

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ

ΣΧΟΛΗ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ

ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΒΙΟΜΗΧΑΝΙΑΣ

ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΡΕΥΣΤΟΜΗΧΑΝΙΚΗΣ & ΣΤΡΟΒΙΛΟΜΗΧΑΝΩΝ

Μεταπτυχιακή Εργασία:

***“ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΡΟΗΣ ΚΑΙ ΜΕΤΑΦΟΡΑΣ ΘΕΡΜΟΤΗΤΑΣ
ΣΕ ΑΓΩΓΟΥΣ ΦΥΣΙΚΟΥ ΑΕΡΙΟΥ”***

Αναστάσιος Απ. Φασουλίδης

Επιβλέπων Καθηγητής:

Νικόλαος Σπ. Βλάχος

ΒΟΛΟΣ – ΜΑΡΤΙΟΣ 2004



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

Αριθ. Εισ.: 2764/1
Ημερ. Εισ.: 04-05-2004
Δωρεά: Συγγραφέα
Ταξιθετικός Κωδικός: Δ
621.433
ΦΑΣ

Περιεχόμενα

1. ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1: Εισαγωγή	7
1.1 Αντικείμενο και Στόχοι της Μεταπτυχιακής	7
1.2 Δομή της Μεταπτυχιακής Εργασίας	7
2. ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: Περιγραφή του Φυσικού Προβλήματος	9
2.1 Προέλευση, αποθέματα και μεταφορά του φυσικού αερίου	9
2.1.1 Η προέλευση του φυσικού αερίου.....	9
2.1.2 Τα αποθέματα και το παγκόσμιο εμπόριο φυσικού αερίου.....	10
2.1.3 Η μεταφορά του φυσικού αερίου.....	11
2.2 Καταστατικές εξισώσεις του φυσικού αερίου	17
2.2.1 Αποκλίσεις του φυσικού από το ιδανικό αέριο.....	17
2.2.2 Εξίσωση ιδανικού αερίου.....	18
2.2.3 Καταστατική εξίσωση του πραγματικού αερίου (Φυσικό Αέριο).....	19
2.2.4 Συντελεστής πραγματικού αερίου.....	21
2.3 Ιδιότητες του φυσικού αερίου	23
2.3.1 Πυκνότητα, συγκέντρωση και σχετική πυκνότητα αερίων.....	23
2.3.2 Ιξώδες του φυσικού αερίου.....	24
2.3.3 Ειδική θερμοχωρητικότητα φυσικού αερίου.....	26
2.3.4 Θερμική αγωγιμότητα και αριθμός Prandtl.....	27
2.3.5 Βασικές αρχές για τον υπολογισμό των ιδιοτήτων του φυσικού αερίου.....	27
2.4 Δίκτυα διανομής του φυσικού αερίου	31
2.5 Χαρακτηριστικά της Ροής του Φυσικού Αερίου	32
2.5.1 Στρωτή και τυρβώδης ροή φυσικού αερίου μέσα σε κυλινδρικό αγωγό.....	32
2.5.2 Ο συντελεστής τριβής.....	43
2.5.3 Επίδραση της άνωσης.....	45
2.5.4 Φυσικό αέριο με υγρασία.....	47
2.5.5 Πτώση πίεσης σε αγωγούς φυσικού αερίου για συμπιεστή ροή.....	48

2.5.6 Πίεση και περιοχές πίεσης στις εφαρμογές φυσικού αερίου.....	50
2.5.7 Ο συντελεστής απόδοσης ροής σε αγωγούς φυσικού αερίου.....	50
3. ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3: Μαθηματικά Μοντέλα.....	52
3.1 Εξισώσεις Ροής Φυσικού Αερίου.....	52
3.1.1 Γενικές εξισώσεις συμπιεστής ροής φυσικού αερίου σε σωλήνα.....	52
3.1.2 Εξισώσεις μόνιμης και συμπιεστής ροής φυσικού αερίου σε κυλινδρικό αγωγό ...	55
3.2 Αδιαστατοποίηση των Εξισώσεων.....	56
3.2.1 Εξισώσεις προς Αδιαστατοποίηση.....	56
3.2.2 Αδιάστατες Μεταβλητές και Αδιαστατοποιημένες Εξισώσεις.....	57
3.3 Κυριότερες Μεταβλητές.....	60
4. ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4: Αριθμητοποίηση του Μαθηματικού Μοντέλου.....	62
4.1 Περιγραφή του Αριθμητικού Μοντέλου.....	62
4.1.1 Αριθμητοποίηση του Μαθηματικού Μοντέλου και Υπολογιστικό Πλέγμα.....	63
4.2 Διακριτοποίηση των διαφορικών εξισώσεων.....	66
4.2.1 Εξίσωση U-ορμής.....	67
4.2.2 Εξίσωση V-ορμής.....	67
4.2.3 Εξίσωση ενέργειας.....	67
4.2.4 Εξίσωση διόρθωσης της πίεσης.....	68
4.2.5 Έλεγχος σύγκλισης και παρακολούθηση των υπολοίπων.....	69
4.3 Περιγραφή του Υπολογιστικού Αλγορίθμου.....	69
4.3.1 Αρχιτεκτονική του κώδικα AERO97.....	72
4.3.2 Περιγραφή των ρουτινών.....	73
5. ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5: Αποτελέσματα και Συζήτηση.....	77
5.1 Αρχικές και Συνοριακές συνθήκες	77
5.2 Περιγραφή της Παραμετρικής Μελέτης.....	78
5.3 Παρουσίαση και Συζήτηση Αποτελεσμάτων	79
5.3.1 Ροή του φυσικού αερίου με χαμηλές ταχύτητες.....	79
5.3.2 Ροή του φυσικού αερίου με υψηλή ταχύτητα.....	104
6. ΚΕΦΑΛΑΙΟ 6: Συμπεράσματα και Προτάσεις.....	114
6.1: Συμπεράσματα.....	114

6.2: Προτάσεις	115
7. Παράρτημα	116
8. Βιβλιογραφία	136

ΠΡΟΛΟΓΟΣ

Η ενέργεια είναι η βάση της ύπαρξης του ανθρώπου γιατί αυτήν είναι αδιανόητη η τεχνική πρόοδος και η οικονομική ανάπτυξη της ανθρωπότητας. Η κατοχή ή ο έλεγχος των πηγών ενέργειας δίνει σε κράτη τη δύναμη να επιβάλλουν τις οικονομικές ή πολιτικές επιδιώξεις τους και ήταν, είναι και θα είναι η ουσιαστικότερη αιτία πολέμων. Για όλες τις χώρες και κυρίως τις βιομηχανικές, είναι υψίστης σημασίας η μακρόχρονη εξασφάλιση της κάλυψης των ενεργειακών αναγκών, αφ' ενός με την εκμετάλλευση των ίδιων πηγών πρωτογενούς ενέργειας (πετρέλαιο, άνθρακας, φυσικό αέριο, πυρηνικό καύσιμο) και αφ' ετέρου με τη σύναψη ασφαλών συμβάσεων τροφοδοσίας από άλλες χώρες πλούσιες σε ενεργειακά αποθέματα.

Όπως γνωρίζουμε στις μέρες μας, μετά την πετρελαϊκή κρίση η κατάσταση έχει αλλάξει άρδην. Έχει γίνει σε όλους μας κατανοητό ότι τα αποθέματα σε ορυκτά καύσιμα και κυρίως το πετρέλαιο δεν είναι απεριόριστα. Οι χώρες αφ' ενός προσπαθούν να μειώσουν την κατανάλωση πετρελαίου,, βελτιώνοντας ή αλλάζοντας τις τεχνολογίες χρήσης του και αφ' ετέρου στρέφονται στην χρήση άλλων μορφών πρωτογενούς ενέργειας. Έτσι παρατηρούμε στροφή προς τα αέρια καύσιμα, από τα οποία το σημαντικότερο είναι το φυσικό αέριο. Για παράδειγμα αναφέρεται η Γερμανία όπου ενώ το 1970 το φυσικό αέριο κάλυπτε το 5.5% της κατανάλωσης πρωτογενούς ενέργειας, σήμερα καλύπτει το 17% .

Η εκτεταμένη κατανάλωση αέριων καυσίμων άρχισε με την ανάπτυξη της χαλυβουργίας, η οποία για την αναγωγή του σιδηρομεταλλεύματος χρειαζόταν μεγάλες ποσότητες κωκ που παράγεται με απαερίωση των γαιανθράκων. Όταν οι παραγόμενες ποσότητες δεν μπορούσαν να καταναλώνονται στην ίδια την χαλυβουργία, άρχισαν να διανέμονται σε κατ' αρχή τοπικά και στην συνέχεια ευρύτερα δίκτυα. Η αυξημένη ζήτηση οδήγησε στην παραγωγή αερίου καυσίμου μέσω εξαερίωσης του άνθρακα. Στα τέλη της δεκαετίας του '50 αρχίζει η διανομή αερίων παραγόμενων από κλάσματα πετρελαίου, ενώ μετά το 1960 άρχισε στην Ευρώπη η διανομή φυσικού αερίου.

Τα αέρια που παράγονταν με απαερίωση και εξαερίωση και μεταφέρονταν σε μεγάλες αποστάσεις για να καταναλωθούν ονομάζονταν *Fern Gas* (γερμανικά) ή *Grid Gas* (αγγλικά),

όρο που θα μπορούσαμε να μεταφράσουμε ως τηλεαέριο. Τα αέρια που παράγονταν κοντά στις πόλεις σε εργοστάσια κυρίως από υδρογονάνθρακες αλλά και από άνθρακα ονομάζονταν *Stadt Gas* (γερμανικά) ή *Town Gas* (αγγλικά) και τα ονομάζουμε αέριο πόλης ή φωταέριο.

Σήμερα η διανομή φυσικού αερίου μέσω δικτύων διεθνώς συνδεδεμένων τείνει να επικρατήσει πλήρως. Η τεχνολογία του φυσικού αερίου γίνεται ιδιαίτερα επίκαιρη με την εισαγωγή αυτού του πρωτόγνωρου για την χώρα μας καυσίμου, το οποίο προορίζεται μακροπρόθεσμα να καλύψει περίπου το ένα πέμπτο των εθνικών ενεργειακών αναγκών υποκαθιστώντας σε σημαντικό ποσοστό το πετρέλαιο, τον ηλεκτρισμό και τις άλλες ενεργειακές μορφές. Ο μηχανικός καλείται να εκπονή μελέτες εγκαταστάσεων αέριων καυσίμων και φυσικού αερίου, τόσο στον οικιακό τομέα, όσο και στις επαγγελματικές, βιοτεχνικές και βιομηχανικές εφαρμογές. Η ανάγκη απόκτησης της σχετικής γνώσης γίνεται λοιπόν επιτακτική. Με την εντατικοποίηση της διείσδυσης και χρήσης του φυσικού αερίου θα αυξηθούν επίσης οι απαιτήσεις σε μηχανικούς και τεχνικούς καταρτισμένους στην τεχνολογία του. Παράλληλα γίνεται πιο προσιτή η δυνατότητα συμμετοχής σε προγράμματα έρευνας και ανάπτυξης, τα οποία θα εξακολουθούν να είναι επίκαιρα στα επόμενα χρόνια ένεκα του συνεχούς αυξανόμενου ενδιαφέροντος για το φυσικό αέριο σε ευρωπαϊκό και παγκόσμιο επίπεδο. Η προσαρμογή σ' αυτό το τεχνολογικό περιβάλλον και η εκμετάλλευση ανάλογων ευκαιριών εφαρμογής των γνώσεων και απασχόλησης διευκολύνονται με την εξοικείωση στην τεχνολογία του φυσικού αερίου.

Η επόμενη δεκαετία θα είναι για την Ελλάδα η "δεκαετία του φυσικού αερίου", τόσο στον εθνικό ενεργειακό σχεδιασμό, όσο στην ανάπτυξη και διάδοση της σχετικής τεχνογνωσίας και τεχνολογίας.

Η παρούσα μεταπτυχιακή εργασία με τίτλο: 'Προσομοίωση Ροής και Μεταφοράς Θερμότητας σε Αγωγούς και Δίκτυα Φυσικού Αερίου' έχει σαν σκοπό την μελέτη της ροής του φυσικού αερίου μέσα σε κυλινδρικό αγωγό. Η προσομοίωση πραγματοποιήθηκε με τον υπολογιστικό κώδικα AERO97 του Εργαστηρίου Ρευστομηχανικής & Στροβιλομηχανών του Τμήματος Μηχανολόγων Μηχανικών Βιομηχανίας του Πανεπιστημίου Θεσσαλίας.

Σε αυτή τη προσπάθεια εκπόνησης της μεταπτυχιακής μου εργασίας είχα αρωγούς όλα τα μέλη του Εργαστηρίου Ρευστομηχανικής & Στροβιλομηχανών. Συγκεκριμένα, δεν μπορώ να μην αναφερθώ στην πολύτιμη βοήθεια, συμπαράσταση και καθοδήγηση του επιβλέποντος καθηγητή μου κ. Νικόλαο Βλάχο, ο οποίος με βοήθησε σε άρτιο βαθμό παρέχοντάς μου όλες τις δυνατότητες προκειμένου να ολοκληρωθεί αυτή η εργασία. Ευχαριστώ θερμά τα μέλη της Τριμελούς Συμβουλευτικής Επιτροπής Αναπλ. Καθηγητή Δημ. Βαλουγεώργη,

Επικ. Καθηγητή Παν. Τσιακάρα για την υποστήριξη της εργασίας μου, καθώς και τα άλλα δύο μέλη της Πενταμελούς Επιτροπής Καθηγητή Βασ. Μποντόζογλου και Επ. Καθηγητή Νικ. Ανδρίτσο.

Αισθάνομαι επίσης την ανάγκη, να ευχαριστήσω ιδιαίτερα τους υποψήφιους διδάκτορες Σωτ. Κακαράντζα, Χρ. Δριτσέλη, Δημ. Φείδαρο, Γ. Ζήκο και Δρ. Αικ. Μπαζεβάνου για την συμπαράσταση, την καθοδήγηση και την προθυμία τους, σε οτιδήποτε χρειάστηκα κατά την διατριβή μου με το αντικείμενο της μεταπτυχιακής μου εργασίας.

Η παρούσα εργασία είναι αφιερωμένη σε έναν άνθρωπό που στις δύσκολες στιγμές μου, ακούγοντάς τον, αντλώ τη δύναμη και το κουράγιο για να προχωρώ, καθώς επίσης και στους ανθρώπους από τους οποίους προέρχομαι...

Τον Απόστολο και τη Σοφία

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1: ΕΙΣΑΓΩΓΗ

1.1 Αντικείμενο και Στόχοι της Μεταπτυχιακής

Η συμπιεστή ροή μέσα σε έναν κυλινδρικό αγωγό με μεταφορά θερμότητας αποτελεί ένα επιστημονικό πεδίο με πολύ μεγάλο ενδιαφέρον επειδή συναντάται σε πάρα πολλές βιομηχανικές εφαρμογές. Αυτό αποκτά ιδιαίτερο ενδιαφέρον όταν το ρέον ρευστό είναι το φυσικό αέριο, που όπως προαναφέραμε αποτελεί σημαντικό σημείο μελέτης και εφαρμογών των επόμενων χρόνων.

Στην παρούσα εργασία περιγράφεται η αριθμητική προσομοίωση της τυρβώδους, συμπιεστής και δυσδιάστατης ροής του φυσικού αερίου μέσα σε κυκλικό αγωγό σταθερής διαμέτρου. Το ρευστό εισέρχεται στον αγωγό από την είσοδό του, και ρέει μέσα σε αυτόν, από τα αριστερά προς τα δεξιά με ταχύτητα και θερμοκρασία ομοιόμορφη. Η θερμοκρασία του αγωγού στα τοιχώματά του είναι σταθερή (ίση με εκείνη του εδάφους) ενώ διαφέρει με εκείνη του ρευστού στην είσοδό του.

Παρουσιάζεται λοιπόν μία κατάσταση ασύμμετρης θέρμανσης μέσα στο αγωγό, φαινόμενο που εξετάζεται αναλυτικά στο παρόν σύγγραμμα. Η μεταφορά της θερμότητας γίνεται βάση των μηχανισμών της εξαναγκασμένης συναγωγής.

Προκειμένου να μελετηθεί το πρόβλημα χρησιμοποιήθηκαν μέθοδοι υπολογιστικής ρευστοδυναμικής. Παράλληλα πραγματοποιήθηκε παραμετρική μελέτη της ροής για να εκτιμηθεί η επίδραση των αδιάστατων παραμέτρων του προβλήματος (αριθμοί Reynolds, Prandtl και Nusselt). Ο παραβολικός κώδικας που χρησιμοποιήθηκε στα πλαίσια της εργασίας αυτής, αναπτύχθηκε στο εργαστήριο Ρευστομηχανικής & Στροβιλομηχανών του Τμήματος Μηχανολόγων Μηχανικών Βιομηχανίας του Πανεπιστημίου Θεσσαλίας και ο γράφων τον τροποποίησε κατάλληλα έτσι ώστε να είναι δυνατή η επίλυση τέτοιων ροών.

1.2 Δομή της Μεταπτυχιακής Εργασίας

Η δομή της παρούσης εργασίας είναι η ακόλουθη: Στο Κεφάλαιο 2 γίνεται περιγραφή του φυσικού προβλήματος της ροής φυσικού αερίου μέσα στον αγωγό και συγκεκριμένα στην προέλευση, μεταφορά και στα δίκτυα διανομής του. Ακόμη, παρουσιάζονται με κάθε λεπτομέρεια και όλα τα χαρακτηριστικά της ροής φυσικού αερίου.

Στο Κεφάλαιο 3 δίνονται οι μαθηματικές εξισώσεις ροής του αερίου μέσα στον κυλινδρικό αγωγό και η αδιαστατοποίηση αυτών, με αποτέλεσμα να περιγράφονται οι αδιάστατες παράμετροι που επηρεάζουν την υπό εξέταση ροή. Επίσης, δίνονται οι παραδοχές που έγιναν στην υπό εξέταση ροή κατά την κατάστρωση των εξισώσεων. Στην συνέχεια, στο Κεφάλαιο 4 γίνεται η περιγραφή του μαθηματικού μοντέλου και η διακριτοποίηση των εξισώσεων που επιλύονται με τον ο παραβολικό κώδικα. Παράλληλα γίνεται περιγραφή του υπολογιστικού αλγορίθμου και η πιστοποίηση της ορθότητας. Στο Κεφάλαιο 5 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα από την διεξαγωγή της παραμετρικής μελέτης της ροής και τα συμπεράσματα που προκύπτουν από αυτή. Τέλος, τα κύρια συμπεράσματα που προέκυψαν από την διατριβή συνοψίζονται στο Κεφάλαιο 6 ενώ παράλληλα προτείνονται ιδέες και άξιες προσοχής προτάσεις για μελλοντική έρευνα.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΤΟΥ ΦΥΣΙΚΟΥ ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΟΣ

2.1 Προέλευση, αποθέματα και μεταφορά του φυσικού αερίου

2.1.1 Η προέλευση του φυσικού αερίου

Το φυσικό αέριο μέχρι τελευταία εθεωρείτο ότι είναι οργανικής προελεύσεως, όμως υποστηρίζεται ότι μέρος των αποθεμάτων φυσικού αερίου και μάλιστα το μεγαλύτερο δεν έχει προκύψει από βιολογικές διεργασίες. Για την οργανική προέλευση του φυσικού αερίου υπάρχει συμφωνία για την ύπαρξη δύο διαδικασιών δημιουργίας του. Ένα μέρος των αποθεμάτων φυσικού αερίου δημιουργήθηκε μαζί με το πετρέλαιο. Η πρώτη ύλη ήταν τα νεκρά υπολείμματα πλαγκτού και αλγών σε αβαθείς και αρχέγονες θάλασσες, τα οποία υπέστησαν ζύμωση στους πυθμένες των θαλασσών. Στην συνέχεια καλύφθηκαν από ανόργανα ιζήματα (άμμος, άσβεστος, πηλός) και μετατράπηκαν μέσω καταλυτικών διεργασιών σε άσφαλτο. Με την αυξανόμενη βύθιση του πυθμένα της θάλασσας, η οποία συνοδεύονταν από αύξηση της πίεσης και της θερμοκρασίας, σχηματίστηκαν από την άσφαλτο υγροί και αέριοι υδρογονάνθρακες. Το φυσικό αέριο αυτής της προέλευσης εμφανίζεται στις πλούσιες σε υδρογονάνθρακες λεκάνες τη Γης, δηλαδή κάτω από την Βόρεια Θάλασσα και τον Περσικό Κόλπο.

Ένα άλλο μέρος των αποθεμάτων φυσικού αερίου δημιουργήθηκε μαζί με τους άνθρακες. Ανώτεροι φυτικοί οργανισμοί, από παλαιότερες γεωλογικές περιόδους, κυρίως την εποχή του Άνθρακα, μετά από απότομη βύθιση του εδάφους βρέθηκαν σε βαθύτερα στρώματα της Γης. Αυτή η φυτική ύλη μέσω της διεργασίας ενανθράκωσης μετατράπηκε κατά σειρά σε τύρφη, λιγνίτη, λιθάνθρακα και ανθρακίτη. Κατά την διάρκεια της ενανθράκωσης σχηματίστηκαν σε μεγάλες ποσότητες αέρια προϊόντα διάσπασης, κυρίως μεθάνιο. Το φυσικό αέριο αυτής της προέλευσης εμφανίζεται στην Ολλανδία και στο νότιο τμήμα της Βόρειας Θάλασσας.

Μια νεώτερη θεωρία υποστηρίζει ότι το μεγαλύτερο μέρος των αποθεμάτων φυσικού αερίου προέρχεται από την πρωταρχική ύλη του ηλιακού συστήματος. Έτσι μέσα στο εσωτερικό της Γης είναι τοποθετημένες τεράστιες ποσότητες φυσικού αερίου και μια απόδειξη τούτου είναι ότι κατά τις εκρήξεις ηφαιστειών και τους σεισμούς παρατηρούνται επί των πλείστον έντονες εκλύσεις αερίων. Σύμφωνα με την θεωρία αυτή θα πρέπει σε

μεγάλα βάθη να υπάρχουν παντού τεράστιες ποσότητες φυσικού αερίου. Ενδείξεις για την ορθότητα της θεωρίας αυτής έδωσαν γεωτρήσεις στις ΗΠΑ σε βάθη 4.5 έως 9 km και στην χερσόνησο Κόλα κοντά στο Μουρμάνσκ της Ρωσίας σε βάθη 12 km.

2.1.2 Τα αποθέματα και το παγκόσμιο εμπόριο φυσικού αερίου

Η παγκόσμια παραγωγή φυσικού αερίου το 1993 ανήλθε σε $2.2 \cdot 10^{12}$ ενώ τα ασφαλή παγκόσμια αποθέματα ανέρχονταν το 1993 περίπου σε $142 \cdot 10^{12} \text{ m}^3$. Επίσης έχουν διαπιστωθεί μέσω γεωλογικών ερευνών αποθέματα περίπου $191 \cdot 10^{12} \text{ m}^3$, τα οποία εκτιμάται ότι μπορούμε να εκμεταλλευθούμε επί πλέον. Τα μεγαλύτερα αποθέματα, περίπου 40% του συνόλου, βρίσκονται στην πρώην ΕΣΣΔ, σήμερα Κοινοπολιτεία Ανεξαρτήτων Χωρών (ΚΑΚ) και κυρίως την Σιβηρία. Ακολουθεί η Μέση Ανατολή με περίπου 32%, κυρίως το Ιράν, ενώ στη Δυτική Ευρώπη τα αποθέματα αντιστοιχούν στο 4% περίπου. Οι μεγαλύτεροι παραγωγοί φυσικού αερίου είναι οι χώρες της ΚΑΚ με $762 \cdot 10^9 \text{ m}^3$ (35% του συνόλου), οι ΗΠΑ με $545 \cdot 10^9 \text{ m}^3$ (25%), ο Καναδάς με $157 \cdot 10^9 \text{ m}^3$ (7%), ενώ στην Ευρώπη η Ολλανδία είχε παραγωγή $86 \cdot 10^9 \text{ m}^3$ (4%).



6: Πρόσθετα αποθέματα 8: Ασφαλή αποθέματα

Σχήμα 2.1: Παγκόσμια αποθέματα φυσικού αερίου^[12]

Η παγκόσμια κατανάλωση φυσικού αερίου ανήλθε στο 23% περίπου της κατανάλωσης πρωτογενούς ενέργειας. Οι μεγαλύτεροι καταναλωτές είναι οι χώρες της ΚΑΚ με 31% του συνόλου και οι ΗΠΑ με 28%, η Δυτική Ευρώπη με 15% και η Ιαπωνία με 3%.

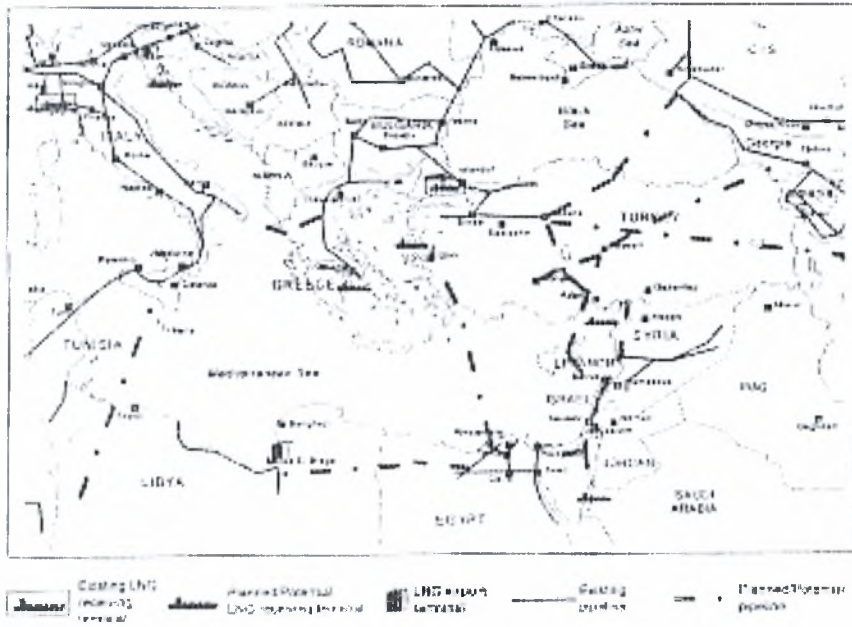
Οι μεγαλύτεροι εξαγωγείς είναι η Ρωσία με 38% του συνόλου, ο Καναδάς με 14%, το Τουρκμενιστάν με 9%, η Ολλανδία και η Αλγερία με 8%. Οι μεγαλύτεροι εισαγωγείς είναι η Ουκρανία με 17%, οι ΗΠΑ με 14%, η Γερμανία με 13% και η Ιαπωνία με 12%.

Στα επόμενα χρόνια αναμένεται μεγάλη αύξηση της παγκόσμιας κατανάλωσης φυσικού αερίου. Τούτο οφείλεται αφ' ενός στην αύξηση των ενεργειακών αναγκών των χωρών του Τρίτου Κόσμου. Αφ' ετέρου στις βιομηχανικές χώρες υπάρχει η τάση αντικατάστασης του πετρελαίου και των γαιανθράκων με φυσικό αέριο για οικολογικούς λόγους και μείωση της εξάρτησης από το πετρέλαιο. Το παγκόσμιο εμπόριο φυσικού αερίου ανήλθε σε $318 \cdot 10^9 \text{ m}^3$ και βασίζεται σε μακροχρόνια συμβόλαια 20-25 ετών, λόγω των υψηλών απαιτήσεων για την μεταφορά και διανομή.

2.1.3 Η μεταφορά του φυσικού αερίου

Η δυτική Ευρώπη καλύπτει τις ανάγκες της κατά 70% από δυτικοευρωπαϊκές πηγές, όπου το 24% των εισαγωγών προέρχεται από την Ολλανδία και το 18% από τη Νορβηγία. Το υπόλοιπο 31% του φυσικού αερίου καλύπτεται από την ΚΑΚ μέσω δικτύου, από την Αλγερία με τάνκερ και την Λιβύη μέσω υποθαλάσσιου δικτύου. Από την δεκαετία του '60 άρχισε να αναπτύσσεται ένα πυκνό δίκτυο μεταφοράς φυσικού αερίου, το οποίο έχει πλέον ξεπεράσει τα 700.000 km. Το συνδεδεμένο αυτό δίκτυο καθιστά δυνατή την εκμετάλλευση των πλέον διαφορετικών πηγών παραγωγής, τη διαφοροποίηση των οδών προμήθειας και τις διεθνείς ανταλλαγές σε περιόδους στενότητας διάθεσης. Συνδέει ακόμη και πηγές εκτός ευρωπαϊκής ενδοχώρας, όπως π.χ. πηγές στη Β. Θάλασσα, στη Β. Αφρική και στη Σιβηρία ενώ επεκτείνεται διαρκώς.

Εκτός της μεταφοράς μέσω αγωγών, φυσικό αέριο μεταφέρεται υγροποιημένο με τάνκερ σε ειδικούς τερματικούς σταθμούς, όπου βρίσκονται εγκαταστάσεις αποθήκευσης υγροποιημένου φυσικού αερίου, το οποίο στην συνέχεια εξαερώνεται και προσάγεται στο δίκτυο.



Σχήμα 2.2: Ευρωπαϊκό δίκτυο μεταφοράς φυσικού αερίου^[11]



Σχήμα 2.3: Το ελληνικό δίκτυο μεταφοράς φυσικού αερίου. Γεωγραφική απεικόνιση^[10]

Η χώρα μας προμηθεύεται φυσικό αέριο από την Ρωσία και την Αλγερία..(Σχήμα 2.3) Οι συμβατικές ποσότητες εισαγωγής φυσικού αερίου στην Ελλάδα κατά έτος είναι 2.4 δις. κ.μ. Ρωσικής προέλευσης και 0.6 δις κ.μ. Αλγερινής προέλευσης (υγροποιημένο). Έχει γίνει επίσης πρόβλεψη κατά την μελέτη, σχεδιασμό και κατασκευή των αγωγών για μελλοντικές διαφοροποιημένες ποσότητες.

Υπάρχουν δύο σημεία εισόδου του φυσικού αερίου στην Ελλάδα, Σχήμα 2.4. Το πρώτο στα Ελληνοβουλγαρικά σύνορα και το δεύτερο στην νησίδα Ρεβυθούσα του κόλπου των Μεγάρων όπου βρίσκεται ο τερματικός σταθμός αεριοποίησης του υγροποιημένου φυσικού αερίου από την Αλγερία για την κάλυψη των αιχμών ζήτησης και την ισορροπία του συστήματος. Ο κύριος αγωγός ξεκινά από τα σύνορα ερχόμενος από την Σόφια της Βουλγαρίας και περνώντας βόρεια της Θεσσαλονίκης, διασχίζει την Θεσσαλία, Φθιώτιδα και μέσω της Βοιωτίας καταλήγει στην Αττική, στην περιοχή Ασπρόπυργου, βόρεια των Ελληνικών Διυλιστηρίων.



Σχήμα 2.4: Μεταφορά φυσικού αερίου στην Ελλάδα^[10]

Η πίεση εισόδου είναι της τάξης των 50 bar και από τα σύνορα μέχρι την Αγχίαλο της Μαγνησίας οι αγωγοί είναι διαμέτρου 36 ιντσών. Το σύστημα μεταφοράς περιλαμβάνει ακόμη τους κλάδους προς τις πόλεις και τις βιομηχανικές περιοχές. (Παράρτημα Εικόνα Ε1) Έχει μελετηθεί επίσης η υποβρύχια διασύνδεση των αγωγών φυσικού αερίου της Ελλάδας και της Ιταλίας και αφού διέλθει ο αγωγός από την ξηρά, θα γίνει η σύνδεση με τον υφιστάμενο αγωγό στο ύψος της Λαμίας. Ο αγωγός από την νήσο Ρεβυθούσα οδεύει βόρεια της περιοχής Μάνδρας και Ασπροπύργου και καταλήγει στον κεντρικό αγωγό βόρεια των ΕΛΔΑ.

Το έργο του υγροποιημένου φυσικού αερίου (Natural Gas) περιλαμβάνει τις εγκαταστάσεις υποδοχής, αποθήκευσης και αεριοποίησης, δηλαδή:

1. Ειδικές λιμενικές εγκαταστάσεις για την εκφόρτωση του LNG από ειδικά κατασκευασμένα δεξαμενόπλοια,
2. Σύστημα εκφόρτωσης για δύο αφίξεις το μήνα,
3. Δύο δεξαμενές αποθήκευσης χωρητικότητας 60.000 m³ η κάθε μία που είναι υπόγειες μέχρι το ύψος πλήρωσής τους με LNG,
4. Συμπιεστές και εμβαισιζόμενες αντλίες ,
5. Συγκρότημα αεριοποιητών LNG δηλαδή εναλλάκτες θαλασσινού νερού, αεροποιητές καύσης και ρευστού,
6. Μονάδα παραγωγής αζώτου που μαζί με το νερό χρησιμεύει για τη αντιμετώπιση εκτάκτων αναγκών,
7. Μονάδα παραγωγής ηλεκτρικής ενέργειας για την ενεργειακή αυτονομία των εγκαταστάσεων,
8. Σύστημα πυρσού απαερίων με πυρσούς εδάφους,
9. Σύστημα πυροπροστασίας,
10. Βοηθητικές παροχές.



Σχήμα 2.5: Τάνκερ μεταφοράς υγροποιημένου φυσικού αερίου^[10]

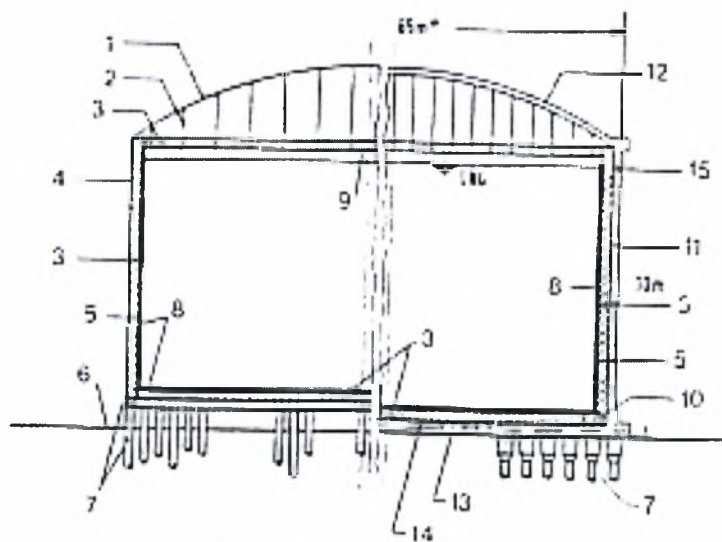
Η νησίδα συνδέεται απέναντι με την Αττική με δύο υποθαλάσσιους αγωγούς διαμέτρου 24 ιντσών για λόγους αξιοπιστίας, συντήρησης και επιθεώρησης. Από εκεί αγωγός περίπου 30 km συνδέει το σταθμό με τον κύριο αγωγό. Η μονάδα υγροποίησης έχει ήδη κάνει την επεξεργασία ώστε να απομακρυνθούν τα στερεά σωματίδια, το διοξείδιο του άνθρακα και το νερό τα οποία ενδέχεται να δημιουργήσουν προβλήματα στη λειτουργία. Οι δεξαμενές αποθήκευσης LNG είναι από σκυρόδεμα, με έδραση βάθους 26 m, εκσκαφή διαμέτρου 77 m. Ο πυθμένας εδράζεται σε ειδικές χαλύβδινες κατασκευές ύψους 2 m με φράγμα υδρατμών και ειδική μόνωση.



Σχήμα 2.6: Σταθμός υγροποιημένου φυσικού αερίου στην Ρεβυθούσα (ΔΕΠΑ)^[10]

Η μεταφορά του υγροποιημένου φυσικού αερίου γίνεται με ειδικά κατασκευασμένο πλοίο Century του ναυλώθηκε για 8 χρόνια από τις αρχές του 1998.. Μπορεί να μεταφέρει LNG, αιθυλένιο, αιθάνιο και υγραέριο μέσα σε 8 μέρες από την Αλγερία. Διαθέτει τέσσερις δεξαμενές αλουμινίου τύπου Moss χωρητικότητας 29500 m³. Η πρώτη παραλαβή έγινε στις 20 Νοεμβρίου του 1999. Το αέριο αυτό που κοστίζει περισσότερο από το ρωσικό φυσικό αέριο, αξιοποιήθηκε κυρίως για τον εμπλουτισμό των ήδη υπαρχόντων ποσοτήτων του αερίου και την διασφάλιση της πτώσης πίεσης που είναι σύνηθες φαινόμενο κατά τους χειμερινούς μήνες.

Στο εσωτερικό των δύο ομοιότυπων δεξαμενών κυκλοφορεί άζωτο για αποφυγή ανάφλεξης του LNG. Η θολωτή οροφή έχει εσωτερική μεταλλική επένδυση κρεμασμένη με αναρτήρες. Το LNG προσάγεται με την βοήθεια αντλιών τοποθετημένων στην οροφή. Οι δεξαμενές διαπερνώνται στο πάνω μέρος από σωλήνες, υπάρχει δε στην πλευρά της δεξαμενής μόνιμη στήριξη σωλήνων.



- | | | |
|-----------------------------|-----------------------------|----------------------------|
| 1. Μεταλλική στέγη | 6 .Επιφάνεια εδάφους | 11. Φράγμα αερίου |
| 2 .Ανάρτηση | 7. Θεμελίωση με πάσσαλους | 12. Μη προεντεταμένη οροφή |
| 3. Θερμομόνωση | 8. Εσ. τοίχωμα και πυθμένας | 13. Θέρμανση πατώματος |
| 4. Εξ. τοίχωμα και πυθμένας | 9. Μεταλλική οροφή | 14. Έλασμα |
| 5. Ελαστικό πλέγμα | 10. Δακτύλιος μετετόν | 15. Προεντεταμένο μετετόν |

Σχήμα 2.7: Τομή δεξαμενής αποθήκευσης υγροποιημένου φυσικού αερίου (LNG)^[11]

Εξωτερικά, υπάρχει σύστημα πυρόσβεσης με ψεκαστήρες και στον πυθμένα εκσκαφής υπάρχει σύστημα απαγωγής των όμβριων υδάτων. Η στήριξη των δεξαμενών έχει γίνει σε χαλύβδινους στύλους με έδρανα, πλήρως απομονωμένη από το μπετόν.

2.2 Καταστατικές εξισώσεις του Φυσικού Αερίου

2.2.1 Αποκλίσεις του φυσικού από το ιδανικό αέριο

Όπως όλα τα ρευστά έτσι και το φυσικό αέριο υπόκειται στους νόμους της Ρευστομηχανικής και των φαινομένων μεταφοράς θερμότητας. Σε πολλές εφαρμογές τα φαινόμενα παρουσιάζονται συνδυασμένα και χαρακτηρίζονται ως ρευστοθερμικά, δηλαδή υπάρχει σύζευξη της ροϊκής και θερμικής συμπεριφοράς και κατά συνέπεια των εξισώσεων προσομοίωσης, έτσι ώστε να απαιτείται η ταυτόχρονη ρευστομηχανική και θερμοδυναμική θεώρηση. Η εφαρμογή οποιασδήποτε εξίσωσης προϋποθέτει την γνώση ή τον υπολογισμό των θερμοφυσικών ιδιοτήτων και των συντελεστών μεταφοράς του φυσικού αερίου, που εξαρτώνται από τις ιδιότητες και την αναλογία των συστατικών του. Οι συνθήκες πίεσης και θερμοκρασίας επηρεάζουν τις ιδιότητες αυτές σημαντικά, επειδή το φυσικό αέριο, όπως και όλοι οι αέριοι υδρογονάνθρακες, αποκλίνει από το ιδανικό αέριο σε σημαντικό βαθμό.

Σε σχέση με τα υπόλοιπα αέρια και κυρίως με τον αέρα το φυσικό αέριο δεν παρουσιάζει ιδιαίτερα σημαντικές διαφορές σε ότι αφορά την ρευστομηχανική και θερμοδυναμική συμπεριφορά. Επειδή όμως αποτελείται από αέριους υδρογονάνθρακες δηλαδή κατά κανόνα πολυατομικά αέρια (μεθάνιο CH_4 , αιθάνιο C_2H_6 , προπάνιο C_3H_8 , βουτάνιο C_4H_{10}) παρουσιάζει αποκλίσεις από την συμπεριφορά του ιδανικού αερίου και σε επέκταση από αυτή του αέρα, ο οποίος με πολύ καλή προσέγγιση θεωρείται διατομικό αέριο με συμπεριφορά πλησίον αυτής του ιδανικού αερίου για μεγάλα εύροι θερμοκρασιών και πιέσεων. Ένα ενδεικτικό μέτρο σύγκρισης είναι π.χ. η διαφορά του μοριακού όγκου σε φυσικές κανονικές συνθήκες των αερίων υδρογονανθράκων που συνθέτουν το φυσικό αέριο από αυτόν του ιδανικού αέρα.

Ένα άλλο μέτρο είναι οι συνθήκες πίεσης και θερμοκρασίας υπό τις οποίες υγροποιούνται οι αέριοι υδρογονάνθρακες. Ο κίνδυνος υγροποίησης κατά την ροή του φυσικού αερίου προέρχεται κυρίως από το βουτάνιο, το οποίο υπό ατμοσφαιρική πίεση ήδη

για θερμοκρασίες μικρότερες του -0.5°C υγροποιείται, γεγονός που πολλές φορές οδηγεί σε διφασική ροή σε αγωγούς, όταν υπάρχει τοπικά πτώση της θερμοκρασίας. Άρα λοιπόν, οι παραπάνω παρατηρήσεις δείχνουν ότι για καταστάσεις ροής απέχουσες σημαντικά από τις κανονικές συνθήκες χρειάζεται ιδιαίτερη προσοχή.

Οι περισσότερες από τις παρουσιαζόμενες σχέσεις σε αυτό το κεφάλαιο ισχύουν για ιδανικά αέρια. Ανάλογα με τις επικρατούσες συνθήκες πίεσης και θερμοκρασίας μπορούν να εφαρμοστούν (με τη δέουσα προσοχή όσον αφορά με την ακρίβεια των αποτελεσμάτων) επίσης σε πραγματικά αέρια. (φυσικό αέριο) Για υψηλές συνθήκες πίεσης και θερμοκρασίας και κοντινές στις κρίσιμες του κάθε αερίου απαιτούνται πιο πολύπλοκες σχέσεις.

Στον πίνακα 1 φαίνεται η τυπική σύσταση του φυσικού αερίου.

	ΡΩΣΙΚΟ ΦΥΣΙΚΟ ΑΕΡΙΟ	ΑΛΓΕΡΙΝΟ ΦΥΣΙΚΟ ΑΕΡΙΟ
Περιεκτικότητα (% κ.ο.) σε :		
Μεθάνιο (CH_4)	98	91,2
Αιθάνιο (C_2H_6)	0,6	6,5
Προπάνιο (C_3H_8)	0,2	1,1
Βουτάνιο (C_4H_{10})	0,2	0,2
Πεντάνιο (C_5H_{12}) και βαρύτερα	0,1	-
Άζωτο (N_2)	0,8	1,0
Διοξείδιο του άνθρακα (CO_2)	0,1	-
Ανωτέρα Θερμογόνος Δύναμη	από 8,600 kcal/Nm ³ έως 9,200 kcal/Nm ³	από 9,640 kcal/Nm ³ έως 10,650 kcal/Nm ³

Πίνακας 1: Τυπική σύσταση φυσικού αερίου

2.2.2 Εξίσωση ιδανικού αερίου

Η καταστατική εξίσωση για ένα ιδανικό αέριο i μάζας m_i , πυκνότητας ρ , θερμοκρασίας T , και πίεσης P είναι:

$$P = \rho R_i T = \frac{1}{U} R_i T \quad (2.2.1)$$

$$\text{όπου } U: \text{ ο ειδικός όγκος του αερίου } \left(= \frac{V}{m_i} = \frac{1}{\rho} \right) \quad (2.2.2)$$

και R_i :ειδική σταθερά του αερίου

Η ειδική σταθερά του αερίου i υπολογίζεται από την σχέση:

$$R_i = \frac{R_o}{M_i} \quad (2.2.3)$$

όπου η παγκόσμια σταθερά των αερίων έχει την τιμή: $R_o = 8314.41 \frac{J}{kmolK}$

Για ιδεώδες αέριο μάζας m που καταλαμβάνει όγκο V σύμφωνα με τις παραπάνω σχέσεις ισχύει:

$$PV = mR_iT \quad (2.2.4)$$

Αν ο αριθμός των γραμμομορίων (moles) είναι n και M_i το μοριακό βάρος του αερίου i τότε η μάζα του αερίου είναι $m = nM_i$ και η καταστατική εξίσωση γράφεται:

$$PV = nM_iR_iT \quad (2.2.5)$$

Με εισαγωγή του μοριακού όγκου V_m μπορεί επίσης να πάρει την εξής μορφή:

$$PV_m = nM_iR_iT \quad (2.2.6)$$

Ο μοριακός όγκος V_m είναι ο όγκος που καταλαμβάνει ένα $kgmol$ του αερίου δηλαδή μάζα αερίου σε kg ίση με τομοριακό βάρος M_i .

2.2.3 Καταστατική εξίσωση πραγματικού αερίου (φυσικού αερίου)

Όπως αναφέρθηκε και εισαγωγικά, η συμπεριφορά των πραγματικών αερίων και ιδιαίτερα των αερίων υδρογονανθράκων αποκλίνει από αυτή του ιδανικού αερίου. Η απόκλιση αυτή λαμβάνεται υπόψη στη τεχνολογία του φυσικού αερίου με το συντελεστή συμπίεστικότητας του αερίου Z .

Έτσι η καταστατική εξίσωση για τα πραγματικά αέρια έχει την μορφή:

$$PV^r = ZR_iT \quad (2.2.7)$$

όπου ο εκθέτης r αναφέρεται σε πραγματικό (real) αέριο.

Ο συντελεστής συμπίεστικότητας πραγματικού αερίου είναι συνάρτηση της πίεσης και της θερμοκρασίας, $Z=Z(P,T)$.

Για το ιδανικό αέριο έχουμε $Z=1$ ενώ για το πραγματικό ο Z διαφέρει από την μονάδα και ο υπολογισμός του γίνεται με την προσθήκη όρων που περιέχουν τους "δραστικούς συντελεστές" B, C, D, \dots και τον ειδικό όγκο στη μορφή:

$$Z = 1 + \frac{B(T)}{V} + \frac{C(T)}{V^2} + \frac{D(T)}{V^3} + \dots \quad (2.2.8)$$

Οι "δραστικοί συντελεστές" υπολογίζονται από ειδικές σχέσεις και για καθαρά αέρια είναι συναρτήσεις μόνο της θερμοκρασίας.

Για κανονικές συνθήκες (δείκτης n) ισχύει με τον "πραγματικό ειδικό όγκο" δηλαδή τον ειδικό όγκο του πραγματικού αερίου V_n^r η ακόλουθη σχέση για 1 kg:

$$P_n V_n^r = Z_n R_i T_n \quad (2.2.9)$$

ή για ένα γραμμομόριο με πολλαπλασιασμό επί τη σχετική μοριακή μάζα M_r :

$$P_n V_{mn}^r = Z_n R_o T_n \quad (2.2.10)$$

Επομένως για την πυκνότητα του πραγματικού αερίου (φυσικού αερίου) προκύπτει

$$\rho^r = \frac{P}{P_n} \frac{T_n}{T} \frac{Z_n}{Z} \rho_n^r \quad (2.2.11)$$

όπου: Z : ο συντελεστής συμπιεστότητας

ρ^r : η πραγματική πυκνότητα στη θεωρούμενη κατάσταση,

ρ_n^r : η πραγματική πυκνότητα σε κανονικές συνθήκες

Αντί του συντελεστή συμπιεστότητας, Z , χρησιμοποιείται επίσης ο αριθμός συμπιεστότητας, K . Αν αναχθεί ο συντελεστής πραγματικού αερίου Z μιας τυχαίας κατάστασης στο Z_n των κανονικών συνθηκών τότε λαμβάνεται ο αριθμός συμπιεστότητας K ως λόγος του Z προς Z_n από την σχέση:

$$K = \frac{Z}{Z_n} = \frac{P V^r T_n}{P_n V_n^r T} = \frac{P \rho_n^r T_n}{P_n V_n^r T} \quad (2.2.12)$$

Υπό κανονικές συνθήκες είναι $K_n=K=1$ επίσης για τα πραγματικά αέρια. Για τα ιδανικά αέρια είναι $K=1$ για οποιαδήποτε κατάσταση. Αντίθετα για τα πραγματικά αέρια εκτός των κανονικών συνθηκών οι τιμές του K μπορούν να είναι μικρότερες ή μεγαλύτερες από την μονάδα. Οι τιμές των Z και K καθορίζονται ύστερα από μετρήσεις αλλά και προσεγγιστικά, με επαρκή βεβαιότητα.

Στις προηγούμενες σχέσεις χρησιμοποιήθηκε ο εκθέτης r για τον χαρακτηρισμό των μεγεθών του πραγματικού αερίου. Επειδή στα επόμενα ο φυσικό αέριο θεωρείται ως πραγματικό αέριο ο εκθέτης αυτός θα παραλείπεται χάριν συντομίας.

2.2.4 Συντελεστής πραγματικού αερίου

Ο συντελεστής πραγματικού αερίου Z ή συντελεστής συμπίεστικότητας, αποτελεί ένα από τα σημαντικότερα μεγέθη για την ρευστοθερμική ανάλυση του φυσικού αερίου και οι τιμές του πρέπει να είναι γνωστές για το θεωρούμενο αέριο για κάθε σύνθεση και κατάσταση θερμοκρασίας και πίεσης. Ο συντελεστής Z μπορεί να υπολογιστεί με βάση την καταστατική εξίσωση, αλλά με επιπρόσθετους όρους δεύτερης και μεγαλύτερης τάξης που λαμβάνουν υπόψη την μεταβολή του μοριακού όγκου του πραγματικού αερίου για διάφορες καταστάσεις:

$$P = Z\rho RT = Z \frac{1}{V} \frac{R_o}{M_r} T = Z \frac{R_o T}{V_m} \quad (2.2.13)$$

$$P = \frac{R_o T}{V_m} + \frac{R_o T B}{V_m^2} + \frac{R_o T C}{V_m^3} + \dots = \frac{R_o T}{V_m} \left(1 + \frac{B}{V_m} + \frac{C}{V_m^2} + \dots \right) \quad (2.2.14)$$

Όπως αναφέρθηκε στην προηγούμενη παράγραφο οι B, C, \dots είναι οι δραστικοί συντελεστές, οπότε αγνοώντας τους όρους της τρίτης και ανωτέρας τάξης και επιλύοντας ως προς Z η

$$\text{παραπάνω σχέση γράφεται: } Z = 1 + \frac{B}{V_m} = 1 + \frac{BP}{R_o T} \quad (2.2.15)$$

Ο δραστικός συντελεστής B υπολογίζεται με κατάλληλη μέθοδο, από την σχέση :

$$B = \frac{R_o T_c}{P_c} [B^{(o)} + \omega B^{(1)}] \quad (2.2.16)$$

όπου

T_r : η ανηγμένη θερμοκρασία T/T_c ,

T : η απόλυτη θερμοκρασία σε K ,

T_c : η κρίσιμη θερμοκρασία σε K ,

P_c : η κρίσιμη θερμοκρασία σε Pa ,

R_o : η γενική σταθερά των αερίων 8314.41 J/kmol K ,

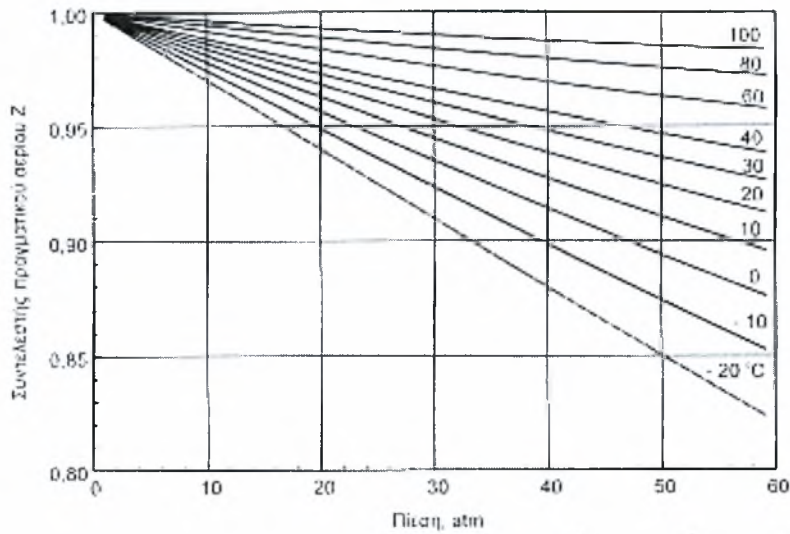
ω : σταθερά (ακεντρικός παράγοντας) και

$$B^{(o)} = 0.083 - \frac{0.422}{T_r^{1.6}} \quad (2.2.17)$$

$$B^{(1)} = 0.139 - \frac{0.172}{T_r^{4.2}} \quad (2.2.18)$$

Οι παραπάνω σχέσεις ισχύουν για ένα συστατικό ενώ για μίγματα αερίων και συγκεκριμένα το φυσικό αέριο είναι αναγκαίο να ληφθούν υπόψη ειδικοί κανόνες μίξης.

