



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΡΕΥΣΤΩΝ

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

«ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΗ ΕΠΑΛΗΘΕΥΣΗ ΤΩΝ ΔΙΑΓΡΑΜΜΑΤΩΝ
ΡΑΡΜΑΚΙΑΝ ΓΙΑ ΤΗΝ ΕΝΤΑΣΗ ΤΟΥ ΥΔΡΑΥΛΙΚΟΥ
ΠΛΗΓΜΑΤΟΣ ΣΕ ΑΝΤΛΗΤΙΚΗ ΕΓΚΑΤΑΣΤΑΣΗ»

«NUMERICAL VERIFICATION OF RARMAKIAN DIAGRAMS
CONCERNING THE WATER HAMMER ON PUMPING
STATIONS»

ΠΟΥΛΟΣ ΓΕΩΡΓΙΟΣ

ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ : ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ ΠΑΠΑΝΤΩΝΗΣ Δ.Ε.

ΑΘΗΝΑ
ΟΚΤΩΒΡΙΟΣ 2008

«ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΗ ΕΠΑΛΗΘΕΥΣΗ ΤΩΝ ΔΙΑΓΡΑΜΜΑΤΩΝ
ΠΑΡΜΑΚΙΑΝ ΓΙΑ ΤΗΝ ΕΝΤΑΣΗ ΤΟΥ ΥΔΡΑΥΛΙΚΟΥ
ΠΛΗΓΜΑΤΟΣ ΣΕ ΑΝΤΛΗΤΙΚΗ ΕΓΚΑΤΑΣΤΑΣΗ»

«NUMERICAL VERIFICATION OF PARMAKIAN
DIAGRAMS CONCERNING THE WATER HAMMER ON
PUMPING STATIONS»

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

ΤΟΥ

ΠΟΥΛΟΥ ΓΕΩΡΓΙΟΥ

Θέλω να ευχαριστήσω τον επιβλέποντα καθηγητή κ. Παπαντώνη Δ.Ε. για τη συνεχή καθοδήγηση, τη στενή παρακολούθηση της εξέλιξης της διπλωματικής εργασίας και γενικότερα για τις χρήσιμες συμβουλές και την αμέριστη συμπαράσταση που μου προσέφερε κατά τη διάρκεια της εκπόνησης της διπλωματικής εργασίας.

*στους γονείς μου που με στήριζαν όλα αυτά τα χρόνια
και στη Τζένη για την υπομονή και τη βοήθειά της...*

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

	<u>Σελίδα</u>
Εισαγωγή	1
ΜΕΡΟΣ Α΄ : ΘΕΩΡΗΤΙΚΟ ΜΕΡΟΣ	
1. Αντλίες – Αντλητική εγκατάσταση	
1.1. Γενικά στοιχεία δυναμικών αντλιών	5
1.1.1. Ορισμός στροβιλομηχανών	5
1.1.2. Ορισμός αντλιών	5
1.1.3. Ενεργειακός ισολογισμός δυναμικής αντλίας	6
1.1.4. Ολικό ύψος δυναμικής αντλίας	8
1.1.5. Μανομετρικό ύψος δυναμικής αντλίας	9
1.1.6. Συνιστώσες ταχύτητας	10
1.1.7. Μεσημβρινή τομή περωτής	11
1.1.8. Διατύπωση της εξίσωσης Euler για δυναμική αντλία	12
1.2. Φυγόκεντρες αντλίες	14
1.2.1. Βασικά τμήματα φυγόκεντρης αντλίας	14
1.2.2. Βαθμοί απόδοσης	17
1.2.3. Βέλτιστη (optimum) παροχή	20
1.2.4. Ιδεατή και θεωρητική χαρακτηριστική της περωτής	21
1.2.5. Χαρακτηριστικές καμπύλες λειτουργίας αντλίας	22
1.2.6. Αντίστοιχα σημεία λειτουργίας	24
1.2.7. Γεωμετρική ομοιότητα μηχανών	27
1.2.8. Δυναμική ομοιότητα ροής	27
1.2.9. Ειδικός αριθμός στροφών	28
1.3. Αντλητική εγκατάσταση	30
1.3.1. Ορισμός αντλητικής εγκατάστασης	30
1.3.2. Σημείο λειτουργίας αντλητικής εγκατάστασης	31
1.3.3. Συνεργασία αντλιών	35
1.3.4. Όργανα διακοπής της ροής	38
1.3.5. Ευστάθεια λειτουργίας αντλητικής εγκατάστασης	41
1.3.6. Εκκίνηση αντλητικής εγκατάστασης	43
1.3.7. Διάρκεια εκκίνησης της αντλητικής εγκατάστασης	46
1.3.8. Σπηλαιώση αντλιών	48
1.3.9. Πλήρεις χαρακτηριστικές λειτουργίας αντλίας	51
2. Μη μόνιμα υδραυλικά φαινόμενα	
2.1. Εισαγωγή στα μη μόνιμα υδραυλικά φαινόμενα	56
2.2. Υδραυλικό πλήγμα	59
2.2.1. Ιστορική αναδρομή	59
2.2.2. Υπολογιστικές μέθοδοι	68
2.2.3. Βασικές εξισώσεις υδραυλικού πλήγματος	70
2.2.3.1. Εφαρμογή της εξίσωσης της ορμής	71
2.2.3.2. Εφαρμογή της εξίσωσης της συνέχειας	74
2.2.4. Αρχή της μεθόδου των χαρακτηριστικών	81
2.2.5. Περιγραφή της μεθόδου των χαρακτηριστικών	83
2.2.6. Οριακές συνθήκες	88
2.2.7. Ισοζύγιο ολικού ύψους	91
2.2.8. Ισοζύγιο στρεπτικών ροπών	93

2.2.9. Αριθμητική επίλυση του συστήματος των εξισώσεων F_1 και F_2	95
3. Αντιπληγματική προστασία αντλητικών εγκαταστάσεων	
3.1. Μέθοδοι αντιπληγματικής προστασίας	98
3.1.1. Αύξηση της διαμέτρου του αγωγού	98
3.1.2. Εγκατάσταση σφονδύλου (flywheel)	98
3.1.3. Διαδρομή αγωγού	99
3.1.4. Πλήθος αντλιών	99
3.1.5. Βαλβίδες κενού – Βαλβίδες εξαγωγής αέρα	100
3.1.6. Βαλβίδες πρόβλεψης κυμάτων πίεσης – Βαλβίδες ανακούφισης κυμάτων πίεσης	101
3.1.7. Βαλβίδες αντεπιστροφής	102
3.1.8. Συνδυασμός κλάδου by-pass και αντιπληγματικής βαλβίδα αντεπιστροφής	103
3.1.9. Ανοιχτοί (απλοί) πύργοι ανάπαλσης ή εκτονώσεως	104
3.1.10. Πύργοι ανάπαλσης ή εκτονώσεως απλής/διπλής κατεύθυνσης	105
3.1.11. Αεροφυλάκια	107
3.1.12. Αδιάκοπτη ηλεκτρική τροφοδοσία (UPS)	110
3.2. Αντλητική εγκατάσταση με αεροφυλάκιο και βαλβίδα αντεπιστροφής	111
3.3. Διαγράμματα υπολογισμού μέγιστων υπερπίεσεων – υποπίεσεων σε αντλητική εγκατάσταση με αεροφυλάκιο	113
3.3.1. Διαγράμματα Evangelisti (1938)	113
3.3.2. Διαγράμματα Evans & Crawford (1954)	117
3.3.3. Διαγράμματα Parmakian (1963)	120
3.3.4. Διαγράμματα Graze & Horlacher (1989)	124
3.3.5. Μέθοδος Stephenson για τη διαστασιολόγηση αεροφυλακίου (2002)	131

ΜΕΡΟΣ Β΄ : ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΟ ΜΕΡΟΣ

4. Πρόγραμμα HAMMER.FOR	
4.1. Εισαγωγή στο πρόγραμμα HAMMER.FOR	139
4.2. Περιγραφή των αρχείων εισόδου και εξόδου	139
4.2.1. Αρχεία εισόδου	140
4.2.2. Αρχεία εξόδου	141
4.3. Επεξήγηση υπορουτίνων	142
4.4. Παρουσίαση της δομής του προγράμματος	143
5. Αποτελέσματα προγράμματος HAMMER.FOR	
5.1. Στοιχεία αντλητικών εγκαταστάσεων	148
5.2. Προσέγγιση – Επαλήθευση διαγραμμάτων Parmakian	151
5.3. Επίδραση της ροπής αδράνειας σρεφομένων μαζών – Μεταβολή $F(\tau)$	167
5.4. Επίδραση της παραμέτρου PARV0 – Μεταβολή $F(\text{PARV0})$	178

Παράρτημα	186
------------------	------------

Βιβλιογραφία	192
---------------------	------------

ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η παρούσα διπλωματική εργασία πραγματεύεται τον υπολογισμό των υπερπίεσεων και υποπίεσεων που αναπτύσσονται στην κατάθλιψη της αντλίας και στο μέσο του αγωγού κατάθλιψης μιας αντλητικής εγκατάστασης, εξαιτίας του μεταβατικού φαινομένου που δημιουργήθηκε ύστερα από την αιφνίδια διακοπή της λειτουργίας του κινητήρα της αντλίας. Η αντλητική εγκατάσταση, στην οποία αναφέρεται η εργασία, είναι εξοπλισμένη με βαλβίδα αντεπιστροφής και αεροφυλάκιο και στους υπολογισμούς θα συμπεριληφθεί η ροπή αδράνειας των στρεφομένων μαζών της εγκατάστασης. Οι υπερπίεσεις και υποπίεσεις που αναπτύσσονται σε μία τέτοια αντλητική εγκατάσταση μπορούν να υπολογιστούν μέσω των διαγραμμάτων Parmakian, τα οποία όμως θεωρούν αμελητέα τη ροπή αδράνειας των στρεφομένων μαζών έτσι ώστε να κλείνει αμέσως η βαλβίδα αντεπιστροφής και να εξαλείφονται από τους υπολογισμούς οι χαρακτηριστικές καμπύλες της αντλίας. Σκοπός της εργασίας είναι να διαπιστωθεί σε ποιο βαθμό οι τιμές των διαγραμμάτων Parmakian ισχύουν στη περίπτωση που η ροπή αδράνειας των στρεφομένων μαζών δεν θεωρηθεί αμελητέα. Επίσης θα διαπιστωθεί η επίδραση της αύξησης της ροπής αδράνειας των στρεφομένων μαζών, στις αναπτυσσόμενες υπερπίεσεις και υποπίεσεις. Οι υπολογισμοί θα γίνουν με τη βοήθεια του προγράμματος HAMMER.FOR στο οποίο η ροπή αδράνειας εισέρχεται ως δεδομένο.

Η εργασία αποτελείται από δύο μέρη, από τα οποία το πρώτο είναι το θεωρητικό μέρος και το δεύτερο είναι το πειραματικό μέρος. Το θεωρητικό μέρος αποτελείται από τρία κεφάλαια στα οποία παρουσιάζονται βασικές θεωρητικές γνώσεις για: τη λειτουργία μιας εγκατάστασης, για τα μεταβατικά φαινόμενα που μπορούν να αναπτυχθούν σε μία αντλητική εγκατάσταση και για τις μεθόδους που διαθέτουμε για την προστασία της εγκατάστασης από τα μεταβατικά φαινόμενα. Το πειραματικό μέρος της εργασίας αποτελείται από δύο κεφάλαια στα οποία παρουσιάζονται: η δομή του προγράμματος HAMMER.FOR που χρησιμοποιήθηκε για την προσομοίωση του μεταβατικού φαινομένου και τα αποτελέσματα, σε μορφή διαγραμμάτων, που αποκτήθηκαν με χρήση του προγράμματος. Παρακάτω παρατίθεται σύντομη αναφορά των περιεχομένων κάθε κεφαλαίου.

Στο κεφάλαιο 1 παρουσιάζονται οι δυναμικές αντλίες που ανήκουν στην ευρύτερη κατηγορία των εργοστροβιλομηχανών, δίνονται βασικά θεωρητικά στοιχεία για την κατανόηση της λειτουργίας τους και αναλύεται ο διαδεδομένος τύπος της φυγόκεντρης αντλίας. Επίσης παρουσιάζεται και αναλύεται η δομή τυπικής αντλητικής εγκατάστασης, παρουσιάζονται προβλήματα όπως η ευστάθεια αντλητικής εγκατάστασης, η εκκίνηση αντλητικής εγκατάστασης, η σπηλαίωση της αντλίας και διερευνάται η συνεργασία του ζεύγους κινητήρα – αντλία.

Στο κεφάλαιο 2 γίνεται αναφορά στα μεταβατικά φαινόμενα και αναλύεται το φαινόμενο του υδραυλικού πλήγματος. Παρουσιάζεται ιστορική αναδρομή της έρευνας και των μεθόδων αντιμετώπισης του φαινομένου καθώς και οι βασικές εξισώσεις που το διέπουν και ο τρόπος με τον οποίο αυτές προκύπτουν με εφαρμογή της εξίσωσης της ορμής και της συνέχειας. Στη συνέχεια παρουσιάζεται η μέθοδος των χαρακτηριστικών και οι οριακές συνθήκες που μπορούν να εφαρμοστούν κατά την επίλυση του φαινομένου σε δεδομένη αντλητική εγκατάσταση.

Στο κεφάλαιο 3 παρουσιάζονται οι πιο διαδεδομένοι τρόποι αντιμετώπισης του υδραυλικού πλήγματος (εγκατάσταση σφονδύλου, πύργου ανάπαλσης, αεροφυλακίου, κτλ.). Στη συνέχεια παρουσιάζεται η αντλητική εγκατάσταση που χρησιμοποιήθηκε στο πειραματικό μέρος της εργασίας και περιγράφεται ο τρόπος με τον οποίο το αεροφυλάκιο εξουδετερώνει την ανάπτυξη υψηλών πιέσεων στον αγωγό κατάθλιψης.

Τέλος, παρουσιάζονται διαγράμματα υπολογισμού των μέγιστων υπερπιέσεων και υποπιέσεων που αναπτύσσονται εξαιτίας της αιφνίδιας διακοπής της ηλεκτρικής τροφοδοσίας σε εγκατάσταση με βαλβίδα αντεπιστροφής και αεροφυλάκιο.

Στο κεφάλαιο 4 παρουσιάζεται η δομή του προγράμματος HAMMER.FOR και περιγράφονται τα αρχεία εισόδου που χρησιμοποιεί και τα αρχεία εξόδου που παράγει. Επίσης επεξηγούνται οι υπορουτίνες του προγράμματος και παρουσιάζεται το διάγραμμα ροής του κώδικα υπολογισμού.

Στο κεφάλαιο 5 παρουσιάζονται αναλυτικά τα αποτελέσματα που προέκυψαν από υπολογισμούς που εκτελέστηκαν με τη βοήθεια του προγράμματος HAMMER.FOR. Αρχικά παρουσιάζονται τα στοιχεία των αντλητικών εγκαταστάσεων που χρησιμοποιήθηκαν στο πειραματικό μέρος της εργασίας. Στη συνέχεια, αναφερόμενοι σε αυτές τις εγκαταστάσεις, παρουσιάζονται διαγράμματα, που χαράχθηκαν με χρήση του προγράμματος HAMMER.FOR και προσεγγίζουν τα διαγράμματα Parmakian. Στη συνέχεια εξετάζεται η επίδραση της ροπής αδράνειας των στρεφόμενων μαζών στην ανάπτυξη των υπερπιέσεων και υποπιέσεων και για τον σκοπό αυτό εισάγεται κατάλληλος συντελεστής. Έπειτα παρουσιάζονται διαγράμματα μεταβολής αυτού του συντελεστή συναρτήσεως αδιάστατης παραμέτρου που περικλείει την ροπή αδράνειας και διαγράμματα μεταβολής συναρτήσεως του αρχικού όγκου του αέρα του αεροφυλακίου. Όλα τα διαγράμματα που παραθέτονται συνοδεύονται από τα απαραίτητα σχόλια και από τα συμπεράσματα που αντλούμε από την παρατήρησή τους.

ΘΕΩΡΗΤΙΚΟ ΜΕΡΟΣ

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1

ΑΝΤΙΕΣ - ΑΝΤΑΛΗΤΙΚΕΣ ΕΓΚΑΤΑΣΤΑΣΕΙΣ

1.1. ΓΕΝΙΚΑ ΣΤΟΙΧΕΙΑ ΔΥΝΑΜΙΚΩΝ ΑΝΤΛΙΩΝ

1.1.1. Ορισμός στροβιλομηχανών

Οι **στροβιλομηχανές** είναι μηχανές μέσω των οποίων γίνεται μετατροπή μηχανικής ενέργειας σε ενέργεια ρευστού ή αντίστροφα, μέσω *συνεχούς ροής* του ρευστού και *σταθερής περιστροφικής κίνησης*. Η μετατροπή ενέργειας γίνεται σε στρεφόμενο τμήμα της μηχανής το οποίο ονομάζεται πτερωτή (κατηγορία εργοστροβιλομηχανών) ή δρομέας (κατηγορία κινητήριων μηχανών). Στη μετατροπή ενέργειας σημαντικό ρόλο παίζει η ενέργεια του ρευστού υπό μορφή κινητικής ενέργειας. Με κριτήριο το είδος της μετατροπής οι στροβιλομηχανές χωρίζονται στις παρακάτω δύο κατηγορίες:

- **Εργοστροβιλομηχανές**, οι οποίες μετατρέπουν τη μηχανική ενέργεια ενός κινητήρα σε ενέργεια ρευστού μέσω στρεφόμενης ατράκτου. Η ροπή που αναπτύσσεται στο στρεφόμενο τμήμα της εργοστροβιλομηχανής (πτερωτή) είναι ανθιστάμενη, και συνεπώς για να στρέφεται το σύστημα με σταθερή γωνιακή ταχύτητα ω θα πρέπει η ανθιστάμενη ροπή να είναι ίση με την κινητήρια ροπή του συνδεδεμένου κινητήρα. Εργοστροβιλομηχανές είναι οι αντλίες, οι ανεμιστήρες, οι φυσητήρες, οι στροβιλοσυμπιεστές.
- **Κινητήριες μηχανές (στρόβιλοι)**, με τις οποίες πραγματοποιείται η αντίστροφη μετατροπή, δηλαδή αφαιρείται ενέργεια από το εργαζόμενο ρευστό και μετατρέπεται σε μηχανική ενέργεια, η οποία παραλαμβάνεται μέσω στρεφόμενης ατράκτου. Συνεπώς σε αυτή τη περίπτωση η ροπή που αναπτύσσεται στο δρομέα και από αυτόν στην άτρακτο είναι κινητήρια και για να στρέφεται το σύστημα με σταθερή γωνιακή ταχύτητα θα πρέπει η άτρακτος να συνδέεται με μηχανή που απορροφά μηχανική ενέργεια προβάλλοντας ροπή αντιστάσεως (π.χ. ηλεκτρική γεννήτρια).

1.1.2. Ορισμός αντλιών

Οι αντλίες είναι μηχανές οι οποίες χρησιμοποιούνται για τη πρόσδοση ενέργειας σε υγρά με σκοπό τη διακίνησή τους σε i) υδροδυναμικές εγκαταστάσεις και γενικότερα δίκτυα σωληνώσεων, όπου συναντώνται μικρές υψομετρικές διαφορές και ii) μεταξύ επιπέδων διαφορετικών υψομέτρων. Στη πρώτη περίπτωση η αντλία προσφέρει ενέργεια ικανή να αναπληρώσει τις υδραυλικές απώλειες της ροής (γραμμικές και εντοπισμένες) και για αυτό τον λόγο ονομάζεται συνήθως αντλία-κυκλοφορητής. Στη δεύτερη περίπτωση η ενέργεια που προσφέρει η αντλία εκτός των υδραυλικών απωλειών πρέπει να καλύψει και την υψομετρική διαφορά των δύο επιπέδων μεταξύ των οποίων διακινείται το ρευστό. Τα επίπεδα αυτά είναι συνήθως οι στάθμες δύο δεξαμενών, από τις οποίες η μικρότερη αντιστοιχεί στη δεξαμενή αναρρόφησης (η δεξαμενή από την οποία αντλείται το υγρό) και η μεγαλύτερη αντιστοιχεί στη δεξαμενή κατάθλιψης (δεξαμενή στην οποία καταλήγει το διακινούμενο υγρό).

Οι αντλίες μπορούν να ταξινομηθούν με βάση κριτήρια όπως: οι εφαρμογές στις οποίες χρησιμοποιούνται, τα υλικά από τα οποία έχουν κατασκευαστεί, τα υγρά που διακινούν ή ακόμα και ο προσανατολισμός τους στο χώρο. Ένα κριτήριο περισσότερο αντιπροσωπευτικό της αντλίας, που αμελεί την επίδραση του περιβάλλοντος εργασίας της, είναι η αρχή με βάση την οποία προσδίδεται η ενέργεια από την αντλία στο

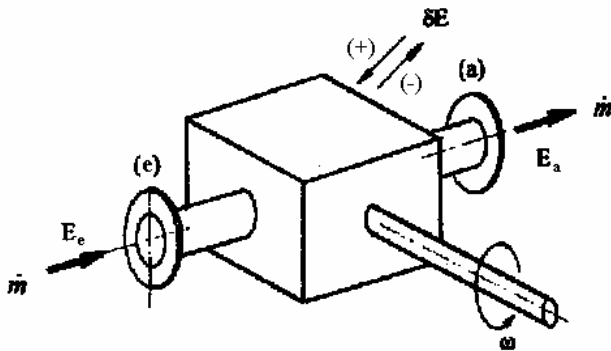
ρευστό. Σύμφωνα με αυτό το κριτήριο οι αντλίες μπορούν να ταξινομηθούν στις παρακάτω δύο κατηγορίες:

- **Δυναμικές αντλίες**, στις οποίες παρέχεται συνεχώς ενέργεια στο ρευστό. Ως αποτέλεσμα η ταχύτητα του ρευστού στο εσωτερικό της αντλίας συνεχώς αυξάνεται λαμβάνοντας τιμές μεγαλύτερες από την ταχύτητα του ρευστού στην έξοδο της αντλίας. Η ενδιάμεση μείωση της ταχύτητας (έτσι ώστε να ικανοποιείται η συνέχεια της ροής), έχει σαν αποτέλεσμα την αύξηση της πίεσης του ρευστού. Οι αντλίες αυτής της κατηγορίας μπορούν να διαχωριστούν παραπέρα στις φυγόκεντρες (αξονικού, ακτινικού και μεικτού τύπου, μονοβάθμιων και πολυβάθμιων), στις στροβιλαντλίες και στις ειδικών εφαρμογών αντλίες (τύπου υδραυλικού κριού, ηλεκτρομαγνητικές αντλίες, κ.ά.) οι οποίες δεν θα αναλυθούν παραπέρα σε αυτή την εργασία.
- **Αντλίες θετικής εκτόπισης**, στις οποίες παρέχεται περιοδικά ενέργεια στο ρευστό μέσω ενός ή περισσότερων κινούμενων μερών της αντλίας. Ως αποτέλεσμα η πίεση αυξάνεται λαμβάνοντας τιμή μεγαλύτερη από αυτή που απαιτείται για τη διακίνηση του υγρού κατά μήκος της σωλήνωσης κατάθλιψης. Οι αντλίες αυτής της κατηγορίας μπορούν να χωριστούν παραπέρα στις εμβολοφόρες παλινδρομικές αντλίες (αντλίες ατμού, αντλίες διαφράγματος, κ.ά.) και στις περιστροφικές αντλίες (γρاناζωτές, ογκομετρικές, εμβολοφόρες ακτινικές με σφαιρικά έμβολα, εμβολοφόρες με περιστροφικά έμβολα που κινούνται από εκκεντροφόρο).

Η θεωρητική παρουσίαση που θα ακολουθήσει στη συνέχεια θα αναφέρεται μόνο σε όσες κατηγορίες αντλιών μπορούν να χαρακτηριστούν ως εργοστροβιλομηχανές. Σύμφωνα με τον παραπάνω ορισμό των στροβιλομηχανών, σε αυτή την κατηγορία δεν μπορούν να συμπεριληφθούν οι αντλίες θετικής εκτόπισης για τους εξής λόγους: i) Η παροχή του διερχόμενου ρευστού δεν είναι συνεχής και ii) η κινητική ενέργεια του ρευστού δεν παίζει ουσιαστικό ρόλο. Συνεπώς όσα αναπτυχθούν στη συνέχεια θα αφορούν την κατηγορία των δυναμικών αντλιών.

1.1.3. Ενεργειακός ισολογισμός δυναμικής αντλίας

Για την κατάστρωση του ενεργειακού ισολογισμού μιας δυναμικής αντλίας θα θεωρήσουμε την αντλία ως “μαύρο κουτί” το οποίο συναλλάσσει ενέργεια με το περιβάλλον του χωρίς να μας ενδιαφέρει προς το παρόν ο τρόπος με τον οποίο πραγματοποιείται η συναλλαγή αυτή. Όπως φαίνεται στο Σχ. 1.1 η διατομή εισόδου της αντλίας συμβολίζεται με e και η διατομή εξόδου με a και είναι συνδεδεμένη με στρεφόμενη άτρακτο μέσω της οποίας συνδέεται με κινητήρια μηχανή.



Σχήμα 1.1. Ενεργειακός ισολογισμός δυναμικής αντλίας [4, σελ. 8].

Αν θεωρήσουμε ότι η άτρακτος στρέφεται με γωνιακή ταχύτητα ω (rad/sec) τότε αναπτύσσεται ροπή M . Συνεπώς η *πραγματική ισχύς* N που συναλλάσσεται μέσω της άτρακτου είναι ίση με

$$N = M \cdot \omega \quad (1.1)$$

Αν συμβολίσουμε με E_o (N·m/Kg) την ανά μονάδα μάζας ολική ενέργεια του ρευστού που μπορεί να συναλλαχθεί με μηχανική ενέργεια, τότε από την ενεργειακή εξίσωση του Bernoulli έχουμε:

$$E_o = \frac{c^2}{2} + \frac{p}{\rho} + U + g \cdot z \quad (1.2)$$

όπου c η ταχύτητα του ρευστού, p η στατική του πίεση, ρ η πυκνότητά του, z το γεωδαιτικό ύψος ως προς μια αυθαίρετη στάθμη αναφοράς και g η επιτάχυνση της βαρύτητας. Οι όροι της εξίσωσης (1.2) εκφράζουν ενέργειες ανά μονάδα μάζας, αναφέρονται στο υπό μελέτη στοιχείο του ρευστού και έχουν τη παρακάτω ερμηνεία:

- Ο όρος $\frac{c^2}{2}$ εκφράζει την κινητική ενέργεια.
- Ο όρος $\frac{p}{\rho}$ εκφράζει την ενέργεια εντατικής κατάστασης.
- Ο όρος $g \cdot z$ εκφράζει τη δυνητική ενέργεια λόγω βαρύτητας.
- Ο όρος U εκφράζει την εσωτερική ενέργεια η οποία χαρακτηρίζεται από την απόλυτη θερμοκρασία T του ρευστού.

Ο όρος U αντιπροσωπεύει ουσιαστικά την ενέργεια που είναι αποθηκευμένη στο ρευστό υπό μορφή θερμότητας. Στη περίπτωση που το ρευστό μπορεί να θεωρηθεί πρακτικά ασυμπίεστο αυτό το τμήμα της ενέργειας του ρευστού δεν μπορεί να μετατραπεί σε μηχανικό έργο, αφού κάτι τέτοιο σύμφωνα με τη θερμοδυναμική θα απαιτούσε μεταβολή της ασυμπίεστης μάζας του. Συνεπώς ο όρος U μπορεί να αμεληθεί από την σχέση (1.2) για τη περίπτωση υγρών, δηλαδή $U=0$.

Αν συμβολίσουμε με E_{oa} και E_{oe} την ανά μονάδα μάζας ολική ενέργεια του ρευστού στις διατομές εισόδου και εξόδου αντίστοιχα και με δE τη συναλλαγή θερμότητας με το περιβάλλον, τότε η ανά μονάδα μάζας ολική ενέργεια του ρευστού που μπορεί να συναλλαχθεί με μηχανική ενέργεια θα δίνεται από τη σχέση:

$$E_o = (E_{oa} - E_{oe} \pm \delta E) = \left(\frac{c_a^2}{2} + \frac{p_a}{\rho} + g \cdot z_a \right) - \left(\frac{c_e^2}{2} + \frac{p_e}{\rho} + g \cdot z_e \right) \pm \delta E \quad (1.3)$$

Το θετικό πρόσημο του όρου δE ισχύει για τη περίπτωση πρόσδοσης θερμότητας στη μηχανή από το περιβάλλον, ενώ το αρνητικό πρόσημο του δE ισχύει για τη περίπτωση αποβολής θερμότητας προς το περιβάλλον. Στην πράξη όμως ο όρος δE μπορεί να θεωρηθεί αμελητέος σε σύγκριση με τους υπόλοιπους και συνεπώς στη σχέση (1.3) μπορούμε να θέσουμε $\delta E=0$.

Η θεωρητική ισχύς N_i που συναλλάσσεται με μηχανική ενέργεια μέσω της στρεφόμενης ατράκτου ορίζεται από τη σχέση:

$$N_i = \dot{m} \cdot (E_{oa} - E_{oe}) \quad (1.4)$$

Όπως είδαμε σε προηγούμενη παράγραφο η πραγματική ισχύς N που συναλλάσσεται μέσω της ατράκτου (δηλαδή η ισχύς που πραγματικά προσδίδεται στην δυναμική αντλία από την μηχανή με την οποία είναι συνδεδεμένη) δίνεται από τη σχέση (1.1) και είναι πάντα μεγαλύτερη από την αντίστοιχη θεωρητική ισχύ N_i κατά τις ενεργειακές απώλειες της δυναμικής αντλίας.

Ορίζουμε ως ολικό βαθμό απόδοσης της δυναμικής αντλίας τον λόγο:

$$\eta = \frac{N_i}{N} \quad (1.5)$$

ο οποίος εκφράζει το ποσοστό της προσδιδόμενης στην δυναμική αντλία ενέργεια που χάνεται σε τριβές και στροβιλισμούς.

1.1.4. Ολικό ύψος δυναμικής αντλίας

Η σχέση (1.2) που δίνει την ανά μονάδα μάζας ολική ενέργεια του υγρού μπορεί να μετασχηματιστεί ως εξής:

$$E_o = \frac{c^2}{2} + \frac{p}{\rho} + g \cdot z = \frac{1}{\rho} \cdot \left(\rho \cdot \frac{c^2}{2} + p + \rho \cdot g \cdot z \right) \Rightarrow$$

$$\Rightarrow E_o = \frac{1}{\rho} \cdot p_o \quad (1.6)$$

$$\text{όπου } p_o = \rho \cdot \frac{c^2}{2} + p + \rho \cdot g \cdot z \quad (1.7)$$

Με p_o συμβολίζεται η ολική πίεση εκφρασμένη σε μονάδες στατικής πίεσης, δηλαδή εκφρασμένη σε Pa ή ισοδύναμα σε N/m^2 .

Η σχέση (1.7) μπορεί να μετασχηματιστεί ως εξής:

$$p_o = \rho \cdot \frac{c^2}{2} + p + \rho \cdot g \cdot z = \rho \cdot g \cdot \left(\frac{c^2}{2 \cdot g} + \frac{p}{\rho \cdot g} + z \right) = \gamma \cdot \left(\frac{c^2}{2 \cdot g} + \frac{p}{\gamma} + z \right)$$

$$\Rightarrow p_o = \gamma \cdot H_o \quad (1.8)$$

$$\text{όπου } H_o = (H_{oa} - H_{oe}) = \frac{c^2}{2 \cdot g} + \frac{p}{\gamma} + z \quad (1.9)$$

Με H_o συμβολίζεται η ολική πίεση εκφρασμένη σε μέτρα στήλης υγρού ($m\Sigma Y$) και πρόκειται για τις καθιερωμένες μονάδες που χρησιμοποιούνται για τη μέτρηση της ολικής πίεσης στις δυναμικές αντλίες. Επίσης το H_o λέγεται και ολικό ύψος της δυναμικής αντλίας. Σημειώνεται ότι για λόγους απλότητας ο δείκτης “ο”, που χαρακτηρίζει ότι το ύψος είναι ολικό, μπορεί να παραλείπεται. Το ύψος H θα συμβολίζει τότε το ολικό ύψος εκτός αν επισημαίνεται διαφορετικά. Με $\gamma = \rho \cdot g$ συμβολίζεται το ειδικό βάρος του υγρού..

Με χρήση των σχέσεων (1.7) και (1.9) έχουμε επίσης για την ανά μονάδα μάζας ολική ενέργεια του υγρού:

$$E_o = \frac{1}{\rho} \cdot \gamma \cdot H_o \Rightarrow E_o = g \cdot H_o \quad (1.10)$$

Από τις σχέσεις (1.4) και (1.10) έχουμε:

$$N_i = \dot{m} \cdot (E_{oa} - E_{oe}) = \dot{m} \cdot g \cdot (H_{oa} - H_{oe}) = \frac{\dot{m} \cdot g \cdot \rho}{\rho} \cdot H_o = \frac{\dot{m}}{\rho} \cdot \gamma \cdot (H_{oa} - H_{oe}) \Rightarrow$$

$$N_i = \gamma \cdot \dot{Q} \cdot (H_{oa} - H_{oe}) \quad (1.11)$$

όπου $\dot{Q} = \frac{\dot{m}}{\rho}$ η σταθερή παροχή όγκου που αντιστοιχεί στην σταθερή παροχή μάζας \dot{m} .

Να σημειωθεί ότι το σύμβολο “□” που βρίσκεται πάνω από το Q και δηλώνει ότι το μέγεθος είναι παροχή συνήθως αμελείται για λόγους απλότητας. Το ίδιο θα τηρηθεί και στη συνέχεια της παρούσας εργασίας.

1.1.5. Μανομετρικό ύψος δυναμικής αντλίας

Όπως διατυπώθηκε στη παραπάνω παράγραφο, το ολικό ύψος H_o μιας δυναμικής αντλίας εκφράζει την ολική ενέργεια που παραλαμβάνει το υγρό, δηλαδή το άθροισμα των μεταβολών της ενέργειας εντατικής κατάστασης (όρος $\frac{P}{\gamma}$), της κινητικής

ενέργειας (όρος $\frac{c^2}{2 \cdot g}$) και της δυνητικής ενέργειας (όρος z), όπως φαίνεται και από τη

σχέση (1.9). Στις πρακτικές εφαρμογές όμως, αντί του ολικού ύψους H_o , μετριέται το αντίστοιχο μανομετρικό ύψος H_m το οποίο ορίζεται ως εξής:

$$H_m = \frac{(P_a - P_e)}{\gamma} + (z_a - z_e) \quad (1.12)$$

Από τη παραπάνω σχέση το μανομετρικό ύψος δεν λαμβάνει υπόψη τη μεταβολή της κινητικής ενέργειας, πράγμα που δεν διαφοροποιεί σημαντικά την τιμή του

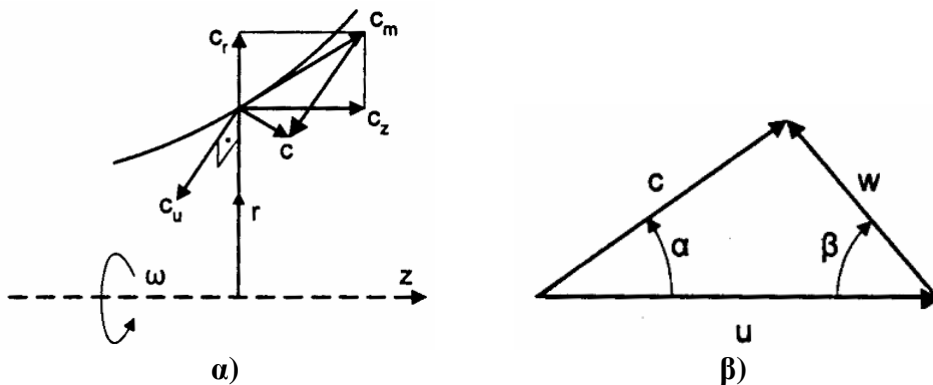
μανομετρικού ύψους από το αντίστοιχο ολικό, αφού ο όρος $\frac{(c_a^2 - c_e^2)}{2 \cdot g}$ είναι αρκετά

μικρότερος σε σύγκριση με τους υπόλοιπους.

1.1.6. Συνιστώσες ταχύτητας

Το διάνυσμα της ταχύτητας \vec{c} ενός στοιχείου του ρευστού μπορεί να αναλυθεί, όπως φαίνεται και στο Σχ. 1.2, στις εξής τρεις συνιστώσες:

- Ακτινική συνιστώσα \vec{c}_r
- Αξονική συνιστώσα \vec{c}_z
- Περιφερειακή συνιστώσα \vec{c}_u



Σχήμα 1.2. α) Συνιστώσες του διανύσματος της ταχύτητας, β) Τρίγωνο ταχυτήτων [4, σελ. 22].

Χρησιμοποιώντας τα αντίστοιχα μοναδιαία διανύσματα \vec{i}_r , \vec{i}_z , \vec{i}_u , έχουμε:

$$\vec{c} = \vec{i}_r \cdot c_r + \vec{i}_z \cdot c_z + \vec{i}_u \cdot c_u \quad (1.13)$$

Οι συνιστώσες \vec{c}_r και \vec{c}_z μπορούν να συντεθούν στο μεσημβρινό επίπεδο (επίπεδο που περιλαμβάνει τον άξονα συμμετρίας) και να συνθέσουν τη μεσημβρινή συνιστώσα της ταχύτητας \vec{c}_m . Δηλαδή:

$$\vec{c}_m = \vec{i}_r \cdot c_r + \vec{i}_z \cdot c_z \quad (1.13')$$

Χρησιμοποιώντας τη σχέση (1.13') και το μοναδιαίο διάνυσμα \vec{i}_m κατά τη μεσημβρινή διεύθυνση μπορούμε να γράψουμε:

$$\vec{c} = \vec{i}_m \cdot c_m + \vec{i}_u \cdot c_u \quad (1.14)$$

Ορίζεται ως *περιφερειακή ταχύτητα* \vec{u} ενός στρεφόμενου στοιχείου της πτερωτής η οποία στρέφεται με γωνιακή ταχύτητα $\vec{\omega}$, σε απόσταση \vec{r} από τον άξονα περιστροφής το γινόμενο:

$$\vec{u} = \vec{\omega} \times \vec{r} \quad (1.15)$$

και είναι η ταχύτητα του στρεφόμενου στοιχείου της πτερωτής ως προς το απόλυτο σύστημα παρατήρησης.

Η *σχετική ταχύτητα* \vec{w} ενός στοιχείου του ρευστού ορίζεται από το διανυσματικό άθροισμα:

$$\vec{c} = \vec{u} + \vec{w} \quad (1.16)$$

σύμφωνα με το τρίγωνο ταχυτήτων του Σχ. 1.2β.

Στη συνέχεια της εργασίας οι ταχύτητες θα αναφέρονται χωρίς το σύμβολο “ \rightarrow ” που δηλώνει διάνυσμα για λόγους συντομίας.

1.1.7. Μεσημβρινή τομή πτερωτής

Η μορφή της μεσημβρινής τομής της πτερωτής μπορεί να χαρακτηριστεί ως ακτινική, αξονικής ή μεικτής ροής, ανάλογα με τη κλίση της μεσημβρινής ταχύτητας \vec{c}_m ως προς τη διεύθυνση της περιφερειακής ταχύτητας \vec{u} . Έχουμε επομένως τις παρακάτω κατηγορίες:

Ακτινική πτερωτή

Η αξονική συνιστώσα \vec{c}_z της μεσημβρινής ταχύτητας \vec{c}_m είναι σχεδόν μηδενική, δηλαδή $\vec{c}_m \cong \vec{c}_r$ και η πτερωτή χαρακτηρίζεται ακτινικής ροής. Η μορφή αυτή εμφανίζεται όταν το πλάτος b της πτερωτής είναι μικρό σε σχέση με τη διάμετρο D και συνεπώς η αξονική συνιστώσα της ταχύτητας από την είσοδο μέχρι την έξοδο της πτερωτής θα είναι σχεδόν μηδενική.

Αξονική πτερωτή

Η ακτινική συνιστώσα \vec{c}_r της μεσημβρινής ταχύτητας \vec{c}_m είναι σχεδόν μηδενική, δηλαδή $\vec{c}_m \cong \vec{c}_z$ και η πτερωτή χαρακτηρίζεται αξονικής ροής. Η μορφή αυτή εμφανίζεται όταν το πλάτος των πτερυγίων είναι μεγάλο σε σύγκριση με τη διάμετρο και έτσι η ροή οδηγείται μεταξύ δύο ομοαξονικών κυλίνδρων κυκλικής διατομής και συνεπώς είναι σχεδόν αδύνατη η ανάπτυξη ακτινικής συνιστώσας της ταχύτητας.

Πτερωτή μεικτής ροής

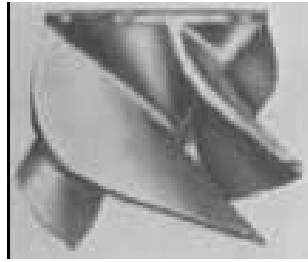
Πρόκειται για μία ενδιάμεση κατάσταση μεταξύ πτερωτής πλήρως ακτινικής και πλήρως αξονικής ροής στις οποίες δεν μπορεί να αμεληθεί καμία εκ των \vec{c}_z και \vec{c}_r .



α)



β)



γ)



δ)

Σχήμα 1.3. α) Πτερωτή ακτινικής ροής μονής αναρρόφησης (Flowserve Corporation), β) Πτερωτή ακτινικής ροής διπλής αναρρόφησης (Flowserve Corporation), γ) Πτερωτή μεικτής ροής (Flowserve Corporation), δ) Πτερωτή αξονικής ροής (Flowserve Corporation).

Σε επόμενη παράγραφο θα παρουσιάσουμε πως μεταβάλλεται η μορφή της πτερωτής συναρτήσει της αδιάστατης παραμέτρου: ειδικός αριθμός στροφών.

1.1.8. Διατύπωση της εξίσωσης Euler για δυναμική αντλία

Θεωρούμε μία μερική πτερωτή, δηλαδή μία πτερωτή της οποίας το πλάτος $b(r)$ είναι μικρό σε σύγκριση με την ακτίνα r με αποτέλεσμα να είναι απόλυτα αποδεκτή η υπόθεση ότι κατά το πλάτος b οι συνθήκες της ροής δεν μεταβάλλονται μεταξύ των διατομών εισόδου και εξόδου της. Αν με τον δείκτη (1) χαρακτηρίσουμε τα μεγέθη που αναφέρονται στη διατομή εισόδου και με τον δείκτη (2) αυτά που αναφέρονται στη διατομή εξόδου, τότε η περιφερειακή ροπή που αναπτύσσεται στη πτερωτή δίνεται από τη σχέση:

$$M_u = \dot{m}_u \cdot (r_2 \cdot c_{u2} - r_1 \cdot c_{u1}) \quad (1.17)$$

όπου \dot{m}_u η παροχή μάζας δια μέσου της πτερωτής.

Η αντίστοιχη περιφερειακή ισχύς της πτερωτής δίνεται από τη σχέση:

$$\begin{aligned} N_u &= M_u \cdot \omega = \dot{m}_u \cdot [(\omega \cdot r_2) \cdot c_{u2} - (\omega \cdot r_1) \cdot c_{u1}] \Rightarrow \\ \Rightarrow N_u &= \dot{m}_u \cdot (u_2 \cdot c_{u2} - u_1 \cdot c_{u1}) \end{aligned} \quad (1.18)$$

Το θεωρητικό ολικό ύψος της πτερωτής δίνεται από τη σχέση:

$$H_u = (H_{o2} - H_{o1}) + \delta h_{f12} = \left[\frac{c_2^2 - c_1^2}{2 \cdot g} + \frac{p_2 - p_1}{\rho \cdot g} + (z_2 - z_1) \right] + \delta h_{f12} \quad (1.19)$$

όπου $(H_{o2} - H_{o1})$ το πραγματικό ολικό ύψος της πτερωτής, δηλαδή η ανά μονάδα μάζας ολική ενέργεια που πραγματικά παραλαμβάνει το ρευστό και δh_{f12} οι υδραυλικές

απώλειες λόγω τριβών μεταξύ των δύο διατομών της πτερωτής οι οποίες αντιπροσωπεύουν το τμήμα της ολικής ενέργειας που μετατράπηκε σε θερμότητα και δεν μπορεί να μετατραπεί σε μηχανική ενέργεια.

Η περιφερειακή ισχύς N_u της πτερωτής μπορεί να εκφραστεί με μορφή αντίστοιχη της σχέσης (1.11). Συνεπώς:

$$N_u = \gamma \cdot Q_u \cdot H_u \quad (1.20)$$

Από τις σχέσεις (1.18) και (1.20) έχουμε:

$$\begin{aligned} \dot{m}_u \cdot (u_2 \cdot c_{u2} - u_1 \cdot c_{u1}) &= \gamma \cdot Q_u \cdot H_u = \rho \cdot g \cdot Q_u \cdot H_u = \dot{m}_u \cdot g \cdot H_u \Rightarrow \\ \Rightarrow H_u &= \frac{1}{g} \cdot (u_2 \cdot c_{u2} - u_1 \cdot c_{u1}) \end{aligned} \quad (1.21)$$

Η σχέση (1.21) αποτελεί την *εξίσωση Euler* διατυπωμένη για τη περίπτωση δυναμικής αντλίας.

Στη περίπτωση δυναμικής αντλίας και γενικότερα εργοστροβιλομηχανής το ρευστό αναρροφάται συνήθως από δεξαμενή μεγάλων διαστάσεων, όπου μπορεί να θεωρηθεί αρχικά ακίνητο και απαλλαγμένο συστροφής. Η μορφή του τμήματος μεταξύ της εισόδου της μηχανής και της εισόδου της πτερωτής είναι διαμορφωμένο έτσι ώστε το υγρό στη διατομή εισόδου της πτερωτής να μην έχει συστροφή και συνεπώς $c_{u1}=0$.

