31.

PDA Installation and User's Guide (1994) Dantec Measurement Technology

Pope S.B. (2000) Turbulent Flows, Cambridge University Press.

Prandtl L. (1925). Bericht über Untersuchungen zur ausgebildeten Turbulenz. Z. Angew. Math. Mech. 5, 136–139.

Richards C.D., Pitts W.M. (1993) Global Density Effects on the Self-preservation Behaviour of Turbulent Free Jet, *J. Fluid Mech.* 254, 417-435.

Ricou F.P., Spalding D.B. (1960) Measurements of Entrainment by Axisymmetric Turbulent Jets, *J. Fluid Mech.* 11, 21–32.

Rodi W. (1975) A Review of Experimental data of Uniform Density Free Turbulent Boundary Layers, *Studies in Convection* (ed. B. E. Launder), 79-165.

Schlichting H. (1979) *Boundary Layer Theory*, McGraw-Hill.

Sobiesiak A., Rahbar S., Becker H.A. (1998) Performance Characteristics of the Novel Low-NO<sub>x</sub> CGRI Burner For Use with High Air Preheat, *Comb. Flame* 115, 93-125.

Sze L.K., Cheung C.S, Leung C.W. (2006) Appearance, Temperature and NO<sub>x</sub> emission of Two Inverse Diffusion Flames with Different Port Design, *Comb. Flame* 144:1-2, 237-248.

Tatsumi K., Shinohara E., Okamoto F., Nakabe K. (2006) Mixing Characteristics of Multijet Modified by Cyclic Perturbation, *JSME Int. J./ Series B*, 29:4, 959-965.

Tennekes H., Lumley J.L. (1972) *A First Course in Turbulence*, 16<sup>th</sup> Ed. MIT Press.

Townsend A.A. (1976) *The Structure of Turbulent Shear Flow*, Cambridge University Press.

Tropea C., Yarin A. L., Foss J.F. (2007) *Handbook of Experimental Fluid Mechanics*, Springer.

Turns S.R. (1996) *An Introduction to Combustion: Concepts and Applications*, McGraw-Hill Inc.

Ultrasonic Nebulizer NE-U17 Instruction Manual (2004) OMRON.

Veriopoulos P.A., Papailiou D. (1993) The Structure of Turbulent Temperature Field above a Line Fire, 7<sup>th</sup> Beer-Sava International Seminar on MHD Flows and Turbulence.

Vouros A., Giannadakis A., Panidis Th. (2003) Round Jets Pairing, *Proc. Third Meeting of Greek Section of the Combustion Institute*, P2, 1-8.

Vouros A., Panidis Th. (2007) Multiple Jets Burner Performance in a Small Scale Cylindrical Combustor, *Proc. Third European Combustion Meeting, Crete*.

Weisgraber H.T., Liepmann D. (1998) Turbulent Structure during Transition to Self-similarity in a Round Jet, *Exp. Fluids* 24, 210-224.

Wyganski H., Fiedler (1969) Some Measurements in the Self Preserving Jet, *J. Fluid Mech.* 38, 577-612.

Xu G., Antonia R.A. (2002) Effect of Different Initial Conditions on a Round Free Jet", Exp. Fluids 33, 677-683.

Yimer I., Becker H.A., Grandmaison E.W., (2001) The Strong Jet/Weak Jet Problem: New Experiments and CFD, Comb. Flame 124, 481-502.

Yuu S., Shimoda F., Jotaki T. (1979) AIChE J. 25, 679

Zhu G. and Lai M. C. (1992) A Parametric Study of Penetration and Mixing of Radial Jets in Necked - Down Cylindrical Crossflow, AIAA 92 – 3091.

Whitehead, L.G. ; Wu, L.Y.; Waters, M.H.L. : Contracting ducts of finite length. In: The Aeron. Quart. London 1951, Vol.2 Σελ. 254 271

Szczeniowski, E.: Contraction cone for a wind tunnel. In: J. Aeron. Sci., New York 1943, Vol. 10, Σελ. 311-312

Jordinson, R.: Design of wind tunnel contractions. In.: Aircraft Engineering, London 1961, Vol 33, Σελ 294-291.

Cohen, M.J.; Ritchie, N.J.B. : Low-speed three-dimensional contraction design. In: J. Roy. Aeron. Soc, London 1962, Vol. 66, Σελ. 231-236

Witoszynski, E.: Ueber Strahlerweiterung und Strahlablenkung. In: Vortraege aus dem Gebiete der Hydro-und Aerodynamik (Innsbruck 1922). Εκδ. Karman, Th. v.; Levi-Civita, T.; Berlin 1924, Σελ 248-251

Tsien, H-S.: On the design of contractions for wind tunnels. In: J. Aeron, Sci., New York 1943, Vol. 10, Σελ.68-70.

Thwaites, B.: On the design of contractions for wind tunnels. In: A.R.C., R & M. No.2278, London 1946

Mills, R.D. : Some finite two-dimensional contractions, In : The Aeron. Quart., London 1968, Vol. 19, Σελ. 91-104

Prandl, L. : Herstellung einwandfreier Luftstroeme (Windkanale). In: Handbuch der Experimentalphysik, Leipzig 1932, Band 4,Tail 2, Σελ. 65-106.

Hughes, N.J. S.: Stream expansion with a discontinuity in velocity on the boundary. In : A.R.C., R. & M. No. 1978, London 1944.

Cheers, F. : Note on wind tunnel contractions. In: A.R.C., R & M. N O. 2137, London 1945

Libby, P.A.; Reiss, H.R.: The design of two-dimensional contracting sections, In: Quarterly of Applied Mathematics, London 1951, Vol. 2, Σελ. 95-98.

Gibbings, J.C. : The choice of a hodograph boundary for contracting ducts. In: J. Roy, Aeron. Soc.. London 1964, Vol. 68, Σελ. 420-422

Gibbings, J.C. : On the effective "length" of two-dimensional contracting ducts. In: J. Roy. Aeron. Soc., London 1966, Vol. 70 , Σελ 676

Lau, W.T.F.: An analytical method for the design of two-dimensional contractions. In: J. Roy. Aeron. Soc. , London 1964, Vol. 68, Σελ. 59-62

Lau, W.H.F.: On the length of two-dimensional contractions. In. J. Roy, Aeron. Soc., London 1966, Vol. 70, Σελ. 673-675.

Batchelor, G.K.; Shaw, F.S. : A consideration of the design of wind tunnel contractions. In : Australian Council For Aeronautics, Report ACA-4, Melbourne 1944.

Kuechemann, D.; Weber, J.: Aerodynamics of propulsion. In : Mc Graw-Hill Publications in Aeronautical Science, Hrsg. Hunsaker, J.C.; New York 1953.

Vandrey, F.: A direct iteration method for the calculation of the velocity distribution of bodies of Revolution and symmetrical profiles. In : A.R.C., R. \* M. No. 3374, London 1951 και 1964.

Hucho, W.-H.: Untersuchungen ueber den Einfluss einer Heckschraube auf die Druckverteilung und Die Grenzschicht schiffsaehnlicher Koerper, Dissertation, Techn, Hochschule Braunschweig 1967.

Abramowits, M.; Stegun, J.A.: Handbook of mathematical functions. Dover Publications, New York 1965.

Bradshaw, P.: The effect of wind tunnel screens on nominally two-dimensional boundary layers. In: J. Fluid Mech., Cambridge U.K. 1965, Vol. 22, Σελ. 679-687

Διδακτορικό Alexandros Tsabos

Εργασία Tzovani Konstantinou