Στο Σχήμα 2.9 δίνεται για το ρωσικό φυσικό αέριο που διανέμεται στην χώρα μας, η τιμή του συντελεστή συμπίεστικότητας.

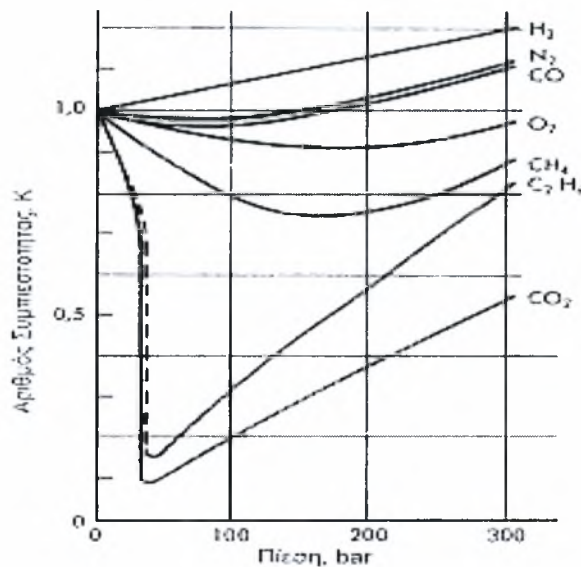


Σχήμα 2.9: Μεταβολή του συντελεστή συμπίεστικότητας Z για το ρωσικό φυσικό αέριο

Επίσης όταν κάποιο αέριο είναι γνωστό στις λεπτομέρειές του (ακριβής σύνθεση, μοριακή δομή) υπάρχουν ειδικές σχέσεις για τους υπολογισμούς. Έτσι για το εξεταζόμενο ρωσικό φυσικό αέριο ισχύει προσεγγιστικά:

$$K = 1.0016 - \frac{P_{abs}}{476bar} \tag{2.2.19}$$

Στο παρακάτω διάγραμμα παρουσιάζεται η μεταβολή του K σε συνάρτηση της πίεσης για κάποιους βασικούς υδρογονάνθρακες.



Σχήμα 2.10: Μεταβολή του συντελεστή συμπίεστικότητας K

Δεδομένου ότι το ρωσικό φυσικό αέριο αποτελείται από μεθάνιο σε ποσοστό 98% μπορούμε να θεωρήσουμε ότι συμπεριφέρεται όπως αυτό. Παρατηρούμε λοιπόν, ότι για πιέσεις μέχρι 25 bar μπορούμε να πάρουμε σαν δεδομένο ότι το φυσικό αέριο (98% μεθάνιο) συμπεριφέρεται σαν ιδανικό αέριο. ($K=1$)

2.3 Ιδιότητες του φυσικού αερίου

2.3.1 Πυκνότητα, συγκέντρωση και σχετική πυκνότητα αερίων

Γενικά η πυκνότητα ενός ρευστού είναι συνάρτηση του τόπου δηλαδή των συντεταγμένων x, y, z και του χρόνου t : $\rho = \rho(x, y, z, t)$. Μη ομογενή μίγματα ρευστών παρουσιάζουν διαφορετική συγκέντρωση σε κάθε σημείο, η οποία προκαλεί μεταφορά μάζας ανεξάρτητα από τη ροϊκή κατάσταση του ρευστού. Αυτό σημαίνει ότι η διαφορά συγκέντρωσης προκαλεί διακίνηση των συστατικών (γνωστή σαν διάχυση) του μίγματος έως ότου το μίγμα γίνει ομογενές.

Συγκέντρωση και πυκνότητα συνδέονται μεταξύ τους. Συγκέντρωση ενός συστατικού i ενός μίγματος είναι η μάζα του συστατικού ανά μονάδα όγκου όλου του ρευστού. Ειδικά διακρίνεται η μαζική συγκέντρωση ή μερική πυκνότητα που συνήθως συμβολίζεται με ρ_i , από την γραμμομοριακή συγκέντρωση c_i , που είναι ο αριθμός των γραμμομορίων του συστατικού ανά μονάδα όγκου.

Για το υπολογισμό της πυκνότητας ρ ενός αερίου χρησιμοποιείται η σχέση:

$$\rho = \rho_o \left(\frac{p}{p_o} \right) \left(\frac{T_o}{T} \right) \quad (2.3.1)$$

όπου ο δείκτης o , αναφέρεται σε κανονικές συνθήκες. ($T=273.16 \text{ K}$, $P=1 \text{ atm}$)

Για όλες τις τεχνικές εφαρμογές του φυσικού αερίου και στην παρούσα εργασία το φυσικό αέριο θεωρείται ομοιογενές μίγμα των αερίων συστατικών του με πυκνότητα ρ .

Η πυκνότητα ρ μίγματος n συστατικών με ποσοστιαία σύνθεση όγκου r_i για κάθε συστατικό είναι:

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{\rho_1 r_1 + \rho_2 r_2 + \dots + \rho_n r_n}{r_1 + r_2 + \dots + r_n} \quad (2.3.2)$$

Τιμές της πυκνότητας ρ , τόσο για καθαρούς υδρογονάνθρακες όσο και για τυπικά φυσικά αέρια δίνονται στους αντίστοιχους πίνακες του Παραρτήματος.(Πίνακας 7.2)

Ομοίως και για την μεταβολή της πυκνότητας σε συνάρτηση με τη θερμοκρασία από 0 °C μέχρι 500 °C για κανονική πίεση 101.325 k Pa για διάφορα καθαρά αέρια συστατικά των φυσικών αερίων.(Πίνακας 7.3)

Εκτός από την (απόλυτη) πυκνότητα του αερίου, που ορίζεται από την καταστατική εξίσωση, στην τεχνολογία του φυσικού αερίου χρησιμοποιείται συχνά η σχετική πυκνότητα, d_G .

Είναι ο αδιάστατος λόγος της πυκνότητας του αερίου προς την πυκνότητα του αέρα σε ίδιες συνθήκες θερμοκρασίας και πίεσης:

$$d_G = \frac{\rho}{\rho_{air}} \quad (2.3.3)$$

Αν αέρας και αέριο θεωρηθούν σαν ιδεώδη αέρια τότε η σχετική πυκνότητα d_G είναι ανεξάρτητη από την φυσική κατάσταση. Όπως και για την απόλυτη πυκνότητα έτσι και για τη σχετική πυκνότητα ενός μίγματος με n συστατικά ισχύει η σχέση:

$$d_{mix} = r_1 d_1 + r_2 d_2 + \dots + r_n d_n \quad (2.3.4)$$

όπου, r η κατ' όγκο ποσοστιαία συμμετοχή του συστατικού στο μίγμα (κλάσμα όγκου)

Ειδική περίπτωση αποτελεί η πυκνότητα του αέρα, ο οποίος είναι μίγμα οξυγόνου, διοξειδίου του άνθρακα, οξειδίου του αζώτου και ευγενών αερίων και περιέχει στην πραγματικότητα και υδρατμούς (υγρασία). Για ορισμένες συνθήκες πίεσης και θερμοκρασίας ο αέρας μπορεί να περιέχει μια μέγιστη ποσότητα υδρατμών, (κορεσμένος αέρας). Η πυκνότητα του αέρα με υγρασία ρ_u , δίνεται στην προσεγγιστική σχέση:

$$\rho_u = \rho \left(1 - 0.377 \phi \frac{P_s}{P} \right) \quad (2.3.5)$$

όπου, ρ η πυκνότητα του ξηρού αέρα, ϕ η σχετική υγρασία, P η πίεση και P_s η πίεση κορεσμού των υδρατμών, η οποία είναι συνάρτηση της θερμοκρασίας.

2.3.2 Ιξώδες του φυσικού αερίου

Το ιξώδες είναι η φυσική ιδιότητα ενός ρευστού η οποία εκφράζει την αντίσταση στη ροή. Ο συντελεστής ιξώδους (μ) ενός καθαρού συστατικού αερίου του φυσικού αερίου είναι καθαρή ιδιότητα μεταφοράς, η οποία με καλή πρώτη προσέγγιση μπορεί να θεωρηθεί, ότι

είναι μόνο συνάρτηση της θερμοκρασίας. Τιμές του ιξώδους για αέριους υδρογονάνθρακες και άλλα αέρια, που είναι συνήθη συστατικά των φυσικών αερίων δίνονται στους αντίστοιχους πίνακες του Παραρτήματος.(Πίνακες 7.5, 7.6)

Το ιξώδες των αερίων αυξάνει με την θερμοκρασία, αλλά σε μεγάλες πιέσεις μεταβάλλεται επίσης με την πίεση, π.χ υπό σταθερή θερμοκρασία μειώνεται όταν αυξάνει η πίεση.

Ο υπολογισμός του ιξώδους σαν συνάρτηση της θερμοκρασίας γίνεται με τη βοήθεια διαφόρων σχέσεων που υπάρχουν στη βιβλιογραφία. Πολύ κατάλληλη είναι αυτή του Sutherland, η οποία χρησιμοποιείται για πολλά είδη αερίων σε τεχνικές αλλά και επιστημονικές εφαρμογές::

$$\mu = \mu_o \frac{S + T_o}{S + T} \left(\frac{T}{T_o} \right)^{1.5} \quad (2.3.6)$$

Ο δείκτης μηδέν αντιστοιχεί στις συνθήκες αναφοράς, όπου στην περίπτωση μας είναι οι συνθήκες εισόδου του αερίου στον αγωγό ($T_o=12 \text{ }^\circ\text{C}$). Η τιμή μ_o για διάφορα αέρια δίνεται από πίνακες και για το ρωσικό φυσικό αέριο που εξετάζουμε, η τιμή του μ_o και του S σύμφωνα με τα δεδομένα της βιβλιογραφίας για το ρωσικό Φυσικό Αέριο είναι: $\mu_o=10.8 \cdot 10^{-6} \text{ kgr/sec}$, $S=-66.46$

Όμως το ιξώδες των φυσικών αερίων μπορεί να υπολογιστεί από το ιξώδες των συστατικών του με την βοήθεια της ημιεμπειρικής σχέσης του Wilke που ισχύει για μίγματα:

$$\mu_{mix} = \sum_{i=1}^n \left[\frac{x_i \mu_i}{\sum_{i=1}^n x_j \Phi_{ij}} \right] \quad (2.3.7)$$

όπου η συνάρτηση Φ_{ij} δίνεται από την σχέση:

$$\Phi_{ij} = \frac{1}{\sqrt{8}} \left(1 + \frac{M_i}{M_j} \right)^{-0.5} \left[1 + \left(\frac{\mu_i}{\mu_j} \right)^{0.5} \left(\frac{M_j}{M_i} \right)^{0.25} \right]^2 \quad (2.3.8)$$

Το n συμβολίζει τον αριθμό των χημικών συστατικών του μίγματος, x_i και x_j είναι τα γραμμομοριακά κλάσματα, μ_i και μ_j τα δυναμικά ιξώδη των συστατικών i και j στις ίδιες συνθήκες πίεσης και θερμοκρασίας και M_i και M_j οι αντίστοιχες μοριακές μάζες. Το Φ_{ij} είναι αδιάστατο και για $i=j$ είναι $\Phi_{ij}=1$.

2.3.3 Ειδική θερμοχωρητικότητα φυσικού αερίου

Η ισοβαρής και η ισόχωρη ειδική θερμοχωρητικότητα, C_p και C_v , αντίστοιχα, ο ισηντροπικός εκθέτης γ ορίζονται κατά τα γνωστά από τη θερμοδυναμική. Εφόσον το φυσικό αέριο θεωρηθεί ως μίγμα ιδεωδών αερίων ισχύουν οι σχέσεις:

- Ισηντροπικός εκθέτης αερίου: $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ (2.3.9)

- Ειδική σταθερά αερίου: $R = \frac{R_u}{M} = c_p - c_v$ (2.3.10)

- Ειδική ενθαλπία: $h = c_p T$ (2.3.11)

- Ειδική εσωτερική ενέργεια: $e = c_v T$ (2.3.12)

Τιμές για γ , c_p και c_v βρίσκονται στους αντίστοιχους Πίνακες του Παραρτήματος για τα διάφορα αέρια συστατικά του φυσικού αερίου. (Πίνακες 7.7 και 7.8) Οι τιμές τους για διάφορα φυσικά αέρια υπολογίζονται από τις σχέσεις:

$$c_{p,M} = \sum w_i c_p \quad (2.3.13)$$

και
$$c_{v,M} = \sum w_i c_v \quad (2.3.14)$$

όπου, w_i το κλάσμα μάζας του κάθε συστατικού.

Για τις τεχνικές εφαρμογές αρκεί στις περισσότερες περιπτώσεις τόσο τα συστατικά του φυσικού αερίου όσο και το μίγμα τους να θεωρούνται ιδανικά αέρια. Αυτό απλουστεύει τον υπολογισμό των μεγεθών μεταφοράς, τα οποία τότε είναι συναρτήσεις μόνο της θερμοκρασίας. Για την περίπτωση της ειδικής θερμοχωρητικότητας η εξάρτηση από την θερμοκρασία είναι πολυωνυμικής ή εκθετικής μορφής όπως:

$$c_p = A + B e^{-\frac{C}{T^n}} \quad (2.3.15)$$

για θερμοκρασίες 200-1500 K.

Οι συντελεστές A, B, C υπολογίζονται με κατάλληλη μέθοδο και δίνονται από πίνακες που βρίσκονται στην βιβλιογραφία.^[11]

Η χρήση τέτοιων προσεγγιστικών ημιεμπειρικών σχέσεων χρειάζεται προσοχή τόσο ως προς την περιοχή εφαρμογών όσο και ως προς τις μονάδες, επειδή ισχύουν για περιορισμένες περιοχές θερμοκρασιών και πιέσεων.

2.3.4 Θερμική αγωγιμότητα και αριθμός Prandtl φυσικού αερίου

Με βάση τη θεωρία Chapman-Enskog, η θερμική αγωγιμότητα κ για μονατομικά αέρια σχετίζεται με το δυναμικό ιξώδες στην απλή αναλογία:

$$\kappa = \frac{15}{4} R\mu = \frac{5}{2} c_v \mu = \frac{3}{2} c_p \mu \quad (2.3.16)$$

Για πολυατομικά αέρια ισχύει η ημιεμπειρική σχέση, επαρκώς ακριβής σύμφωνα με τον Eucken:

$$\kappa = \left(c_p + \frac{5}{4} R \right) \mu \quad (2.3.17)$$

Στο Παράρτημα (Πίνακες 7.9 και 7.10) δίνονται ορισμένες τιμές για την θερμική αγωγιμότητα ορισμένων αερίων και φυσικών αερίων σε συνάρτηση με την θερμοκρασία.

Το δυναμικό ιξώδες, μ , η θερμική αγωγιμότητα, κ , και ειδική θερμοχωρητικότητα, c_p , σχηματίζουν τον αδιάστατο αριθμό Prandtl, Pr:

$$\text{Pr} = \frac{c_p \mu}{\kappa} \quad (2.3.18)$$

ο οποίος για ιδεώδη αέρια εκφράζεται με τον ισεντροπικό εκθέτη $\gamma = c_p / c_v$:

$$\text{Pr} = \frac{4\gamma}{9\gamma - 5} \quad (2.3.19)$$

Οι τιμές του κυμαίνονται από 0.67 έως 0.9 για όλα σχεδόν τα αέρια. Η σπουδαιότητα του αριθμού Prandtl περιγράφεται στο κεφάλαιο 3.

2.3.4 Βασικές σχέσεις για τον υπολογισμό των ιδιοτήτων του φυσικού αερίου

Με τη βοήθεια αναλυτικών σχέσεων μπορούν να υπολογισθούν οι διάφορες ιδιότητες των αερίων μίγμάτων με την παραδοχή του μίγματος ως ιδανικών αερίων με σχέσεις ή κανόνες:

Πυκνότητα ρ :

Η πυκνότητα μίγματος με n συστατικά και πυκνότητα ρ_i του κάθε συστατικού υπό την ίδια πίεση και θερμοκρασία με αυτή του μίγματος δίνεται από την σχέση:

$$\rho = r_1 \rho_1 + r_2 \rho_2 + \dots + r_n \rho_n = \sum_{i=1}^n r_i \rho_i \quad (2.3.20)$$

Η σχετική πυκνότητα d του μίγματος όταν κάθε συστατικό έχει σχετική πυκνότητα d_i προκύπτει:

$$d = \frac{\rho_{\max}}{\rho_{air}} = r_1 d_1 + r_2 d_2 + \dots + r_n d_n = \sum_{i=1}^n r_i d_i \quad (2.3.21)$$

Δυναμικό ιξώδες μ :

Το δυναμικό ιξώδες μ υπολογίζεται από την σχέση του Wilke όπως είδαμε σε προηγούμενη παράγραφο:

$$\mu_{mix} = \sum_{i=1}^n \left[\frac{x_i \mu_i}{\sum_{i=1}^n x_j \Phi_{ij}} \right] \quad (2.3.22)$$

όπου η συνάρτηση Φ_{ij} δίνεται από την σχέση:

$$\Phi_{ij} = \frac{1}{\sqrt{8}} \left(1 + \frac{M_i}{M_j} \right)^{-0.5} \left[1 + \left(\frac{\mu_i}{\mu_j} \right)^{0.5} \left(\frac{M_j}{M_i} \right)^{0.25} \right]^2 \quad (2.3.23)$$

Το n συμβολίζει τον αριθμό των χημικών συστατικών του μίγματος, x_i και x_j είναι τα γραμμομοριακά κλάσματα, μ_i και μ_j τα δυναμικά ιξώδη των συστατικών i και j στις ίδιες συνθήκες πίεσης και θερμοκρασίας και M_i και M_j οι αντίστοιχες μοριακές μάζες. Το Φ_{ij} είναι αδιάστατο και για $i=j$ είναι $\Phi_{ij}=1$.

Θερμοχωρητικότητα c_p ή c_v :

Η ειδική ισοβαρής θερμοχωρητικότητα c_p του μίγματος είναι συνάρτηση μόνο της θερμοκρασίας:

$$c_p(T) = \sum_{i=1}^n w_i c_{p_i}(T) \quad (2.3.24)$$

Αντίστοιχη σχέση ισχύει για την ισόχωρη θερμοχωρητικότητα c_v :

$$c_v(T) = \sum_{i=1}^n w_i c_{v_i}(T) \quad (2.3.25)$$

Η σταθερά R του αερίου μίγματος μπορεί να δοθεί βάση των συστατικών του:

$$R_m = \frac{\sum_{i=1}^n m_i R_i}{m} = \sum_{i=1}^n \frac{m_i}{m} R_i = \sum_{i=1}^n w_i R_i \quad (2.3.26)$$

Θερμική αγωγιμότητα κ:

Η θερμική αγωγιμότητα, κ , του μίγματος μπορεί να υπολογιστεί από την σχέση:

$$\kappa = \frac{\sum_{i=1}^n x_i k \sqrt[3]{M_i}}{\sum_{i=1}^n x_i \sqrt[3]{M_i}} \quad (2.3.27)$$

Ειδική ενθαλπία h:

Η ειδική ενθαλπία h του μίγματος δίνεται από την σχέση:

$$h = \sum_{i=1}^n w_i h_i = \sum_{i=1}^n w_i c_{p,i} T_i \quad (2.3.28)$$

Ειδική εσωτερική ενέργεια e:

Η ειδική εσωτερική ενέργεια e του μίγματος δίνεται από την σχέση :

$$e = \sum_{i=1}^n w_i e_i = \sum_{i=1}^n w_i c_{v,i} T_i \quad (2.3.29)$$

Ειδική εντροπία s:

Η ειδική εντροπία του μίγματος μεταξύ δύο καταστάσεων A και B δίνεται από τις σχέσεις:

$$s_B - s_A = c_v \ln \frac{T_B}{T_A} - R \ln \frac{p_B}{p_A} + R \sum x_i \ln x_i \quad (2.3.30)$$

$$s_B - s_A = c_v \ln \frac{T_B}{T_A} - R \ln \frac{p_B}{p_A} + R \sum x_i \ln x_i \quad (2.3.31)$$

Φαίνεται εδώ ότι η μίξη ακόμα και ιδανικών αερίων προκαλεί αύξηση της εντροπίας του μίγματος, όπως δείχνει ο επιπρόσθετα παρουσιαζόμενος τελευταίος όρος των δύο αυτών σχέσεων, ο οποίος για καθαρά συστατικά δεν υπάρχει.

Θερμογόνος δύναμη:

Η θερμογόνος δύναμη H του μίγματος, όταν κάθε συστατικό του έχει θερμογόνο δύναμη H_i ανά μονάδα όγκου, ορίζεται από την σχέση:

$$H = r_1 H_1 + r_2 H_2 + \dots + r_x H_x = \sum_{i=1}^n r_i H_i \quad (2.3.32)$$

Δείκτης Wobbe του μίγματος W:

Δίνεται με τη σχέση:

$$W = \frac{\sum_{i=1}^n r_i H_i}{\sqrt{\sum_{i=1}^n r_i d_i}} = \frac{H}{\sqrt{d}} \quad (2.3.33)$$

Μέση θερμοκρασία του μίγματος T:

Η μέση θερμοκρασία του μίγματος, T , μίγματος μάζας m πραγματικών αερίων ή ατμών και μάζας συστατικών m_i προκύπτει από την εσωτερική ενέργεια e_i :

$$T = \frac{1}{c_v m} \sum_{i=1}^n e_i m_i \quad (2.3.34) \quad \text{ή από την ενθαλπία } h_i: \quad T = \frac{1}{c_p m} \sum_{i=1}^n h_i m_i \quad (2.3.35)$$

2.4 Δίκτυα διανομής του φυσικού αερίου

Το φυσικό αέριο διανέμεται αφού πρώτα μειωθεί η πίεση του που γίνεται σε ειδικούς σταθμούς από την υψηλή πίεση των 60 bar του αγωγού μεταφοράς σε μέση πίεση 19 bar. Το αέριο παρέχεται στους δακτυλίους κατανομής, οι οποίοι είναι χαλύβδινοι αγωγοί, Σχήμα 2.11.



Σχήμα 2.11: Αστικό δίκτυο διανομής φυσικού αερίου^[11]

Η μορφή του δικτύου διανομής εξαρτάται από την περιοχή τροφοδοσίας (αστική ή βιομηχανική), από τις πιέσεις λειτουργίας και από τη μορφή των δακτυλίων διανομής. Οι δακτύλιοι διανομής καταλήγουν σε τομείς διανομής, όπου το αέριο παρέχεται μετά από μείωση της πίεσης από τα 19 bar σε 4 bar σε σταθμούς διανομής. (Παράρτημα, Εικόνα Ε4) Οι τομείς οριοθετούνται για παροχή αιχμής 10.000 m³/h, είναι απομονώσιμοι και ανεξάρτητοι μεταξύ τους, τροφοδοτούνται συνήθως από δύο σταθμούς και οι αγωγοί τους είναι από πολυαιθυλένιο. Η διανομή στους τομείς γίνεται σε δίκτυα δενδριτικής μορφής. Ο καταναλωτής θα παραλαμβάνει το αέριο στην επιθυμητή πίεση μετά από μείωση της πίεσης μέσω κατάλληλων συσκευών ρύθμισης της πίεσης. Για την οικιακή κατανάλωση προβλέπεται πίεση τροφοδοσίας 23 mbar.

επιηρεάζουν σημαντικά τη ροή και αποσβένουν κάθε διαταραχή της ροής. Σε μόνιμη κατάσταση η ταχύτητα και η πίεση είναι χρονικά αμετάβλητες σε κάθε σημείο του πεδίου ροής.

Στην τυρβώδη ροή η κίνηση του ρευστού είναι ακανόνιστη και λαμβάνει χώρα έντονη ανάμιξη του ρευστού. Σε ένα σημείο του πεδίου ροής η ταχύτητα και η πίεση δεν είναι χρονικά σταθερές, αλλά παρουσιάζουν πολύ ακανόνιστες διακυμάνσεις. Αυτό συμβαίνει γιατί η βασική κίνηση του ρευστού επικαλύπτεται από μια ακανόνιστη ροή με διακυμάνσεις υψηλής συχνότητας παράλληλα και εγκάρσια προς τη βασική ροή. Δεν πρόκειται για ταλαντώσεις μεμονωμένων μορίων, όπως στη Μοριακή Θεωρία των αερίων, αλλά για μακροσκοπικές "μπάλες" ρευστού, οι οποίες κατά την διάρκεια της ροής διαλύονται και αναδημιουργούνται. Τις διακυμάνσεις της ταχύτητας τις αισθανόμαστε, π.χ. κατά την πνοή ισχυρού ανέμου, όπου μπορούν να φθάσουν μέχρι και το 50% της ταχύτητας της βασικής ροής. Οι ταλαντώσεις αυτές, ακόμα και όταν ανέρχονται σε μικρό ποσοστό της μέσης ταχύτητας, παίζουν σημαντικό ρόλο στην όλη κίνηση. Η τυρβώδης ανάμιξη, την οποία προκαλούν οι ταλαντώσεις, είναι το αίτιο της αυξημένης πτώσης λόγω τριβών.

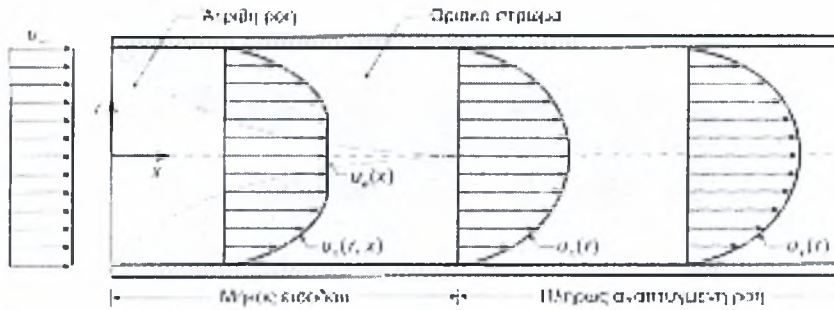
Η ροή μέσα σε ένα λείο σωλήνα θεωρείται στρωτή, όταν ο αδιάστατος αριθμός Reynolds έχει τιμή μικρότερη από μία κρίσιμη

$$Re = \frac{ud_i}{\nu} = \frac{ud_i\rho}{\mu} \leq 2300 \quad (2.5.1)$$

όπου u η ταχύτητα του ρευστού, d_i η εσωτερική διάμετρος του σωλήνα, ν το κινηματικό ιξώδες, ρ η πυκνότητα και μ το δυναμικό ιξώδες του ρευστού.

Κάτω από την τιμή του $Re=2300$, η ροή είναι πάντοτε στρωτή ενώ παρατηρήθηκε ότι η ροή σε εξαιρετικές περιπτώσεις παρέμενε στρωτή και για τιμές $Re=40.000$. Σε τεχνικές εφαρμογές η ροή θεωρείται σίγουρα τυρβώδης για τιμές του Re μεγαλύτερες από 10.000.

Η περίπτωση της τυρβώδους ροής του φυσικού αερίου σε κυλινδρικό αγωγό αποτελεί και το αντικείμενο μελέτης της εργασίας αυτής. Η ροή του φυσικού αερίου μέσα στον αγωγό θεωρείται συμπιεστή, μόνιμη και πλήρως ανεπτυγμένη τυρβώδης ροή. Κατά την τυρβώδη ροή μέσα σε αγωγούς κυκλικής διατομής, το πεδίο ροής μπορεί να χωριστεί σε τρεις ζώνες. Οι τρεις αυτές ζώνες χαρακτηρίζουν και το τυρβώδες οριακό στρώμα που αναπτύσσεται μέσα στον αγωγό, κοντά στα τοιχώματα αυτού.



Σχήμα 2.13: Ροή εντός κυλινδρικού αγωγού^[6]

Έτσι διακρίνουμε τις εξής τρεις ζώνες: α) Την *στρωτή* (κοντά στο τοίχωμα), β) την *τυρβώδη* (μακριά από το τοίχωμα), και γ) την *λογαριθμική* ζώνη (μεταξύ των δύο πρώτων).

Η διαμόρφωση της ροής σε κάθε ζώνη εξαρτάται από το είδος των διατμητικών τάσεων που υπερισχύουν σε αυτή.

Στην ιξώδη ζώνη υπερισχύουν οι ιξώδεις τάσεις:

$$\tau_{rx}^{-(l)} = -\mu \frac{du_x}{dr} \quad (2.5.2)$$

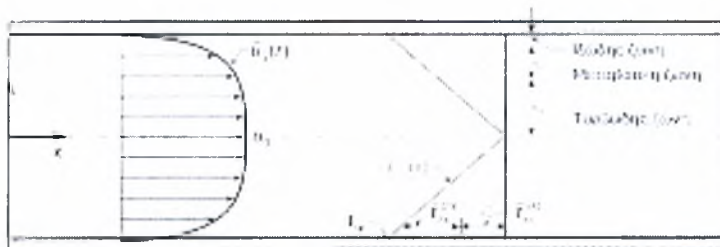
Η ροή είναι πάντα στρωτή ανεξάρτητα του αριθμού Reynolds.

Στην τυρβώδη ζώνη υπερισχύουν οι τυρβώδεις τάσεις: $\tau_{rx}^{-(t)} = -\rho \overline{u_x u_r}$ (2.5.3)

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

$$\tau_{rx} = \tau_{rx}^{-(l)} + \tau_{rx}^{-(t)} \quad (2.5.4)$$

Παρατηρούμε ότι η συνισταμένη τάση τ_{rx} αυξάνεται γραμμικά ως προς την απόσταση από τον άξονα του αγωγού.



Σχήμα 2.14: Κατανομές της ταχύτητας και των διατμητικών τάσεων κατά την τυρβώδη ροή σε αγωγό μεταφοράς φυσικού αερίου (κυκλικής διατομής)

Στην συνέχεια δίνονται οι εξισώσεις κατανομής της ταχύτητας τυρβώδους ροής σε λείο αγωγό:

- Στην *ιξώδη ζώνη*, η ταχύτητα $\overline{u_x}$ μεταβάλλεται γραμμικά ως προς την απόσταση y από το τοίχωμα του αγωγού, σύμφωνα με την εξίσωση:

$$\frac{\overline{u_x}}{u_*} = \frac{yu_*}{\nu} \quad (0 \leq yu_* / \nu \leq 5) \quad (2.5.5)$$

όπου u_* είναι η διατμητική ταχύτητα και ν το κινηματικό ιξώδες του ρευστού.

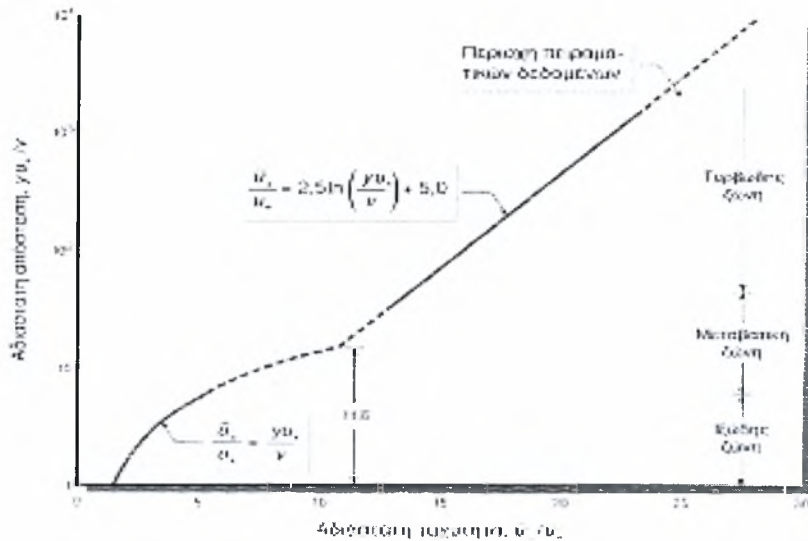
Η ταχύτητα u_* είναι ίση με την τετραγωνική ρίζα του λόγου της τάσης τ_w προς την πυκνότητα ρ .

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (2.5.6)$$

- Στην εσωτερική περιοχή της *τυρβώδους ζώνης*, η ταχύτητα $\overline{u_x}$ μεταβάλλεται λογαριθμικά ως προς την απόσταση y , σύμφωνα με την εξίσωση:

$$\frac{\overline{u_x}}{u_*} = 2.5 \ln\left(\frac{yu_*}{\nu}\right) + 5.0 \quad (30 \leq yu_* / \nu \leq 3 \times 10^3) \quad (2.5.7)$$

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



Σχήμα 2.15: Κατανομές της ταχύτητας του ρευστού για τυρβώδη ροή σε λείο αγωγό μεταφοράς φυσικού αερίου

- Στην μεταβατική ζώνη, όπου η ροή διαμορφώνεται τόσο από τις ιξώδεις όσο από τις τυρβώδεις τάσεις, καμιά από τις δύο προηγούμενες εξισώσεις δεν δίνουν με ακρίβεια την ταχύτητα του ρευστού (φυσικού αερίου). Στην μεταβατική ζώνη, μπορεί να χρησιμοποιηθεί με ακρίβεια η λογαριθμική εξίσωση:

$$\frac{\overline{u_x}}{u_*} = 5,0 \ln\left(\frac{y u_*}{\nu}\right) - 3,0 \quad (5 \leq y u_* / \nu \leq 30) \quad (2.5.8)$$

Για τραχείς αγωγούς η κατανομή της ταχύτητας περιγράφεται ικανοποιητικά από την εξίσωση:

$$\frac{\overline{u_x}}{u_*} = 2,5 \ln\left(\frac{y}{e}\right) + 8,5 \quad (2.5.9)$$

όπου e η απόλυτη τραχύτητα του τοιχώματος του αγωγού.

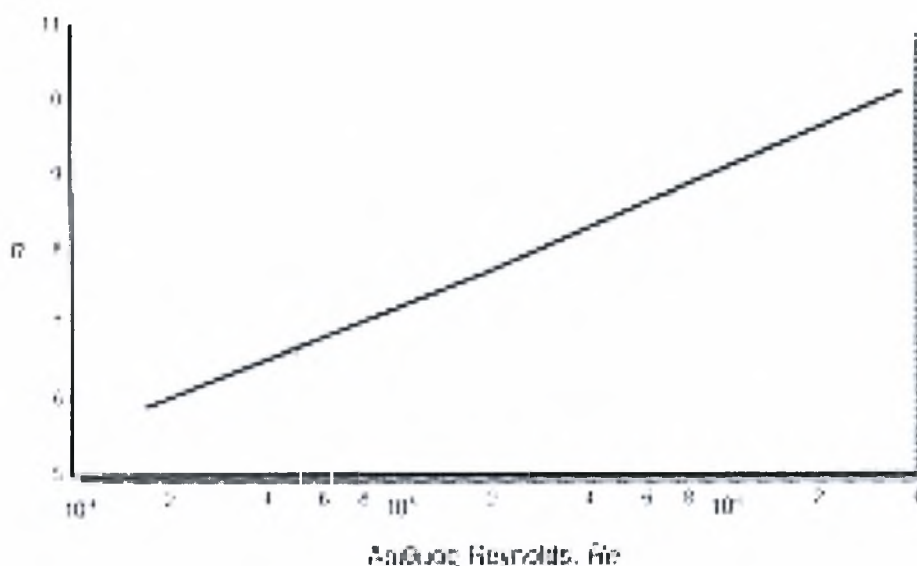
Κοντά στο κέντρο του αγωγού, η διαμόρφωση της ροής επηρεάζεται από τις τυρβώδεις τάσεις. Η κατανομή της ταχύτητας περιγράφεται ικανοποιητικά από την λογαριθμική εξίσωση:

$$\frac{u_o - \overline{u_x}}{u_*} = 2,5 \ln\left(\frac{R}{y}\right) + 0,8 \quad (2.5.10)$$

Σημαντικό στοιχείο αποτελεί το γεγονός, ότι μπορούμε να υποθέσουμε, πως η ταχύτητα κατά την τυρβώδη ροή σε αγωγό κυκλικής διατομής δίνεται από την εκθετική συνάρτηση.

$$\frac{\bar{u}_x}{u_o} = \left(\frac{y}{R}\right)^n \quad (2.5.11)$$

όπου n είναι η σταθερά για δεδομένη ροή, η τιμή της οποίας εξαρτάται από τον αριθμό Reynolds όπως φαίνεται και στο σχήμα 2.16.



Σχήμα 2.16: Η εξάρτηση της παραμέτρου n από τον αριθμό Reynolds της ροής του φυσικού αερίου σε αγωγό κυκλικής διατομής

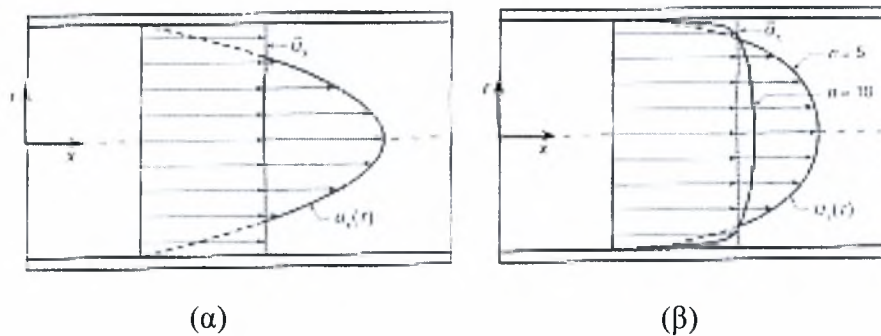
Όπως είναι γνωστό, μετά από κάποιο μήκος το τυρβώδες οριακό στρώμα καταλαμβάνει όλο το εμβαδόν της διατομής του αγωγού και η ροή γίνεται πλήρως ανεπτυγμένη. Για την τυρβώδη ροή εντός σωλήνα το μήκος εισόδου δίνεται από την εμπειρική σχέση:

$$l_e = 4.4 \text{Re}^{1/6} D \quad (2.5.12)$$

Από την εξίσωση 2.5.11 προκύπτει ότι η μέση ταχύτητα \bar{u}_x είναι:

$$\bar{u}_x = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R \bar{u}_x(r) 2\pi r dr = \frac{2n^2}{(n+1)(2n+1)} u_o \quad (2.5.13)$$

Στο παρακάτω σχήμα γίνεται σύγκριση της κατανομής της ταχύτητας νευτωνικού ρευστού (φυσικού αερίου) για στρωτή και τυρβώδη ροή σε αγωγό κυκλικής διατομής.



Σχήμα 2.17: Τυπικές κατανομές της ταχύτητας για (α) στρωτή και (β) τυρβώδη ροή νευτωνικού ρευστού σε αγωγό κυκλικής διατομής

Η μέση ταχύτητα έχει σχεδιαστεί έτσι ώστε να έχει την ίδια τιμή και στις δύο ροές. Στην περίπτωση της στρωτής ροής, η μέση ταχύτητα διαφέρει σημαντικά από τη πραγματική ταχύτητα στο μεγαλύτερο μέρος της διατομής του αγωγού. Αντίθετα στην τυρβώδη ροή η μέση ταχύτητα προσεγγίζει σημαντικά την πραγματική ταχύτητα στο μεγαλύτερο μέρος της διατομής του αγωγού.

Στην περίπτωση που το φυσικό αέριο ρέει μέσα στο αγωγό, με σταθερή θερμοκρασία τοιχωμάτων διαφορετική από αυτή του φυσικού αερίου, θα δημιουργηθεί και θερμικό οριακό στρώμα. Περιμένουμε λοιπόν η μεταφορά θερμότητας να είναι πιο έντονη από ότι στην στρωτή ροή εφόσον βοηθείται λόγω της τύρβης. Έτσι το μήκος εισόδου του θερμικού οριακού στρώματος θα είναι 20 με 40 διαμέτρους και θα μειώνεται ανάλογα με τον αριθμό Pr.

Με βάση τη θεωρία του Boossinesq οι εξισώσεις που περιγράφουν τη στρωτή ροή ισχύουν και για την τυρβώδη αν οι τιμές των μεταβληθούν αντικατασταθούν με τις χρονικά μέσες τιμές τους και οι τυρβώδεις τάσεις ενσωματωθούν σε έναν συνολικό συντελεστή ιξώδους. Σε αυτή την περίπτωση οι τυρβώδεις τάσεις εκφράζονται κατά αναλογία με τις ιξώδες τάσεις ως γινόμενο ενός συντελεστή τυρβώδους ιξώδους επί την κλίση της ταχύτητας. Έτσι μπορεί να οριστεί ένα ενεργό συνολικό ιξώδες το οποίο να περιλαμβάνει την επίδραση των τυρβωδών και των ιξωδών τάσεων:

$$\mu_{eff} = \mu^{(l)} + \mu^{(t)} \quad (2.5.14)$$

όπου μ_t το δυναμικό ιξώδες του ρευστού και μ_l το τυρβώδες ιξώδες της ροής.

Ο υπολογισμός του τυρβώδους ιξώδους γίνεται χρησιμοποιώντας την υπόθεση του μήκους

$$\text{ανάμιξης του Prandtl. Σύμφωνα με αυτή : } \mu^{(t)} = \rho l_m^2 \left| \frac{d\bar{u}}{dy} \right| \quad (2.5.15)$$

Για τον υπολογισμό του μήκους ανάμιξης l_m χρησιμοποιήθηκε η σχέση Nikuradse σύμφωνα

$$\text{με την οποία } \frac{l_m}{R} = 0.14 - 0.08 \left(1 - \frac{y}{R} \right)^2 - 0.06 \left(1 - \frac{y}{R} \right)^4, \text{ όπου } y \text{ η απόσταση από το τοίχωμα.}$$

Η σχέση αυτή τροποποιήθηκε ώστε να ισχύει και στην στρωτή εσωτερική περιοχή του τυρβώδους οριακού στρώματος πολύ κοντά στο τοίχωμα σύμφωνα με την σχέση Van Driest:

$$l_m = l_m \left[1 - \exp \left(- \frac{y \sqrt{\tau_w \rho}}{A \mu_l} \right) \right] \quad (2.5.16)$$

Η σχέση που βρίσκεται εντός των αγκυλών γίνεται μονάδα καθώς απομακρυνόμαστε από τον τοίχο και έτσι δεν ενδιαφερόμαστε με την απόσταση μέχρι την οποία μπορούμε να την χρησιμοποιήσουμε.

Με αντίστοιχο τρόπο ορίζουμε έναν συνολικό συντελεστή ανταλλαγής θερμότητας Γ , που λαμβάνει υπόψη του την αύξηση του ρυθμού ανταλλαγής θερμότητας λόγω της

$$\text{τυρβώδης φύσης της ροής: } \Gamma_{eff} = \frac{\mu^{(t)}}{\text{Pr}} + \frac{\mu^{(t)}}{\text{Pr}_{turb}} \quad (2.5.17)$$

όπου, Pr_t ένας τυρβώδης αριθμός Prandtl τον οποίο σύμφωνα με τις υποδείξεις των Launder και Spalding μπορούμε να θεωρήσουμε 0.85.

Σύμφωνα με τα παραπάνω ο συντελεστής τυρβώδους ιξώδους τείνει στο μηδέν όταν η κλίση

$\frac{\partial u}{\partial y}$ τείνει στο μηδέν. Αυτό δημιουργεί πρόβλημα στην περίπτωση του υπολογισμού του

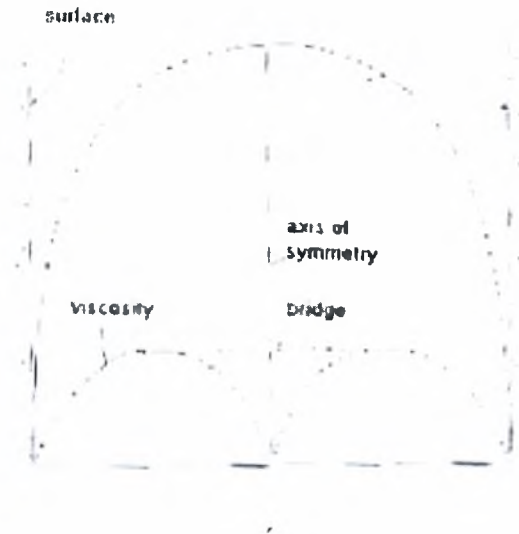
συντελεστή Γ , ο οποίος αφορά τη μεταφορά βαθμωτού μεγέθους όπως είναι η ταχύτητα

διότι θα απαιτούσε πολύ μεγάλη κλίση $\frac{\partial T}{\partial y}$ προκειμένου να ικανοποιηθεί η εξίσωση της

ενέργειας. Για να αντιμετωπιστεί αυτό το πρόβλημα δημιουργούμε μία γέφυρα ανάμεσα στις μέγιστες τιμές του συνολικού συντελεστή ιξώδους όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.18. Θα πρέπει

να σημειωθεί ότι αυτό δεν δημιουργεί πρόβλημα στον υπολογισμό των τυρβωδών τάσεων οι οποίες ούτως ή άλλως τείνουν στο μηδέν όταν πλησιάζουμε στον άξονα συμμετρίας εφόσον

$$\text{υπολογίζονται από τον τύπο } \tau = \mu_{eff} \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right|.$$



Σχήμα 2.18: Γεφύρωση του συνολικού συντελεστή ιξώδους

Σύμφωνα με την παραπάνω λογική αντιμετώπισης των τυρβωδών τάσεων οι βασικές εξισώσεις για την ροή εντός κυκλικού σωλήνα μπορούν να γραφούν με την ακόλουθη μορφή.

Εξίσωση της συνέχειας:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho r V_r) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho V_z) = 0 \quad (2.5.18)$$

Εξίσωση της ορμής:

z- διεύθυνση:

$$\rho \left(V_r \frac{\partial V_z}{\partial r} + V_z \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) = -\frac{\partial P}{\partial z} + \mu_{eff} \left[\frac{\partial^2 V_z}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(\frac{\partial V_z}{\partial r} \right) \right] \right] \quad (2.5.19)$$

r - διεύθυνση:

$$\rho \left[V_r \frac{\partial V_r}{\partial r} + V_z \frac{\partial V_r}{\partial z} \right] = -\frac{\partial P}{\partial r} + \mu_{eff} \left[\frac{\partial^2 V_r}{\partial z^2} + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial (r V_r)}{\partial r} \right) \right] \quad (2.5.20)$$

Εξίσωση της ενέργειας: (2.5.21)

$$\rho V_z \frac{\partial T}{\partial z} + \rho V_r \frac{\partial T}{\partial r} = \Gamma_{eff} \left[\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right) \right] + \frac{\mu_{eff}}{C_p} \left(2 \left[\left(\frac{\partial V_z}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial V_r}{\partial r} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial V_r}{\partial z} + \frac{\partial V_z}{\partial r} \right)^2 \right)$$

Επέκταση της ανάλυσης Von Karman για τυρβώδη μεταφορά ενέργειας σε εσωτερική ροή έγινε από τους Boelter και Jonassen. Τα αποτελέσματα αυτής της ανάλυσης δίνονται στον Πίνακα 2 σε ότι αφορά την κατανομή θερμότητας και τις τιμές του αριθμού Nusselt στις τρεις περιοχές του τυρβώδους οριακού στρώματος.

Πίνακας 2: Αποτελέσματα ανάλυσης Boelter και Jonassen

Περιοχή	Πτώση θερμοκρασίας	Αντίσταση
$0 < y^+ < 5$	$T_w - T_s = \frac{5q_w \nu}{k\sqrt{\tau_w / \rho}}$	$\frac{1}{Nu_1} = \frac{5}{Re} \sqrt{\frac{2}{f}}$
$5 < y^+ < 30$	$\Delta T = T_b - T_L = \frac{5q_w}{\rho C_p \sqrt{\tau_w / \rho}} \ln(5Pr+1)$	$\frac{1}{Nu_2} = \frac{5}{Re Pr} \sqrt{\frac{2}{f}} \ln(5Pr+1)$
$y^+ \geq 30$	$\Delta T = T_b - T_c = \frac{2.5q_w}{\rho C_p \sqrt{\tau_w / \rho}} \ln\left(\frac{Re}{60} \sqrt{\frac{f}{2}}\right)$	$\frac{1}{Nu_3} = \frac{2.5}{Re Pr} \sqrt{\frac{2}{f}} \ln\left[\frac{Re}{60} \sqrt{\frac{f}{2}}\right]$

Όπου $y^+ = \frac{y u_*}{\nu}$, $q_w = -\kappa \frac{dT}{dy}$ και f ο συντελεστής τριβής στη επιφάνεια του αγωγού.

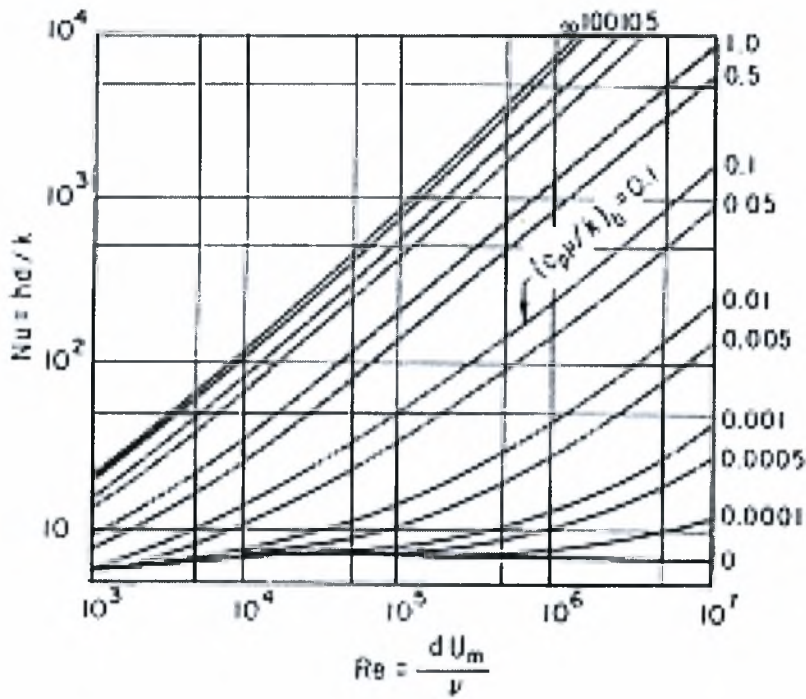
Στη συμπιεστή ροή, ως ιδιότητες αναφοράς, χρησιμοποιούνται συχνά οι ιδιότητες του ρευστού όπου η ροή είναι ηχητική (M=1). Η κατάσταση αυτή ονομάζεται κρίσιμη κατάσταση και οι αντίστοιχες ιδιότητες, κρίσιμες ιδιότητες. Οι κρίσιμες ιδιότητες παριστάνονται με το αντίστοιχο σύμβολο της ιδιότητας και έναν αστερίσκο ως δείκτη: T_* , p_* και ρ_* . Οι εξισώσεις που συνδέουν τις κρίσιμες ιδιότητες με τις αρχικές συνθήκες είναι οι εξής:

$$\frac{T_*}{T_0} = \left(\frac{2}{\gamma + 1}\right) \tag{2.5.22}$$

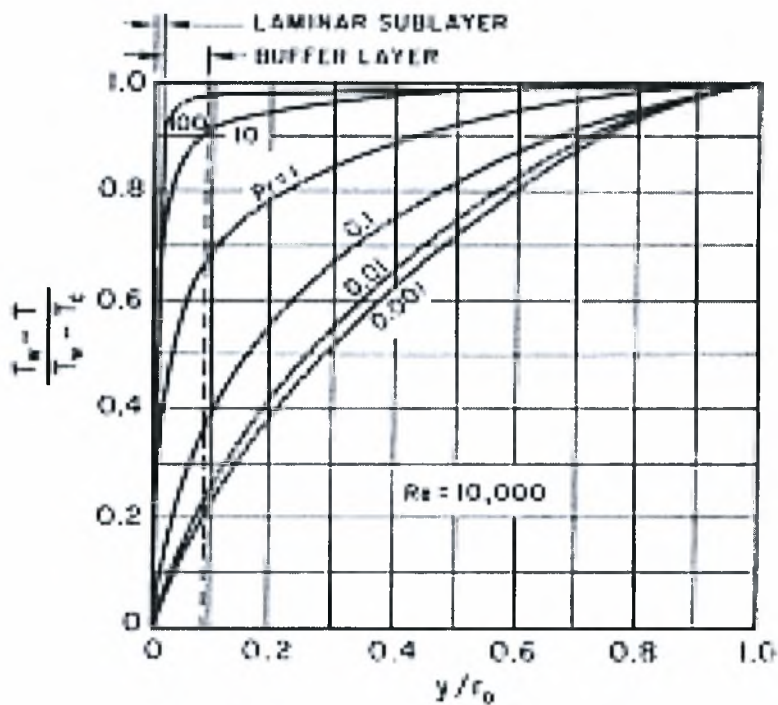
$$\frac{P_*}{P_0} = \left(\frac{2}{\gamma + 1}\right)^{\gamma/(\gamma-1)} \tag{2.5.23}$$

$$\frac{\rho_*}{\rho_0} = \left(\frac{2}{\gamma + 1}\right)^{1/(\gamma-1)} \tag{2.5.24}$$

Στα Σχήματα 2.19 και 2.20 βλέπουμε την μεταβολή της κατανομής της θερμοκρασίας και του αριθμού Nusselt αντίστοιχα για τυρβώδη και συμπιεστή ροή.