Επομένως η εξίσωση (1.22) παίρνει τη μορφή:

$$H_u = \frac{1}{g} \cdot u_2 \cdot c_{u2} \quad (1.22)$$

Από τη σχέση (1.22) παρατηρούμε ότι η επιθυμητή τιμή της H_u μπορεί να διαμορφωθεί με κατάλληλο συνδυασμό των u_2 και c_{u2} . Ο επιθυμητός τρόπος να συνδυαστούν τα δύο αυτά μεγέθη είναι μεγάλη τιμή της u_2 και μικρή τιμή της c_{u2} έτσι ώστε να προκύπτουν μικρές τιμές της c_2 και συνεπώς περιορισμένες απώλειες λόγω τριβών. Συνεπώς προκύπτει η συνθήκη:

$$u_2 > u_1 \Rightarrow \omega \cdot r_2 > \omega \cdot r_1 \Rightarrow D_2 > D_1 \quad (1.23)$$

από την οποία προκύπτει ότι η διάμετρος D_2 της διατομής εξόδου πρέπει να είναι μεγαλύτερη από τη διάμετρο D_1 της διατομής εισόδου. Αυτός είναι και ο λόγος που οι αντλίες ακτινικής και μεικτής ροής ονομάζονται “φυγόκεντρες”. Με αυτού του τύπου τις αντλίες θα ασχοληθούμε περισσότερο στο επόμενο κεφάλαιο.

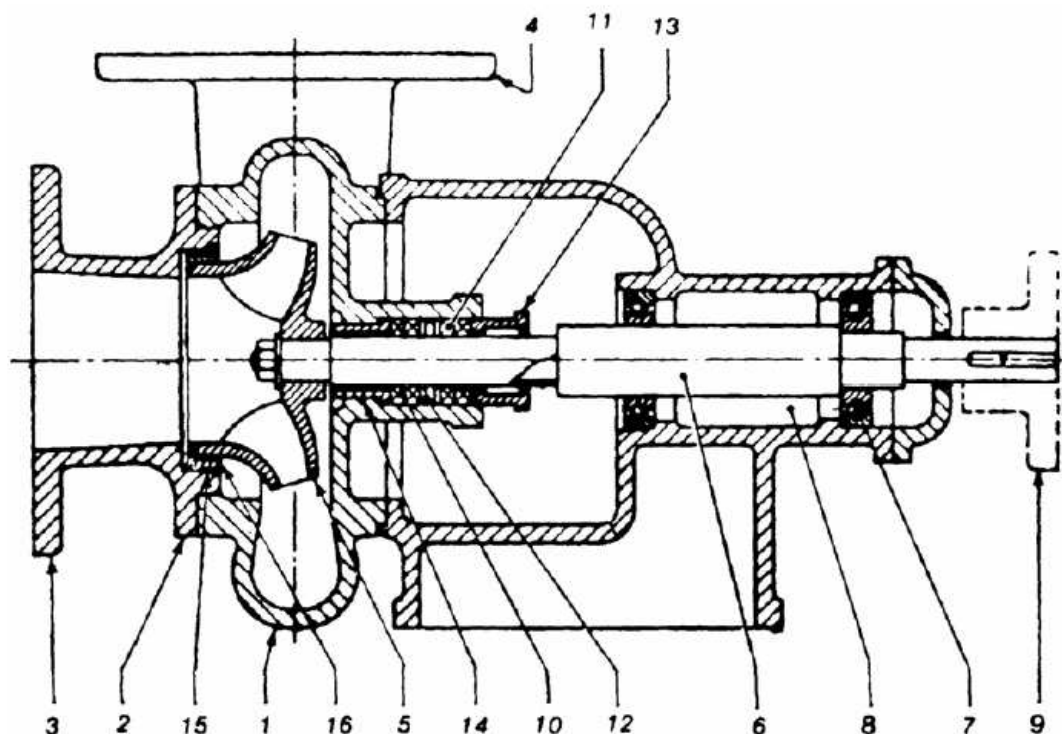
1.2. ΦΥΓΟΚΕΝΤΡΕΣ ΑΝΤΛΙΕΣ

1.2.1. Βασικά τμήματα φυγόκεντρης αντλίας

Μία τυπική δυναμική αντλία είναι η *φυγόκεντρη αντλία* η οποία αποτελείται από τα παρακάτω βασικά τμήματα:

Τμήμα εισόδου

Σκοπός του τμήματος εισόδου της αντλίας είναι η εξασφάλιση της ομοιόμορφης διανομής της ταχύτητας στην αξονοσυμμετρική επιφάνεια εισόδου της πτερωτής, έτσι ώστε όλα τα πτερύγια της πτερωτής να λειτουργούν ομοιόμορφα. Σε αντίθετη περίπτωση η λειτουργία γίνεται θορυβώδης, ο ολικός βαθμός απόδοσης μειώνεται και ο κίνδυνος σπηλαιώσης αυξάνεται. Στις μονοβάθμιες αντλίες με τη πτερωτή σε πρόβολο και στις κατακόρυφες αντλίες αξονικής ή μεικτής ροής, οι επιθυμητές συνθήκες εισόδου είναι πιο εύκολο να ικανοποιηθούν. Αυτό φαίνεται και στο Σχ. 1.4 όπου το τμήμα εισόδου έχει κωνική μορφή συγκλίνουσα προς την είσοδο ώστε η ροή να είναι ελαφρώς επιταχυνόμενη. Επίσης είναι επιθυμητό το ρευστό να είναι απαλλαγμένο συστροφής ως προς τον άξονα της πτερωτής καθ' όλη την πορεία του εντός του τμήματος εισόδου. Στη διατομή εισόδου της αντλίας διαμορφώνεται φλάντζα μέσω της οποίας συνδέεται η αντλία με την ανάντι σωλήνωση αναρρόφησης.



- 1) Σπειροειδές περίβλημα
- 2) Κάλυμμα του σπειροειδούς περιβλήματος
- 3) Φλάντζα στομίου εισόδου
- 4) Χοάνη καταθλίψεως (έξοδος του υγρού)
- 5) Πτερωτή
- 6) Αξονας της αντλίας
- 7) Τριβέας (ένσφαιρος ή κουζινέτο)
- 8) θάλαμος λαδιού
- 9) Συνδετήρας της αντλίας με τον κινητήρα
- 10) Σαλαμιάστρα (εσωτερικό τμήμα)
- 11) Σαλαμιάστρα (εξωτερικό τμήμα)
- 12) Δακτύλιος υδρολιπάνσεως της σαλαμιάστρας
- 13) Στυπιοθλίπτης
- 14) Δακτυλιοειδής τριβέας
- 15) Δακτύλιος στεγανώσεως του σπειροειδούς περιβλήματος
- 16) Δακτύλιος στεγανώσεως της πτερωτής

Σχήμα 1.4. Τομή μονοβάθμιας φυγόκεντρης αντλίας με τη πτερωτή σε πρόβολο [6, σελ. 35].

Πτερωτή

Όπως αναφέρθηκε και στην εισαγωγή η πτερωτή είναι η επιφάνεια μέσω της οποίας πραγματοποιείται η μεταφορά της ενέργειας από την κινητήρια μηχανή στο ρευστό που διακινεί η αντλία.

Άτρακτος

Κύριος σκοπός της ατράκτου είναι η μεταφορά της ροπής στρέψης του κινητήρα προς τη πτερωτή και η οποία κατά τη μόνιμη λειτουργία της αντλίας ισούται με το άθροισμα της ροπής αντίστασης που αντιστοιχεί στις μηχανικές απώλειες. Παράλληλα η άτρακτος έχει ως σκοπό την παραλαβή των αξονικών και ακτινικών δυνάμεων που αναπτύσσονται στη πτερωτή και τη μεταφορά τους στα έδρανα της ατράκτου. Ο αρχικός υπολογισμός της ατράκτου είναι στατικός έτσι ώστε να αντέχει σε κάθε σημείο της τις τάσεις που αναπτύσσονται από τις δυνάμεις και ροπές που παραλαμβάνει. Από κατασκευαστικής πλευράς η διαμόρφωση της ατράκτου πρέπει να εξασφαλίζει τη σωστή λειτουργία της αντλίας (ανοχές, διάκενα, θερμικές διαστολές) και τη στεγανότητα με τον εξωτερικό χώρο με χρήση στυπιοθλίπτη.

Τμήμα εξόδου

Κύριος σκοπός του τμήματος εξόδου είναι η συλλογή του υγρού που εξέρχεται από τη πτερωτή και η καθοδήγησή του στη διατομή εξόδου της αντλίας όπου διαμορφώνεται φλάντζα μέσω της οποίας συνδέεται η αντλία με τη κατάντι σωλήνωση κατάθλιψης. Η συλλογή του υγρού κατά τη περιφέρεια της πτερωτής πρέπει να γίνεται ομοιόμορφα κατά τη περιφερειακή διεύθυνση και με τρόπο ώστε το τμήμα εξόδου να μην επηρεάζει τη ροή στο εσωτερικό της πτερωτής. Παράλληλα το τμήμα εξόδου έχει ως σκοπό την επιβράδυνση του υγρού από τη ταχύτητα c_2 στην ταχύτητα c_a η οποία πρέπει να κυμαίνεται στη περιοχή $4\div 6$ m/sec. Η ταχύτητα c_2 στη διατομή εξόδου της πτερωτής είναι υψηλή εξαιτίας της υψηλής τιμής της συνιστώσας c_{u2} μέσω της οποίας γίνεται η ενεργειακή συναλλαγή. Η ταχύτητα στη διατομή εξόδου δεν πρέπει να

υπερβαίνει την περιοχή $4\div 6$ m/sec (μέση ταχύτητα ροής στις σωληνώσεις) αφού τότε οι υδραυλικές απώλειες στη σωλήνωση αυξάνονται υπερβολικά. Οι παραπάνω συνθήκες ικανοποιούνται με τη διαμόρφωση του τμήματος εξόδου σε *σπειροειδές κέλυφος* το οποίο πραγματοποιείται σε θεωρητικό επίπεδο με τη στερεοποίηση μιας γραμμής ροής. Το διαμορφωμένο τμήμα εξόδου περιβάλλει την πτερωτή και συνεπώς αποτελεί το ογκωδέστερο τμήμα της αντλίας. Η πτερωτή είναι τοποθετημένη έτσι ώστε το υγρό που φεύγει από αυτήν υπό την επίδραση της φυγόκεντρης δύναμης και ωθείται προς τη χοάνη κατάθλιψης να κινείται σε αγωγό συνεχώς αυξανόμενης διαμέτρου. Η προοδευτική αύξηση της διατομής του σπειροειδούς κελύφους είναι τέτοια έτσι ώστε η παροχή ανά μονάδα επιφάνειας να είναι όσο το δυνατό σταθερή σε όλη τη διαδρομή του υγρού στο εσωτερικό του κελύφους. Με αυτό τον τρόπο η κινητική ενέργεια του υγρού μετατρέπεται σταδιακά σε στατική πίεση με μικρές σχετικές απώλειες και έτσι η ταχύτητα στη διατομή εξόδου λαμβάνει τιμές στην περιοχή που προαναφέρθηκε. Το σπειροειδές κέλυφος φέρει επίσης τις εδράσεις της ατράκτου και σε αυτό διαμορφώνεται η βάση της αντλίας. Συμπληρώνεται ότι το τμήμα εξόδου μπορεί να διαμορφωθεί επίσης και σε διαχύτη με ή χωρίς περύγια. Τα περύγια χρησιμεύουν για την επιβράδυνση της ροής σε μικρό ακτινικό διάστημα.

Στυπιοθλίπτης

Σκοπός του στυπιοθλίπτη είναι η εξασφάλιση της στεγανότητας της αντλίας έτσι ώστε να μην διαφεύγει το διακινούμενο υγρό από τη πτερωτή στο υπόλοιπο εσωτερικό της αντλίας. Επίσης στη περίπτωση που το ύψος αναρρόφησης της αντλίας είναι σημαντικό με αποτέλεσμα κατά την εκκίνηση η στατική πίεση στο σημείο εξόδου της ατράκτου να πέσει κάτω από την ατμοσφαιρική, σκοπός του στυπιοθλίπτη είναι να εμποδίσει την είσοδο αέρα, η οποία καθιστά προβληματική την εκκίνηση της αντλίας. Οι στυπιοθλίπτες χωρίζονται σε δύο είδη: i) τους συμβατικούς με στυπία (σαλαμάστρα) στους οποίους η στεγανότητα εξασφαλίζεται με τη συμπίεση των στυπίων από τον στυπιοθλίπτη και ii) τους μηχανικούς στους οποίους η στεγανότητα εξασφαλίζεται με την επαφή δύο λείων δίσκων, από τους οποίους ο ένας στρέφεται με την άτρακτο και ο άλλος δεν στρέφεται.

Λαβύρινθοι

Σκοπός των λαβυρίνθων είναι η διατήρηση των ογκομετρικών απωλειών στην επιθυμητή χαμηλή τιμή που ορίζεται από τον ογκομετρικό βαθμό απόδοσης. Πρόκειται ουσιαστικά για εντοπισμένες αντιστάσεις μέσω των οποίων επιτυγχάνεται ο στραγγαλισμός της διακινούμενης παροχής. Οι λαβύρινθοι διαμορφώνονται ως μία δακτυλιοειδής σχισμή μεταξύ πτερωτής και σταθερού κελύφους και το ακτινικό διάκενο που δημιουργείται είναι πολύ μικρό σε σχέση με το μήκος ή τη διάμετρο της δακτυλιοειδούς σχισμής. Σημειώνεται ότι ο μηδενισμός των ογκομετρικών απωλειών είναι πρακτικά αδύνατη λόγω των υψηλών περιφερειακών ταχυτήτων, της αύξησης των μηχανικών απωλειών και της σημαντικής συντήρησης που θα απαιτούσε.

1.2.2. Βαθμοί απόδοσης

Ιδεατός βαθμός απόδοσης της περύγωσης η_i

Ορίζουμε ως *ιδεατή περωτή* μιας αντίστοιχης πραγματικής εκείνη τη περωτή που έχει άπειρο πλήθος περυγίων, απείρως λεπτού πάχους και της ίδιας μέσης γραμμής με εκείνα της αντίστοιχης πραγματικής. Αν με c_2' συμβολίσουμε την απόλυτη ταχύτητα στη διατομή εξόδου της ιδεατής περωτής και με c_{u2}' την αντίστοιχη περιφερειακή συνιστώσα της (τα μεγέθη τονίζονται γιατί αναφέρονται στην ιδεατή περωτή) τότε το θεωρητικό ολικό ύψος της ιδεατής περωτής δίνεται από τη σχέση:

$$H_{ui} = \frac{1}{g} \cdot u_2 \cdot c_{u2}' \quad (1.24)$$

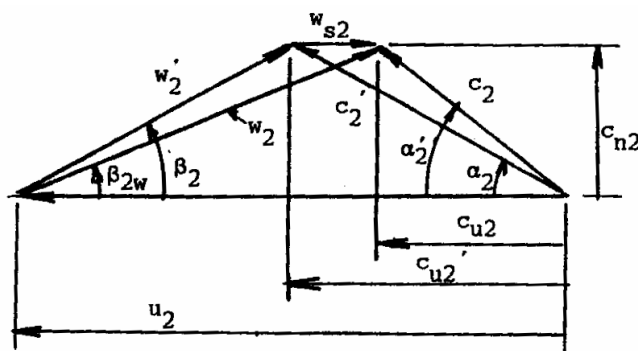
Στη πραγματική περωτή το ρευστό έχει τη δυνατότητα να εκδηλώσει την αδράνειά του με αποτέλεσμα να μη παραλάβει όλη τη συστροφή που θα παρελάμβανε στη περίπτωση της αντίστοιχης ιδεατής και έτσι να εξέλθει από τη περωτή περισσότερο ακτινικά.

Συνεπώς θα ισχύει $c_{u2} < c_{u2}' \Rightarrow H_u < H_{ui}$.

Ορίζουμε ως *ιδεατό βαθμό απόδοσης της περύγωσης* τον λόγο:

$$\eta_i = \frac{H_u}{H_{ui}} \quad (1.25)$$

και εκφράζει τη δυνατότητα πρόσδοσης ενέργειας της πραγματικής περωτής σε σύγκριση με την αντίστοιχη ιδεατή. Είναι προφανές ότι η τιμή του η_i πλησιάζει τόσο περισσότερο τη μονάδα όσο μεγαλώνει το πλήθος των περυγίων. Επίσης από τις εργασίες διαφόρων μελετητών (Stodola, Pfleiderer) έχει παρατηρηθεί ότι η τιμή του η_i αυξάνεται με αύξηση του λόγου (D_2/D_1) ή με μείωση της γωνίας β_2 . Για τις συνήθεις περωτές η τιμή του η_i κυμαίνεται στο διάστημα $\eta_i = 0,70 \div 0,75$.



Σχήμα 1.5. Τρίγωνο ταχυτήτων εξόδου [4, σελ. 86].

Από το τρίγωνο ταχυτήτων εξόδου του Σχ. 1.5 προκύπτει η παρακάτω σχέση για την c_{u2}' :

$$c_{u2}' = u_2 - \frac{c_{n2}}{\tan \beta_2} \quad (1.26)$$

Η ταχύτητα c_{n2} μπορεί να υπολογιστεί με εφαρμογή της εξίσωσης της συνέχειας:

$$Q_u = (\pi \cdot D_1 - z \cdot s_1) \cdot b_1 \cdot c_{n1} = (\pi \cdot D_2 - z \cdot s_2) \cdot b_2 \cdot c_{n2} \quad (1.27)$$

όπου z το πλήθος των πτερυγίων της πτερωτής, s_1 και s_2 η προβολή του πάχους του πτερυγίου στις επιφάνειες εισόδου και εξόδου αντίστοιχα, b_1 και b_2 το πλάτος της πτερωτής στις διατομές εισόδου και εξόδου αντίστοιχα και c_{n1} και c_{n2} η ορθή συνιστώσα της ταχύτητας στις διατομές εισόδου και εξόδου αντίστοιχα. Στη περίπτωση όπου οι επιφάνειες εισόδου και εξόδου είναι ακτινικές η ορθή συνιστώσα της ταχύτητας είναι και ακτινική, δηλαδή $c_{n1} = c_{r1}$ και $c_{n2} = c_{r2}$.

Υδραυλικός βαθμός απόδοσης αντλίας η_h

Κατά τη διαδρομή του υγρού από τη διατομή εισόδου e μέχρι τη διατομή εξόδου a της αντλίας αναπτύσσονται συνολικές υδραυλικές απώλειες δh_{fea} οι οποίες αναλύονται στις:

- υδραυλικές απώλειες δh_{fe1} , οι οποίες αναπτύσσονται στο τμήμα εισόδου της αντλίας, δηλαδή από τη διατομή εισόδου e της αντλίας μέχρι τη διατομή εισόδου 1 της πτερωτής.
- υδραυλικές απώλειες δh_{f12} , οι οποίες αναπτύσσονται στο εσωτερικό της πτερωτής, δηλαδή από τη διατομή εισόδου 1 μέχρι τη διατομή εξόδου 2 της πτερωτής.
- υδραυλικές απώλειες δh_{f2a} , οι οποίες αναπτύσσονται στο τμήμα εξόδου της αντλίας, δηλαδή από τη διατομή εξόδου 2 της πτερωτής μέχρι τη διατομή εξόδου a της αντλίας.

Επομένως θα ισχύει:

$$\delta h_{fea} = \delta h_{fe1} + \delta h_{f12} + \delta h_{f2a} \quad (1.28)$$

Σε προηγούμενη παράγραφο (1.9) είδαμε ότι το ολικό ύψος μιας δυναμικής αντλίας δίνεται από τη σχέση:

$$H_o = H_{oa} - H_{oe}$$

Τα ολικά ύψη H_{oa} και H_{oe} στις διατομές εισόδου και εξόδου της αντλίας αντίστοιχα, δίνονται από τις σχέσεις:

$$H_{oe} = H_{o1} + \delta h_{fe1} \quad (1.29)$$

$$H_{oa} = H_{o2} - \delta h_{f2a} \quad (1.30)$$

όπου H_{o1} και H_{o2} τα ολικά ύψη στις διατομές εισόδου και εξόδου της πτερωτής αντίστοιχα.

Χρησιμοποιώντας τις σχέσεις (1.19), (1.28), (1.29) και (1.30), η (1.9) μετασχηματίζεται ως εξής:

$$\begin{aligned} H_o &= H_{oa} - H_{oe} = H_{o2} - \delta h_{f2a} - (H_{o1} + \delta h_{fe1}) = (H_{o2} - H_{o1}) - \delta h_{f2a} - \delta h_{fe1} = \\ &= H_u - \delta h_{f12} - \delta h_{f2a} - \delta h_{fe1} \Rightarrow H_o = H_u - \delta h_{fea} \end{aligned} \quad (1.31)$$

Ορίζουμε ως υδραυλικό βαθμό απόδοσης της αντλίας τον λόγο:

$$\eta_h = \frac{H_o}{H_u} = 1 - \frac{\delta h_{fea}}{H_u} \quad (1.32)$$

Ογκομετρικός βαθμός απόδοσης αντλίας η_o

Το διακινούμενο υγρό εξέρχεται από τη διατομή εξόδου της πτερωτής με αυξημένη στατική πίεση p_2 σε σχέση με τη στατική πίεση p_1 που έχει στη διατομή εισόδου της πτερωτής. Δεδομένου ότι είναι πάντα $(p_2 - p_1) > 0$, στο διάκενο μεταξύ της στρεφόμενης πτερωτής και του σταθερού κελύφους αναπτύσσεται ροή παροχής δQ με κατεύθυνση από τη διατομή εξόδου (υψηλή πίεση) προς τη διατομή εισόδου (χαμηλή πίεση). Η ροή αυτή εισέρχεται ξανά στη πτερωτή και παραλαμβάνει πάλι από αυτήν ενέργεια την οποία καταναλώνει στη συνεχή ανακυκλοφορία της. Σύμφωνα με την αρχή της συνέχειας θα ισχύει:

$$Q_u = Q + \delta Q$$

αφού κάθε στιγμή η παροχή Q_u της πτερωτής είναι μεγαλύτερη της παροχής Q της αντλίας κατά τις υδραυλικές απώλειες δQ .

Ορίζουμε ως ογκομετρικό βαθμό αποδόσεως της αντλίας τον λόγο:

$$\eta_o = \frac{Q}{Q_u} = 1 - \frac{\delta Q}{Q_u} \quad (1.33)$$

Μηχανικός βαθμός απόδοσης αντλίας η_m

Η μηχανική ισχύς N που παραλαμβάνει η άτρακτος της αντλίας διαμερίζεται στην ισχύ N_u της πτερωτής η οποία θα μετατραπεί σε ενέργεια του διακινούμενου υγρού και στην ισχύ N_m των μηχανικών απωλειών η οποία θα διατεθεί για την υπερνίκηση των απωλειών τριβής των στρεφομένων τμημάτων της αντλίας. Η ισχύς N_m κατανέμεται στην ισχύ N_E η οποία προορίζεται για τις απώλειες τριβής των εδράνων και των στυπιοθλιπτών και στην ισχύ N_S η οποία προορίζεται για τη τριβή μεταξύ της στρεφόμενης πτερωτής και του ρευστού στις εξωτερικές επιφάνειες της πλήμνης και της στεφάνης. Συνεπώς μπορούμε να γράψουμε:

$$N = N_u + N_m = N_u + N_E + N_S \quad (1.34)$$

Ορίζουμε ως μηχανικό βαθμό απόδοσης της αντλίας τον λόγο:

$$\eta_m = \frac{N_u}{N} = 1 - \frac{N_E}{N} - \frac{N_S}{N} = 1 - \zeta_E - \zeta_S \quad (1.35)$$

όπου $\zeta_E = \frac{N_E}{N}$ και $\zeta_S = \frac{N_S}{N}$ οι παράμετροι απωλειών των εδράνων και του στρεφόμενου δίσκου αντίστοιχα.

Η τιμή του μηχανικού βαθμού απόδοσης κυμαίνεται από 0,91 για αντλίες μικρού μεγέθους και πλήρως ακτινικής ροής, έως 0,985 για αντλίες μεγάλου μεγέθους και μεικτής ροής.

Ολικός βαθμός απόδοσης αντλίας η

Ο ολικός βαθμός απόδοσης της αντλίας έχει ήδη οριστεί με τη σχέση 1.5. Σύμφωνα με αυτήν έχουμε:

$$\eta = \frac{N_i}{N} = \frac{\gamma \cdot H_o \cdot Q}{N} \Rightarrow N = \frac{\gamma \cdot H_o \cdot Q}{\eta} \quad (1.36)$$

Από τη σχέση (1.35) έχουμε:

$$N = \frac{N_u}{\eta_m} = \frac{\gamma \cdot H_u \cdot Q_u}{\eta_m} = \frac{\gamma \cdot \frac{H_o}{\eta_h} \cdot \frac{Q}{\eta_Q}}{\eta_m} \Rightarrow N = \frac{\gamma \cdot H_o \cdot Q}{\eta_m \cdot \eta_h \cdot \eta_Q} \quad (1.37)$$

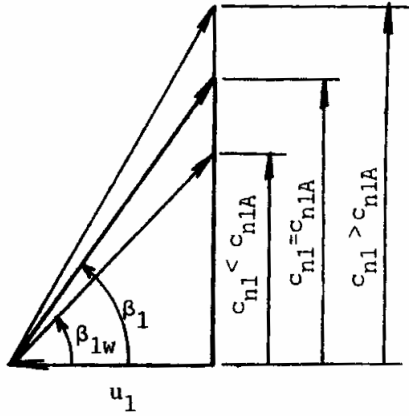
Από τις σχέσεις (1.36) και (1.37) έχουμε για τον ολικό βαθμό απόδοσης της αντλίας:

$$\eta = \eta_m \cdot \eta_h \cdot \eta_Q \quad (1.38)$$

1.2.3. Βέλτιστη (optimum) παροχή

Όπως έχουμε ήδη αναφέρει θεωρούμε ότι το ρευστό εισέρχεται στη περωτή χωρίς συστροφή. Δηλαδή $c_{u1}=0$. Συνεπώς, χρησιμοποιώντας την εξίσωση της συνέχειας έχουμε για την απόλυτη ταχύτητα στην είσοδο της περωτής:

$$c_1 = c_{n1} = c_{m1} = \frac{Q_u}{(\pi \cdot D_1 - z \cdot s_1) \cdot b_1} \quad (1.39)$$



Σχήμα 1.6. Τρίγωνο ταχυτήτων εισόδου για μηδενική συστροφή [4, σελ. 100].

Χρησιμοποιώντας το τρίγωνο ταχυτήτων εισόδου του Σχ. 1.6 που έχει προκύψει για μηδενική συστροφή, η κλίση β_{1w} της σχετικής ταχύτητας w_1 ως προς τον άξονα της πτερωτής δίνεται από τη σχέση $\tan \beta_{1w} = \frac{c_{n1}}{u_1} = \frac{c_1}{u_1}$. Από τη σχέση (1.39) παρατηρούμε

ότι η c_1 είναι ανάλογη της παροχής Q_u . Συνεπώς μεταβάλλοντας την τιμή της παροχής μπορούμε να καταστήσουμε την ισότητα $\tan \beta_{1w} = \tan \beta_1 \Rightarrow \beta_{1w} = \beta_1$, όπου β_1 η κλίση εισόδου των πτερυγίων της πτερωτής. Η ισότητα αυτή αποδεικνύει ότι υπάρχει τιμή της παροχής τέτοια ώστε η είσοδος του ρευστού στη στρεφόμενη πτερωτή να γίνεται χωρίς κρούση. Η τιμή αυτή ονομάζεται βέλτιστη (optimum) παροχή και δίνεται από τη σχέση:

$$Q_{uA} = c_{1A} \cdot [(\pi \cdot D_1 - z \cdot s_1) \cdot b_1] \quad (1.40)$$

όπου $c_{1A} = c_{n1A} = u_1 \cdot \tan \beta_1$ η αντίστοιχη τιμή της ταχύτητας που έχει παρασταθεί και στο Σχ. 1.6.

1.2.4. Ιδεατή και θεωρητική χαρακτηριστική της πτερωτής

Η *ιδεατή χαρακτηριστική της πτερωτής* ορίζεται ως η καμπύλη μεταβολής του θεωρητικού ολικού ύψους της ιδεατής πτερωτής H_{ui} , το οποίο ορίστηκε με τη σχέση (1.24), συναρτήσει της παροχής Q_u που διέρχεται από την πτερωτή.

Από τις σχέσεις (1.24) και (1.26) έχουμε:

$$H_{ui} = \frac{1}{g} \cdot u_2 \cdot \left(u_2 - \frac{c_{n2}}{\tan \beta_2} \right) \Rightarrow H_{ui} = \frac{u_2^2}{g} - \frac{u_2}{g \cdot \tan \beta_2} \cdot c_{n2} \quad (1.41)$$

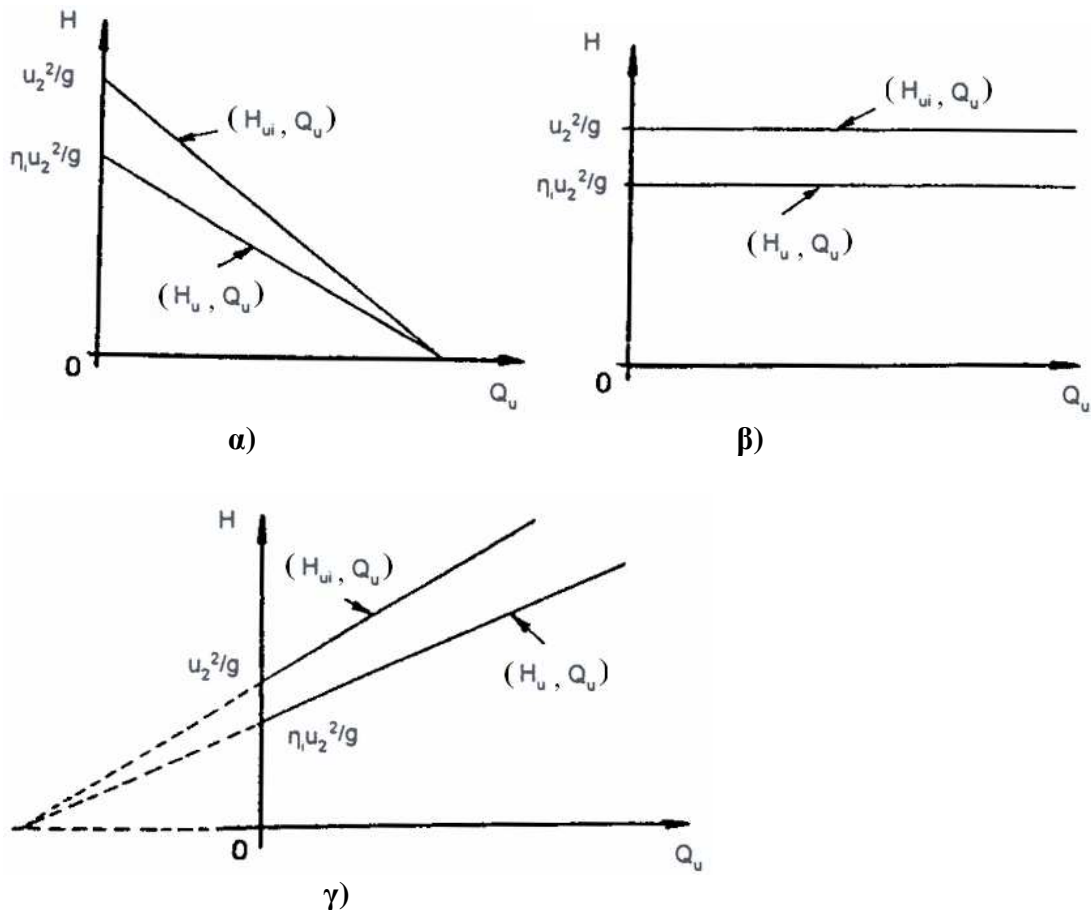
Η ταχύτητα c_{n2} είναι όμως ανάλογη της παροχής Q_u και συνεπώς η καμπύλη (H_{ui}, Q_u) θα είναι μία ευθεία όπως φαίνεται και στο Σχ. 1.7.

Η *θεωρητική χαρακτηριστική της πτερωτής* ορίζεται ως η καμπύλη μεταβολής του θεωρητικού ολικού ύψους της πραγματικής πτερωτής H_u , το οποίο ορίστηκε με τη σχέση (1.19), συναρτήσει της παροχής Q_u που διέρχεται από την πτερωτή.

Από τις σχέσεις (1.25) και (1.41) έχουμε:

$$H_u = \eta_i \cdot H_{ui} \Rightarrow H_u = \frac{\eta_i \cdot u_2^2}{g} - \frac{\eta_i \cdot u_2}{g \cdot \tan \beta_2} \cdot c_{n2} \quad (1.42)$$

Ομοίως παρατηρούμε ότι η καμπύλη (H_u, Q_u) θα είναι επίσης ευθεία όπως φαίνεται και στο Σχ. 1.7.



Σχήμα 1.7. Ιδεατές και θεωρητικές χαρακτηριστικές της περωτής για τις περιπτώσεις: **α)** $\beta_2 < 90^\circ$ **β)** $\beta_2 = 90^\circ$ και **γ)** $\beta_2 > 90^\circ$ [4, σελ. 102 – 103].

1.2.5. Χαρακτηριστικές καμπύλες λειτουργίας αντλίας

Οι κύριες χαρακτηριστικές καμπύλες λειτουργίας μιας αντλίας, για σταθερή ταχύτητα περιστροφής, είναι η καμπύλη του ολικού ύψους H και η καμπύλη του ολικού βαθμού απόδοσης η συναρτήσει της παροχής Q . Από αυτές τις δύο καμπύλες μπορεί να προκύψει η καμπύλη της απορροφημένης ισχύος N συναρτήσει της παροχής Q .

Η χαρακτηριστική (H, Q) της αντλίας μπορεί να προκύψει από τη θεωρητική χαρακτηριστική (H_u, Q_u) της περωτής αν για κάθε τιμή της παροχής αφαιρεθούν οι υδραυλικές απώλειες dh_{fea} θεωρώντας ότι $Q = Q_u$. Οι υδραυλικές απώλειες dh_{fea} μπορούν να αναλυθούν στις υδραυλικές απώλειες τριβής dh_τ που οφείλονται στη συνεκτικότητα του ρευστού και στις υδραυλικές απώλειες κρούσεως dh_α που οφείλονται στην αποκόλληση της ροής που συμβαίνει στην ακμή πρόσπτωσης των περυγίων της περωτής και στη γλωττίδα του σπειροειδούς κελύφους. Χωρίς να προβούμε σε

αποδείξεις θα παραθέσουμε τις σχέσεις υπολογισμού αυτών των απωλειών. Οι απώλειες τριβής δh_τ δίνονται από τη σχέση:

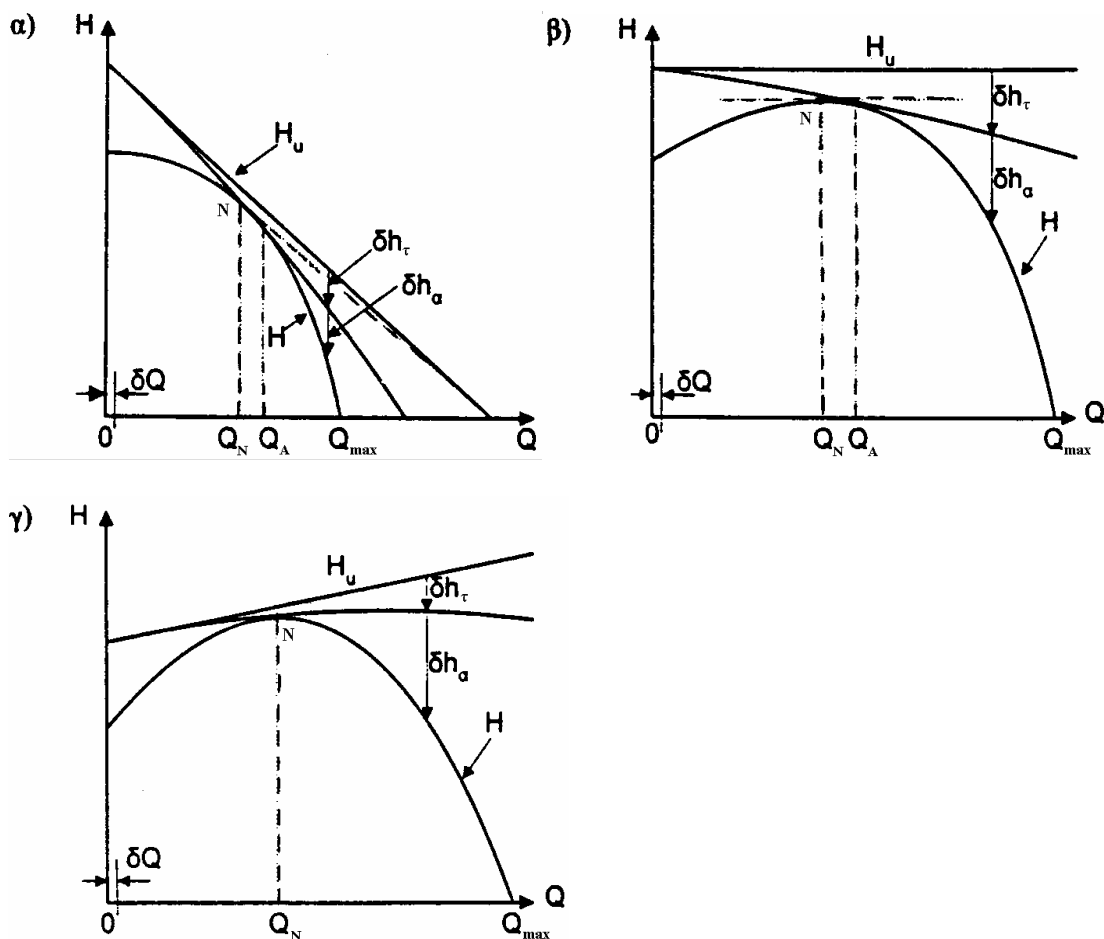
$$\delta h_\tau = \zeta_\tau \cdot Q^2 \quad (1.43)$$

όπου ζ_τ συντελεστής σταθερός τουλάχιστον στη περιοχή της πλήρως τυρβώδους ροής. Οι απώλειες κρούσης δh_α δίνονται από τη σχέση:

$$\delta h_\alpha = \zeta_\alpha \cdot \left(1 - \frac{Q}{Q_A}\right)^2 \cdot \frac{u_1^2}{2 \cdot g} \quad (1.44)$$

όπου ζ_α συντελεστής που εξαρτάται κυρίως από τη μορφή της ακμής πρόσπτωσης των περυγίων και Q_A η βέλτιστη παροχή.

Το Σχ. 1.8 δείχνει την κατασκευή της καμπύλης (H, Q) από την (H_u, Q_u) για διάφορες τιμές της κλίσης εξόδου β_2 των περυγίων της περωτής.



Σχήμα 1.8. Τυπική μορφή της χαρακτηριστικής (H, Q) αντλίας για **α)** $\beta_2 < 90^\circ$, **β)** $\beta_2 = 90^\circ$ και **γ)** $\beta_2 > 90^\circ$ [4, σελ. 114].

Το σημείο N καθορίζει το σημείο λειτουργίας στο οποίο ο υδραυλικός βαθμός απόδοσης η_h αποκτά τη μέγιστη τιμή του. Με πολύ καλή προσέγγιση μπορούμε να θεωρήσουμε ότι το σημείο λειτουργίας στο οποίο ο ολικός βαθμός απόδοσης η αποκτά

τη μέγιστη τιμή του ταυτίζεται με το σημείο που αντιπροσωπεύει το σημείο N. Αυτό μπορεί να δικαιολογηθεί από το γεγονός ότι ο υδραυλικός βαθμός απόδοσης είναι ο πιο αντιπροσωπευτικός από τους υπόλοιπους βαθμούς απόδοσης της αντλίας που παρουσιάστηκαν στη παράγραφο 1.2.2. και αυτό κυρίως επειδή ο υδραυλικός βαθμός απόδοσης περιλαμβάνει τις σημαντικότερες απώλειες που είναι οι υδραυλικές. Το σημείο N ονομάζεται *κανονικό σημείο λειτουργίας*. Όπως φαίνεται και από το Σχ. 1.8 $Q_N < Q_A$, όπου Q_A η βέλτιστη παροχή και συνήθως είναι $Q_N = (0,85 \div 0,90) \cdot Q_A$.

Η τιμή της παροχής Q_{\max} εμφανίζεται για μηδενισμό του ολικού ύψους H της αντλίας. Αυτό που συμβαίνει όταν $Q=Q_{\max}$ είναι πως η ενέργεια H_u που προσδίδει η πτερωτή στο υγρό να δαπανάται εξ' ολοκλήρου για τη διακίνηση της παροχής Q_{\max} δια μέσου της αντλίας με αποτέλεσμα το υγρό να μην παραλαμβάνει ενέργεια.

1.2.6. Αντίστοιχα σημεία λειτουργίας

Σε αυτή την παράγραφο θα εξεταστεί η μεταβολή των χαρακτηριστικών καμπυλών της αντλίας μεταξύ αντίστοιχων σημείων λειτουργίας. *Αντίστοιχα σημεία λειτουργίας* ορίζονται εκείνα τα σημεία λειτουργίας μεταξύ των οποίων ικανοποιείται η *συνθήκη ομοιότητας της ροής*, δηλαδή τα αντίστοιχα τρίγωνα ταχυτήτων (εισόδου, εξόδου, ιδεατά και πραγματικά) είναι όμοια μεταξύ τους και η ροή είναι πλήρως τυρβώδης. Στη συνέχεια της παραγράφου τα μεγέθη που αναφέρονται σε αντίστοιχα σημεία λειτουργίας θα ξεχωρίζουν μεταξύ τους με χρήση τόνων. Συνεπώς για δύο αντίστοιχα σημεία λειτουργίας έχουμε:

$$\frac{n'}{n''} = \frac{\frac{u'}{2 \cdot \pi \cdot r}}{\frac{u''}{2 \cdot \pi \cdot r}} \Rightarrow \frac{u'}{u''} = \frac{n'}{n''} = \kappa \quad (1.45)$$

Από την ομοιότητα των τριγώνων εισόδου και εξόδου και τη σχέση (1.45) προκύπτει:

$$\frac{n'}{n''} = \frac{u_1'}{u_1''} = \frac{c_{u1}'}{c_{u1}''} = \frac{c_{n1}'}{c_{n1}''} = \frac{u_2'}{u_2''} = \frac{c_{u2}'}{c_{u2}''} = \frac{c_{n2}'}{c_{n2}''} = \kappa \quad (1.46)$$

Από τη σχέση (1.21) (εξίσωση Euler) και τη σχέση (1.46) έχουμε:

$$\frac{H_u'}{H_u''} = \frac{\frac{1}{g} \cdot (u_2' \cdot c_{u2}' - u_1' \cdot c_{u1}')} {\frac{1}{g} \cdot (u_2'' \cdot c_{u2}'' - u_1'' \cdot c_{u1}'')} = \frac{\kappa^2 \cdot u_2'' \cdot c_{u2}'' - \kappa^2 \cdot u_1'' \cdot c_{u1}''} {u_2'' \cdot c_{u2}'' - u_1'' \cdot c_{u1}''} = \kappa^2 \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \frac{H_u'}{H_u''} = \left(\frac{n'}{n''} \right)^2 \quad (1.47)$$

Από τις σχέσεις (1.27) και (1.46) έχουμε:

$$\frac{Q_u'}{Q_u''} = \frac{(\pi \cdot D_2 - z \cdot s_2) \cdot b_2 \cdot c_{n2}'}{(\pi \cdot D_2 - z \cdot s_2) \cdot b_2 \cdot c_{n2}''} = \kappa \Rightarrow \frac{Q_u'}{Q_u''} = \frac{n'}{n''} \quad (1.48)$$

Στη συνέχεια θα δείξουμε πως συσχετίζονται τα αντίστοιχα ολικά ύψη και παροχές της αντλίας μεταξύ τους.

Η διαφορά της στατικής πίεσης $(p_2 - p_1)$ στην οποία οφείλονται οι ογκομετρικές απώλειες δQ , όπως είδαμε και στην παράγραφο 1.2.2, μπορεί να εκφραστεί ως εξής: $(p_2 - p_1) = k_q \cdot \delta Q^2$, όπου k_q συντελεστής. Δεδομένου ότι η διαφορά των στατικών πιέσεων μπορεί να θεωρηθεί ανάλογη του θεωρητικού ολικού ύψους H_u της πτερωτής μπορούμε με χρήση της προηγούμενης σχέσης να γράψουμε: $\delta Q = k_q' \cdot H_u^{1/2}$ όπου k_q' συντελεστής.