Σχήμα 2.19: Μεταβολή αριθμού Nusselt για διάφορους αριθμούς Prandtl



Σχήμα 2.20: Κατανομή της αδιάστατης θερμοκρασίας για διάφορους αριθμούς Prandtl

2.5.2 Ο συντελεστής τριβής λ

Ο συντελεστής τριβής, λ , είναι μία από τις πιο σημαντικές παραμέτρους στην ανάλυση της ιξώδους ροής σε αγωγούς. Η τιμή του εξαρτάται από τις συνθήκες ροής και το βαθμό κατεργασίας της εσωτερικής επιφάνειας του αγωγού. Ο συντελεστής λ σχετίζεται με τη διατμητική τάση τ_w ως εξής:

$$\lambda = \frac{8\tau_w}{\rho u^2} \quad (2.5.25)$$

Η εξίσωση αυτή ισχύει για στρωτή αλλά και για τυρβώδη ροή.

Στρωτή ροή

Για στρωτή ροή σε αγωγούς, η τάση τ_w δίνεται από την εξίσωση:

$$\tau_w = \frac{8\mu V}{D} \quad (2.5.26)$$

όπου, D η εσωτερική διάμετρος του αγωγού, μ το ιξώδες και V η μέση ταχύτητα του ρευστού.

Από τις δύο παραπάνω εξισώσεις προκύπτει η σχέση:

$$\lambda = \frac{64}{\text{Re}} \quad (2.5.27)$$

Η σχέση αυτή δείχνει ότι κατά την στρωτή ροή μέσα σε αγωγούς ο συντελεστής τριβής είναι αντιστρόφως ανάλογος του αριθμού Reynolds. Το συμπέρασμα αυτό επαληθεύεται για όλες τις πειραματικές τιμές $\text{Re} < 2000$. Η εξίσωση αυτή ισχύει τόσο για λείους όσο και για τραχείς αγωγούς.

Τυρβώδης ροή

Για τυρβώδης ροή μέσα σε λείους σωλήνες, ο συντελεστής τριβής, λ , εξαρτάται μόνο από τον αριθμό Reynolds της ροής: $f=f(\text{Re})$. Για $4000 < \text{Re} < 10^5$, ο συντελεστής τριβής των λείων αγωγών δίνεται με ικανοποιητική ακρίβεια από την εξίσωση *Blasius*:

$$\lambda = 0,3164 \text{Re}^{-1/4} \quad (2.5.28)$$

ενώ για τιμές $\text{Re} > 10^5$, από την εμπειρική εξίσωση *Prandtl*:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2 \log(\text{Re} \sqrt{\lambda}) - 0,8 \quad (2.5.29)$$

Η εξίσωση Prandtl έχει το μειονέκτημα ότι είναι πλεγμένης μορφής ως προς την μεταβλητή f . Αυτό σημαίνει ότι απαιτείται επαναληπτική μέθοδος (δοκιμή και σφάλμα).

Για τυρβώδης ροή μέσα σε *τραχείς σωλήνες*, ο συντελεστής τριβής, λ , εξαρτάται από τον αριθμό Reynolds και από την σχετική τραχύτητα της εσωτερικής επιφάνειας του σωλήνα: $f=f(\text{Re},e/d)$

Κατά τον Nikuradse, η σχέση που συνδέει τον συντελεστή τριβής, λ , με την σχετική τραχύτητα του αγωγού έχει λογαριθμική μορφή παρόμοια προς την εμπειρική εξίσωση Prandtl:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2 \log\left(\frac{d}{e}\right) + 1.14 \quad (2.5.30)$$

Η σχέση αυτή διαπιστώθηκε ότι συμφωνεί με τα πειραματικά αποτελέσματα για *τραχείς σωλήνες* και για τιμές $(d/e)(\text{Re} \xi^{0.5}) > 0,005$

Η πιο επιτυχής αναλυτική έκφραση προτάθηκε από τον Colebrook και έχει την ακόλουθη μορφή:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \log\left(\frac{e/d}{3,7} + \frac{2,51}{\text{Re} \sqrt{\lambda}}\right) \quad (2.5.31)$$

Η εμπειρική αυτή σχέση δίνει έγκυρα αποτελέσματα για ολόκληρη την περιοχή $\text{Re} > 4000$, είναι πλεγμένης μορφής και απαιτείται επαναληπτική διαδικασία. (δοκιμή και σφάλμα)

Λόγω της μεγάλης τεχνικής σημασίας των αγωγών στη μεταφορά των ρευστών, έγιναν πολλά πειράματα και συντάχθηκαν πίνακες και διαγράμματα περισσότερο πρόσφορα για τις εφαρμογές. Μεγάλη χρήση στην πράξη, έχει το διάγραμμα που κατασκεύασε ο Moody, τροποποιώντας το διάγραμμα του Nikuradse. Το *διάγραμμα Moody* (Παράρτημα, Πίνακας 7.1) παριστάνει την εξάρτηση του συντελεστή τριβής λ κοινών αγωγών του εμπορίου από τον αριθμό Reynolds με παράμετρο την σχετική τραχύτητα του αγωγού. Το διάγραμμα αυτό αναφέρεται στην ασυμπίεστη ροή ρευστού μέσα στον αγωγό.

Στην περίπτωση της συμπίεστης ροής, ο συντελεστής τριβής λ δίνεται ως:

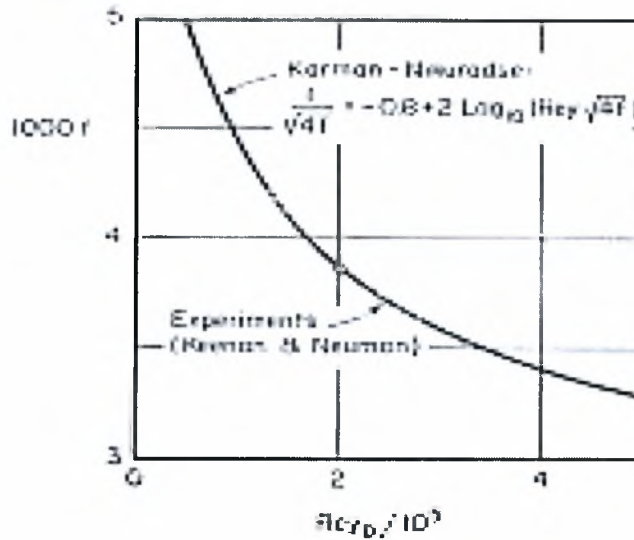
$$\lambda = -\frac{2D}{p_o \gamma M^2} \frac{DP}{DZ} \quad (2.5.32)$$

όπου, p_o η πίεση στη είσοδο του αγωγού, γ ο ισεντροπικός εκθέτης του αερίου (περίπου ίσος με 1.4), M ο αριθμός Mach και D η διάμετρος του αγωγού.

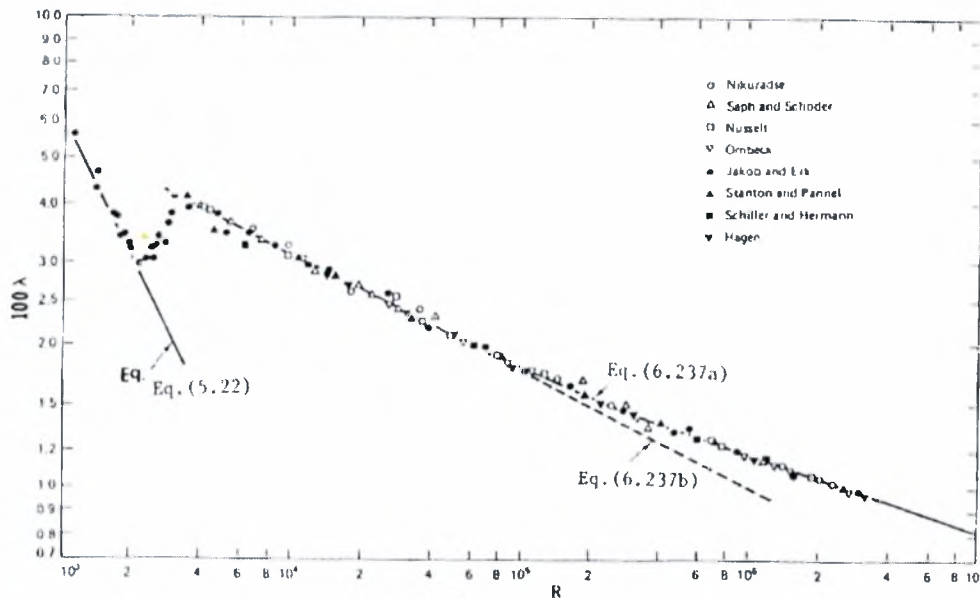
Η ταχύτητα του ήχου δίνεται από την σχέση: $c = \sqrt{\gamma RT}$ (2.5.33)

Τέλος είναι σημαντικό να αναφέρουμε ότι συχνά χρησιμοποιείται στην αμερικάνικη και αγγλική μεθοδολογία ο "θεωρητικός" συντελεστής τριβής f , ο οποίος συνδέεται με τον

αντίστοιχο "ευρωπαϊκό" σύμφωνα με την σχέση: $f = \frac{\lambda}{4}$ (2.5.34)



Σχήμα 2.21: Συντελεστής τριβής f συναρτήσει του αριθμού Reynolds (Λείος αγωγός)



Σχήμα 2.22: Συντελεστής τριβής λ συναρτήσει του αριθμού Reynolds (Λείος αγωγός)

2.5.3 Επίδραση της άνωσης

Λόγω της διαφοράς πυκνότητας μεταξύ αερίου και αέρα στους ανερχόμενους και κατερχόμενους αγωγούς αερίου προκύπτει μία διαφορά πίεσης. Έτσι για τα αέρια με πυκνότητα μικρότερη από εκείνη του αέρα (σχετική πυκνότητα μικρότερη από 1) εμφανίζεται:

α) στους ανερχόμενους αγωγούς ένα κέρδος πίεσης

β) στους κατερχόμενους αγωγούς μια απώλεια πίεσης

Αντιθέτως για αέρια με πυκνότητα μεγαλύτερη από εκείνη του αέρα (σχετική πυκνότητα μεγαλύτερη από 1) εμφανίζεται:

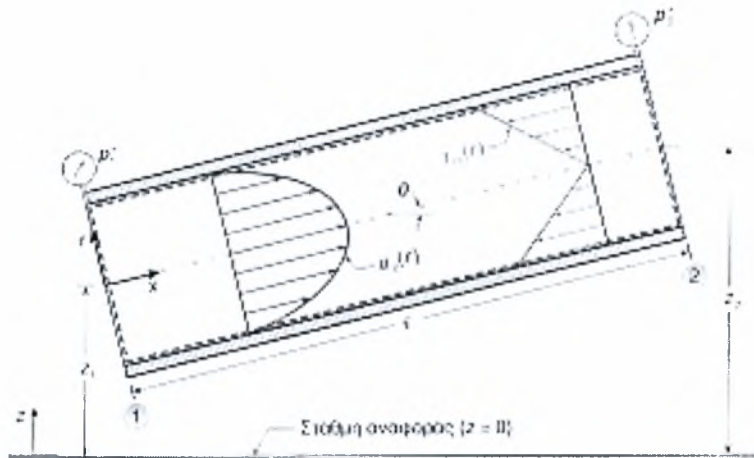
α) στους ανερχόμενους αγωγούς μια απώλεια πίεσης

β) στους κατερχόμενους αγωγούς ένα κέρδος πίεσης

Η άνωση εξαρτάται προφανώς από την υψομετρική διαφορά ΔH των θεωρούμενων σημείων (1 και 2) και υπολογίζεται από την σχέση:

$$\Delta_{PH} = \Delta H \cdot (\rho_g - \rho_{air})g \quad (2.5.35)$$

όπου, ρ_g η πυκνότητα του αερίου, ρ_{air} η πυκνότητα του αέρα και g η επιτάχυνση της βαρύτητας.



Σχήμα 2.23: Πλήρως ανεπτυγμένη τυρβώδης ροή σε αγωγό

Σε θερμοκρασία περιβάλλοντος και πίεση λειτουργίας 23 mbar ισχύουν οι παρακάτω τιμές για τις πυκνότητες του αέρα και των αερίων.

Αέρας: $\rho_{air} = 1.2013 \text{ kgr/m}^3$

Αέριο πόλης: $\rho_{g,1} = 0.6125 \text{ kgr/m}^3$

Φυσικά αέρια: $\rho_{g,2} = 0.7936 \text{ kgr/m}^3$

Με βάση τις παραπάνω τιμές της πυκνότητας προκύπτουν ανάλογα με την οικογένεια αερίων οι ακόλουθες εξισώσεις:

1^η οικογένεια αερίων (Αέριο πόλης): $\Delta_{PH} = \Delta H \cdot (-0.058)$ σε mbar

2^η οικογένεια αερίων (Φυσικά αέρια): $\Delta_{PH} = \Delta H \cdot (-0.04)$ σε mbar

4^η οικογένεια αερίων (Μίγματα αερίων με αέρα): $\Delta_{pH} = \Delta H \cdot 0.02$ σε mbar

Η μεταβολή της πίεσης λόγω άνωσης έχει ουσιαστική σημασία μόνον για την περιοχή οικιακών εφαρμογών (πίεση μέχρι 100 mbar).

2.5.4 Φυσικό αέριο με υγρασία

Αρκετές φορές είναι απαραίτητο να γίνεται αντιδιαστολή μεταξύ φυσικού αερίου με υγρασία ή υγρού φυσικού αερίου, δηλαδή αερίου με κάποια περιεκτικότητα υδρατμών. Ο πραγματικός όγκος του αερίου μιας τυχαίας κατάστασης V^r υπό πίεση λειτουργίας p_G και θερμοκρασία T μπορεί να υπολογιστεί σε πραγματικό κανονικό όγκο V_n^r ξηρού αερίου, στον οποίο κατά κανόνα αναφέρονται οι χαρακτηριστικές τιμές:

$$V_n^r = V^r \frac{p_G}{p_n} \frac{T_n}{T} \frac{1}{K} = V^r Z^z \quad (2.5.36)$$

Ο συντελεστής Z^z ονομάζεται καταστατικός αριθμός, ο οποίος πρέπει να αντιδιασταλεί από το συντελεστή πραγματικού αερίου Z . Περιλαμβάνεται ο συντελεστής Z^z στη διαδικασία μέτρησης της παροχής του φυσικού αερίου και χρησιμοποιείται για τον υπολογισμό του μετρημένου όγκου V^r σε κανονικές συνθήκες όγκο, V_n^r :

$$Z^z = \frac{V_n^r}{V^r} = \frac{p_G}{p_n} \frac{T_n}{T} \frac{1}{K} \quad (2.5.37)$$

Για την πίεση λειτουργίας τίθεται η μερική πίεση του ξηρού αερίου p_G ένεκα της αναγκαιότητας της αναφοράς της στη ξηρά κατάσταση, η οποία προκύπτει από την ατμοσφαιρική πίεση αναφοράς p_{amb} και την υπερπίεση p_e μετά την αφαίρεση της μερικής πίεσης του υδρατμού p_D :

$$p_G = p_{amb} + p_e - \phi p_s \quad \text{και} \quad p_D = \phi p_s \quad (2.5.38)$$

όπου, ϕ η σχετική υγρασία και p_s η μερική πίεση των υδρατμών σε κατάσταση κορεσμού. Η αντίστοιχη απόλυτη υγρασία είναι w_D που σε κατάσταση κορεσμού γράφεται w_s . Η σχετική υγρασία ϕ ορίζεται από την σχέση:

$$\phi = \frac{p_D}{p_s} = \frac{w_D}{w_s} \quad (2.5.39)$$

Οι τιμές των p_s και w_s εξαρτώνται από τη θερμοκρασία. Όταν είναι γνωστή η μάζα του ατμού ανά m^3 αερίου με υγρασία w_D , σε κατάσταση λειτουργίας p_D , η σχετική υγρασία ϕ υπολογίζεται από την παραπάνω σχέση. Η απόλυτη υγρασία του αερίου είναι λοιπόν η

μερική πυκνότητα του υδρατμού στο αέριο σε kg/m^3 . Αν αντίθετα είναι γνωστή η απόλυτη υγρασία σε κανονικές συνθήκες του υγρού αερίου, τότε πρέπει πρώτα να υπολογιστεί η w_D για τις συνθήκες λειτουργίας. Η απόλυτη υγρασία για $K=1$ ένεκα της μερικής πίεσης των υδρατμών δίνεται από την εξίσωση:

$$w_D = w_{Dn,f} \frac{p}{p_n} \frac{T_n}{T} \quad (2.5.40)$$

όπου, p , T είναι οι συνθήκες λειτουργίας και p : $p = p_{amb} + p_e$ (2.5.41)

Όλες οι σχέσεις για τον υπολογισμό της σχετικής υγρασίας ισχύουν για μικρές μερικές πιέσεις υδρατμών. Η θερμοκρασία κατά την οποία μόλις επιτυγχάνεται κορεσμός με τη βοήθεια ισοβαρούς ψύξης του αερίου με σταθερά παραμένουσα περιεκτικότητα υδρατμών ονομάζεται "θερμοκρασία δρόσου" και υπολογίζεται με την βοήθεια του πίνακα υδρατμών $p_s(t)$. Η μερική πίεση των υδρατμών $p_s(t)$ κορεσμένου αερίου δίνεται από την σχέση των Bridgeman και Aldrich:

$$\frac{p_s}{p_c} = \exp\left(\tau 10^{-5} (T_c - t) \sum_{i=1}^8 F_i (0.65 - 0.01t)^{i-1}\right) \quad (2.5.42)$$

όπου, p_s η πίεση ατμού σε bar, t η θερμοκρασία ατμοποίησης σε $^{\circ}\text{C}$, p_c η κρίσιμη πίεση 220.88 bar για νερό, T_c η κρίσιμη θερμοκρασία 374.136 K για νερό και $\tau=1000/T$ (K).

Οι συντελεστές F_i από $i=1-8$ είναι:

$F_1=-741.92420$	$F_5=0.10940980$
$F_2=-29.721000$	$F_6=0.43999300$
$F_3=-11.552860$	$F_7=0.25206580$
$F_4=-0.885663$	$F_8=0.05218684$

2.5.5 Πτώση πίεσης σε αγωγούς φυσικού αερίου για συμπιεστή ροή

Η συμπιεστή ροή του φυσικού αερίου μέσα στον αγωγό χαρακτηρίζεται από μεταβλητή ταχύτητα ροής, αν και η παροχή της μάζας είναι σταθερή. Λόγω της πτώσης πίεσης, η πυκνότητα του φυσικού αερίου μειώνεται με συνέπεια το αέριο να εκτονώνεται, οπότε αυξάνει η παροχή όγκου και άρα η ταχύτητα του αερίου. Για την απλοποιημένη περίπτωση, όπου δεχόμαστε ότι ο συντελεστής συμπιεστότητας του φυσικού αερίου έχει τιμή $K=1$ (συμπεριφορά ιδανικού αερίου), ισχύει για την πτώση πίεσης μέσα στον κυλινδρικό αγωγό διαμέτρου D , η παρακάτω σχέση.

$$\frac{dP}{dl} = -\lambda \frac{\rho U^2}{2D} \quad (2.5.43)$$

Αν η πυκνότητα ρ και η ταχύτητα U εκφραστούν με τις τιμές τους στο σημείο 1, η πτώση της πίεσης μεταξύ των σημείων 1 και 2 υπολογίζεται με ολοκλήρωση.

$$\frac{p_1^2 - p_2^2}{2p_1} = \lambda \frac{L}{D} \frac{\rho_1}{2} U_1^2 \quad (2.5.44)$$

Αυτό όμως προϋποθέτει η θερμοκρασία του αερίου να παραμένει σταθερή. Στην εξεταζόμενη ροή το εύρος διαφοράς θερμοκρασίας ανάμεσα αυτής του φυσικού αερίου που ρέει μέσα στον αγωγό και εκείνης των τοιχωμάτων του αγωγού είναι πάρα πολύ μικρό (μέχρι 3 βαθμούς Κελσίου). Συνεπώς μπορούμε να ισχυριστούμε ότι η παραπάνω σχέση ισχύει με καλή προσέγγιση.

Λύνοντας την εξίσωση 2.5.41 ως προς την πίεση στην έξοδο του αγωγού, p_2 , λαμβάνουμε την παρακάτω εξίσωση:

$$p_2 = \sqrt{p_1^2 - 2p_1 \lambda \frac{L}{D} \rho_1 U_1^2} \quad (2.5.45)$$

Παρατηρούμε ότι καθώς αυξάνεται η ταχύτητα εισόδου U_1 , με ταυτόχρονη αύξηση του αριθμού Reynolds, για σταθερή πίεση εισόδου, το υπόριζο ολοένα και μειώνεται. Συνεπώς, η πίεση στην έξοδο του αγωγού για μεγαλύτερες τιμές της ταχύτητας εισόδου θα μικραίνει. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα, η πτώση πίεσης λόγω τριβών ($\Delta P = P_1 - P_2$) να αυξάνεται με την ταυτόχρονη αύξηση του αριθμού Reynolds.

Για την σπανιότερη περίπτωση, όπου θέλουμε να ληφθεί υπόψη ο συντελεστής συμπίεστικότητας του αερίου (με μέση τιμή K_m), η μαθηματική επεξεργασία δίνει μετά από αντικατάσταση τιμών

$$\Delta p = p_1 \left(1 - \sqrt{1 - \lambda \frac{L}{D} \frac{U_1^2}{p_1} \rho_1 K_m} \right) \quad (2.5.46)$$

όπου L το μήκος του αγωγού.

Η πτώση πίεσης μέσα στον αγωγό προκαλείται από τις απώλειες τριβής εξαιτίας του μεγάλου μήκους του αγωγού. Αποτέλεσμα είναι η μείωση της πυκνότητας και η αύξηση της ταχύτητας του ρέοντος φυσικού αερίου μέσα στον αγωγό. Αυτός λοιπόν είναι και ο λόγος που εξετάζουμε την ροή ως συμπίεστη αφού οι ταχύτητες ροής μέσα σε αγωγούς φυσικού αερίου είναι σχετικά μικρές (μέχρι 30 m/sec) με αριθμούς Mach μικρότερους από 0.3.

2.5.6 Πίεση και περιοχές πίεσης στις εφαρμογές φυσικού αερίου

Ο ορισμός της πίεσης είναι γνωστός από την Ρευστομηχανική. Εκτός από την "απόλυτη" πίεση χρησιμοποιείται η "υπερπίεση", δηλαδή η πίεση σε σχέση με την ατμοσφαιρική πίεση των 101325 Pa. Γενικά λόγω των διαφοροποιήσεων που υπάρχουν στις εφαρμογές της τεχνολογίας του φυσικού αερίου από χώρα σε χώρα, απαιτείται ιδιαίτερη προσοχή στη χρήση των όρων της πίεσης στους υπολογισμούς.

Ο ασφαλέστερος τρόπος είναι να χρησιμοποιείται η απόλυτη πίεση, στην οποία πρέπει να ανάγεται οποιαδήποτε άλλη πίεση πριν από κάθε υπολογισμό. Στην τεχνική του φυσικού αερίου χρησιμοποιείται για χαμηλές πιέσεις το mbar (0.001 bar) το οποίο αντικατέστησε το χιλιοστόμετρο (mm) στήλης νερού. Για μεγάλες πιέσεις χρησιμοποιείται το bar ή το MPa.

Για λόγους ασφαλείας στις τεχνικές εφαρμογές χρησιμοποιούνται "περιοχές πίεσης", οι οποίες δυστυχώς είναι διαφορετικές σε κάθε χώρα. Ενδεικτικά αναφέρονται στον Πίνακα 3 οι περιοχές πίεσης σε διάφορες χώρες.

Είναι σαφές ότι η διανομή του φυσικού αερίου σε κατοικίες γίνεται με δίκτυα χαμηλής πίεσης, ενώ η μεταφορά του σε αγωγούς μεταφοράς, με υψηλή πίεση. Μεταξύ των δύο αυτών οριακών περιοχών πίεσης παρεμβαίνουν ενδιάμεσα δίκτυα διανομής και συσκευές μεταβίβασης, που λειτουργούν σε διάφορες βαθμίδες μέσης πίεσης και στην αρχική περιοχή της υψηλής πίεσης. π.χ. 4-20-40 bar. (Πίνακας 3)

Πίνακας 3: Περιοχές πίεσης εφαρμογών φυσικού αερίου σε διάφορες χώρες σε bar

Πίεση	Ελλάδα	Γερμανία	Μεγ. Βρετανία	Γαλλία	Η.Π.Α
Χαμηλή	<0.1	<0.1	<0.075	<0.4	<4
Μέση	0.1-0.4	0.1-1	0.075-7	0.4-19	4-40
Υψηλή	>4	>1	7-10	>19	40-90

2.5.7 Ο συντελεστής απόδοσης ροής σε αγωγούς φυσικού αερίου

Η συνεχής αλλαγή των συνθηκών ροής, οι παρεμβολές κατασκευαστικών ασυνεχειών και αποκλίσεων, η συγκέντρωση ανεπιθύμητων υλικών στους αγωγούς (σκόνη, υγρασία, σκουριά κ.λ.π.) που προσκολλούνται στα τοιχώματα, επιφέρουν τη λεγόμενη

επιφανειακή γήρανση των αγωγών με αποτέλεσμα ο πραγματικός συντελεστής τριβής να είναι πάντα μεγαλύτερος του θεωρητικού, $\lambda_{ef} > \lambda$. Ο συντελεστής απόδοσης του αγωγού δίνεται από την σχέση 2.5.44.

$$E_\lambda = \left(\frac{2}{\sqrt{\lambda_{ef}}} \right)^{0.5} / \left(\frac{2}{\sqrt{\lambda}} \right)^{0.5} \quad (2.5.47)$$

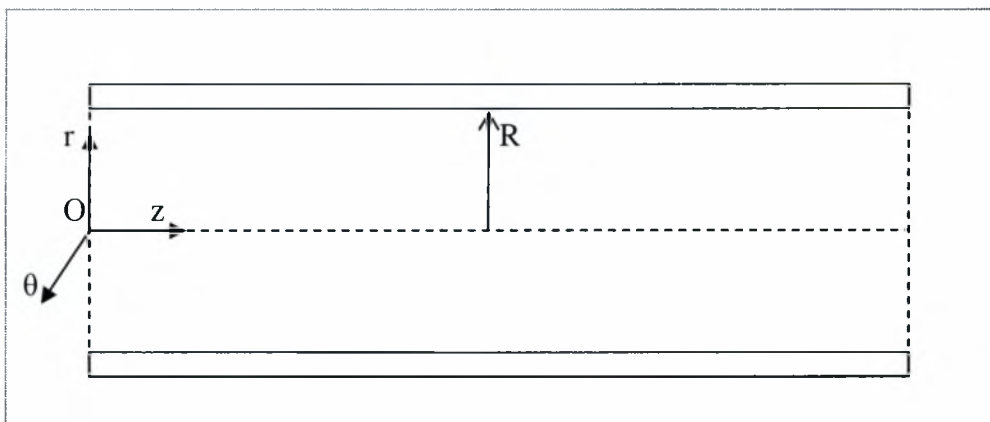
Οι τιμές του συντελεστή E κυμαίνονται μεταξύ $0.8 < E < 1.0$ όπου τα όρια αυτά είναι εμπειρικά και μπορούν να μεταβληθούν ανάλογα τις εμπειρικές διαπιστώσεις. Η τιμή 1.0 ή 100% αντιστοιχεί στον καινούργιο αγωγό του οποίου η τραχύτητα ανταποκρίνεται στην υποθεθείς για τον υπολογισμό του συντελεστή τριβής λ , ενώ οι μικρότερες τιμές σε διαφορετικές καταστάσεις τριβής.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3: ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΑ ΜΟΝΤΕΛΑ

3.1 Εξισώσεις Ροής Φυσικού Αερίου

3.1.1 Γενικές εξισώσεις συμπιεστής ροής φυσικού αερίου σε σωλήνα

Οι γενικές μαθηματικές εξισώσεις, που περιγράφουν την ροή ενός συμπιεστού ρευστού (φυσικό αέριο), μέσα σε έναν κυλινδρικό αγωγό ακτίνας R , περιγράφονται αναλυτικά παρακάτω και δίνονται σε κυλινδρικό σύστημα συντεταγμένων, όπως φαίνεται στο Σχήμα 3.1..



Σχήμα 3.1: Σύστημα συντεταγμένων κυλινδρικού αγωγού ακτίνας R

Εξίσωση Συνέχειας:

Η γενική εξίσωση της συνέχειας είναι:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = 0 \quad (3.1.1)$$

Στο σύστημα των κυλινδρικών συντεταγμένων γράφεται:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho r V_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (\rho V_\theta) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho V_z) = 0 \quad (3.1.2)$$

όπου:

ρ : η πυκνότητα του ρευστού

V_z : η ταχύτητα του ρευστού στην z κατεύθυνση (αξονική ταχύτητα)

V_r : η ταχύτητα του ρευστού στην r κατεύθυνση (ακτινική ταχύτητα)

V_θ : η ταχύτητα του ρευστού στην θ κατεύθυνση

Εξίσωση Ορμής

Η γενική εξίσωση της ορμής που περιγράφει την κίνηση του ρευστού είναι:

$$\rho \left[\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} \right] = -\nabla P + \mathbf{F} - \nabla \times [\mu(\nabla \times \mathbf{V})] + \nabla [(\lambda + 2\mu)\nabla \cdot \mathbf{V}] \quad (3.1.3)$$

όπου:

P : η πίεση

\mathbf{F} : οι βαρυτικές δυνάμεις του πεδίου ροής

μ : το δυναμικό ιξώδες του ρευστού

λ : ο δεύτερος συντελεστής του ιξώδους ($\lambda = -\frac{2}{3}\mu$ για τα μονατομικά αέρια)

Στο σύστημα των κυλινδρικών συντεταγμένων έχουμε:

z - διεύθυνση:

$$\begin{aligned} \rho \frac{DV_z}{Dt} = F_z - \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left[2\mu \frac{\partial V_z}{\partial z} + \lambda \nabla \cdot \mathbf{V} \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\mu r \left(\frac{\partial V_r}{\partial z} + \frac{\partial V_z}{\partial r} \right) \right] \\ + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\mu \left(\frac{1}{r} \frac{\partial V_z}{\partial \theta} + \frac{\partial V_\theta}{\partial z} \right) \right] \end{aligned} \quad (3.1.4)$$

r - διεύθυνση:

$$\begin{aligned} \rho \left[\frac{DV_r}{Dt} - \frac{V_\theta^2}{r} \right] = F_r - \frac{\partial P}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial r} \left[2\mu \frac{\partial V_r}{\partial r} + \lambda \nabla \cdot \mathbf{V} \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\mu \left(\frac{1}{r} \frac{\partial V_r}{\partial \theta} + \frac{\partial V_\theta}{\partial r} - \frac{V_\theta}{r} \right) \right] \\ + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{1}{r} \frac{\partial V_r}{\partial z} + \frac{\partial V_z}{\partial r} \right) \right] + \frac{2\mu}{r} \left(\frac{\partial V_r}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial V_\theta}{\partial \theta} - \frac{V_r}{r} \right) \end{aligned} \quad (3.1.5)$$

θ - διεύθυνση:

$$\begin{aligned} \rho \left[\frac{DV_\theta}{Dt} - \frac{V_\theta V_r}{r} \right] = F_\theta - \frac{1}{r} \frac{\partial P}{\partial \theta} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[2\mu \left(\frac{1}{r} \frac{\partial V_\theta}{\partial \theta} + \frac{V_r}{r} \right) + \lambda \nabla \cdot \mathbf{V} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{1}{r} \frac{\partial V_z}{\partial \theta} + \frac{\partial V_\theta}{\partial z} \right) \right] \\ + \frac{\partial}{\partial r} \left[\mu \left(\frac{1}{r} \frac{\partial V_r}{\partial \theta} + \frac{\partial V_\theta}{\partial r} - \frac{V_\theta}{r} \right) \right] + \frac{2\mu}{r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial V_r}{\partial \theta} + \frac{\partial V_\theta}{\partial r} - \frac{V_\theta}{r} \right) \end{aligned} \quad (3.1.6)$$

όπου οι τελεστές είναι:

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + V_r \frac{\partial}{\partial r} + \frac{V_\theta}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} + V_z \frac{\partial}{\partial z} \quad (3.1.7)$$

$$\nabla \cdot V = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rV_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial V_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial V_z}{\partial z} \quad (3.1.8)$$

Εξίσωση Ενέργειας

Η γενική εξίσωση της διατήρησης της ενέργειας στο κυλινδρικό σύστημα συντεταγμένων, δίνεται ως:

$$\rho \frac{De}{Dt} + P \nabla \cdot V = \frac{\partial Q}{\partial t} + \Phi + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \kappa \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\kappa \frac{\partial T}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\kappa \frac{\partial T}{\partial z} \right) - \nabla \cdot q_r \quad (3.1.9)$$

Η εξίσωση 3.1.9 εκφρασμένη ως προς την ενθαλπία h του ρευστού, δίνεται από τη παρακάτω εξίσωση:

$$\rho \frac{Dh}{Dt} = \frac{DP}{Dt} + \frac{\partial Q}{\partial t} + \Phi + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \kappa \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\kappa \frac{\partial T}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\kappa \frac{\partial T}{\partial z} \right) - \nabla \cdot q_r \quad (3.1.10)$$

όπου:

Q: η εσωτερική παραγωγή θερμότητας

e: η ειδική εσωτερική ενέργεια

ρ : η πυκνότητα του ρέοντος ρευστού

κ : η θερμική αγωγιμότητα του ρευστού

T: η θερμοκρασία του ρευστού

P: η πίεση του ρευστού

q_r : το ακτινικό διάλυσμα θερμότητας από ακτινοβολία

Φ : η συνάρτηση διάχυσης του ιξώδους

h: η ενθαλπία του ρευστού

Ο όρος της σκέδασης της ενέργειας λόγω ιξώδους είναι:

$$\begin{aligned} \Phi = \mu [& 2 \left\{ \left(\frac{\partial V_r}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial V_\theta}{\partial \theta} + \frac{V_r}{r} \right)^2 + \left(\frac{\partial V_z}{\partial z} \right)^2 \right\} + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial V_z}{\partial \theta} + \frac{\partial V_\theta}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial V_r}{\partial z} + \frac{\partial V_z}{\partial r} \right)^2 \\ & + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial V_r}{\partial \theta} + \frac{\partial V_\theta}{\partial \theta} - \frac{V_\theta}{r} \right)^2] + \lambda \left[\frac{\partial V_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial V_\theta}{\partial \theta} + \frac{V_r}{r} + \frac{\partial V_z}{\partial z} \right] \end{aligned} \quad (3.1.11)$$

3.1.2 Εξισώσεις μόνιμης και συμπιεστής ροής φυσικού αερίου σε κυλινδρικό αγωγό

Κατά την μελέτη της ροής φυσικού αερίου μέσα σε κυλινδρικό αγωγό ακτίνας R , οι παραδοχές οι οποίες γίνονται για την μελέτη του ροϊκού φαινομένου και την απλοποίηση των μαθηματικών εξισώσεων είναι οι εξής:

- Η ροή θεωρείται τυρβώδης και πλήρως ανεπτυγμένη
- Η ροή είναι αξονοσυμμετρική ($V_\theta = 0$, $\frac{\partial}{\partial \theta} = 0$).
- Μόνιμη ροή ($\frac{\partial}{\partial t} = 0$).
- Οι βαρυντικές δυνάμεις θεωρούνται αμελητέες.
- Στις εξισώσεις ορμής οι όροι της αξονικής διάχυσης θεωρούνται αμελητέοι.
- Στην εξίσωση της ενέργειας, οι όροι της αξονικής διάχυσης και της σκέδασης της ενέργειας, εξαιτίας της κλήσης της V_r ταχύτητας, παραλείπονται. Ακόμη για την εξίσωση της ενέργειας έχουμε: $\frac{\partial Q}{\partial t} = 0, \nabla \cdot q_r = 0$ και $\frac{DP}{Dt} = V_z \frac{\partial P}{\partial z}$
- Για την ενθαλπία του ρευστού ισχύει η σχέση: $dh = C_p \frac{dT}{dt}$ όπου C_p η ειδική θερμοχωρητικότητα του ρευστού εξαρτώμενη από την θερμοκρασία T .

Έτσι οι παραπάνω σχέσεις της προηγούμενης παραγράφου γράφονται αναλυτικά ως εξής:

Εξίσωση Συνέχειας

Η εξίσωση της συνέχειας για μόνιμη, δισδιάστατη και συμπιεστή ροή γίνεται:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho r V_r) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho V_z) = 0 \quad (3.1.12)$$

Εξίσωση Ορμής

Η εξίσωση της ορμής για μόνιμη και συμπιεστή ροή γίνεται:

z- διεύθυνση:

$$\rho \left(V_r \frac{\partial V_z}{\partial r} + V_z \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) = - \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\mu r \left(\frac{\partial V_z}{\partial r} \right) \right] \quad (3.1.13)$$

r – διεύθυνση:

$$\rho \left[V_r \frac{\partial V_r}{\partial r} + V_z \frac{\partial V_r}{\partial z} \right] = -\frac{\partial P}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{\mu}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rV_r) \right] \quad (3.1.14)$$

Εξίσωση Ενέργειας

Η εξίσωση της ενέργειας για μόνιμη και συμπιεστή ροή δίνεται ως:

$$\rho C_p V_z \frac{\partial T}{\partial z} + \rho C_p V_r \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r\kappa \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \mu \left(\frac{\partial V_z}{\partial r} \right)^2 + V_z \frac{\partial P}{\partial z} \quad (3.1.15)$$

3.2 Αδιαστατοποίηση των Εξισώσεων

3.2.1 Εξισώσεις προς αδιαστατοποίηση

Η εφαρμογή διαστατικής ανάλυσης στις εξισώσεις διατήρησης μάζας, ορμής και ενέργειας αποβλέπει κατά αρχάς στον προσδιορισμό ορισμένων αδιάστατων παραμέτρων ή αλλιώς αδιάστατων αριθμών. Αυτές οι παράμετροι αποτελούν μέτρο της σχετικής σημασίας των δυνάμεων ή των διαδικασιών που περιέχονται σαν όροι στις εξισώσεις που αναφέρθησαν. Για παράδειγμα ο αριθμός Reynolds αποτελεί μέτρο σύγκρισης των δυνάμεων αδρανείας προς τις δυνάμεις ιξώδους. Επίσης, αποτελούν κριτήρια ύπαρξης δυναμικής και ενεργειακής ομοιότητας και γι αυτό καλούνται επίσης παράμετροι ομοιότητας.

Κατά την αδιαστατοποίηση των εξισώσεων διατήρησης μάζας, ορμής και ενέργειας για την ροή φυσικού αερίου μέσα στον ευθύγραμμο κυλινδρικό αγωγό (εξισώσεις 3.1.12, 3.1.13, 3.1.14 και 3.1.15) έγινε η παραδοχή ότι για το εξεταζόμενο εύρος θερμοκρασιών, το ιξώδες μ και η θερμική αγωγιμότητα κ παραμένουν σταθερές.

Έτσι οι εξισώσεις αυτές παριστάνονται ως εξής:

Εξίσωση Συνέχειας:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho r V_r) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho V_z) = 0 \quad (3.2.1)$$

Εξίσωση Ορμής:z - διεύθυνση:

$$\rho \left(V_r \frac{\partial V_z}{\partial r} + V_z \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) = -\frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\mu}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(\frac{\partial V_z}{\partial r} \right) \right] \quad (3.2.2)$$

r - διεύθυνση:

$$\rho \left[V_r \frac{\partial V_r}{\partial r} + V_z \frac{\partial V_r}{\partial z} \right] = -\frac{\partial P}{\partial r} + \mu \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r V_r) \right] \quad (3.2.3)$$

Εξίσωση Ενέργειας:

$$\rho C_p V_z \frac{\partial T}{\partial z} + \rho C_p V_r \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \kappa \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \mu \left(\frac{\partial V_z}{\partial r} \right)^2 + V_z \frac{\partial P}{\partial z} \quad (3.2.4)$$

3.2.2 Αδιάστατες μεταβλητές και αδιαστατοποιημένες εξισώσεις

Στη διαστατική ανάλυση των εξισώσεων χρησιμοποιούνται οι αδιάστατες μεταβλητές που καθορίζονται με βάση χαρακτηριστικές κλίμακες μήκους, ταχύτητας, θερμοκρασίας, πίεσης και πυκνότητας του ρευστού και της ροής.

Αδιάστατες Μεταβλητές Χώρου:

$$z^* = \frac{z}{R}, \quad r^* = \frac{r}{R} \quad R: \text{η χαρακτηριστική ακτίνα του αγωγού}$$

Αδιάστατες Ταχύτητες:

$$V_z^* = \frac{V_z}{V}, \quad V_r^* = \frac{V_r}{V} \quad V: \text{η ταχύτητα του ρευστού στην είσοδο του αγωγού}$$

Αδιάστατη Θερμοκρασία:

$$T^* = \frac{T - T_w}{T_s - T_w} = \frac{T - T_w}{\Delta T} \quad T_w: \text{η θερμοκρασία επιφάνειας του αγωγού}$$

T_s : η θερμοκρασία του ρευστού στην είσοδο του αγωγού

Αδιάστατη Πυκνότητα:

$$\rho^* = \frac{\rho}{\rho_{in}} \quad \rho_{in}: \text{η πυκνότητα του ρευστού στην είσοδο του αγωγού}$$

Αδιάστατη Πίεση:

$$P^* = \frac{P}{\rho_{in} V^2}$$

Η εισαγωγή των παραπάνω αδιάστατων μεταβλητών στις εξισώσεις συνέχειας, ορμής και ενέργειας οδηγεί στις επόμενες αδιάστατες διατυπώσεις των εξισώσεων.

Εξίσωση Συνέχειας:

$$\frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial r^*} (\rho^* r^* V_r^*) + \frac{\partial}{\partial z^*} (\rho^* V_z^*) = 0 \quad (3.2.5)$$

Εξίσωση Ορμής:z - διεύθυνση:

$$\rho^* \left(V_r^* \frac{\partial V_z^*}{\partial r^*} + V_z^* \frac{\partial V_z^*}{\partial z^*} \right) = -\frac{\partial P^*}{\partial z^*} + \frac{1}{\text{Re}} \frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial r^*} \left[r^* \left(\frac{\partial V_z^*}{\partial r^*} \right) \right] \quad (3.2.6)$$

r - διεύθυνση:

$$\rho^* \left(V_r^* \frac{\partial V_r^*}{\partial r^*} + V_z^* \frac{\partial V_r^*}{\partial z^*} \right) = -\frac{\partial P^*}{\partial r^*} + \frac{1}{\text{Re}} \frac{\partial}{\partial r^*} \left[\frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial r^*} (r^* V_r^*) \right] \quad (3.2.7)$$

Εξίσωση Ενέργειας:

$$\rho^* V_z^* \frac{\partial T^*}{\partial z^*} + \rho^* V_r^* \frac{\partial T^*}{\partial r^*} = \frac{1}{\text{Re Pr}} \frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial r^*} \left(r^* \frac{\partial T^*}{\partial r^*} \right) + \frac{Ec}{\text{Re}} \left(\frac{\partial V_z^*}{\partial r^*} \right)^2 + Ec \frac{\partial P^*}{\partial z^*} \quad (3.2.8)$$

Η διαστατική ανάλυση όπως φαίνεται στις εξισώσεις, οδήγησε στη διαμόρφωση ορισμένων αδιάστατων ομάδων φυσικών παραμέτρων (αριθμοί Reynolds, Prandtl και Eckert) από τις οποίες εξαρτώνται οι λύσεις των εξισώσεων αυτών. Οι αριθμοί αυτοί παρουσιάζονται και συζητούνται παρακάτω.

Αριθμός Reynolds: $\text{Re} = \frac{\rho_{in} VD}{\mu} = \frac{2\rho_{in} VR}{\mu}$

Είναι η σημαντικότερη παράμετρος ομοιότητας στη ρευστομηχανική και αντιπροσωπεύει το λόγο των δυνάμεων αδρανείας προς τις δυνάμεις ιξώδους. Ισότητα του

αριθμού Reynolds σε ροές που δημιουργούνται από δύο γεωμετρικά όμοια σώματα δηλώνει την ύπαρξη δυναμικής ομοιότητας σε αυτές.

Αριθμός Prandtl:
$$Pr = \frac{C_p \mu}{\kappa}$$

Περιλαμβάνει μόνο φυσικές ιδιότητες του ρευστού και είναι μία από τις σημαντικές παραμέτρους ομοιότητας στη μεταφορά θερμότητας. Αποτελεί το μέτρο των σχετικών μεγεθών των διαδικασιών μεταφοράς ορμής και θερμότητας στο ρευστό με την μοριακής διάχυση.

Αριθμός Eckert:
$$Ec = \frac{V^2}{C_p \Delta T}$$

Όπως φαίνεται στην εξίσωση διατήρησης της ενέργειας, ο αριθμός Eckert παρουσιάζεται στον όρο που αντιπροσωπεύει απώλειες λόγω ιξώδους και παριστάνει τον λόγο της κινητικής ενέργειας του ρευστού προς την μεταβολή της ενθαλπίας του.

Εφόσον είναι δυνατό να ληφθεί μία αναλυτική έκφραση, για την αδιάστατη μεταβλητή της θερμοκρασίας T^* , της μορφής $T^* = f(z^*, r^*, Re, Pr, Ec)$ από την λύση των εξισώσεων, μπορεί αυτή να χρησιμοποιηθεί για τον υπολογισμό του συντελεστή μεταφοράς, h , σύμφωνα με την σχέση:

$$h = - \frac{k(\partial T / \partial r)_s}{T_w - T_s} \quad (3.2.9)$$

όπου, r η κάθετη διεύθυνση στην επιφάνεια.

Αν χρησιμοποιηθούν τα αδιάστατα μεγέθη T^* , $r^* = r/R$ τότε ο συντελεστής h παίρνει την μορφή:

$$h = - \frac{k(\partial T / \partial r)_s}{R} \quad (3.2.10)$$

Από την παραπάνω σχέση ορίζεται ο αριθμός Nusselt, Nu , που αποτελεί αδιάστατη έκφραση της μεταφοράς θερμότητας.

$$Nu = \frac{hR}{k} = - \left(\frac{\partial T^*}{\partial r^*} \right)_s \quad (3.2.11)$$

Έτσι ο προσδιορισμός του ρυθμού μεταφοράς από ή προς την επιφάνεια του αγωγού, καθορίζεται από την βαθμίδα θερμοκρασίας στην επιφάνεια, που μπορεί να υπολογισθεί εφόσον είναι γνωστή η κατανομή θερμοκρασίας στο ρευστό από την λύση των σχετικών εξισώσεων.

Επομένως, η γενική έκφραση που δίνει τη μεταφορά θερμότητας είναι της μορφής

$$Nu = f(z^*, r^* Re, Pr, Ec) \quad (3.2.12)$$

Στην περίπτωση υπολογισμού ενός μέσου συντελεστή μεταφοράς θερμότητας, δηλαδή ενός μέσου αριθμού Nusselt, ο οποίος αναφέρεται σε όλη την επιφάνεια, η σχέση 3.2.12 παίρνει την μορφή:

$$Nu = F(Re, Pr, Ec) \quad (3.2.13)$$

3.3 Κυριότερες Μεταβλητές

Για την μελέτη της συμπιεστής ροής του φυσικού αερίου μέσα σε κυλινδρικό αγωγό, το φυσικό αέριο θεωρήθηκε (με αρκετή ακρίβεια) ότι συμπεριφέρεται ως ιδανικό αέριο. Επίσης, επειδή το ρωσικό φυσικό αέριο αποτελείται κατά βάση από μεθάνιο (98%) έγινε η παραδοχή ότι συμπεριφέρεται όμοια με αυτό. Ο αριθμός Prandtl θεωρήθηκε σταθερός και καθότι η μεταβολή της θερμοκρασίας δεν παίρνει υπερβολικές τιμές, σταθερή θεωρήθηκε και η ειδική θερμότητα του αερίου. Με βάση τις υποθέσεις αυτές, χρειάζεται να μοντελοποιηθούν μόνο οι μεταβολές του ιξώδους και της πυκνότητας, ενώ οι υπόλοιπες μεταβλητές μπορούν να υπολογιστούν από αυτές. Η πυκνότητα ρ και το ιξώδες μ , υπολογίζονται από τον νόμο των ιδανικών αερίων και από τον εκθετικό νόμο αντίστοιχα.

Πυκνότητα Φυσικού Αερίου

$$\rho = \rho_n \left(\frac{p}{p_n} \right) \left(\frac{T_n}{T} \right) \quad (3.3.1)$$

ρ_n : πυκνότητα φυσικού αερίου (0.7175 kg/m^3), p_n : 1 atm, T_n : 273.16 K

Ιξώδες Φυσικού Αερίου

$$\mu = \mu_o \frac{S + T_o}{S + T} \left(\frac{T}{T_o} \right)^{1.5} \quad (3.3.2)$$

Το σημείο, ο, αποτελεί σημείο αναφοράς και συγκεκριμένα τις συνθήκες στην είσοδο του αγωγού. ($T_o = 285.16 \text{ K}$, $\mu_o = 10.8 \cdot 10^{-6} \text{ kg/m}\cdot\text{s}$)

Συντελεστής Μεταφοράς Θερμότητας (Γ):

$$\Gamma = \frac{K(j)}{C_p} = \frac{\mu(j)}{\text{Pr}} \quad (3.3.3)$$

$C_p = 1.589 \text{ kJ/ m}^3 \text{ K}$ και $\text{Pr} = 0.507$ για $T=12 \text{ }^\circ\text{C}=285.16 \text{ K}$

Συντελεστής Τυρβώδους Μεταφοράς Θερμότητας (Γ_{eff}):

$$\Gamma_{\text{eff}} = \frac{\mu^{(l)}}{\text{Pr}} + \frac{\mu^{(t)}}{\text{Pr}_{\text{turb}}} \quad (3.3.4)$$

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4: ΑΡΙΘΜΗΤΟΠΟΙΗΣΗ ΤΟΥ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΟΥ ΜΟΝΤΕΛΟΥ

4.1 Περιγραφή του Αριθμητικού Μοντέλου

Για την αριθμητική επίλυση της ροής του φυσικού αερίου μέσα σε κυλινδρικό αγωγό, χρησιμοποιήθηκε ο παραβολικός κώδικας υπολογιστικής ρευστοδυναμικής *AERO97* του Εργαστηρίου Ρευστομηχανικής του Τμήματος Μηχανολόγων Μηχανικών Βιομηχανίας του Πανεπιστημίου Θεσσαλίας (Vlachos 1983).

Ο κώδικας χρησιμοποιεί τη μέθοδο των πεπερασμένων όγκων ελέγχου για την επίλυση δισδιάστατων (επίπεδων ή αξονοσυμμετρικών), ασυμπίεστων και συμπιεστών ροών, παραβολικών ροών με παρουσία μεταφοράς θερμότητας.

Η διαδικασία που ακολουθεί ο κώδικας *AERO97* για την επίλυση ενός προβλήματος ροής, συνοψίζεται στα ακόλουθα βήματα:

1. Εκτίμηση των τιμών όλων των μεταβλητών
2. Επίλυση των εξισώσεων ορμής
3. Επίλυση της εξίσωσης διόρθωσης της πίεσης
4. Διόρθωση των τιμών της ταχύτητας και της πίεσης
5. Επίλυση της εξίσωσης της θερμότητας
6. Συνέχεια από το βήμα 2 με τις ενημερωμένες τιμές των μεταβλητών

Το υπολογιστικό μοντέλο που αναπτύχθηκε στηρίζεται όπως αναφέραμε στη μέθοδο των πεπερασμένων όγκων Finite Volume Method). Το βασικό πλεονέκτημα της μεθόδου των πεπερασμένων όγκων είναι η ευκολία στην κατανόησή της και η άμεση ερμηνεία των φυσικών νόμων διατήρησης. Το υπολογιστικό πεδίο χωρίζεται σε έναν αριθμό από όγκους, οι οποίοι δεν πρέπει να περιλαμβάνουν ο ένας το άλλον, έτσι ώστε σε κάθε σημείο του πλέγματος να αντιστοιχεί και ένας όγκος. Στην συνέχεια η διαφορική εξίσωση ολοκληρώνεται σε κάθε όγκο. Το αποτέλεσμα είναι η διακριτοποίηση της διαφορικής εξίσωσης και η μετατροπή της σε αλγεβρική μορφή, η οποία περιλαμβάνει τις τιμές της τυχαίας μεταβλητής Φ , συναρτήσει των γειτονικών σημείων του πλέγματος:

$$A_p \Phi_p = \sum A_i \Phi_i + S \quad (4.1.1)$$

όπου, Φ_p η τιμή της Φ στο κέντρο του υπολογιστικού κυττάρου, Φ_i τα γειτονικά, A_i συντελεστές και S ένας πηγαίος όρος.

Με τον τρόπο αυτό πετυχαίνουμε να έχουμε ταυτόχρονα και διατήρηση της ποσότητας της Φ μέσα στον έκαστο όγκο. Ο υπολογιστικός αλγόριθμος περιλαμβάνει τα παρακάτω βήματα:

1. Μαθηματική ολοκλήρωση των εξισώσεων ροής του φυσικού αερίου σε όλους τους πεπερασμένους όγκους του πεδίου ροής .

2. Διακριτοποίηση των μερικών διαφορικών εξισώσεων μέσω μιας ποικιλίας από προσεγγιστικούς τύπους πεπερασμένων διαφορών. Το αποτέλεσμα της χρησιμοποίησης γραμμικών προσεγγίσεων είναι η μετατροπή των διαφορικών εξισώσεων σε ένα σύστημα αλγεβρικών εξισώσεων.

3. Επίλυση του συστήματος των αλγεβρικών εξισώσεων μέσω μιας επαναληπτικής μεθόδου.

Η παραπάνω επαναληπτική διαδικασία διακόπτεται όταν ικανοποιηθεί το κριτήριο σύγκλισης το οποίο διατυπώνεται ως :

$$\max(R^u, R^v, R^T, R^M) \leq \varepsilon \quad (4.1.2)$$

όπου το ε είναι η μέγιστη επιτρεπόμενη τιμή των υπόλοιπων. Τα υπόλοιπα ορίζονται ως :

$$R^\phi = \sum_{ij} |AP\phi_p - AW\phi_w - AN\phi_N - AS\phi_s - B| / SN^\phi \quad (4.1.3)$$

Ο κώδικας υπολογιστικής Ρευστομηχανικής AERO97 είναι γραμμένος σε γλώσσα FORTRAN 77 και η δομή του θα περιγραφεί στα επόμενα υποκεφάλαια.

4.1.1 Αριθμητοποίηση του μαθηματικού μοντέλου και υπολογιστικό πλέγμα

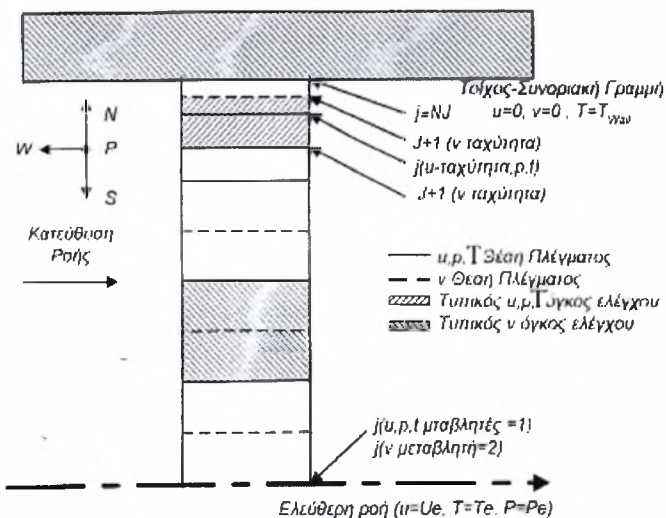
Όπως αναφέραμε, το πεδίο λύσης χωρίζεται σε πεπερασμένους όγκους ελέγχου, το σύνολο των οποίων αποτελούν το υπολογιστικό πλέγμα. Οι αλγεβρικές εξισώσεις που αντιστοιχούν στις θεμελιώδεις μερικές διαφορικές εξισώσεις μεταφοράς λαμβάνονται με ολοκλήρωση στους όγκους ελέγχου. Κάθε πεπερασμένος όγκος αποτελεί ένα «υπολογιστικό κύτταρο» το οποίο χρησιμοποιείται στην ολοκλήρωση θεμελιωδών εξισώσεων.

Οι ιδιότητες του ρευστού και οι βαθμωτές ιδιότητες της ροής αποθηκεύονται στο κέντρο των κελιών. Το κεντρικό σημείο P για κάθε υπολογιστικό κελί έχει τέσσερα γειτονικά σημεία αφού έχουμε δισδιάστατο πλέγμα. Οι συμβολισμοί που εισάγονται για να καθορίσουμε τα γειτονικά σημεία παρουσιάζονται παρακάτω:

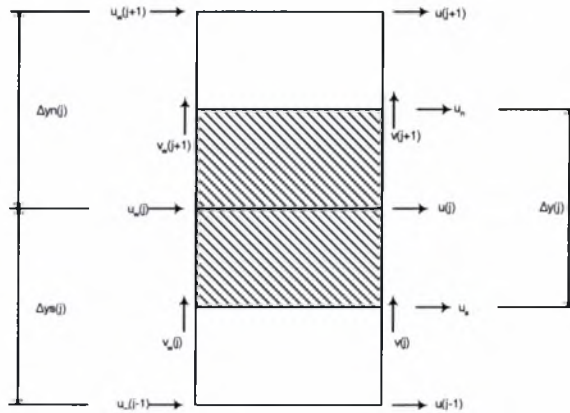
Κατεύθυνση		Τοποθεσία	
W	West-Δυτικό	x-	x-Δx
S	South-Νότιο	y-	y-Δy
N	North-Βόρειο	y+	y+Δy

Οι όψεις των κελιών συμβολίζονται με πεζά γράμματα: w,s,n.

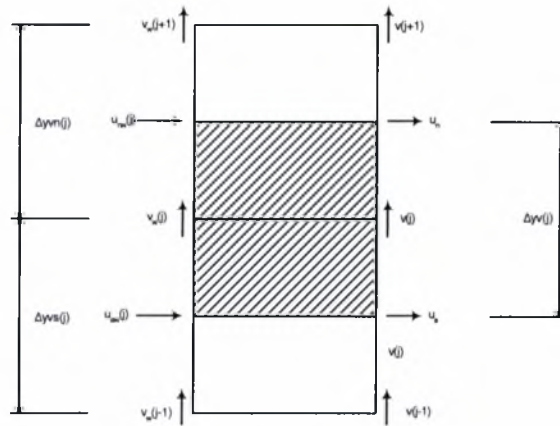
Στην περίπτωση της εξεταζόμενης ροής, ο κώδικας αντιμετωπίζει αξονοσυμμετρικό πεδίο με αποτέλεσμα να λύνει κάθε φορά για ένα τομέα της ροής ξεκινώντας από τον άξονα συμμετρίας προς το τοίχωμα ή αντίθετα το πεδίο ροής διαιρείται σε NJ-2 υπολογιστικά κύτταρα έτσι ώστε το σημείο J=1 να αντιστοιχεί στον άξονα συμμετρίας και το J=NJ να αντιστοιχεί στο στερεό όριο. Και τα δύο αυτά κύτταρα έχουν ΔY=0 ενώ όλα τα άλλα έχουν ΔY=1/(NJ-2). Τα υπολογιστικά κύτταρα είναι διευθετημένα ώστε η κατεύθυνση west να σημαίνει ανάντη, η north κατεύθυνση να σημαίνει προς το τοίχωμα και η south κατεύθυνση να σημαίνει προς τον άξονα συμμετρίας. Η αξονική ταχύτητα U, η πίεση P, η θερμοκρασία T, η πυκνότητα ρ και το ιξώδες μ υπολογίζονται σε κάθε κόμβο J, ενώ η ακτινική ταχύτητα V υπολογίζεται μεταξύ δύο διαδοχικών κόμβων όπως φαίνεται στα Σχήματα 4.2 και 4.3. Ο υπολογισμός του υπολογιστικού πλέγματος γίνεται στις υπορουτίνες GEOMX και GRID. Για να εξασφαλισθεί αριθμητική ευστάθεια του κώδικα και σύγκλιση το βήμα στον άξονα x (z στον κυλινδρικό αγωγό) υπολογίζεται συναρτήσει της υδραυλικής διαμέτρου.



Σχήμα 4.1: Πλέγμα για σχήμα πεπερασμένων διαφορών οριακού στρώματος σε κυλινδρικό αγωγό^[13]

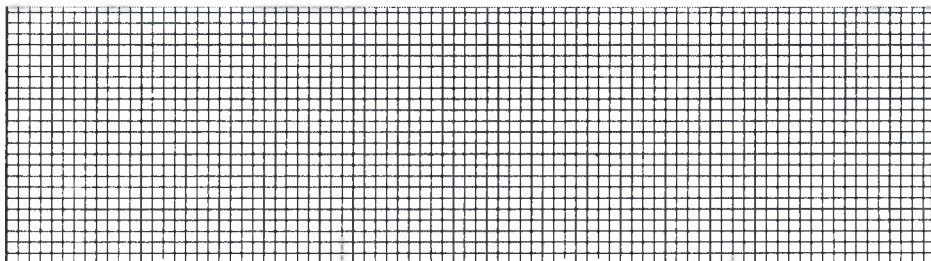


Σχήμα 4.2: Το υπολογιστικό κελί για την βαθμωτή ιδιότητα Φ και τις ταχύτητες U_z (U)^[13]



Σχήμα 4.3: Το υπολογιστικό κελί για την ταχύτητα U_r (V)^[13]

Στο Σχήμα 4.4 παριστάνεται το υπολογιστικό πλέγμα που χρησιμοποιήθηκε για την εξέταση της ροής του φυσικού αερίου μέσα στον αγωγό. Συγκεκριμένα, χρησιμοποιήθηκαν 50 κελιά κατά την ακτινική διεύθυνση ($\Delta r=1.6 \cdot 10^{-3}$) ενώ κατά την αξονική, πάρθηκε βήμα κατά $\Delta z=10^{-3}$.



Σχήμα 4.4: Υπολογιστικό Πλέγμα

Οι εξισώσεις της παρούσας μόνιμης, δυσδιάστατης και συμπιεστής ροής σε κυλινδρικές συντεταγμένες μπορούν να περιγραφούν από την παρακάτω γενική εξίσωση μεταφοράς:

$$\frac{\partial}{\partial z}(\rho U_z \Phi) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\rho r U_r \Phi) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\Gamma_\Phi r \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) + S^\Phi \quad (4.1.4)$$

όπου Φ μπορεί να είναι μία συνιστώσα της ταχύτητας U_z , U_r ή ένα βαθμωτό μέγεθος όπως η θερμοκρασία T ή η πίεση P , S^Φ είναι ο όρος πηγής και Γ_Φ ο συντελεστής μεταφοράς της ποσότητας Φ . Στον πίνακα 4.1 παρουσιάζονται στοιχεία για τους συντελεστές μεταφοράς και τους όρους πηγής των εξισώσεων μεταφοράς για τον παραβολικό κώδικα.

Πίνακας 4.1: Συντελεστές μεταφοράς και πηγαίοι όροι των εξισώσεων μεταφοράς

Εξίσωση	Φ	Γ_Φ	S^Φ
Συνέχειας	1	0	0
z-ορμής	U_z	μ	$-\frac{dP}{dz}$
r-ορμής	U_r	μ	$-\frac{dP}{dr}$
Ενέργειας	T	κ/C_p	$\frac{\mu}{C_p} \left(\frac{\partial V_z}{\partial r} \right)^2 + V_z \frac{\partial P}{\partial z}$

Το μ που αναφέρεται στον Πίνακα 4.1 περιλαμβάνει την επίδραση των

τυρβωδών και των ιξωδών τάσεων: $\mu = \mu^{(i)} + \mu^{(t)} = \mu_o \frac{S + T_o}{S + T} \left(\frac{T}{T_o} \right)^{1.5} + \rho l^2 \left| \frac{du}{dy} \right|$

4.2 Διακριτοποίηση διαφορικών εξισώσεων

Σε αυτή την ενότητα παρουσιάζεται η διακριτοποίηση των εξισώσεων, αρχικά της U-ορμής, έπειτα αυτή της V-ορμής και της ενέργειας και τέλος παρουσιάζεται η διακριτοποίηση της εξίσωσης διόρθωσης της πίεσης, Vlachos (1983). Χρησιμοποιείται ένα υβριδικό σχήμα διακριτοποίησης το οποίο εφαρμόζει ανάντη διαφοροποίηση όταν ο τοπικός

αριθμός Re είναι μεγαλύτερος από δύο και κεντρική διαφοροποίηση όταν ο αριθμός Re είναι μικρότερος από δύο ($Re=Re' Pr$).

4.2.1 Εξίσωση U-ορμής

Με την ολοκλήρωση της εξίσωσης της U-ορμής στο κάθε υπολογιστικό κύτταρο για την V_z ταχύτητα προκύπτει:

$$A_p U_{p,j} = A_n U_{p,j+1} + A_s U_{p,j-1} + S^U \quad (4.2.1)$$

Στην εξίσωση αυτή, οι συντελεστές δίνονται από τις σχέσεις:

$$A_n = \text{Max} \left[D_n + \frac{C_n}{2}, C_n \right] \text{ και } A_s = \text{Max} \left[D_s - \frac{C_s}{2}, -C_s \right] \quad (4.2.2)$$

$$A_p = A_n + A_s - S_p \quad (4.2.3)$$

$$S_p = -C_w \quad (4.2.4)$$

$$S^U = C_w U_w - \frac{dP}{dx} \Delta x A_p \quad (4.2.5)$$

4.2.2 Εξίσωση V-ορμής

Με βάση την παραπάνω ανάλυση για την U-ορμή μπορούμε να καταλήξουμε με παρόμοιο τρόπο στις ακόλουθες σχέσεις για την εξίσωση της V-ορμής:

$$A_{p,j} V_{p,j} = A_n V_{p,j+1} + A_s V_{p,j-1} + S^V \quad (4.2.6)$$

$$\text{όπου } S^V = C_w V_w - (p_{p,j} - p_{p,j-1}) A_s \quad (4.2.7)$$

4.2.3 Εξίσωση ενέργειας

Όμοια, η διακριτοποιημένη εξίσωση της ενέργειας είναι της ίδιας μορφής.

$$A_p T_{p,j} = A_n T_{p,j+1} + A_s T_{p,j-1} + S^T \quad (4.2.8)$$

Οι συντελεστές A και C (συναγωγής) υπολογίζονται με τον ίδιο τρόπο όπως και στις εξισώσεις της U-ορμής, αλλά όχι και οι συντελεστές D (διάχυσης). Ο τρόπος υπολογισμού αυτών των τιμών δίνεται παρακάτω:

$$D_n = \left(\frac{k}{C_p} \frac{A}{\Delta y} \right)_n = \frac{k_{j+1/2}}{C_p} \cdot \frac{\Delta x}{\Delta y_{n,j}} \quad \text{και} \quad D_s = \left(\frac{k}{C_p} \frac{A}{\Delta y} \right)_s = \frac{k_{j-1/2}}{C_p} \cdot \frac{\Delta x}{\Delta y_{s,j}} \quad (4.2.9)$$

$$S^T = C_w T_w + U \frac{dP}{dx} + \frac{\mu}{C_p} \left(\frac{\partial V_s}{\partial r} \right)^2 \quad (4.2.10)$$

4.2.4 Εξίσωση διόρθωσης της πίεσης

Η εξίσωση συνέχειας χρησιμοποιείται για να υπολογίσει την κατανομή της πίεσης κάθετα στην διεύθυνση του οριακού στρώματος. Αυτός ο υπολογισμός της πίεσης χρησιμοποιείται έπειτα για να ενημερώσει την V-ταχύτητα, για να ικανοποιήσει την εξίσωση της συνέχειας. Για να επιτευχθεί αυτό, οι V-ταχύτητες αρχικά εκφράζονται ως άθροισμα της τρέχουσας τιμής της V-ταχύτητας και της διόρθωσης της, η οποία υπολογίζεται από την τρέχουσα τιμή της πίεσης και της διόρθωσης της.

$$v_{p,j} = v_{p,j}^* + v'_{p,j} = v_{p,j}^* + D^v (p'_w - p'_{p,j}) \quad (4.2.11)$$

$$\text{και} \quad p_{p,j} = p_{p,j}^* + p'_{p,j} \quad (4.2.12)$$

όπου οι τονούμενες τιμές (') είναι οι διορθώσεις στις τρέχουσες τιμές (*).

Η εξίσωση της συνέχειας μετασχηματίζεται και εκφράζεται σε όρους διορθωμένων πιέσεων

$$A_p p'_{p,j} = A_w p'_{w,j} + A_n p'_{p,j+1} - A_s p'_{p,j-1} + S^p. \quad (4.2.13)$$

Αυτή η μορφή της εξίσωσης της συνέχειας είναι ίδια όπως εκείνη της εξίσωσης της ορμής, και επιλύεται με παρόμοιο τρόπο. Μετά, οι διορθώσεις της v-ταχύτητας υπολογίζονται απ' ευθείας από τις διορθώσεις της πίεσης χρησιμοποιώντας τις προηγούμενες εξισώσεις.

Για την U-ταχύτητα ισχύει αντίστοιχα:

$$u_{p,j} = u_{p,j}^* + u'_{p,j} = u_{p,j}^* + D^u \left(\frac{dP}{dx} \right)' \quad (4.2.14)$$

$$\text{όπου,} \quad \left(\frac{dP}{dx} \right)' = \frac{m - m_0}{\sum \rho A D^u}, \quad m_0 \text{ η αρχική μάζα, και} \quad m = \sum \rho A \left(u_{p,j}^* + D^u \left(\frac{dP}{dx} \right)' \right).$$

4.2.5 Έλεγχος σύγκλισης και παρακολούθηση των υπολοίπων (residuals)

Στον κώδικα εφαρμόζεται ένας αυτόματος έλεγχος της σύγκλισης, ο οποίος χρησιμοποιεί "χαλάρωση" για να ρυθμίζει την σύγκλιση ενώ ελέγχει συνεχώς εάν η σύγκλιση έχει φτάσει στα επιθυμητά επίπεδα. Προκειμένου να επιταχυνθεί η σύγκλιση, η λύση χρησιμοποιεί γραμμική χαλάρωση. Έτσι λοιπόν λαμβάνεται μια καινούργια τιμή της εξαρτημένης μεταβλητής ως εξής:

$$\Phi^{n+1} = a\Phi^{n+1} + (1-a)\Phi^n \quad (4.2.15)$$

όπου, στον εκθέτη φαίνεται η τιμή της επανάληψης και a ο συντελεστής της χαλάρωσης.

Είναι επίσης φανερό, ότι με την υποχαλάρωση της λύσης η διαδικασία επίλυσης γίνεται πιο ευσταθής.

Για κάθε επανάληψη της λύσης, τα υπόλοιπα σφάλματα υπολογίζονται για όλες τις επίλυμένες εξισώσεις σε κάθε υπολογιστικό κελί με τον παρακάτω τύπο :

$$\epsilon_{\Phi P} = \sum A_i \Phi_i + SU + AP\Phi_P^* \quad (4.2.16)$$

Τα υπόλοιπα σφάλματα χρησιμεύουν για τον υπολογισμό των παρακάτω μεγεθών τα οποία μπορούν να δώσουν χρήσιμους δείκτες σύγκλισης :

Μέγιστο υπόλοιπο σφάλμα: $\max(\epsilon_{\Phi,ijk})$

Άθροισμα των υπολοίπων σφαλμάτων: $\sum(\epsilon_{\Phi,ijk})$

Άθροισμα των απολύτων υπολοίπων σφαλμάτων: $\sum |\epsilon_{\Phi,ijk}|$

Επιπροσθέτως, το μέγεθος των διαφορών ανάμεσα στις Φ τιμές μεταξύ δύο διαδοχικών επαναλήψεων υπολογίζεται ως εξής :

Μέγιστη διαφορά στις δύο τιμές: $\max |\Phi_i - \Phi_i^*|$

Η λύση συνεχώς παρακολουθείται και εξετάζεται η σύγκλιση όταν όλα τα παραπάνω μεγέθη ικανοποιούν τις τιμές που έχουν καθοριστεί από τον χρήστη.

4.3 Περιγραφή του υπολογιστικού αλγορίθμου

Αυτή η ενότητα παρέχει μια σύντομη περιγραφή των κυρίων βημάτων της διαδικασίας επίλυσης του αριθμητικού μοντέλου. Η διαδικασία επίλυσης των διακριτοποιημένων εξισώσεων γίνεται με βάση τον αλγόριθμο TDMA, ενώ η σύζευξη της πίεσης με την ταχύτητα γίνεται με τον αλγόριθμο SIMPLE.

Η κύρια ρουτίνα του προγράμματος, που ονομάζεται **CONTRO**, δρα ως ρουτίνα ελέγχου όλου του προγράμματος. Ελέγχει την εκτέλεση λαμβάνοντας δεδομένα από υπορουτίνες ή καλώντας άλλες για την υλοποίηση συγκεκριμένων καθηκόντων.

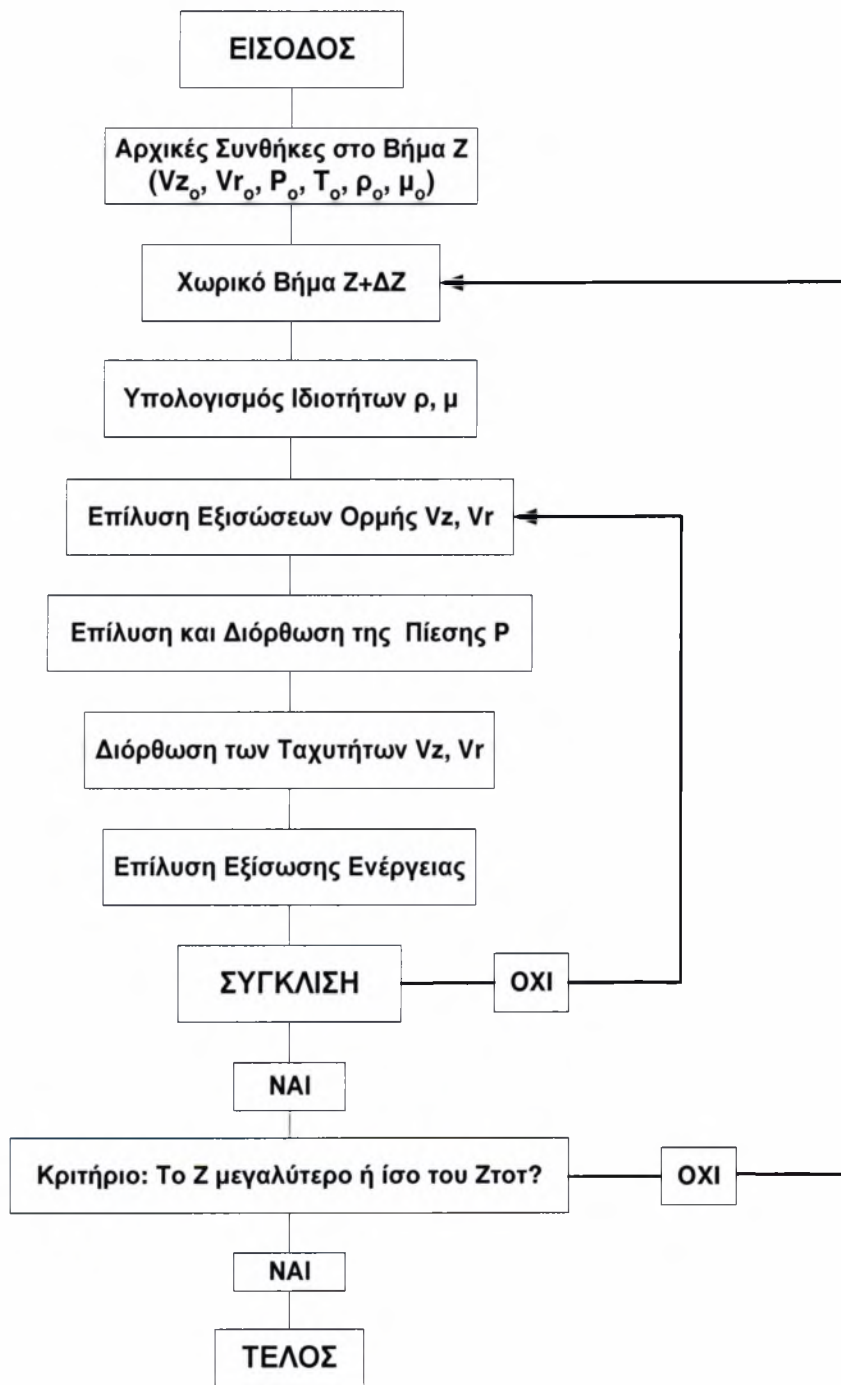
- Η λειτουργία της κύριας ρουτίνας **CONTRO** μπορεί να συνοψιστεί στα εξής: Όλα τα απαραίτητα δεδομένα λαμβάνονται μέσω του **COMMON BLOCK**. Για παράδειγμα, το σύστημα συντεταγμένων, οι ιδιότητες του ρευστού, το είδος της εξεταζόμενης ροής και οι οριακές και αρχικές συνθήκες ορίζονται εδώ. Τα υπόλοιπα δεδομένα του κώδικα δίνονται στην υπορουτίνα **BLOCK DATA**.
- Έπειτα, μέσω της υπορουτίνας **GRID** και **GEOMX**, ορίζονται οι αποστάσεις πλέγματος στην x - και y - διεύθυνση (z και r για τον κύλινδρο) και οι διάφοροι δείκτες παρακολούθησης. Καλώντας την υπορουτίνα **GRID** υπολογίζονται οι διαστάσεις των κυψελών και των σχετικών γεωμετρικών ποσοτήτων.
- Έπειτα, καθορίζονται οι αρχικές συνθήκες του πεδίου, βασισμένες σε πληροφορίες για την συμπεριφορά της ροής, όπως η ταχύτητα και η θερμοκρασία. Στη συνέχεια υπολογίζονται οι ιδιότητες του ρευστού καλώντας την υπορουτίνα **PROPS**. Συγκεκριμένα υπολογίζονται οι ονομαστικές τιμές της πυκνότητας, του ιξώδους, του συντελεστή θερμικής αγωγιμότητας, της ειδικής θερμότητας και του αριθμού Prandtl. Στο παρόν πρόβλημα, ο συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας, η ειδική θερμότητα και ο αριθμός Prandtl δεν μεταβάλλονται και είναι ίσοι με τις τιμές που δίνονται στην είσοδο του αγωγού.
- Όπως αναφέραμε, οι βασικές μεταβλητές είναι οι ταχύτητες V_z και V_r , η πίεση, η θερμοκρασία, η πυκνότητα του ρευστού και το ιξώδες του. Μέσω μιας επαναληπτικής διαδικασίας, τα πεδία ροής ανανεώνονται με τη σειρά, λύνοντας τις αντίστοιχες εξισώσεις που τα περιγράφουν. Έτσι, καλώντας την υπορουτίνα **CALCU**, λύνεται η εξίσωση της ταχύτητας V_z . Το ίδιο γίνεται και για την εξίσωση της ταχύτητας V_r , καλώντας την υπορουτίνα **CALCV**. Έπειτα, γίνεται ο έλεγχος της τοπικής συνέχειας με την επίλυση της εξίσωσης διατήρησης της μάζας καλώντας την υπορουτίνα **CALCP**. Επομένως, διορθώνονται η πίεση και οι ταχύτητες V_z και V_r . Στη συνέχεια μπορούν να λυθούν η εξίσωση της θερμότητας, καλώντας την υπορουτίνα **CALCT**. Μετά πραγματοποιούμε μια ρύθμιση των τιμών ιξώδους, της πυκνότητας, της ειδικής θερμότητας και της θερμικής αγωγιμότητας καλώντας την υπορουτίνα **PROPS**.
- Μετά από κάθε κλίση των υπορουτίνων **CALCU**, **CALCV**, **CALCP**, **CALCT**, σχηματίζουμε το άθροισμα των απόλυτων των υπολειμματικών πηγών και γίνεται έλεγχος ως προς τη σύγκλιση. Αν η λύση δεν έχει συγκλίνει, η διαδικασία των επαναλήψεων

συνεχίζεται, αλλιώς γίνεται η τελική εκτύπωση όλων των τιμών των μεταβλητών που μας ενδιαφέρουν, καλώντας την υπορουτίνα PRINT.

- Τα αποτελέσματα των πεδίων των διανυσμάτων των ταχυτήτων, της πίεσης, της θερμοκρασίας, του ιξώδους, του συντελεστή θερμικής αγωγιμότητας, της ειδικής θερμότητας και της πυκνότητας, αποθηκεύονται στο αντίστοιχο αρχείο προς επεξεργασία (TEC.PLT) και η διαδικασία τελειώνει.

4.3.1 Αρχιτεκτονική του κώδικα AERO97

Η αρχιτεκτονική του υπολογιστικού κώδικα *AERO97*, δίνεται με το λογικό διάγραμμα του Σχήματος 4.5.



Σχήμα 4.5: Λογικό διάγραμμα υπολογιστικού κώδικα *AERO97*

4.3.2 Περιγραφή των ρουτινών

Στην παράγραφο αυτή παρουσιάζονται όλες οι υπορουτίνες του κώδικα *AERO97* και περιγράφονται οι λειτουργίες που εκτελούν.

SUBROUTINE GRID

Η υπορουτίνα αυτή καλείται για να δημιουργήσει ένα πλέγμα που διαστέλλεται ή συστέλλεται στη x-διεύθυνση, ώστε να μπορούμε να χειριστούμε απότομες κλίσεις στις ιδιότητες της ροής.

SUBROUTINE GEOMX

Αυτή η υπορουτίνα ρυθμίζει τις αποστάσεις του πλέγματος στην x-κατεύθυνση. (z στην περίπτωση του κυλινδρικού αγωγού)

SUBROUTINE FLUID

Στη ρουτίνα αυτή καθορίζονται οι τιμές των θερμοφυσικών ιδιοτήτων του ρευστού.

SUBROUTINE HEADX

Η ρουτίνα αυτή χρησιμοποιείται για την εκτύπωση χαρακτήρων και μεταβλητών πεδίου.

SUBROUTINE PROPS

Στη ρουτίνα αυτή καθορίζονται επίσης τιμές των θερμοφυσικών ιδιοτήτων του προβλήματος. Καλείται στο πρώτο στάδιο εκτέλεσης της *CONTROL* για την απόδοση αρχικών τιμών αλλά και κατά τη διάρκεια του επαναληπτικού κύκλου επίλυσης για την ενημέρωσή τους στη περίπτωση που εξαρτώνται από τις τιμές των μεταβλητών επίλυσης (εδώ η πυκνότητα και το ιξώδες μεταβάλλονται σε σχέση με την θερμοκρασία).

SUBROUTINE PRINT

Η ρουτίνα αυτή χρησιμοποιείται για την εκτύπωση των τιμών των μεταβλητών πεδίου με τη μορφή πίνακα. Καλείται κατά την εκτύπωση των αρχικών τιμών του προβλήματος και των τελικών αποτελεσμάτων της επίλυσης.

SUBROUTINE CALCUL

Η υπορουτίνα αυτή είναι υπεύθυνη για την επίλυση της εξίσωσης της Vz-ορμής. Εδώ γίνεται η συλλογή των συντελεστών της εξίσωσης των πεπερασμένων διαφορών της ταχύτητας Vz, η τροποποίησή τους για το χειρισμό των συνοριακών συνθηκών και τέλος η επίλυση των εξισώσεων για να πάρουμε τις ενημερωμένες τιμές του πεδίου ταχυτήτων Vz. Τα βήματα είναι :

1. Τα απαιτούμενα δεδομένα μεταφέρονται μέσω του common block και κατά συνέπεια οι συντελεστές υπολογίζονται με βάση τις τιμές του πεδίου της προηγούμενης επανάληψης.
2. Γίνεται εκτίμηση των συντελεστών.
3. Οι συντελεστές τροποποιούνται για το χειρισμό των συνοριακών συνθηκών. Αυτό επιτυγχάνεται καλώντας την MODU στην υπορουτίνα PROMOD.
4. Οι συντελεστές συλλέγονται και παίρνουν μια τελική μορφή, κατάλληλη για την εφαρμογή του αλγορίθμου TDMA. Σε αυτό το στάδιο γίνεται υποχαλάρωση των τιμών του πεδίου.
5. Τέλος, καλώντας την υπορουτίνα MATRIX, παίρνουμε τη λύση της εξίσωσης της ταχύτητας Vz, χρησιμοποιώντας τον αλγόριθμο TDMA.

SUBROUTINE CALCV

Η ρουτίνα αυτή είναι υπεύθυνη για την επίλυση της εξίσωσης μεταφοράς της Vr-ορμής και έχει την ίδια δομή με αυτή της CALCU.

SUBROUTINE CALCP

Η ρουτίνα αυτή ενσωματώνει τη ρύθμιση της πίεσης και των ταχυτήτων u και v μέσω της εξίσωσης διατήρησης της μάζας. Η δομή της είναι βασικά ίδια με αυτήν της CALCU, αλλά τα γεωμετρικά μεγέθη είναι διαφορετικά, λόγω των διαφορών στα υπολογιστικά κελιά. Αφού έχουν γίνει οι διορθώσεις της πίεσης, πραγματοποιείται και η ενημέρωση της πίεσης και των ταχυτήτων Vz και Vr.

SUBROUTINE CALCT

Η ρουτίνα αυτή είναι υπεύθυνη για την επίλυση της εξίσωσης μεταφοράς θερμότητας. Έχει την ίδια δομή με την CALCU, αλλά παρόμοια γεωμετρικά μεγέθη με την CALCP εξαιτίας της ομοιότητας των κελιών P και T.

SUBROUTINE MATRIX

Η ρουτίνα αυτή καλείται από τις *CALCU*, *CALCV*, *CALCP*, *CALCT*, για την επίλυση του συστήματος των γραμμικών αλγεβρικών εξισώσεων με την εφαρμογή του αλγορίθμου TDMA.

SUBROUTINE PROMOD

Ο κύριος σκοπός της υπορουτίνας αυτής, που είναι οργανωμένη σε κεφάλαια (ENTRIES), είναι τα τροποποιήσει τις ιδιότητες του ρευστού, τις μεταβλητές ροής και τους συντελεστές των εξισώσεων πεπερασμένων διαφορών για το χειρισμό των συνοριακών συνθηκών. Τα επιμέρους κεφάλαια είναι:

ENTRY MODUP

Η πυκνότητα τροποποιείται για να λάβει υπόψη τα όρια της ροής. Αυτή καλείται από την υπορουτίνα PROPS.

ENTRY MODU

Η ρουτίνα αυτή καλείται από την CALCU και είναι υπεύθυνη για την εφαρμογή των οριακών συνθηκών της εξίσωσης μεταφοράς της Vz-ορμής. Οι οριακές συνθήκες επιβάλλονται με τη μορφή κατάλληλων πηγών μέσω των συντελεστών των γραμμικών αλγεβρικών εξισώσεων SU και SP. Οι συντελεστές της εξίσωσης πεπερασμένων διαφορών της ταχύτητας u, τροποποιούνται ανάλογα με τις πληροφορίες από τα όρια της ροής.

ENTRY MODV

Η ρουτίνα αυτή καλείται από την CALCV και είναι υπεύθυνη για την εφαρμογή των οριακών συνθηκών της εξίσωσης μεταφοράς της v-ορμής. Οι οριακές συνθήκες επιβάλλονται με τη μορφή κατάλληλων πηγών μέσω των συντελεστών των γραμμικών αλγεβρικών εξισώσεων SU και SP.

ENTRY MODP

Η ρουτίνα αυτή καλείται από την CALCP και είναι υπεύθυνη για την εφαρμογή των οριακών συνθηκών της εξίσωσης διόρθωσης της πίεσης. Οι οριακές συνθήκες επιβάλλονται με τη μορφή κατάλληλων πηγών μέσω των συντελεστών των γραμμικών αλγεβρικών εξισώσεων SU και SP.

ENTRY MODT

Η ρουτίνα αυτή καλείται από την CALCT και είναι υπεύθυνη για την εφαρμογή των οριακών συνθηκών της εξίσωσης μεταφοράς της θερμότητας. Οι οριακές συνθήκες επιβάλλονται με τη μορφή κατάλληλων πηγών μέσω των συντελεστών των γραμμικών αλγεβρικών εξισώσεων SU και SP.

SUBROUTINE BLOCK DATA

Η υπορουτίνα αυτή χρησιμοποιείται για τον εφοδιασμό των παρακάτω πληροφοριών:

1. Λογικές μεταβλητές των χαρακτηριστικών της ροής προς υπολογισμό.
2. Λογικές μεταβλητές παρακολούθησης.
3. Επικεφαλίδες εκτύπωσης των πεδίων των μεταβλητών της ροής.
4. Σταθερές του προγράμματος.
5. Συντελεστές υποχαλάρωσης, και
6. Αρχικές τιμές των πεδίων των μεταβλητών της ροής.

SUBROUTINE NUSSELT

Η υπορουτίνα αυτή υπολογίζει τον αριθμό Nusselt σε κάθε σημείο του πλέγματος. Για το υπολογισμό του αριθμού Nusselt έχουμε προσθέσει ένα συντελεστή α με τον οποίο μειώνουμε το πάχος του γειτονικού προς το στερεό όριο κελιού προκειμένου να υπολογιστεί η κλίση της θερμοκρασίας στο στερεό όριο και να έχουμε σωστό υπολογισμό του αριθμού Nu στην συμπίεστη τυρβώδη ροή.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5: ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΣΥΖΗΤΗΣΗ

5.1 Αρχικές και συνοριακές συνθήκες

Με βάση όσα αναφέρθηκαν στα προηγούμενα κεφάλαια και με την βοήθεια του κώδικα υπολογιστικής Ρευστοδυναμικής *AERO97* πραγματοποιήθηκε η προσομοίωση της ροής και της μεταφοράς θερμότητας στον κυλινδρικό αγωγό και κατ' επέκταση στα δίκτυα διανομής του φυσικού αερίου.

Στην συγκεκριμένη περίπτωση που εξετάζουμε, η ροή ως γνωστό θεωρείται μόνιμη, αξονοσυμμετρική και συμπιεστή. Η ταχύτητα εισόδου του φυσικού αερίου, κατά την χρονική στιγμή $t=0$, είναι ίση με 5 m/sec στην αρχή του αγωγού που έχει σταθερή διάμετρο ίση με 160 mm. Επίσης εξετάζονται και οι περιπτώσεις όπου το αέριο εισέρχεται στον αγωγό με ταχύτητες εισόδου ίσες με 10 m/sec, 25 m/sec και 30 m/sec. Ο αγωγός είναι κατασκευασμένος από πολυαιθυλένιο και θεωρείται λείος. Η θερμοκρασία του ρέοντος φυσικού αερίου, κατά την είσοδό του, στον αγωγό είναι 12 °C ενώ τα τοιχώματα του αγωγού βρίσκονται κάτω από σταθερή θερμοκρασία 15 °C, όση και η μέση θερμοκρασία του εδάφους. Η πίεση εισόδου του αερίου είναι 1.013 bar σαν αποτέλεσμα της μηδενικής υπερπίεσης στην αρχή του αγωγού κατά την χρονική στιγμή $t=0$.

Η μελέτη της εξεταζόμενης ροής γίνεται για μήκος αγωγού ίσο με 16 m ($L/D=100$), ενώ ο αριθμός Prandtl και η ειδική θερμότητα θεωρούνται σταθερά ίσα με 0.503 και 1.589 KJ/m³K, αντίστοιχα. Αυτό συμβαίνει διότι η μεταβολή της θερμοκρασίας δεν παίρνει υπερβολικές τιμές. Παράλληλα, ο αριθμός Reynolds στην είσοδο του αγωγού, κατά την χρονική στιγμή $t=0$ ισούται με $5.05 \cdot 10^4$ για την περίπτωση της ταχύτητας εισόδου ίσης με 5 m/sec. Τέλος, η πυκνότητα, το ιξώδες και η ειδική θερμοχωρητικότητα του αερίου στην είσοδο της εξεταζόμενης ροής είναι ίση με 0.683 kg/m³, $10.8 \cdot 10^{-6}$ kg/ms και $34.1 \cdot 10^{-6}$ KJ/ms, αντίστοιχα. Οι ιδιότητες αυτές είναι όμοιες με εκείνες του μεθανίου στους 12 °C.

Για να εξετάσουμε την επίδραση της συμπιεστότητας του ρευστού μέσα στον αγωγό γίνεται μελέτη της ροής για μεγάλη ταχύτητα εισόδου. Έτσι μελετάμε την περίπτωση όπου το φυσικό αέριο εισέρχεται με ταχύτητα ίση με 227.3 m/sec ($Mach=0.5$). Ο αριθμός Reynolds είναι ίσος με $2.3 \cdot 10^6$, ο αριθμός Prandtl ίσος με 0.503 ενώ το μήκος του αγωγού είναι κατά πολύ μεγαλύτερο και ίσο με 320 m ($L/D=2000$). Η θερμοκρασία του αερίου

είσοδο και των τοιχωμάτων παραμένουν ίδιες και ίσες με 12 °C και 15 °C, αντίστοιχα. Η πυκνότητα, το ιξώδες και η ειδική θερμοχωρητικότητα του αερίου, στην αρχή της εξεταζόμενης ροής για αριθμό Mach ίσο με 0.5, είναι ίση με 0.683 kg/m³, 10.8·10⁻⁶ kg/ms και 34.1·10⁻⁶ KJ/ms αντίστοιχα.

Όπως είναι γνωστό, για κάθε μία από τις συνιστώσες της ταχύτητας V_z και V_r και για τη θερμοκρασία T , απαιτούνται δύο συνοριακές συνθήκες. Αυτές οι οριακές συνθήκες είναι:

1. Στο τοίχωμα η συνθήκη μη ολίσθησης μας δίνει $V_z=0$.
2. Στο τοίχωμα η συνθήκη μη εισχώρησης μας δίνει $V_r=0$.
3. Στον άξονα συμμετρίας, η συμμετρία της ροής μας δίνει $\frac{\partial V_z}{\partial r} = 0$
4. Στον άξονα συμμετρίας, η συμμετρία της ροής μας δίνει $V_r = 0$
5. Στον άξονα συμμετρίας, η συμμετρία της ροής μας δίνει $\frac{\partial T}{\partial r} = 0$
6. Στο τοίχωμα για την θερμοκρασία έχουμε $T=T_{wall}$

5.2 Περιγραφή της παραμετρικής μελέτης

Οι συνθήκες της παραμετρικής μελέτης που πραγματοποιήθηκε δίνονται στον Πίνακα 5.1. Οι αριθμοί Reynolds που χρησιμοποιήθηκαν ήταν 5.05·10⁴, 10⁵, 2.52·10⁵ και 3·10⁵ ενώ ο αριθμός Prandtl θεωρήθηκε σταθερός και ίσος με 0.503.

Πίνακας 5.1: Πίνακας τιμών παραμετρικής μελέτης ροής με χαμηλές ταχύτητες

	Ταχύτητα Εισόδου V_{in}	Αριθμός Reynolds Re	Αριθμός Prandtl Pr
Περίπτωση 1:	5 m/sec	5.05·10 ⁴	0.503
Περίπτωση 2:	10 m/sec	1.00·10 ⁵	0.503
Περίπτωση 3:	25 m/sec	2.52·10 ⁵	0.503
Περίπτωση 4:	30 m/sec	3.00·10 ⁵	0.503

Ακόμη εξετάστηκε η περίπτωση της εισόδου του αερίου μέσα στον αγωγό με πολύ μεγάλη ταχύτητα και ίση με 227.3 m/sec που αντιστοιχεί σε αριθμό Mach=0.5. Αυτό μας βοήθησε να καταλήξουμε σε χρήσιμα συμπεράσματα για την επίδραση της συμπίεστικότητας

του ρευστού μέσα στο αγωγό και να εντοπίσουμε πιθανά προβλήματα που προκύπτουν από τη ροή του αερίου με υψηλή ταχύτητα μέσα σε αυτόν. Τα προβλήματα αυτά, είναι εκείνα που καθιστούν την ροή του φυσικού αερίου με ταχύτητες μικρότερες από 30 m/sec μέσα στους αγωγούς μεταφοράς.

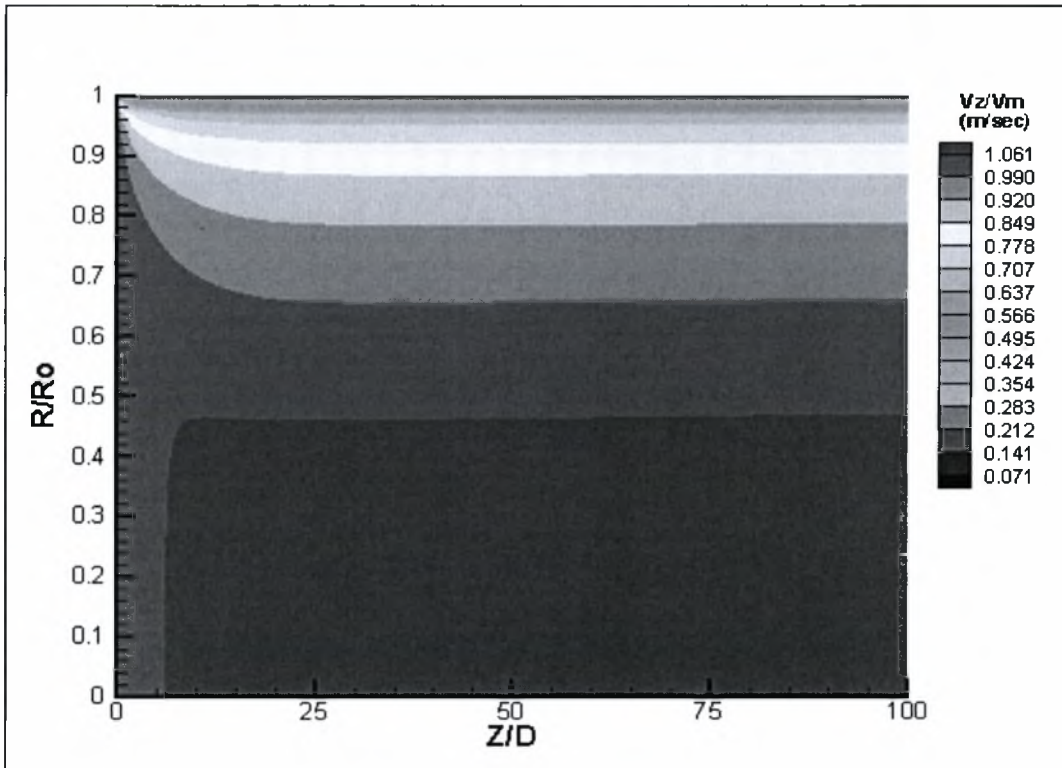
Με βάση τα παραπάνω δεδομένα, είναι δυνατό να υπολογίσουμε με την βοήθεια του κώδικα υπολογιστικής ρευστοδυναμικής *AERO97* τα χαρακτηριστικά μεγέθη που διέπουν το ροϊκό πεδίο που δημιουργείται από την ροή του φυσικού αερίου μέσα στον αγωγό. Αναλυτικά αποτελέσματα καθώς επίσης και συμπεράσματα για τη ροή και την μεταφορά θερμότητας μέσα στον αγωγό δίνονται στην επόμενη παράγραφο.

5.3 Παρουσίαση και συζήτηση αποτελεσμάτων

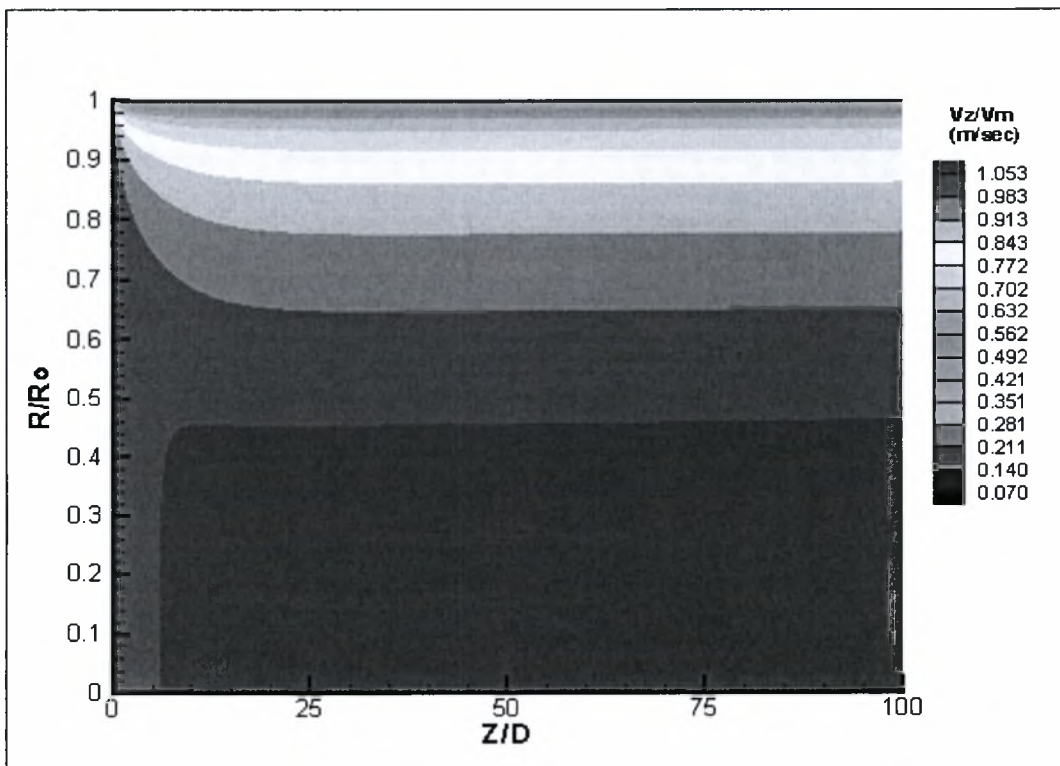
5.3.1 Ροή του φυσικού αερίου με χαμηλές ταχύτητες (από 5 έως 30 m/sec)

Με βάση όσα αναφέρθηκαν στις προηγούμενες παραγράφους, εξετάσαμε τις περιπτώσεις όπου το φυσικό αέριο εισέρχεται μέσα στον αγωγό με τέσσερις διαφορετικές χαμηλές ταχύτητες που αναφέρονται στον Πίνακα 5,1. Ο αριθμός Prandtl θεωρήθηκε σταθερός, η πίεση στην είσοδο του αγωγού ίση με 1.013 bar και η θερμοκρασία των τοιχωμάτων σταθερή και ίση με 288.15 K. Επίσης, οι ιδιότητες του ρευστού αναφέρονται στην θερμοκρασία εισόδου του στον αγωγό (285.15 K) με την πυκνότητα και το ιξώδες του αερίου να μεταβάλλονται, όπως αναφέραμε στις προηγούμενες ενότητες.