Χρησιμοποιώντας τη τελευταία σχέση και τη σχέση (1.47) έχουμε:

$$\frac{\delta Q'}{\delta Q''} = \frac{k_q' \cdot H_u'^{1/2}}{k_q' \cdot H_u''^{1/2}} = \frac{n'}{n''} \quad (1.49)$$

Από τις σχέσεις (1.33), (1.48) και (1.49) έχουμε:

$$\frac{Q'}{Q''} = \frac{Q_u' - \delta Q'}{Q_u'' - \delta Q''} = \frac{\kappa \cdot Q_u'' - \kappa \cdot \delta Q''}{Q_u'' - \delta Q''} = \kappa \Rightarrow \frac{Q'}{Q''} = \frac{n'}{n''} \quad (1.50)$$

Από τις σχέσεις (1.43) και (1.50) έχουμε:

$$\frac{\delta h_\tau'}{\delta h_\tau''} = \frac{\zeta_\tau \cdot Q'^2}{\zeta_\tau \cdot Q''^2} \Rightarrow \frac{\delta h_\tau'}{\delta h_\tau''} = \left(\frac{n'}{n''}\right)^2 \quad (1.51)$$

όπου ο συντελεστής ζ_τ παραμένει σταθερός μεταξύ των αντίστοιχων σημείων λειτουργίας. Από τις σχέσεις (1.44) και (1.46) έχουμε:

$$\frac{\delta h_\alpha'}{\delta h_\alpha''} = \frac{\zeta_\alpha \cdot \left(1 - \frac{Q'}{Q_A'}\right)^2 \cdot \frac{u_1'^2}{2 \cdot g}}{\zeta_\alpha \cdot \left(1 - \frac{Q''}{Q_A''}\right)^2 \cdot \frac{u_1''^2}{2 \cdot g}} = \kappa^2 \cdot \frac{Q_A'' \cdot (Q_A' - Q')}{Q_A' \cdot (Q_A'' - Q'')} \quad (1.52)$$

όπου ο συντελεστής ζ_α παραμένει σταθερός μεταξύ των αντίστοιχων σημείων λειτουργίας. Από τις σχέσεις (1.40) και (1.46) έχουμε:

$$\frac{Q_A'}{Q_A''} = \frac{u_1' \cdot \tan \beta_1 \cdot [(\pi \cdot D_1 - z \cdot s_1) \cdot b_1]}{u_1'' \cdot \tan \beta_1 \cdot [(\pi \cdot D_1 - z \cdot s_1) \cdot b_1]} = \frac{u_1'}{u_1''} = \kappa \Rightarrow \frac{Q_A'}{Q_A''} = \frac{n'}{n''} \quad (1.53)$$

Από τις σχέσεις (1.52) και (1.53) έχουμε:

$$\frac{\delta h_{\alpha}'}{\delta h_{\alpha}''} = \kappa^2 \cdot \frac{Q_A'' \cdot (Q_A' - Q')}{Q_A' \cdot (Q_A'' - Q'')} = \kappa^2 \cdot \frac{1}{\kappa} \cdot \frac{\kappa \cdot Q_A'' - \kappa \cdot Q'}{Q_A'' - Q''} = \kappa^2 \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \frac{\delta h_{\alpha}'}{\delta h_{\alpha}''} = \left(\frac{n'}{n''} \right)^2 \quad (1.54)$$

Από τις σχέσεις (1.31), (1.47), (1.51) και (1.54) έχουμε:

$$\frac{H'}{H''} = \frac{H_u' - \delta h_{fea}'}{H_u'' - \delta h_{fea}''} = \frac{H_u' - \delta h_{\tau}' - \delta h_{\alpha}'}{H_u'' - \delta h_{\tau}'' - \delta h_{\alpha}''} = \frac{\kappa^2 \cdot H_u'' - \kappa^2 \cdot \delta h_{\tau}'' - \kappa^2 \cdot \delta h_{\alpha}''}{H_u'' - \delta h_{\tau}'' - \delta h_{\alpha}''} = \kappa^2 \Rightarrow$$

$$\frac{H'}{H''} = \left(\frac{n'}{n''} \right)^2 \quad (1.55)$$

Χρησιμοποιώντας τις σχέσεις (1.47) έως (1.55) μπορούμε να γράψουμε συγκεντρωτικά:

$$\frac{n'}{n''} = \frac{Q_u'}{Q_u''} = \left(\frac{H_u'}{H_u''} \right)^{1/2} = \frac{\delta Q'}{\delta Q''} = \left(\frac{\delta h_{\tau}'}{\delta h_{\tau}''} \right)^{1/2} = \left(\frac{\delta h_{\alpha}'}{\delta h_{\alpha}''} \right)^{1/2} = \frac{Q_A'}{Q_A''} = \frac{Q'}{Q''} = \left(\frac{H'}{H''} \right)^{1/2} \quad (1.56)$$

Από την σχέση (1.56) προκύπτει ότι επί του διαγράμματος (H,Q) τα αντίστοιχα σημεία λειτουργίας βρίσκονται επί των παραβολών:

$$H = \kappa \cdot Q^2 \quad (1.57)$$

Από τη σχέση (1.56) είναι φανερές οι ισότητες:

$$\eta_h' = \eta_h'' \quad (1.58)$$

$$\eta_Q' = \eta_Q'' \quad (1.59)$$

Δεδομένου ότι οι μηχανικές απώλειες στρεφομένου δίσκου μεταβάλλονται με τη τρίτη δύναμη των στροφών και οι μηχανικές απώλειες εδράνων μεταβάλλονται με τη δεύτερη δύναμη των στροφών, συμπεραίνουμε ότι για σχετικά μικρές μεταβολές των στροφών ο μηχανικός βαθμός απόδοσης μπορεί να θεωρηθεί σταθερός μεταξύ των αντίστοιχων σημείων λειτουργίας. Δηλαδή:

$$\eta_m' \cong \eta_m'' \quad (1.60)$$

Συνεπώς ο ολικός βαθμός απόδοσης η της αντλίας μπορεί να θεωρηθεί σταθερός μεταξύ αντίστοιχων σημείων λειτουργίας. Συνεπώς οι παραβολές των αντίστοιχων σημείων λειτουργίας (σχέση 1.57) είναι ταυτόχρονα και καμπύλες σταθερού βαθμού απόδοσης.

1.2.7. Γεωμετρική ομοιότητα μηχανών

Δύο μηχανές ορίζονται ως *γεωμετρικά όμοιες* μεταξύ τους όταν ο λόγος δύο αντίστοιχων γεωμετρικών μεγεθών τους είναι σταθερός. Στη συνέχεια της παραγράφου θα διατυπωθούν οι νόμοι ομοιότητας που εφαρμόζονται μεταξύ αντίστοιχων σημείων λειτουργίας σε γεωμετρικά όμοιες μηχανές. Έτσι αν ορίσουμε ως *λόγο γεωμετρικής ομοιότητας* τον λόγο $\lambda = \frac{D_2'}{D_2''}$ (τα μεγέθη που αναφέρονται στη μία μηχανή

χαρακτηρίζονται με ένα τόνο ενώ τα αντίστοιχα της άλλης με δύο τόνους) από τα αντίστοιχα τρίγωνα εξόδου της πτερωτής (τα οποία θα είναι όμοια μεταξύ τους γιατί αναφέρονται σε αντίστοιχα σημεία λειτουργίας) θα έχουμε:

$$\frac{u_2'}{u_2''} = \frac{c_{u2}'}{c_{u2}''} = \frac{c_{n2}'}{c_{n2}''} = \frac{w_2'}{w_2''} = \frac{D_2' \cdot n_2'}{D_2'' \cdot n_2''} = \lambda \cdot \frac{n'}{n''} \quad (1.61)$$

Από τη σχέση (1.61) συμπεραίνουμε ότι ο λόγος δύο αντίστοιχων ταχυτήτων σε αντίστοιχα σημεία λειτουργίας γεωμετρικά όμοιων μηχανών είναι ίσος προς το γινόμενο του λόγου γεωμετρικής ομοιότητας λ επί τον λόγο των ταχυτήτων περιστροφής $\frac{n'}{n''}$ των πτερωτών.

1.2.8. Δυναμική ομοιότητα ροής

Υπάρχουν δύο τύποι δυναμικής ομοιότητας της ροής:

- *Η πλήρης (ή αυστηρή) δυναμική ομοιότητα της ροής*, η οποία ικανοποιείται όταν τα αντίστοιχα τρίγωνα ταχυτήτων είναι όμοια μεταξύ τους και παράλληλα ο αριθμός Reynolds μεταξύ των δύο γεωμετρικά όμοιων μηχανών έχει την ίδια τιμή.
- *Η ατελής δυναμική ομοιότητα της ροής*, η οποία ικανοποιείται όταν στα αντίστοιχα σημεία λειτουργίας των γεωμετρικά όμοιων μηχανών η ροή βρίσκεται στην πλήρως τυρβώδη περιοχή, οπότε και εξασφαλίζεται η ίδια ανάπτυξη οριακών στρωμάτων.

Παρακάτω, χωρίς να προβούμε σε αποδείξεις, παραθέτουμε τους *νόμους ομοιότητας* που ισχύουν στα αντίστοιχα σημεία λειτουργίας γεωμετρικά όμοιων μηχανών όταν ικανοποιείται η δυναμική ομοιότητα της ροής (αυστηρή ή ατελής):

$$\frac{Q'}{Q''} = \left(\frac{D'}{D''}\right)^3 \cdot \frac{n'}{n''} \quad (1.62)$$

$$\frac{H'}{H''} = \left(\frac{D'}{D''}\right)^2 \cdot \left(\frac{n'}{n''}\right)^2 \quad (1.63)$$

$$\frac{N'}{N''} = \left(\frac{D'}{D''}\right)^5 \cdot \left(\frac{n'}{n''}\right)^3 \quad (1.64)$$

Σημειώνεται ότι για να ισχύουν οι νόμοι ομοιότητας που μόλις παραθέσαμε, έχει υποθεθεί ότι ισχύει σε ικανοποιητικό βαθμό η ισότητα των αντίστοιχων ολικών βαθμών

απόδοσης στα αντίστοιχα σημεία λειτουργίας. Η ισότητα ικανοποιείται περισσότερο όταν πρόκειται για μικρές αλλαγές των στροφών n , όπως είδαμε και στη παράγραφο 1.2.6.

1.2.9. Ειδικός αριθμός στροφών

Ο ειδικός αριθμός στροφών n_q είναι μία αδιάστατη παράμετρος ενδεικτική της μορφής της μεσημβρινής τομής της πτερωτής. Η παράμετρος αυτή προκύπτει από την παρακάτω ανάλυση:

Θεωρούμε μία αντλία διαμέτρου πτερωτής D_2 και με κανονικό σημείο λειτουργίας το (H_N, Q_N) υπό ταχύτητα περιστροφής n . Θεωρούμε επίσης μία γεωμετρικά όμοια με αυτήν αντλία (της οποίας τα μεγέθη θα χαρακτηρίζονται με q), με διάμετρο πτερωτής D_{2q} και κανονικό σημείο λειτουργίας το μοναδιαίο, δηλαδή $(H_q, Q_q) = (1, 1)$ υπό ταχύτητα περιστροφής n_q . Στα κανονικά σημεία λειτουργίας αυτών των αντλιών θα ισχύουν οι νόμοι ομοιότητας που παρουσιάσαμε στη προηγούμενη παράγραφο, αφού τα κανονικά σημεία λειτουργίας είναι και αντίστοιχα σημεία λειτουργίας. Συνεπώς από τη σχέση (1.62) έχουμε:

$$\frac{Q_N}{Q_q} = \left(\frac{D_2}{D_{2q}} \right)^3 \cdot \frac{n}{n_q} \Rightarrow (Q_N)^{1/2} = \left(\frac{D_2}{D_{2q}} \right)^{3/2} \cdot \left(\frac{n}{n_q} \right)^{1/2} \Rightarrow \left(\frac{D_2}{D_{2q}} \right)^{3/2} = \left(Q_N \cdot \frac{n_q}{n} \right)^{1/2} \quad (1.65)$$

Από τη σχέση (1.63) έχουμε:

$$\frac{H_N}{H_q} = \left(\frac{D_2}{D_{2q}} \right)^2 \cdot \left(\frac{n}{n_q} \right)^2 \Rightarrow H_N^{3/4} = \left(\frac{D_2}{D_{2q}} \right)^{3/2} \cdot \left(\frac{n}{n_q} \right)^{3/2} \Rightarrow \left(\frac{D_2}{D_{2q}} \right)^{3/2} = H_N^{3/4} \cdot \left(\frac{n_q}{n} \right)^{3/2} \quad (1.66)$$

Από τις σχέσεις (1.65) και (1.66) προκύπτει:

$$\begin{aligned} \left(Q_N \cdot \frac{n_q}{n} \right)^{1/2} &= H_N^{3/4} \cdot \left(\frac{n_q}{n} \right)^{3/2} \Rightarrow Q_N = H_N^{3/2} \cdot \left(\frac{n_q}{n} \right)^2 \Rightarrow \frac{n_q}{n} \cdot H_N^{3/4} = Q_N^{1/2} \Rightarrow \\ \Rightarrow n_q &= n \cdot \frac{Q_N^{1/2}}{H_N^{3/4}} \end{aligned} \quad (1.67)$$

Συνεπώς μπορούμε τώρα να δώσουμε τον ακόλουθο ορισμό:

Ειδικός αριθμός στροφών μιας αντλίας ορίζεται η ταχύτητα περιστροφής n_q της γεωμετρικά όμοιας αντλίας η οποία έχει κανονικό σημείο λειτουργίας το $(H_q, Q_q) = (1, 1)$. Ο ειδικός αριθμός στροφών μιας αντλίας εξαρτάται από τα κύρια χαρακτηριστικά της αντλίας στο κανονικό σημείο λειτουργίας της, δηλαδή το σημείο (H_N, Q_N) και την ταχύτητα περιστροφής n .

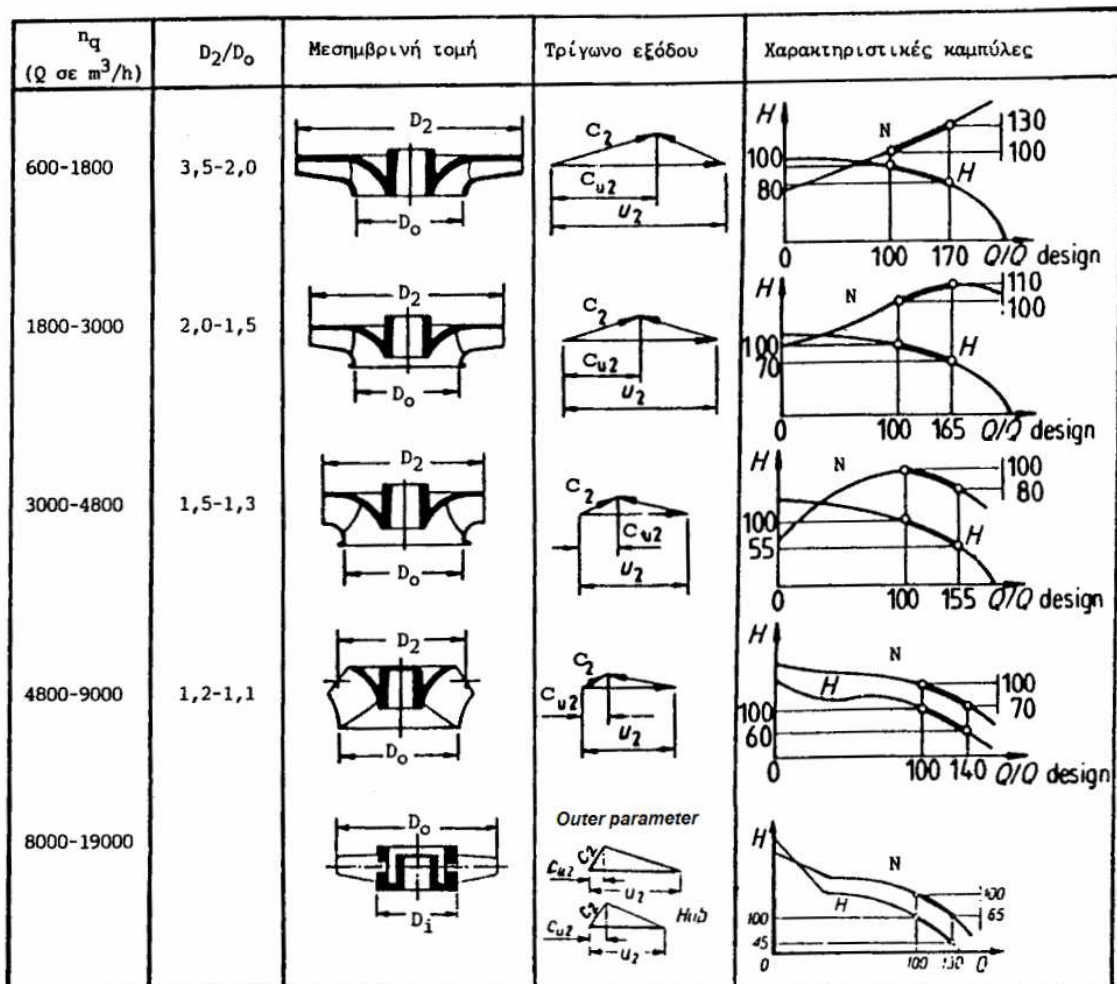
Ο ειδικός αριθμός στροφών είναι χαρακτηριστικός της μορφής της πτερωτής όπως ελέγχθη στην αρχή της παραγράφου. Συγκεκριμένα όσο αυξάνεται η τιμή του n_q τόσο η πτερωτή γίνεται από ακτινικής ροής περισσότερο μεικτής ροής και οριακά μέχρι και

αξονικής ροής (σταδιακή αύξηση του λόγου $\frac{b_2}{D_2}$). Αντίθετα όσο μειώνεται η τιμή του

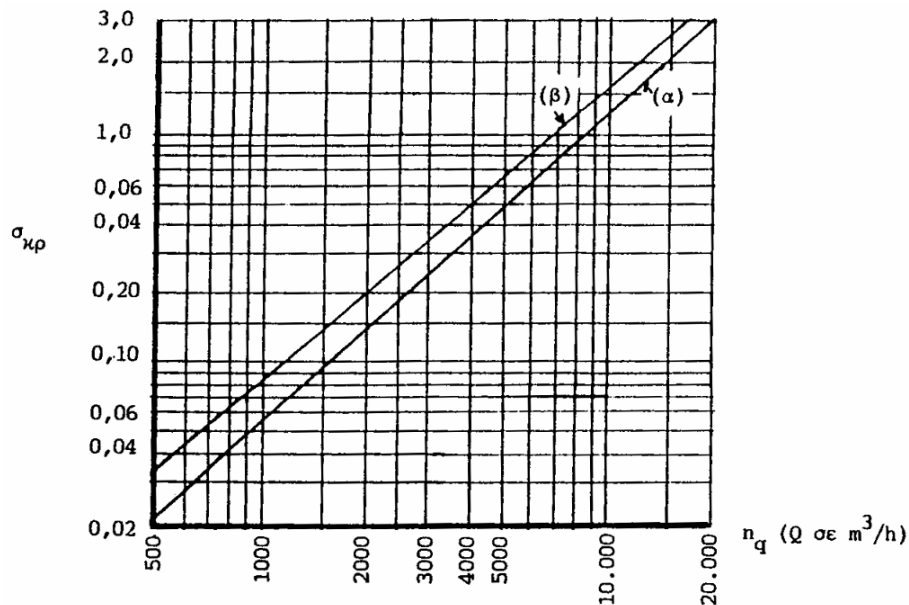
n_q τόσο η περωτή γίνεται περισσότερο ακτινικής ροής (σταδιακή μείωση του λόγου $\frac{b_2}{D_2}$). Από τις σχέσεις (1.62) έως (1.66) αποδεικνύεται ότι γεωμετρικά όμοιες αντλίες

έχουν τον ίδιο ειδικό αριθμό στροφών, το αντίστροφο όμως δεν ισχύει.

Παρακάτω παρουσιάζεται σχήμα που δείχνει πως μεταβάλλεται η μορφή της μεσημβρινής τομής της περωτής, τα τρίγωνα ταχυτήτων εξόδου και οι χαρακτηριστικές (H,Q) και (N,Q) συναρτήσεις του ειδικού αριθμού στροφών. Επίσης δίνεται ένα διάγραμμα μεταβολής του ολικού βαθμού απόδοσης η_N στο κανονικό σημείο λειτουργίας συναρτήσει του ειδικού αριθμού στροφών n_q και με παράμετρο την κανονική παροχή Q_N της αντλίας. Το διάγραμμα αυτό προέκυψε από τη στατιστική επεξεργασία μεγάλου πλήθους οικονομοτεχνικά αποδεκτών φυγόκεντρων αντλιών (εταιρία κατασκευής αντλιών Worthington).



Σχήμα 1.9. Ενδεικτικές μορφές της μεσημβρινής τομής της περωτής, των τριγώνων ταχυτήτων εξόδου και των χαρακτηριστικών καμπυλών (H,Q) και (N,Q) για διάφορες τιμές του n_q [4, σελ.131].

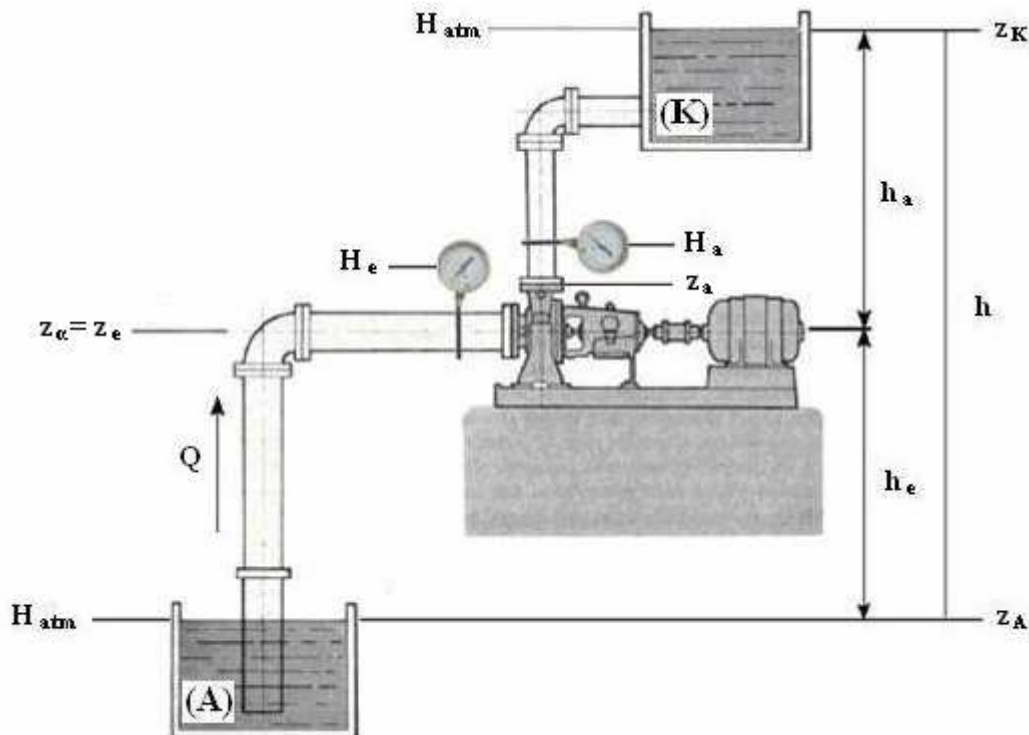


Σχήμα 1.10. Διάγραμμα μεταβολής του ολικού βαθμού απόδοσης στο κανονικό σημείο λειτουργίας οικονομοτεχνικά αποδεκτών αντλιών [4, σελ. 133].

1.3. ΑΝΤΛΗΤΙΚΗ ΕΓΚΑΤΑΣΤΑΣΗ

1.3.1. Ορισμός αντλητικής εγκατάστασης

Αντλητική εγκατάσταση ορίζεται η εγκατάσταση που περιλαμβάνει την αντλία, τις σωληνώσεις από τη δεξαμενή αναρρόφησης μέχρι τη δεξαμενή κατάθλιψης, τον χώρο αναρρόφησης και κατάθλιψης και τα σχετικά εξαρτήματα που σχετίζονται με την ασφαλή λειτουργία και συντήρηση.



Σχήμα 1.11. Σχηματική διάταξη απλής αντλητικής εγκατάστασης [6, σελ. 19].

Στο Σχ. 1.11 παρουσιάζεται μία απλή αντλητική εγκατάσταση στην οποία η αντλία αντλεί το υγρό από τη δεξαμενή αναρρόφησης Α και το καταθλίβει στη δεξαμενή κατάθλιψης Κ. Έστω z_A η στάθμη της ελεύθερης επιφάνειας του υγρού στη δεξαμενή αναρρόφησης και z_K η αντίστοιχη στάθμη στη δεξαμενή κατάθλιψης, οι οποίες μετρούνται από κοινή στάθμη αναφοράς (όπως και όλες οι στάθμες που περιέχονται στους υπολογισμούς της αντλητικής εγκατάστασης) που συνήθως είναι η στάθμη της θάλασσας. Όπως φαίνεται στο Σχ. 1.11 οι δύο δεξαμενές βρίσκονται υπό την ίδια στατική πίεση, την ατμοσφαιρική H_{atm} (εκφρασμένη σε m στήλης υγρού). Το τμήμα της σωλήνωσης από τη δεξαμενή αναρρόφησης μέχρι τη διατομή εισόδου e της αντλίας ονομάζεται *σωλήνωση (ή αγωγός) αναρρόφησης*, και το τμήμα από τη διατομή εξόδου a της αντλίας μέχρι τη δεξαμενή κατάθλιψης ονομάζεται *σωλήνωση (ή αγωγός) κατάθλιψης*. Επίσης στο Σχ. 1.11 με z_e έχει συμβολιστεί η στάθμη της διατομής εισόδου της πτερωτής και με z_a η στάθμη της διατομής εξόδου της πτερωτής.

Ως *στάθμη της αντλίας* z_a ορίζεται η στάθμη z_e της διατομής εισόδου της πτερωτής, η οποία στην περίπτωση οριζόντιας ατράκτου ταυτίζεται με τον άξονά της.

Ως *γεωμετρικό ύψος αναρρόφησης* h_e ορίζεται η υψομετρική διαφορά:

$$h_e = z_a - z_A \quad (1.68)$$

Ως *γεωμετρικό ύψος κατάθλιψης* h_a ορίζεται η υψομετρική διαφορά:

$$h_a = z_K - z_a \quad (1.69)$$

Ως *γεωμετρικό ύψος ανύψωσης* h ορίζεται η διαφορά στάθμης μεταξύ της δεξαμενής κατάθλιψης και της δεξαμενής αναρρόφησης ή αλλιώς το άθροισμα του γεωμετρικού ύψους αναρρόφησης και του γεωμετρικού ύψους κατάθλιψης και το οποίο είναι φυσικά ανεξάρτητο της στάθμης τοποθέτησης της αντλίας. Από τις σχέσεις (1.68) και (1.69) έχουμε:

$$h = h_e + h_a = (z_a - z_A) + (z_K - z_a) = z_K - z_A \quad (1.70)$$

1.3.2. Σημείο λειτουργίας αντλητικής εγκατάστασης

Στη μόνιμη λειτουργία της αντλίας και συνεπώς της αντλητικής εγκατάστασης, η ολική πίεση εκφρασμένη σε mΣΥ (μέτρα στήλης υγρού) στη διατομή εισόδου e και εξόδου a της αντλίας εκφράζονται σύμφωνα με τη σχέση (1.9) ως εξής:

$$H_{oa} = H_a + z_a + \frac{c_a^2}{2 \cdot g} \quad (1.71)$$

$$H_{oe} = H_e + z_e + \frac{c_e^2}{2 \cdot g} \quad (1.72)$$

Εφαρμόζοντας την εξίσωση Bernoulli μεταξύ της στάθμης z_a και της στάθμης z_K έχουμε:

$$H_a + z_a + \frac{c_a^2}{2 \cdot g} = H_{atm} + z_K + \delta h_{fAK} \quad (1.73)$$

Επίσης, εφαρμόζοντας την εξίσωση Bernoulli μεταξύ της στάθμης z_A και της στάθμης z_e έχουμε:

$$H_e + z_e + \frac{c_e^2}{2 \cdot g} = H_{atm} + z_A - \delta h_{fAe} \quad (1.74)$$

όπου με δh_{fAK} έχουν συμβολιστεί οι υδραυλικές απώλειες της σωλήνωσης κατάθλιψης και με δh_{fAe} έχουν συμβολιστεί οι υδραυλικές απώλειες της σωλήνωσης αναρρόφησης.

Αφαιρώντας κατά μέλη τις σχέσεις (1.73) και (1.74) και χρησιμοποιώντας τις σχέσεις (1.71) και (1.72) έχουμε:

$$\begin{aligned} \left(H_a + z_a + \frac{c_a^2}{2 \cdot g} \right) - \left(H_e + z_e + \frac{c_e^2}{2 \cdot g} \right) &= (H_{atm} + z_K + \delta h_{fAK}) - (H_{atm} + z_A - \delta h_{fAe}) \Rightarrow \\ \Rightarrow H_{oa} - H_{oe} &= z_K - z_A + \delta h_{fAK} + \delta h_{fAe} \Rightarrow \\ \Rightarrow H_o \equiv H &= h + \delta h_{fAK} \end{aligned} \quad (1.75)$$

όπου δh_{fAK} οι συνολικές υδραυλικές απώλειες της σωλήνωσης.

Οι υδραυλικές απώλειες δh_{fAK} της σωλήνωσης μπορούν να διαχωριστούν στις παρακάτω απώλειες:

Α) Γραμμικές απώλειες οι οποίες οφείλονται στη συνεκτικότητα του ρευστού, είναι ανάλογες του μήκους της σωλήνωσης στο οποίο αναπτύσσονται και ισοκατανέμονται (δικαιολογώντας το επίθετο “γραμμικές”) και εκφράζονται από τη παρακάτω σχέση των Darcy-Weisbach (σε mΣΥ):

$$\delta h_{f,L} = f \cdot \frac{L}{d} \cdot \frac{c^2}{2 \cdot g} \quad (1.76)$$

όπου L το μήκος της σωλήνωσης, d η εσωτερική διάμετρος της σωλήνωσης, c η ταχύτητα του διακινούμενου υγρού και f ο συντελεστής των γραμμικών απωλειών ο οποίος εξαρτάται από τη σχετική τραχύτητα των εσωτερικών τοιχωμάτων της σωλήνωσης, τον αριθμό Reynolds και το είδος της ροής. Παρακάτω θα εξετάσουμε τον υπολογισμό του συντελεστή γραμμικών απωλειών.

Στρωτή ροή ($Re < 2100$): Ο συντελεστής των γραμμικών απωλειών υπολογίζεται από την απλή σχέση:

$$f = \frac{64}{Re} \quad (1.77)$$

Πλήρως ανεπτυγμένη τυρβώδης ροή ($Re > 4000$): Ο συντελεστής των γραμμικών απωλειών υπολογίζεται από την παρακάτω σχέση των Colebrook & White:

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = 1,14 - 2 \cdot \log_{10} \left(e_s + \frac{9,35}{Re \cdot \sqrt{f}} \right) \quad (1.78)$$

η οποία μπορεί να γραφεί στην ισοδύναμη μορφή:

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = -2 \cdot \log_{10} \left(\frac{e_s}{3,71} + \frac{2,51}{Re \cdot \sqrt{f}} \right) \quad (1.79)$$

όπου $e_s = \frac{e}{d}$ η σχετική τραχύτητα των εσωτερικών τοιχωμάτων της σωλήνωσης και e η αντίστοιχη απόλυτη τραχύτητα. Η σχέση (1.79) μπορεί να επιλυθεί επαναληπτικά με σκοπό τον υπολογισμό του συντελεστή f . Μία πρώτη τιμή του f για την έναρξη των υπολογισμών είναι δυνατό να ληφθεί από το διάγραμμα του Moody το οποίο έχει ακρίβεια της τάξης του 5%. Στον υπολογιστικό κώδικα που θα παρουσιαστεί στο πειραματικό μέρος της εργασίας περιλαμβάνεται υπορουτίνα που επιλύει επαναληπτικά τη σχέση (1.79).

Β) Εντοπισμένες απώλειες οι οποίες είναι τοπικές απώλειες ενέργειας που προκαλούνται από τοπικές αλλαγές της ροής, οι οποίες οφείλονται σε εξαρτήματα ελέγχου της ροής όπως βάνες, βαλβίδες, διακλαδώσεις, γωνίες ή αλλαγές της κλίσης ή της διατομής της σωλήνωσης. Οι εντοπισμένες απώλειες ενέργειας, όταν προκύψουν, εκτείνονται σε συγκεκριμένο μήκος της σωλήνωσης το οποίο δεν μπορεί να θεωρηθεί πάντα αμελητέο. Είναι αποδεκτή όμως η σύμβαση να θεωρήσουμε τις απώλειες αυτές συγκεντρωμένες στο σημείο της σωλήνωσης που βρίσκεται το εξάρτημα που τις προκάλεσε. Από αυτή τη σύμβαση έχει καθιερωθεί το επίθετο “εντοπισμένες”. Το αντίστοιχο εξάρτημα χαρακτηρίζεται τότε *εντοπισμένη αντίσταση*. Οι εντοπισμένες απώλειες υπολογίζονται από τη σχέση:

$$\delta h_{f,s} = \zeta \cdot \frac{c^2}{2 \cdot g} \quad (1.80)$$

όπου ζ ο συντελεστής των εντοπισμένων απωλειών του εξαρτήματος που τις προκάλεσε. Οι συντελεστές ζ δίνονται σε πίνακες για διάφορα εξαρτήματα.

Γ) Απώλεια της κινητικής ενέργειας του υγρού που εισέρχεται στη μεγάλων διαστάσεων δεξαμενή κατάθλιψης και η οποία είναι απώλεια ενέργειας αφού δεν μπορεί να αξιοποιηθεί και καταναλώνεται σε φαινόμενα τριβής και στροβιλισμού.

Αν το ρευστό εισέρχεται στη δεξαμενή κατάθλιψης με ταχύτητα c_K τότε οι απώλεια της κινητικής ενέργειας σε mΣΥ δίνεται από τη σχέση:

$$\delta h_{κιν} = \frac{c_K^2}{2 \cdot g} \quad (1.81)$$

Θεωρώντας ότι η ροή στη σωλήνωση είναι πλήρως τυρβώδης και πως η σωλήνωση αποτελείται από k τμηματικές σωληνώσεις (η κάθε μία με σταθερή διατομή) και m εντοπισμένες αντιστάσεις, τότε μπορούμε να δεχτούμε ότι οι συντελεστές των γραμμικών και των εντοπισμένων απωλειών παραμένουν σταθεροί στις τμηματικές σωληνώσεις και στις εντοπισμένες αντιστάσεις αντίστοιχα, και ανεξάρτητοι της ταχύτητας. Εφαρμόζοντας την αρχή της συνέχειας μεταξύ των τμηματικών σωληνώσεων και των εντοπισμένων αντιστάσεων έχουμε:

$$Q = (c_i \cdot A_i)_{i=1}^k = (c_j \cdot A_j)_{j=1}^m = c_K \cdot A_K \quad (1.82)$$

όπου με A_i συμβολίζεται η εσωτερική διατομή μιας τμηματικής σωλήνωσης, με A_j συμβολίζεται η εσωτερική διατομή μιας εντοπισμένης αντίστασης και με A_K συμβολίζεται η εσωτερική διατομή του τμήματος της σωλήνωσης κατάθλιψης από το οποίο εξέρχεται το ρευστό με ταχύτητα c_K . Από τα παραπάνω μπορούμε να γράψουμε για τις υδραυλικές απώλειες της σωλήνωσης μεταξύ των δεξαμενών A και K:

$$\begin{aligned} \delta h_{fAK} &= \delta h_{f,L} + \delta h_{f,S} + \delta h_{κιν} = \sum_{i=1}^k \left(f_i \cdot \frac{L_i}{d_i} \cdot \frac{c_i^2}{2 \cdot g} \right) + \sum_{j=1}^m \left(\zeta_j \cdot \frac{c_j^2}{2 \cdot g} \right) + \frac{c_K^2}{2 \cdot g} \Rightarrow \\ \Rightarrow \delta h_{fAK} &= \left[\sum_{i=1}^k \left(f_i \cdot \frac{L_i}{d_i} \cdot \frac{1}{2 \cdot g \cdot A_i^2} \right) + \sum_{j=1}^m \left(\zeta_j \cdot \frac{1}{2 \cdot g \cdot A_j^2} \right) + \frac{1}{2 \cdot g \cdot A_K^2} \right] \cdot Q^2 \Rightarrow \\ \Rightarrow \delta h_{fAK} &= \zeta_{AK} \cdot Q^2 \end{aligned} \quad (1.83)$$

όπου ζ_{AK} είναι ο συντελεστής της σύνθετης αντίστασης που περιγράφεται από την αγκύλη των παραπάνω υπολογισμών.

Από τις σχέσεις (1.75) και (1.83) έχουμε:

$$H = H_{\Sigma} = h + \zeta_{AK} \cdot Q^2 \quad (1.84)$$

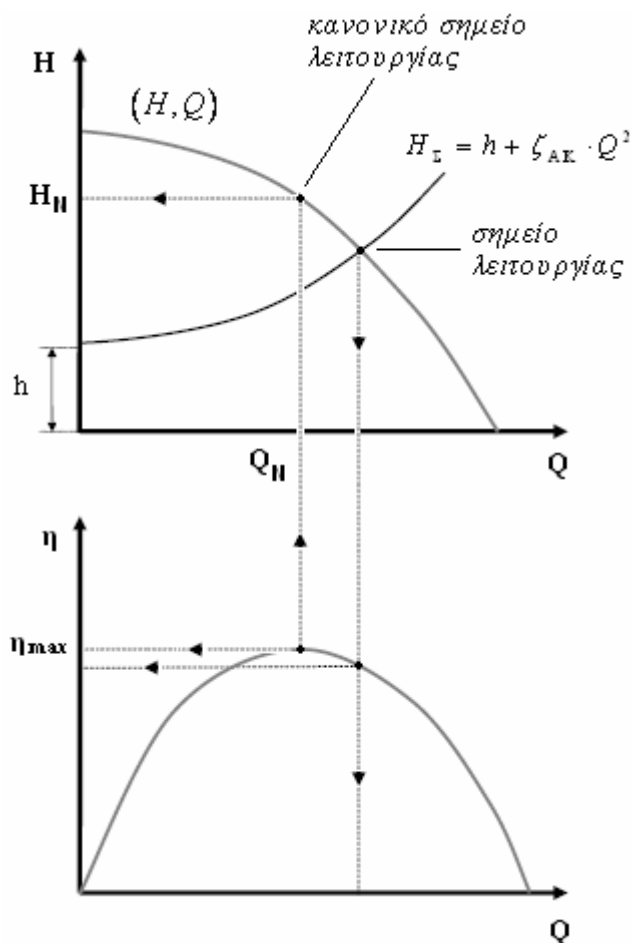
Η σχέση (1.84) δίνει την ανά μονάδα μάζας ενέργεια που πρέπει να παραλάβει το υγρό για τη διακίνηση της παροχής Q μέσω της δεδομένης αντλητικής εγκατάστασης και αποτελεί την *χαρακτηριστική καμπύλη της σωλήνωσης*.

Το σημείο λειτουργίας μιας αντλητικής εγκατάστασης, με δεδομένη την χαρακτηριστική (H,Q) της αντλίας θα είναι αυτή για την οποία η ενέργεια $H=f(Q)$ που προσδίδει η αντλία είναι ίση με αυτή που απαιτείται για τη διακίνηση της παροχής στη δεδομένη αντλητική εγκατάσταση και η οποία δίνεται από την χαρακτηριστική της σωλήνωσης της $H_{\Sigma}=f(Q)$. Συνεπώς το σημείο λειτουργίας μιας

αντλητικής εγκατάστασης θα είναι το σημείο τομής της χαρακτηριστικής της σωλήνωσής της με τη χαρακτηριστική της αντλίας της δεδομένης εγκατάστασης όπως φαίνεται και από το Σχ. 1.12.

Διαθέτοντας την χαρακτηριστική καμπύλη (η, Q) της μεταβολής του ολικού βαθμού απόδοσης η συνάρτησεί της διακινούμενης παροχής Q μπορούμε να προσδιορίσουμε τον ολικό βαθμό απόδοσης της δεδομένης εγκατάστασης όπως φαίνεται από το Σχ. 1.12. Αν η παροχή Q του σημείου λειτουργίας είναι τέτοια ώστε από το Σχ. 1.12. να προκύπτει $\eta = \eta_{\max}$ τότε το σημείο λειτουργίας της εγκατάστασης ονομάζεται *κανονικό σημείο λειτουργίας* και συμβολίζεται με (H_N, Q_N) . Όπως είδαμε και από τη σχέση (1.36) η μηχανική ισχύς που απορροφά η αντλία από τον κινητήρα με τον οποίο είναι συνδεδεμένος είναι:

$$N = \frac{\gamma \cdot H \cdot Q}{\eta} \quad (1.85)$$



Σχήμα 1.12. Σημείο λειτουργίας αντλητικής εγκατάστασης.

1.3.3. Συνεργασία αντλιών

Στις πρακτικές εφαρμογές οι αντλητικές εγκαταστάσεις δεν έχουν την απλή μορφή του Σχ. 1.11. Συνήθως στην ίδια εγκατάσταση λειτουργούν συνεργαζόμενες αντλίες, του ίδιου ή διαφορετικού μεγέθους, με σκοπό την αύξηση της ευελιξίας και της αξιοπιστίας της αντλητικής εγκατάστασης. Οι συνηθέστεροι τρόποι συνεργασίας

αντλιών είναι η παράλληλη και η εν σειρά λειτουργία τους όπως θα αναπτυχθεί παρακάτω.

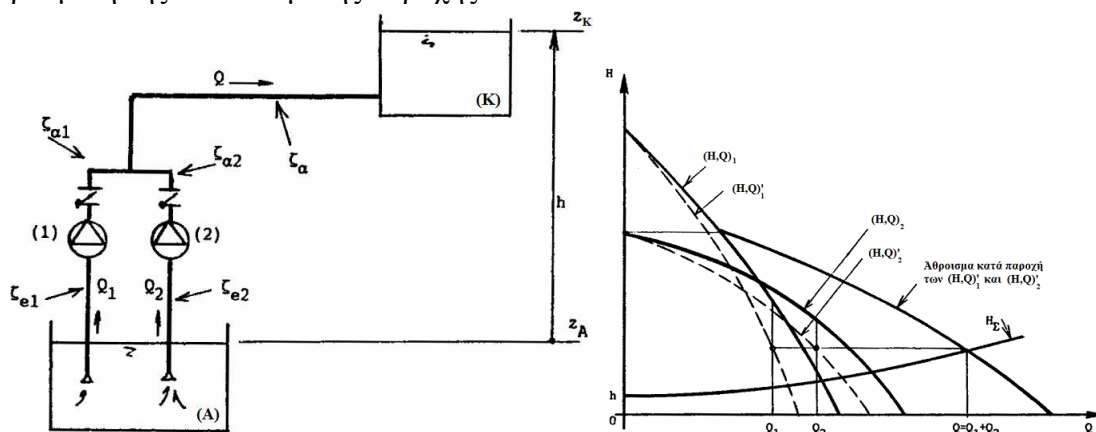
Παράλληλη λειτουργία

Σύμφωνα με αυτό τον τρόπο συνεργασίας κάθε συνεργαζόμενη αντλία έχει τη δική της σωλήνωση αναρρόφησης και όλες καταθλίβουν το υγρό σε μία κοινή σωλήνωση κατάθλιψης, όπως φαίνεται και στο Σχ. 1.13. Συνεπώς παρατηρούμε ότι: α) η συνολική παροχή Q_{TOT} που διέρχεται από τη σωλήνωση κατάθλιψης θα ισούται με το άθροισμα των παροχών των συνεργαζόμενων αντλιών και β) όλες οι συνεργαζόμενες αντλίες θα έχουν το ίδιο ολικό ύψος. Με βάση τα παραπάνω μπορούμε να διατυπώσουμε τις παρακάτω σχέσεις:

$$Q_{TOT} = \sum_{i=1}^m Q_i \quad (1.86)$$

$$H_1 = \dots = H_i = \dots = H_m \quad (1.87)$$

όπου m το πλήθος των συνεργαζόμενων αντλιών. Για να ικανοποιείται η σχέση (1.86) πρέπει η χαρακτηριστική του συνόλου των συνεργαζόμενων αντλιών να προκύψει από την κατά παροχή πρόσθεση των χαρακτηριστικών τους, όπως φαίνεται και από το Σχ. 1.13. Πρέπει να σημειωθεί ότι οι καμπύλες με διακεκομμένη γραμμή προκύπτουν αν αφαιρεθεί ο κοινός όρος της ατμοσφαιρικής πίεσης και η στάθμη z_A της δεξαμενής αναρρόφησης. Στη συνέχεια, σύμφωνα και με όσα αναπτύχθηκαν στη παράγραφο 1.3.2., το σημείο λειτουργίας της εγκατάστασης θα προκύψει από την τομή της χαρακτηριστικής του συνόλου των συνεργαζόμενων αντλιών με την χαρακτηριστική της κοινής σωλήνωσης κατάθλιψης. Οι συνεργαζόμενες αντλίες στη παράλληλη λειτουργία δεν είναι απαραίτητο να είναι του ίδιου μεγέθους, δηλαδή δεν υπάρχει περιορισμός στη παροχή που διακινούν. Ο μόνος περιορισμός είναι η σχέση (1.87). Συνεπώς, η παράλληλη σύνδεση χρησιμοποιείται όταν χρειάζεται ευελιξία στη ρύθμιση της διακινούμενης παροχής.



Σχήμα 1.13. Παράλληλη λειτουργία αντλιών [4, σελ. 154].

Εν σειρά λειτουργία

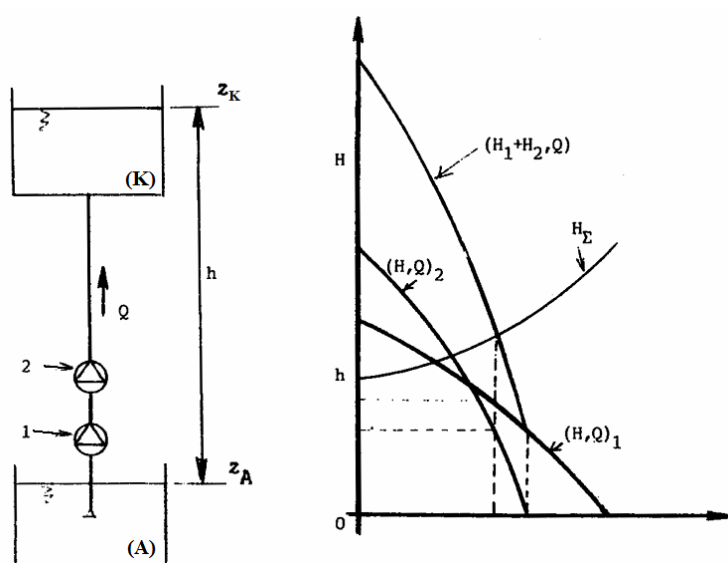
Σύμφωνα με αυτό τον τρόπο συνεργασίας όλες οι συνεργαζόμενες αντλίες έχουν κοινή σωλήνωση αναρρόφησης, όπως φαίνεται και στο Σχ. 1.14. Επομένως

παρατηρούμε ότι: α) όλες οι συνεργαζόμενες αντλίες διακινούν την ίδια παροχή και β) το συνολικό ολικό ύψος H_{TOT} της εγκατάστασης ισούται με το άθροισμα των ολικών υψών των συνεργαζόμενων αντλιών. Με βάση τα παραπάνω μπορούμε να διατυπώσουμε τις παρακάτω σχέσεις:

$$Q_1 = \dots = Q_i = \dots = Q_m \quad (1.88)$$

$$H_{TOT} = \sum_{i=1}^m H_i \quad (1.89)$$

όπου m το πλήθος των συνεργαζόμενων αντλιών. Για να ικανοποιείται η σχέση (1.89) πρέπει η χαρακτηριστική του συνόλου των συνεργαζόμενων αντλιών να προκύψει από την καθ' ύψος πρόσθεση των χαρακτηριστικών τους. Στη συνέχεια το σημείο λειτουργίας της εγκατάστασης θα προκύψει από την τομή της χαρακτηριστικής του συνόλου των συνεργαζόμενων αντλιών με την χαρακτηριστική της σωλήνωσης κατάθλιψης. Η εν σειρά λειτουργία αντλιών εφαρμόζεται σε περιπτώσεις διακίνησης υγρών σε αγωγούς πολύ μεγάλου μήκους και σε περιπτώσεις όπου είναι επιθυμητή η αύξηση της διακινούμενης παροχής. Η αύξηση της παροχής μπορεί να είναι επιθυμητή είτε λόγω αύξησης της ζήτησης παροχής, είτε λόγω μείωσης της διακινούμενης παροχής ως αποτέλεσμα της αύξησης των υδραυλικών απωλειών λόγω παλαιότητας της σωλήνωσης. Η εν σειρά σύνδεση εφαρμόζεται συχνά σε δίκτυα άρδευσης όταν οι αρδευόμενες περιοχές βρίσκονται σε διαφορετικά υψόμετρα. Εφαρμόζεται επίσης όταν επιδιώκεται η αύξηση της στατικής πίεσης στην αναρρόφηση της κατάντι κύριας αντλίας, με σκοπό να αποφεύγεται η ανάπτυξη σπηλαιώσης σε αυτήν. Στη περίπτωση αυτή η ανάντι αντλία, που ονομάζεται inducer (παρακινήτης) λόγω της λειτουργίας που επιτελεί, εξασφαλίζει την ομαλή λειτουργία της κατάντι κύριας αντλίας η οποία φέρει το κύριο βάρος της διακίνησης του υγρού. Η διάταξη αυτή εφαρμόζεται συχνά στις τροφοδοτικές αντλίες μεγάλων ατμοηλεκτρικών σταθμών καθώς και στις αντλίες υγρού καυσίμου μεγάλων πυραύλων (π.χ. Agiane 3 & 5).



Σχήμα 1.14. Εν σειρά λειτουργία αντλιών [4, σελ. 156].

1.3.4. Όργανα διακοπής της ροής

Τα όργανα διακοπής της ροής (βαλβίδες ή βάνες ή δικλείδες) είναι απαραίτητα στις αντλητικές εγκαταστάσεις αφού εξυπηρετούν είτε λειτουργικές ανάγκες της εγκατάστασης, είτε την ασφάλεια και τη συντήρησή της. Η λειτουργία τους είναι είτε τύπου ON-OFF (έχουν δηλαδή δύο θέσεις: μία πλήρως ανοιχτή και μία πλήρως κλειστή), είτε αναλογική με σκοπό τη ρύθμιση της παροχής ή της πίεσης, οπότε λειτουργούν ως εντοπισμένες αντιστάσεις. Οι βάνες μπορούν να χωριστούν σε πολλές κατηγορίες ανάλογα με τον τύπο λειτουργίας τους, με τον τρόπο χειρισμού τους καθώς και με τα χαρακτηριστικά του υγρού που διακινούν (χημική σύσταση, θερμοκρασία, ιξώδες, κ.α.).

Μία βάνα αποτελείται από τα παρακάτω μέρη:

- **Κύριο σώμα:** Σκοπός του κύριου σώματος είναι η οδήγηση του ρευστού στο εσωτερικό της βάνας και η σύνδεσή της με τη σωλήνωση (με χρήση φλάντζας ή κοχλίωσης). Θα πρέπει να αντέχει την εσωτερική πίεση του ρευστού και παράλληλα να μπορεί να παραλάβει τις εξωτερικές δυνάμεις που αναπτύσσονται. Η μορφή του ποικίλει ανάλογα με τη περιοχή πιέσεων υπό τις οποίες εργάζεται (για υψηλές πιέσεις έχει σφαιρική μορφή, ενώ για χαμηλές πιέσεις έχει μορφή δίσκου). Επίσης στο κύριο σώμα της βάνας εδράζονται όλα τα υπόλοιπα στοιχεία της.
- **Κινητό στοιχείο:** Το κινητό στοιχείο έχει μορφή δίσκου, σφαίρας ή κώνου και σκοπός του είναι να εμποδίσει τη διόδο του ρευστού (προκαλώντας υδραυλικές απώλειες) ή να την διακόψει εντελώς. Η κίνησή του είναι περιστροφική ή παράλληλη μετατόπιση.
- **Σύστημα μετάδοσης της κίνησης:** Πρόκειται για βάκτρο κοχλιωτό ή περιστρεφόμενη άτρακτο και μπορεί να ενεργοποιείται χειροκίνητα (με μοχλό ή χειροτροχό) ή μηχανικά (με ηλεκτροκινητήρα ή με υδραυλικό ή πνευματικό έμβολο). Για την αποφυγή διαρροών από το εσωτερικό της βάνας προς το περιβάλλον χρησιμοποιείται στεγανωτική διάταξη (τύπου στυπιοθλίπτου ή δακτυλίου) στο σημείο εξόδου του βάκτρου.

Παρακάτω θα παρουσιάσουμε ονομαστικά μερικούς από τους συνηθέστερους τύπους βανών που χρησιμοποιούνται σε αντλητικές εγκαταστάσεις:

- Συρταρωτές βάνες (ή συρτοβαλβίδες ή σύρτες)
- Δισκοβαλβίδες
- Βάνες τύπου πεταλούδας
- Κρουνοί και σφαιρικές βάνες
- Βαλβίδες διαφράγματος
- Βαλβίδες αντεπιστροφής
- Ασφαλιστικές βαλβίδες υπερπίεσης
- Βαλβίδες στάθμης
- Βαλβίδες κενού
- Βαλβίδες εξαγωγής αέρα
- Βαλβίδες εμβόλου και βαλβίδες κοίλης δέσμης

Στην αντλητική εγκατάσταση που θα παρουσιαστεί στο πειραματικό μέρος χρησιμοποιήθηκε βαλβίδα αντεπιστροφής. Συνεπώς για λόγους πληρότητας κρίνεται σκόπιμο να παρουσιάσουμε εκτενέστερα αυτό τον τύπο βαλβίδας:

Βαλβίδες αντεπιστροφής

Οι βαλβίδες αντεπιστροφής (check valves) ανοίγουν αυτόματα επιτρέποντας τη ροή κατά τη μία διεύθυνση της ροής και κλείνουν αυτόματα όταν η φορά της ροής τείνει να αντιστραφεί. Το αυτόματο άνοιγμα επιτυγχάνεται με την επίδραση της θετικής διαφοράς πίεσης στις δύο επιφάνειες του κινητού στοιχείου και το κλείσιμο με την επίδραση της αρνητικής διαφοράς πίεσης ή/και της βαρύτητας. Η λειτουργία των βαλβίδων αντεπιστροφής πρέπει να είναι τέτοια ώστε να αποφεύγονται η ανάπτυξη υψηλών υπερπιέσεων και υποπιέσεων εξαιτίας του κλεισίματος της βαλβίδας και οι απότομες κινήσεις του κινητού στοιχείου.

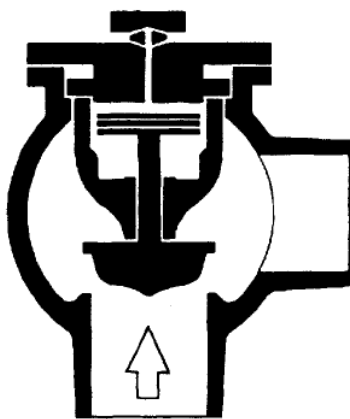
Οι βαλβίδες αντεπιστροφής χωρίζονται με κριτήριο το είδος και τη κίνηση του κινητού στοιχείου στις παρακάτω βασικές κατηγορίες:

- Βαλβίδες με ανυψούμενο στοιχείο (lift check valves): Οι βαλβίδες αυτού του τύπου έχουν το πλεονέκτημα ότι το κινητό στοιχείο χρειάζεται να μετακινηθεί ελάχιστα για να ανοίξει πλήρως η βαλβίδα. Συνεπώς αυτός ο τύπος χαρακτηρίζεται για το γρήγορο κλείσιμο της βαλβίδας. Οι βαλβίδες αυτού του τύπου είναι κατάλληλες μόνο για υγρά χαμηλού ιξώδους και απαλλαγμένα από στερεά σωματίδια. Η βαλβίδα που παρουσιάζεται στο Σχ. 1.15α είναι ειδικά σχεδιασμένη για εφαρμογές όπου η ανάπτυξη μικρών υπερπιέσεων και υποπιέσεων είναι κρίσιμη για την ασφάλεια της εγκατάστασης. Αυτό επιτυγχάνεται με δύο τρόπους: α) το κινητό στοιχείο διαμορφώνεται έτσι ώστε να αποκτήσει κωνική μορφή έτσι ώστε η ροή να στραγγαλίζεται σταδιακά με το κλείσιμο του κινητού στοιχείου και β) με εφαρμογή στο κινητό στοιχείο ενός επιβραδυντή ο οποίος ενεργοποιείται στις λίγο πριν το πλήρες κλείσιμο της βαλβίδας.
- Βαλβίδα με παλινδρομικό στοιχείο (swing check valves): Στις βαλβίδες αυτού του τύπου το κινητό στοιχείο έχει τη μορφή δίσκου ο οποίος εκτελεί παλινδρομικές κινήσεις γύρω από έναν εύκαμπτο σύνδεσμο. Η διαδρομή που ακολουθεί το κινητό στοιχείο είναι μεγαλύτερη από αυτή που ακολουθεί στη προηγούμενη κατηγορία βαλβίδων, υπάρχει όμως το πλεονέκτημα ότι οι βαλβίδες αυτού του τύπου είναι κατάλληλες και για υγρά υψηλού ιξώδους που περιέχουν στερεά σωματίδια. Καθώς το μέγεθος της βαλβίδας αυξάνεται, το βάρος του κινητού στοιχείου και η διαδρομή που εκτελεί, επίσης αυξάνονται. Συνεπώς οι βαλβίδες αυτού του τύπου δεν πρέπει να χρησιμοποιούνται για ονομαστική διάμετρο μεγαλύτερη του DN600, εκτός και αν σχεδιαστούν με περισσότερους του ενός παλινδρομικούς δίσκους. Η τοποθέτησή τους είναι συνήθως οριζόντια, αλλά μπορούν να τοποθετηθούν και κατακόρυφα με κατάλληλη προσαρμογή του κινητού στοιχείου. Στη βαλβίδα που παρουσιάζεται στο Σχ. 1.15β το κινητό στοιχείο είναι ενισχυμένο με χάλυβα και αποτελεί αναπόσπαστο κομμάτι του ελαστικού παρεμβύσματος στεγανοποίησης. Σημειώνεται ότι αύξηση της γωνίας που σχηματίζει ο δίσκος στη θέση κλεισίματος με την κατακόρυφο, έχει παρατηρηθεί ότι μειώνει την ένταση του υδραυλικού πλήγματος.
- Βαλβίδες με περιστρεφόμενο στοιχείο (tilting-disc check valves): Οι βαλβίδες αυτού του τύπου μοιάζουν αρκετά με τις βαλβίδες της προηγούμενης κατηγορίας με τη διαφορά ότι σε αυτή τη κατηγορία το κινητό στοιχείο περιστρέφεται γύρω από άξονα ο οποίος διέρχεται ανάμεσα στο κέντρο του δίσκου και τη μία άκρη του όπως φαίνεται και στο Σχ. 1.15γ. Με αυτό τον τρόπο η αδράνεια του δίσκου μειώνεται και η διαδρομή του κινητού στοιχείου είναι μικρή με συνέπεια οι βαλβίδες αυτού του τύπου να έχουν το

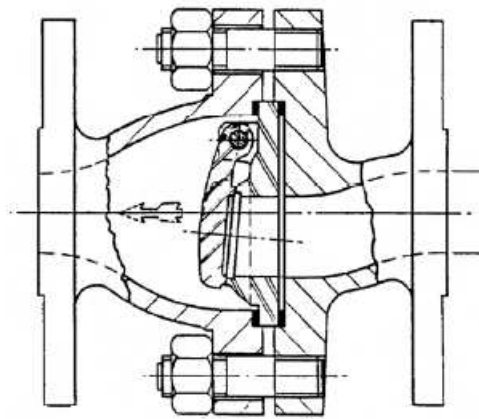
πλεονέκτημα του γρήγορου κλεισίματος. Το μειονέκτημα τους σε σύγκριση και με τις βαλβίδες της προηγούμενης κατηγορίας είναι το αυξημένο κόστος τους και η δυσκολότερη επισκευή τους.

- **Βαλβίδες με διάφραγμα (Diaphragm valves):** Η βαλβίδα του Σχ. 1.15δ διαθέτει κινητό στοιχείο που έχει τη μορφή πτυχωτού, δακτυλιοειδή, ελαστικού διαφράγματος. Όταν η βαλβίδα είναι κλειστή το χείλος του διαφράγματος απλώνεται, με τις πτυχώσεις κλειστές, μέσα στο εσωτερικό τμήμα όπου θα διέλθει το υγρό. Η ροή του υγρού ανοίγει τις πτυχώσεις και το χείλος απομακρύνεται από το κύριο σώμα της βαλβίδας. Επειδή το ελαστικό διάφραγμα είναι τεντωμένο στην ανοιχτή θέση και η διαδρομή του χείλους από την πλήρως ανοιχτή θέση στην κλειστή θέση είναι μικρή, η βαλβίδα κλείνει υπερβολικά γρήγορα. Αυτός ο τύπος βαλβίδας είναι κατάλληλος για εφαρμογές όπου οι τιμές της ροής μεταβάλλονται ευρέως. Επίσης πρέπει να χρησιμοποιείται για πίεση μέχρι 10 bar και θερμοκρασία μέχρι 70 °C. Τέλος, ο τύπος αυτός χρησιμοποιείται για τη μείωση της έντασης του υδραυλικού πλήγματος.

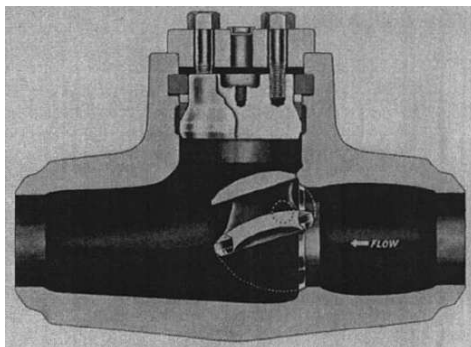
Μία ειδική κατηγορία βαλβίδας αντεπιστροφής είναι η λεγόμενη *ποδοβαλβίδα (foot valve)* η οποία τοποθετείται πάντα κατακόρυφη στην αρχή του αγωγού αναρρόφησης και με το ύψος αναρρόφησης θετικό. Το κινητό στοιχείο μπορεί να έχει τη μορφή ανυψούμενου δίσκου ή πολλαπλών παλινδρομικών δίσκων (συνήθως 6), όπως φαίνεται και από τα Σχ. 1.15ε,ζ αντίστοιχα. Η είσοδος της βαλβίδας προστατεύεται με διάτρητο έλασμα το οποίο έχει το ρόλο φίλτρου για την αποφυγή αναρρόφησης στερεών σωματιδίων. Τυποποιημένες ποδοβαλβίδες κατασκευάζονται μέχρι ονομαστική διάμετρο DN600.



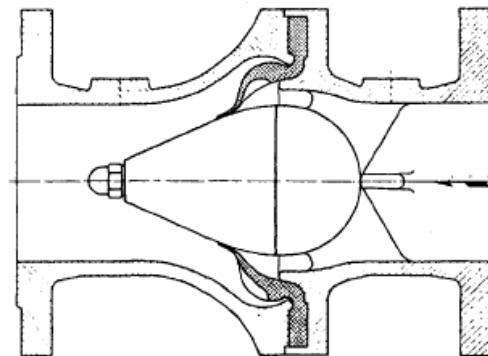
α)



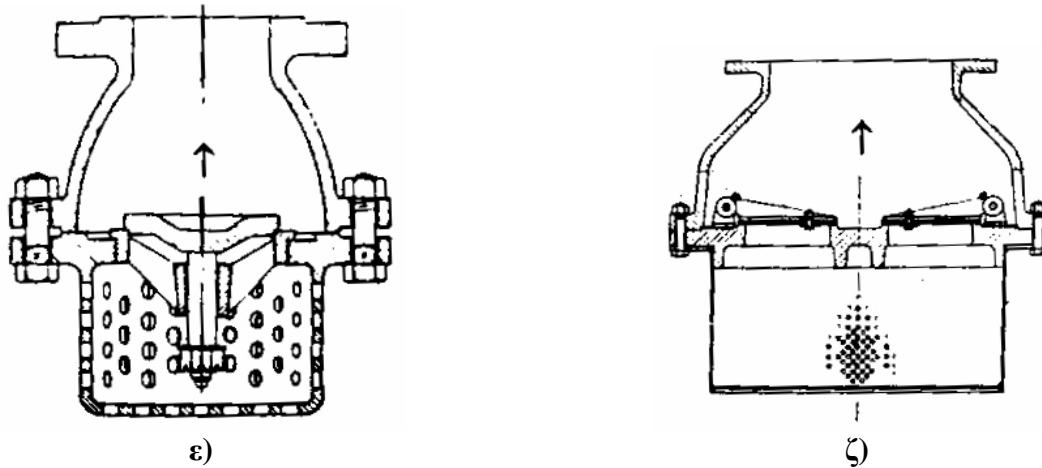
β)



γ)



δ)



Σχήμα 1.15. Βαλβίδες αντεπιστροφής: α) με ανυψούμενο στοιχείο [Sempell A.G.], β) με παλινδρομικό στοιχείο [YPS Valves Ltd], γ) με περιστρεφόμενο στοιχείο [Edward Valves Inc.], δ) με διάφραγμα [VAG-Armaturen GmbH], ε) τύπου ποδοβαλβίδας με ανυψούμενο δίσκο [3, σελ. 37], ζ) τύπου ποδοβαλβίδας με πολλαπλούς παλινδρομικούς δίσκους [3, σελ. 37].

1.3.5. Ευστάθεια λειτουργίας αντλητικής εγκατάστασης

Στην ανάλυση λειτουργίας της αντλίας σε μία αντλητική εγκατάσταση έχει υποθεθεί μέχρι στιγμής ότι οι στροφές n του κινητήρα της αντλίας παραμένουν σταθερές και δεν μεταβάλλονται με το χρόνο. Στις περισσότερες πρακτικές εφαρμογές ο κινητήρας της αντλίας είναι είτε ασύγχρονος ηλεκτροκινητήρας, είτε κινητήρας εσωτερικής καύσης με αποτέλεσμα η ταχύτητα περιστροφής του κινητήρα που χρησιμοποιείται να μην είναι απόλυτα σταθερή, αλλά να εξαρτάται από τη χαρακτηριστική καμπύλη ροπής-στροφών $M_K(n)$.

Το σύστημα κινητήρας-αντλία-σωλήνωση θα χαρακτηρίζεται ως *ευσταθές σύστημα* όταν μετά την εφαρμογή μιας τυχαίας, παροδικής και μικρής έντασης μεταβολής μιας παραμέτρου (π.χ. του συντελεστή αντίστασης ζ της σωλήνωσης ή της ταχύτητας περιστροφής της αντλίας) εμφανίζεται τάση επαναφοράς του συστήματος στο αρχικό σημείο λειτουργίας. Σε αντίθετη περίπτωση, δηλαδή αν παρατηρείται τάση απομάκρυνσης του σημείου λειτουργίας από το αρχικό, το σύστημα θα χαρακτηρίζεται ως *ασταθές σύστημα*. Οι ασύγχρονοι ηλεκτροκινητήρες και οι κινητήρες εσωτερικής καύσης λειτουργούν στην ευσταθή περιοχή λειτουργίας τους όταν η μεταβολή της κινητήριας ροπής M_K συναρτήσει της ταχύτητας περιστροφής έχει αρνητική κλίση, δηλαδή $\frac{dM_K}{dn} < 0$. Συνεπώς για την ευσταθή λειτουργία του συστήματος είναι κρίσιμη η επιλογή του κινητήρα έτσι ώστε αυτός να βρίσκεται στην περιοχή ευσταθούς λειτουργίας του.

Στη μόνιμη κατάσταση λειτουργίας το σύστημα κινητήρας-αντλία-σωλήνωση στρέφεται με σταθερή ταχύτητα περιστροφής n και η ανθιστάμενη ροπή M_a της αντλίας είναι ίση με τη κινητήρια ροπή M_K του κινητήρα. Σύμφωνα με τον 1ο θεμελιώδη νόμο της Μηχανικής η ισορροπία του στρεφομένου συστήματος καθορίζεται από την εξίσωση:

$$M_K - M_a = I \cdot \frac{d\omega}{dt} \quad (1.90)$$

όπου με ω συμβολίζεται η γωνιακή ταχύτητα περιστροφής του συστήματος και με I η ροπή αδράνειας των στρεφομένων μαζών (περωτή και άτρακτος αντλίας, ρότορας ηλεκτροκινητήρα, σύνδεσμοι, υγρού εντός της περωτής). Σύμφωνα με την εξίσωση (1.90) για $M_\alpha = M_K$ προκύπτει $\frac{d\omega}{dt} = 0$ και συνεπώς η ταχύτητα περιστροφής ω

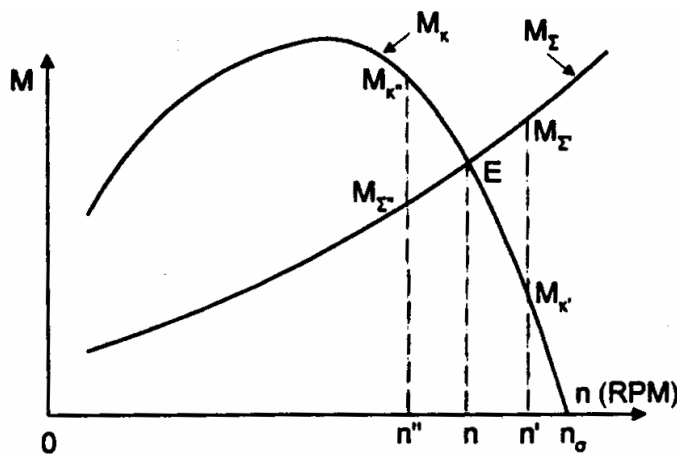
είναι σταθερή. Ομοίως από την εξίσωση (1.90) για $M_\alpha > M_K$ προκύπτει $\frac{d\omega}{dt} > 0$ και

το σύστημα επιταχύνεται, ενώ για $M_\alpha < M_K$ προκύπτει $\frac{d\omega}{dt} < 0$ και το σύστημα επιβραδύνεται.

Από τις σχέσεις (1.1) και (1.36) έχουμε την ακόλουθη σχέση για την ανθιστάμενη ροπή M_α της αντλίας:

$$M_\alpha = \frac{\gamma \cdot H \cdot Q}{\eta \cdot \omega} = \frac{30}{\pi} \cdot \frac{\gamma \cdot H \cdot Q}{\eta \cdot n} \quad (1.91)$$

Όπως έχουμε ήδη παρουσιάσει σε προηγούμενη παράγραφο το σημείο λειτουργίας μιας αντλητικής εγκατάστασης προκύπτει ως τομή της χαρακτηριστικής της σωλήνωσης (H_Σ, Q) με τη χαρακτηριστική της αντλίας (H, Q). Συνεπώς μεταβαλλομένων των στροφών n του κινητήρα, το σημείο λειτουργίας της εγκατάστασης θα μετατοπίζεται επί της χαρακτηριστικής (H_Σ, Q) της σωλήνωσης. Αν στη συνέχεια για κάθε πιθανό σημείο λειτουργίας της εγκατάστασης υπολογιστεί η ανθιστάμενη ροπή M_α της αντλίας από τη σχέση (1.91) τότε χαράσσεται η καμπύλη ροπής αντιστάσεως-στροφών (M_Σ, n) η οποία ονομάζεται *χαρακτηριστική ροπής της σωλήνωσης*. Ο δείκτης “ Σ ” δηλώνει απλά ότι τα πιθανά σημεία λειτουργίας είναι σημεία της χαρακτηριστικής της σωλήνωσης. Συνεπώς το σημείο λειτουργίας του συστήματος κινητήρας-αντλία-σωλήνωση, όπως φαίνεται και στο Σχ. 1.16 μπορεί πλέον να προκύψει ως τομή της χαρακτηριστικής (M_Σ, n) με τη χαρακτηριστική $M_K(n)$ έτσι ώστε να ικανοποιείται η συνθήκη ισορροπίας $M_\alpha = M_K$ που προαναφέραμε.



Σχήμα 1.16. Προσδιορισμός σημείου λειτουργίας του συστήματος κινητήρας-αντλία-σωλήνωση [4, σελ. 160].

Από το Σχ. 1.16 γίνεται φανερό ότι όσο μεγαλύτερη είναι η διαφορά των κλίσεων $\frac{dM_\Sigma}{dn}$ και $\frac{dM_K}{dn}$, τόσο μεγαλύτερη είναι η ροπή επαναφοράς του συστήματος στην

αρχική του κατάσταση, δηλαδή τόσο μεγαλύτερη η ευστάθεια του συστήματος. Συνεπώς η συνθήκη ευστάθειας του σημείου λειτουργίας διατυπώνεται ως εξής:

$$\frac{dM_{\Sigma}}{dn} > \frac{dM_{\kappa}}{dn} \quad (1.92)$$

Εξαιτίας της αδρανειακής συμπεριφοράς του στρεφομένου συστήματος, η επαναφορά στις αρχικές στροφές n γίνεται υπό μορφή ταλάντωσης γύρω από την αρχική τιμή.

Ασταθής συμπεριφορά του συστήματος μπορεί να προκύψει αν η χαρακτηριστική (H, Q) της αντλίας εκτός από περιοχές με αρνητική κλίση $\frac{dH}{dQ}$ έχει περιοχή λειτουργίας με θετική κλίση, δηλαδή υπάρχουν τιμές της παροχής Q τέτοιες ώστε $\frac{dH}{dQ} > 0$. Τότε μπορούν να προκύψουν περισσότερα του ενός σημεία

λειτουργίας της εγκατάστασης, αφού η χαρακτηριστική της αντλίας θα τέμνει τη χαρακτηριστική της σωλήνωσης σε περισσότερα του ενός σημεία. Στην περίπτωση αυτή η συνθήκη ευστάθειας διατυπώνεται ως εξής:

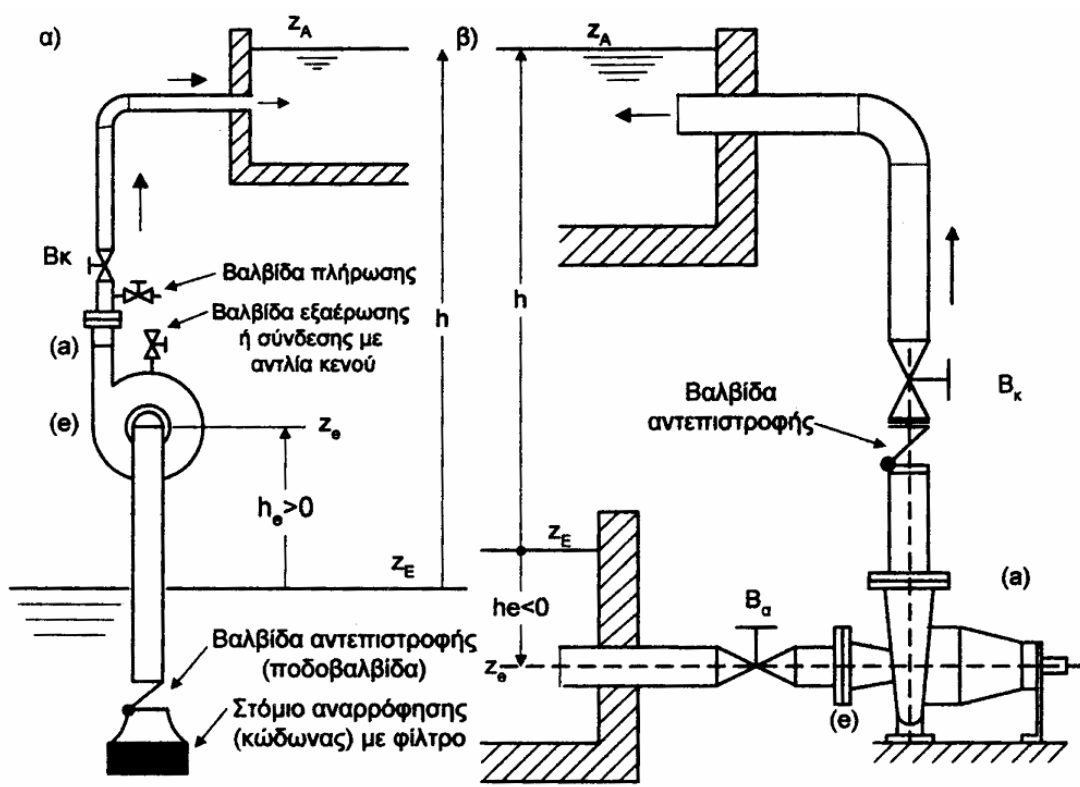
$$\frac{dH_{\Sigma}}{dQ} > \frac{dH}{dQ} \quad (1.93)$$

Πρέπει να σημειωθεί ότι περιοχές με θετική κλίση $\frac{dH}{dQ}$ προκύπτουν κατά τη διάρκεια εκκίνησης της αντλητικής εγκατάστασης καθώς και στις χαρακτηριστικές αξονικών αντλιών.

1.3.6. Εκκίνηση αντλητικής εγκατάστασης

Στη παράγραφο αυτή θα εξεταστεί η εκκίνηση μιας απλής αντλητικής εγκατάστασης, σαν αυτή που παρουσιάζει το Σχ. 1.17, από τη στάση μέχρι την επίτευξη του μόνιμου σημείου λειτουργίας. Για να είναι δυνατή η εκκίνηση της αντλητικής εγκατάστασης πρέπει να ικανοποιείται η *συνθήκη πληρότητας*, δηλαδή η αντλία και η σωλήνωση αναρρόφησης να είναι γεμάτες με το διακινούμενο υγρό. Στη περίπτωση όπου το γεωμετρικό ύψος αναρρόφησης (σχέση 1.68) είναι αρνητικό (Σχ. 1.17β), δηλαδή $z_a < z_{\kappa}$, η συνθήκη αυτή ικανοποιείται αυτόματα και απαιτείται μόνο μία εξαέρωση στο ψηλότερο τμήμα της αντλίας. Αντιθέτως όταν η αντλία έχει τοποθετηθεί σε μεγαλύτερη στάθμη από τη στάθμη της δεξαμενής αναρρόφησης, δηλαδή $z_a > z_{\kappa}$ (Σχ. 1.17α), είναι αναγκαία η τοποθέτηση βαλβίδας αντεπιστροφής τύπου ποδοβαλβίδας (foot valve) στην είσοδο της σωλήνωσης αναρρόφησης, έτσι ώστε όταν σταματά η αντλία να μην εκκενώνεται η σωλήνωση αναρρόφησης. Όμως για την πρώτη εκκίνηση της αντλίας απαιτείται διάταξη πλήρωσης της αντλίας από στόμιο που προβλέπεται στο άνω μέρος του σπειροειδούς κελύφους μέσω ανεξάρτητης πηγής, όπως φαίνεται και στο Σχ. 1.17α. Σε περίπτωση που η αντλία παραμείνει εκτός λειτουργίας για μεγάλο χρονικό διάστημα, είναι πιθανό, λόγω διαρροών στη ποδοβαλβίδα, η αντλία και η σωλήνωση αναρρόφησης να αδειάσουν και να είναι απαραίτητη η πλήρωσή τους. Συνεπώς πρέπει να προβλέπεται διαδικασία τροφοδότησης με υγρό που να προέρχεται από κάποια εξωτερική πηγή. Ένας εναλλακτικός τρόπος ικανοποίησης της συνθήκης πληρότητας είναι η δημιουργία

κενού, με χρήση αντλίας κενού, με τον οποίο δεν είναι απαραίτητη η εγκατάσταση ποδοβαλβίδας. Τέλος, υπάρχει η δυνατότητα χρήσης αντλιών “αυτόματης αναρρόφησης”, οι οποίες φέρουν εξωτερικό κέλυφος ειδικά διαμορφωμένο ώστε μετά το σταμάτημα της αντλίας να παραμένει υγρό σε αυτό. Κατά τη φάση της εκκίνησης το υγρό παραμένει εγκλωβισμένο στο εξωτερικό κέλυφος, διακινείται από τη πτερωτή και καταθλίβεται από ακροφύσιο τύπου Venturi δημιουργώντας υποπίεση στην αναρρόφηση της αντλίας. Λόγω της υποπίεσης η στάθμη από τη δεξαμενή αναρρόφησης ανεβαίνει μέχρι να γεμίσει η αντλία, οπότε και συνεχίζεται η κανονική λειτουργία της. Εκτός από την ικανοποίηση της συνθήκης της πληρότητας, ιδιαίτερα σημαντική είναι και η στεγανότητα της σωλήνωσης αναρρόφησης. Αυτό, γιατί εξαιτίας των μεταβατικών φαινομένων που αναπτύσσονται κατά τη διάρκεια εκκίνησης της αντλίας αναπτύσσονται υποπίεσεις με αποτέλεσμα να υπάρχει κίνδυνος εισχώρησης αέρα στην αντλία, κυρίως διαμέσω στυπιοθλίπτη. Η εισχώρηση αέρα θα είχε ως αποτέλεσμα την αποτυχία της εκκίνησης της αντλητικής εγκατάστασης.

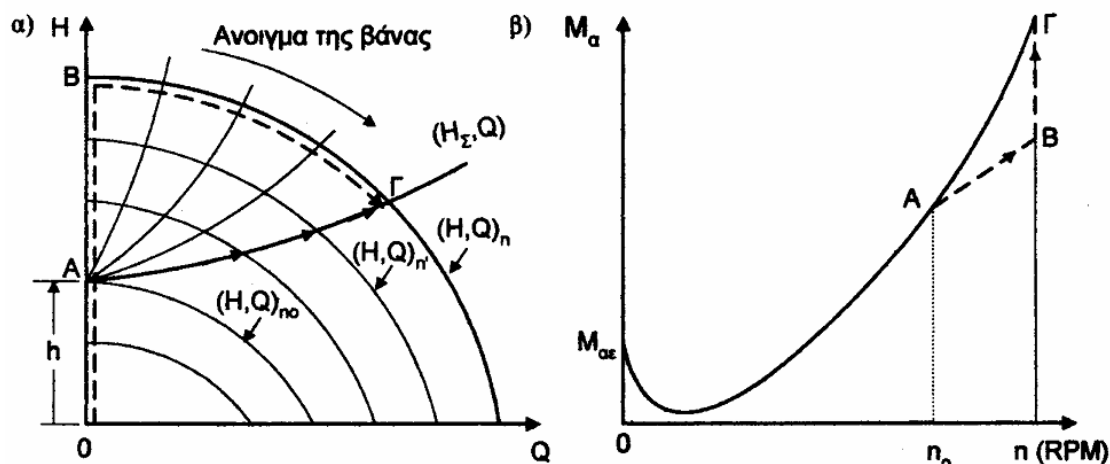


Σχήμα 1.17. Τυπική διάταξη απλής αντλητικής εγκατάστασης με α) θετικό ύψος αναρρόφησης, β) αρνητικό ύψος αναρρόφησης [4, σελ. 164].

Μία αντλητική εγκατάσταση με αρνητικό ύψος αναρρόφησης, σαν αυτή που φαίνεται στο Σχ. 1.17β, είναι εφοδιασμένη με δύο βάνες, μία ανάντι (B_a) και μία κατάντι (B_k) της αντλίας καθώς και με βαλβίδα αντεπιστροφής στη κατάθλιψη της αντλίας. Κατά τη μόνιμη κατάσταση λειτουργίας οι δύο βάνες παραμένουν πλήρως ανοικτές. Η ανάντι βάνα κλείνει μόνο για την αφαίρεση της αντλίας. Στη περίπτωση αντλητικής εγκατάστασης με θετικό ύψος αναρρόφησης η βάνα B_a της σωλήνωσης αναρρόφησης δεν είναι απαραίτητο να τοποθετηθεί. Στη μόνιμη λειτουργία η κατάντι βάνα πρέπει να είναι πλήρως ανοικτή, καθώς με το μερικό της κλείσιμο επιτυγχάνεται μείωση της διακινούμενης παροχής, μέθοδος όμως αρκετά αντιοικονομική για τη

ρύθμιση της παροχής, αφού απαιτείται εγκατάσταση ειδικής βάνας και παράλληλα δαπανάται ενέργεια σε απώλειες στην ημίκλειστη βάνα.

Η εκκίνηση της αντλητικής εγκατάστασης μπορεί να γίνει με τη βάνα κατάθλιψης είτε ανοιχτή, είτε κλειστή. Θεωρούμε εγκατάσταση με θετικό ύψος αναρρόφησης και τις χαρακτηριστικές καμπύλες του Σχ. 1.18α. Το αρχικό σημείο λειτουργίας για $n=0$ είναι η αρχή των αξόνων του διαγράμματος H-Q και καθώς η ταχύτητα αυξάνεται το σημείο λειτουργίας μετατοπίζεται επί του άξονα H, από την αρχή των αξόνων μέχρι το σημείο A όπου $Q_A=0$, $H_A=h$ και $n=n_0$. Μέχρι αυτή τη στιγμή η πορεία του φαινομένου δεν επηρεάζεται από το αν η βάνα κατάθλιψη είναι ανοιχτή ή κλειστή.



Σχήμα 1.18. Πορεία της εκκίνησης αντλητικής εγκατάστασης με αντλία ακτινικής ή μεικτής ροής [4, σελ. 166].

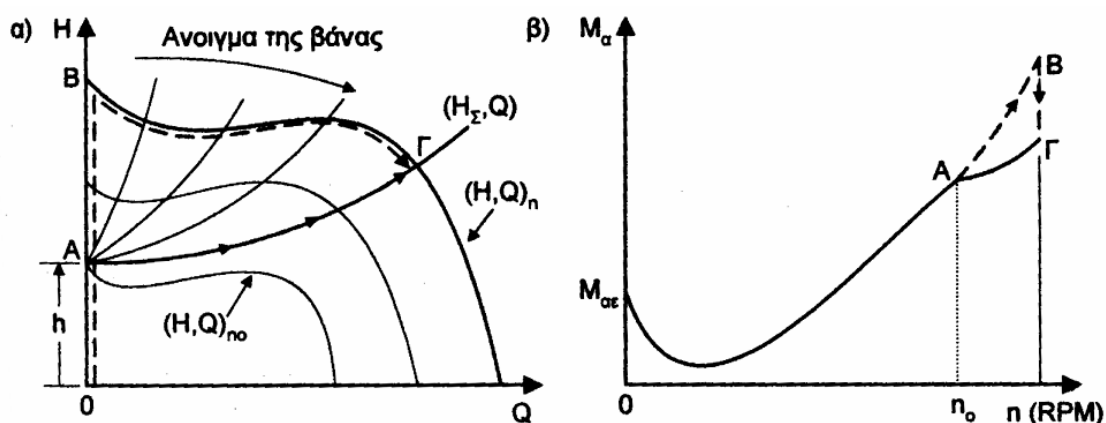
Στη περίπτωση που η βάνα στη κατάθλιψη είναι κλειστή, η πορεία του φαινομένου ακολουθεί τον άξονα H μέχρι το σημείο B στο οποίο έχει πλέον αποκτήσει τη τελική ταχύτητα περιστροφής n . Από το Σχ. 1.18β φαίνεται ότι η ανθιστάμενη ροπή M_a της αντλίας μεταβάλλεται επί μιας καμπύλης σχεδόν σταθερής διεύθυνσης, η οποία τέμνει την χαρακτηριστική του κινητήρα στο σημείο B. Στο σημείο αυτό ο κινητήρας βρίσκεται στην ευσταθή περιοχή λειτουργίας του. Στη συνέχεια η βάνα της κατάθλιψης ανοίγει σταδιακά και η χαρακτηριστική της σωλήνωσης μεταβάλλεται παραμένοντας πάντοτε μια παραβολή με όλο και μικρότερη κλίση όπως φαίνεται στο Σχ. 1.18α. Κατόπιν το σημείο λειτουργίας μετατοπίζεται επί της χαρακτηριστικής της αντλίας που αντιστοιχεί στις στροφές n , μέχρι να καταλήξει στο τελικό μόνιμο σημείο λειτουργίας Γ..

Στη περίπτωση που η βάνα στη κατάθλιψη είναι ανοιχτή, η πορεία του φαινομένου μέχρι το A είναι η ίδια (στροφές n_0). Όμως στη συνέχεια, όσο επιταχύνεται η αντλία, το σημείο λειτουργίας μετατοπίζεται επί της χαρακτηριστικής της σωλήνωσης και προσδιορίζεται ως το σημείο τομής της με την εκάστοτε χαρακτηριστική της αντλίας με τις αντίστοιχες στροφές n' , με $n_0 < n' < n$. Το μόνιμο σημείο λειτουργίας είναι και πάλι το Γ. Η πορεία του φαινομένου παριστάνεται στα Σχ. 1.18α, β με διακεκομμένη γραμμή.

Η διαφορά μεταξύ εκκίνησης με κλειστή και εκκίνησης με ανοιχτή βάνα της κατάθλιψης έγκειται κυρίως στην απαιτούμενη ροπή αντιστάσεως M_a που πρέπει να υπερκαλύπτει ο κινητήρας μέχρι την επιτάχυνση της αντλίας ως την επίτευξη του μόνιμου σημείου λειτουργίας Γ με την μόνιμη ταχύτητα περιστροφής της. Πρέπει να σημειωθεί ότι στις αντλίες χαμηλού ειδικού αριθμού στροφών, η απορροφημένη

ισχύς N , για σταθερή ταχύτητα περιστροφής, είναι ανάλογη της παροχής Q και συνεπώς η ανθιστάμενη ροπή M_a της αντλίας για μη μηδενική παροχή (σημείο Γ του Σχ. 1.18β) να είναι μεγαλύτερη αυτής που αντιστοιχεί σε μηδενική παροχή (σημείο B του Σχ. 1.18β). Αυτό έχει ως αποτέλεσμα στη περίπτωση εκκίνησης αντλίας ακτινικής ή μεικτής ροής με τη βάννα στη κατάθλιψη ανοιχτή, η απαίτηση της αντλίας για ροπή μεταξύ του σημείου λειτουργίας B και του μόνιμου σημείου λειτουργίας Γ να είναι μεγαλύτερη συγκριτικά με τη περίπτωση κλειστής βάννας. Το γεγονός αυτό επηρεάζει τόσο τον τύπο ηλεκτροκινητήρα που επιλέγεται για την κίνηση της αντλίας, όσο και τη μέθοδο εκκίνησης που θα επιλεγεί. Σημειώνεται επίσης πως όταν ο αγωγός έχει πολύ μεγάλο μήκος, τόσο η αδράνεια όσο και η μάζα του περιεχομένου σε αυτόν υγρού είναι μεγάλες και συνεπώς μπορεί να θεωρηθεί πως η μάζα του υγρού έχει τον ρόλο κλειστής βάννας. Σε αυτή τη περίπτωση η πορεία του φαινομένου εξετάζεται στα πλαίσια των μεταβατικών φαινομένων χρησιμοποιώντας τη θεωρία του υδραυλικού πλήγματος.

Συγκριτικά με τη περίπτωση των αντλιών ακτινικής και μεικτής ροής, στις αντλίες αξονικής ροής η ανθιστάμενη ροπή M_a της αντλίας για μηδενική παροχή (σημείο B του Σχ. 1.19β) είναι μεγαλύτερη από τη ροπή στο μόνιμο σημείο λειτουργίας (σημείο Γ του Σχ. 1.19β). Αυτό έχει ως αποτέλεσμα στη περίπτωση εκκίνησης αντλίας αξονικής ροής με τη βάννα στη κατάθλιψη κλειστή, η απαίτηση της αντλίας για ροπή μεταξύ του σημείου λειτουργίας B και του μόνιμου σημείου λειτουργίας Γ να είναι μεγαλύτερη συγκριτικά με τη περίπτωση ανοιχτής βάννας. Επειδή η απαιτούμενη ροπή από τον ηλεκτροκινητήρα για την επιτάχυνση της αντλίας είναι πολύ υψηλή η εκκίνηση γίνεται σε ορισμένες περιπτώσεις με ανοιχτό κλάδο by-pass ο οποίος κλείνει σταδιακά μετά την εκκίνησης της αντλίας. Το παραπάνω γίνεται με σκοπό την αποφυγή της υπέρμετρης διαστασιολόγησης του κινητήρα.

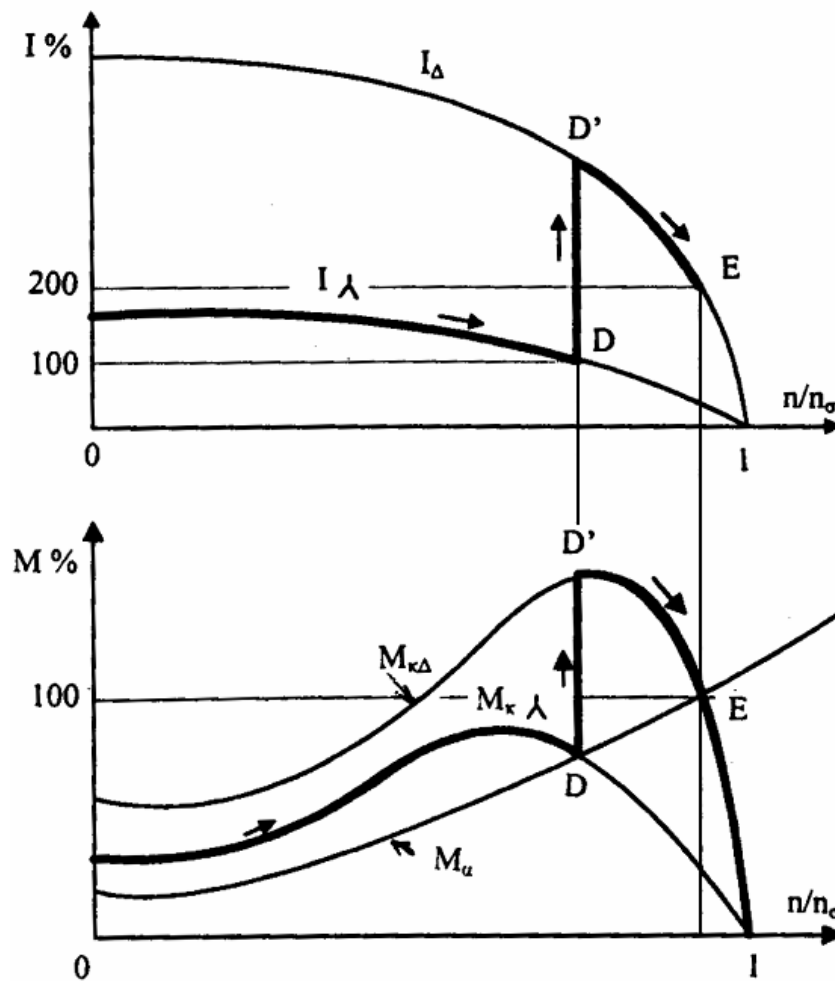


Σχήμα 1.19. Πορεία της εκκίνησης αντλητικής εγκατάστασης με αντλία αξονικής ροής [4, σελ. 167].