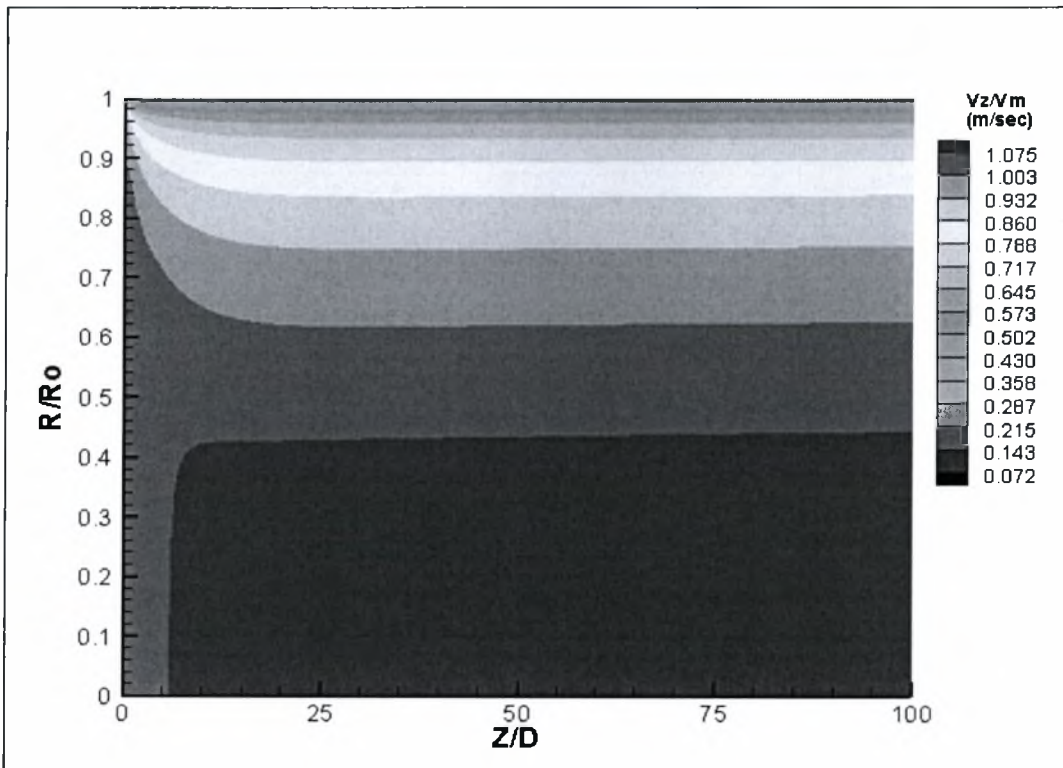
Στα Σχήματα 5.1 έως 5.4 παριστάνονται οι ισοϋψείς της αδιάστατης ποσότητας V_z/V_m , όπου V_z η αξονική ταχύτητα, η οποία εξαρτάται από τις συντεταγμένες Z , R και V_m η μέση ταχύτητα του φυσικού αερίου, η οποία στην παρούσα προσομοίωση παραμένει σταθερή και ίση με την ταχύτητα εισόδου του αερίου στον αγωγό. Οι ισοϋψείς καμπύλες έχουν παρασταθεί συναρτήσει των αδιάστατων αποστάσεων από τον άξονα συμμετρίας (R/R_o) και από την αρχή του κυλινδρικού αγωγού (Z/D).



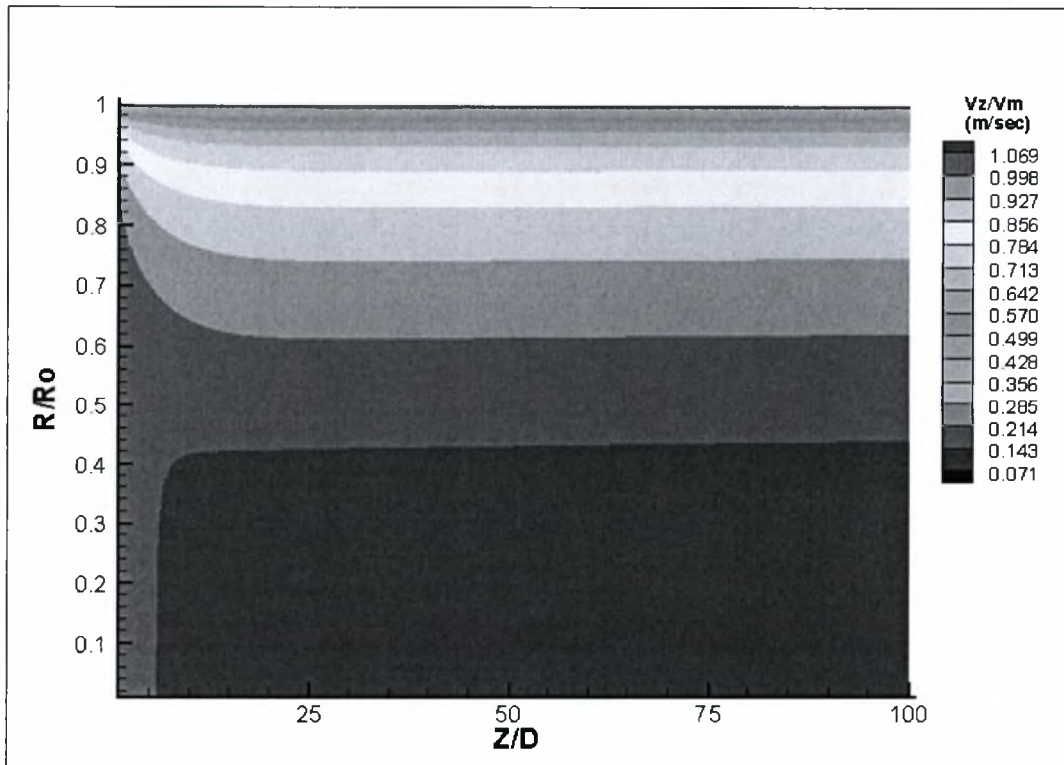
Σχήμα 5.1: Κατανομή της ταχύτητας V_z/V_m για $Re=5.05 \cdot 10^4$



Σχήμα 5.2: Κατανομή της ταχύτητας V_z/V_m για $Re=10^5$



Σχήμα 5.3: Κατανομή της ταχύτητας V_z/V_m για $Re=2.52 \cdot 10^5$



Σχήμα 5.4: Κατανομή της ταχύτητας V_z/V_m για $Re=3 \cdot 10^5$

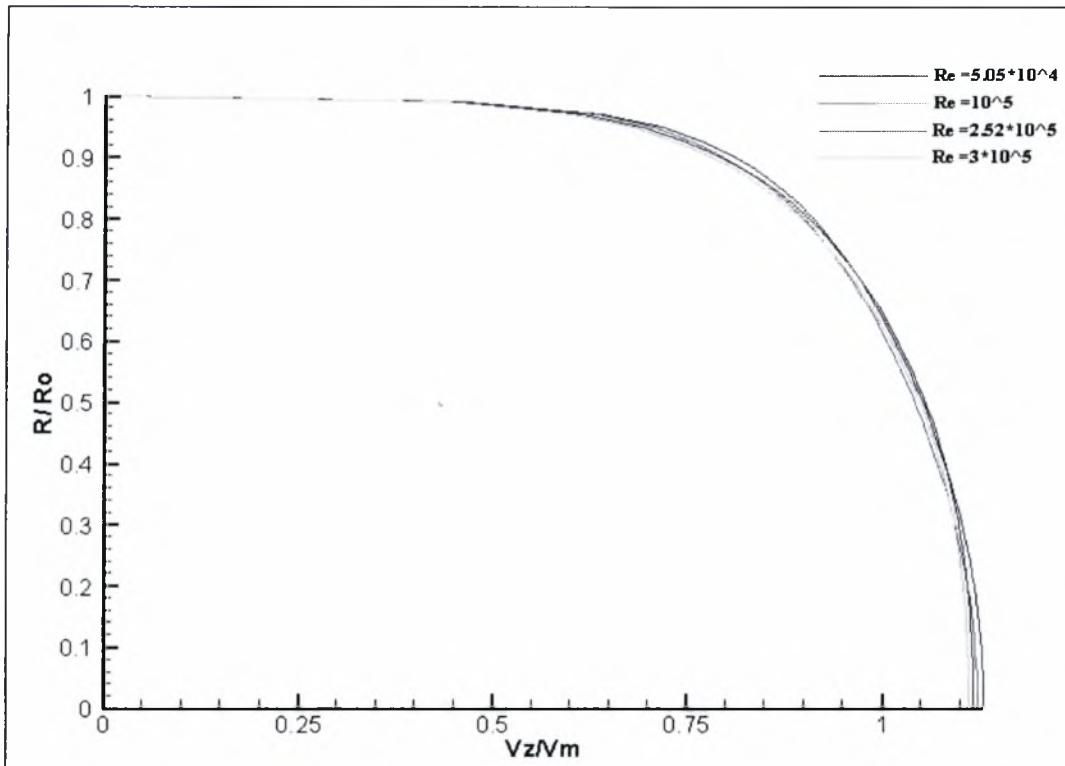
Σύμφωνα με την σχέση 2.5.12 του Κεφαλαίου 2, το μήκος εισόδου (συναρτήσει της διαμέτρου) της ροής του φυσικού αερίου μέσα στον αγωγό και για τις τέσσερις περιπτώσεις φαίνεται στον Πίνακα 5.2.

Πίνακας 5.2: Μήκος εισόδου για διάφορους αριθμούς Reynolds

Περίπτωση	Αριθμός Reynolds Re	Μήκος εισόδου l_e / D
1	$5.05 \cdot 10^4$	27
2	$1.00 \cdot 10^5$	30
3	$2.52 \cdot 10^5$	35
4	$3.00 \cdot 10^5$	36

Διαπιστώνουμε πως οι ισούψείς καμπύλες της αδιαστατοποιημένης αξονικής ταχύτητας V_z , σταθεροποιούνται κάθε φορά πολύ κοντά σε αυτές τις τιμές. Επομένως, τα αποτελέσματα της προσομοίωσης θεωρούνται ικανοποιητικά και σε σημαντικό βαθμό σύμφωνα με τα θεωρητικά αποτελέσματα. Ακόμη, παρατηρούμε ότι καθώς αυξάνεται η ταχύτητα εισόδου του αερίου στον αγωγό, το μήκος εισόδου κατά το οποίο η ροή αναπτύσσεται πλήρως μεγαλώνει.

Στο Σχήμα 5.5 φαίνονται οι κατανομές της αδιαστατοποιημένης αξονικής ταχύτητας V_z σε συνάρτηση της αδιάστατης απόστασης από τον άξονα συμμετρίας (R/R_0) για την πλήρως ανεπτυγμένη τυρβώδης ροή του φυσικού αερίου στον αγωγό. Αξίζει ακόμη να αναφέρουμε, ότι φαίνεται η τυρβώδης μορφή της ροής του φυσικού αερίου στον αγωγό, από το γεγονός ότι οι κατανομές της ταχύτητας της ροής είναι πιο επίπεδες από εκείνες της στρωτής ροής του αερίου μέσα σε κυλινδρικό αγωγό (Σχήμα 2.16).



Σχήμα 5.5: Κατανομή της ταχύτητας V_z/V_m

Από το Σχήμα 5.5 υπολογίσθηκε ο λόγος της μέγιστης αξονικής ταχύτητας στον άξονα συμμετρίας και της μέσης ταχύτητας του αερίου στον αγωγό αντίστοιχα, για κάθε μία από τις τέσσερις περιπτώσεις και δίνονται στον Πίνακα 5.3.

Πίνακας 5.3: Τιμές προσομοίωσης για την V_{max}/V_m

	Αριθμός Reynolds	V_{max}/V_m
Περίπτωση 1:	$5.05 \cdot 10^4$	1.19
Περίπτωση 2:	$1.00 \cdot 10^5$	1.17
Περίπτωση 3:	$2.52 \cdot 10^5$	1.17
Περίπτωση 4:	$3.00 \cdot 10^5$	1.16

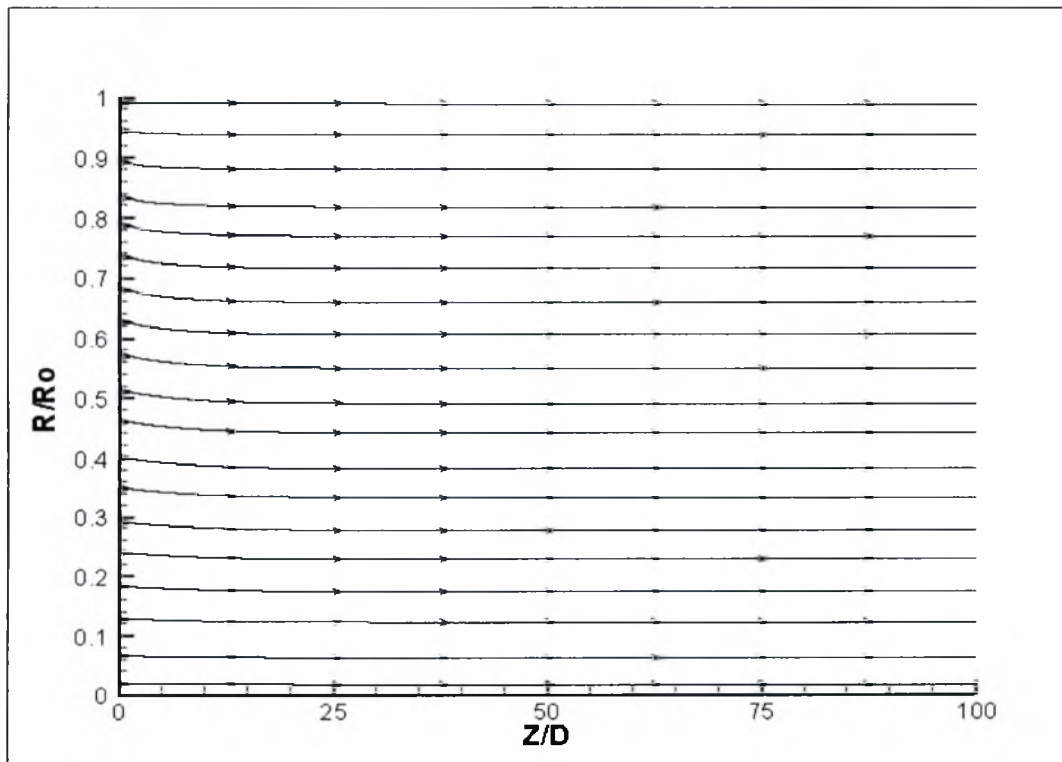
Από το Σχήμα 2.15 και την σχέση 2.5.13 του Κεφαλαίου 2, υπολογίσθηκε ο συντελεστής η καθώς επίσης η σχέση της μέγιστης αξονική ταχύτητας στον άξονα συμμετρίας και της μέσης ταχύτητας του αερίου στον αγωγό για κάθε ένα από τους αριθμούς Reynolds. Οι τιμές τους φαίνονται στον Πίνακα 5.4.

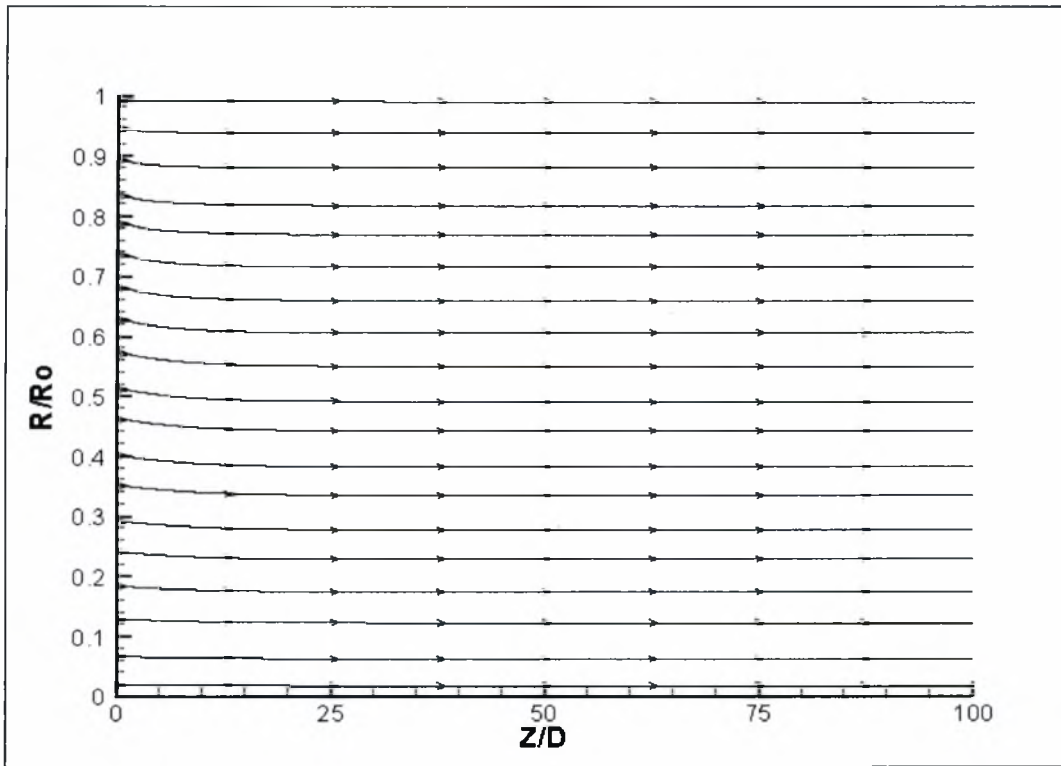
Πίνακας 5.4: Τιμές συντελεστή n και V_{max}/V_m

	Αριθμός Reynolds	Συντελεστής n	V_{max}/V_m
Περίπτωση 1:	$5.05 \cdot 10^4$	6.5	1.24
Περίπτωση 2:	$1.00 \cdot 10^5$	7.3	1.21
Περίπτωση 3:	$2.52 \cdot 10^5$	7.8	1.20
Περίπτωση 4:	$3.00 \cdot 10^5$	8.2	1.19

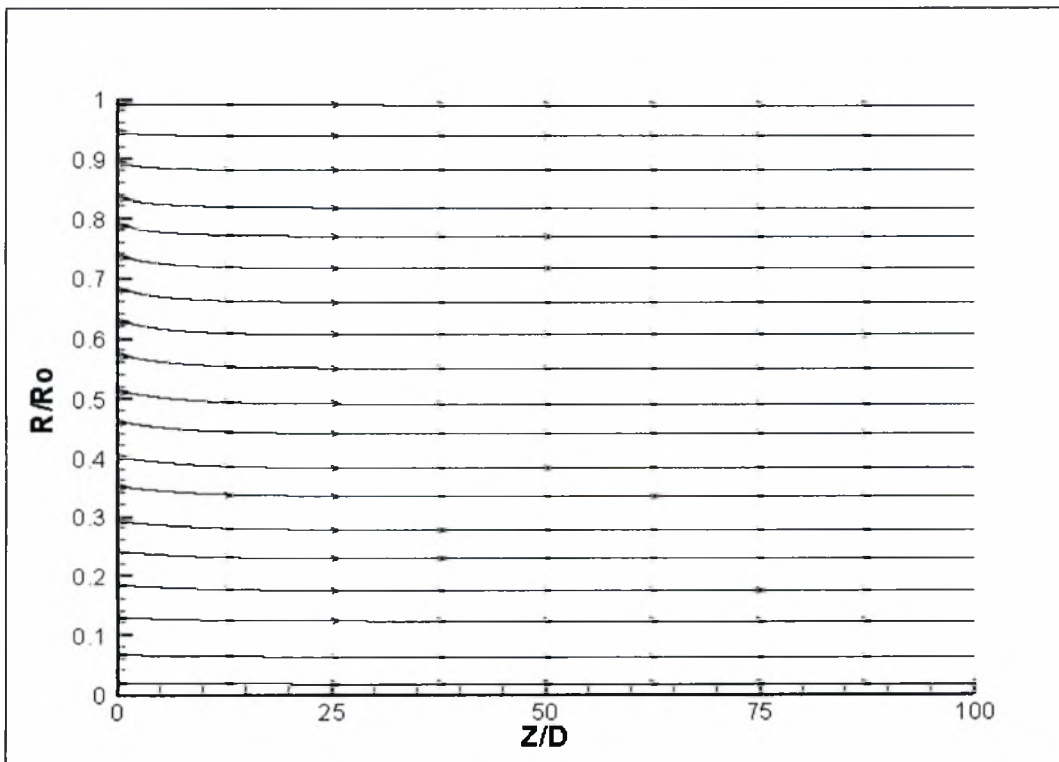
Η ασυμφωνία μεταξύ της προσομοίωσης και της θεωρητικής μεθόδου ανάλυσης, οφείλεται είτε στο πρόγραμμα προσομοίωσης είτε στην ανάγνωση του νομογραφήματος του Σχήματος 2.15. Είναι πάντως μικρή, ενώ για μεγάλους αριθμούς Reynolds έχουμε καλύτερη σύγκλιση.

Στις παρακάτω γραφικές απεικονίσεις παριστάνονται οι γραμμές του πεδίου ροής για την τυρβώδη ροή του φυσικού αερίου στον αγωγό για κάθε μία από τις τέσσερις περιπτώσεις.

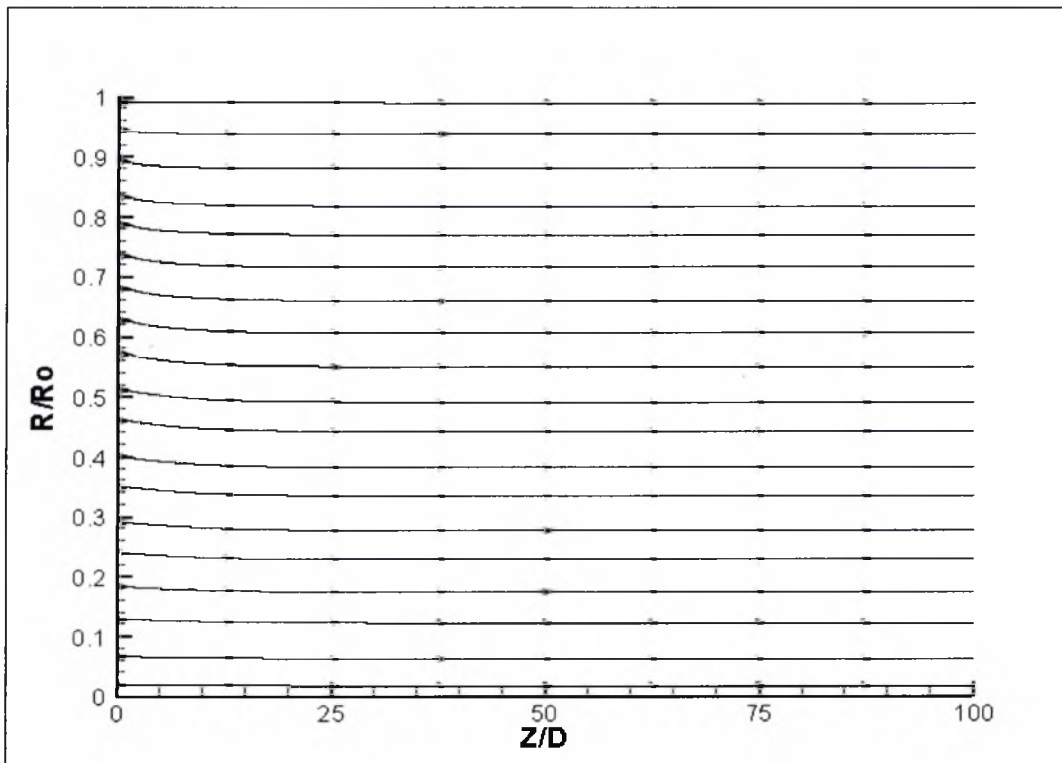
Σχήμα 5.6: Ροϊκές γραμμές για $Re=5.05 \cdot 10^4$



Σχήμα 5.7: Ροϊκές γραμμές για $Re=10^5$

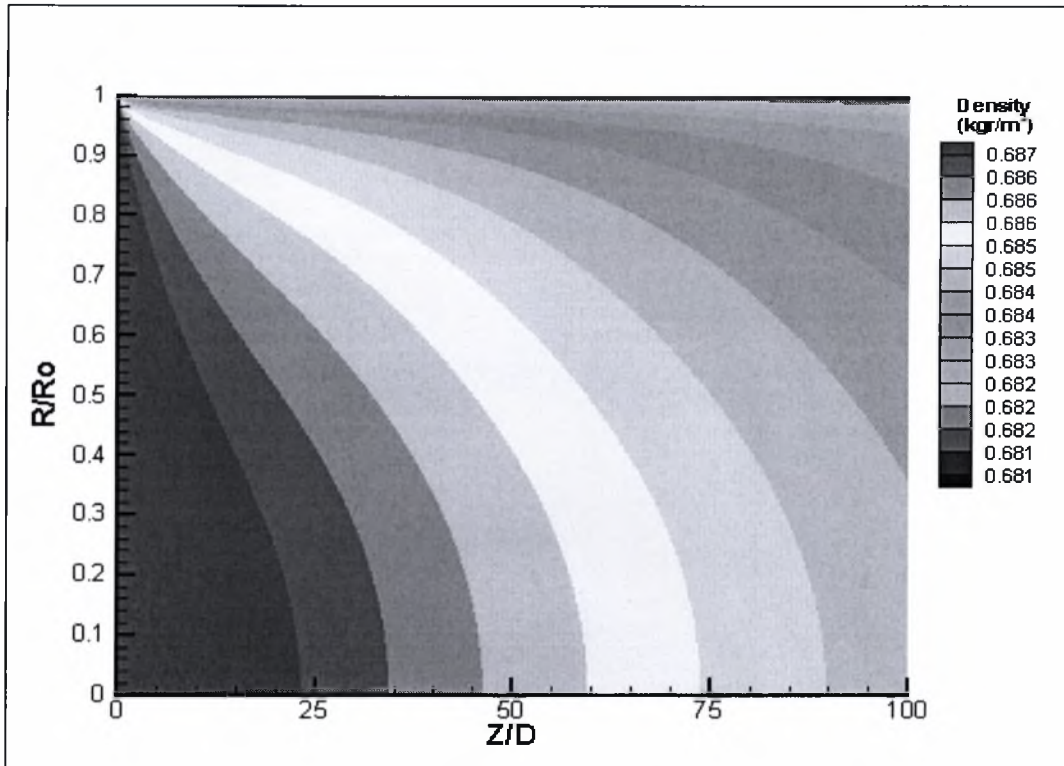


Σχήμα 5.8: Ροϊκές γραμμές για $Re=2.52 \cdot 10^5$

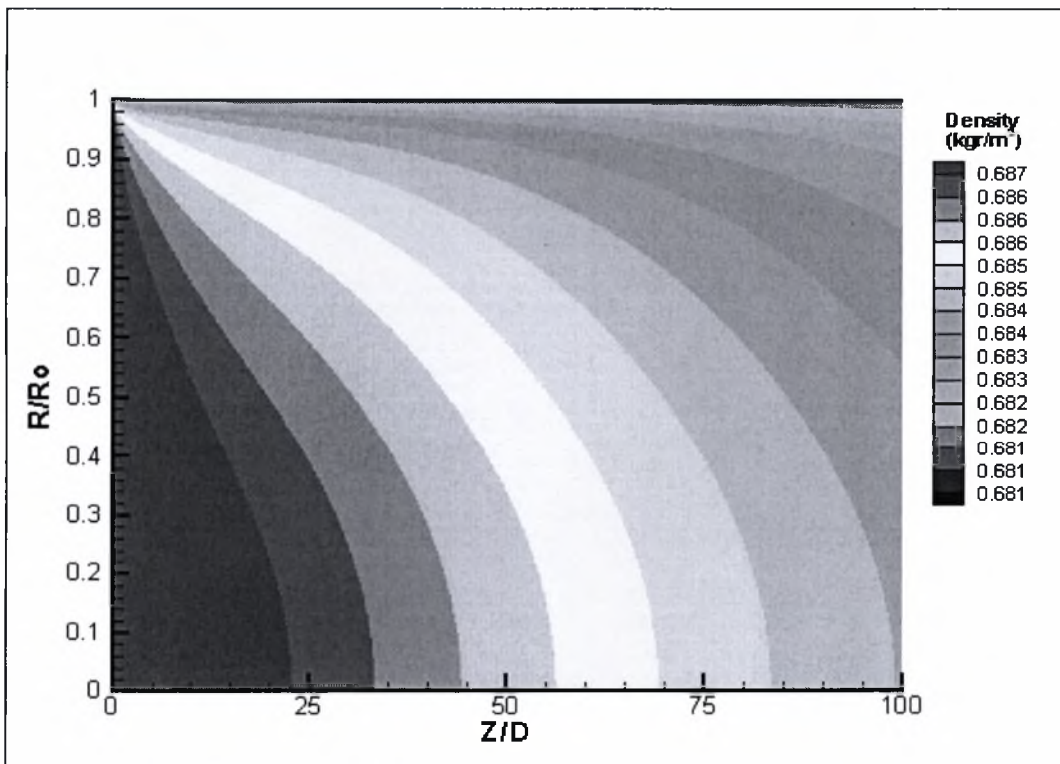


Σχήμα 5.9: Ροϊκές γραμμές για $Re=3 \cdot 10^5$

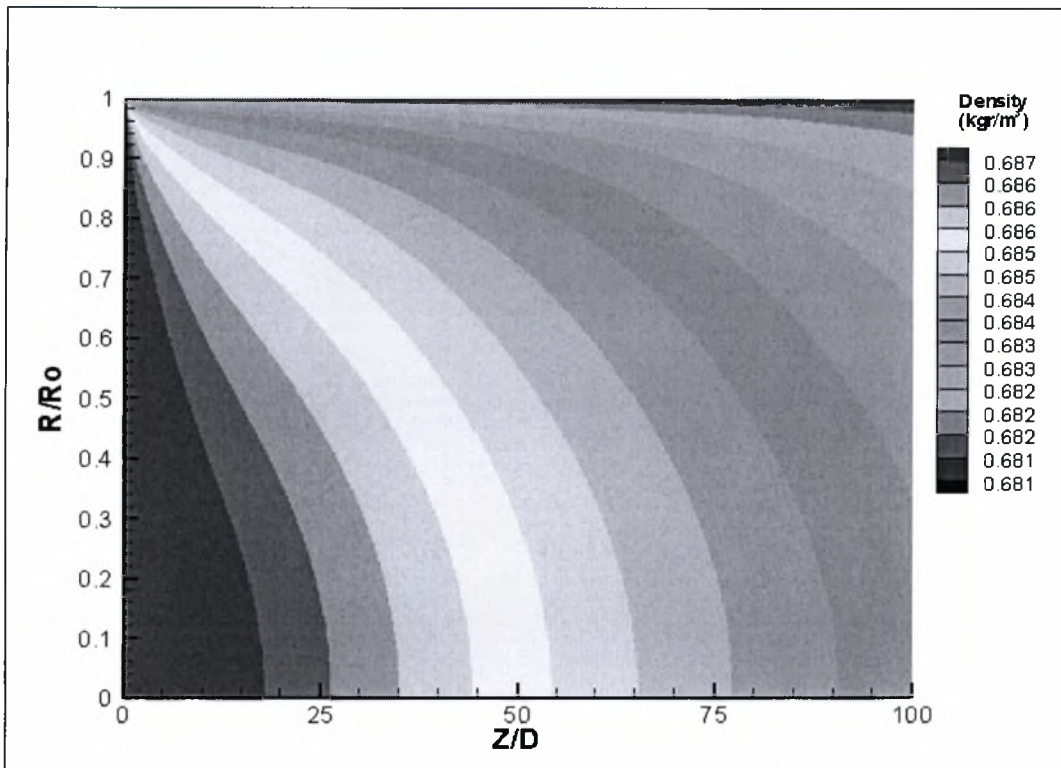
Η μεταβολή της πυκνότητας και του ιξώδους του φυσικού αερίου μέσα στον αγωγό, δίνονται με τις κατανομές στα Σχήματα 5.10 έως 5.17. όπου τα μεγέθη αυτά μεταβάλλονται συναρτήσει των αδιάστατων αποστάσεων από τον άξονα συμμετρίας (R/R_o) και από την αρχή του κυλινδρικού αγωγού (Z/D).



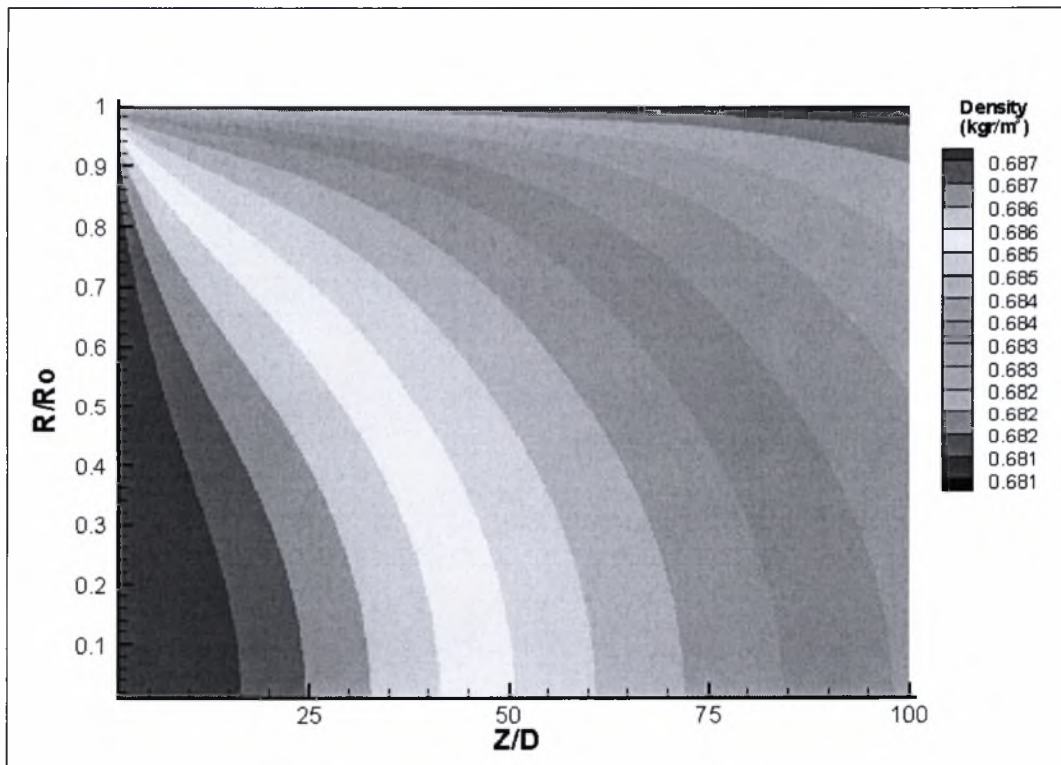
Σχήμα 5.10: Κατανομή της πυκνότητας για $Re=5.05 \cdot 10^4$



Σχήμα 5.11: Κατανομή της πυκνότητας για $Re=10^5$

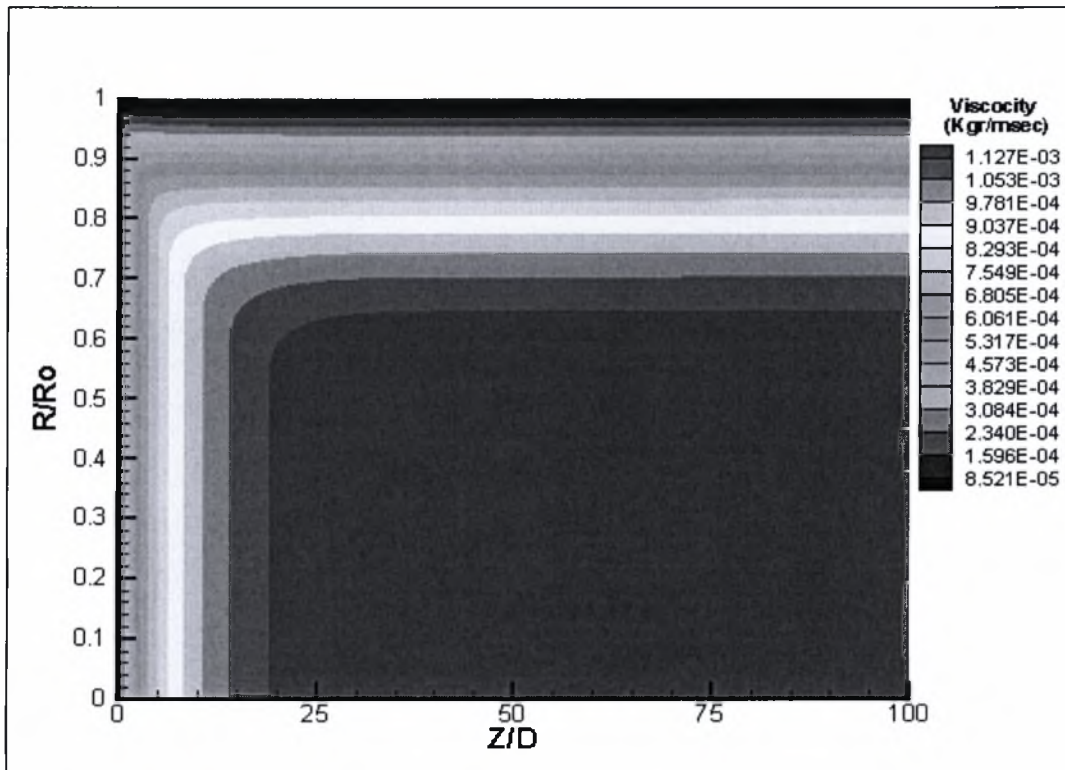


Σχήμα 5.12: Κατανομή της πυκνότητας για $Re=2.52 \cdot 10^5$

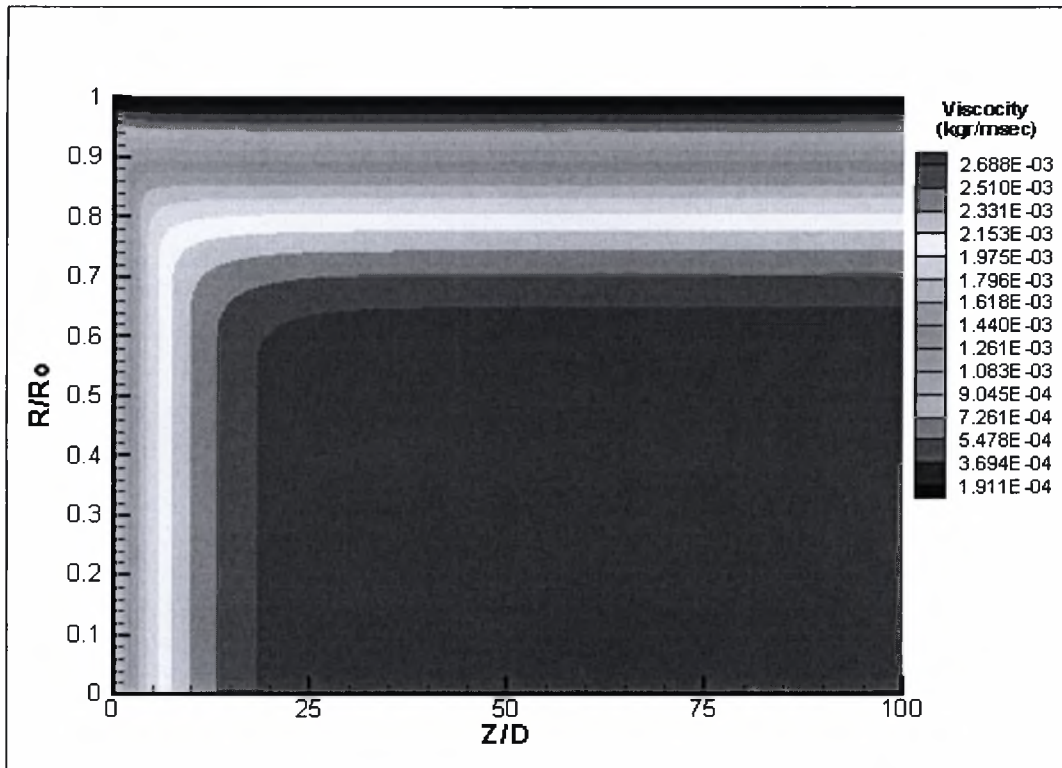


Σχήμα 5.13: Κατανομή της πυκνότητας για $Re=3 \cdot 10^4$

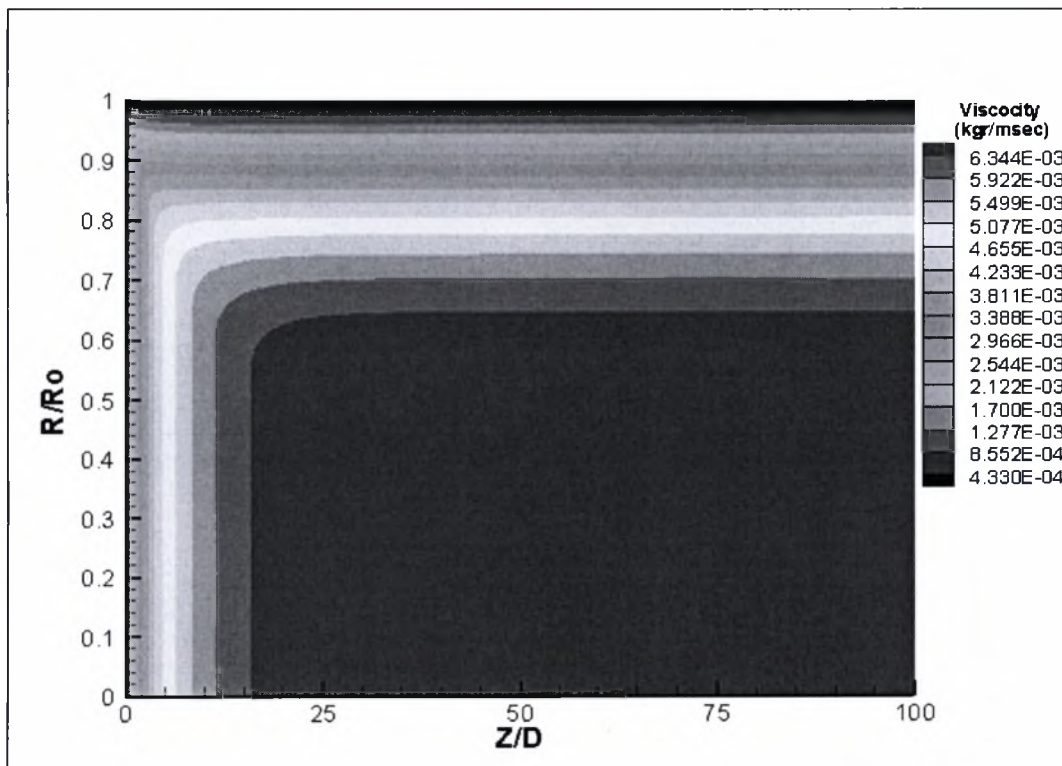
Παρατηρείται μια βαθμιαία μείωση της αρχικής τιμής της πυκνότητας στην είσοδο του αγωγού καθώς πλησιάζουμε ολοένα προς τις περιοχές κοντά στα τοιχώματα του αγωγού. Σημαντικό είναι το γεγονός, ότι με την αύξηση του αριθμού Reynolds, η πυκνότητα του αερίου διατηρεί υψηλότερες τιμές σε περιοχές πλησιέστερες στην είσοδο του αγωγού.



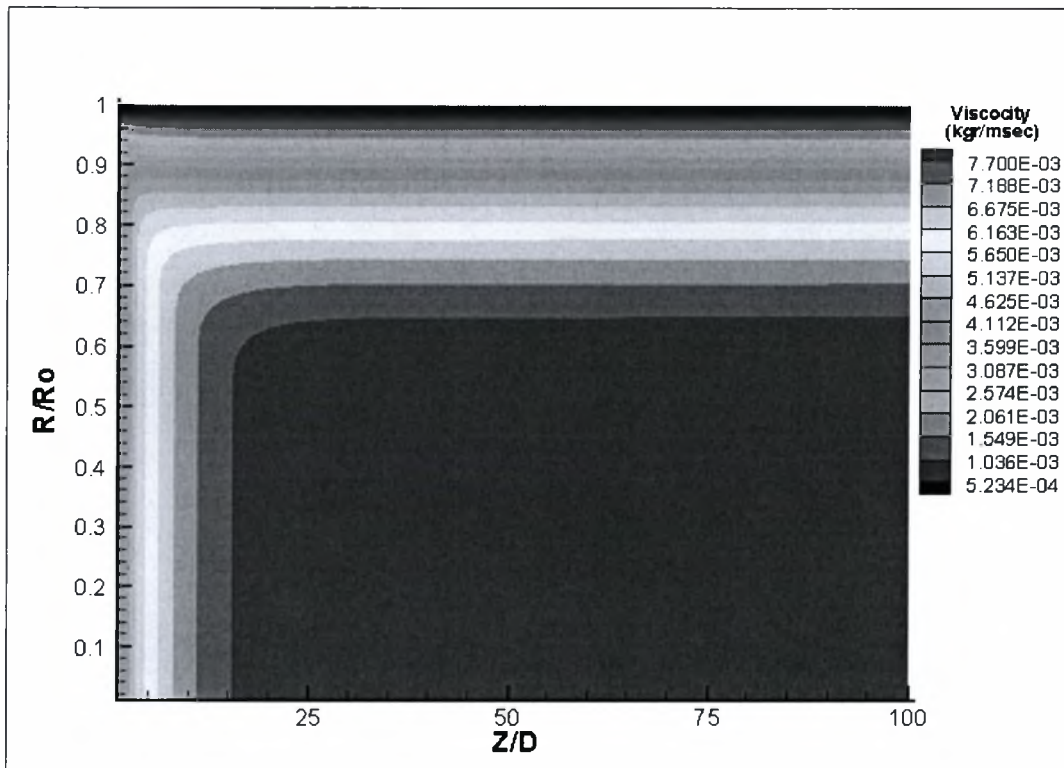
Σχήμα 5.14: Κατανομή του ιξώδους για $Re=5.05 \cdot 10^4$



Σχήμα 5.15: Κατανομή του ιξώδους για $Re=10^5$



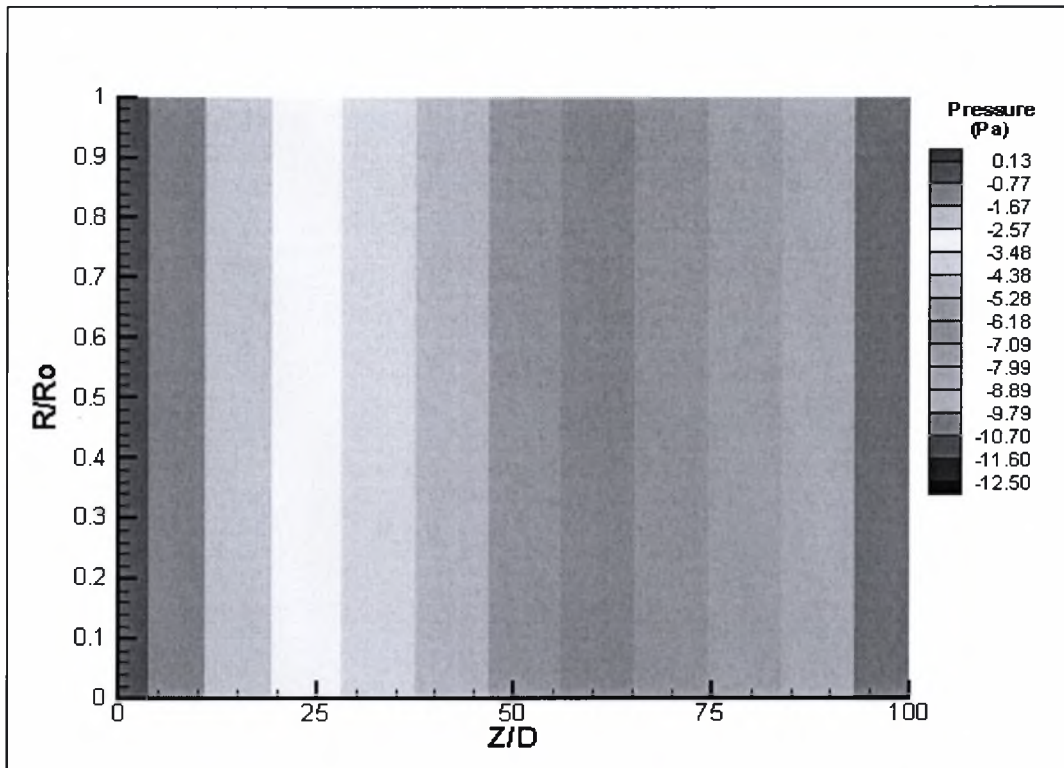
Σχήμα 5.16: Κατανομή του ιξώδους για $Re=2.52 \cdot 10^5$



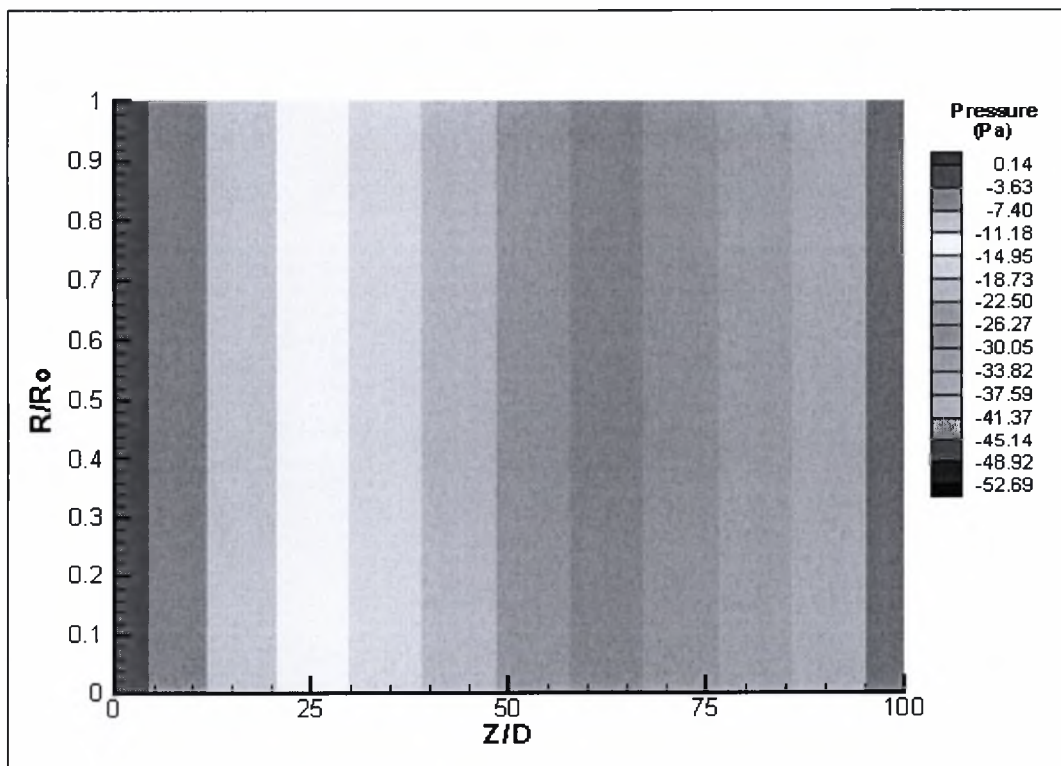
Σχήμα 5.17: Κατανομή του ιξώδους για $Re=3 \cdot 10^5$

Στις κατανομές του συντελεστή ιξώδους στα Σχήματα 5.14 έως 5.17, δείχνεται η μείωση της αρχικής τιμής του, προς τις περιοχές του πάνω τοιχώματος του αγωγού ενώ είναι δυνατόν να διακριθούν οι τρεις περιοχές του τυρβώδους οριακού στρώματος, το οποίο και αναφέρεται αναλυτικά στην παράγραφο 2.5.1.