1.3.7. Διάρκεια εκκίνησης της αντλητικής εγκατάστασης

Όπως φαίνεται από το Σχ. 1.20β, ο ηλεκτροκινητήρας έχει κατά την έναρξη της εκκίνησης συνδεσμολογία τύπου αστέρα, έτσι ώστε να επιτυγχάνεται μείωση του ηλεκτρικού ρεύματος εκκίνησης. Λόγω της διαφοράς ($M_K - M_a$) το στρεφόμενο σύστημα επιταχύνεται σύμφωνα με την εξίσωση (1.90). Το σύστημα πρέπει να είναι ρυθμισμένο έτσι ώστε όταν οι στροφές φθάσουν το 90% περίπου των στροφών της μόνιμης λειτουργίας (σημείο D') η συνδεσμολογία του ηλεκτροκινητήρα να

μετατραπεί σε τύπου τριγώνου και έτσι να ολοκληρωθεί η επιτάχυνση μέχρι του μόνιμου σημείου λειτουργίας (σημείο E).

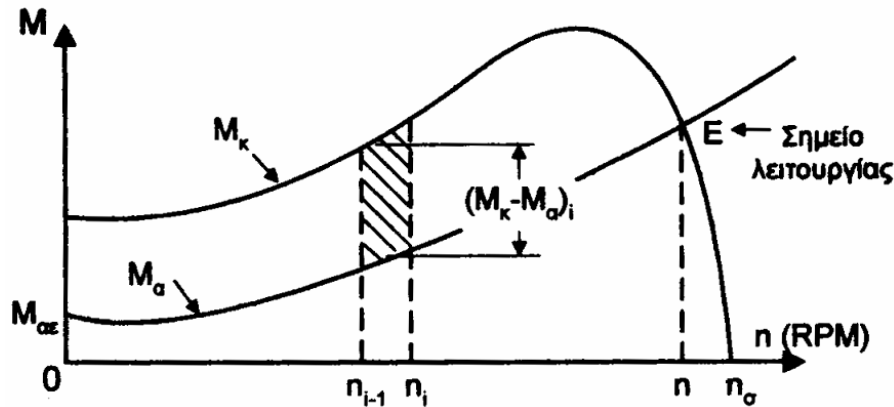


Σχήμα 1.20. Σχηματική μεταβολή του ηλεκτρικού ρεύματος και της κινητήριας ροπής M_K του ασύγχρονου ηλεκτροκινητήρα για συνδεσμολογία αστέρα και τριγώνου συναρτήσει της ταχύτητας περιστροφής [4, σελ. 169].

Από τα παραπάνω γίνεται κατανοητό ότι η συνδεσμολογία αστέρα-τριγώνου μειώνει το ρεύμα εκκίνησης με το να επιτυγχάνει προσωρινή μείωση της διαφοράς ($M_K - M_α$), αλλά παράλληλα έχει την αρνητική συνέπεια της αύξησης της διάρκειας του μεταβατικού φαινομένου. Η διάρκεια του μεταβατικού φαινομένου της εκκίνησης αντλητικής εγκατάστασης γίνεται με εφαρμογή της θεωρίας του υδραυλικού πλήγματος, η οποία λαμβάνει υπόψη την αδράνεια της μάζας του υγρού στις σωληνώσεις, την ελαστικότητα της σωλήνωσης και τη μικρή συμπίεστικότητα του διακινούμενου υγρού. Ο υπολογισμός της διάρκειας εκκίνησης της αντλητικής εγκατάστασης γίνεται με χρήση της σχέσης (1.90) και της παρακάτω διακριτοποίησης:

$$(\omega_i - \omega_{i-1}) = \left(\frac{2 \cdot \pi \cdot n_i}{60} - \frac{2 \cdot \pi \cdot n_{i-1}}{60} \right) \Rightarrow d\omega = \frac{\pi}{30} \cdot dn \quad (1.94)$$

όπου η διακριτοποίηση ($n_i - n_{i-1}$) φαίνεται στο Σχ. 1.21.



Σχήμα 1.21. Αρχή υπολογισμού της διάρκειας εκκίνησης της αντλητικής εγκατάστασης [4, σελ. 170].

Στη συνέχεια θα ολοκληρώσουμε τη σχέση (1.90) και για τον υπολογισμό του ολοκληρώματος της χρονικής διάρκειας θα υποθέσουμε ότι η διαφορά $(M_K - M_\alpha)_i$ παραμένει σταθερή και ίση με M_N . Ο δείκτης “N” συμβολίζει το τελικό μόνιμο σημείο λειτουργίας όπου $(M_K = M_\alpha)$, το οποίο στο Σχ. 1.21 παριστάνεται με το σημείο E. Συνεπώς από την εξίσωση (1.90) και με χρήση της σχέσης (1.94) έχουμε:

$$(M_K - M_\alpha)_i = I \cdot \frac{(\omega_i - \omega_{i-1})}{t_i - t_{i-1}} \Rightarrow M_N = I \cdot \frac{d\omega}{dt} \Rightarrow dt = I \cdot \frac{\frac{\pi}{30} \cdot dn}{M_N} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \int_0^{T_m} dt \cdot M_N = I \cdot \int_0^{n_N} \frac{\pi}{30} \cdot dn \Rightarrow T_m = I \cdot \frac{\pi}{30} \cdot \frac{n_N}{M_N} = I \cdot \frac{\pi}{30} \cdot \frac{n_N}{\frac{P_N}{\omega_N}} = I \cdot \frac{\pi}{30} \cdot \frac{n_N \cdot \frac{2 \cdot \pi \cdot n_N}{60}}{P_N} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow T_m = I \cdot \frac{\pi^2}{900} \cdot \frac{n_N^2}{P_N} \quad (1.95)$$

όπου n_N οι στροφές στο μόνιμο σημείο λειτουργίας και P_N η μηχανική ισχύς που προσφέρει ο ηλεκτροκινητήρας στην αντλία στο μόνιμο σημείο λειτουργίας. Με T_m συμβολίζεται η διάρκεια εκκίνησης της αντλητικής εγκατάστασης και όπως φαίνεται από τη σχέση (1.95) αποτελεί χαρακτηριστικό μέγεθος για αυτήν. Το μέγεθος αυτό θα χρησιμοποιηθεί στην ανάλυση του πειραματικού μέρους της εργασίας.

1.3.8. Σπηλαιώση αντλιών

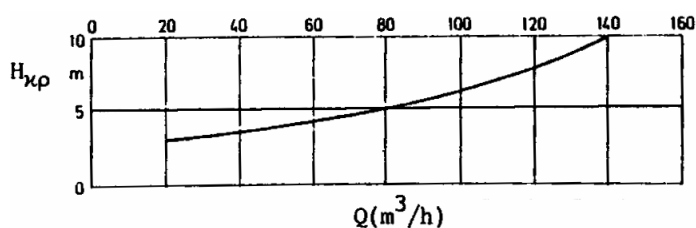
Το φαινόμενο της σπηλαιώσης εμφανίζεται όταν σε μία περιοχή της ροής η στατική πίεση τείνει να γίνει μικρότερη από την πίεση ατμοποίησης του υγρού, οπότε αυτό ατμοποιείται. Στις υδροδυναμικές μηχανές η μείωση της στατικής πίεσης εμφανίζεται λόγω της τοπικής αύξησης της ταχύτητας του υγρού, όπως περιγράφεται από την εξίσωση Bernoulli. Η πίεση ατμοποίησης του κάθε υγρού είναι χαρακτηριστικό θερμοδυναμικό μέγεθος αυτού και εξαρτάται από τη θερμοκρασία

του και το υψόμετρο στο οποίο βρίσκεται. Η απόλυτη πίεση για νερό θερμοκρασίας 15 °C στο υψόμετρο της θάλασσας είναι περίπου -10,33mΣΥ.

Ορίζεται ως κρίσιμο ύψος σπηλαίωσης H_{kp} (NPSHr) το μέγεθος:

$$H_{kp} = \lambda_1 \cdot \frac{w_1^2}{2 \cdot g} + \lambda_2 \cdot \frac{c_1^2}{2 \cdot g} \quad (1.96)$$

και εκφράζει την απαραίτητη διαφορά που πρέπει να υπάρχει μεταξύ της ολικής πίεσης στη διατομή εισόδου της αντλίας και την πίεση ατμοποίησης του υγρού έτσι ώστε η λειτουργία της αντλίας να βρίσκεται στο όριο εμφάνισης σπηλαίωσης. Τυπικές τιμές των παραμέτρων λ_1 και λ_2 είναι $\lambda_1=0,2$ και $\lambda_2=1,2$. Από τη σχέση (1.96) γίνεται φανερό ότι το μέγεθος H_{kp} είναι χαρακτηριστικό της λειτουργίας της αντλίας, της σχεδίασης και κατεργασίας της, καθώς και της ακμής πρόσπτωσης του τμήματος εισόδου. Η καμπύλη μεταβολής του H_{kp} συναρτήσει της διακινούμενης παροχής Q ονομάζεται *χαρακτηριστική καμπύλη σπηλαίωσης* και μία τυπική μορφή της φαίνεται στο Σχ. 1.22. Είναι επιθυμητό μία αντλία να έχει τη μικρότερη δυνατή τιμή του H_{kp} έτσι ώστε να είναι ικανοποιείται ευκολότερα η συνθήκη λειτουργίας χωρίς σπηλαίωση.



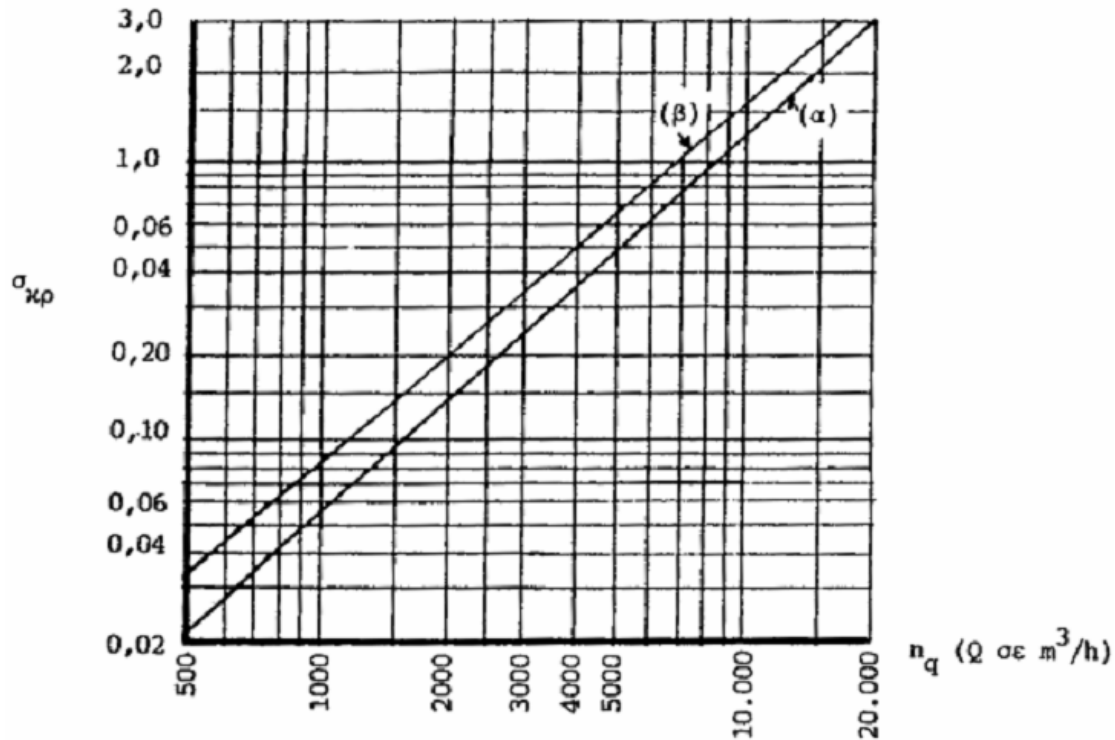
Σχήμα 1.22. Τυπική μορφή χαρακτηριστικής καμπύλης σπηλαίωσης [4, σελ. 179].

Ορίζεται ως παράμετρος σπηλαίωσης σ_k ο λόγος:

$$\sigma_k = \frac{H_{kp}}{H_N} \quad (1.97)$$

όπου H_{kp} το κρίσιμο ύψος σπηλαίωσης και H_N το ολικό ύψος της αντλίας και τα δύο στο κανονικό σημείο λειτουργίας. Η παράμετρος σπηλαίωσης εκφράζει τις ιδιότητες της αντλίας αναφορικά με τη σπηλαίωση καθώς και των γεωμετρικά όμοιων με αυτήν αντλιών, δεδομένου ότι γεωμετρικά όμοιες αντλίες (στα αντίστοιχα κανονικά σημεία λειτουργίας) έχουν την ίδια παράμετρο σπηλαίωσης.

Η παράμετρος σπηλαίωσης μπορεί να συσχετισθεί με τη γεωμετρική μορφή της πτερωτής, όπως γίνεται φανερό από τις σχέσεις (1.96) και (1.97). Δεδομένου ότι η γεωμετρική μορφή της πτερωτής, όπως έχει διατυπωθεί σε προηγούμενη παράγραφο, συσχετίζεται με τον ειδικό αριθμό στροφών, συμπεραίνουμε ότι σε σωστά σχεδιασμένες και κατασκευασμένες αντλίες θα πρέπει να υπάρχει συσχέτιση μεταξύ του ειδικού αριθμού στροφών και της παραμέτρου σπηλαίωσης. Η συσχέτιση αυτή εκφράζεται στο διάγραμμα του Σχ. 1.23, το οποίο έχει προκύψει από την ανάλυση δεδομένων μεγάλου πλήθος αντλιών. Η τιμή του σ_k περιορίζεται μεταξύ δύο καμπυλών: την (α) που αποτελεί τη συσχέτιση αντλιών με βελτιωμένη συμπεριφορά ως προς τη σπηλαίωση (δηλαδή χαμηλές τιμές του H_{kp}) και την (β) που αποτελεί τη συσχέτιση αντλιών με χειρότερη συμπεριφορά ως προς τη σπηλαίωση (δηλαδή υψηλές τιμές του H_{kp}), αλλά πάντα μέσα στα ανεκτά όρια.



Σχήμα 1.23. Στατιστική συσχέτιση της παραμέτρου σπηλαιώσης $\sigma_{κρ}$ με τον ειδικό αριθμό στροφών n_q [4, σελ. 182].

Ορίζεται ως *αριθμός στροφών σπηλαιώσης* $n_{κ}$, στο κανονικό σημείο λειτουργίας της αντλίας, ο λόγος:

$$n_{κ} = n \cdot \frac{Q_N^{1/2}}{H_{κρ}^{3/4}} \quad (1.98)$$

Από τις σχέσεις (1.67) και (1.98) έχουμε:

$$\frac{n_{κ}}{n_q} = \frac{n \cdot \frac{Q_N^{1/2}}{H_{κρ}^{3/4}}}{n \cdot \frac{Q_N^{1/2}}{H_K^{3/4}}} n_q = \frac{H_N^{3/4}}{H_{κρ}^{3/4}} = \left(\frac{H_{κρ}}{H_N} \right)^{-3/4} \Rightarrow \sigma_{κρ} = \left(\frac{n_{κ}}{n_q} \right)^{3/4} \quad (1.99)$$

Ορίζεται ως *καθαρό θετικό ύψος αναρρόφησης* H_{Θ} (*NPSHa*) η διαφορά:

$$H_{\Theta} = H_{oe} - H_s \quad (1.100)$$

όπου H_{oe} το ολικό ύψος στη διατομή εισόδου της αντλίας και $H_s = \frac{P_s}{\rho \cdot g}$ η πίεση

ατμοποίησης του υγρού σε mΣΥ, την οποία αναφέραμε στην αρχή της παραγράφου. Το H_{Θ} είναι χαρακτηριστικό μέγεθος της αντλητικής εγκατάστασης και εκφράζει, σύμφωνα με τη σχέση (1.100), την διαφορά της ολικής πίεσης στην διατομή της αντλίας ως προς την πίεση ατμοποίησης του υγρού, την οποία εξασφαλίζει στην αντλία η αντλητική εγκατάσταση.

Αν εφαρμόσουμε την εξίσωση Bernoulli μεταξύ της διατομής εισόδου της αντλίας και της δεξαμενής αναρρόφησης, λαμβάνοντας ως στάθμη αναφοράς τη στάθμη z_a της αντλίας και τη συνδυάσουμε με τη σχέση (1.100), τότε έχουμε για το H_Θ :

$$H_\Theta = H_A - h_e - \zeta_e \cdot Q^2 - H_S \quad (1.101)$$

όπου H_A το ολικό ύψος σε mΣΥ που επικρατεί στην επιφάνεια της δεξαμενής αναρρόφησης και για ανοιχτή δεξαμενή είναι ίσο με την ατμοσφαιρική πίεση, h_e το γεωμετρικό ύψος αναρρόφησης και $\delta h_{f_{Ae}} = \zeta_e \cdot Q^2$ οι υδραυλικές απώλειες της σωλήνωσης αναρρόφησης από τη δεξαμενή αναρρόφησης μέχρι τη διατομή εισόδου της αντλίας, συμπεριλαμβανομένων των απωλειών εισόδου του υγρού στη σωλήνωση.

Με χρήση των όσων αναφέραμε παραπάνω οι συνθήκες που χαρακτηρίζουν τη συμπεριφορά της αντλίας ως προς τη σπηλαίωση είναι οι εξής:

- Ασφαλής λειτουργία αν ισχύει η συνθήκη $H_\Theta > H_{κρ}$.
- Επισφαλής λειτουργία αν ισχύει η συνθήκη $H_\Theta \cong H_{κρ}$.
- Μη ασφαλής λειτουργία αν ισχύει η συνθήκη $H_\Theta < H_{κρ}$.

1.3.9. Πλήρεις χαρακτηριστικές λειτουργίας αντλίας

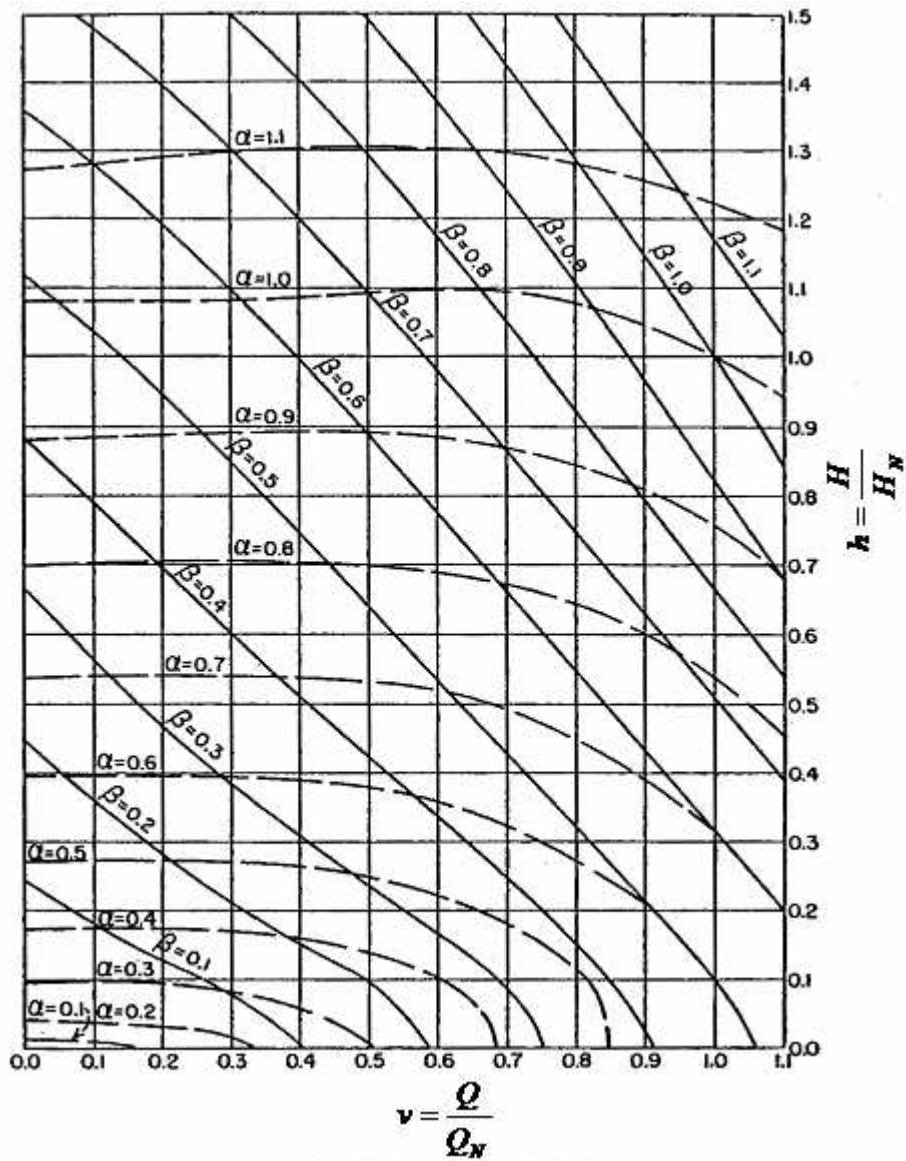
Οι πλήρεις *χαρακτηριστικές λειτουργίας αντλίας* είναι καμπύλες μεταβολής του ύψους της αντλίας συναρτήσει της διακινούμενης παροχής, οι οποίες χαράσσονται σε όλες τις δυνατές περιοχές λειτουργίας της αντλίας, δηλαδή όταν αυτή λειτουργεί ως κανονική αντλία, ως ρυθμιζόμενη αντίσταση και ως υδροστρόβιλος. Οι διάφορες περιοχές λειτουργίας της αντλίας μπορούν να προκύψουν κατά τη διάρκεια μεταβατικών φαινομένων τα οποία οφείλονται στη παύση της λειτουργίας του κινητήρα (βλάβη κινητήρα, ηλεκτρική διακοπή, κ.τ.λ.) με αποτέλεσμα τη σταδιακή αντιστροφή της ροής του υγρού. Οι καμπύλες αυτές σχεδιάζονται με παράμετρο την ταχύτητα περιστροφής και για λόγους που θα φανούν παρακάτω γίνεται η υπόθεση ότι σε όλη την περιοχή λειτουργίας με διαφορετικές τιμές της ταχύτητας περιστροφής ισχύουν οι νόμοι αλλαγής στροφών (νόμοι ομοιότητας) μεταξύ αντίστοιχων σημείων λειτουργίας. Επίσης χρησιμοποιείται ως παράμετρος η ροπή που αναπτύσσεται στην άτρακτο και η οποία είναι ανθιστάμενη κατά τη λειτουργία ως αντλία και κινητήρια κατά τη λειτουργία ως υδροστρόβιλος. Επομένως στις χαρακτηριστικές λειτουργίας χρησιμοποιούνται τα παρακάτω αδιάστατα μεγέθη:

$$v = \frac{Q}{Q_N} \quad h = \frac{H}{H_N} \quad \alpha = \frac{n}{n_N} \quad \beta = \frac{M}{M_N} \quad (1.102)$$

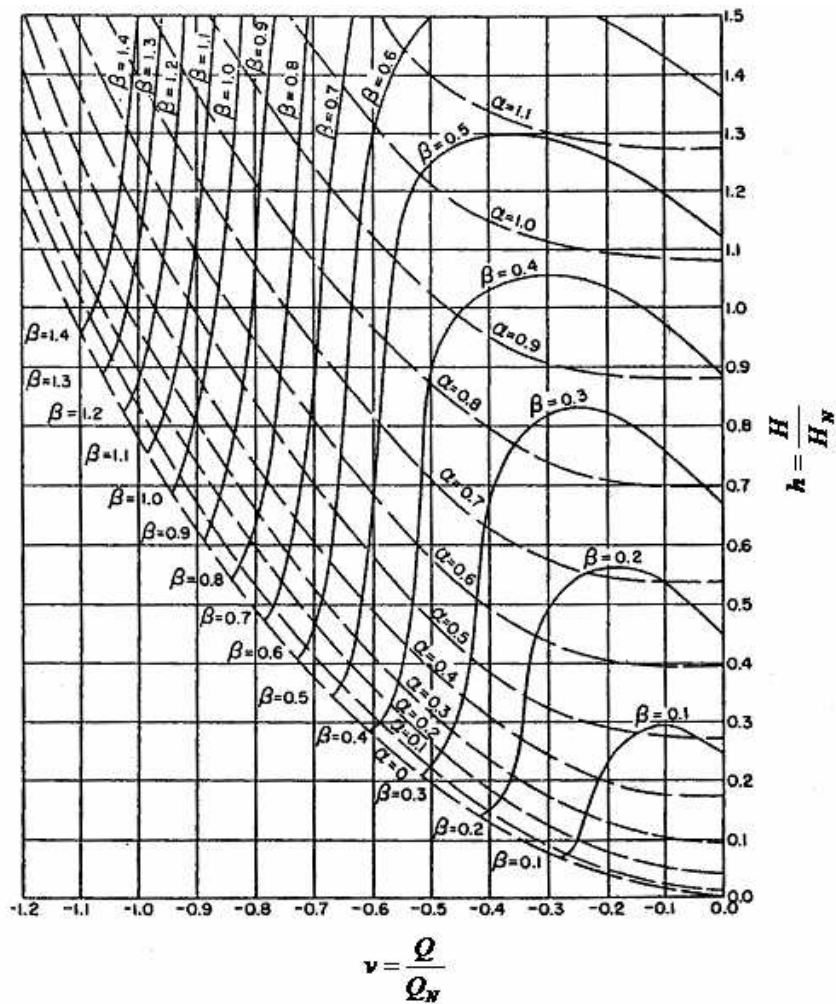
όπου τα μεγέθη με δείκτη N αναφέρονται στο κανονικό σημείο λειτουργίας της αντλίας. Στα διαγράμματα των Σχ. 1.24, 1.25, 1.26 δίνονται οι χαρακτηριστικές φυγόκεντρης αντλίας για τις διάφορες περιοχές λειτουργίας της.

Πρέπει να σημειωθεί ότι είναι δυνατή η χάραξη των καμπυλών λειτουργίας σε διάγραμμα με αδιάστατους άξονες την παροχή v και την ταχύτητα περιστροφής α . Η παράσταση αυτή των χαρακτηριστικών υδροδυναμικής μηχανής ονομάζεται *διάγραμμα 4 τεταρτημορίων*. Η παράσταση των πλήρων χαρακτηριστικών

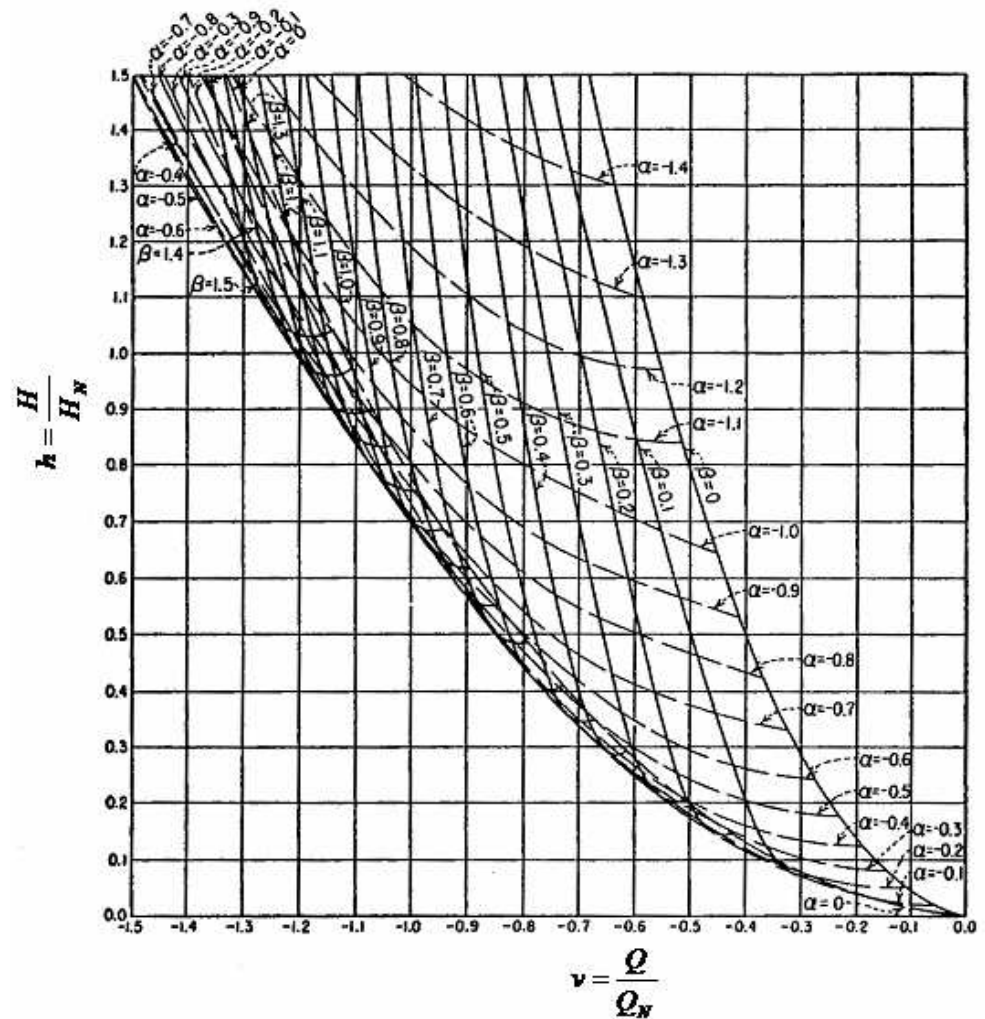
υδροδυναμικής μηχανής στα 4 τεταρτημόρια εφαρμόζεται στην αριθμητική επίλυση του υδραυλικού πλήγματος λόγω της μονοσήμαντης αντιστοιχίας των διαφόρων περιοχών λειτουργίας.



Σχήμα 1.24. Καμπύλες λειτουργίας φυγόκεντρης αντλίας στη περιοχή κανονικής λειτουργίας ως αντλία [26, σελ. 79].



Σχήμα 1.25. Καμπύλες λειτουργίας φυγόκεντρης αντλίας στη περιοχή λειτουργίας ως ρυθμιζόμενη αντίσταση [26, σελ. 80].



Σχήμα 1.26. Καμπύλες λειτουργίας φυγόκεντρης αντλίας στη περιοχή λειτουργίας ως υδροστρόβιλος [26, σελ. 81].

Στην πράξη όμως χρησιμοποιούνται διάφορες παραλλαγές της παράστασης αυτής ώστε να ξεπεραστούν τα αριθμητικά προβλήματα που προκύπτουν όταν μηδενίζονται τα αδιάστατα μεγέθη των σχέσεων (1.102). Στο πειραματικό μέρος της εργασίας χρησιμοποιήθηκε η μέθοδος των Marchal, Fletch και Suter (1965), σύμφωνα με την οποία οι παρακάτω αδιάστατες μεταβλητές:

$$W_H = \frac{h}{\alpha^2 + v^2} \quad \text{και} \quad W_B = \frac{\beta}{\alpha^2 + v^2} \quad (1.103)$$

οι οποίες χαράσσονται συναρτήσει της μεταβλητής:

$$x' = \arctan\left(\frac{v}{\alpha}\right) \quad (1.104)$$

Έχοντας κάνει την υπόθεση ότι μεταξύ αντίστοιχων σημείων λειτουργίας ισχύουν οι νόμοι ομοιότητας μπορεί να αποδειχθεί εύκολα ότι δύο αντίστοιχα σημεία λειτουργίας έχουν τις ίδιες τιμές των μεταβλητών W_H , W_B και x' . Σε ένα οποιοδήποτε πρόγραμμα η γωνία $\theta = \arctan(x)$ προκύπτει στο διάστημα $(-\pi, +\pi)$. Συνεπώς για να ορίσουμε τις μεταβλητές W_H και W_B στο διάστημα $(0, 2\pi)$ εισάγεται η μεταβλητή:

$$x = \pi + x' \Rightarrow x = \pi + \arctan\left(\frac{v}{\alpha}\right) \quad (1.105)$$

συναρτήσει της οποίας δίνονται οι τιμές των W_H και W_B της αντλίας για την αριθμητική ανάλυση του υδραυλικού πλήγματος. Επομένως οι διάφορες περιοχές λειτουργίας των αντλιών θα ορίζονται ως εξής:

- Περιοχή λειτουργίας ως υδροστρόβιλος: $0 < x < \frac{\pi}{2}$
- Περιοχή λειτουργίας ως ρυθμιζόμενη αντίσταση: $\frac{\pi}{2} < x < \pi$
- Περιοχή λειτουργίας ως αντλία: $\frac{3 \cdot \pi}{2} < x < 2 \cdot \pi$

Πρέπει να σημειωθεί ότι στη μεγάλη πλειοψηφία των πρακτικών εφαρμογών τοποθετείται βαλβίδα αντεπιστροφής στη κατάθλιψη των αντλιών με αποτέλεσμα να αποκλείεται η αντιστροφή της ροής κατά την εξέλιξη του μεταβατικού φαινομένου και η αντλία να λειτουργεί μόνο στη κανονική περιοχή λειτουργίας της. Το παραπάνω ισχύει και για το πειραματικό μέρος της εργασίας.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2

ΜΗ ΜΟΝΙΜΑ ΥΔΡΑΥΛΙΚΑ ΦΑΙΝΟΜΕΝΑ

2.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ ΣΤΑ ΜΗ ΜΟΝΙΜΑ ΥΔΡΑΥΛΙΚΑ ΦΑΙΝΟΜΕΝΑ

Τα μη μόνιμα ή μεταβατικά υδραυλικά φαινόμενα (hydraulic transients) είναι χρονικά μεταβαλλόμενα φαινόμενα που παρουσιάζονται στα υδραυλικά συστήματα όταν η ταχύτητα του διακινούμενου ρευστού μεταβληθεί, με αποτέλεσμα τη μετάβαση από την αρχική μόνιμη κατάσταση σε μία νέα μόνιμη κατάσταση, η οποία αποκαθίσταται μετά την απόσβεση του μεταβατικού φαινομένου που αναπτύσσεται. Η μεταβολή της ταχύτητας του διακινούμενου ρευστού προκαλεί κύματα υπερπίεσεων και υποπίεσεων με συνέπεια τη χρονική μεταβολή της στατικής πίεσης σε κάθε σημείο του συστήματος (για κλειστούς αγωγούς) ή της στάθμης της ελεύθερης επιφάνειας (για ανοιχτούς αγωγούς). Η ανάπτυξη των μεταβατικών φαινομένων οφείλεται ουσιαστικά στην αδράνεια της μάζας του ρευστού που βρίσκεται εν κινήσει στο εσωτερικό του συστήματος και της αποθηκευμένης ενέργειας σε αυτό υπό μορφή κινητικής ενέργειας.

Ανάλογα με τον ρυθμό αλλαγής της αρχικής μόνιμης κατάστασης τα μη μόνιμα φαινόμενα χωρίζονται στις δύο παρακάτω κατηγορίες:

- Στα φαινόμενα όπου η μεταβολή γίνεται με **αργό ρυθμό (surging)**, οπότε η συμπίεστικότητα του ρευστού και η ελαστικότητα του αγωγού μπορούν να παραληφθούν. Σε αυτή την περίπτωση τα κύματα πίεσης που δημιουργούνται έχουν μικρά μεγέθη και η μεταβολή της κινηματικής κατάστασης γίνεται στιγμιαία αντιληπτή σε ολόκληρο το σύστημα. Τα φαινόμενα αυτής της κατηγορίας μελετώνται με τη **θεωρία της συμπαγούς στήλης υγρού (rigid column theory)**.
- Στα φαινόμενα όπου η μεταβολή γίνεται με **γρήγορο ρυθμό**, οπότε η συμπίεστικότητα του ρευστού και η ελαστικότητα του αγωγού δεν μπορούν να παραληφθούν. Σε αυτή την περίπτωση τα κύματα πίεσης που δημιουργούνται έχουν μεγάλα μεγέθη και η μεταβολή της κινηματικής κατάστασης έχει τη μορφή διαταραχής που δημιουργείται στη θέση του υδραυλικού συστήματος όπου προκλήθηκε η μεταβολή και οδεύει με πεπερασμένη ταχύτητα (αντίστοιχη της ταχύτητας του ήχου) κατά μήκος του συστήματος. Η κατηγορία αυτών των φαινομένων ονομάζεται **υδραυλικό πλήγμα (water hammer)** και μελετάται με τη **θεωρία της ελαστικής στήλης υγρού (elastic column theory)**.

Στην παρούσα εργασία θα ασχοληθούμε με την κατηγορία μη μόνιμων φαινομένων τύπου υδραυλικού πλήγματος.

Τα μη μόνιμα φαινόμενα στα υδραυλικά συστήματα παρουσιάζουν μεγάλο πρακτικό ενδιαφέρον γιατί συνοδεύονται από την ανάπτυξη υπερπίεσεων και υποπίεσεων, συχνά πολύ μεγαλύτερης τάξης από την ονομαστική πίεση της εγκαταστάσεως. Το μέγεθος των υπερπίεσεων και υποπίεσεων εξαρτάται κυρίως από τους παρακάτω παράγοντες:

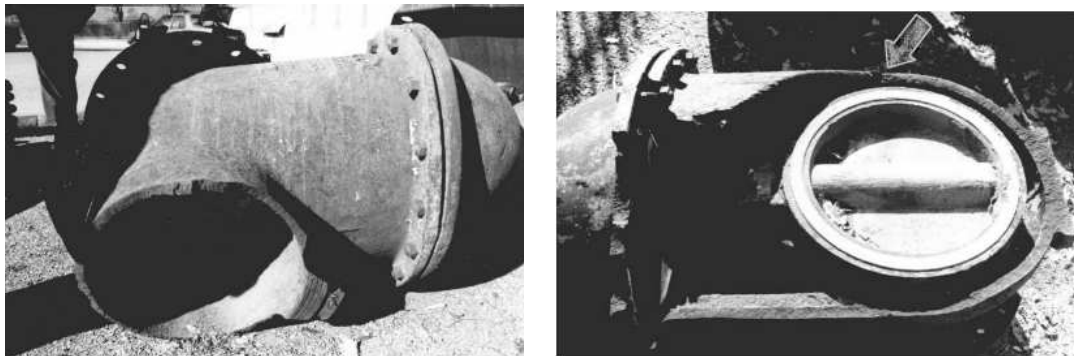
- Το προφίλ του αγωγού
- Το μήκος του αγωγού
- Το υλικό κατασκευής του αγωγού
- Πλήθος αντλιών εν λειτουργία
- Ειδικός αριθμός στροφών των εν λειτουργία αντλιών
- Πλήρεις χαρακτηριστικές των εν λειτουργία αντλιών

- Αδράνεια στρεφομένων μαζών συστήματος κινητήρα – αντλίας.
- Την αρχική ταχύτητα του διακινούμενου ρευστού
- Το μέγεθος της επιτάχυνσης ή της επιβράδυνσης του διακινούμενου ρευστού
- Την πυκνότητα του διακινούμενου ρευστού
- Τις μηχανικές ιδιότητες του υδραυλικού συστήματος

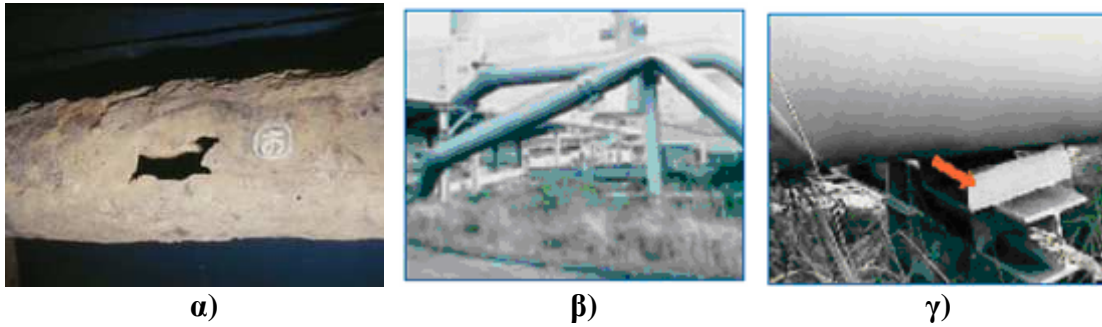
Συνεπώς τα μεταβατικά φαινόμενα είναι πιο έντονα στην περίπτωση της ροής υγρού παρά αερίου. Στην παρούσα εργασία θα ασχοληθούμε μόνο με την περίπτωση της ροής υγρού.

Τα μη μόνιμα φαινόμενα θέτουν σε κίνδυνο την αντοχή του συστήματος και είναι δυνατό να προκαλέσουν:

- Κόπωση
- Ρήξη των αγωγών του συστήματος
- Καταστροφή των στηρίξεων του αγωγού
- Καταστροφή των βαλβίδων της αντλητικής εγκατάστασης
- Ανάπτυξη κραδασμών και θορύβου
- Εισαγωγή αέρα διαμέσω των φλαντζών των βαλβίδων ή διαμέσω των ενώσεων των τμημάτων των αγωγών.
- Σπηλαιώση
- Αποκόλληση της στήλης του ρευστού (column separation)



Σχήμα 2.1. Φωτογραφίες κατεστραμμένων βαλβίδων από ρήξη του αγωγού Abbatemarco στην πόλη Cosenza στην Ιταλία, που προκλήθηκε κατά την επανεκκίνηση της υδραυλικής εγκατάστασης [15, σελ. 87].

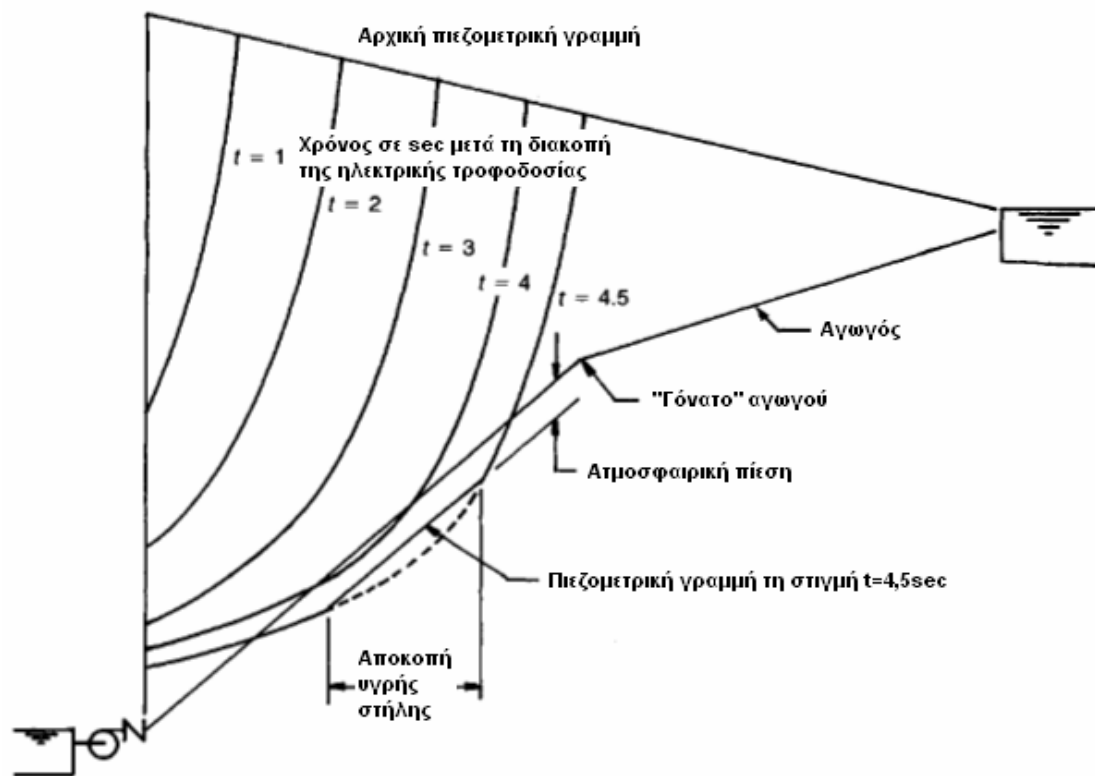


Σχήμα 2.2. α) Τυπική ρήξη αγωγού εξαιτίας του συνδυασμού υδραυλικού πλήγματος και διάβρωσης, β) Εντελώς κατεστραμμένος αγωγός DN600 με πάχος τοιχωμάτων 12mm, εξαιτίας υδραυλικού πλήγματος, γ) Κατεστραμμένη στήριξη αγωγού τύπου διπλού T 200mm, εξαιτίας υδραυλικού πλήγματος.

Οι κυριότεροι λόγοι ανάπτυξης των μη μόνιμων φαινομένων είναι:

- Χειρισμοί στη βάνα (άνοιγμα ή κλείσιμο)
- Αλλαγές στην απαίτηση ροής από το σύστημα
- Έναρξη της λειτουργίας της αντλίας
- Ελεγχόμενη διακοπή της λειτουργίας της αντλίας
- Αστοχία της αντλίας
- Πτώση του ηλεκτρικού δικτύου ή αστοχία του κινητήρα
- Αστοχία των ρυθμιστών πίεσης
- Εισαγωγή αέρα στους αγωγούς του συστήματος
- Ρήξη αγωγού του συστήματος
- Μεταβολή της στάθμης του διακινούμενου νερού

Η *αποκόλληση της υγρής στήλης (column separation)* αποτελεί τη σημαντικότερη συνέπεια που προκαλείται από τις αναπτυσσόμενες υποπίεσεις και πρέπει να αποφεύγεται πάντα εξαιτίας των καταστροφικών συνεπειών που έχει το φαινόμενο για μία αντλητική εγκατάσταση. Το φαινόμενο εξελίσσεται ως εξής: Σε περίπτωση που διακοπεί η ηλεκτρική τροφοδοσία του κινητήρα, η αντλία σταματά να λειτουργεί. Η ανάντι ροή (ροή που βρίσκεται κοντά στην αντλία) σταματά, ενώ λόγω αδράνειας η κατάντι ροή συνεχίζεται μέχρι την κατάθλιψη της εγκατάστασης. Κατόπιν η αρχική πιεζομετρική γραμμή αρχίζει να εξασθενεί όπως παριστάνεται στο Σχ. 2.3 με βήμα 1 sec. Τη χρονική στιγμή $t=4,5\text{sec}$ επικρατεί πίεση ατμοποίησης σε ένα αρκετά μεγάλο τμήμα του αγωγού, με αποτέλεσμα τη δημιουργία μεγάλων φυσαλίδων αέρα. Η αποκόλληση της υγρής στήλης έχει ολοκληρωθεί. Στη συνέχεια υπό την επίδραση του κύματος υπερπίεσης που ακολουθεί οι φυσαλίδες θα καταρρεύσουν και τα δύο τμήματα της υγρής στήλης θα επανενωθούν με εξαιρετικά υψηλή ταχύτητα. Δεδομένου ότι το νερό είναι ασυμπίεστο ρευστό η επανένωση θα προκαλέσει την ανάπτυξη ισχυρότατων πιέσεων. Σημειώνεται ότι πιθανά σημεία ανάπτυξης του φαινομένου της αποκόλλησης της υγρής στήλης είναι τα σημεία απότομης αλλαγής της κλίσης του αγωγού (γόνατα). Στην παρούσα εργασία δεν θα ασχοληθούμε με το φαινόμενο της αποκόλλησης της υγρής στήλης. Παρόλα αυτά κρίθηκε απαραίτητο, για λόγους πληρότητας, να παρουσιαστεί συνοπτικά το φαινόμενο.



Σχήμα 2.3. Συνεχής εξασθένιση τα αρχικής πιεζομετρικής γραμμής μέχρι την αποκόλληση της υγρής στήλης [37, σελ. 271].

2.2. ΥΔΡΑΥΛΙΚΟ ΠΛΗΓΜΑ

2.2.1. Ιστορική Αναδρομή

Η πρώτη ουσιαστική συνεισφορά στη μελέτη της διάδοσης κύματος στα ασυμπιεστα ρευστά έγινε από τον Νεύτωνα και αργότερα από τον Laplace, ο οποίος συνέδεσε την ταχύτητα του ήχου στον αέρα με την πίεση και την πυκνότητα, υπό την προϋπόθεση ισόθερμης και ισεντροπικής συμπίεσης. Οι πρώτες προσπάθειες να αναλυθεί το φαινόμενο του υδραυλικού πλήγματος δεν βασίστηκαν άμεσα στις παραπάνω θεμελιώδεις σχέσεις, αλλά στηρίχτηκαν στη μονοδιάστατη εξίσωση κύματος η οποία διατυπώθηκε και επιλύθηκε από τον D'Alembert γύρω στο 1750. Η μονοδιάστατη εξίσωση του κύματος όπως διατυπώθηκε από τον D'Alembert έχει τη μορφή

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} = a^2 \cdot \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2}$$

και η γενική λύση της είναι η

$$\eta = f(x - a \cdot t) + g(x + a \cdot t)$$

όπου η είναι μια οποιαδήποτε διαταραχή, α είναι η ταχύτητα διάδοσης της διαταραχής και f, g είναι αυθαίρετες συναρτήσεις. Σύμφωνα με τη γενική λύση του D'Alembert

οποιαδήποτε αυθαίρετη συνάρτηση του συνδυασμού $(x \pm a \cdot t)$ είναι λύση της μονοδιάστατης εξίσωσης κύματος.

Η πρώτη δημοσιευμένη μελέτη του φαινομένου του υδραυλικού πλήγματος φαίνεται να είναι αυτή του Ιταλού φυσικού Menabrea (1858), αν και στην εποχή του δεν έγινε ευρέως γνωστή. Ο Menabrea παρουσίασε μία ενεργειακή ανάλυση του φαινομένου η οποία όμως περιείχε ορισμένα σφάλματα. Παρόλα αυτά τρία σημεία της ανάλυσης του Menabrea είναι μεγάλης σημασίας για την κατανόηση του φαινομένου: α) δήλωσε κατηγορηματικά ότι η ελαστικότητα της υγρής στήλης και η συμπιεστότητα του αγωγού πρέπει να λαμβάνονται υπόψη στους σχετικούς υπολογισμούς (ο πρώτος που έκανε αυτή τη δήλωση το 1848 είναι ο Helmholtz), β) ήταν ο πρώτος που υποστήριξε ότι η συμπιεστότητα του υγρού και η ελαστικότητα των τοιχωμάτων του αγωγού επηρεάζουν το μέγεθος των αναπτυσσόμενων πιέσεων, γ) περιέγραψε με εξαιρετική ακρίβεια την εξέλιξη του φαινομένου μετά το απότομο κλείσιμο μιας βαλβίδας, τη δημιουργία των κυμάτων πίεσης και τη μετάδοσή τους κατά μήκος του αγωγού.

Η πρώτη εφαρμογή της μονοδιάστατης εξίσωσης του κύματος για την εξήγηση του φαινομένου του υδραυλικού πλήγματος έγινε από τον N.Joukowsky το 1898, ο οποίος εφαρμόζοντας τον δεύτερο νόμο του Νεύτωνα σε ένα όγκο ελέγχου διατύπωσε την ομώνυμη σχέση

$$\Delta H = -\frac{a \cdot \Delta u}{g}$$

, όπου ΔH είναι η αύξηση της πιεζομετρικής πίεσης εξαιτίας του υδραυλικού πλήγματος, Δu η μεταβολή της ταχύτητας και a η ταχύτητα διάδοσης της διαταραχής. Η φυσική ερμηνεία του αρνητικού προσήμου στη σχέση έχει να κάνει με το γεγονός ότι καθώς η διαταραχή κινείται ανάντι του αγωγού με αποτέλεσμα να μειώνεται η ταχύτητα της ροής, η πίεση αυξάνεται. Η σχέση Joukowsky δίνει ικανοποιητικά αποτελέσματα μόνο όταν πληρούνται οι παρακάτω συνθήκες:

- Οι απώλειες πίεσης λόγω τριβής στον αγωγό είναι πολύ μικρότερες της στατικής πίεσης του αγωγού.
- Η ροή είναι μονοφασική και δεν υπάρχει διαλυμένο αέριο στο διακινούμενο υγρό.
- Η αλλαγή της ταχύτητας του διακινούμενου υγρού εμφανίζεται εντός χρονικού διαστήματος $T = \frac{2 \cdot L}{a}$. Το χρονικό διάστημα T ονομάζεται

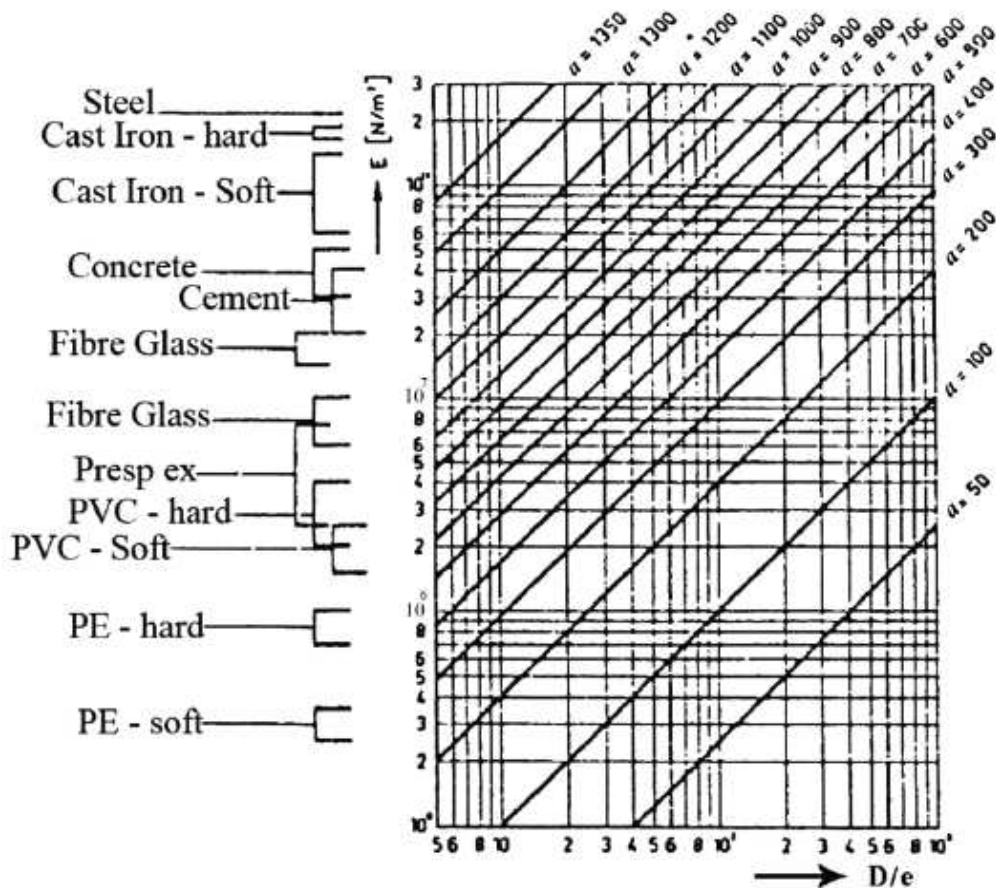
χαρακτηριστικός χρόνος ή περίοδος του φαινομένου και είναι η χρονική διάρκεια που απαιτείται έτσι ώστε το κύμα της διαταραχής να διανύσει απόσταση L , να αλλάξει φορά και να επιστρέψει στο σημείο όπου δημιουργήθηκε.

Εξαιτίας των παραπάνω περιορισμών οι τιμές που δίνει η σχέση Joukowsky δεν είναι πάντα ικανοποιητικές.

Η ταχύτητα διάδοσης της διαταραχής δίνεται από τη σχέση του Korteweg (1878):

$$a = \frac{1}{\sqrt{\rho \cdot \left(\frac{1}{k} + \frac{D}{E \cdot e} \right)}}$$

, όπου ρ η πυκνότητα και k το μέτρο συμπίεστικότητας του διακινούμενου υγρού, D η διάμετρος, e το πάχος του τοιχώματος και E ο συντελεστής ελαστικότητας του αγωγού. Για την περίπτωση νερού έχουμε $\rho=1000 \text{ kg/m}^3$ και $k=2,027 \times 10^3 \text{ MPa}$ και με χρήση της προηγούμενης σχέσης προκύπτει το παρακάτω διάγραμμα του Σχ. 2.4 που δίνει την ταχύτητα της διαταραχής a συναρτήσει των συντελεστών E και D/e του αγωγού.



Σχήμα 2.4. Διάγραμμα της μεταβολής της ταχύτητας a της διαταραχής για διάφορους αγωγούς που μεταφέρουν νερό.

Στο σημείο αυτό πρέπει να συμπληρώσουμε ότι η σχέση Joukowsky είχε διατυπωθεί και από άλλους ερευνητές, σύγχρονους του Joukowsky οι οποίοι αγνοούσαν την ύπαρξη της μελέτης του για το υδραυλικό πλήγμα. Συγκεκριμένα ο Anderson (2000) αναφέρει ότι ο Rankine (1870) διατύπωσε τη σχέση σε ένα κείμενο γενικότερο του υδραυλικού πλήγματος. Επίσης ο Frizell (1898) και ο Allievi (1902,1913) διατύπωσαν τη σχέση αλλά δεν παρουσίασαν κάποιο πείραμα που να την επαληθεύει. Αυτό που πρέπει να σημειωθεί όμως είναι η προσφορά του φυσιολόγου J.Von Kries στη μελέτη του υδραυλικού πλήγματος και συγκεκριμένα στη διατύπωση της σχέσης Joukowsky. Το 1883 ο Von Kries παρουσίασε μια μελέτη για την μέτρηση της πίεσης του αίματος. Η μελέτη αποτελούταν από τέσσερα μέρη. Το πρώτο τμήμα του πρώτου μέρους παρουσίαζε τη βασική θεωρία του υδραυλικού πλήγματος για την ιδεατή ροή, συμπεριλαμβανομένης και της σχέσης Joukowsky. Στο δεύτερο τμήμα του πρώτου μέρους ο Von Kries απέδειξε πειραματικά την ισχύ της σχέσης Joukowsky χρησιμοποιώντας μια απλή υδραυλική διάταξη που την

απάρτιζαν μία δεξαμενή σταθερού ύψους, ένα λάστιχο μήκους 4÷5 m και πάχους 5 mm και μια βαλβίδα ρύθμισης της παροχής. Το δεύτερο μέρος παρουσίαζε τη θεωρία του υδραυλικού πλήγματος για την πραγματική ροή και τα δύο τελευταία μέρη ασχολούνταν με την πίεση του αίματος και την μέτρησή της.

Σημαντική στη μελέτη και αντιμετώπιση του υδραυλικού πλήγματος είναι η συνεισφορά των Ιταλών μηχανικών Allievi και Evangelisti. Ο Allievi συνέταξε το 1937 τα πρώτα διαγράμματα που υπολόγιζαν τις υπερπίεσεις και υποπίεσεις που αναπτύσσονται σε υδραυλική εγκατάσταση. Το φαινόμενο του υδραυλικού πλήγματος μελετήθηκε σε μια απλή υδραυλική εγκατάσταση η οποία περιλάμβανε μια μεγάλη δεξαμενή που συνδεόταν με έναν αγωγό σταθερής διατομής, εντός του οποίου η διαταραχή διαδιδόταν με σταθερή ταχύτητα. Στην είσοδο του αγωγού επικρατούσε σταθερή πίεση και στο τέλος του υπήρχε βαλβίδα μέσω της οποίας ρυθμιζόταν η παροχή. Ο Allievi κατέγραψε τις υπερπίεσεις και υποπίεσεις που αναπτύσσονται ύστερα από κλείσιμο ή άνοιγμα της βαλβίδας αντίστοιχα και συνέταξε 3 διαγράμματα στα οποία δίνει τις μέγιστες αυξήσεις της πίεσης λόγω των κυμάτων υπερπίεσης και 1 διάγραμμα που δίνει τη μέγιστη μείωση της πίεσης λόγω των κυμάτων υποπίεσης, συναρτήσει των παρακάτω δύο παραμέτρων:

$$\text{Παράμετρος αγωγού: } \eta = \frac{a \cdot u_0}{2 \cdot g \cdot h_0}$$

$$\text{Παράμετρος βαλβίδας: } \theta = \frac{a \cdot T}{2 \cdot L}$$

$$\text{Παράμετρος υπερπίεσης: } Z^2 = \frac{h_0 + \Delta h_{\max}}{h_0}, \text{ για τα 3 διαγράμματα των}$$

υπερπίεσεων

$$\text{Παράμετρος υποπίεσης: } Z^2 = \frac{h_0 - \Delta h_{\max}}{h_0}, \text{ για το 1 διάγραμμα των υποπίεσεων}$$

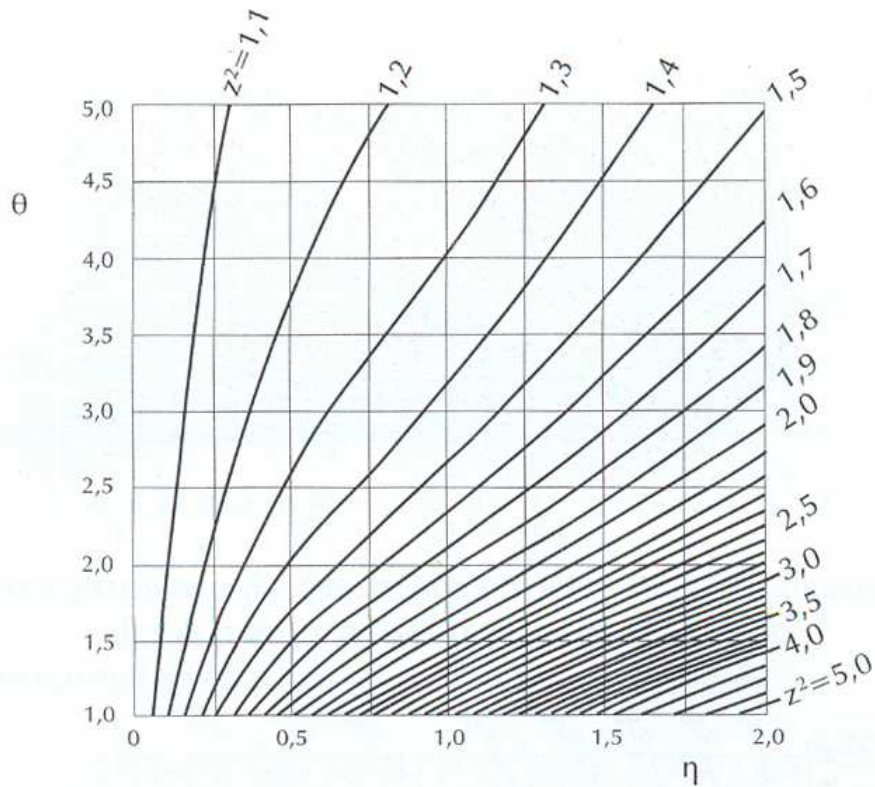
, όπου a η ταχύτητα διάδοσης της διαταραχής, u_0 η αρχική ταχύτητα του υγρού, h_0 το αρχικό υδροστατικό ύψος, T ο χρόνος κλεισίματος ή ανοίγματος της βαλβίδας, L το μήκος του αγωγού και Δh_{\max} η μέγιστη μεταβολή της πίεσης.

Ο Evangelisti συνέταξε το 1938 διαγράμματα σχεδίασης μέσω των οποίων ήταν δυνατή η διαστασιολόγηση του αεροφυλακίου. Τα διαγράμματα δεν λαμβάνουν υπόψη τις υδραυλικές απώλειες και υποθέτουν αδιαβατική εκτόνωση με πολυτροπικό εκθέτη $n=1,41$. Οι σχέσεις που διατύπωσε ο Evangelisti επιτρέπουν την αναλυτική επίλυσή τους αν αγνοηθούν οι υδραυλικές απώλειες. Στην περίπτωση που οι υδραυλικές απώλειες δεν μπορούν να αγνοηθούν τότε προτάθηκε αδιάστατος αριθμός (λόγος του αρχικού ολικού ύψους προς τις υδραυλικές απώλειες) ο οποίος μπορεί να χρησιμοποιηθεί σε αριθμητικές διαδικασίες. Αξίζει να σημειωθεί ότι τα διαγράμματα του Evangelisti έδειξαν τον ευνοϊκό ρόλο των υδραυλικών απωλειών του αγωγού στην εξασθένιση των ταλαντώσεων των υπερπίεσεων.

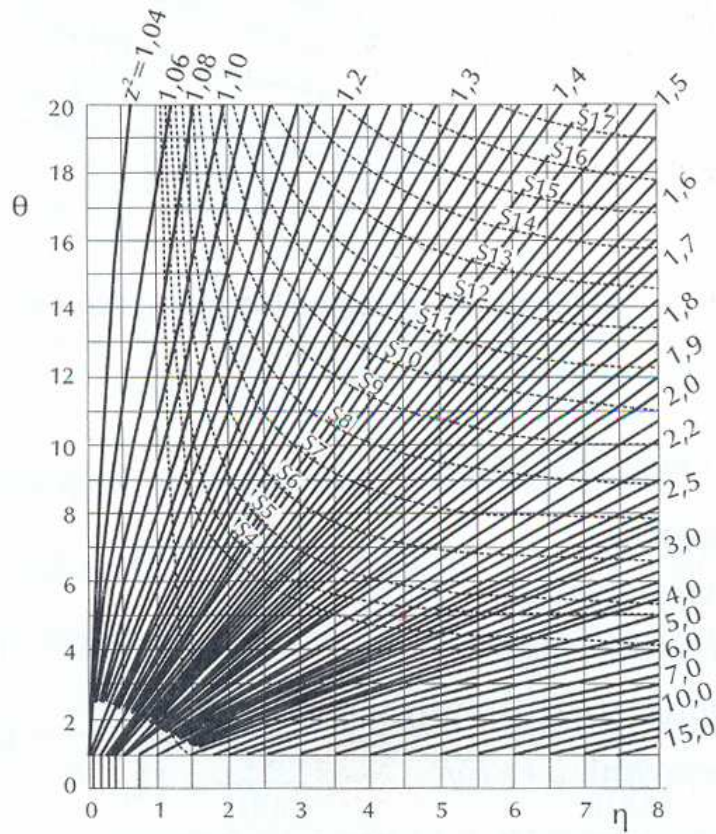
Το 1954 οι Evans και Crawford ανέπτυξαν διαγράμματα σχεδίασης για τη διαστασιολόγηση του αεροφυλακίου χρησιμοποιώντας τις παραμέτρους του Allievi, τη γραφική μέθοδο για την ανάλυση των μη μόνιμων φαινομένων σε σωληνώσεις που αναπτύχθηκε από τον Angus το 1937 και ότι ο λόγος των απωλειών της ροής στο

στόμιο εισόδου προς τις απώλειες της ροής στο στόμιο εξόδου του αεροφυλακίου είναι 2,5. Οι Evans και Crawford παρουσίασαν μία νέα παράμετρο, σε σχέση με αυτές του Allievi, που ενσωμάτωνε τις υδραυλικές απώλειες του αγωγού στη διαδικασία σχεδίασης και θεώρησαν πολυτροπικό εκθέτη $n=1,2$ (ενδιάμεσος του ισοθερμικού εκθέτη $n=1$ και του αδιαβατικού εκθέτη $n=1,4$).

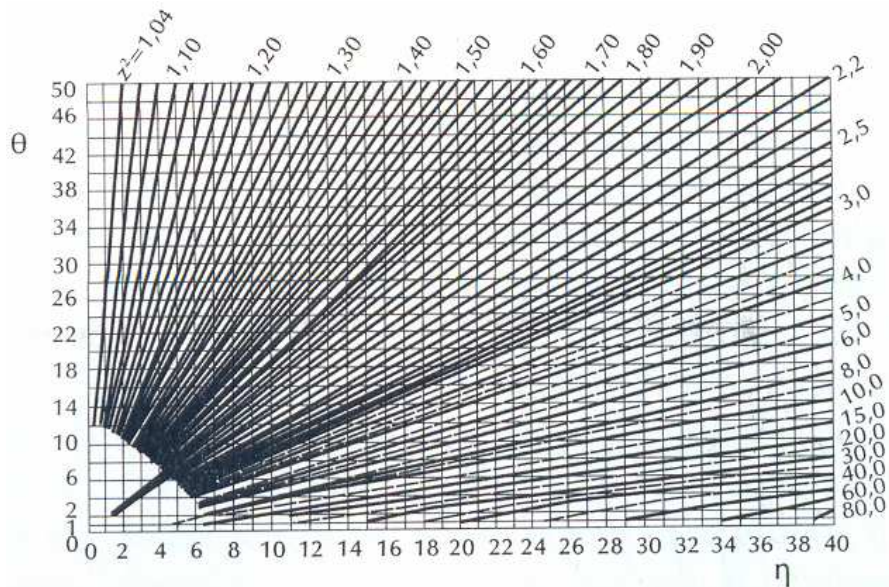
Το 1963 ο Parmakian παρουσίασε διαγράμματα για τη διαστασιολόγηση του αεροφυλακίου παρόμοια με αυτά των Evans και Crawford και το 1965 οι Kinno και Kennedy συνέταξαν διαγράμματα που συμπεριλάμβαναν τη ροπή αδράνειας των στρεφόμενων μαζών.



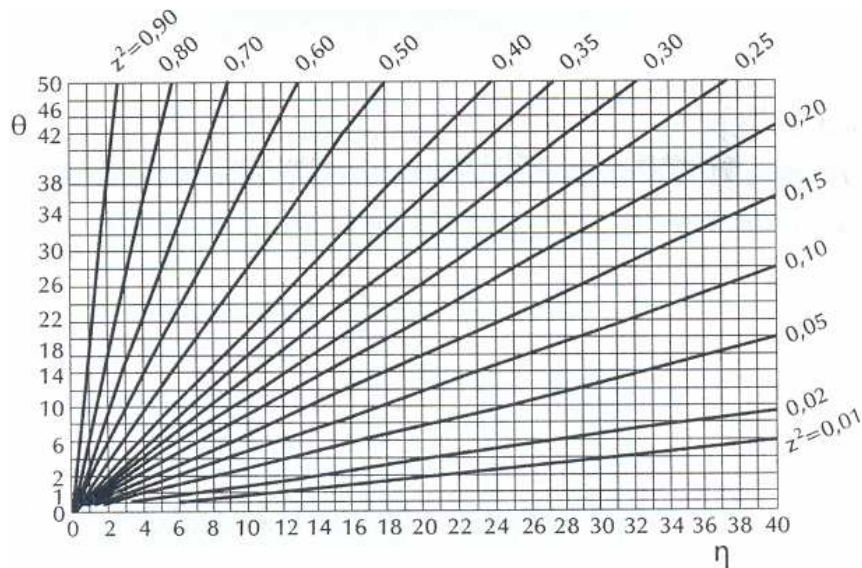
Σχήμα 2.5. Διάγραμμα Allievi για τη μέγιστη αύξηση πίεσης λόγω κύματος υπερπίεσης σε απλούς αγωγούς (μικρές τιμές η και θ) [1, σελ. 319].



Σχήμα 2.6. Διάγραμμα Allievi για τη μέγιστη αύξηση πίεσης λόγω κύματος υπερπίεσης σε απλούς αγωγούς (μεσαίες τιμές η και θ) [1, σελ. 319].



Σχήμα 2.7. Διάγραμμα Allievi για τη μέγιστη αύξηση πίεσης λόγω κύματος υπερπίεσης σε απλούς αγωγούς (μεγάλες τιμές η και θ) [1, σελ. 320].



Σχήμα 2.8. Διάγραμμα Allievi για τη μέγιστη μείωση πίεσης λόγω κύματος υποπίεσης σε απλούς αγωγούς [1, σελ. 320].

Στις αρχές του 1970 άρχισε η εντατική χρησιμοποίηση H/Y για την προσομοίωση και την ανάλυση του υδραυλικού πλήγματος. Το 1974 οι Graze και Forrest επέλυσαν τις εξισώσεις της μεθόδου των χαρακτηριστικών με τη βοήθεια H/Y λαμβανομένων των υδραυλικών απωλειών κατά μήκος του αγωγού και αναπαρήγαγαν τα διαγράμματα των Evans και Crawford. Τα νέα διαγράμματα που προέκυψαν παρουσίαζαν σημαντική μείωση των μέγιστων υπερπίεσεων και μικρή αύξηση των μέγιστων υποπίεσεων λόγω της διανομής των γραμμικών απωλειών κατά μήκος του αγωγού. Το 1977 ο Ruus ύστερα από διεξοδική μελέτη των διαγραμμάτων αυτών έδειξε την ανάπτυξη υψηλών πιέσεων που αναπτύσσονται στο πρώτο τέταρτο του αγωγού κατάθλιψης. Το 1978 ο Fok συνέταξε διαγράμματα που έδειχναν υψηλές πιέσεις σε κάθε σημείο του αγωγού και ανέφερε ότι η θεώρηση ενός ενδιάμεσου πολυτροπικού εκθέτη $n=1,2$ είναι πιο ρεαλιστική. Επίσης αναφέρει ότι τα διαγράμματα αυτά μπορούν να εφαρμοσθούν σε δίκτυα σωληνώσεων αν η κινητική ενέργεια στη μόνιμη κατάσταση λειτουργίας μπορεί να αντικατασταθεί από μια ισοδύναμη ροή σε απλό αγωγό.

Το 1982 οι Graze και Horlacher απομάκρυναν την αντίσταση του στομίου του αεροφυλακίου από την ανάλυσή τους και θεωρώντας μεταβλητό πολυτροπικό εκθέτη συνέταξαν διαγράμματα βασισμένα στη μέθοδο των χαρακτηριστικών. Οι ερευνητές χρησιμοποίησαν την “θερμοδυναμική εξίσωση” που διατύπωσε ο Graze το 1968. Η εξίσωση αυτή συμπεριλάμβανε τον πολυτροπικό εκθέτη ως μεταβλητή του χρόνου κατά τη διάρκεια του φαινομένου. Τα θεωρητικά και πειραματικά αποτελέσματα που προέκυψαν συμφωνούσαν σε αρκετά ικανοποιητικό βαθμό. Παρόλα αυτά τα διαγράμματα δεν υιοθετήθηκαν από άλλους ερευνητές εξαιτίας των δυσκολιών που παρουσιάζουν κατά την πρακτική εφαρμογή τους. Τα διαγράμματα αυτά παρουσίαζαν υψηλές πιέσεις κατά μήκος όλου του αγωγού κατάθλιψης. Το 1986 οι ίδιοι ερευνητές εισήγαγαν την αντίσταση του στομίου του αεροφυλακίου στην ανάλυσή τους, αλλά ξεχωριστά από τις γραμμικές απώλειες του αγωγού. Η ανάλυση έδειξε ότι ο λόγος των απωλειών της ροής στο στόμιο εισόδου προς τις απώλειες της ροής στο στόμιο εξόδου του αεροφυλακίου μπορεί να κυμαίνεται μεταξύ 10÷30 διευρύνοντας την τιμή του 2,5 που είχε ως τότε υιοθετηθεί για οικονομικό σχεδιασμό του αεροφυλακίου. Παρόμοιες υψηλές τιμές του λόγου αυτού παρουσίασαν το 1984 οι Thorley και Enever.

Το 1985 οι Thorley και Lastowiecki παρουσίασαν την πρώτη επαναληπτική διαδικασία υπολογισμού για τη διαστασιολόγηση αεροφυλακίων σε υδραυλικά συστήματα.

Το 1989 οι Graze και Horlacher ανέπτυξαν παρόμοια διαγράμματα με αυτά του 1982, για περιπτώσεις κλεισίματος βανών. Τα διαγράμματα χωρίζονταν σε δύο κατηγορίες, από τις οποίες η πρώτη αγνοούσε αντίσταση του στομίου του αεροφυλακίου και η δεύτερη την λάμβανε υπόψη.

Το 2002 ο Stephenson χρησιμοποιώντας τη θεωρία της ασυμπίεστης ροής για την ανάπτυξη νομογραφημάτων διαστασιολόγησης αεροφυλακίων για περιπτώσεις αστοχίας της αντλίας και συνέκρινε τα αποτελέσματα της μελέτης του με αυτά που προκύπτουν έπειτα από εφαρμογή της πλήρους ελαστικής ανάλυσης. Τόνισε τον σημαντικό ρόλο που έχει η αντίσταση του στομίου του αεροφυλακίου στον οικονομικό σχεδιασμό του και κατέληξε στο ότι η αντίσταση του στομίου είναι πιο σημαντικός παράγοντας κατά τον σχεδιασμό του αεροφυλακίου από ότι είναι ο πολυτροπικός εκθέτης.

Το 2002 ο Di Santo ανέπτυξε διαγράμματα σχεδίασης για τη διαστασιολόγηση του αεροφυλακίου για περιπτώσεις αστοχίας της αντλίας όταν η κατάντι οριακή συνθήκη είναι ένας κατακόρυφος αγωγός (vertical shaft) που καταθλίπτει απευθείας στην ατμόσφαιρα αντί της κλασσικής υποθέσεως περί σταθερής στάθμης της δεξαμενής κατάθλιψης η οποία υιοθετήθηκε σε προηγούμενες μελέτες. Χρησιμοποίησε τη θεωρία της συμπαγούς στήλης υγρού και διεξήγαγε μετρήσεις για την επικύρωση των αποτελεσμάτων του.

Τα παραπάνω διαγράμματα σχεδίασης που αναφέραμε ως τώρα μπορούν να εφαρμοστούν μόνο κατά το στάδιο του προσχεδιασμού κυρίως λόγω των απλοποιητικών υποθέσεων που εισάγουν (π.χ. αμελητέες υδραυλικές απώλειες), την επιλογή και διακύμανση των παραμέτρων που χρησιμοποιούν και την περιορισμένη ακρίβεια των λύσεων που παρουσιάζουν. Ο Thorley το 1991 τόνισε ότι τα διαγράμματα αυτά πρέπει να εφαρμόζονται μόνο για την εξαγωγή εκτιμήσεων και τη χρησιμοποίησή τους ως βασικών δεδομένων για λεπτομερέστερη ανάλυση και πως ένας συντελεστής ασφαλείας της τάξης του $1,2 \div 1,25$ πρέπει να χρησιμοποιείται.

Διβάθμιες βελτιστοποιήσεις βασισμένες σε γενετικούς αλγορίθμους αναπτύχθηκαν για την σχεδίαση ανοιχτών πύργων ανάπαλσης (surge shafts) και βαλβίδων αέρος σε δίκτυα διανομής ύδατος από τον Wang (1997) και από τον Lingireddy (2000). Μοντέλα βελτιστοποίησης (Wang (1997), Nash και Karney (1999), Vitkovsky (2000), Kapelan (2003), και Bong και Karney (2006)) τρέχουν μοντέλα προσομοίωσης μη μόνιμων φαινομένων εκατοντάδες φορές έτσι ώστε να αποκομίσουν τη βέλτιστη λύση. Το 2006 οι Bong και Karney μελέτησαν το πρόβλημα της βέλτιστης τοποθέτησης των ανοιχτών πύργων ανάπαλσης και των ανακουφιστικών βαλβίδων και το μέγεθος των τελευταίων για ένα δίκτυο διανομής ύδατος αποτελούμενο από 29 αγωγούς με σκοπό την προστασία από τα μη μόνιμα φαινόμενα που μπορούν να δημιουργηθούν από απότομους χειρισμούς της βάνας. Δεν δινόταν όμως διαστασιολόγηση των πύργων ανάπαλσης που χρησιμοποιήθηκαν.

Συνοπτικά μπορούμε να αναφέρουμε ότι από τη μελέτη της βιβλιογραφίας που αφορά τη σχεδίαση αεροφυλακίων από το 1934 έως το 2002 εξάγονται τα παρακάτω συμπεράσματα:

1. Κάθε μέθοδος ήταν ουσιαστικά μια βελτίωση από την παραμετροποίηση του προβλήματος “αντλία-αεροφυλάκιο-δεξαμενή κατάθλιψης”.

2. Η βασική ιδέα με την οποία προσεγγιζόταν το πρόβλημα ήταν η ενεργειακή ισορροπία μεταξύ της κινητικής ενέργειας στη μόνιμη κατάσταση λειτουργίας και της ενέργειας στο αεροφυλάκιο.
3. Μελέτες έχουν εισάγει διάφορες θεωρίες που αναλύουν το φαινόμενο του υδραυλικού πλήγματος όπως γραφικές μεθόδους, προσεγγίσεις με χρήση της θεωρίας συμπαγούς στήλης υγρού, προγράμματα H/Y βασισμένα στη μέθοδο των χαρακτηριστικών με σκοπό την εκτίμηση των μέγιστων πιέσεων κατά μήκος του αγωγού.
4. Όλες οι μελέτες συμφωνούσαν στο γεγονός ότι η αντίσταση της ροής στο στόμιο εισόδου του αεροφυλακίου είναι σημαντικός παράγοντας στον οικονομικό σχεδιασμό του αεροφυλακίου. Η αντίσταση της ροής στο στόμιο εξόδου του αεροφυλακίου αποδείχθηκε πως είναι ευνοϊκή υπέρ της μείωσης των υποπιέσεων που αναπτύσσονται στον αγωγό εξαιτίας των μεταβατικών φαινομένων που αναπτύσσονται εξαιτίας απότομων χειρισμών στη βάνα.
5. Μολονότι η επίδραση του πολυτροπικού εκθέτη στην ανάπτυξη των υπερπιέσεων ήταν γνωστή, το 2002 ο Stephenson αμφισβήτησε την ορθότητα αυτής της άποψης ειδικά όταν πρόκειται για την ανάπτυξη διαγραμμάτων σχεδίασης. Υποστήριξε ότι η διαστασιολόγηση του αεροφυλακίου επηρεάζεται περισσότερο από την αντίσταση της ροής στα στόμια εισόδου και εξόδου του αεροφυλακίου παρά από τον πολυτροπικό εκθέτη. Σημειώνεται ότι ο Wood το 1970 ανέφερε ότι για την περίπτωση της αδιαβατικής συμπίεσης του αέρα οι πιέσεις που αναπτύσσονται είναι κατά 10% υψηλότερες από αυτές που αναπτύσσονται με την ισοθερμοκρασιακή συμπίεση, ενώ ο Martino το 2002 ανέφερε ότι η αύξηση είναι 10÷20%.
6. Παρόλο που η μέθοδος της μεταφοράς θερμότητας για τη θερμοδυναμική ανάλυση των αεροφυλακίων είναι ακριβής σε ικανοποιητικό βαθμό, όπως αναφέρει ο Graze (1968), οι περισσότερες μεταγενέστερες μελέτες συνέχισαν να χρησιμοποιούν εμπειρικές σχέσεις. Αυτό συνέβη κυρίως λόγω της δυσκολίας που παρουσιάζει η εφαρμογή της μεθόδου και του γεγονότος ότι οι ερευνητές έδιναν βαρύτητα σε άλλα πιο κρίσιμα θέματα που αφορούν τον σχεδιασμό.
7. Η αδιαβατική συμπεριφορά του αέρα στο εσωτερικό του αεροφυλακίου έχει ως αποτέλεσμα τη χαμηλή αντίσταση της ροής στο στόμιο εισόδου του αεροφυλακίου και συνεπώς τη δημιουργία υψηλών ταλαντώσεων της πίεσης στο εσωτερικό του. Σημειώνεται ότι αεροφυλάκια μεγάλων διαστάσεων έχουν παρατηρηθεί να συμπεριφέρονται αδιαβατικά.
8. Η ισοθερμική συμπεριφορά του αέρα στο εσωτερικό του αεροφυλακίου έχει ως αποτέλεσμα την υψηλή αντίσταση της ροής στο στόμιο εισόδου του αεροφυλακίου, με αποτέλεσμα την ανάπτυξη μικρών πιέσεων στο εσωτερικό του. Σημειώνεται ότι αεροφυλάκια μικρών διαστάσεων έχουν παρατηρηθεί να συμπεριφέρονται αδιαβατικά.
9. Η αντίσταση της ροής στο στόμιο εισόδου βρέθηκε πως επηρεάζει περισσότερο το κόστος σχεδιασμού του αεροφυλακίου στα συστήματα χαμηλών υδραυλικών απωλειών από ότι στα συστήματα υψηλών υδραυλικών απωλειών.
10. Τα διαγράμματα σχεδίασης ήταν ουσιαστικά περιορισμένα σε περιπτώσεις απλών υδραυλικών συστημάτων. Ο Fok το 1978 υποστήριξε ότι η εφαρμογή τους σε δίκτυα σωληνώσεων είναι δυνατή, αλλά τότε δεν παρουσιάστηκε στην πράξη. Η εφαρμογή τους απαιτεί τον ορισμό ενός αγωγού που στη

μόνιμη κατάσταση λειτουργίας έχει ισοδύναμη κινητική ενέργεια με αυτή του δικτύου.

11. Βελτιστοποιήσεις βασισμένες σε διβάθμιους γενετικούς αλγόριθμους, μεθόδων που ακολουθούν τη θεωρία της ελαστικής στήλης υγρού και απαιτούν υψηλή υπολογιστική ισχύ, μπορούν να χρησιμοποιηθούν για τη διαστασιολόγηση αεροφυλακίων απλών αγωγών και μικρών δικτύων διανομής, προσφέροντας έτσι μια πιο ακριβή και λεπτομερή μέθοδο από αυτή των διαγραμμάτων σχεδίασης.
12. Μολονότι η προσέγγιση του προβλήματος με χρήση βελτιστοποιήσεων βασισμένων σε διβάθμιους γενετικούς αλγόριθμους μπορεί να εφαρμοστεί σε μεγάλα δίκτυα διανομής ύδατος, προκύπτει το παρακάτω πρακτικό πρόβλημα: Η ανάγκη για αρκετές εκατοντάδες προσομοιώσεις των μεταβατικών φαινομένων, μέσα στα πλαίσια της βελτιστοποίησης, προκαλεί απαγορευτικά υψηλό υπολογιστικό κόστος, καθιστώντας τη λύση αυτή πρακτικά ανέφικτη.

2.2.2. Υπολογιστικές Μέθοδοι

Στα μέσα του 20ου αιώνα αναπτύχθηκαν πολύπλοκες μέθοδοι μέσω των οποίων κατέστη δυνατός ο προσδιορισμός των υπερπίεσεων και των υποπίεσεων που προκαλεί το υδραυλικό πλήγμα. Ένας πρώτος διαχωρισμός μπορεί να γίνει με το βαθμό ακρίβειας που επιτυγχάνει η κάθε μέθοδος. Έτσι προκύπτουν δύο κατηγορίες μεθόδων: **οι ακριβείς μέθοδοι και οι προσεγγιστικές μέθοδοι.**

Οι προσεγγιστικές μέθοδοι αποτελούνται κυρίως από υπολογιστικά διαγράμματα ή από υπολογιστικούς πίνακες που έχουν συνταχθεί ύστερα από επεξεργασία πειραματικών αποτελεσμάτων, ή εφαρμογή κάποιας προσεγγιστικής μεθοδολογίας, ή κατόπιν αναλογικής προσομοίωσης. Στη συνέχεια θα γίνει μια σύντομη παρουσίαση των ακριβών μεθόδων.

Η *αριθμητική μέθοδος* εφαρμοζόταν μέχρι το 1930, οπότε και άρχισε η ευρεία εφαρμογή των γραφικών μεθόδων. Η μέθοδος αυτή δε λαμβάνει υπόψη τις απώλειες λόγω τριβών και θεωρεί μόνο την περίπτωση οριζοντίου αγωγού. Συγκεκριμένα η εξίσωση Joukowsky που δίνει την αύξηση της πίεσης λόγω της μεταβολής της ταχύτητας, λύνεται για συγκεκριμένες οριακές συνθήκες, οι οποίες εκφράζονται σε απλές μορφές. Τα αποτελέσματα συγκεντρώνονται σε ένα πίνακα και ταξινομούνται ανά χρονικό βήμα, έτσι ώστε να γίνεται αντιληπτή η εξέλιξη του υπό μελέτη κύματος. Η μέθοδος αυτή απαιτεί μικρή υπολογιστική ισχύ και απλή θεωρητική προσέγγιση του προβλήματος. Το μειονέκτημα της μεθόδου είναι ότι απαιτείται ο έλεγχος των οριακών συνθηκών (ο νόμος κλεισίματος της βαλβίδας).

Η *γραφαναλυτική μέθοδος Schnyder-Bergeron* η οποία παρουσιάστηκε αρχικά από τον Loewy και αναπτύχθηκε από τους Schnyder και Bergeron την περίοδο 1930-1935. Η μέθοδος αυτή δε λαμβάνει υπόψη τις απώλειες λόγω τριβών κατά τη θεωρητική ανάλυση, αλλά παρέχει τη δυνατότητα να συμπεριληφθούν στους υπολογισμούς ως εντοπισμένες αντιστάσεις μέσω διαδικασίας διόρθωσης. Η μέθοδος παρέχει επίσης τη δυνατότητα υπολογισμού των απωλειών πίεσης κατά μήκος του αγωγού, αλλά και τοπικά σε ορισμένα σημεία, καθώς και των μετασχηματισμών της κινητικής ενέργειας σε δυναμική. Η διαδικασία υπολογισμού των απωλειών πίεσης είναι κοινό τμήμα και άλλων υπολογιστικών μεθόδων όπως η μέθοδος των κυμάτων υπολογισμού και η μέθοδος των χαρακτηριστικών, οι οποίες θα παρουσιαστούν στη συνέχεια. Πρέπει να σημειωθεί ότι η μέθοδος αυτή αποτελεί την πιο απλή και πρακτική μέθοδο ανάλυσης της ασταθούς ροής στις υδροδυναμικές εγκαταστάσεις μετά το 1930. Σαν πλεονέκτημα της μεθόδου μπορεί να θεωρηθεί η παραστατικότητα

που προσφέρει κατά τη διάρκεια της μελέτης του φαινομένου. Επίσης επιτρέπει τη χρήση διαφόρων οριακών συνθηκών. Τα κυριότερα μειονεκτήματα της μεθόδου είναι ότι σημαντικά σφάλματα ενδέχεται να υπεισέλθουν στους υπολογισμούς κατά τη διάρκεια της γραφικής επίλυσης καθώς επίσης και το επίπονο της εφαρμογής της, ιδιαίτερα σε πολύπλοκες εγκαταστάσεις.

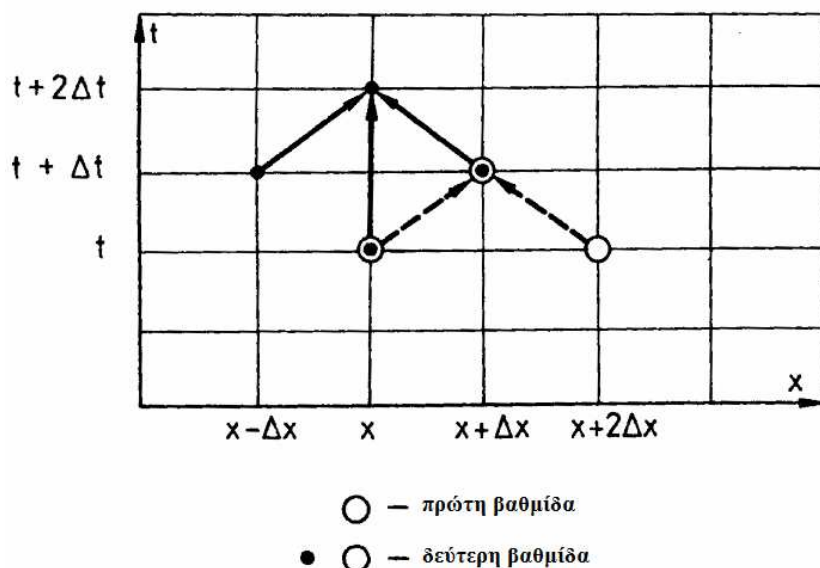
Η μέθοδος των φυσικών κυμάτων είναι από μαθηματικής άποψης ίδια με την αρχή της επαλληλίας. Σύμφωνα με αυτή τη μέθοδο προκειμένου να υπολογιστεί η ροή σε ένα δεδομένο τμήμα του υδραυλικού συστήματος, μια δεδομένη χρονική στιγμή, πρέπει να ληφθούν υπόψη οι επιδράσεις των κατάντι (με κατεύθυνση προς τον τομέα) και των ανάντι (με κατεύθυνση από τον τομέα) κυμάτων στην αρχική κατάσταση λειτουργίας. Το πλεονέκτημα της μεθόδου είναι η απλότητά της και το μικρό πλήθος υπολογισμών που απαιτούνται.

Η μέθοδος των κυμάτων υπολογισμού μπορεί να θεωρηθεί ως μια παραλλαγή της μεθόδου των χαρακτηριστικών. Σύμφωνα με αυτή τη μέθοδο, η μετάδοση των κυμάτων πίεσης $\zeta_0(H)$ και ταχύτητας $\zeta_0(V)$ αντικαθιστώνται με τη μετάδοση κάποιων σταθερών μαθηματικών εκφράσεων οι οποίες περιέχουν τις γενικές τιμές των παραμέτρων H και V και όχι τις μεταβολές αυτών των παραμέτρων. Ο Riemann έλυσε γραφικά αυτό το πρόβλημα για την περίπτωση επίπεδης επιφάνειας και οι Schnyder και Bergeron το συνέθεσαν για την περίπτωση του υδραυλικού πλήγματος. Αξίζει να σημειωθεί ότι αυτή η μέθοδος αποτελεί τη βάση κάποιων αριθμητικών μεθόδων υπολογισμού του υδραυλικού πλήγματος.