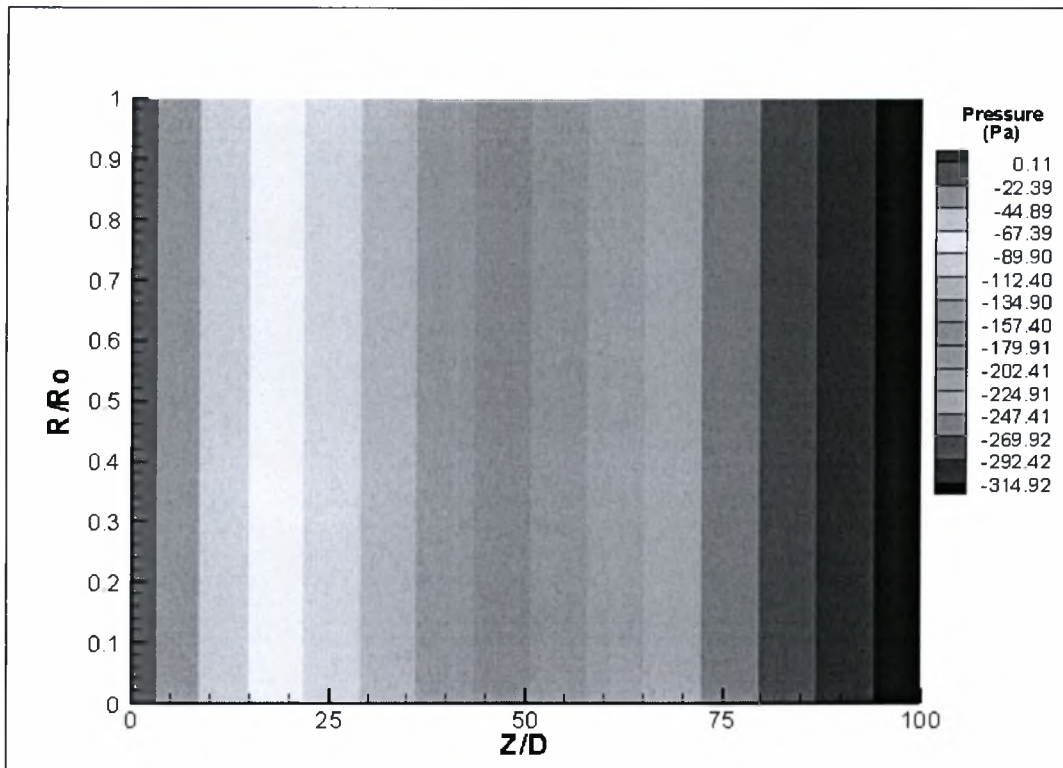
Ένα από τα μεγέθη που έχει ιδιαίτερη πρακτική σημασία στην τεχνολογία του φυσικού αερίου και αποτελεί αντικείμενο μελέτης για τους μηχανικούς που ασχολούνται με την μελέτη και εγκατάσταση αγωγών μεταφοράς φυσικού αερίου, είναι η πτώση πίεσης κατά μήκος του αγωγού. Έτσι στα Σχήματα 5.18 έως 5.21 δίνεται η πτώση της πίεσης κατά μήκος του υπό μελέτη αγωγού, για κάθε μία από τις προαναφερθείσες περιπτώσεις ροής του αερίου σε αυτόν.



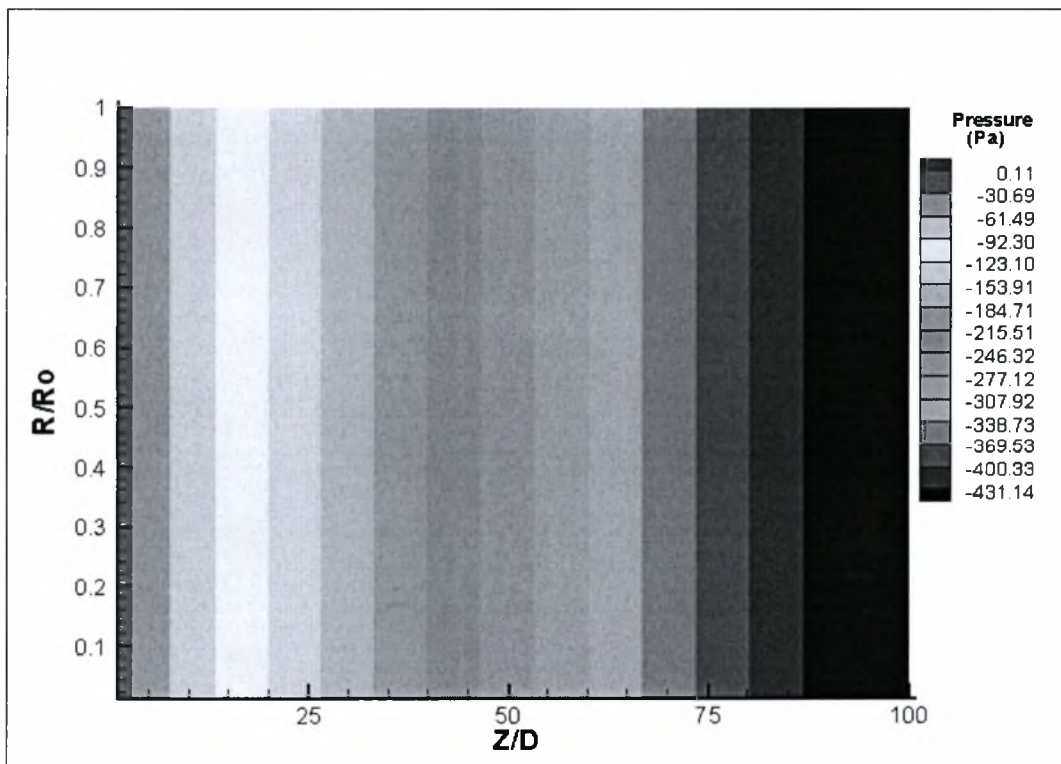
Σχήμα 5.18: Κατανομή της πίεσης για $Re=5.05 \cdot 10^4$



Σχήμα 5.19: Κατανομή της πίεσης για $Re=10^5$



Σχήμα 5.20: Κατανομή της πίεσης για $Re=2.52 \cdot 10^5$



Σχήμα 5.21: Κατανομή της πίεσης για $Re=3 \cdot 10^5$

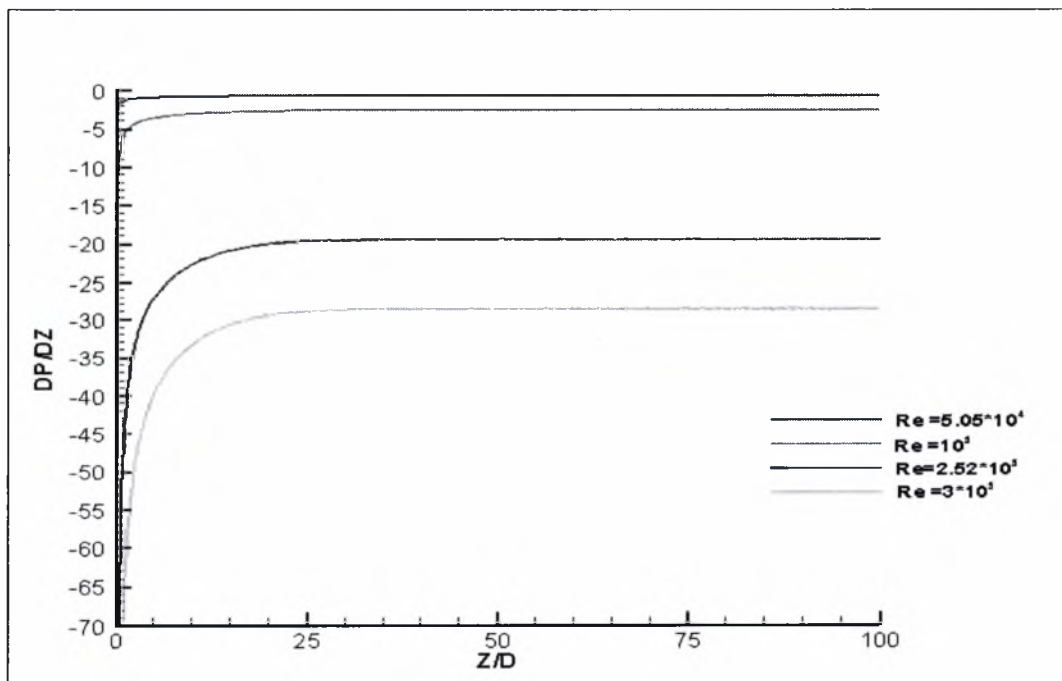
Τα αποτελέσματα της προσομοίωσης και της θεωρητικής ανάλυσης (Σχέση 2.5.42 Κεφαλαίου 2) φαίνονται στον παρακάτω πίνακα, όπου υπολογίζεται η πτώση πίεσης στην έξοδο του αγωγού με αρχική πίεση εισόδου ίση με 1.013 bar.

Πίνακας 5.6: Σύγκριση θεωρητικής και αριθμητικής πτώσης πίεσης στον αγωγό

Περίπτωση	Αριθμός Reynolds	Πτώση Πίεσης (Pa) (Προσομοίωση)	Πτώση Πίεσης (Pa) (Θεωρητική Ανάλυση)
1	$5.05 \cdot 10^4$	-12.50	-14.50
2	$1.00 \cdot 10^5$	-52.69	-56.80
3	$2.52 \cdot 10^5$	-310.92	-315.09
4	$3.00 \cdot 10^5$	-431.13	-431.20

Διακρίνεται μία σχετικά μικρή απόκλιση μεταξύ των δύο μεθόδων, η οποία ίσως να οφείλεται σε αδυναμία του υπολογιστικού προγράμματος ή ακόμη στην ακρίβεια της εμπειρικής σχέσης 2.5.42.

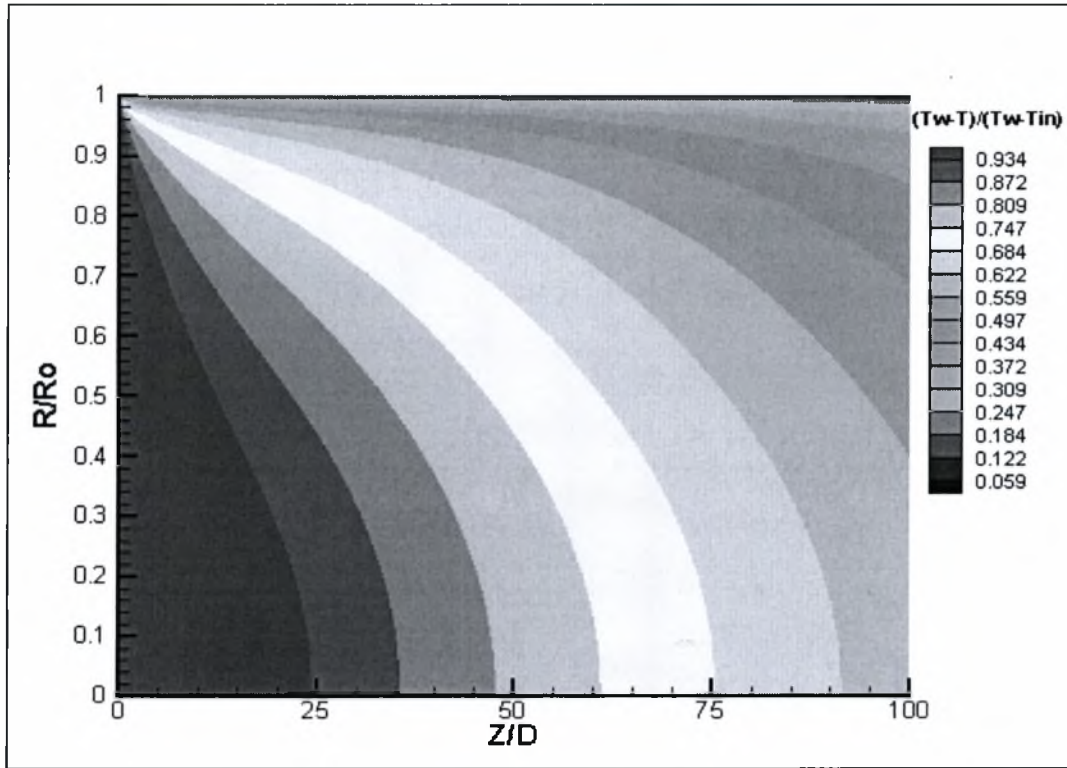
Στο Σχήμα 5.22 δίνονται μεταβολές της πτώσης πίεσης DP/DZ , κατά τον άξονα του αγωγού, συναρτήσει της αδιαστατοποιημένης απόστασης Z/D από την αρχή του αγωγού μεταφοράς φυσικού αερίου για τις τέσσερις περιπτώσεις.



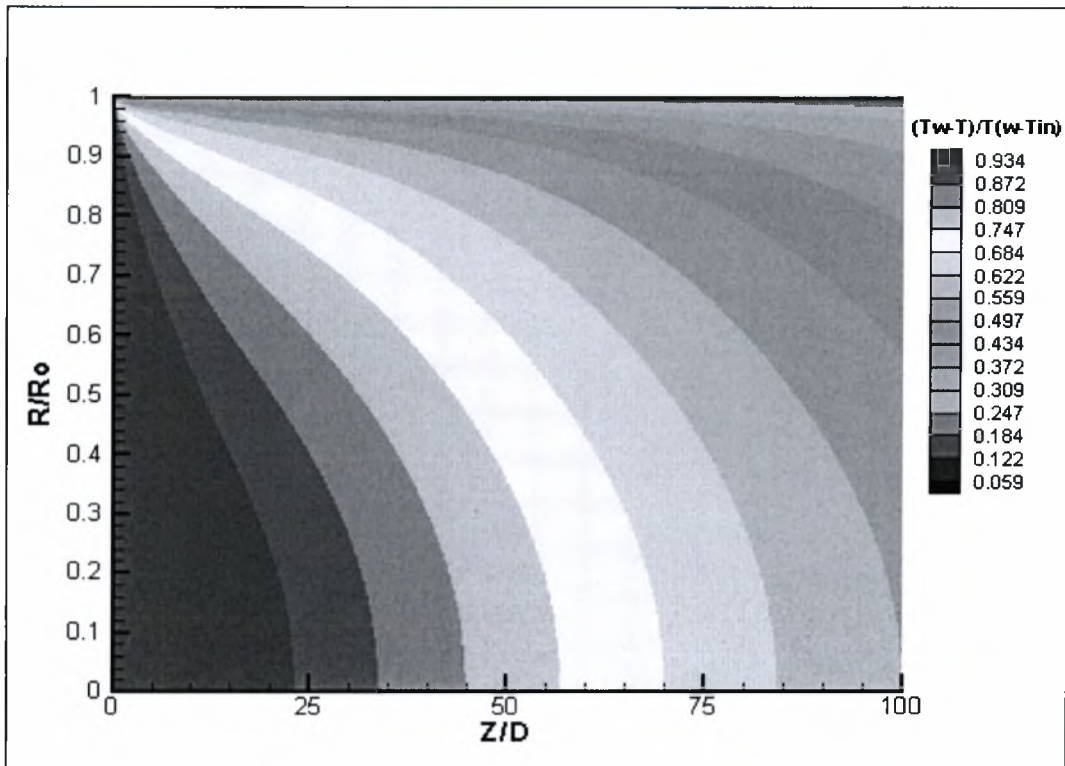
Σχήμα 5.22: Μεταβολή της πτώσης πίεσης για διάφορους αριθμούς Reynolds

Έτσι, με την βαθμιαία αύξηση του αριθμού Reynolds αυξάνεται, όπως είναι λογικό, η κλίση της πτώσης της πίεσης κατά την αξονική διεύθυνση κατά μήκος του αγωγού.

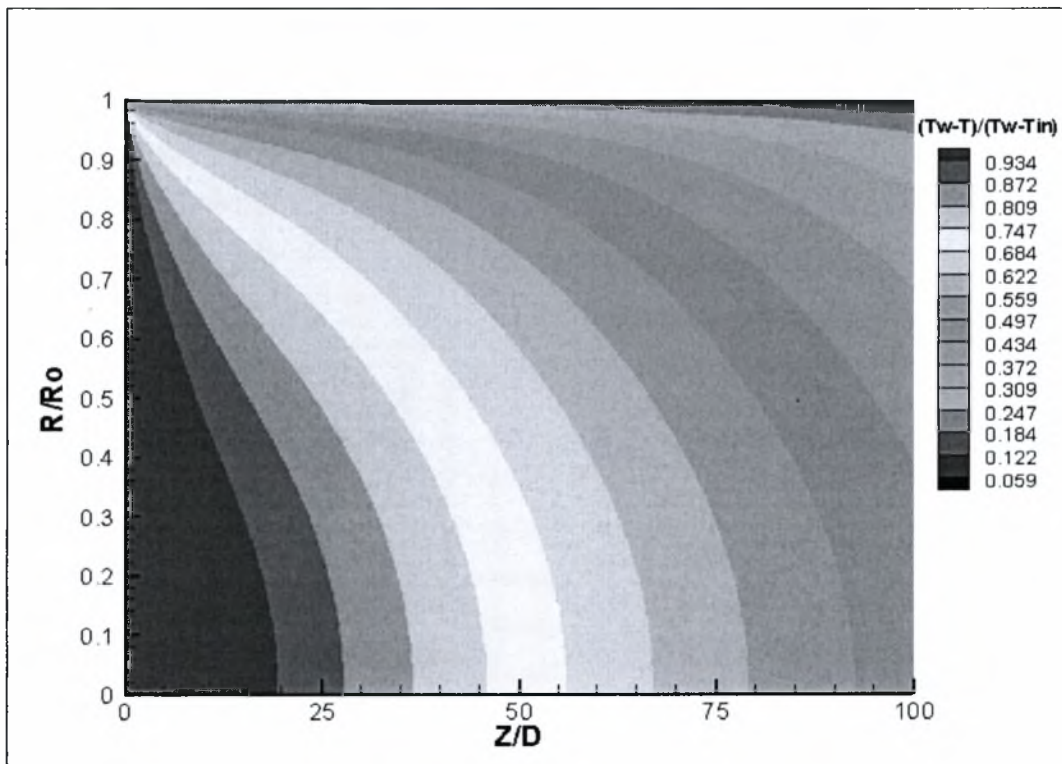
Στα Σχήματα 5.23 έως και 5.26 δίνονται οι κατανομές της αδιάστατης θερμοκρασίας μέσα στον αγωγό.



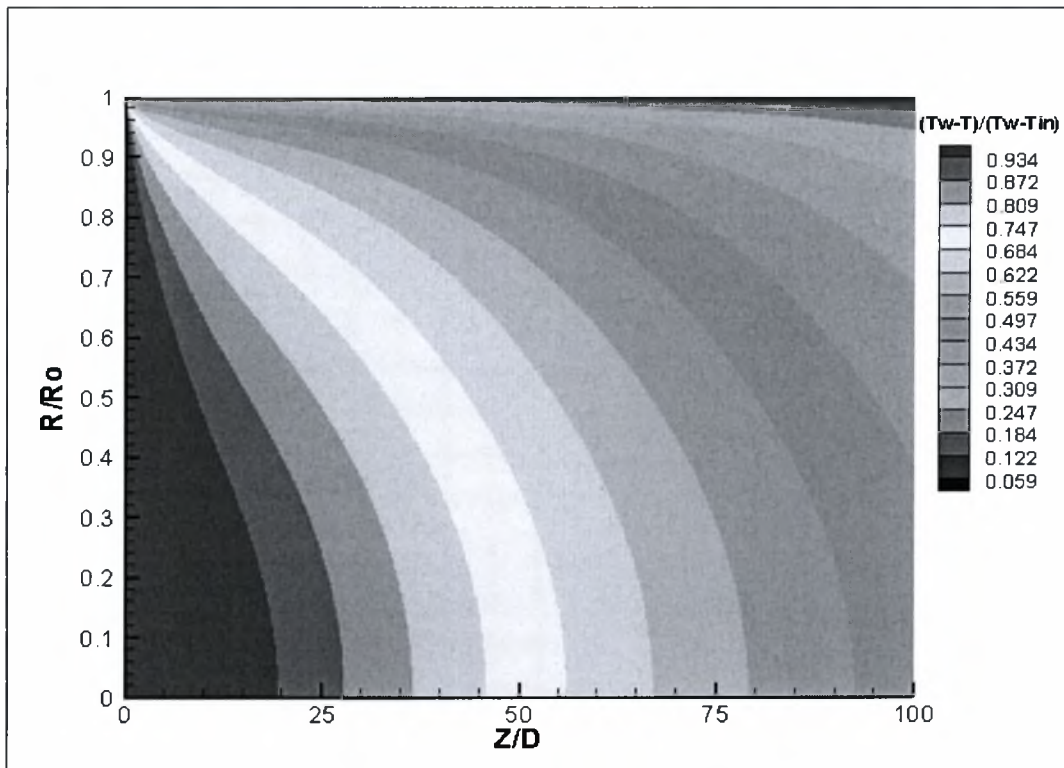
Σχήμα 5.23: Κατανομή της αδιάστατης θερμοκρασίας για $Re=5.05 \cdot 10^4$



Σχήμα 5.24: Κατανομή της αδιάστατης θερμοκρασίας για $Re=10^5$

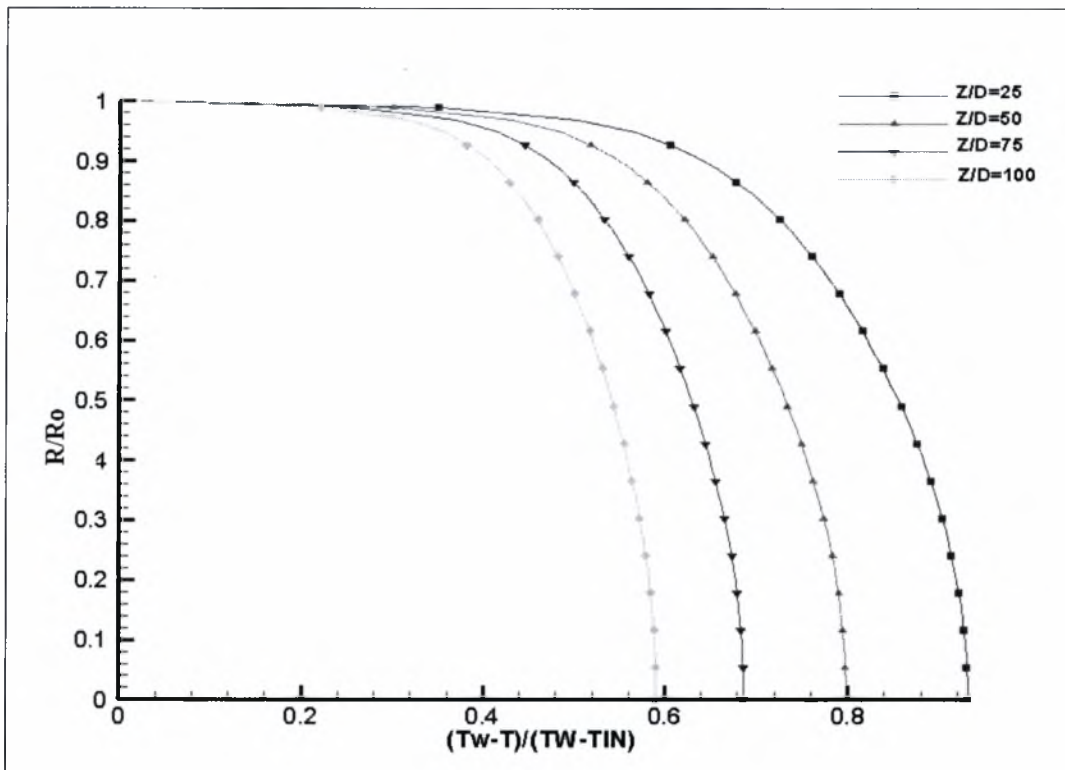


Σχήμα 5.25: Κατανομή της αδιάστατης θερμοκρασίας για $Re=2.52 \cdot 10^5$

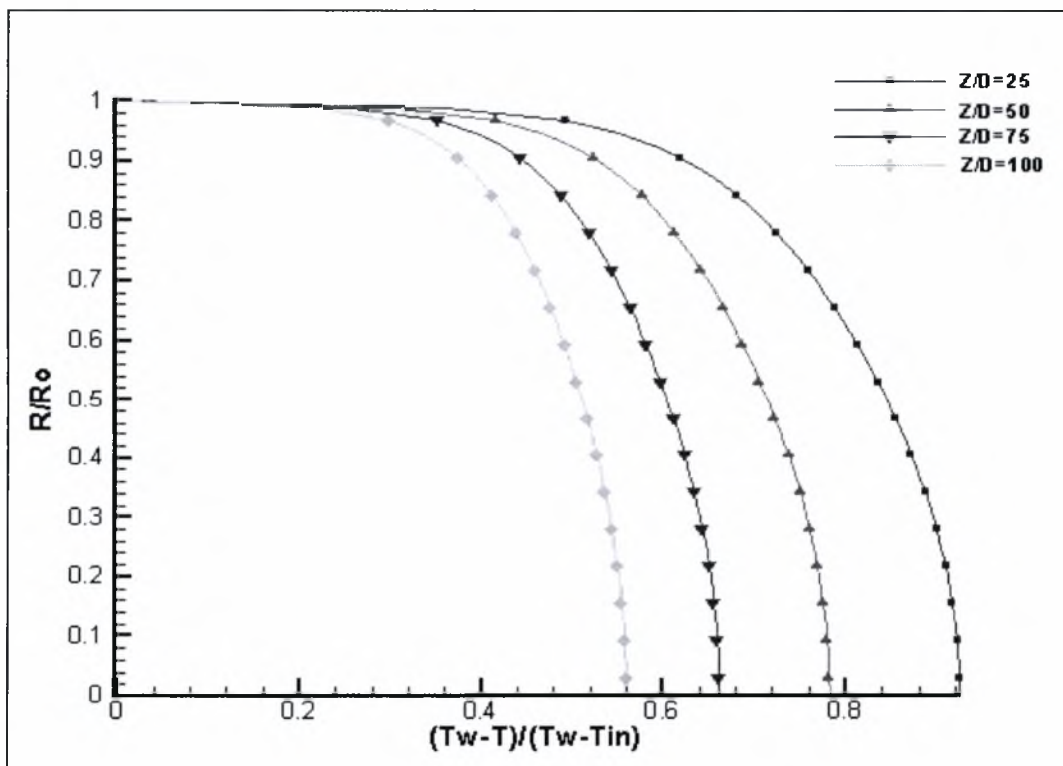


Σχήμα 5.26: Κατανομή της αδιάστατης θερμοκρασίας για $Re=3 \cdot 10^5$

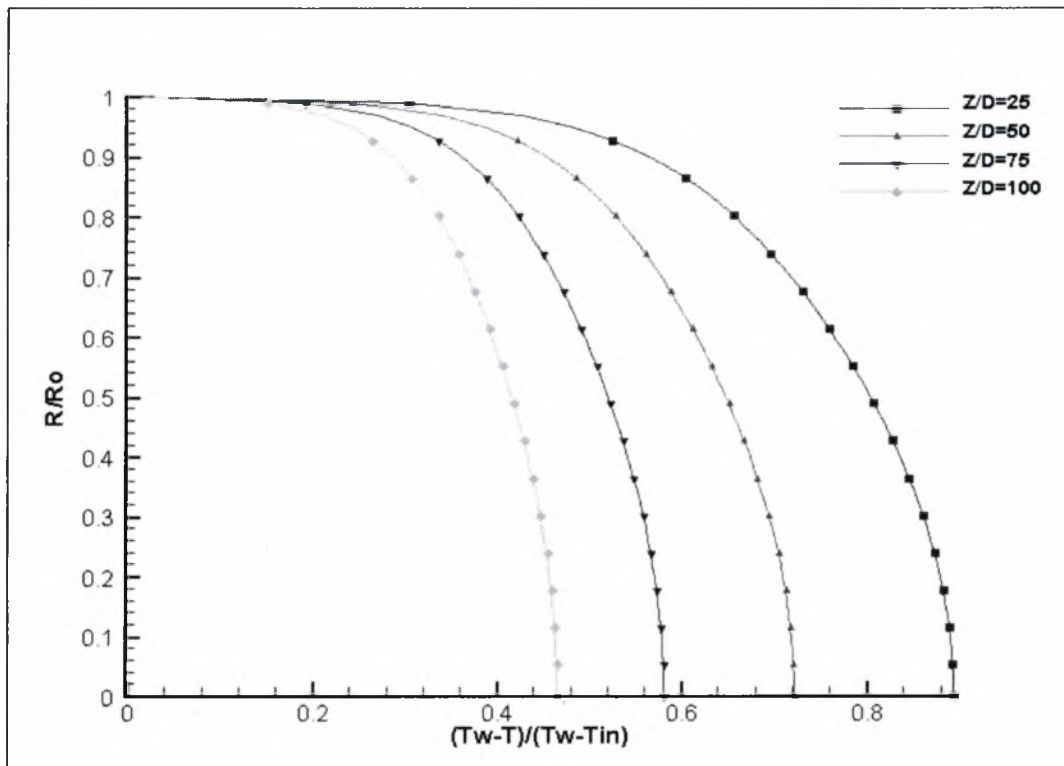
Διαπιστώνουμε ότι καθώς ο αριθμός Reynolds αυξάνει, μεγαλώνει η απόσταση από την αρχή του αγωγού στην οποία γίνεται η ανάπτυξη του θερμικού οριακού στρώματος. Συγκεκριμένα, για μεγαλύτερες ταχύτητες εισόδου της ροής, η κατανομή της θερμοκρασίας μέσα στον αγωγό, τείνει να γίνει ομοιόμορφη σε μεγαλύτερη απόσταση από την αρχή του κυλινδρικού αγωγού. Αυτό φαίνεται ξεκάθαρα στα Σχήματα 5.27 έως 5.30, όπου δείχνεται η κατανομή της αδιάστατης θερμοκρασίας σε διάφορες θέσεις από την αρχή του αγωγού για τις τέσσερις περιπτώσεις της εξεταζόμενης ροής.



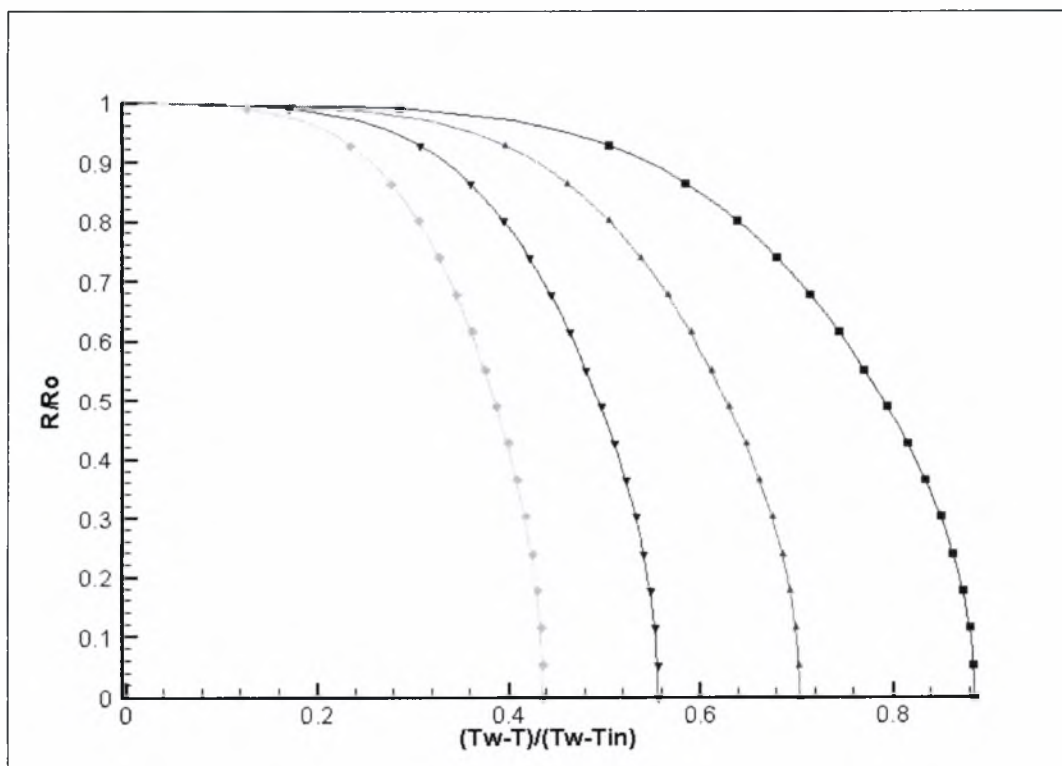
Σχήμα 5.27: Κατανομή της αδιάστατης θερμοκρασίας για $Re = 5.05 \cdot 10^4$



Σχήμα 5.28: Κατανομή της αδιάστατης θερμοκρασίας για $Re = 10^5$



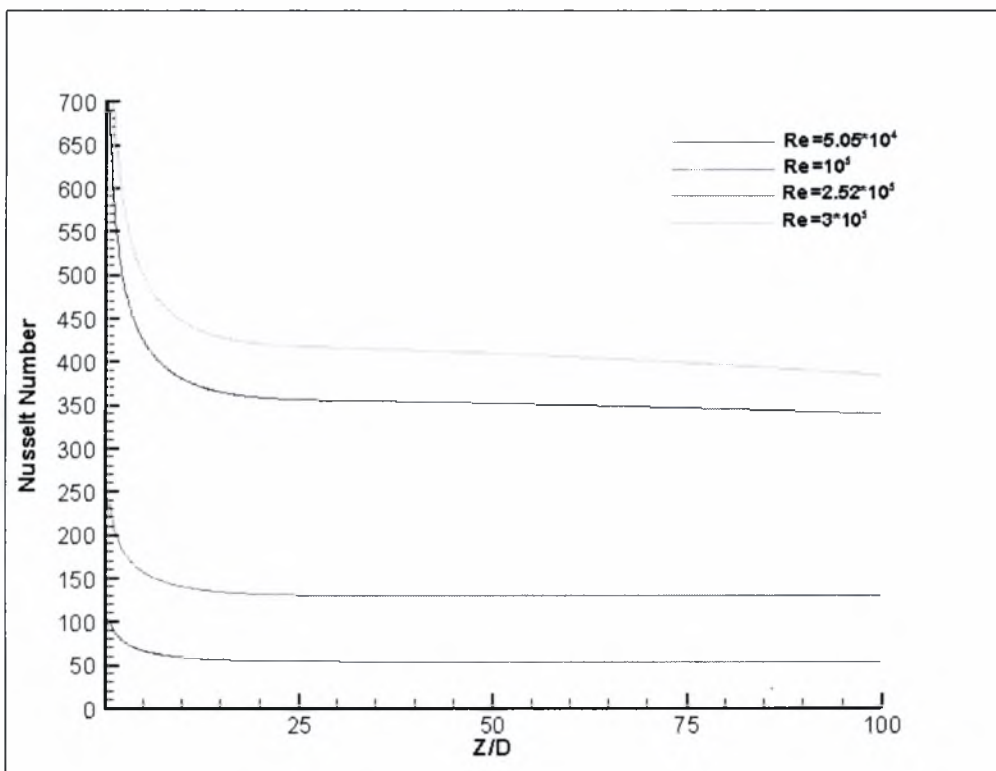
Σχήμα 5.29: Κατανομή της αδιάστατης θερμοκρασίας για $Re = 2.52 \cdot 10^5$



Σχήμα 5.30: Κατανομή της αδιάστατης θερμοκρασίας για $Re = 3 \cdot 10^5$

Ένα από τα σημαντικότερα στοιχεία της μεταπτυχιακής εργασίας, όπως διακρίνεται και από τον τίτλο της, είναι και η προσομοίωση της μεταφοράς θερμότητας μέσα στον αγωγό και τα δίκτυα φυσικού αερίου. Συγκεκριμένα μας ενδιαφέρει να υπολογίσουμε το ποσό της θερμότητας που μεταφέρεται από το ρέον φυσικό αέριο μέσα στον αγωγό προς ή από τα τοιχώματα του. Το ποσό της προαναφερθείσας θερμότητας εκφράζεται σε αδιάστατη μορφή μέσω του αριθμού Nusselt.

Κατά την διαδικασία της προσομοίωσης υπολογίστηκε ο αριθμός Nusselt και κατασκευάστηκαν γραφήματα συναρτήσεως του μεγέθους (Z/D) που φαίνονται στο Σχήμα 5.31.



Σχήμα 5.31: Κατανομές του αριθμού Nusselt για διάφορους αριθμούς Reynolds

Οι τιμές του αριθμού Nusselt για την κάθε περίπτωση της ροής φαίνονται στον παρακάτω πίνακα.

Πίνακας 5.7: Αριθμός Nusselt για διάφορους αριθμούς Reynolds

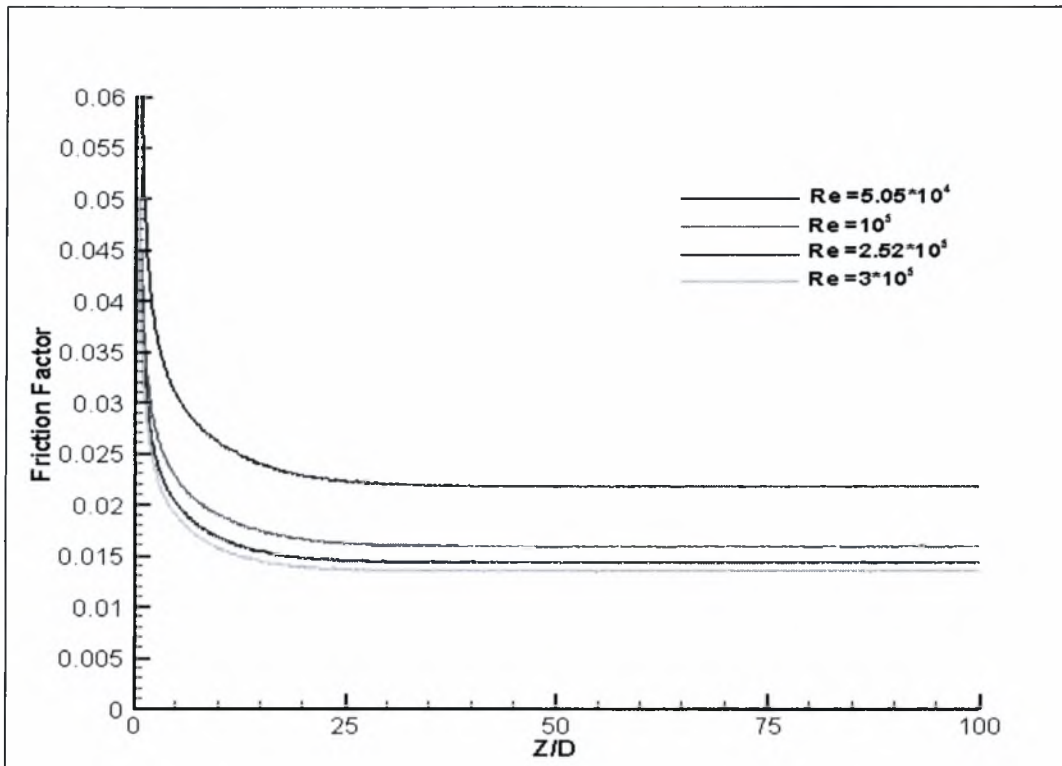
Περίπτωση	Αριθμός Reynolds	Αριθμός Nusselt Προσομοίωση	Αριθμός Nusselt Θεωρητική Ανάλυση
1	$5.05 \cdot 10^4$	54.00	55.00
2	$1.00 \cdot 10^5$	129.50	130.00
3	$2.52 \cdot 10^5$	346.00	345.50
4	$3.00 \cdot 10^5$	401.00	399.50

Οι παραπάνω τιμές της προσομοίωσης, έρχονται σε συμφωνία με το διάγραμμα του Σχήματος 2.18 του Κεφαλαίου 2, γεγονός που πιστοποιεί την ορθότητα του υπολογιστικού μοντέλου, όσον αφορά το προσδιορισμό της μεταφοράς θερμότητας λόγω της ροής του φυσικού αερίου στον υπό εξέταση αγωγό. Η απόκλιση είναι σχετικά μικρή και οφείλεται κυρίως στο διάβασμα των διαγραμμάτων. Τέλος, παρατηρούμε ότι καθώς αυξάνει η ταχύτητα της ροής, το ποσό της μεταφερόμενης θερμότητας αυξάνεται, όπως φυσικά ήταν αναμενόμενο.

Ο συντελεστής τριβής λ ή (4f) δεν δίνεται άμεσα από τα αποτελέσματα της προσομοίωσης αλλά υπολογίζεται μέσω της εξίσωσης 2.5.32.

$$\lambda = 4f = - \frac{2D}{\rho_o \gamma M^2} \frac{dP}{dZ}$$

Παρακάτω δείχνονται οι μεταβολές του συντελεστή τριβής λ συναρτήσει της αδιαστατοποιημένης απόστασης από την αρχή του σωλήνα.



Σχήμα 5.32: Κατανομή του συντελεστή τριβής, λ, για διάφορους αριθμούς Reynolds

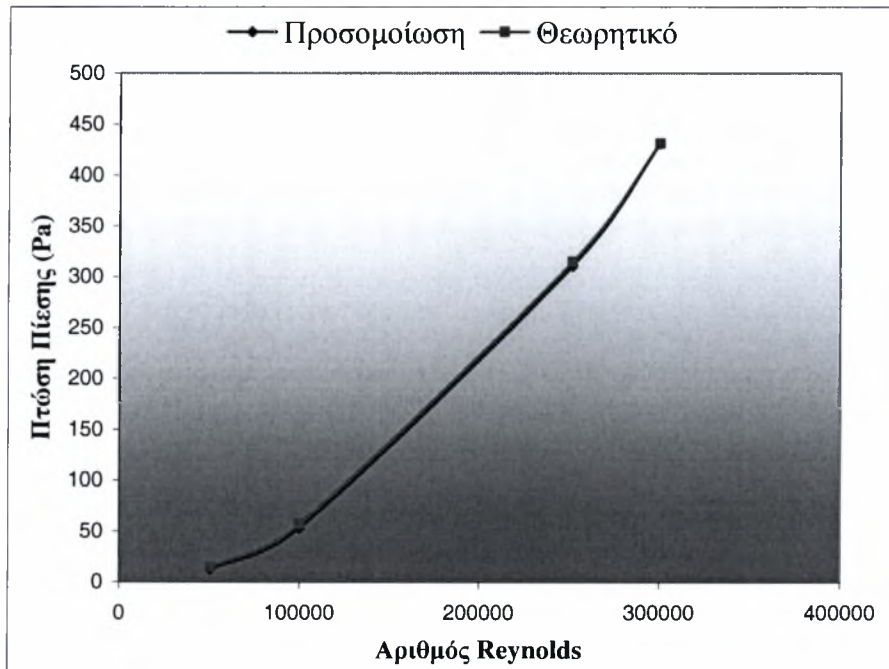
Όπως παρατηρούμε η τιμή του συντελεστή τριβής λ, για κάθε μία περίπτωση της ροής, σταθεροποιείται για πλήρως ανεπτυγμένη ροή και οι τιμές του, με πολύ καλή προσέγγιση, δίνονται στον παρακάτω πίνακα:

Πίνακας 5.8: Συντελεστής τριβής, λ, για διάφορους αριθμούς Reynolds

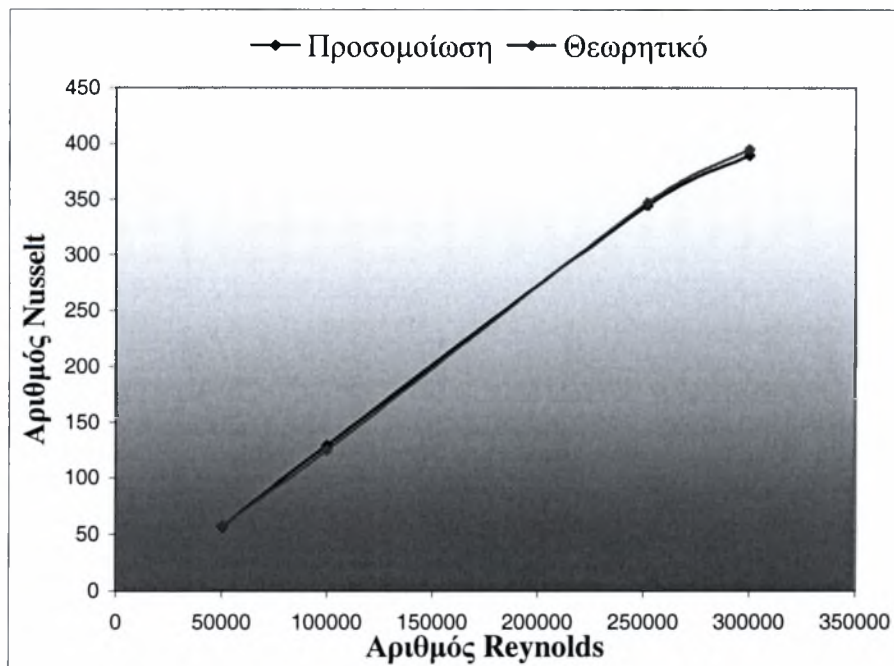
Περίπτωση	Αριθμός Reynolds	Συντελεστής Τριβής (λ) Προσομοίωση	Συντελεστής Τριβής (λ) Θεωρητική Ανάλυση
1	$5.05 \cdot 10^4$	0.0220	0.0210
2	$1.00 \cdot 10^5$	0.0180	0.0170
3	$2.52 \cdot 10^5$	0.0150	0.0149
4	$3.00 \cdot 10^5$	0.0145	0.0144

Κατά την θεωρητική ανάλυση για τον υπολογισμό του συντελεστή τριβής λ, προέκυψε ότι για τιμές του αριθμού Reynolds μεγαλύτερες από 4000 και μικρότερες από 10^5 δίνονται από τη σχέση 2.5.28 του Κεφαλαίου 2, ενώ για τιμές μεγαλύτερες από 10^5 προσεγγίζονται με το διάγραμμα Moody (Παράρτημα).

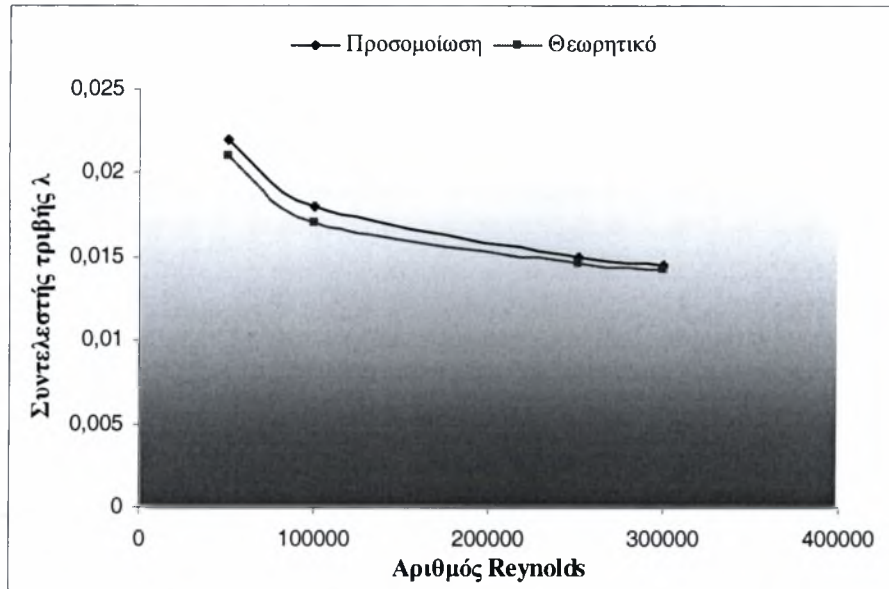
Στα Σχήματα 5.33 έως 5.35, γίνονται συγκρίσεις μεταξύ των θεωρητικών αποτελεσμάτων και αυτών της προσομοίωσης, για την πτώση πίεσης, τον αριθμό Nusselt και τον συντελεστή τριβής.



Σχήμα 5.33: Σύγκριση της πτώσης πίεσης στον αγωγό



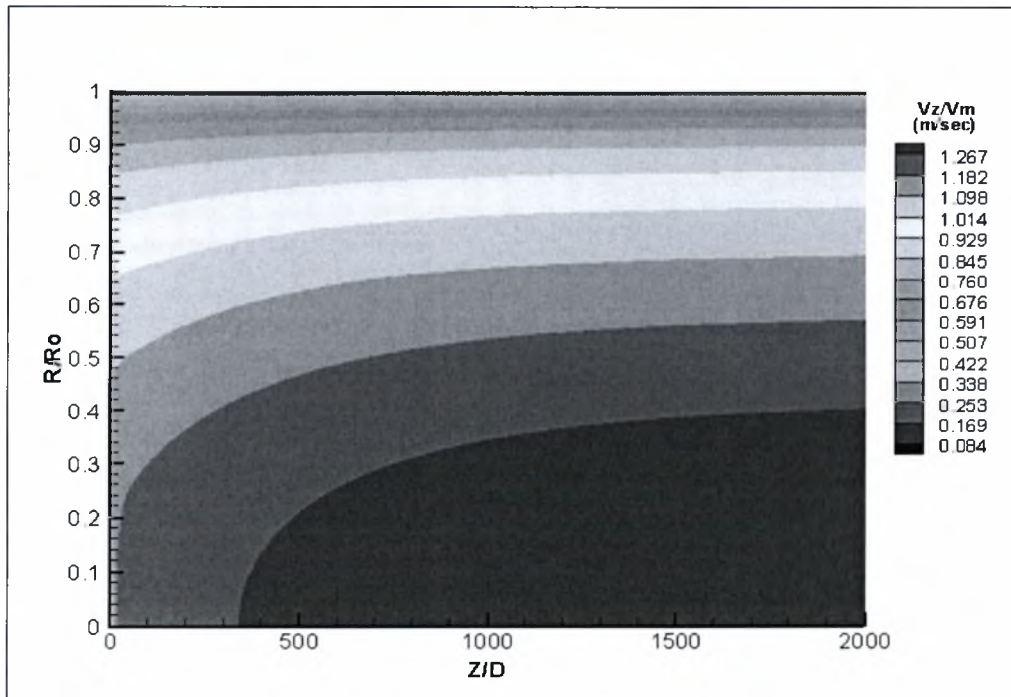
Σχήμα 5.34: Σύγκριση του αριθμού Nusselt στον αγωγό



Σχήμα 5.35: Σύγκριση του συντελεστή τριβής στον αγωγό

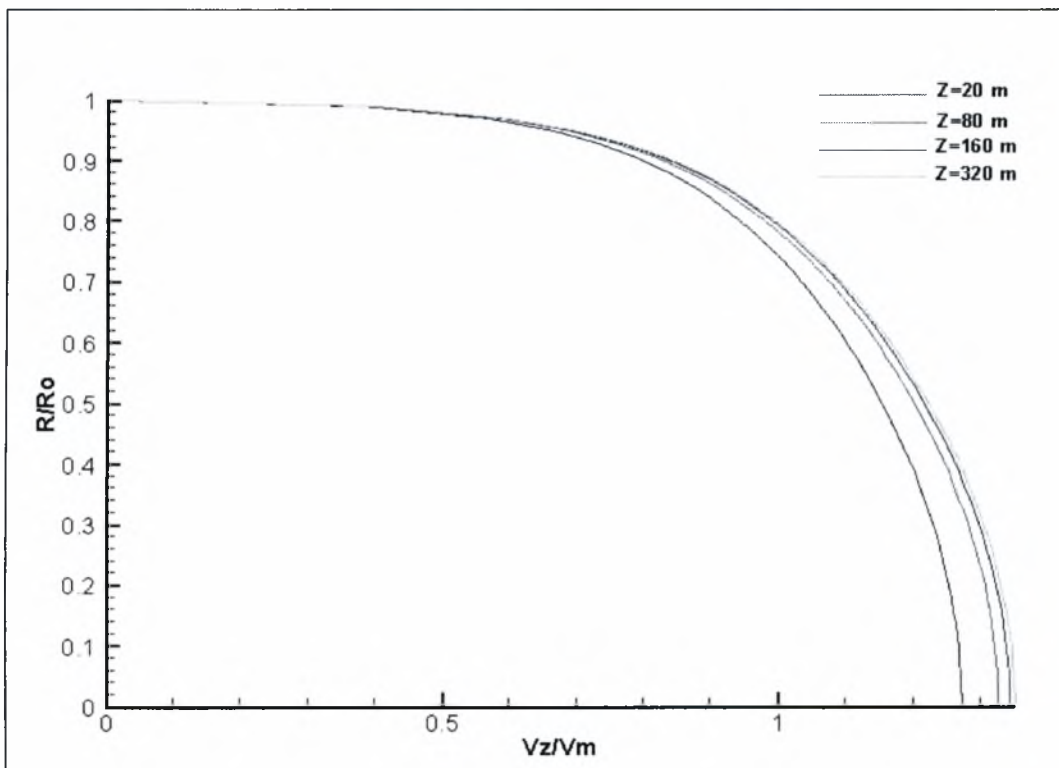
5.3.2 Ροή του φυσικού αερίου με υψηλή ταχύτητα (Mach=0.5)

Στην παράγραφο αυτή δίνονται τα αποτελέσματα της ροής, για την περίπτωση που το αέριο εισέρχεται στον αγωγό με υψηλή ταχύτητα 227.3 m/sec (Mach=0.5).