Η αλγεβρική μέθοδος είναι μια ακόμα παραλλαγή της μεθόδου των χαρακτηριστικών. Χρησιμοποιεί τις δύο εξισώσεις των οριακών συνθηκών κατά μήκος όλου του αγωγού. Έτσι, για κάθε αγωγό του υπό μελέτη υδροδυναμικού συστήματος υπάρχουν προς επίλυση δύο μη γραμμικές αλγεβρικές εξισώσεις. Οι δύο εξισώσεις για τον κάθε αγωγό σε συνδυασμό με τις οριακές συνθήκες επιτρέπει τον προσδιορισμό των λύσεων χρησιμοποιώντας ίσα χρονικά διαστήματα. Αν ο όρος των υδραυλικών απωλειών αγνοηθεί τότε από μαθηματική σκοπιά η αλγεβρική μέθοδος είναι ισοδύναμη με τη γραφική μέθοδο.

Η μέθοδος της σύνθετης αντίστασης είναι λιγότερο γνωστή αφού είναι κατάλληλη μόνο για περιοδική ασταθή ροή. Η μέθοδος στηρίζεται στην θεωρία των ηλεκτρικών δικτύων και χρησιμοποιεί τον όρο των απωλειών στη μη γραμμική μορφή του για την ενδιάμεση τιμή της ταχύτητας και τη γραμμικοποιημένη έκφρασή του για την ταλαντωτική συνιστώσα. Το πλεονέκτημα της μεθόδου είναι η εύκολη εφαρμογή της στην ανάλυση ενός δικτύου σωληνώσεων και η δυνατότητα υπολογισμού της βασικής περιόδου και των αρμονικών της. Επιπρόσθετα απαιτείται μικρός υπολογιστικός χρόνος για την επίλυση και οι πολύπλοκες οριακές συνθήκες μπορούν να αντιμετωπιστούν με χρήση σειρών Fourier.

Η μέθοδος πεπερασμένων διαφορών Lax-Wendorff χρησιμοποιείται κυρίως για τον υπολογισμό της μη μόνιμης ροής σε υδραυλικά συστήματα με ανοικτούς αγωγούς, αλλά ικανοποιητικά αποτελέσματα προκύπτουν έπειτα από την εφαρμογή της για τη μελέτη ασταθούς ροής σε υδροδυναμικές εγκαταστάσεις, περιπτώσεων διασπαστικής ροής αέρα-νερού και φαινομένων σπηλαιώσεως με αποκόλληση της υγρής στήλης. Κατά την εφαρμογή της μεθόδου οι εξισώσεις της ροής γράφονται σε διαφορική μορφή και το υπολογιστικό περίγραμμα που εφαρμόζεται αποτελείται από δύο βαθμίδες και η ακρίβειά του είναι 2ης τάξης. Η πρώτη βαθμίδα χρησιμοποιεί το υπολογιστικό περίγραμμα του Lax με πρώτης τάξης προσέγγιση του χρονικού διαστήματος $(t, t + \Delta t)$ και η δεύτερη βαθμίδα εφαρμόζεται κατά τη διάρκεια του χρονικού διαστήματος $(t, t + \Delta t)$ με προσέγγιση 2ης τάξης.



Σχήμα 2.9. Υπολογιστικό περίγραμμα της μεθόδου *Lax-Wendroff* [27, σελ. 8].

Το πλεονέκτημα της μεθόδου είναι η δυνατότητα που παρέχει για τον υπολογισμό των κυμάτων πίεσης (δεδομένων κάποιων ασυνεχειών), αλλά επιδέχεται διορθώσεις με τη βοήθεια κάποιων συντελεστών διόρθωσης οι οποίοι μπορούν να προσδιοριστούν μέσω πειραμάτων.

Η μέθοδος των χαρακτηριστικών, η οποία αποτελεί την ακριβέστερη μέθοδο, θα παρουσιαστεί σε επόμενη παράγραφο.

2.2.3. Βασικές εξισώσεις υδραυλικού πλήγματος

Στην περίπτωση υδραυλικού πλήγματος η ταχύτητα u του διακινούμενου υγρού είναι συνάρτηση του χρόνου t και της θέσης x κατά μήκος του αγωγού, δηλαδή $u=u(x,t)$, ακόμη και όταν ο αγωγός είναι ομοιόμορφης διατομής. Όπως ελέχθη και στην εισαγωγή, το όργανο που προκάλεσε τη μεταβολή της κατάστασης λειτουργίας γίνεται εστία της διαταραχής, η οποία οδεύει στο δίκτυο προς όλες τις δυνατές κατευθύνσεις με ταχύτητα αντίστοιχη της ταχύτητας του ήχου. Άρα τα στοιχεία του ρευστού στα οποία δεν έχει φτάσει ακόμα το μέτωπο της διαταραχής, δεν έχουν αντιληφθεί την αλλαγή της κατάστασης που προκλήθηκε στην εστία της διαταραχής και διατηρούν προσωρινά την αρχική τους κατάσταση, όπως ακριβώς συμβαίνει και με την μετάδοση του ήχου.

Η ανάλυση του υδραυλικού πλήγματος ακολουθεί τη θεωρία της ελαστικής στήλης υγρού και βασίζεται στην εφαρμογή των εξισώσεων της ορμής και της συνέχειας σε ένα στοιχειώδες τμήμα του αγωγού, σε κάθε διατομή του οποίου υποτίθεται ότι επικρατούν ομοιόμορφες συνθήκες (μονοδιάστατη προσέγγιση). Οι ανεξάρτητες μεταβλητές του προβλήματος σε μια δεδομένη εγκατάσταση είναι το μήκος x κατά μήκος του αγωγού, το οποίο μετράται από μια αυθαίρετη αρχή αναφοράς, και ο χρόνος t που μετράται από μια αυθαίρετη χρονική στιγμή, συνήθως την χρονική στιγμή κατά την οποία αρχίζει η αλλαγή της αρχικής κατάστασης. Οι εξαρτημένες μεταβλητές είναι η ταχύτητα $u(x,t)$ ή η αντίστοιχη παροχή $Q(x,t)$ και η πίεση $H(x,t)$.

2.2.3.1. Εφαρμογή της εξίσωσης της ορμής

Σε τμήμα μήκους dx του αγωγού εφαρμόζεται η εξίσωση της ορμής κατά τη διεύθυνση x (διεύθυνση αγωγού) (Σχ. 2.9). Οι δυνάμεις που αναπτύσσονται στο στοιχείο του ρευστού οφείλονται στη στατική πίεση, στη συνιστώσα του βάρους του κατά τη διεύθυνση x και στη διατμητική τάση (τριβή) και θα πρέπει να εξισορροπούνται από την μεταβολή της ορμής της μάζας του ρευστού που περικλείεται στην εξεταζόμενη επιφάνεια αναφοράς, έτσι ώστε να ικανοποιείται η εξίσωση της ορμής.

Οι δύο διατομές του στοιχειώδους τμήματος μήκους dx χαρακτηρίζονται με τα γράμματα B και C και υποτίθεται ότι η διαταραχή οδεύει από τη διατομή B προς τη διατομή C. Αν η επιφάνεια της διατομής B έχει τιμή A τότε η τιμή της επιφάνειας της διατομής C θα είναι ίση με $A + \frac{\partial A}{\partial x} \cdot dx$, έχοντας λάβει υπόψη την ελαστικότητα του αγωγού σύμφωνα με τη θεωρία της ελαστικής στήλης υγρού.

Η στατική πίεση στη διατομή B είναι ίση με $p_B = \rho \cdot g \cdot (H - z)$, όπου z η στάθμη της διατομής B ως προς μια αυθαίρετη στάθμη αναφοράς και H η πιεζομετρική πίεση που ισούται με $H = \frac{P}{\rho \cdot g} + z$, όπου p η στατική πίεση και ρ η

πυκνότητα του ρευστού. Στη διατομή C η στατική πίεση θα ισούται με

$$p_C = \rho \cdot g \cdot \left[H - z + \left(\frac{\partial H}{\partial x} \cdot dx + \sin \theta \right) \cdot dx \right], \text{ όπου } \theta \text{ είναι η κλίση του τμήματος BC του}$$

αγωγού ως προς την οριζόντια (Σχ. 2.10). Στον υπολογισμό της στατικής πίεσης στη διατομή C υποθέσαμε ότι η πυκνότητα του ρευστού παραμένει σταθερή κατά μήκος του αγωγού αφού η συμπιεστότητα των ρευστών είναι αμελητέα.

Η δύναμη που ασκείται στη διατομή B λόγω στατικής πίεσης ισούται με

$\vec{P}_B = \rho \cdot g \cdot A \cdot (H - z)$ και έχει την κατεύθυνση της ταχύτητας u με την οποία κινείται το ρευστό, όπως φαίνεται και στο Σχ. 2.9.

Ομοίως η δύναμη που ασκείται στη διατομή C λόγω στατικής πίεσης ισούται

με $\vec{P}_C = -\rho \cdot g \cdot \left(A + \frac{\partial A}{\partial x} \cdot dx \right) \cdot \left[H - z + \left(\frac{\partial H}{\partial x} + \sin \theta \right) \cdot dx \right]$ με κατεύθυνση αντίθετη της

ταχύτητας u , όπως φαίνεται και στο Σχ. 2.9.

Στο κέντρο βαρύτητας του τμήματος BC εφαρμόζεται η δύναμη της

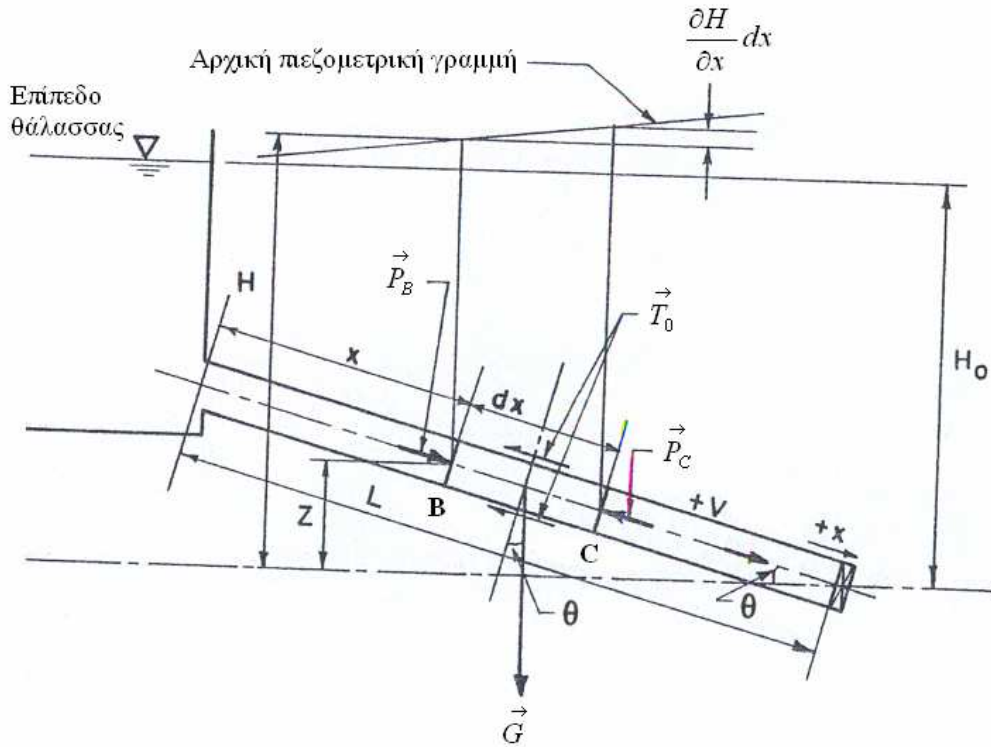
βαρύτητας που ισούται με $\vec{G} \cong \rho \cdot g \cdot \left(A + \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial A}{\partial x} \cdot dx \right) \cdot dx$ και η οποία έχει συνιστώσα

ως προς τη διεύθυνση x ίση με $\vec{G}_x = \vec{G} \cdot \sin \theta$.

Στα τοιχώματα του αγωγού, έστω κυκλικής διατομής διαμέτρου D ,

αναπτύσσεται διατμητική τάση τ_0 με αποτέλεσμα να ασκείται στο τμήμα BC δύναμη

ίση με $\vec{T}_0 = -\tau_0 \cdot \pi \cdot D \cdot dx$ με κατεύθυνση αντίθετη της ταχύτητας u , όπως φαίνεται και στο Σχ. 2.10.



Σχήμα 2.10. Εξέταση στοιχειώδους τμήματος αγωγού μήκους dx και εφαρμογή του θεωρήματος της ορμής [32, σελ. 81].

Σύμφωνα με όσα αναπτύχθηκαν στις προηγούμενες παραγράφους η συνισταμένη $\vec{\Sigma F}$ των δυνάμεων που ασκούνται στο στοιχειώδες τμήμα BC θα ισούται με:

$$\begin{aligned} \vec{\Sigma F} = \vec{P}_B + \vec{P}_C + \vec{G}_x + \vec{T}_0 &= \left[\rho \cdot g \cdot A \cdot (H - z) - \rho \cdot g \cdot \left(A + \frac{\partial A}{\partial x} \cdot dx \right) \cdot \left[H - z + \left(\frac{\partial H}{\partial x} + \sin \theta \right) \cdot dx \right] \right] + \\ &+ \left[\rho \cdot g \cdot \left(A + \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial A}{\partial x} \cdot dx \right) \cdot \sin \theta \cdot dx \right] + [-\tau_o \cdot \pi \cdot D \cdot dx] = \\ &= -\rho \cdot g \cdot A \cdot \left(\frac{\partial H}{\partial x} + \sin \theta \right) \cdot dx - \rho \cdot g \cdot (H - z) \cdot \frac{\partial A}{\partial x} \cdot dx - \underbrace{\rho \cdot g \cdot \frac{\partial A}{\partial x} \cdot dx \cdot \left(\frac{\partial H}{\partial x} + \sin \theta \right) \cdot dx}_0 + \\ &+ \rho \cdot g \cdot A \cdot \sin \theta \cdot dx + \underbrace{\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot g \cdot \sin \theta \cdot \frac{\partial A}{\partial x} \cdot dx \cdot dx}_0 - \tau_o \cdot \pi \cdot D \cdot dx = \end{aligned}$$

$$= -\rho \cdot g \cdot A \cdot \frac{\partial H}{\partial x} \cdot dx - \rho \cdot g \cdot (H - z) \cdot \frac{\partial A}{\partial x} \cdot dx - \tau_o \cdot \pi \cdot D \cdot dx \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \vec{\Sigma F} = -\rho \cdot g \cdot \left(A \cdot \frac{\partial H}{\partial x} + (H - z) \cdot \frac{\partial A}{\partial x} \right) \cdot dx - \tau_o \cdot \pi \cdot D \cdot dx$$

όπου στον υπολογισμό της $\vec{\Sigma F}$ αμελήθηκαν τα διαφορικά ανώτερης τάξης.

Από την εφαρμογή του θεωρήματος της ορμής έχουμε:

$$\vec{\Sigma F} = \frac{\partial(dm \cdot u)}{\partial t} = dm \cdot \frac{du}{dt} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow -\rho \cdot g \cdot \left(A \cdot \frac{\partial H}{\partial x} + (H - z) \cdot \frac{\partial A}{\partial x} \right) \cdot dx - \tau_o \cdot \pi \cdot D \cdot dx = \rho \cdot A \cdot dx \cdot \frac{du}{dt} \quad (2.1)$$

Η τελευταία σχέση απλοποιείται περισσότερο ύστερα από την παρατήρηση ότι

$\rho \cdot g \cdot (H - z) \cdot \frac{\partial A}{\partial x} \cdot dx \ll \rho \cdot g \cdot A \cdot \frac{\partial H}{\partial x} \cdot dx$, δεδομένου πως $\frac{\partial A}{\partial x} \cdot dx \ll \frac{\partial H}{\partial x} \cdot dx$, αφού η μεταβολή της επιφάνειας είναι αμελητέα σε σύγκριση με τη μεταβολή της πιεζομετρικής πίεσης κατά μήκος του αγωγού. Η σχέση (2.1) γίνεται:

$$\rho \cdot g \cdot A \cdot \frac{\partial H}{\partial x} \cdot dx + \tau_o \cdot \pi \cdot D \cdot dx + \rho \cdot A \cdot dx \cdot \frac{du}{dt} = 0 \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \left(\rho \cdot g \cdot A \cdot \frac{\partial H}{\partial x} + \tau_o \cdot \pi \cdot D + \rho \cdot A \cdot \frac{du}{dt} \right) \cdot dx = 0 \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \rho \cdot g \cdot A \cdot \frac{\partial H}{\partial x} + \tau_o \cdot \pi \cdot D + \rho \cdot A \cdot \frac{du}{dt} = 0 \quad (2.2)$$

Η επιφάνεια της διατομής κυκλικού αγωγού ισούται με $A = \pi \cdot \frac{D^2}{4}$ και διαιρώντας τη σχέση (2.2) με $\rho \cdot A$ έχουμε:

$$g \cdot \frac{\partial H}{\partial x} + \frac{4 \cdot \tau_o}{\rho \cdot D} + \frac{du}{dt} = 0 \quad (2.3)$$

Για την περίπτωση μόνιμης τυρβώδους ροής η διατμητική τάση ισούται με

$\tau_o = \rho \cdot f \cdot \frac{u^2}{8}$. Δεχόμαστε ότι η σχέση αυτή ισχύει και για τη μη μόνιμη ροή (γεγονός που έχει επιβεβαιωθεί και πειραματικά) και η σχέση (3.3) γίνεται:

$$g \cdot \frac{\partial H}{\partial x} + \frac{du}{dt} + f \cdot \frac{u^2}{2 \cdot D} = 0 \quad (2.4)$$

Το ολικό διαφορικό $\frac{du}{dt}$ αναλύεται ως εξής:

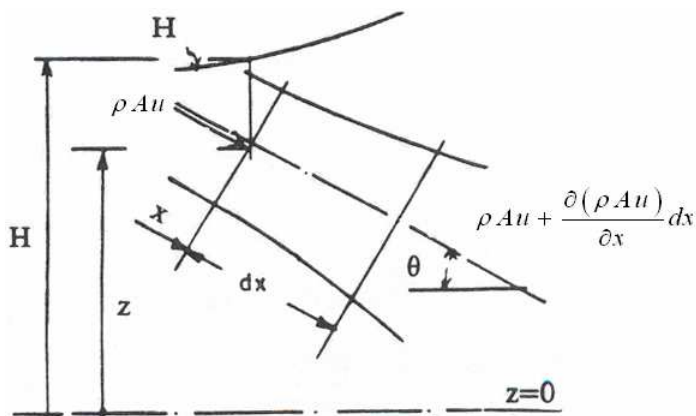
$$\frac{du}{dt} = \frac{\partial u}{\partial x} \cdot \frac{\partial x}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial t} = u \cdot \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial t} \quad (2.5)$$

Με χρήση της σχέσης (3.5) και γράφοντας τον τελευταίο όρο της (3.4) έτσι ώστε η αντίστοιχη δύναμη να είναι πάντα αντίθετης φοράς προς αυτή της ταχύτητας u , η σχέση (3.4) γίνεται:

$$F_{\text{OPM}} = g \cdot \frac{\partial H}{\partial x} + u \cdot \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial t} + f \cdot \frac{u \cdot |u|}{2 \cdot D} = 0 \quad (2.6)$$

2.2.3.2. Εφαρμογή της εξίσωσης της συνέχειας

Σε τμήμα μήκους dx του αγωγού εφαρμόζεται η εξίσωση της συνέχειας κατά τη διεύθυνση x (διεύθυνση αγωγού) (Σχ. 2.11). Θεωρούμε ότι η συμπίεστικότητα του υγρού είναι μικρή (δηλαδή $d\rho \ll \rho$), το μέτρο ελαστικότητας E του υλικού του αγωγού είναι πολύ μεγάλο και η παραμόρφωση του υλικού λόγω της στατικής πίεσης δεν υπερβαίνει την ελαστική περιοχή. Κατά την εφαρμογή πρέπει να λάβουμε υπόψη ότι ο αγωγός μπορεί να παραμορφωθεί και κατά την αξονική του διεύθυνση και συνεπώς το τμήμα dx πρέπει να είναι συνάρτηση του χρόνου, δηλ. $dx = dx(t)$.



Σχήμα 2.11. Στοιχειώδης όγκος αναφοράς για την εφαρμογή της αρχής της συνέχειας [3, σελ. 188].

Σύμφωνα με την αρχή της συνέχειας η παροχή μάζας που εισέρχεται στον όγκο αναφοράς θα πρέπει να είναι ίση με το άθροισμα της παροχής μάζας που εξέρχεται και του ρυθμού μεταβολής της μάζας στο εσωτερικό του όγκου αναφοράς.

Δηλαδή:

$$\begin{aligned}
 \rho \cdot A \cdot u &= \rho \cdot A \cdot u + \frac{\partial(\rho \cdot A \cdot u)}{\partial x} \cdot dx + \frac{\partial(\rho \cdot A \cdot dx)}{\partial t} \Rightarrow \\
 \Rightarrow \frac{\partial(\rho \cdot A \cdot u)}{\partial x} \cdot dx + \frac{\partial(\rho \cdot A \cdot dx)}{\partial t} &= 0 \Rightarrow \\
 \Rightarrow \left(A \cdot u \cdot \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho \cdot u \cdot \frac{\partial A}{\partial x} + A \cdot \rho \cdot \frac{\partial u}{\partial x} \right) \cdot dx + \left(A \cdot dx \cdot \frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \cdot dx \cdot \frac{\partial A}{\partial t} + \rho \cdot A \cdot \frac{\partial(dx)}{\partial t} \right) &= 0 \Rightarrow \\
 \Rightarrow \left(\frac{u}{\rho} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial x} + \frac{u}{A} \cdot \frac{\partial A}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \left(\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{A} \cdot \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{1}{dx} \cdot \frac{\partial(dx)}{\partial t} \right) &= 0 \Rightarrow \\
 \Rightarrow \frac{1}{\rho} \cdot \left(u \cdot \frac{\partial \rho}{\partial x} + \frac{\partial \rho}{\partial t} \right) + \frac{1}{A} \cdot \left(u \cdot \frac{\partial A}{\partial x} + \frac{\partial A}{\partial t} \right) + \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{dx} \cdot \frac{\partial(dx)}{\partial t} &= 0 \quad (2.7)
 \end{aligned}$$

Για τα ολικά διαφορικά της πυκνότητας ρ και της διατομής A ισχύουν:

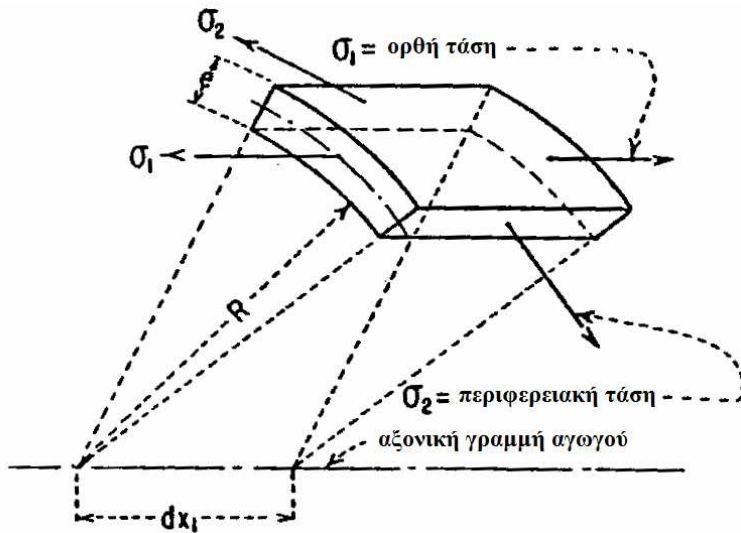
$$\frac{d\rho}{dt} = u \cdot \frac{\partial \rho}{\partial x} + \frac{\partial \rho}{\partial t} \quad \text{και} \quad \frac{dA}{dt} = u \cdot \frac{\partial A}{\partial x} + \frac{\partial A}{\partial t}$$

Επίσης $\frac{\partial(dx)}{\partial t} = \frac{d(dx)}{dt}$, αφού έχουμε θεωρήσει ότι το στοιχειώδες μήκος dx είναι συνάρτηση μόνο του χρόνου t .

Με βάση τα παραπάνω η σχέση (2.7) μετατρέπεται ως εξής:

$$\boxed{\frac{1}{\rho} \cdot \frac{d\rho}{dt} + \frac{1}{A} \cdot \frac{dA}{dt} + \frac{1}{dx} \cdot \frac{d(dx)}{dt} + \frac{\partial u}{\partial x} = 0} \quad (2.8)$$

Στη σχέση (2.8) ο πρώτος όρος οφείλεται στη συμπιεστότητα του υγρού, ενώ ο δεύτερος και ο τρίτος όρος στην ελαστικότητα των τοιχωμάτων του αγωγού. Θεωρούμε τμήμα αγωγού κυκλικής διατομής διαμέτρου $D = 2 \cdot R$ και πάχους τοιχωμάτων $e \ll D$ (Σχ. 2.11). Στη συνέχεια θα εκφράσουμε τους όρους αυτούς συναρτήσει της εσωτερικής πίεσης p που ασκεί το υγρό στα τοιχώματα του αγωγού και των ορθών τάσεων σ_1 (αξονική) και σ_2 (περιφερειακή) που αναπτύσσονται λόγω της p .



Σχήμα 2.12. Στοιχειώδες τμήμα του κελύφους του αγωγού [26, σελ.12].

Ανάλυση όρου $dp/(\rho \cdot dt)$ σχέσης (2.8): Η συμπιεστότητα του υγρού χαρακτηρίζεται από το μέτρο συμπιεστότητας:

$k = \rho \cdot \frac{dp}{d\rho}$, όπου p η εσωτερική πίεση και ρ η πυκνότητα του υγρού.

Αναλύοντας στην παραπάνω σχέση το ολικό διαφορικό $\frac{dp}{d\rho}$ σύμφωνα με τον κανόνα της αλυσίδας, έχουμε:

$$k = \rho \cdot \frac{dp}{dt} \cdot \frac{dt}{d\rho} \Rightarrow \frac{1}{\rho} \cdot \frac{d\rho}{dt} = \frac{1}{k} \cdot \frac{dp}{dt} \quad (2.9)$$

Ανάλυση όρου $dA/(A \cdot dt)$ σχέσης (2.8): Η στοιχειώδης μεταβολή dR της ακτίνας R ως αποτέλεσμα των στοιχειωδών μεταβολών των τάσεων σ_1 και σ_2 δίνεται από τη σχέση:

$$dR = \frac{R + \frac{e}{2}}{E} \cdot (d\sigma_2 - \mu \cdot d\sigma_1), \text{ όπου } E \text{ το μέτρο ελαστικότητας και } \mu \text{ ο συντελεστής}$$

Poisson του υλικού του αγωγού. Επειδή η ακτίνα R του αγωγού είναι πολύ

μεγαλύτερη από τον όρο $\frac{e}{2}$, όπου e το πάχος του τοιχώματος του αγωγού, έχουμε:

$$dR = \frac{R}{E} \cdot (d\sigma_2 - \mu \cdot d\sigma_1) \quad (2.10)$$

Χρησιμοποιώντας τη σχέση (2.10) παίρνουμε την παρακάτω σχέση για τον όρο

$$\frac{1}{A} \cdot \frac{dA}{dt};$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{A} \cdot \frac{dA}{dt} &= \frac{1}{\pi \cdot R^2} \cdot \frac{d(\pi \cdot R^2)}{dt} = \frac{1}{\pi \cdot R^2} \cdot 2 \cdot \pi \cdot R \cdot \frac{dR}{dt} = \frac{2}{R} \cdot \frac{R}{E} \cdot \left(\frac{d\sigma_2}{dt} - \mu \cdot \frac{d\sigma_1}{dt} \right) \Rightarrow \\ \Rightarrow \frac{1}{A} \cdot \frac{dA}{dt} &= \frac{2}{E} \cdot \left(\frac{d\sigma_2}{dt} - \mu \cdot \frac{d\sigma_1}{dt} \right) \end{aligned} \quad (2.11)$$

Ανάλυση όρου $d(dx)/(dx \cdot dt)$ σχέσης (2.8): Η στοιχειώδης μεταβολή $d(dx)$ του μήκους dx ως αποτέλεσμα των στοιχειωδών μεταβολών των τάσεων σ_1 και σ_2 δίνεται από τη σχέση:

$$d(dx) = \frac{dx}{E} \cdot (d\sigma_1 - \mu \cdot d\sigma_2) \quad (2.12)$$

Χρησιμοποιώντας τη σχέση (2.12) παίρνουμε την παρακάτω σχέση για τον όρο

$$\frac{1}{dx} \cdot \frac{d(dx)}{dt} :$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{dx} \cdot \frac{d(dx)}{dt} &= \frac{1}{dx} \cdot \frac{\frac{dx}{E} \cdot (d\sigma_1 - \mu \cdot d\sigma_2)}{dt} \Rightarrow \\ \Rightarrow \frac{1}{dx} \cdot \frac{d(dx)}{dt} &= \frac{1}{E} \cdot \left(\frac{d\sigma_1}{dt} - \mu \cdot \frac{d\sigma_2}{dt} \right) \end{aligned} \quad (2.13)$$

Με τη βοήθεια των σχέσεων (2.9), (2.11) και (2.13) η σχέση (2.8) μετασχηματίζεται ως εξής:

$$\begin{aligned} \frac{1}{k} \cdot \frac{dp}{dt} + \frac{2}{E} \cdot \left(\frac{d\sigma_2}{dt} - \mu \cdot \frac{d\sigma_1}{dt} \right) + \frac{1}{E} \cdot \left(\frac{d\sigma_1}{dt} - \mu \cdot \frac{d\sigma_2}{dt} \right) + \frac{\partial u}{\partial x} &= 0 \Rightarrow \\ \Rightarrow \frac{1}{k} \cdot \frac{dp}{dt} + \frac{1}{E} \cdot \left[\frac{d\sigma_2}{dt} \cdot (2 - \mu) + \frac{d\sigma_1}{dt} \cdot (1 - 2 \cdot \mu) \right] + \frac{\partial u}{\partial x} &= 0 \end{aligned} \quad (2.14)$$

Η στοιχειώδης χρονική μεταβολή της περιφερειακής ορθής τάσης σ_2 για αγωγό κυκλικής διατομής όταν $e \ll D$ δίνεται από τη σχέση:

$$\frac{d\sigma_2}{dt} = \frac{D}{2 \cdot e} \cdot \frac{dp}{dt}, \text{ παραλείποντας τα διαφορικά ανώτερης τάξης.} \quad (2.15)$$

Για τον υπολογισμό της στοιχειώδους χρονικής μεταβολής της αξονικής ορθής τάσης σ_1 για αγωγό κυκλικής διατομής όταν $e \ll D$ πρέπει να διακρίνουμε τις παρακάτω τρεις περιπτώσεις:

α) Ο αγωγός είναι ελεύθερος στο ένα άκρο και συγκρατείται μόνο από το άλλο. Στην περίπτωση αυτή ο αγωγός είναι δυνατό να μεταβάλλει το μήκος του, οπότε η στοιχειώδης χρονική μεταβολή της αξονικής τάση σ_1 δίνεται από τη σχέση:

$$\frac{d\sigma_1}{dt} = \frac{D}{4 \cdot e} \cdot \frac{dp}{dt} \quad (2.16)$$

Με χρήση των σχέσεων (2.15) και (2.16), η (2.14) γίνεται:

$$\begin{aligned} \frac{1}{k} \cdot \frac{dp}{dt} + \frac{1}{E} \cdot \left[\frac{D}{2 \cdot e} \cdot \frac{dp}{dt} \cdot (2 - \mu) + \frac{D}{4 \cdot e} \cdot \frac{dp}{dt} \cdot (1 - 2 \cdot \mu) \right] + \frac{\partial u}{\partial x} &= 0 \Rightarrow \\ \Rightarrow \frac{1}{k} \cdot \frac{dp}{dt} + \frac{1}{E} \cdot \left[\frac{D}{e} \cdot \frac{dp}{dt} - \mu \cdot \frac{D}{2 \cdot e} \cdot \frac{dp}{dt} + \frac{D}{4 \cdot e} \cdot \frac{dp}{dt} - \mu \cdot \frac{D}{2 \cdot e} \cdot \frac{dp}{dt} \right] + \frac{\partial u}{\partial x} &= 0 \Rightarrow \\ \Rightarrow \frac{1}{k} \cdot \frac{dp}{dt} + \frac{1}{E} \cdot \frac{D}{e} \cdot \frac{dp}{dt} \cdot \left[1 - \mu + \frac{1}{4} \right] + \frac{\partial u}{\partial x} &= 0 \Rightarrow \\ \Rightarrow \frac{1}{k} \cdot \frac{dp}{dt} \cdot \left(1 + \frac{k}{E} \cdot \frac{D}{e} \cdot c_1 \right) + \frac{\partial u}{\partial x} &= 0, \text{ όπου } c_1 = 5/4 - \mu \end{aligned} \quad (2.17)$$

β) Ο αγωγός είναι πακτωμένος και στα δύο άκρα του και συνεπώς είναι $d(dx) = 0$. Επομένως από τις σχέσεις (2.12) προκύπτει:

$$0 = \frac{dx}{E} \cdot (d\sigma_1 - \mu \cdot d\sigma_2) \Rightarrow d\sigma_1 = \mu \cdot d\sigma_2 \quad (2.18)$$

Με χρήση των σχέσεων (2.15) και (2.18), η σχέση (2.14) γίνεται:

$$\begin{aligned} \frac{1}{k} \cdot \frac{dp}{dt} + \frac{1}{E} \cdot \left[\frac{d\sigma_2}{dt} \cdot (2 - \mu) + \mu \cdot \frac{d\sigma_2}{dt} \cdot (1 - 2 \cdot \mu) \right] + \frac{\partial u}{\partial x} &= 0 \Rightarrow \\ \Rightarrow \frac{1}{k} \cdot \frac{dp}{dt} + \frac{1}{E} \cdot \frac{D}{2 \cdot e} \cdot \frac{dp}{dt} \cdot (2 - 2 \cdot \mu^2) + \frac{\partial u}{\partial x} &= 0 \Rightarrow \\ \Rightarrow \frac{1}{k} \cdot \frac{dp}{dt} \cdot \left(1 + \frac{k}{E} \cdot \frac{D}{e} \cdot c_1 \right) + \frac{\partial u}{\partial x} &= 0, \text{ όπου } c_1 = 1 - \mu^2 \end{aligned} \quad (2.19)$$

γ) Ο αγωγός είναι εφοδιασμένος με διασταλτικούς συνδέσμους. Επομένως $d\sigma_1 = 0$ και η σχέση (2.14) με χρήση της σχέσης (2.15) γίνεται:

$$\begin{aligned} \frac{1}{k} \cdot \frac{dp}{dt} + \frac{1}{E} \cdot \frac{d\sigma_2}{dt} \cdot (2 - \mu) + \frac{\partial u}{\partial x} &= 0 \Rightarrow \\ \Rightarrow \frac{1}{k} \cdot \frac{dp}{dt} + \frac{1}{E} \cdot \frac{D}{2 \cdot e} \cdot \frac{dp}{dt} \cdot (2 - \mu) + \frac{\partial u}{\partial x} &= 0 \Rightarrow \\ \Rightarrow \frac{1}{k} \cdot \frac{dp}{dt} \cdot \left(1 + \frac{k}{E} \cdot \frac{D}{e} \cdot \sigma_1 \right) + \frac{\partial u}{\partial x} &= 0, \text{ όπου } c_1 = 1 - \mu/2 \end{aligned} \quad (2.20)$$

Αν λάβουμε υπόψη τις τιμές του συντελεστή Poisson για τα συνήθη υλικά κατασκευής αγωγών από τον πίνακα του Σχ. 2.13, τότε από τις παραπάνω σχέσεις $c_1(\mu)$ διαπιστώνουμε ότι ο συντελεστής c_1 δεν επηρεάζεται ιδιαίτερα από το μ και συνεπώς από τον τρόπο στήριξης του αγωγού.

Material	Poisson's ratio	Modulus of elasticity (N/m ²)
Aluminum	0.33	7.30 E + 10
Asbestos-cement	0.30	2.30 E + 10
Brass	0.34	1.03 E + 11
Copper	0.30	1.10 E + 11
Ductile iron	0.28	1.66 E + 11
Gray cast iron	0.28	1.03 E + 11
HDPE	0.45	1.0 E + 9 ^a
PVC	0.45	2.70 E + 9
Steel	0.30	2.07 E + 11

Σχήμα 2.13. Συντελεστής Poisson και μέτρο ελαστικότητας για διάφορα υλικά αγωγών [29, σελ. 141].

Αν ορίσουμε το μέγεθος

$$a = \frac{1}{\sqrt{\rho \cdot \left(\frac{1}{k} + \frac{D \cdot c_1}{E \cdot e} \right)}} \quad (2.21)$$

τότε είναι φανερή η ομοιότητα του μεγέθους με την ταχύτητα διάδοσης της διαταραχής που παρουσιάσαμε σε προηγούμενη παράγραφο. Συγκεκριμένα για $c_1 = 1$ η σχέση (2.21) μετατρέπεται στη σχέση του Korteweg.

Με χρήση της σχέσης (2.21), μία εκ των σχέσεων (2.17), (2.19), (2.20) μετατρέπεται ως εξής:

$$\frac{dp}{dt} \cdot \left(\frac{1}{k} + \frac{D \cdot \sigma_1}{E \cdot e} \right) + \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \Rightarrow \frac{dp}{dt} \cdot \frac{1}{\left(\frac{1}{k} + \frac{D \cdot \sigma_1}{E \cdot e} \right)^{-1}} + \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \Rightarrow$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow \frac{dp}{dt} \cdot \frac{1}{\rho} \cdot \frac{1}{\left(\rho \cdot \left(\frac{1}{k} + \frac{D \cdot \sigma_1}{E \cdot e}\right)\right)^{-1}} + \frac{\partial u}{\partial x} = 0 &\Rightarrow \frac{dp}{dt} \cdot \frac{1}{\rho} \cdot \left(\frac{1}{\sqrt{\left(\rho \cdot \left(\frac{1}{k} + \frac{D \cdot \sigma_1}{E \cdot e}\right)\right)^{-1}}} \right)^2 + \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \Rightarrow \\ \Rightarrow \frac{1}{\rho \cdot a^2} \cdot \frac{dp}{dt} + \frac{\partial u}{\partial x} = 0 &\quad (2.22) \end{aligned}$$

Λαμβάνοντας υπόψη ότι η στατική πίεση ορίζεται ως $p = \rho \cdot g \cdot (H - z)$

μπορούμε να αναλύσουμε το ολικό διαφορικό $\frac{dp}{dt}$ ως εξής:

$$\frac{dp}{dt} = u \cdot \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial p}{\partial t} \Rightarrow \frac{dp}{dt} = u \cdot \rho \cdot g \cdot \left(\frac{\partial H}{\partial x} - \frac{\partial z}{\partial x} \right) + \rho \cdot g \cdot \frac{\partial H}{\partial t} \quad (2.23)$$

όπου $\frac{\partial z}{\partial x} = \frac{dz}{dx} = -\sin \theta$ (βλέπε Σχ. 2.10) και θ η κλίση του εξεταζόμενου τμήματος του αγωγού ως προς την οριζόντια ($\theta > 0$ για τη περίπτωση του Σχ. 2.10).

Με χρήση της σχέσης (2.23), η σχέση (2.22) γίνεται:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho \cdot a^2} \cdot \left[u \cdot \rho \cdot g \cdot \left(\frac{\partial H}{\partial x} - \frac{\partial z}{\partial x} \right) + \rho \cdot g \cdot \frac{\partial H}{\partial t} \right] + \frac{\partial u}{\partial x} = 0 &\Rightarrow \frac{u \cdot g}{a^2} \cdot \left(\frac{\partial H}{\partial x} + \sin \theta \right) + \frac{g}{a^2} \cdot \frac{\partial H}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \Rightarrow \\ \Rightarrow \boxed{F_{\text{SYNEX}} = u \cdot \left(\frac{\partial H}{\partial x} + \sin \theta \right) + \frac{\partial H}{\partial t} + \frac{a^2}{g} \cdot \frac{\partial u}{\partial x} = 0} &\quad (2.24) \end{aligned}$$

Για την περίπτωση του υδραυλικού πλήγματος ο πρώτος όρος της σχέσης (2.24) θεωρείται αμελητέος σε σύγκριση με τους άλλους δύο με αποτέλεσμα η σχέση (2.24) να γίνεται:

$$F_{\text{SYNEX}} = \frac{\partial H}{\partial t} + \frac{a^2}{g} \cdot \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (2.24')$$

Οι εξισώσεις (2.24) και (2.24') εκφράζουν την αρχή της συνέχειας για τη μη μόνιμη ροή έχοντας συμπεριλάβει τη συμπιεστότητα του αγωγού και την ελαστικότητα των τοιχωμάτων του αγωγού, ενώ η εξίσωση (2.6) εκφράζει τη θεμελιώδη εξίσωση της μηχανικής. Το σύστημα των μη γραμμικών διαφορικών εξισώσεων (2.6) και (2.24) δεν έχει γενική λύση, μπορεί όμως να επιλυθεί με τη μέθοδο των χαρακτηριστικών, εφαρμόζοντας αριθμητική μέθοδο πεπερασμένων διαφορών. Σημειώνεται ότι υπάρχει και η δυνατότητα γραφαναλυτικής επίλυσης (μέθοδος Bergeron) της απλοποιημένης μορφής των εξισώσεων (2.6) και (2.24) αμελώντας τους όρους που έχουν τη μικρότερη επίδραση. Στην εργασία αυτή θα ασχοληθούμε μόνο με την αριθμητική επίλυση του συστήματος των εξισώσεων του υδραυλικού πλήγματος μέσω της μεθόδου των χαρακτηριστικών.

2.2.4. Αρχή της μεθόδου των χαρακτηριστικών

Οι δύο διαφορικές εξισώσεις του υδραυλικού πλήγματος, δηλαδή οι εξισώσεις (2.6) και (2.24) είναι δυνατό να συνδυασθούν μέσω του άγνωστου πολλαπλασιαστού λ και να προκύψει η εξίσωση:

$$F = F_{\Sigma\text{YNEX}} + \lambda \cdot F_{\text{OPM}} = 0 \quad (2.25)$$

Για κάθε ζεύγος τιμών του λ προκύπτουν δύο εξισώσεις $F = 0$, οι οποίες έχουν τις ίδιες λύσεις $u(x,t)$ και $H(x,t)$ με τις αρχικές $F_{\Sigma\text{YNEX}} = 0$ και $F_{\text{OPM}} = 0$. Είναι όμως δυνατή η εύρεση δύο ιδιαίτερων τιμών του λ ώστε η επίλυση του προβλήματος να απλοποιείται σημαντικά. Με αναδιάταξη των όρων της σχέσης (2.25) έχουμε:

$$\begin{aligned} F &= u \cdot \left(\frac{\partial H}{\partial x} + \sin \theta \right) + \frac{\partial H}{\partial t} + \frac{a^2}{g} \cdot \frac{\partial u}{\partial x} + \lambda \cdot \left(g \cdot \frac{\partial H}{\partial x} + u \cdot \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial t} + f \cdot \frac{u \cdot |u|}{2 \cdot D} \right) = \\ &= \frac{\partial H}{\partial x} \cdot (u + \lambda \cdot g) + \frac{\partial u}{\partial x} \cdot \left(\frac{a^2}{g} + \lambda \cdot u \right) + \lambda \cdot \frac{\partial u}{\partial t} + u \cdot \sin \theta + \frac{\partial H}{\partial t} + \lambda \cdot f \cdot \frac{u \cdot |u|}{2 \cdot D} = \\ &= \left[\frac{\partial H}{\partial x} \cdot (u + \lambda \cdot g) + \frac{\partial H}{\partial t} \right] + \lambda \cdot \left[\frac{\partial u}{\partial x} \cdot \left(\frac{a^2}{\lambda \cdot g} + u \right) + \frac{\partial u}{\partial t} \right] + u \cdot \sin \theta + \lambda \cdot f \cdot \frac{u \cdot |u|}{2 \cdot D} = 0 \quad (2.25') \end{aligned}$$

Ο όρος $\left[\frac{\partial H}{\partial x} \cdot (u + \lambda \cdot g) + \frac{\partial H}{\partial t} \right]$ της σχέσης (2.25') είναι ίσος προς το ολικό διαφορικό $\frac{dH}{dt}$ αν ισχύει:

$$\frac{dx}{dt} = u + \lambda \cdot g \quad (2.26)$$

Αντίστοιχα ο όρος $\left[\frac{\partial u}{\partial x} \cdot \left(\frac{a^2}{\lambda \cdot g} + u \right) + \frac{\partial u}{\partial t} \right]$ είναι ίσος προς το ολικό διαφορικό $\frac{du}{dt}$ αν ισχύει:

$$\frac{dx}{dt} = u + \frac{a^2}{\lambda \cdot g} \quad (2.27)$$

Για να ικανοποιούνται ταυτόχρονα οι σχέσεις (2.26) και (2.27) πρέπει:

$$u + \lambda \cdot g = u + \frac{a^2}{\lambda \cdot g} \Rightarrow (\lambda \cdot g)^2 = a^2 \Rightarrow \lambda = \pm \frac{a}{g} \quad (2.28)$$

Η σχέση (2.28) αποτελεί τη συνθήκη έτσι ώστε τα μερικά διαφορικά της σχέσης (2.25') να μπορούν να αντικατασταθούν με ολικά διαφορικά. Έτσι για κάθε μία από τις δύο τιμές του λ προκύπτει μία διαφορική εξίσωση με ολικά διαφορικά και ένας περιορισμός. Συγκεκριμένα έχουμε:

Για $\lambda = +\frac{a}{g}$ η σχέση (25') γίνεται:

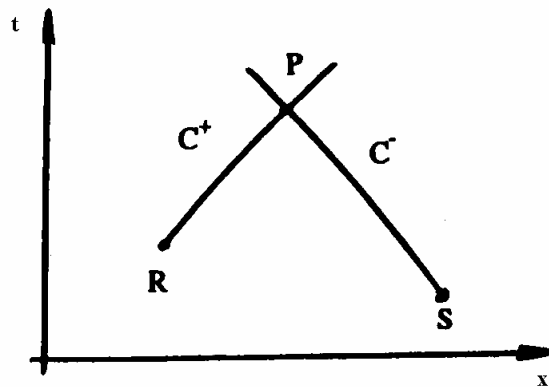
$$\frac{dH}{dt} + \frac{a}{g} \cdot \frac{du}{dt} + u \cdot \sin \theta + a \cdot f \cdot \frac{u \cdot |u|}{2 \cdot g \cdot D} = 0 \quad (2.29)$$

με τον περιορισμό $\frac{dx}{dt} = u + a$ (2.30)

Για $\lambda = -\frac{a}{g}$ η σχέση (25') γίνεται:

$$\frac{dH}{dt} - \frac{a}{g} \cdot \frac{du}{dt} + u \cdot \sin \theta - a \cdot f \cdot \frac{u \cdot |u|}{2 \cdot g \cdot D} = 0 \quad (2.31)$$

με τον περιορισμό $\frac{dx}{dt} = u - a$ (2.32)



Σχήμα 2.14. Αρχή της μεθόδου των χαρακτηριστικών [3, σελ. 192].