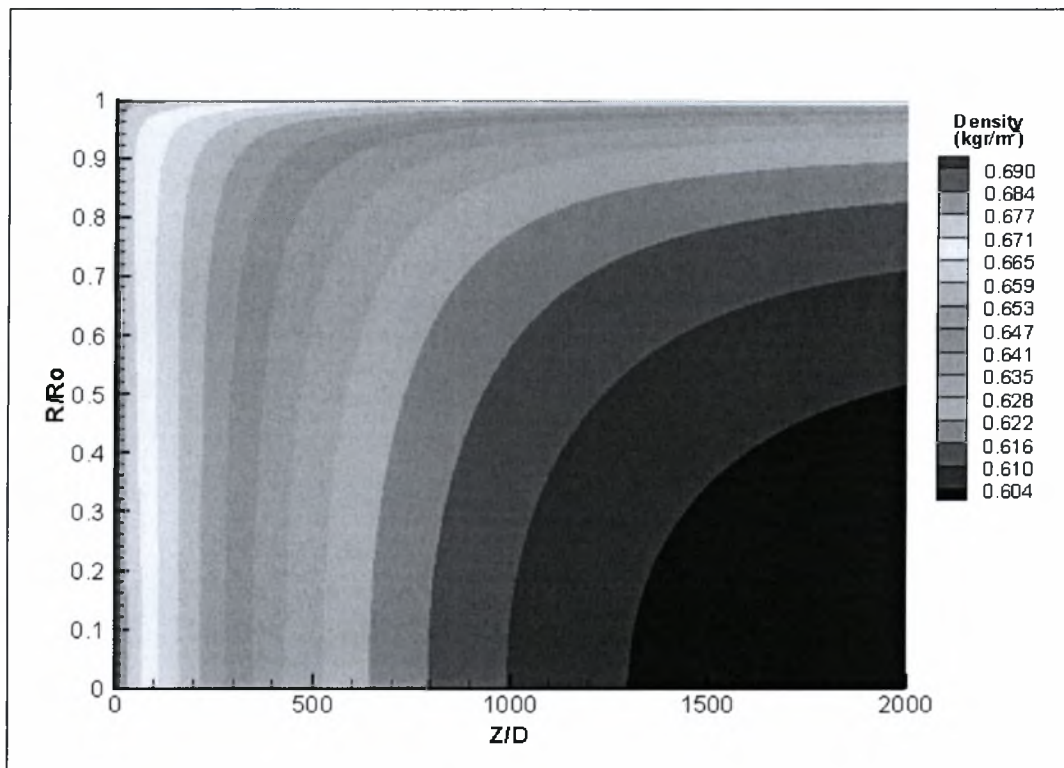


Σχήμα 5.36: Κατανομή της ταχύτητας V_z/V_m για $Re=2.3 \cdot 10^6$ (Mach 0.5)

Στο Σχήμα 5.36 δίνονται οι ισοϋψείς της αδιάστατης ποσότητας V_z/V_m , όπου V_z η αξονική ταχύτητα, η οποία εξαρτάται από τις συντεταγμένες Z , R και V_m η μέση ταχύτητα του φυσικού αερίου στην αρχή του αγωγού. Παρατηρείται αύξηση της ταχύτητας εισόδου λόγω της συμπιεστής ροής του αερίου μέσα στον αγωγό ενώ το οριακό στρώμα της ορμής τείνει να αναπτυχθεί πλήρως σε πολύ μεγαλύτερη απόσταση από την αρχή του αγωγού. Το φαινόμενο αυτό φαίνεται ξεκάθαρα στο Σχήμα 5.37, όπου παριστάνεται το προφίλ της V_z/V_m για διάφορες θέσεις μέσα στον αγωγό.

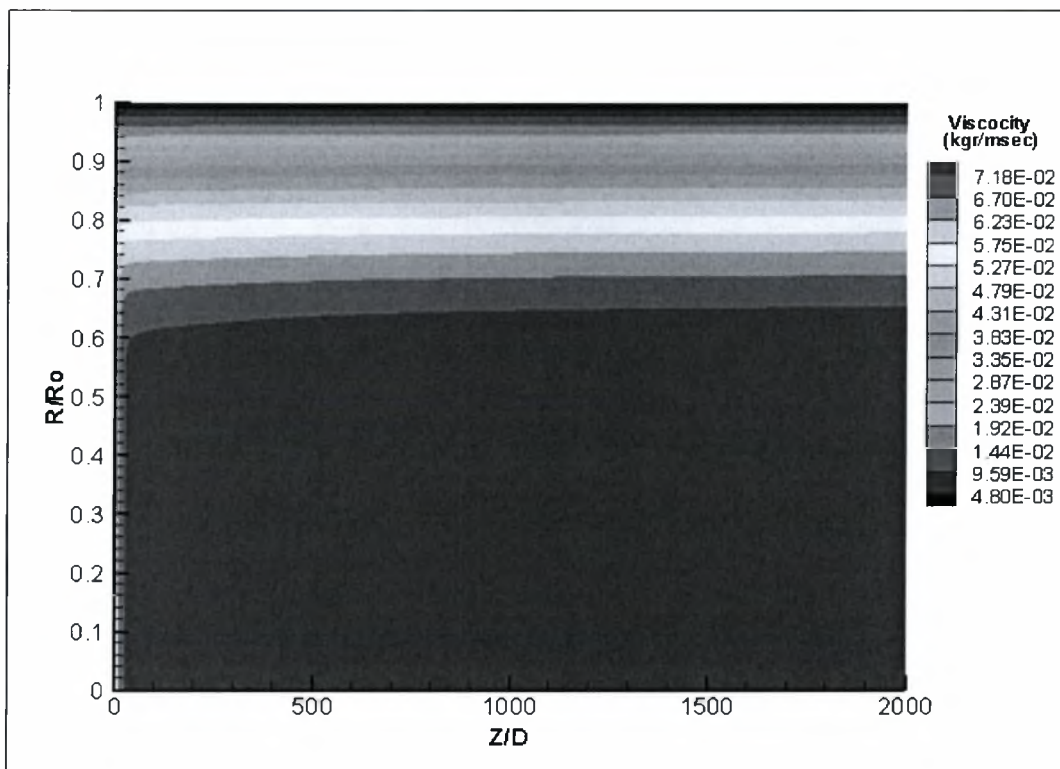


Σχήμα 5.37: Προφίλ της ταχύτητας V_z/V_m για $Re=2.3 \cdot 10^6$ (Mach 0.5)



Σχήμα 5.38: Κατανομή της πυκνότητας για $Re=2.3 \cdot 10^6$ (Mach 0.5)

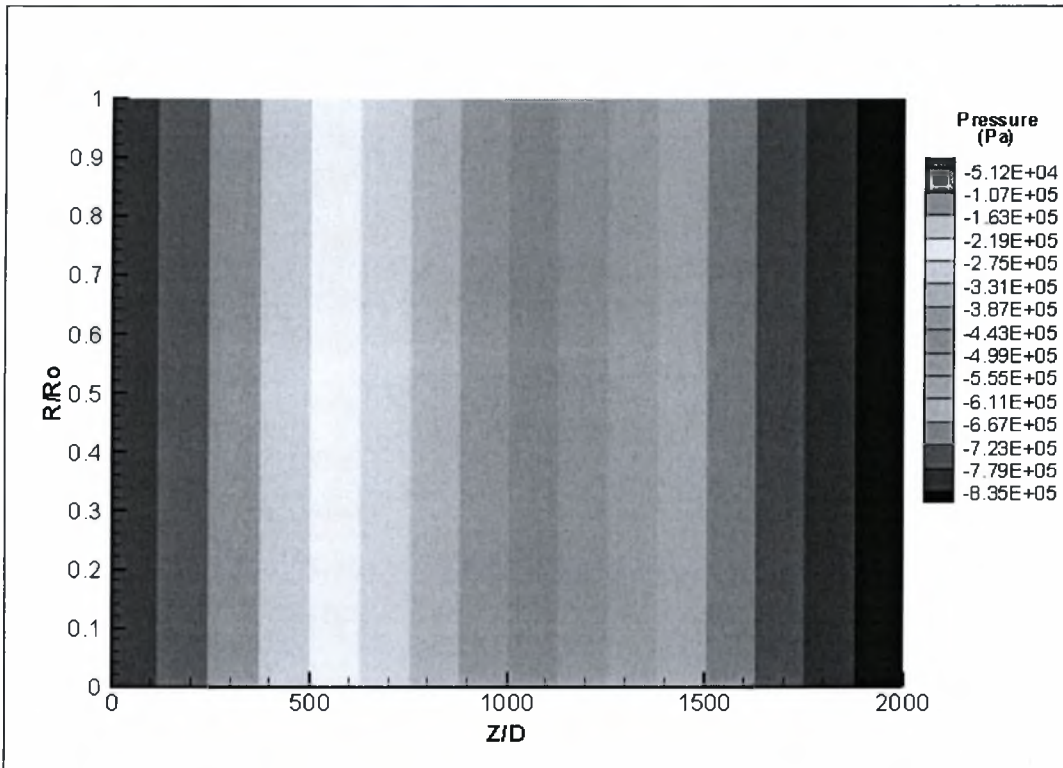
Στο Σχήμα 5.38 παρατηρείται η μείωση της πυκνότητας του ρευστού μέσα στον αγωγό. Η πυκνότητα διατηρεί υψηλές τιμές στην αρχή του αγωγού ενώ κατά την έξοδο του αερίου από τον αγωγό η μείωση της τιμής της είναι σημαντική. Αυτό οφείλεται στην επίδραση της συμπίεστος στην ροή του φυσικού αερίου λόγω της μεγάλης ταχύτητας εισόδου. Αποτέλεσμα της μείωσης της πυκνότητας στον αγωγό είναι η εκτόνωση του αερίου και η ραγδαία αύξηση της ταχύτητας της ροής.



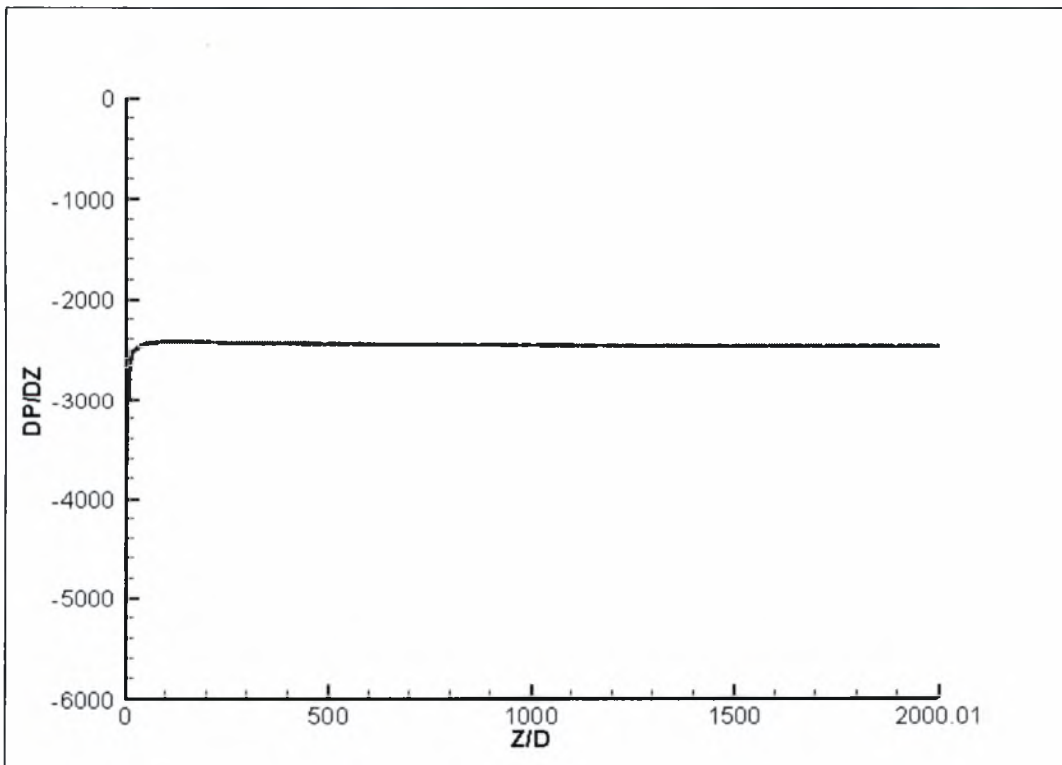
Σχήμα 5.39: Κατανομή του ιξώδους για $Re=2.3 \cdot 10^6$ (Mach 0.5)

Στο Σχήμα 5.39 δίνεται η κατανομή του συνολικού συντελεστή ιξώδους της ροής του φυσικού αερίου μέσα στον αγωγό, όπου παρατηρείται μείωση της τιμής του, προς τις περιοχές κοντά στα τοιχώματα. Η μείωση οφείλεται στο γεγονός, ότι η επίδραση του ιξώδους της τύρβης, από την τυρβώδη ζώνη της ροής, είναι μικρότερη από εκείνη προς τον άξονα συμμετρίας της ροής. Η μεγάλη αύξηση της ταχύτητας λόγω εκτόνωσης της συμπιεστής ροής είχε ως αποτέλεσμα, το ιξώδες να έχει μεγαλύτερες τιμές στις περιοχές κοντά στα τοιχώματα του αγωγού, σε σύγκριση με τις χαμηλότερες ταχύτητες εισόδου της ροής.. Αυτό οφείλεται στην αύξηση των διατμητικών δυνάμεων που ασκούνται στο ρευστό, οι οποίες γίνονται μεγαλύτερες σε περιοχές κοντά στα τοιχώματα του αγωγού.

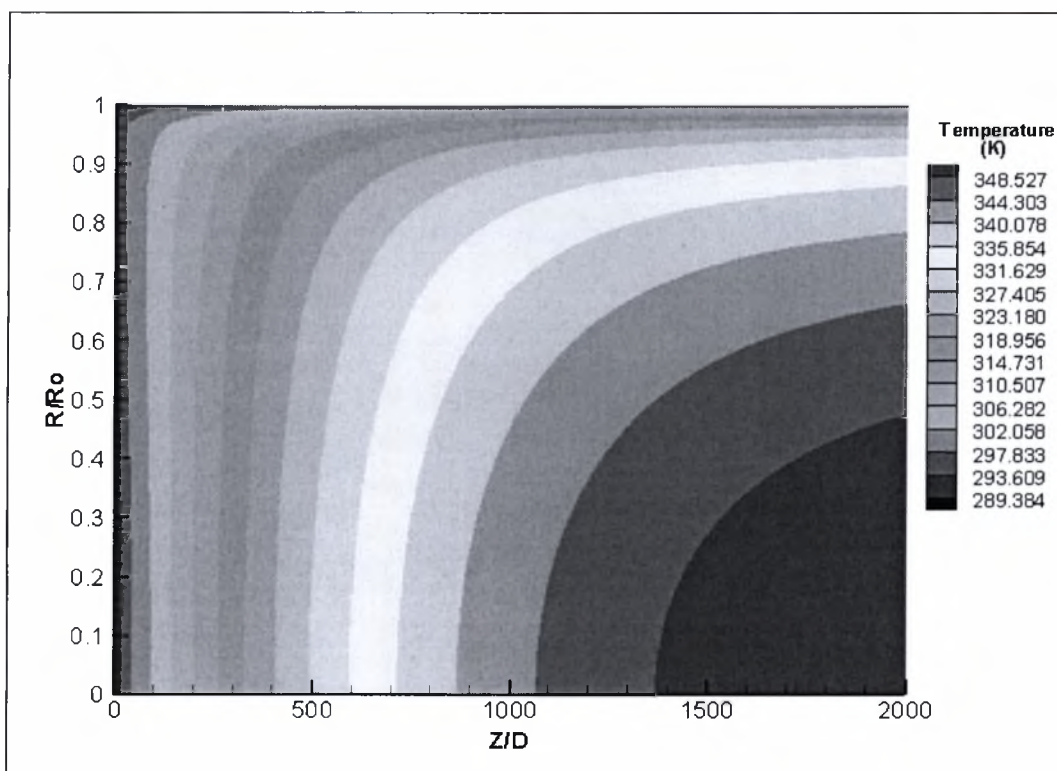
Στα Σχήματα 5.40 και 5.41 δίνεται η κατανομή και η μεταβολή της πτώσης πίεσης της ροής μέσα στον αγωγό. Παρατηρείται μία μεγάλη πτώση της πίεσης μέσα στον αγωγό, λόγω τριβής και εκτόνωσης. Παράλληλα, η μεταβολή της πτώσης πίεσης είναι μεγαλύτερη από εκείνη για τις μικρότερες ταχύτητες εισόδου της ροής.



Σχήμα 5.40: Κατανομή της πίεσης για $Re=2.3 \cdot 10^6$ (Mach 0.5)



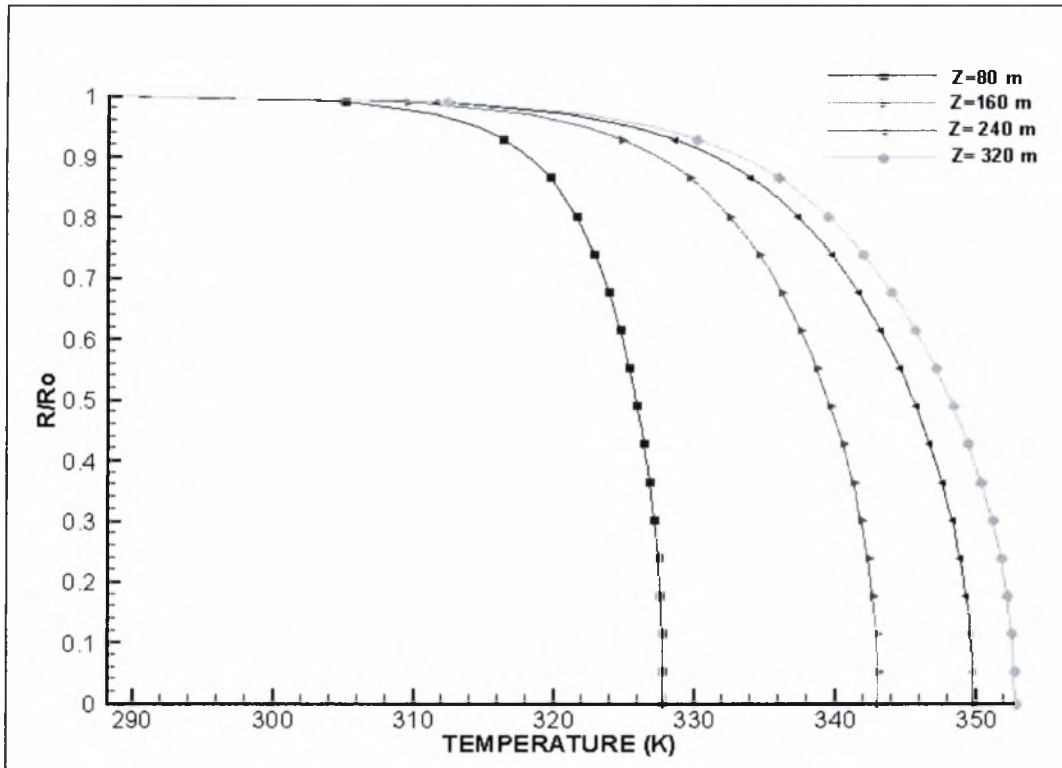
Σχήμα 5.41: Μεταβολή της πτώσης πίεσης για $Re=2.3 \cdot 10^6$ (Mach 0.5)



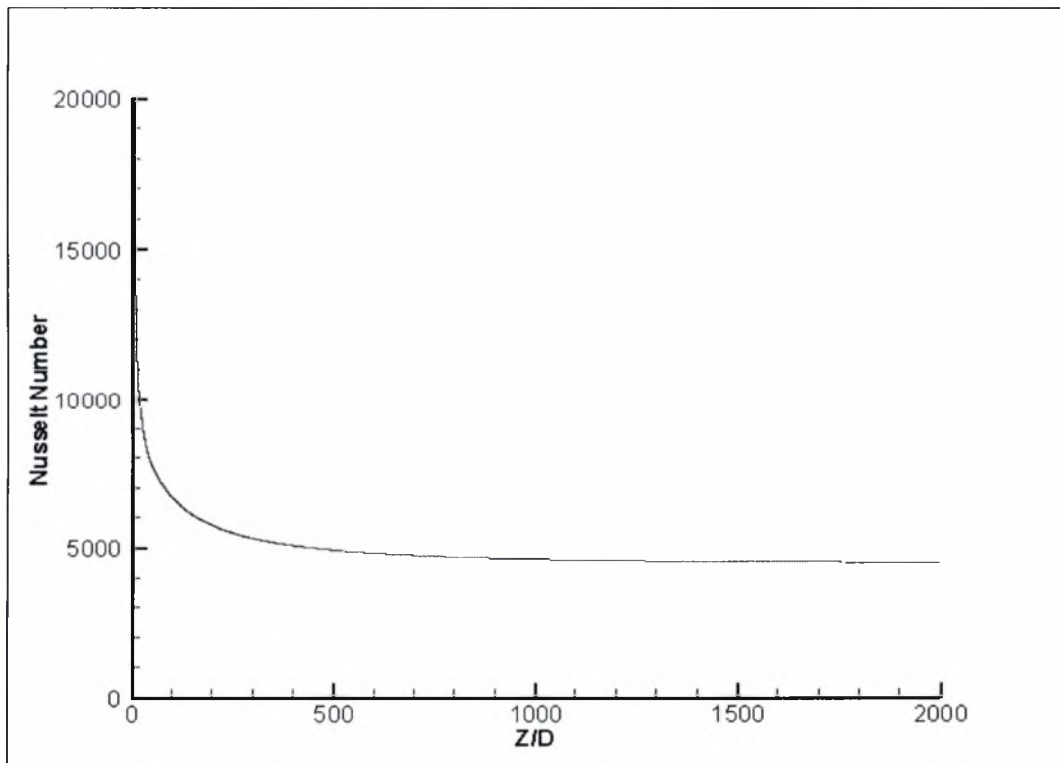
Σχήμα 5.42: Κατανομή της θερμοκρασίας για $Re=2.3 \cdot 10^6$ (Mach 0.5)

Στο Σχήμα 5.42 παριστάνεται η κατανομή της θερμοκρασίας μέσα στον αγωγό. Η μεγάλη αύξηση της ταχύτητας εισόδου, είχε ως αποτέλεσμα, την αύξηση της θερμοκρασίας μέσα στον αγωγό. Άρα λοιπόν, κατά την συμπιεστή ροή του αερίου μέσα στον αγωγό, επιτυγχάνεται σημαντική αύξηση της θερμοκρασίας, σε μεγάλες αποστάσεις, γεγονός που μπορεί να προκαλέσει προβλήματα στην ροή του αερίου και να επιφέρει φθορά στους αγωγούς μεταφοράς.

Στο Σχήμα 5.43 διακρίνεται η κατανομή της θερμοκρασίας για διάφορες θέσεις μέσα στον αγωγό. Η μεταβολή της θερμοκρασίας μέσα στον αγωγό γίνεται ομοιόμορφη, σε μεγάλη απόσταση από την αρχή του αγωγού (300 m), γεγονός που σημαίνει, ότι αργεί η ανάπτυξη του θερμικού οριακού στρώματος.



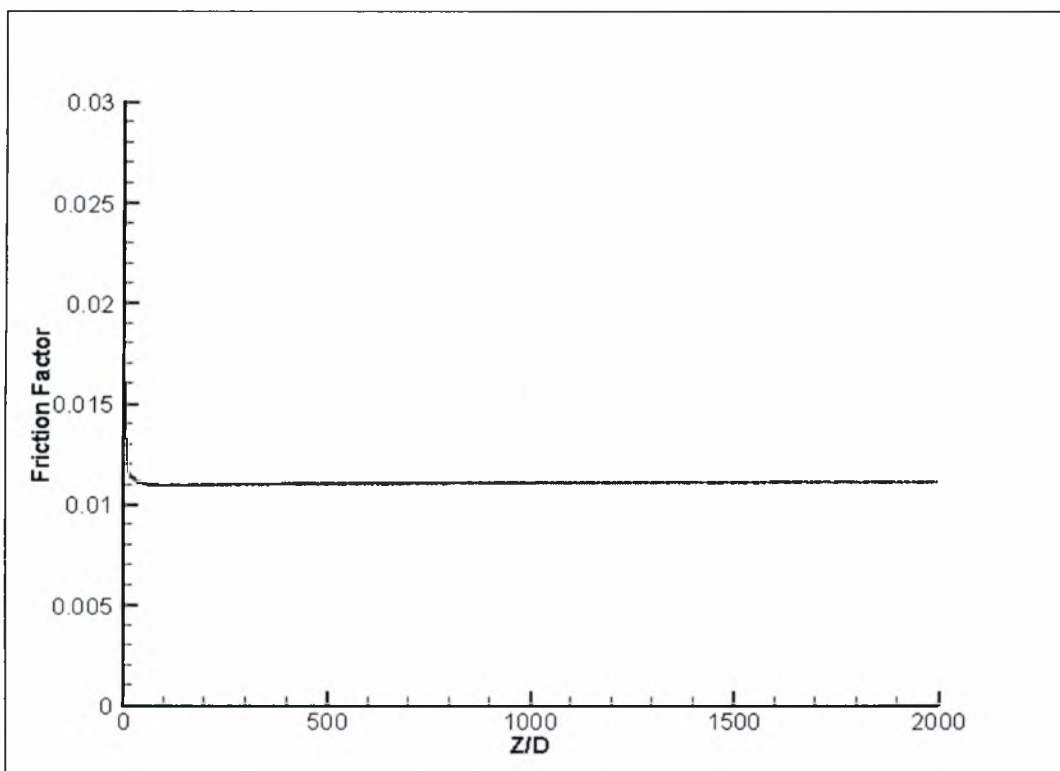
Σχήμα 5.43: Κατανομή της θερμοκρασίας για $Re=2.3 \cdot 10^6$ (Mach 0.5)



Σχήμα 5.44: Κατανομή του αριθμού Nusselt για $Re=2.3 \cdot 10^6$ (Mach 0.5)

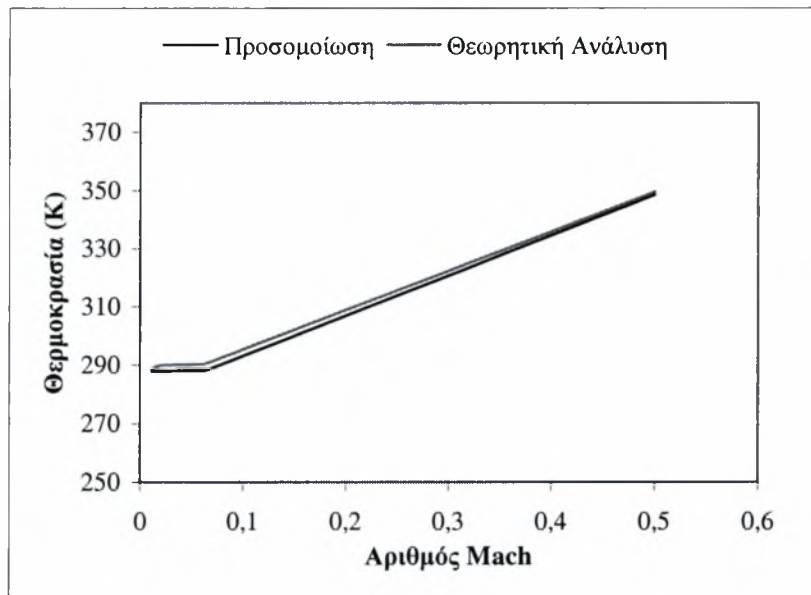
Στο Σχήμα 5.44 δίνεται η μεταβολή του αριθμού Nusselt, η οποία αποκτά σταθερή τιμή σε μεγάλη απόσταση από την αρχή του αγωγού. Το ποσό της μεταφερόμενης θερμότητας είναι μεγαλύτερο, εν συγκρίσει με τις χαμηλότερες ταχύτητες εισόδου της ροής. Αυτό δείχνει ότι πρέπει, να αποφεύγεται η ροή του φυσικού αερίου μέσα στους αγωγούς με υψηλές ταχύτητες λόγω των προβλημάτων που μπορούν να εμφανιστούν.

Ο συντελεστής τριβής της ροής του αερίου μέσα στον αγωγό καθώς και η επίδραση της συμπίεστος σε αυτόν, παρουσιάζονται στο Σχήμα 5.45. Παρατηρείται σημαντική μείωση της τιμής του, λόγω αύξησης της ταχύτητας εισόδου, γεγονός που πιστοποιεί την επίδραση της συμπίεστος ροής του αερίου μέσα στον αγωγό μεταφοράς.



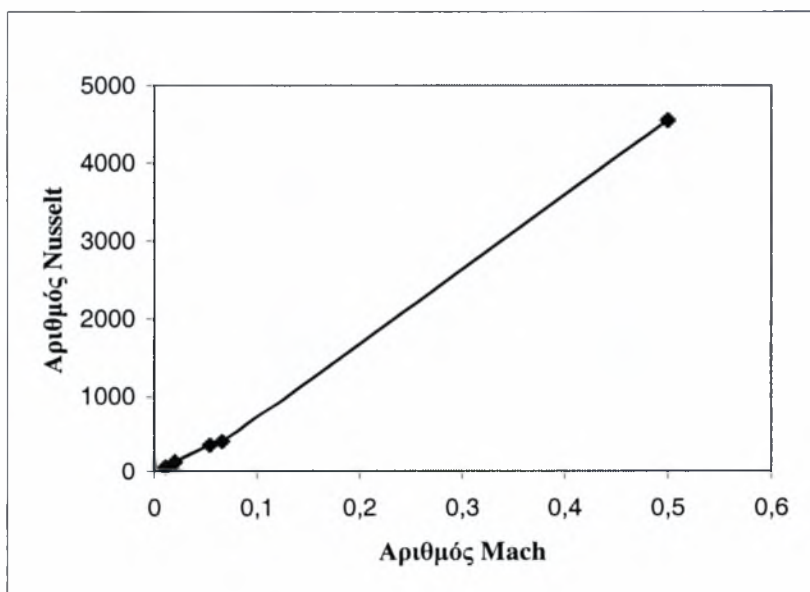
Σχήμα 5.45: Κατανομή του συντελεστή τριβής για $Re=2.3 \cdot 10^6$ (Mach 0.5)

Στο Σχήμα 5.46 δίνεται η μεταβολή της μέγιστης θερμοκρασίας συναρτήσει του αριθμού Mach, για κάθε μία περίπτωση ροής του φυσικού αερίου μέσα στον αγωγό. Παρατηρούμε ότι σε μεγάλες ταχύτητες ροής η μέγιστη θερμοκρασία αποκτά υψηλές τιμές, γεγονός που περιορίζει την ροή του φυσικού αερίου μέσα στους αγωγούς μεταφοράς (ταχύτητες μέχρι 30 m/sec).

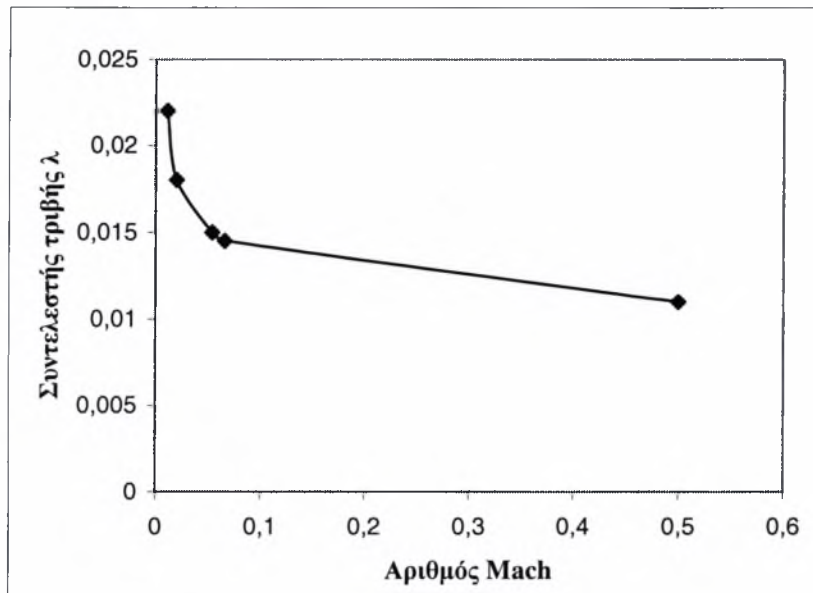


Σχήμα 5.46: Μεταβολή της μέγιστης θερμοκρασίας T_{max} με τον αριθμό Mach

Στα Σχήματα 5.47 και 5.48 δίνεται η μεταβολή του αριθμού Nusselt και του συντελεστή τριβής συναρτήσει του αριθμού Mach.

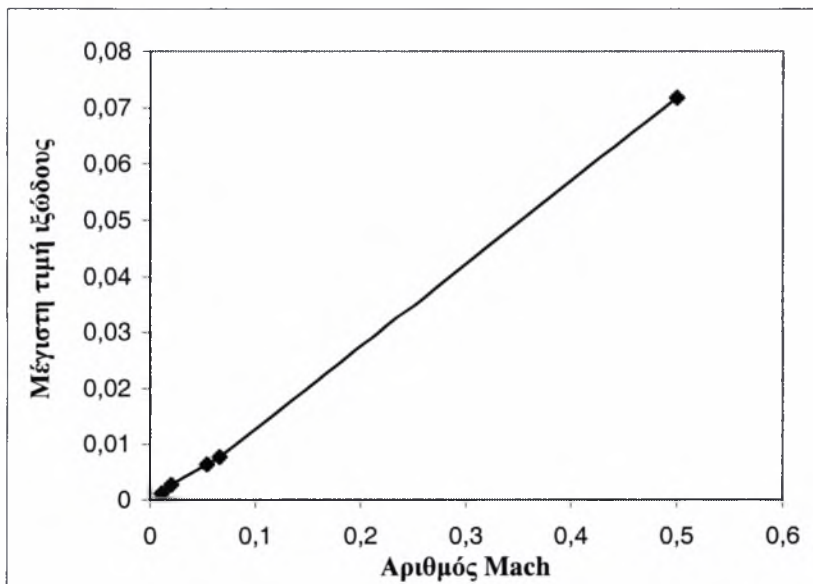


Σχήμα 5.47: Μεταβολή του αριθμού Nusselt συναρτήσει του αριθμού Mach



Σχήμα 5.48: Μεταβολή του συντελεστή τριβής συναρτήσει του αριθμού Mach

Τέλος στο Σχήμα 5.49 δίνεται η μεταβολή της μέγιστης τιμής του συνολικού ιξώδους της ροής συναρτήσει του αριθμού Mach. Όπως παρατηρείται, η αύξηση του αριθμού Mach έχει ως συνέπεια την σημαντική αύξηση της τιμής του συνολικού ιξώδους της ροής.



Σχήμα 5.49: Μεταβολή της μέγιστης τιμής του συνολικού ιξώδους συναρτήσει του αριθμού Mach

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 6: ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΠΡΟΤΑΣΕΙΣ

Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζονται τα συμπεράσματα που προέκυψαν από την προσομοίωση της ροής του φυσικού αερίου μέσα στον αγωγό που περιγράφηκε στο Κεφάλαιο 5 και γίνονται σχετικές προτάσεις για μελλοντική έρευνα και βελτιώσεις του πηγαίου υπολογιστικού κώδικα AERO97 του Εργ. Ρευστομηχανικής & Στροβιλομηχανών.

6.1: Συμπεράσματα

Τα κυριότερα συμπεράσματα που προέκυψαν από την παρούσα προσομοίωση και αφορούν την τυρβώδη και συμπιεστή ροή φυσικού αερίου μέσα σε αγωγό κυκλικής διατομής παρουσιάζονται παρακάτω:

1. Αναπτύχθηκε ένα μαθηματικό μοντέλο για την περιγραφή της συμπιεστής ροής φυσικού αερίου μέσα σε αγωγό μεγάλου μήκους, κυκλικής και σταθερής διατομής.
2. Το παρόν μαθηματικό μοντέλο μπορεί να χρησιμοποιηθεί ως αποτελεσματικό εργαλείο για την μελέτη της ροής του φυσικού αερίου μέσα σε κυλινδρικό αγωγό.
3. Η θεώρηση του φυσικού αερίου ως ιδανικό αέριο, δεν οδήγησε σε σφάλματα και ανακρίβειες στα αποτελέσματα της προσομοίωσης.
4. Η ανάπτυξη του οριακού στρώματος της ορμής και η θεώρηση της ροής ως πλήρως ανεπτυγμένη, γίνεται σε απόσταση από την αρχή του αγωγού που έρχεται σε πλήρη συμφωνία με την βιβλιογραφία.
5. Η ανάπτυξη του θερμικού οριακού στρώματος για τις περιπτώσεις της ροής με αριθμούς Reynolds ίσους με $5.05 \cdot 10^4$ και 10^5 έχει επιτευχθεί. Αντίθετα για τις περιπτώσεις με Re ίσο με $2.52 \cdot 10^5$ και 10^5 το θερμικό οριακό στρώμα δεν έχει αναπτυχθεί πλήρως. Γι αυτό τον λόγο, θα ήταν προτιμότερο να γίνει μελέτη της ροής για μεγαλύτερο μήκος αγωγού από εκείνο των 16 μέτρων.
6. Η πτώση πίεσης μέσα στον αγωγό, λόγω του μεγάλου μήκους του, οφείλεται στις απώλειες λόγω της τριβής με συνέπεια την μείωση της πυκνότητας και την αύξηση της ταχύτητας εισόδου του αερίου στον αγωγό.
7. Η αύξηση του αριθμού Reynolds οδήγησε στην μείωση του συντελεστή τριβής, λ , και στην αύξηση της πτώσης πίεσης μέσα στον αγωγό.

8. Η αύξηση του αριθμού Reynolds είχε ως αποτέλεσμα την αύξηση του αριθμού Nusselt δηλαδή του ποσού της μεταφερόμενης θερμότητας.
9. Κατά την ροή του φυσικού αερίου με υψηλή ταχύτητα ($Mach=0.5$) παρατηρήθηκε σημαντική μείωση της πυκνότητας και της πίεσης μέσα στον αγωγό.
10. Η αύξηση της συμπιεστότητας του αερίου είχε ως αποτέλεσμα, την μεγάλη αύξηση της θερμοκρασίας μέσα στον αγωγό, γεγονός που κάνει τη ροή του φυσικού αερίου πρακτικά αδύνατη, αφού αποτελεί εύφλεκτο αέριο.
11. Παρατηρήθηκε σημαντική μείωση του συντελεστή ιξώδους εξαιτίας της μεγάλης συμπίεσης της ροής, αργή ανάπτυξη του οριακού και του θερμικού στρώματος ενώ ο αριθμός Nusselt σημείωσε πολύ μεγάλη αύξηση.

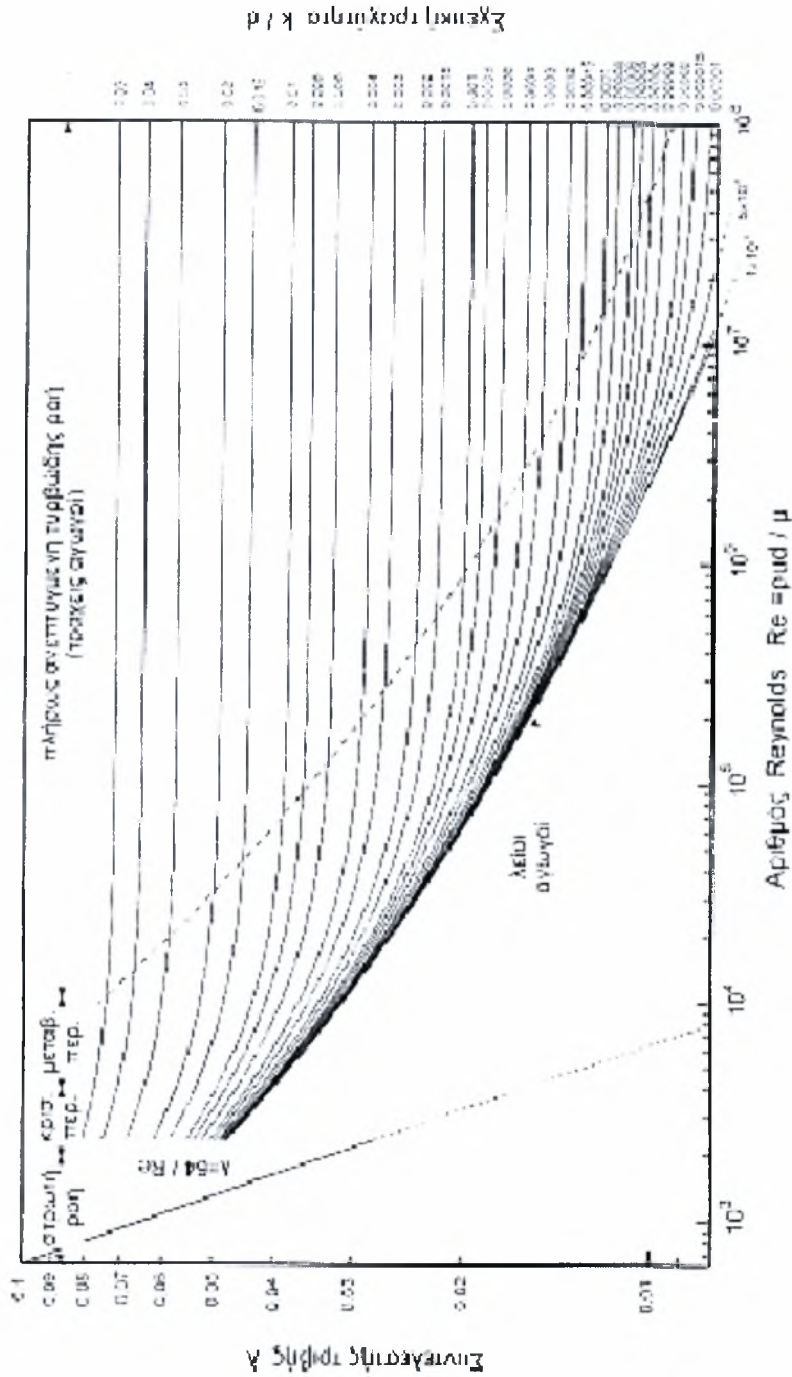
6.2: Προτάσεις

Οι παρακάτω προτάσεις αφορούν την περαιτέρω μελέτη του φαινομένου συμπιεστή ροής και μεταφοράς θερμότητας μέσα στον αγωγό διανομής φυσικού αερίου καθώς επίσης και τις βελτιώσεις που μπορούν να γίνουν στον κώδικα AERO97 και είναι οι εξής:

1. Προσαρμογή του μοντέλου ώστε να ληφθούν υπόψη και άλλοι παράγοντες που επηρεάζουν την ροή, όπως η επίδραση της άνωσης και η παρουσία υγρασίας μέσα στον αγωγό. Παράλληλα, θα ήταν προτιμότερο να γίνει η μελέτη της ροής, λαμβάνοντας υπόψη το φυσικό αέριο ως πραγματικό αέριο και την επίδραση του συντελεστή συμπιεστότητας Z .
2. Να εξεταστεί το ίδιο πρόβλημα με μεταβατικές συνθήκες πρώτα σε δισδιάστατη γεωμετρία και κατ' επέκταση σε τρισδιάστατη, ώστε να ολοκληρωθεί το εύρος της διαγνωστικής ικανότητας του μαθηματικού μοντέλου.
3. Επέκταση του υπολογιστικού κώδικα ώστε να πραγματοποιείται μελέτη της ροής φυσικού αερίου μέσα σε δίκτυα διανομής (πλέγμα αγωγών μεταφοράς) με την μορφή μητρωϊκής ανάλυσης και όχι σε κάθε αγωγό μεμονωμένα.
4. Εφαρμογή πυκνότερου πλέγματος λόγω της τυρβώδους ροής του αερίου στον αγωγό κυρίως στις περιοχές κοντά στο τοίχωμα του αγωγού και στην είσοδο αυτού. Επίσης θα ήταν δυνατό να μην θεωρούνται σταθεροί η ειδική θερμοχωρητικότητα, η ειδική θερμότητα και ο αριθμός Prandtl. Βέβαια πρέπει να τονιστεί ότι όλα αυτά απαιτούν πολλαπλάσια υπολογιστική μνήμη, μεγαλύτερη υπολογιστική ισχύ και πολύ μεγαλύτερη διάρκεια εκτέλεσης.

7. ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

Α - ΠΙΝΑΚΕΣ ΙΔΙΟΤΗΤΩΝ



Πίνακας 7.1: Διάγραμμα Moody

Όνομα Υποτύπου	Μέγιστο βάρος W kcal/m³	Έργονόμος V _{αντ} m³/kcal	Πυκνότητα ρ kg/m³	Σταθμιακή πηλίκωση d	Εξωτερική σταθμιακή R kg/m³ K	Ανωτέρα Ορυζόμενος Διάχυση H _{αντ}		Κατώτερα Ορυζόμενος Διάχυση H _{κατ}	
						kg/m³	kg/m³	kg/m³	kg/m³
Μεθάνιο CH ₄	19,043	22,797	0,7175	0,9849	0,2918	38,910	11,058	55,428	35,882
Αιθέριο C ₂ H ₆	32,088	22,191	1,3590	1,3480	0,3747	75,293	19,520	51,677	64,942
Προπύλιο C ₃ H ₈	44,096	21,928	2,0110	1,5580	0,3780	101,742	28,116	80,345	93,215
iso-Butane C ₄ H ₁₀	58,122	21,461	2,7080	2,1840	0,3874	134,761	37,226	49,553	123,610
n-Butane C ₄ H ₁₀	58,103	21,550	2,6970	2,1850	0,3958	133,119	36,967	49,355	122,610
i-Pentane C ₅ H ₁₂	72,187	20,990	3,4200	2,8100	0,3970	185,150	48,464	39,011	158,940
n-Pentane C ₅ H ₁₂	72,177	20,990	3,4200	2,8100	0,4197	4208,700	127,016	46,675	182,390
n-Hexane C ₆ H ₁₄	100,202	19,380	4,5900	4,2100	0,4193	4365,200	173,052	46,117	190,311
Αιθέριο C ₂ H ₆	32,088	22,191	1,3590	1,3480	0,3787	101,742	28,116	50,282	64,942
Προπύλιο C ₃ H ₈	44,096	21,998	1,929	1,4750	0,3780	40,276	25,906	46,918	67,576
iso-Pentane C ₅ H ₁₂	72,107	21,987	2,6960	2,1100	0,3958	179,653	34,382	48,426	117,710
Αιθέριο C ₂ H ₆	32,088	22,226	1,3715	1,3100	0,3721	56,473	15,238	49,472	56,453
Μεθάνιο CH ₄	19,043	22,797	0,7167	1,2800	0,2970	4157,000	142,008	42,209	1151,000
Αιθέριο C ₂ H ₆	32,088	22,191	1,3590	1,3480	0,3789	4208,900	159,059	40,847	199,570
Προπύλιο C ₃ H ₈	44,096	22,428	1,929	1,4750	0,3787	42,142	3,228	141,000	18,783
iso-Butane C ₄ H ₁₀	58,104	22,400	1,929	1,4750	0,3772	42,603	3,902	10,700	12,812
n-Butane C ₄ H ₁₀	58,104	22,400	1,929	1,4750	0,3780	40,340	3,902	10,700	12,812
n-Pentane C ₅ H ₁₂	72,104	22,400	1,929	1,4750	0,3771	40,340	3,902	10,700	12,812
Μεθάνιο CH ₄	19,043	22,797	0,7170	1,000	0,3711				
Αιθέριο C ₂ H ₆	32,088	22,261	1,373	1,500	0,3786				
Προπύλιο C ₃ H ₈	44,096	22,460	1,928	1,600	0,3772				
iso-Butane C ₄ H ₁₀	58,104	22,356	1,928	1,376	0,3763				
n-Butane C ₄ H ₁₀	58,104	22,356	1,928	1,376	0,3763				
n-Pentane C ₅ H ₁₂	72,104	22,426	1,928	1,600	0,3768				

Πίνακας 7.2: Ιδιότητες υδρογονανθράκων και συστατικών του φυσικού αερίου

Θερμοκρασία °C	ΔΕΡΙΑ		ΦΥΣΙΚΑ ΑΕΡΙΑ										
	ΠΟΛΗ		ΟΜΑΔΑ L					ΟΜΑΔΑ H					
	Ομάδα	Ομάδα	W ₀	L1	L2	L3	Αέριο Προπάνιο	Αέριο Βιοαέριο	W ₀	H1	H2	H3	Αέριο Ισοπαια
-10	0.0224	0.0245	0.0004	0.0724	0.0205	0.0205	1.702	1.050	0.6855	0.9129	0.8002	0.8574	1.700
0	0.0207	0.0250	0.0005	0.0411	0.0315	0.0267	1.640	1.021	0.6527	0.8813	0.7707	0.8237	1.724
10	0.0184	0.0224	0.0005	0.0115	0.0500	0.0267	1.583	1.007	0.6268	0.8495	0.7532	0.7942	1.663
20	0.0201	0.0228	0.0006	0.0233	0.0244	0.0234	1.528	1.007	0.7440	0.8203	0.7172	0.7888	1.609
30	0.0402	0.0553	0.0006	0.0573	0.0487	0.0159	1.478	1.041	0.7016	0.7959	0.6938	0.7483	1.553
40	0.0200	0.0421	0.0248	0.0730	0.0245	0.0428	1.430	1.088	0.7429	0.7672	0.6715	0.7184	1.504
50	0.0166	0.0421	0.0308	0.0702	0.0261	0.0272	1.388	1.058	0.7137	0.7435	0.6505	0.6970	1.457
60	0.0178	0.0413	0.0274	0.0687	0.0269	0.0310	1.345	1.083	0.6960	0.7210	0.6313	0.6750	1.413
70	0.0172	0.0222	0.0508	0.0588	0.0280	0.0320	1.303	1.144	0.6772	0.6950	0.6125	0.6562	1.372
80	0.0437	0.0556	0.0399	0.0486	0.0402	0.0140	1.262	1.108	0.6592	0.6811	0.5931	0.6375	1.329
90	0.0208	0.0300	0.0222	0.0316	0.0244	0.0260	1.233	1.067	0.6400	0.6611	0.5707	0.6159	1.287
100	0.0200	0.0266	0.0054	0.0144	0.0276	0.0240	1.203	1.053	0.6220	0.6433	0.5534	0.6032	1.262
200	0.0451	0.0470	0.0172	0.0244	0.0264	0.0279	0.947	1.051	0.4935	0.5700	0.4458	0.4754	0.995
300	0.0267	0.0407	0.0009	0.0240	0.0269	0.0179	0.781	0.863	0.0050	0.1184	0.0003	0.2824	0.321
400	0.0433	0.0246	0.0000	0.0000	0.0200	0.0208	0.665	0.759	0.0448	0.002	0.0118	0.0040	0.000
500	0.0219	0.0286	0.0219	0.0262	0.0200	0.0201	0.579	0.643	0.2002	0.310	0.2715	0.2806	0.604

Πίνακας 7.4: Συνάρτηση της πυκνότητας ρ με την θερμοκρασία τυπικών φυσικών αερίων σε kg/m³ και πίεση 1.013 bar

Θέση T _c	Μέτρο Απόδοση	Προβλεπόμενη	Μετρηθείσα	Απόδοση	Απόδοση	1-βραβείο	Μακρ.	Μετρηθείσα	Απόδοση	Μετρηθείσα
0	10.4	9.2	8.1	7.9	10.0	7.4	18.2	16.2	18.9	14.3
10	10.7	9.2	8.4	8.1	10.2	8.1	18.6	16.6	19.4	15.0
20	11.0	9.7	8.6	8.4	10.8	8.3	17.9	17	19.9	15.4
30	11.2	10.9	9.9	8.6	10.9	8.6	17.5	17.4	20.1	15.6
40	11.6	10.2	9.1	8.9	11.1	8.8	17.9	17.8	20.3	16.2
50	11.6	10.5	9.3	9.1	11.4	9.2	18.3	18.2	21.4	16.6
60	12.1	10.8	9.6	9.3	11.7	9.4	18.7	18.7	21.9	17.0
70	12.4	11.9	9.8	9.8	12.0	9.5	19.1	19.1	22.4	17.4
80	12.7	11.3	10.5	9.8	12.2	9.7	19.5	19.5	22.6	17.8
90	13.9	11.6	10.2	10.0	12.5	9.9	19.6	19.6	23.3	18.2
100	13.2	11.8	10.4	10.2	12.8	10.1	20.2	20.2	23.7	18.9
200	15.2	14.1	12.5	12.4	15.1	12.2	24.1	23.9	25.4	22.0
300	18.1	16.5	14.3	14.4	17.7	14.1	27.6	27.3	32.2	28.6
400	20.4	18.5	16.4	16.2	20.0	15.9	30.8	30.5	36.7	32.5
500	22.4	20.2	18.1	18.1	22.1	17.7	34.0	33.6	39.4	35.1

Πίνακας 7.5: Συνάρτηση του δυναμικού ιξώδους μ με την θερμοκρασία για διάφορους υδρογονάνθρακες σε 10-6 kg/m³s και πίεση 1.013 bar

Θερμότητα, °C	ΑΕΡΙΑ ΠΟΡΗ		ΦΥΣΙΚΑ ΑΕΡΙΑ											
	Ομάδα Α	Ομάδα Β	ΟΜΑΔΑ Λ						ΟΜΑΔΑ Η					
			W ₁	L1	L2	L3	W ₂	H1	H2	H3				
-10	12,94	11,97	10,91	11,03	10,84	10,75	10,72	9,95	10,24	10,39				
0	13,31	12,31	11,23	11,35	11,16	11,07	11,08	10,26	10,54	10,69				
10	13,67	12,64	11,64	11,67	11,47	11,38	11,41	10,54	10,83	10,98				
20	14,04	12,97	11,98	11,99	11,78	11,69	11,70	10,90	11,12	11,29				
30	14,38	13,30	12,30	12,30	12,09	11,99	11,98	11,11	11,41	11,56				
40	14,73	13,62	12,62	12,62	12,40	12,29	12,29	11,53	11,77	11,87				
50	15,07	13,94	12,95	12,91	12,68	12,57	12,57	11,67	11,95	12,10				
60	15,41	14,26	13,26	13,21	12,98	12,86	12,86	11,85	12,29	12,45				
70	15,75	14,57	13,55	13,51	13,27	13,17	13,17	12,22	12,64	12,73				
80	16,08	14,88	13,84	13,80	13,55	13,45	13,45	12,49	12,91	13,01				
90	16,41	15,19	14,11	14,08	13,84	13,74	13,74	12,76	13,29	13,35				
100	16,74	15,49	14,41	14,38	14,11	14,03	14,03	13,02	13,76	13,85				
200	19,67	18,39	16,94	17,15	16,94	16,72	16,72	15,56	15,93	16,10				
300	22,77	21,03	19,47	19,72	19,35	19,23	19,23	17,93	18,33	18,63				
400	25,66	23,82	21,95	22,14	21,73	21,58	21,58	20,16	20,66	20,92				
500	28,09	26,07	24,11	24,44	23,95	23,82	23,82	22,27	22,75	23,10				

Πίνακας 7.6: Συνάρτηση του δυναμικού ιξώδους με την θερμοκρασία τυπικών φυσικών αερίων σε 10-6 kg/m³s και πίεση 1.013 bar

Θερμοκρασία T °C	Μέγεθος Αιθέριο	Προπάνιο	Βουτάνιο	Ι-Βουτάνιο	Αιθέριο C ₄	Πηλενο	Ι-Βουτάνιο Υδρογόνο	Μον. Αερίαια	Αξιοση Οξυγόνο	Αξιοση Αερίαια
0	1.271	1.930	3.653	3.574	1.575	2.616	3.606	1.271	1.301	1.328
10	1.585	1.942	3.747	3.592	1.613	2.672	3.655	1.280	1.301	1.328
20	1.559	1.955	3.864	3.639	1.553	2.552	3.665	1.284	1.301	1.328
30	1.674	2.002	3.936	3.707	1.664	3.002	4.076	1.287	1.301	1.328
40	1.531	2.051	3.125	3.674	2.636	3.067	4.171	1.293	1.301	1.328
50	1.546	2.152	3.207	4.013	2.178	3.134	4.270	1.293	1.302	1.328
60	1.666	2.165	3.251	4.123	2.122	3.201	4.365	1.295	1.304	1.328
70	1.882	2.259	3.316	4.74	2.166	3.270	4.468	1.297	1.307	1.328
80	1.705	2.295	3.461	4.666	2.155	3.329	4.569	1.298	1.303	1.328
90	1.726	2.352	3.551	4.552	2.256	3.405	4.670	1.299	1.303	1.328
100	1.747	2.411	3.642	4.561	2.302	3.463	4.770	1.300	1.304	1.328
200	2.007	3.016	4.543	5.202	2.706	4.170	5.255	1.303	1.307	1.328
300	2.258	3.562	5.331	6.046	3.122	4.776	6.413	1.305	1.306	1.328
400	2.510	4.044	6.014	7.741	3.451	5.304	7.345	1.311	1.307	1.328
500	2.753	4.474	6.518	8.525	3.733	5.761	7.972	1.324	1.304	1.328

Πίνακας 7.7: Συνάρτηση της ειδικής ισοβαρής θερμοχωρητικότητας Cp με την θερμοκρασία για διάφορους υδρογονάνθρακες σε KJ/ m3K και πίεση 1.013 bar

Θερμότητα, °C	ΑΕΡΙΑ ΠΩΛΗΣ				ΣΥΓΚΑ ΑΕΡΙΑ							
	ΟΜΑΔΑ Α		ΟΜΑΔΑ Β		ΟΜΑΔΑ L				ΟΜΑΔΑ H			
	W ₁	W ₂	L1	L2	L3	W ₄	H1	H2	H3			
-10	1.172	1.266	1.542	1.845	1.845	1.828	1.625	1.272	1.20			
0	1.150	1.243	1.520	1.823	1.823	1.811	1.603	1.250	1.177			
10	1.127	1.220	1.507	1.801	1.801	1.802	1.582	1.228	1.154			
20	1.104	1.197	1.492	1.779	1.779	1.807	1.561	1.206	1.131			
30	1.082	1.174	1.477	1.757	1.757	1.813	1.540	1.184	1.108			
40	1.059	1.151	1.462	1.735	1.735	1.820	1.519	1.162	1.085			
50	1.036	1.128	1.447	1.713	1.713	1.827	1.498	1.140	1.062			
60	1.013	1.105	1.432	1.691	1.691	1.834	1.477	1.118	1.039			
70	990	1.082	1.417	1.669	1.669	1.841	1.456	1.096	1.016			
80	967	1.059	1.402	1.647	1.647	1.848	1.435	1.074	993			
90	944	1.036	1.387	1.625	1.625	1.855	1.414	1.052	970			
100	921	1.013	1.372	1.603	1.603	1.862	1.393	1.030	947			
200	608	659	1.931	1.982	1.982	2.189	2.203	2.248	2.021			
300	623	674	2.178	2.224	2.224	2.427	2.471	2.517	2.266			
400	705	757	2.441	2.485	2.487	2.789	2.847	2.907	2.623			
500	788	840	2.655	2.695	2.675	3.031	3.100	3.169	2.832			

Πίνακας 7.8: Συνάρτηση της ειδικής ισοβαρής θερμοχωρητικότητας Cp με την θερμοκρασία τυπικών φυσικών αερίων σε KJ/ m3K και πίεση 1.013 bar

Εμφάνιση (C)	Μέτρον	Αίθριο	Προσέλιο	Προσέλιο	Βολταίο	Διέλιο	Προσέλιο	1-Βολταίο	Υδρογόνο	Με-ν	Αίθριο	Οξυγόνο	Διέλιο
0	22.5	19.7	15.8	19.4	14.1	20.9	27.3	15.2	30.7	24.4	24.4	27.1	27.1
10	32.4	19.1	16.7	19.4	14.9	22.0	28.6	16.1	32.0	25.1	25.1	28.8	28.8
20	35.0	20.9	17.5	19.2	15.2	22.6	29.0	17.2	32.7	25.7	25.7	29.5	29.5
30	36.2	21.1	18.3	19.2	15.5	24.1	31.4	18.3	33.2	25.4	25.4	29.8	29.8
40	37.5	22.1	19.4	19.2	17.5	25.2	32.9	19.5	33.8	27.0	27.0	29.9	29.9
50	38.7	23.1	20.4	20.0	19.4	26.3	34.3	20.2	34.4	27.6	27.6	29.8	29.8
60	40.1	24.2	21.4	20.3	19.4	27.5	35.6	21.1	35.0	28.3	28.3	29.3	29.3
70	41.4	25.4	22.5	22.4	20.4	28.6	37.4	22.1	35.2	28.9	28.9	29.0	29.0
80	42.8	26.8	23.5	23.5	21.5	30.0	39.0	23.1	35.6	29.5	29.5	28.7	28.7
90	44.7	27.9	24.7	24.6	22.5	31.7	40.0	24.2	35.8	30.1	30.1	28.4	28.4
100	46.8	29.1	25.8	25.8	23.5	32.8	42.3	25.2	36.0	30.7	30.7	28.1	28.1
200	67.4	43.2	36.3	36.4	35.8	46.0	60.0	36.5	45.6	36.6	36.6	29.4	29.4
300	76.6	48.5	44.0	43.4	43.9	51.3	73.0	40.4	48.9	42.1	42.1	36.0	36.0
400	88.1	54.5	53.9	53.3	53.5	64.8	87.5	46.5	52.5	48.4	48.4	44.2	44.2
500	115.2	70.9	69.1	68.4	65.3	80.4	116.9	72.6	65.3	66.1	66.1	51.1	51.1

Πίνακας 7.9: Συνάρτηση της θερμικής αγωγιμότητας κ με την θερμοκρασία για διάφορους υδρογονάνθρακες σε 10-6 KJ/ms και πίεση 1.013 bar

Θερμότητα, °C	ΑΕΡΙΑ ΠΩΔΗ				ΣΥΣΚΑ ΑΕΡΙΑ							
	Ομάδα Α		Ομάδα Β		Ομάδα L				Ομάδα H			
	W ₁	L ₁	W ₂	L ₂	L ₁	L ₂	L ₃	W ₁	H ₁	H ₂	H ₃	
-10	29.2	28.1	28.2	28.1	28.1	28.1	28.0	26.7	25.8	25.4	27.8	
0	29.5	28.7	29.1	28.1	29.1	28.0	26.7	26.5	26.5	26.5	28.7	
10	29.8	29.3	29.7	29.2	29.2	28.9	27.3	26.6	27.8	27.7	29.8	
20	30.1	29.8	30.1	29.2	29.2	28.9	27.3	26.9	27.9	27.9	29.9	
30	30.4	30.4	30.5	29.2	29.2	28.9	27.3	27.1	28.2	28.0	30.2	
40	30.7	30.9	31.0	29.5	29.5	29.2	27.3	27.2	28.2	28.2	30.2	
50	31.0	31.2	31.3	29.8	29.8	29.5	27.3	27.2	28.2	28.2	30.2	
60	31.3	31.5	31.6	30.1	30.1	29.8	27.3	27.2	28.2	28.2	30.2	
70	31.6	31.8	31.9	30.4	30.4	30.1	27.3	27.2	28.2	28.2	30.2	
80	31.9	32.1	32.2	30.7	30.7	30.4	27.3	27.2	28.2	28.2	30.2	
90	32.2	32.4	32.5	31.0	31.0	30.7	27.3	27.2	28.2	28.2	30.2	
100	32.5	32.7	32.8	31.3	31.3	31.0	27.3	27.2	28.2	28.2	30.2	
150	33.5	33.8	34.0	32.3	32.3	32.0	27.3	27.2	28.2	28.2	30.2	
200	34.5	34.9	35.1	33.3	33.3	33.0	27.3	27.2	28.2	28.2	30.2	
300	36.5	37.1	37.3	35.3	35.3	35.0	27.3	27.2	28.2	28.2	30.2	
400	38.5	39.1	39.3	37.3	37.3	37.0	27.3	27.2	28.2	28.2	30.2	
500	40.5	41.1	41.3	39.3	39.3	39.0	27.3	27.2	28.2	28.2	30.2	
600	42.5	43.1	43.3	41.3	41.3	41.0	27.3	27.2	28.2	28.2	30.2	

Πίνακας 7.10: Συνάρτηση της θερμικής αγωγιμότητας κ με την θερμοκρασία τυπικών φυσικών αερίων σε 10-6 KJ/ms και πίεση 1.013 bar

B – ΑΡΧΕΙΟ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗΣ ΣΥΜΠΙΕΣΤΗΣ ΡΟΗΣ ΦΥΣΙΚΟΥ ΑΕΡΙΟΥ ΜΕΣΑ ΣΕ ΑΓΩΓΟ (Αρχείο Εισόδου INPUT FILE)

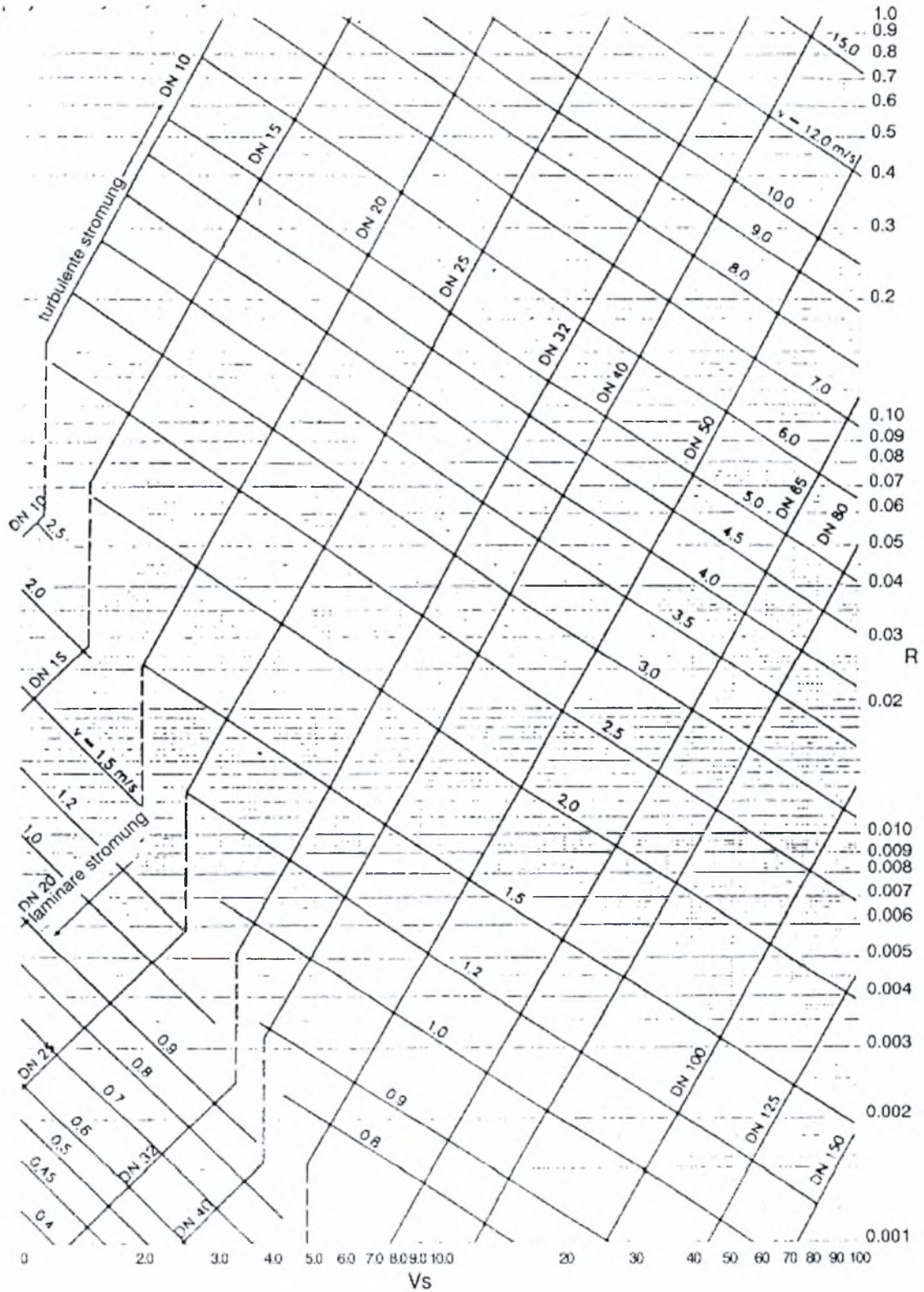
```

>>> INPUT DATA FILE
INCALU = .TRUE.
INCALV = .TRUE.
INCALP = .TRUE.
INCALT = .TRUE.
INDEN = .TRUE.
INVIS = .TRUE.
INGAM = .TRUE.
COEFFECIENT
INDISS = .TRUE.
DISSIPATION
GREAT = 1.0E+30
SMALL = 1.0E-30
NSWPU = 5
NSWPV = 5
NSWPP = 5
NSWPT = 5
URFU = 0.5
URFV = 0.5
URFP = 0.5
URFT = 0.5
URFVIS = 0.5
INDCOS = 2
PLATE
XORIG = 0.0
YORIG = 0.0
NJ = 50
MAXIT = 5000
SORMAX = 1.0E-07
PREF = 0.0
JPREF = 2
JMON = 3
INDMON = 1
INDPRI = 1
LASTEP = 1000000
VISCOS = 10.8E-06
DENSIT = 0.683
PRANDT = 0.503
CP = 1589.0
DX0 = 0.001
DXMAX = 0.001
UIN = 5.0
TIN = 285.16
TWALL = 288.16
HYDIAM = 0.160
XTOT = 16.0
FEX = 1.0
U = 0.0
V = 0.0
T = 0.0
DV = 0.0
INPROP = 0
INWALL = 1
HEAT = 0.0
RE = 5.05E04
>>> END OF DATA FILE <<<

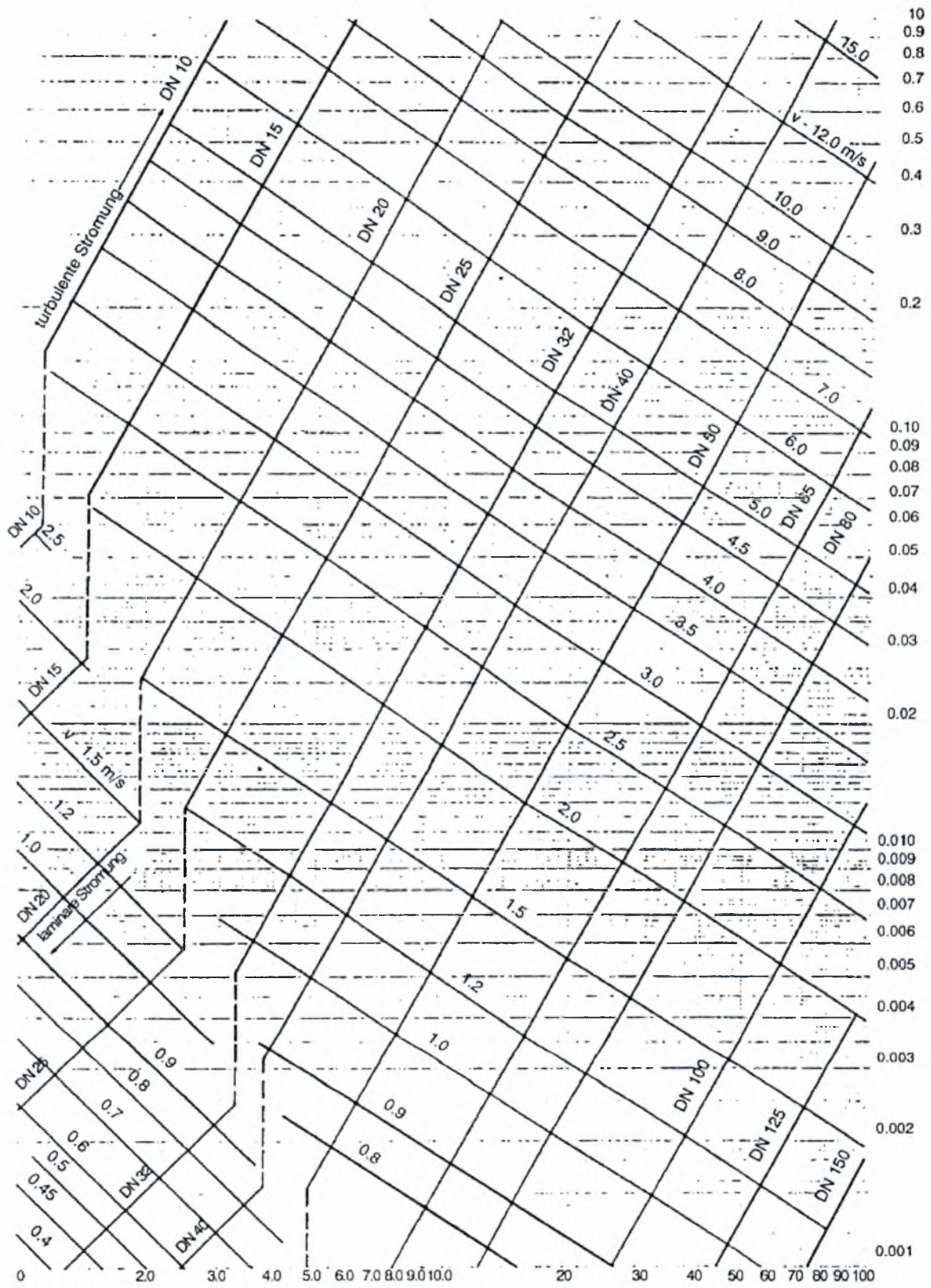
*          Comments Area          - <<<
* LOGICAL-CALCULATE U-VELOCITY
* LOGICAL-CALCULATE V-VELOCITY
* LOGICAL-CALCULATE P-PRESSURE
* LOGICAL-CALCULATE TEMPRATURE
* LOGICAL-CALCULATE DENSITY
* LOGICAL-CALCULATE VISCOSITY
* LOGICAL-CALCULATE GAMMA
* LOGICAL-CALCULATE VISCOUS
* BIGEST NUMBER
* SMALLER NUMBER
* DO NOT CHANGE IT
* DO NOT CHANGE IT
* DO NOT CHANGE IT
* DO NOT CHANGE IT
* RELAXATION FACTOR FOR U-VELOCITY
* RELAXATION FACTOR FOR V-VELOCITY
* RELAXATION FACTOR FOR P-PRESSURE
* RELAXATION FACTOR FOR TEMPERATURE
* RELAXATION FACTOR FOR VISCOSITY
* GEOMETRY 1=2D-FLOW 2=AXISSYMETRIC 3=FLAT
* GEOMETRY ORIENTATION
* GEOMETRY ORIENTATION
* MAXIMUM Y-GRID
* MAX. No OF ITERATIONS
* CONVERGENCE CRITERION
* DO NOT CHANGE IT
* J REFERENCE POINT
* J MONITOR POINT
* ITERS FOR PRINTING MONITOR POINT
* STEPS FOR PRINTING RESIDUALS
* No OF STEPS IN X-DIRECTION
* VISCOSITY
* DENSITY
* No PRANDLT
* No REYNOLDS (Cp)
* INITIAL dx DISTANCE
* MAXIMUM dx DISTANCE
* INLET V-VELOCITY COMPONENT
* INLET TEMPRATURE
* WALL TEMPRATURE
* HYDRAULIC DIAMETER
* TOTAL LENGTH IN X-AXIS
* EXPANSION COEFFECIENT
* INITIAL FIELD CONDITON FOR U-VELOCITY COMPONENT
* INITIAL FIELD CONDITON FOR V-VELOCITY COMPONENT
* INITIAL FIELD CONDITON FOR TEMPRATURE COMPONENT
* DO NOT CHANGE IT
* FLUID, 0=INPUT FILE, 1=AIR, 2=WATER, 3=OIL (300)
* 1=CONSTANT TEMPERATURE, 2=CONSTANT HEAT FLUX
* HEAT FLUX
* REYNOLDS NUMBER INDCOS=1&2

```

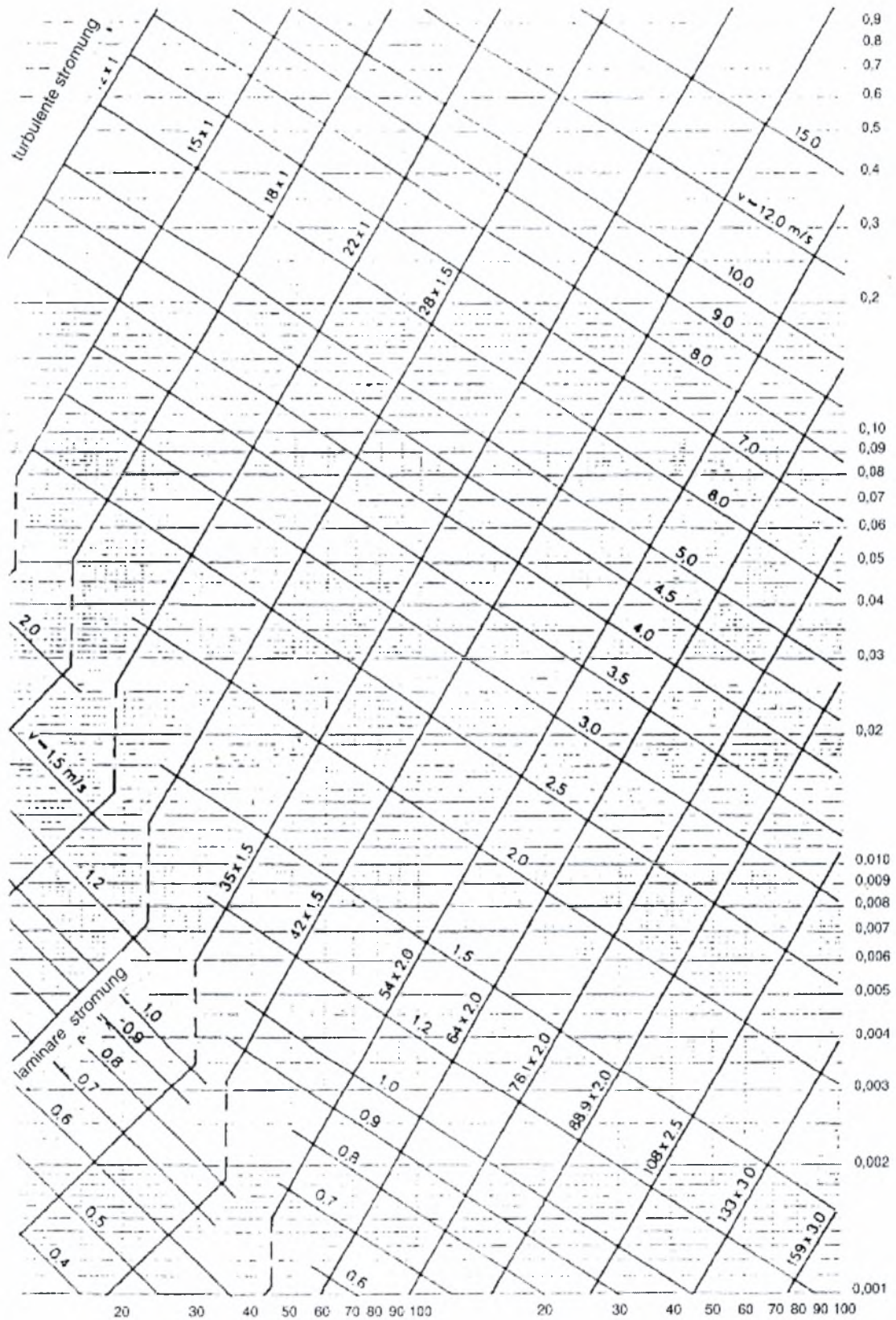

Γ – ΔΙΑΓΡΑΜΜΑΤΑ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΥ ΤΗΣ ΠΤΩΣΗΣ ΠΙΕΣΗΣ ΓΙΑ ΔΙΑΦΟΡΑ ΕΙΔΗ ΑΓΩΓΩΝ ΦΥΣΙΚΟΥ ΑΕΡΙΟΥ



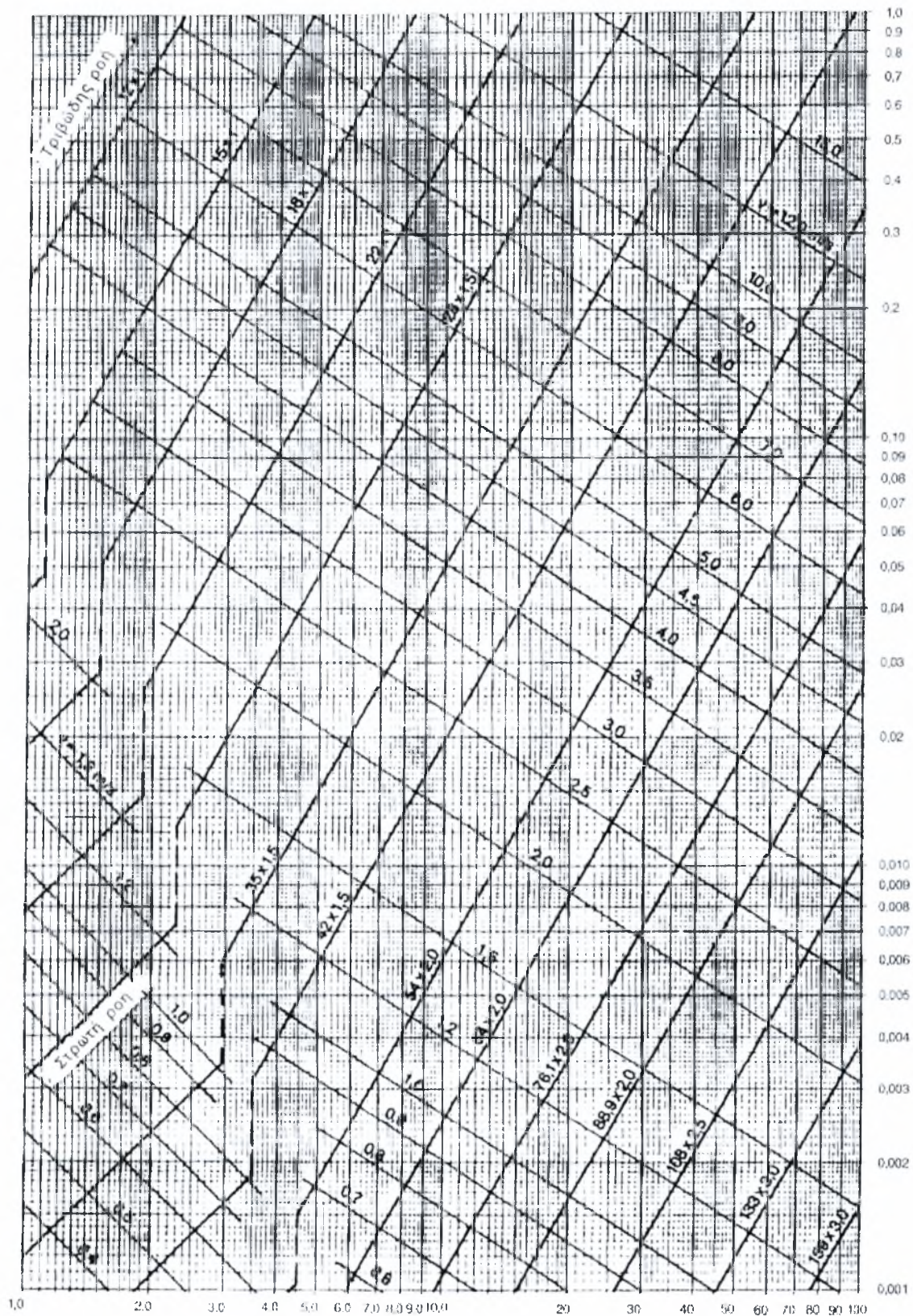
Σχήμα Γ1: Διάγραμμα πτώσης πίεσης (mbar/m) για χαλυβδοσωλήνες κατά DIN 2440



Σχήμα Γ2: Διάγραμμα πτώσης πίεσης (mbar/m) για χαλυβδοσωλήνες κατά DIN 2441/2442

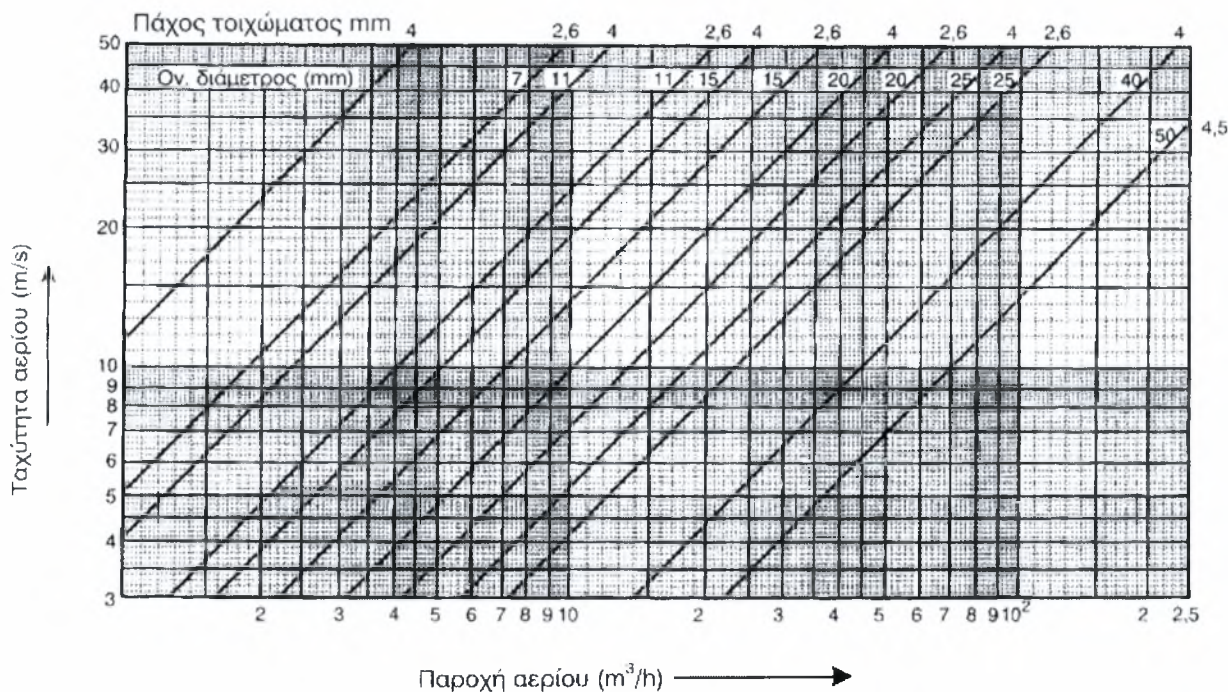


Σχήμα Γ3: Διάγραμμα πτώσης πίεσης (mbar/m) για χαλυβδосωλήνες κατά DIN 1786

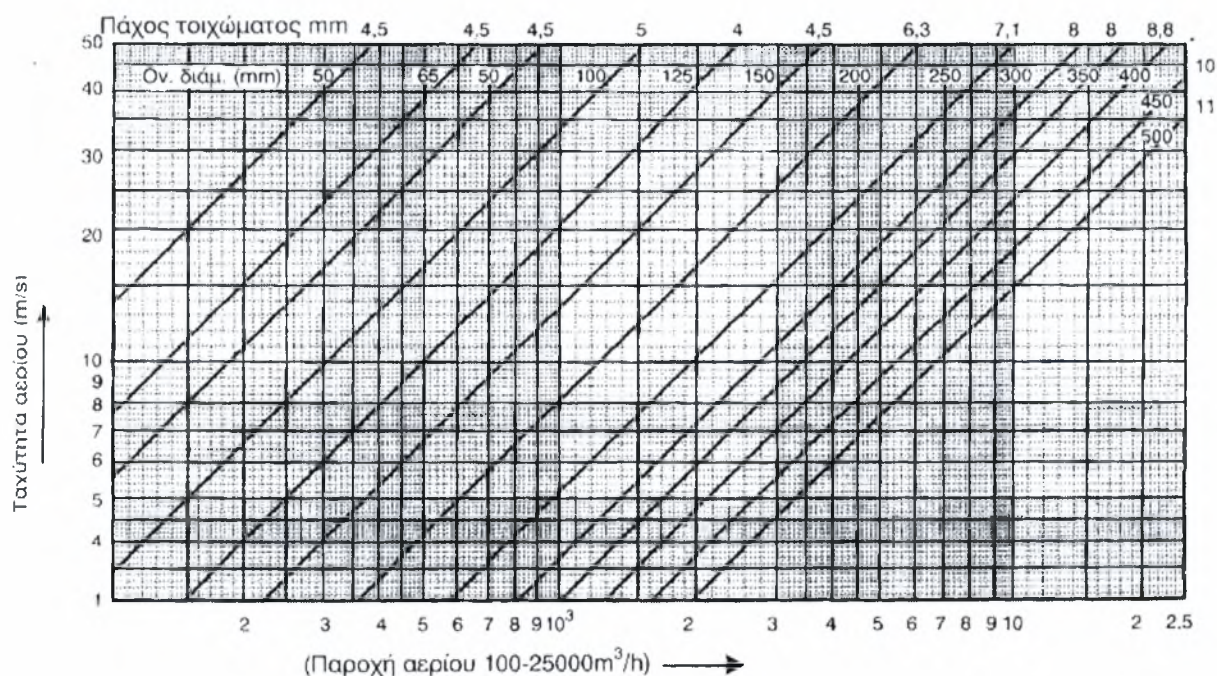


Σχήμα Γ4: Διάγραμμα πτώσης πίεσης (mbar/m) για χαλυβδοσωλήνες κατά ΕΛΟΤ EN 1057

Δ - ΔΙΑΓΡΑΜΜΑΤΑ ΠΑΡΟΧΗΣ-ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΣΕ ΣΧΕΣΗ ΜΕ ΤΗΝ ΟΝΟΜΑΣΤΙΚΗ ΔΙΑΜΕΤΡΟ ΤΟΥ ΣΩΛΗΝΑ ΣΕ ΧΑΛΥΒΔΙΝΑ ΔΙΚΤΥΑ ΑΕΡΙΟΥ

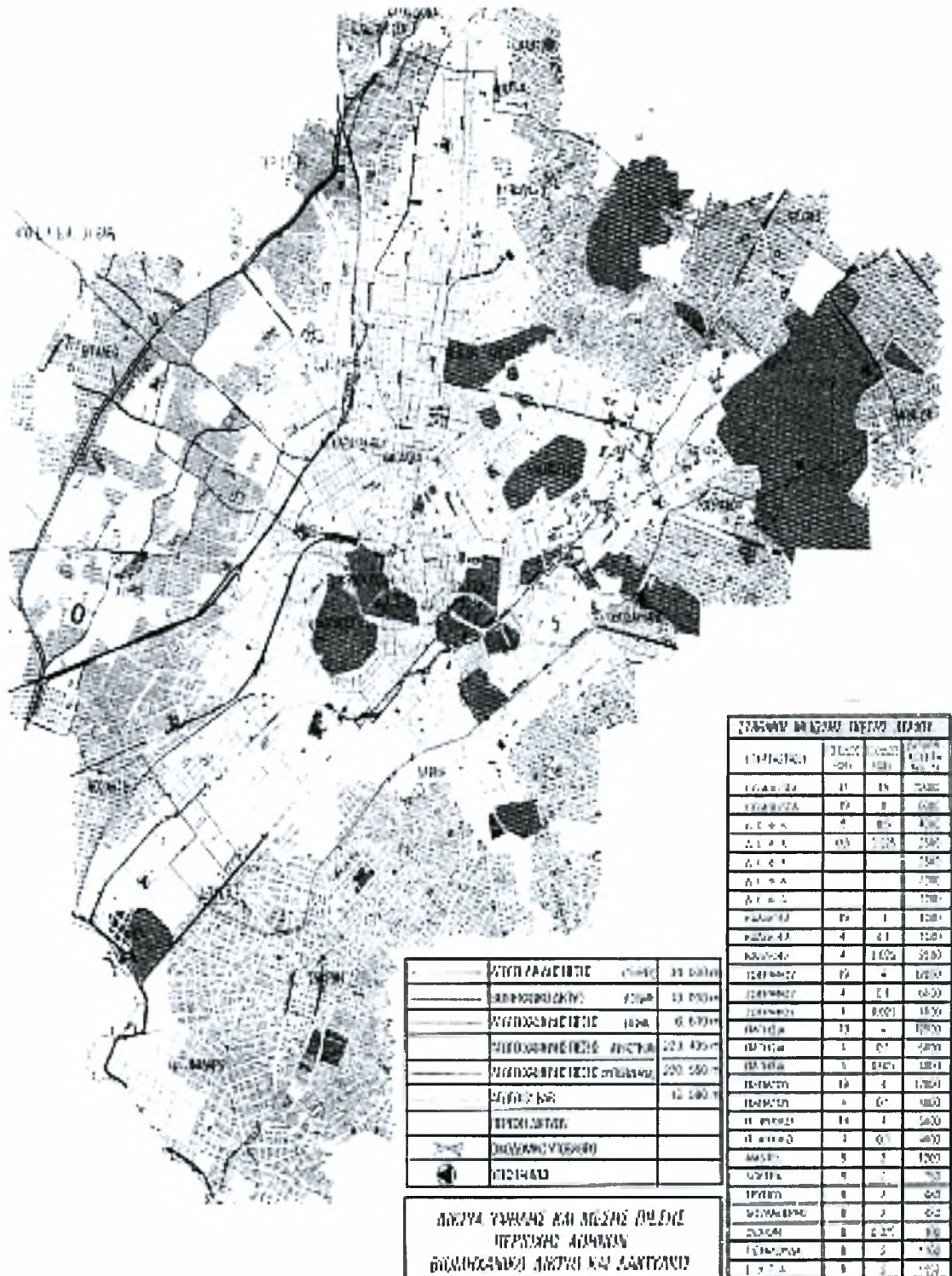


Σχήμα Δ1: Διάγραμμα ταχύτητας και παροχής αερίου (παροχή 1-250 m³/h)

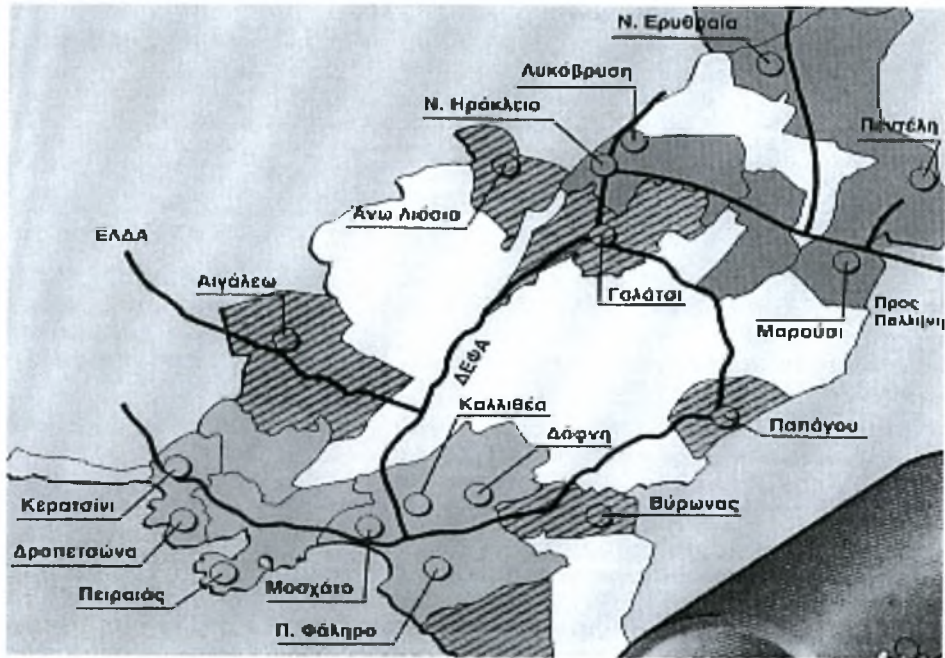


Σχήμα Δ2: Διάγραμμα ταχύτητας και παροχής αερίου (παροχή 100-25000 m³/h)

Ε – ΕΙΚΟΝΕΣ



Εικόνα Ε1: Βιομηχανικό δίκτυο διανομής φυσικού αερίου (μεσης πίεσης) περιοχής Αθηνών



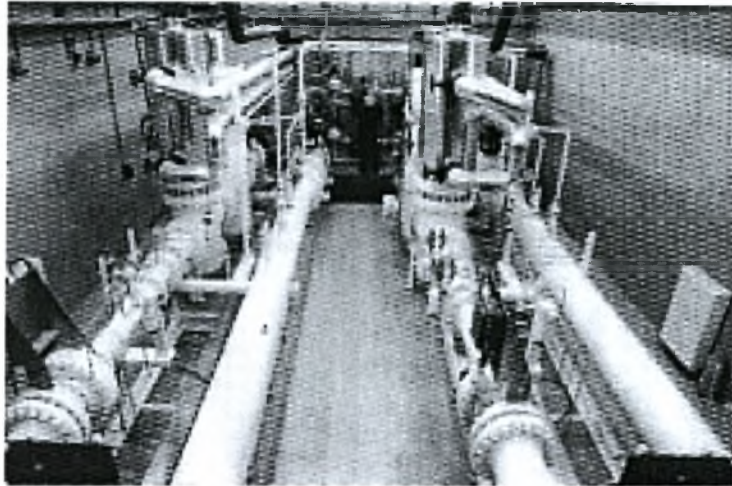
Εικόνα Ε2: Δίκτυο διανομής φυσικού αερίου περιοχής Αθηνών



Εικόνα Ε3: Μετρητικός σταθμός στο Στρυμονοχώρι Σερρών



Εικόνα Ε4: Σταθμός ελέγχου και μετρήσεων δικτύου



Εικόνα Ε5: Μετρητικός σταθμός Σχιστού



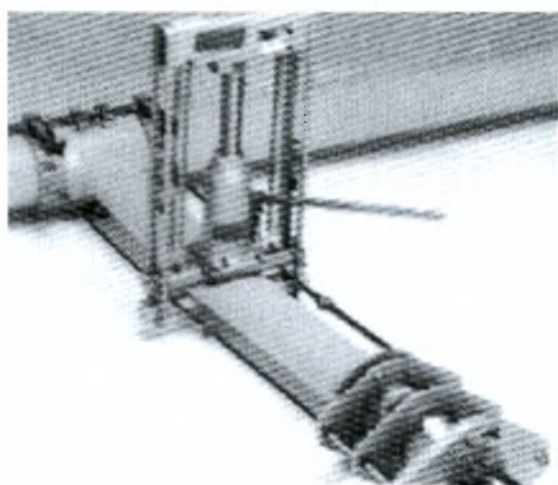
Εικόνα Ε6: Συγκόλληση αγωγού φυσικού αερίου



Εικόνα Ε7: Αμμοβολή αγωγού φυσικού αερίου



Εικόνα Ε8: Τοποθέτηση αγωγού φυσικού αερίου



Εικόνα Ε9: Ευθυγράμμιση αγωγού φυσικού αερίου

8. ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

1. INCOPERA F.P.&WITT D.P., 1981, 'Fundamentals of Heat Transfer', John, USA
2. ΚΑΚΑΚ S. & YENER Y., 1995, 'Convective Heat Transfer', John, Boca Raton, USA
3. R.V.SMITH., 1990, 'Practical Natural Gas Engineering', Volume 2, PennWell Books, Oklahoma
4. AS. H. SHAPIRO, 1953, 'The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow', Volume 1, 2, John Wiley, New York
5. ΜΑΡΚΑΤΟΣ, Ν. & ΑΣΗΜΑΚΟΠΟΥΛΟΣ Δ., 1995, 'Υπολογιστική Ρευστοδυναμική', Παπασωτηρίου, Αθήνα, ISBN 960-7510-17-8
6. ΠΑΠΑΪΩΑΝΝΟΥ, Α.Θ, 1998, 'Μηχανική των Ρευστών', Τόμος 2, Μαυρομάτη, Αθήνα
7. DARLING, D., 1985, 'ME293: Project Numerical Modeling of Flow', Department of Mechanical Engineering, University of Illinois, USA
8. ΒΛΑΧΟΣ, Ν., 1998, 'Μαθηματική Προσομοίωση Βιομηχανικών Ροών', Σημειώσεις του ΠΜΣ του Πανεπιστημίου Θεσσαλίας
9. ΚΟΤΑΚΕ & ΚΥΝΙΟ ΗΙΙΚΑΤΑ, 1993, 'Numerical Simulations of Heat Transfer and Fluid Flow on a Personal Computer', Department of Mechanical Engineering University of Tokyo, JAPAN
10. ΚΑΡΑΠΙΑΝΟΣ, Χ., 2000, 'Τεχνολογία Φυσικού Αερίου' Εκδόσεις 'ΙΩΝ', Αθήνα

11. ΠΑΠΑΝΙΚΑΣ, Δ., 2000, 'Τεχνολογία Φυσικού Αερίου', Τμήμα Μηχανολόγων και Αεροναυπηγών Μηχανικών, Πανεπιστήμιο Πατρών
12. ΠΑΣΠΑΛΑΣ, Κ., 1999, 'Τεχνολογία Εγκαταστάσεων και Χρήσεων Φυσικού Αερίου', Έκδοση Συλλόγου Μηχανολόγων-Ηλεκτρολόγων Μηχανικών Β. Ελλάδος, Θεσ/νίκη
13. ΜΠΑΞΕΒΑΝΟΥ ΑΙΚ., 2000, 'Προσομοίωση Παραβολικών και Ελλειπτικών Ροών σε Η/Υ', Τεχνική Αναφορά ΠΜΣ (Μηχανική Ρευστών), Εργαστήριο Ρευστομηχανικής & Στροβιλομηχανών, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Βιομηχανίας, Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας
14. Τεχνικό Επιμελητήριο Ελλάδος, Ιούνιος 1991, 'Αέριο και Ανάπτυξη', Εκδόσεις Τεχνικά Χρονικά, Αθήνα
15. Έκδοση ΔΕΠΑ, 2001, 'Φυσικό Αέριο και Βιομηχανικές και Εμπορικές Χρήσεις'
16. ΤΕΕ, Τριήμερο Συμπόσιο για το Φυσικό Αέριο, 1988, Έκδοση ΤΕΕ, Αθήνα
17. ARPACI, V.S. & LARSEN P.S., 1984, 'Convection Heat Transfer', Prentice-Hall, New York
18. PAI, S. I., 1956, 'Viscous Flow Theory', Vol. 1, 2, Van Nostrand, New York
19. SCHLICHTING, H., 1955, 'Boundary Layer Theory', McGraw-Hill, New York
20. LANDAU L. D. & LIFSHITZ, E. M., 1959, 'Fluid Mechanics', Addison-Wesley
21. ΣΩΤΗΡΟΠΟΥΛΟΣ, Β.Α, 1988, 'Θερμοδυναμική των Μιγμάτων' Εκδ. Γιαχούδη, Θεσ/νίκη
22. REID A., PRAUSNITZ P., SHERWOOD, 1977, 'The Properties of Gases and Liquids', McGraw-Hill, New York

23. NAYYAR, M. L., 1992, 'Piping Handbook', McGraw-Hill, New York

24. IMRIE, B.W., 1973, 'Compressible Fluid Flow', Department of Engineering, University of Leeds

25. WHITE, F.M., 1979, 'Fluid Mechanics', McGraw-Hill, Kogakusha



ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ
ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ



004000072310