Η χρησιμότητα των σχέσεων (2.29), (2.30) και (2.31), (2.32) γίνεται φανερή αν επιχειρηθεί η λύση στο διάγραμμα (x,t) του Σχ. 2.14. Έστω ότι τα μεγέθη u και H είναι γνωστά σε δύο διατομές του αγωγού που χαρακτηρίζονται με τα σημεία R και S του διαγράμματος. Συνεπώς οι συντεταγμένες των R και S στο (x,t) είναι γνωστές. Η σχέση (2.30) με οριακή συνθήκη το σημείο R παριστάνεται στο (x,t) από την καμπύλη C^+ , κατά μήκος της οποίας ισχύει η εξίσωση (2.29). Αντίστοιχα, η σχέση (2.32) με οριακή συνθήκη το σημείο S παριστάνεται στο (x,t) από την καμπύλη C^- κατά μήκος της οποίας ισχύει η εξίσωση (2.31). Οι καμπύλες $C^+ : \frac{dx}{dt} = u + a$ και

$C^- : \frac{dx}{dt} = u - a$ ονομάζονται χαρακτηριστικές. Κάθε μία από τις εξισώσεις (2.29) και

(2.31) περιλαμβάνει δύο αγνώστους και ένα γνωστό σημείο σε κάθε χαρακτηριστική. Άρα στην τομή των χαρακτηριστικών C^+ και C^- , στο σημείο P του (x,t) με συντεταγμένες $P(x_p, t_p)$, οι δύο εξισώσεις (2.29) και (2.31) μπορούν να λυθούν ώστε να βρεθεί η ταχύτητα u_p και το ύψος H_p για τη χρονική στιγμή t_p . Στη συνέχεια οι συντεταγμένες x_p και t_p του σημείου P μπορούν να βρεθούν από την επίλυση του συστήματος των σχέσεων (2.30) και (2.32) αφού το P είναι κοινό σημείο των δύο χαρακτηριστικών. Γενικεύοντας τη διαδικασία που περιγράφηκε μπορούμε να συμπεράνουμε ότι η επίλυση γίνεται κατά μήκος των χαρακτηριστικών ξεκινώντας από γνωστές συνθήκες κατά τη χρονική στιγμή t με σκοπό να προσδιορίσουμε τα u και H τη χρονική στιγμή $t + dt$ και ούτω καθ' εξής. Αυτή είναι η αρχή της μεθόδου των χαρακτηριστικών με την εφαρμογή σχήματος πεπερασμένων διαφορών.

Αξίζει να σημειώσουμε την ομοιότητα που παρουσιάζουν οι εξισώσεις (2.29) και (2.31) με την εξίσωση Joukowsky. Πράγματι για την περίπτωση οριζόντιου αγωγού ($\theta = 0$) και αμελώντας τις υδραυλικές απώλειες ($f = 0$) οποιαδήποτε εκ των (2.29) και (2.31) καταλήγει στην εξίσωση Joukowsky. Ο όρος $u \cdot \sin \theta$ των εξισώσεων (2.29) και (2.30) παρουσιάζει την επίδραση της κλίσης του αγωγού και ο

όρος $a \cdot f \cdot \frac{u \cdot |u|}{2 \cdot g \cdot D}$ την επίδραση των υδραυλικών απωλειών.

2.2.5. Περιγραφή της μεθόδου των χαρακτηριστικών

Στη συνέχεια θα περιγράψουμε τις βασικές αρχές για την εφαρμογή της μεθόδου των χαρακτηριστικών μέσω της οποίας θα επιλυθούν οι εξισώσεις του υδραυλικού πλήγματος, εφαρμόζοντας αριθμητική μεθοδολογία πεπερασμένων διαφορών.

Στους υπολογισμούς που θα ακολουθήσουν θεωρούμε ότι η ταχύτητα u της ροής είναι αμελητέα σε σύγκριση με την ταχύτητα διάδοσης της διαταραχής a , δηλαδή $u \ll a$, οπότε οι χαρακτηριστικές (2.30) και (2.32) μετατρέπονται στις παρακάτω ευθείες:

$$\boxed{C^+ : \frac{dx}{dt} = +a} \quad (2.30')$$

$$\boxed{C^- : \frac{dx}{dt} = -a} \quad (2.32')$$

Η παραπάνω υπόθεση ισχύει σε πολύ ικανοποιητικό βαθμό στις τεχνικές εφαρμογές των υδροδυναμικών εγκαταστάσεων, αφού η μέση ταχύτητα της ροής u κυμαίνεται μεταξύ 2 και 7 m/s, ενώ η ταχύτητα διάδοσης της διαταραχής a είναι της τάξης των 1200 m/s.

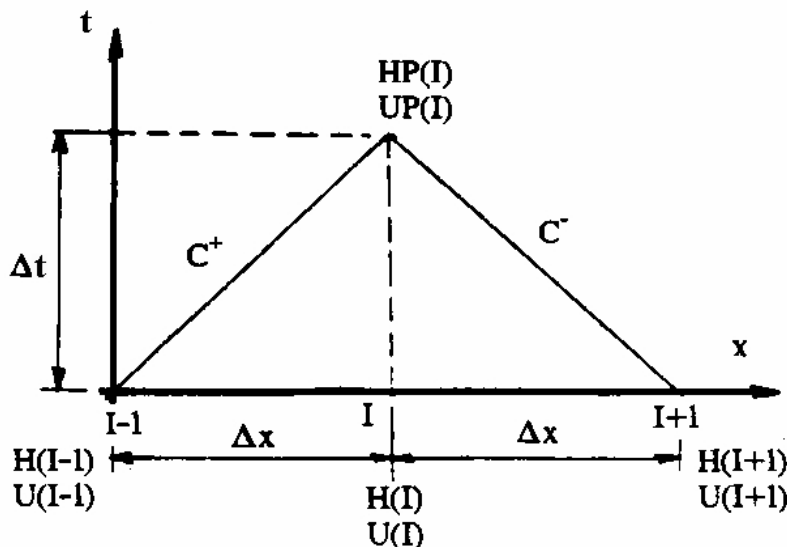
Οι εξισώσεις (2.29) και (2.31), που ισχύουν κατά μήκος των χαρακτηριστικών (2.30') και (2.32') αντίστοιχα, επιλύονται μέσω ενός σχήματος πεπερασμένων διαφορών. Ο αγωγός χωρίζεται σε ένα πλήθος τμημάτων ίσου μήκους Δx . Οι (2.29) και (2.31) ισχύουν υπό τον περιορισμό που θέτουν οι (2.30') και (2.32') αντίστοιχα.. Συνεπώς το χρονικό βήμα υπολογισμού που αντιστοιχεί στο τμήμα Δx είναι ίσο με

$$\Delta t = \frac{\Delta x}{a}.$$

Η εξίσωση (2.29) θα εκφραστεί μέσω πεπερασμένων διαφορών με τη βοήθεια των παρακάτω αντικαταστάσεων:

$$\begin{cases} dH = HP(I) - H(I-1) \\ du = UP(I) - U(I-1) \\ dt = \Delta t = \frac{\Delta x}{a} \end{cases}$$

όπου ο δείκτης $(I-1)$ χαρακτηρίζει το αμέσως προηγούμενο σημείο του σημείου που εξετάζουμε (I) , και για το οποίο κατά τη χρονική στιγμή t είναι γνωστή η ταχύτητα που συμβολίζεται με $U(I-1)$ και το ύψος που συμβολίζεται με $H(I-1)$. Ομοίως με $UP(I)$ και $HP(I)$ συμβολίζονται οι άγνωστες ακόμη συνθήκες που ισχύουν τη χρονική στιγμή $(t + dt)$ στην εξεταζόμενη θέση (I) του αγωγού. Τα παραπάνω σημεία φαίνονται και επί του διαγράμματος (x,t) του Σχ. 2.15.



Σχήμα 2.15. Αρχή της εφαρμογής της μεθόδου των χαρακτηριστικών μέσω πεπερασμένων διαφορών [3, σελ. 206].

Με χρήση των παραπάνω αντικαταστάσεων η σχέση (2.29) μετασχηματίζεται ως εξής:

$$\frac{HP(I) - H(I-1)}{\Delta t} + \frac{a}{g} \cdot \frac{[UP(I) - U(I-1)]}{\Delta t} + U(I-1) \cdot \sin \theta + a \cdot f \cdot \frac{U(I-1) \cdot |U(I-1)|}{2 \cdot g \cdot D} = 0 \Rightarrow$$

$$\Rightarrow HP(I) - H(I-1) + \frac{a}{g} \cdot [UP(I) - U(I-1)] + \sin \theta \cdot \Delta t \cdot U(I-1) +$$

$$+ \frac{a \cdot f \cdot \Delta t}{2 \cdot g \cdot D} \cdot U(I-1) \cdot |U(I-1)| = 0 \quad (2.33)$$

Σημειώνεται ότι η έκφραση του u ως $U(I-1)$ στον όρο των υδραυλικών απωλειών της εξίσωσης (2.33) αποτελεί μία πρώτη προσέγγιση που ονομάζεται πρώτου βαθμού προσέγγιση. Η διακριτοποίηση οδηγεί σε ασταθές σχήμα όταν οι υδραυλικές απώλειες είναι σημαντικές και για το λόγο αυτό απαιτείται είτε η εφαρμογή μικρών χρονικών βημάτων, είτε η διακριτοποίηση του όρου των απωλειών με ένα σχήμα μεγαλύτερου βαθμού.

Ομοίως για να εκφραστεί η εξίσωση (2.31) μέσω πεπερασμένων διαφορών θα χρησιμοποιήσουμε τις παρακάτω αντικαταστάσεις

$$\left\{ \begin{array}{l} dH = HP(I) - H(I+1) \\ du = UP(I) - U(I+1) \\ dt = \Delta t = \frac{\Delta x}{a} \end{array} \right.$$

Η εξίσωση (2.31) μετασχηματίζεται ως εξής:

$$HP(I) - H(I+1) - \frac{a}{g} \cdot [UP(I) - U(I+1)] + \sin \theta \cdot \Delta t \cdot U(I+1) -$$

$$- \frac{a \cdot f \cdot \Delta t}{2 \cdot g \cdot D} \cdot U(I+1) \cdot |U(I+1)| = 0 \quad (2.34)$$

Προσθέτοντας τις εξισώσεις (2.33) και (2.34) προκύπτει:

$$2 \cdot HP(I) - H(I-1) - H(I+1) + \frac{a}{g} \cdot [U(I+1) - U(I-1)] + \sin \theta \cdot \Delta t \cdot [U(I-1) + U(I+1)] +$$

$$+ \frac{a \cdot f \cdot \Delta t}{2 \cdot g \cdot D} \cdot [U(I-1) \cdot |U(I-1)| - U(I+1) \cdot |U(I+1)|] = 0 \Rightarrow$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow HP(I) = 0,5 \cdot \left\{ H(I-1) + H(I+1) + \frac{a}{g} \cdot [U(I-1) - U(I+1)] - \right. \\ \left. - \sin \theta \cdot \Delta t \cdot [U(I-1) + U(I+1)] - \right. \\ \left. - \frac{a \cdot f \cdot \Delta t}{2 \cdot g \cdot D} \cdot [U(I-1) \cdot |U(I-1)| - U(I+1) \cdot |U(I+1)|] \right\} \end{aligned} \quad (2.35)$$

Η τιμή που προκύπτει από την εξίσωση (2.35) έχει φυσικό νόημα μόνο εάν η απόλυτη στατική πίεση στην οποία αντιστοιχεί είναι μεγαλύτερη από την πίεση ατμοποίησης H_s του υγρού. Πρέπει να τονίσουμε ότι στην παρούσα εργασία δεν θα ασχοληθούμε με πιέσεις μικρότερες της ατμοσφαιρικής που έχουν ως αποτέλεσμα την αποκόλληση της υγρής στήλης.

Αφαιρώντας την εξίσωση (2.34) από την εξίσωση (2.33) προκύπτει:

$$\begin{aligned} H(I+1) - H(I-1) + \frac{a}{g} \cdot [2 \cdot UP(I) - U(I+1) - U(I-1)] + \sin \theta \cdot \Delta t \cdot [U(I-1) - U(I+1)] + \\ + \frac{a \cdot f \cdot \Delta t}{2 \cdot g \cdot D} \cdot [U(I+1) \cdot |U(I+1)| + U(I-1) \cdot |U(I-1)|] = 0 \Rightarrow \\ \Rightarrow UP(I) = 0,5 \cdot \left\{ [U(I-1) + U(I+1)] + \frac{g}{a} \cdot [H(I-1) - H(I+1)] - \right. \\ \left. - \sin \theta \cdot \Delta t \cdot [U(I-1) + U(I+1)] \right\} - \\ - \frac{f \cdot \Delta t}{2 \cdot D} \cdot [U(I-1) \cdot |U(I-1)| + U(I+1) \cdot |U(I+1)|] = 0 \end{aligned} \quad (2.36)$$

Αν αντί της ταχύτητας u χρησιμοποιηθεί η αντίστοιχη παροχή Q , με $Q = u \cdot A$, όπου A η εσωτερική διατομή του αγωγού, τότε οι εξισώσεις (2.33) και (2.34) γράφονται αντίστοιχα:

$$HP(I) - H(I-1) + \frac{a}{g \cdot A} \cdot (QP(I) - Q(I-1)) + R \cdot Q(I-1) \cdot |Q(I-1)| = 0 \quad (2.37)$$

$$HP(I) - H(I+1) - \frac{a}{g \cdot A} \cdot (QP(I) - Q(I+1)) - R \cdot Q(I+1) \cdot |Q(I+1)| = 0 \quad (2.38)$$

$$\text{όπου } R = \frac{f \cdot \Delta x}{2 \cdot g \cdot D \cdot A^2}$$

Χρησιμοποιώντας επίσης τα παρακάτω μεγέθη:

$$C_p = H(I-1) + B \cdot Q(I-1) - R \cdot Q(I-1) \cdot |Q(I-1)| \quad (2.39)$$

$$C_M = H(I+1) - B \cdot Q(I+1) + R \cdot Q(I+1) \cdot |Q(I+1)| \quad (2.40)$$

$$B = \frac{a}{g \cdot A} \quad (2.41)$$

οι εξισώσεις (2.37) και (2.38) γράφονται αντίστοιχα ως εξής:

$$HP(I) = C_p - B \cdot QP(I) \quad (2.42)$$

$$HP(I) = C_M + B \cdot QP(I) \quad (2.43)$$

Η εξίσωση (2.42) ισχύει κατά μήκος της χαρακτηριστικής C^+ , ενώ η εξίσωση (2.43) ισχύει κατά μήκος της χαρακτηριστικής C^- . Οι τιμές των σταθερών C_p και C_M υπολογίζονται για κάθε κόμβο, κάθε χρονική στιγμή, ενώ η τιμή της B είναι σταθερή και χαρακτηρίζει τον αγωγό.

Το σύστημα των εξισώσεων (2.42) και (2.43) είναι 2×2 με αγνώστους τα $QP(I)$ και $HP(I)$. Συνεπώς προκύπτει:

$$HP(I) = 0,5 \cdot (C_p + C_M) \quad (2.44)$$

$$QP(I) = \frac{HP(I) - C_M}{B} \quad (2.45)$$

Οι εξισώσεις (2.44) και (2.45) επιλύονται από $I=2$ έως $I=N$, όπου N το πλήθος των ισομηκών τμημάτων του αγωγού. Άρα το πλήθος των σημείων ελέγχου (κόμβων) στα οποία υπολογίζεται η κατάσταση του αγωγού είναι ίσο προς $(N+1)$. Με γνωστές τις συνθήκες $U(I)$ και $H(I)$, από $I=1$ έως $I=N+1$ κατά τη χρονική στιγμή t , μπορούν να υπολογιστούν οι συνθήκες $UP(I)$ και $HP(I)$ κατά τη χρονική στιγμή $t' = t + \Delta t$, όπου

$\Delta t = \frac{\Delta x}{a}$, λαμβάνοντας υπόψη τις οριακές συνθήκες που ισχύουν στα άκρα του

αγωγού ($I=1$ και $I=N+1$) και για τις οποίες θα μιλήσουμε σε παρακάτω παράγραφο.

Στη συνέχεια αντικαθιστούνται οι τιμές των $U(I)$ και $H(I)$ με τις τιμές των $UP(I)$ και $HP(I)$ ώστε να υπολογιστούν την επόμενη χρονική στιγμή $t'' = t' + \Delta t = t + 2 \cdot \Delta t$ οι συνθήκες κατά μήκος του αγωγού. Η διαδικασία επαναλαμβάνεται όπως περιγράφηκε και για τις επόμενες χρονικές στιγμές.

2.2.6. Οριακές συνθήκες

Στους ακραίους κόμβους του αγωγού, $I=1$ και $I=N+1$, διαθέτουμε μόνο μία από τις δύο εξισώσεις (2.42) και (2.43) και ως εκ τούτου είναι αδύνατη η εφαρμογή της μεθόδου των χαρακτηριστικών. Συγκεκριμένα για τον πρώτο ανάντι κόμβο του αγωγού διαθέτουμε μόνο την εξίσωση (2.43) που ισχύει κατά μήκος της χαρακτηριστικής C^- , ενώ για τον κατάντι τελευταίο κόμβο του αγωγού διαθέτουμε μόνο την εξίσωση (2.42) που ισχύει κατά μήκος της χαρακτηριστικής C^+ . Συνεπώς για τον υπολογισμό των μεγεθών $UP(I)$ (ή αντίστοιχα του $QP(I)$) και $HP(I)$ στους κόμβους $I=1$ και $I=N+1$, τη χρονική στιγμή $t+\Delta t$, απαιτούνται επιπλέον σχέσεις μεταξύ των μεγεθών U (ή αντίστοιχα του Q) και H στις θέσεις αυτές. Οι απαραίτητες αυτές σχέσεις προκύπτουν από την υιοθέτηση οριακών συνθηκών στα ανάντι και κατάντι άκρα του αγωγού. Υπάρχουν πλήθος ανάντι και κατάντι οριακών συνθηκών, αλλά στη συνέχεια θα αναφερθούμε μόνο σε αυτές που χρησιμοποιήθηκαν στο πειραματικό μέρος της εργασίας.

Κατάντι οριακή συνθήκη – Δεξαμενή κατάθλιψης μεγάλων διαστάσεων

Σύμφωνα με αυτή την οριακή συνθήκη γίνεται η υπόθεση ότι, εξαιτίας των μεγάλων διαστάσεων της δεξαμενής κατάθλιψης, η στάθμη της παραμένει σταθερή καθ' όλη τη διάρκεια εξέτασης του φαινομένου.

Για τη περίπτωση ροής από τον αγωγό προς τη δεξαμενή λαμβάνεται ως μόνη υδραυλική απώλεια αυτή που αντιστοιχεί στη κινητική ενέργεια του ρευστού:

$$\delta h_e = \frac{UP_{N+1}^2}{2 \cdot g} \Rightarrow \delta h_e = \frac{QP_{N+1}^2}{2 \cdot g \cdot A^2} \quad (2.46)$$

Επίσης το ύψος στον τελευταίο κόμβο ($N+1$) του αγωγού θα είναι:

$$HP_{N+1} = HR + \delta h_e \Rightarrow HP_{N+1} = HR + \frac{QP_{N+1}^2}{2 \cdot g \cdot A^2} \quad (2.47)$$

όπου HR είναι η στάθμη της δεξαμενής ως προς τη στάθμη αναφοράς.

Από τον συνδυασμό των εξισώσεων (2.42) και (2.47) προκύπτει:

$$C_p - B \cdot QP_{N+1} = HR + \frac{QP_{N+1}^2}{2 \cdot g \cdot A^2} \Rightarrow \frac{1}{2 \cdot g \cdot A^2} \cdot QP_{N+1}^2 + B \cdot QP_{N+1} + (HR - C_p) = 0 \quad (2.48)$$

Η επίλυση της δευτεροβάθμιας εξίσωσης (2.48) δίνει τη παροχή QP_{N+1} :

$$QP_{N+1} = \frac{B^2 + \sqrt{B^2 - 4 \cdot k_1 \cdot (HR - C_p)}}{2 \cdot k_1} \quad (2.49)$$

όπου $k_1 = \frac{1}{2 \cdot g \cdot A^2}$. Στη συνέχεια υπολογίζεται το ύψος HP_{N+1} με μία από τις σχέσεις (2.42) και (2.47). Πρέπει να σημειωθεί ότι στη περίπτωση που οι υδραυλικές

απώλειες εισόδου και η κινητική ενέργεια του ρευστού θεωρηθούν αμελητέες τότε έχουμε:

$$HP_{N+1} = HR \quad (2.50)$$

$$QP_{N+1} = \frac{C_p - HR}{B} \quad (2.51)$$

Ανάντι οριακή συνθήκη – Αντλία

Ως ανάντι οριακή συνθήκη στο πρόγραμμα που χρησιμοποιήθηκε στο πειραματικό μέρος της εργασίας θεωρήσαμε την παροχή και το ύψος της αντλίας στο αρχικό σημείο λειτουργίας. Συνεπώς, αρχικά επιλύεται η κινηματική συμπεριφορά της αντλίας, στη συνέχεια υπολογίζονται το ύψος και η παροχή που αυτή διακινεί και κατόπιν εφαρμόζουμε την οριακή συνθήκη για την εν σειρά σύνδεση αγωγών που περιγράφεται παρακάτω (σχέσεις 2.53 και 2.54).

Οριακή συνθήκη για την εν σειρά σύνδεση αγωγών

Στη περίπτωση σύνδεσης διαφορετικών αγωγών εν σειρά μεταξύ τους είναι αναγκαία η ύπαρξη οριακής συνθήκης. Ως διαφορετικούς εννοούμε αγωγούς που διαφέρουν σε ένα ή περισσότερα από τα εξής χαρακτηριστικά: διάμετρος, πάχος τοιχώματος, υλικό, συντελεστής γραμμικών απωλειών. Για τον προσδιορισμό των κόμβων κάθε αγωγού εισέρχεται ένας δείκτης που χαρακτηρίζει σε ποιον αγωγό ανήκει ο κόμβος. Έτσι αν ο τελευταίος κατάντι κόμβος $I=N+1$ του αγωγού i ενώνεται με τον πρώτο ανάντι κόμβο $I=1$ του αγωγού $i+1$ προκύπτει η εξής ταύτιση των κόμβων στο σημείο σύνδεσης των αγωγών:

$$(i, N + 1) \equiv (i + 1, 1) \quad (2.52)$$

Αν θεωρήσουμε αμελητέες τις υδραυλικές απώλειες στο σημείο σύνδεσης καθώς και τη μεταβολή της κινητικής ενέργειας, από την αρχή διατήρησης της ενέργειας και την αρχή της συνέχειας προκύπτει αντίστοιχα:

$$HP_{i,N+1} = HP_{i+1,1} = HP \quad (2.53)$$

$$QP_{i,N+1} = QP_{i+1,1} = QP \quad (2.54)$$

Από τη σχέση (2.42) έχουμε για το κατάντι τμήμα του αγωγού i :

$$HP_{i,N+1} = C_{p,i} - B_i \cdot QP_{i,N+1} \quad (2.55)$$

Από τη σχέση (2.43) έχουμε για το ανάντι τμήμα του αγωγού $i+1$:

$$HP_{i+1,1} = C_{M,i+1} + B_{i+1} \cdot QP_{i+1,1} \quad (2.56)$$

Από τις σχέσεις (2.53), (2.54), (2.55) και (2.56) έχουμε:

$$C_{P,i} - B_i \cdot QP_{i,N+1} = C_{M,i+1} + B_{i+1} \cdot QP_{i+1,1} \Rightarrow QP = \frac{C_{P,i} - C_{M,i+1}}{B_i + B_{i+1}} \quad (2.57)$$

και στη συνέχεια το ύψος HP υπολογίζεται από μία από τις παραπάνω σχέσεις.

Σε μία αντλητική εγκατάσταση οι υπολογισμοί που αφορούν τους αγωγούς της πρέπει να γίνονται με το ίδιο χρονικό βήμα Δt , διαφορετικά δεν θα είναι δυνατή η εφαρμογή οριακών συνθηκών στα σημεία σύνδεσής τους. Για κάθε αγωγό j ισχύει:

$$\Delta t = \frac{L_j}{a_j \cdot N_j} \quad (2.58)$$

όπου L_j το μήκος του αγωγού j , a_j η ταχύτητα διάδοσης της διαταραχής στον αγωγό j και N_j το πλήθος των τμημάτων στα οποία έχει διαιρεθεί ο αγωγός j και το οποίο πρέπει να είναι ακέραιος αριθμός. Προφανώς είναι πολύ δύσκολο να ικανοποιείται η παραπάνω συνθήκη για όλους τους αγωγούς. Για αυτό τον λόγο, όπως θα φανεί και στο πειραματικό μέρος της εργασίας, καθορίζουμε πρώτα το πλήθος των τμημάτων στα οποία διαιρείται ο μικρότερος αγωγός (στη περίπτωση της εργασίας θεωρήσαμε ότι ο μικρότερος αγωγός διαιρείται σε 2 τμήματα). Στη συνέχεια υπολογίζεται η ταχύτητα διαταραχής σε αυτόν και ακολούθως το χρονικό βήμα Δt . Κατόπιν, με σκοπό ο μεγαλύτερος αγωγός να έχει το ίδιο χρονικό βήμα Δt , το πρόγραμμα μεταβάλλει ελάχιστα το μήκος του έτσι ώστε αυτό να είναι ακέραιο πολλαπλάσιο του γινομένου $\Delta t \cdot a_j$. Πρέπει να σημειωθεί ότι ένας εναλλακτικός τρόπος να

καταστήσουμε το χρονικό βήμα του μεγαλύτερου αγωγού ίσο με το χρονικό βήμα του μικρότερου, είναι να μεταβάλλουμε ελαφρά (μέχρι 15%) τη ταχύτητα διαταραχής σε αυτόν έτσι ώστε το μήκος του να γίνει ακέραιο πολλαπλάσιο του γινομένου $\Delta t \cdot a_j$. Η μέθοδος αυτή είναι συνήθως προτιμότερη αφού η ταχύτητα διάδοσης της διαταραχής υπολογίζεται πάντα με κάποιο σφάλμα.

Η εκλογή του χρονικού βήματος Δt δεν μπορεί να είναι αυθαίρετη, αλλά τέτοια ώστε να εξασφαλίζεται η ευστάθεια της λύσης του σχήματος των πεπερασμένων διαφορών. Η ευστάθεια της λύσης σχετίζεται με το σφάλμα αποκοπής των αριθμητικών πράξεων που εκτελεί ο υπολογιστής, οι οποίες γίνονται με ένα πεπερασμένο πλήθος σημαντικών ψηφίων. Στη περίπτωση που το σφάλμα αυτό αυξάνεται καθώς ο χρόνος t τείνει στο άπειρο, τότε η αριθμητική λύση χαρακτηρίζεται ως ασταθής και τα αποτελέσματα δεν έχουν καμία φυσική σημασία. Για τη διαπίστωση της σύγκλισης και της ευστάθειας μη γραμμικών διαφορικών εξισώσεων δεν υπάρχουν ακριβή κριτήρια. Ωστόσο, για την εξεταζόμενη περίπτωση των διαφορικών εξισώσεων του υδραυλικού πλήγματος μπορούμε να διατυπώσουμε την παρακάτω συνθήκη ευστάθειας, υπό την προϋπόθεση ότι οι μη γραμμικοί όροι των γραμμικών απωλειών τριβής μπορούν να θεωρηθούν αμελητέοι:

$$\Delta x \geq a \cdot \Delta t \quad (2.59)$$

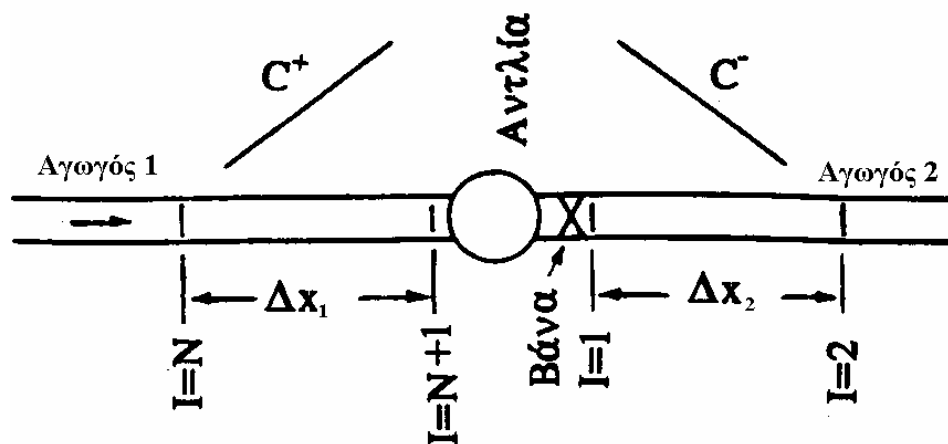
Η συνθήκη αυτή είναι γνωστή ως συνθήκη ευστάθειας CFL (Courant-Friedrich-Lewy).

2.2.7. Ισοζύγιο ολικού ύψους

Έστω η απλή αντλητική εγκατάσταση του Σχ. 2.16, που αποτελείται από έναν αγωγό αναρρόφησης 1, την αντλία, μία βάνα στην κατάθλιψη της και έναν αγωγό κατάθλιψης 2. Θεωρούμε ότι κάθε αγωγός έχει χωριστεί σε τμήματα ίσου μήκους, τα οποία έχουν μήκος Δx_1 για τον αγωγό 1 και Δx_2 για τον αγωγό 2, και πως το κατάλληλο χρονικό βήμα υπολογισμού είναι Δt .

Θεωρούμε ότι τόσο η αντλία όσο και η βάνα είναι ανελαστικά σώματα. Τότε, αν συμβολίσουμε με Q_h την παροχή της αντλίας τη χρονική στιγμή $t+\Delta t$ και χρησιμοποιήσουμε τη σχέση (2.54) για $i=1$, θα έχουμε για κάθε χρονική στιγμή :

$$QP_{1,N+1} = QP_{2,1} = Q_h \quad (2.60)$$



Σχήμα 2.16. Οριακές συνθήκες φυγόκεντρης αντλίας [3, σελ. 267].

Επίσης θεωρούμε ότι η διαφορά της κινητικής ενέργειας μεταξύ των αγωγών αναρρόφησης και κατάθλιψης είναι αμελητέα. Τότε, αν συμβολίσουμε με H_h το ολικό ύψος της αντλίας τη χρονική στιγμή $t+\Delta t$, με ΔH_v τις απώλειες τις βάνας και χρησιμοποιήσουμε τη γενικευμένη εξίσωση Bernoulli, θα έχουμε για κάθε χρονική στιγμή :

$$H_h = HP_{2,1} - HP_{1,N+1} + \Delta H_v \quad (2.61)$$

Το ολικό ύψος στον τελευταίο κόμβο $I=N+1$ του αγωγού αναρρόφησης, τη χρονική στιγμή $t+\Delta t$, συνδέεται με το ολικό ύψος στον προτελευταίο κόμβο $I=N$, τη χρονική στιγμή t , μέσω της σχέσης (2.37) που ισχύει κατά μήκος της χαρακτηριστικής C^+ :

$$HP_{1,N+1} = H_{1,N} - B_1 \cdot (QP_{1,N+1} - Q_{1,N}) - R_1 \cdot Q_{1,N} \cdot |Q_{1,N}| \quad (2.62)$$

ή από την ισοδύναμη σχέση (2.42):

$$HP_{1,N+1} = C_{P,1} - B_1 \cdot QP_{1,N+1} \quad (2.63)$$

Αντίστοιχα το ολικό ύψος στον πρώτο κόμβο I=1 του αγωγού κατάθλιψης, τη χρονική στιγμή $t+\Delta t$, συνδέεται με το ολικό ύψος στον δεύτερο κόμβο I=2, τη χρονική στιγμή t , μέσω της σχέσης (2.38) που ισχύει κατά μήκος της χαρακτηριστικής C⁻:

$$HP_{2,1} = H_{2,2} + B_2 \cdot (QP_{2,1} - Q_{2,2}) + R_2 \cdot Q_{2,2} \cdot |Q_{2,2}| \quad (2.64)$$

ή από την ισοδύναμη σχέση (2.43):

$$HP_{2,1} = C_{M,2} + B_2 \cdot QP_{2,1} \quad (2.65)$$

Δεδομένης της μεταβλητής W_H , την οποία ορίσαμε στη παράγραφο 1.3.9. του Κεφ. 1, το ολικό ύψος της αντλίας H_h μπορεί να υπολογιστεί συναρτήσει των αδιάστατων μεταβλητών α , ν και h . Όπως τονίσαμε και στη παράγραφο 1.3.9. η μεταβλητή W_H δίνεται συναρτήσει της μεταβλητής x (σχέση 1.105). Για τον υπολογισμό της τιμής του W_H για μία συγκεκριμένη τιμή του x γίνεται γραμμική παρεμβολή, στο δεδομένο διάγραμμα $W_H(x)$ της εξεταζόμενης αντλίας, μεταξύ των διακριτών τιμών της μεταβλητής x για τις οποίες δίνεται η τιμή της W_H και ανάμεσα στις οποίες βρίσκεται η συγκεκριμένη τιμή του x . Άρα το W_H για κάποια τιμή του x μπορεί να εκφραστεί ως $W_H(x) = A_0 + A_1 \cdot x$, όπου οι συντελεστές A_0 και A_1 εξαρτώνται από το διάστημα του x μεταξύ των οποίων γίνεται η παρεμβολή. Όπως θα δούμε και στο πειραματικό μέρος της εργασίας οι διακριτές τιμές της μεταβλητής $W_H(x)$ εισάγονται στο πρόγραμμα μέσω του αρχείου εισόδου WHWB και η παρεμβολή γίνεται μέσω της υπορουτίνας INTER. Από τα παραπάνω έχουμε για το ολικό ύψος H_h της αντλίας:

$$\begin{aligned} W_H(x) = A_0 + A_1 \cdot x &\Rightarrow \frac{h}{\alpha^2 + \nu^2} = A_0 + A_1 \cdot x \Rightarrow \frac{H_h}{\alpha^2 + \nu^2} = A_0 + A_1 \cdot x \Rightarrow \\ &\Rightarrow H_h = H_N \cdot (a^2 + \nu^2) \cdot \left\{ A_0 + A_1 \cdot \left[\pi + \arctan\left(\frac{\nu}{\alpha}\right) \right] \right\} \end{aligned} \quad (2.66)$$

Χρησιμοποιώντας τη παράμετρο τ , που χαρακτηρίζει το άνοιγμα της βάνας κάθε χρονική στιγμή, οι υδραυλικές απώλειές της μπορούν να εκφραστούν από τη σχέση:

$$\left(\frac{Q_h}{Q_N}\right)^2 = \tau^2 \cdot \left(\frac{\Delta H_v}{\Delta H_{v0}}\right) \quad (2.67)$$

όπου ΔH_{v0} οι υδραυλικές απώλειες της βάνας στο αρχικό άνοιγμα $\tau=1$ όταν μέσω αυτής διέρχεται η παροχή Q_N . Χρησιμοποιώντας την πρώτη των σχέσεων (1.102), η σχέση (2.67) μπορεί να γραφεί ως εξής:

$$\Delta H_v = \Delta H_{v0} \cdot \frac{\nu \cdot |\nu|}{\tau^2} \quad (2.68)$$

Αντικαθιστώντας στη σχέση (2.61) τις σχέσεις (2.63), (2.65), (2.66) και (2.68) έχουμε:

$$F_1 = H_h - HP_{2,1} + HP_{1,N+1} - \Delta H_v = 0 \Rightarrow$$

$$\Rightarrow H_N \cdot (a^2 + v^2) \cdot \left\{ A_0 + A_1 \cdot \left[\pi + \arctan\left(\frac{v}{\alpha}\right) \right] \right\} - (C_{M,2} + B_2 \cdot QP_{2,1}) + (C_{P,1} - B_1 \cdot QP_{1,N+1}) -$$

$$-\Delta H_{v0} \cdot \frac{v \cdot |v|}{\tau^2} = 0 \Rightarrow H_N \cdot (a^2 + v^2) \cdot \left\{ A_0 + A_1 \cdot \left[\pi + \arctan\left(\frac{v}{\alpha}\right) \right] \right\} - (C_{M,2} - C_{P,1}) -$$

$$-(B_2 \cdot v \cdot Q_N + B_1 \cdot v \cdot Q_N) - \Delta H_{v0} \cdot v \cdot |v| = 0 \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \boxed{F_1 = H_N \cdot (a^2 + v^2) \cdot \left\{ A_0 + A_1 \cdot \left[\pi + \arctan\left(\frac{v}{\alpha}\right) \right] \right\} - HPM - v \cdot BAK - \Delta H_{v0} \cdot v \cdot |v| = 0} \quad (2.69)$$

όπου $HPM = C_{M,2} - C_{P,1}$, $BAK = (B_1 + B_2) \cdot Q_N$ και $QP_{1,N+1} = QP_{2,1} = v \cdot Q_N$ και $\tau=1$ δεδομένου ότι η βάνα θεωρήθηκε πλήρως ανοιχτή. Η εξίσωση (2.69) προήλθε από την εφαρμογή της γενικευμένης εξίσωσης Bernoulli και έχει ως αγνώστους, κατά τη χρονική στιγμή $t+\Delta t$, τις αδιάστατες παραμέτρους α και v . Πρέπει να σημειωθεί ότι αν το σύστημα κινητήρας-αντλία δεν βρίσκεται στη στάθμη αναφοράς, τότε στην εξίσωση (2.69) πρέπει να προστεθεί η στάθμη z_A της δεξαμενής αναφοράς. Επίσης στη περίπτωση που δεν υπάρχει αγωγός αναρρόφησης (όπως στο πειραματικό μέρος της εργασίας) τότε θα είναι $HPM = C_{M,2}$ και $BAK = B_2 \cdot Q_N$. Τέλος όταν στη κατάθλιψη δεν υπάρχει βάνα τότε ο όρος $\Delta H_{v0} \cdot v \cdot |v|$ παραλείπεται.

2.2.8. Ισοζύγιο στρεπτικών ροπών

Στη παράγραφο 1.3.5. του Κεφ. 1 παρουσιάσαμε τον 1ο θεμελιώδη νόμο της Μηχανικής (σχέση 1.90) σύμφωνα με τον οποίο η κινητήρια ροπή M_K την οποία προσδίδει ο κινητήρας συνδέεται με την ανθιστάμενη ροπή M_α που εξασκεί η αντλία (κυρίως μέσω της πτερωτής της) και την ροπή αδράνειας των στρεφομένων μαζών μέσω της σχέσης:

$$M_K - M_\alpha = I \cdot \frac{d\omega}{dt}$$

Στην αρχική μόνιμη κατάσταση λειτουργίας το σύστημα κινητήρας-αντλία ισορροπεί και έτσι είναι $\frac{d\omega}{dt} = 0$. Σε περίπτωση βλάβης του κινητήρα προκύπτει $M_K=0$ και συνεπώς από τη σχέση (1.90) έχουμε:

$$-M_\alpha = I \cdot \frac{d\omega}{dt} \quad (2.70)$$

Δεδομένου ότι οι στρεφόμενες μάζες έχουν αποθηκευμένη κινητική ενέργεια κατά τη διακοπή της λειτουργίας του κινητήρα, θα είναι $M_\alpha > 0$ και από τη σχέση (2.70)

προκύπτει $\frac{d\omega}{dt} < 0$. Δηλαδή οι στρεφόμενες μάζες αρχίζουν να επιβραδύνονται.

Έστω $M_{\alpha,0}$ η γνωστή ανθιστάμενη ροπή τη χρονική στιγμή t και $M_{\alpha,1}$ η άγνωστη ανθιστάμενη ροπή τη χρονική στιγμή $t+\Delta t$. Στο χρονικό διάστημα Δt η ανθιστάμενη ροπή M_α μπορεί να προσεγγιστεί με τη σχέση:

$$M_\alpha = 0,5 \cdot (M_{\alpha,0} + M_{\alpha,1}) \Rightarrow M_\alpha = 0,5 \cdot (\beta_0 + \beta_1) \cdot M_N \quad (2.71)$$

όπου $\beta_0 = \frac{M_{\alpha,0}}{M_N}$ και $\beta_1 = \frac{M_{\alpha,1}}{M_N}$ οι αδιάστατες ροπές τις χρονικές στιγμές t και $t+\Delta t$.

Αν εισάγουμε τις αδιάστατες ταχύτητες περιστροφής $\alpha_0 = \frac{n_0}{n_N}$ και $\alpha_1 = \frac{n_1}{n_N}$ τις χρονικές στιγμές t και $t+\Delta t$ και λάβουμε υπόψη ότι $\omega = \frac{\pi \cdot n}{30}$ τότε χρησιμοποιώντας τη σχέση (2.70), η σχέση (2.71) γράφεται:

$$\begin{aligned} 0,5 \cdot (\beta_0 + \beta_1) \cdot M_N &= -I \cdot \frac{d\omega}{dt} = -I \cdot \frac{\pi}{30} \cdot \frac{dn}{dt} = -I \cdot \frac{\pi}{30} \cdot \frac{n_1 - n_0}{\Delta t} = -I \cdot \frac{\pi}{30} \cdot n_N \cdot \frac{\alpha_1 - \alpha_0}{\Delta t} \Rightarrow \\ &\Rightarrow (\beta_1 + \beta_0) + C_T \cdot (\alpha_1 - \alpha_0) = 0 \end{aligned} \quad (2.72)$$

$$\text{όπου } C_T = I \cdot \frac{n_N}{M_N} \cdot \frac{\pi}{15 \cdot \Delta t}$$

Αν εισάγουμε την αδιάστατη μεταβλητή $W_B(x)$ και εφαρμόσουμε την ίδια μέθοδο γραμμικής παρεμβολής που χρησιμοποιήσαμε στη μεταβλητή $W_H(x)$ τότε θα έχουμε:

$$W_B = B_0 + B_1 \cdot x \Rightarrow W_B = B_0 + B_1 \cdot \left[\pi + \arctan\left(\frac{v}{\alpha}\right) \right] \quad (2.73)$$

Από τη σχέση (2.73) και τη 4η των σχέσεων (1.102) έχουμε:

$$\begin{aligned} W_B &= \frac{\beta}{\alpha^2 + v^2} = B_0 + B_1 \cdot \left[\pi + \arctan\left(\frac{v}{\alpha}\right) \right] \Rightarrow \\ &\Rightarrow \beta = (\alpha^2 + v^2) \cdot \left\{ B_0 + B_1 \cdot \left[\pi + \arctan\left(\frac{v}{\alpha}\right) \right] \right\} \end{aligned} \quad (2.74)$$

Για $\beta=\beta_1$ από τις σχέσεις (2.72) και (2.74) έχουμε:

$$F_2 = (a^2 + v^2) \cdot \left\{ B_0 + B_1 \cdot \left[\pi + \arctan\left(\frac{v}{\alpha}\right) \right] \right\} + \beta_0 + C_T \cdot (\alpha - \alpha_0) = 0 \quad (2.75)$$

η οποία εκφράζει την εξίσωση της ταχύτητας περιστροφής και έχει ως αγνώστους, κατά τη χρονική στιγμή $t+\Delta t$, τις αδιάστατες παραμέτρους α και v .

2.2.9. Αριθμητική επίλυση του συστήματος των εξισώσεων F_1 και F_2

Το σύστημα των εξισώσεων (2.69) και (2.75) επιλύεται ως προς α και v και έτσι είναι δυνατός ο καθορισμός των οριακών συνθηκών και η επίλυση της νέας κατάστασης του αγωγού. Η διαδικασία αυτή επαναλαμβάνεται την επόμενη χρονική στιγμή. Ο συνηθέστερος τρόπος αριθμητικής επίλυσης του συστήματος αυτού είναι η εφαρμογή της μεθόδου Newton-Raphson. Αν συμβολίσουμε με Δv και $\Delta \alpha$ τις μεταβολές των παραμέτρων v και α αντίστοιχα και με F_{1v} , $F_{1\alpha}$, F_{2v} , $F_{2\alpha}$ τις μερικές παραγώγους των εξισώσεων F_1 και F_2 ως προς v και α , τότε θα έχουμε σύμφωνα με την αριθμητική μέθοδο Newton-Raphson:

$$\begin{cases} F_1 + F_{1v} \cdot \Delta v + F_{1\alpha} \cdot \Delta \alpha = 0 \\ F_2 + F_{2v} \cdot \Delta v + F_{2\alpha} \cdot \Delta \alpha = 0 \end{cases} \quad (2.76)$$

Για τις μερικές παραγώγους έχουμε:

$$\begin{cases} F_{1v} = -BAK + H_N \cdot \left\{ 2 \cdot v \cdot \left\{ A_0 + A_1 \cdot \left[\pi + \arctan\left(\frac{v}{\alpha}\right) \right] \right\} + A_1 \cdot \alpha \right\} - 2 \cdot \Delta H_{v,0} \cdot |v| \\ F_{1\alpha} = H_N \cdot \left\{ 2 \cdot \alpha \cdot \left\{ A_0 + A_1 \cdot \left[\pi + \arctan\left(\frac{v}{\alpha}\right) \right] \right\} - A_1 \cdot v \right\} \\ F_{2v} = 2 \cdot v \cdot \left\{ B_0 + B_1 \cdot \left[\pi + \arctan\left(\frac{v}{\alpha}\right) \right] \right\} + B_1 \cdot \alpha \\ F_{2\alpha} = 2 \cdot \alpha \cdot \left\{ B_0 + B_1 \cdot \left[\pi + \arctan\left(\frac{v}{\alpha}\right) \right] \right\} - B_1 \cdot v + C_{31} \end{cases} \quad (2.77)$$

Από την επίλυση των εξισώσεων (2.76) ως προς Δv και $\Delta \alpha$ έχουμε:

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta \alpha = \frac{\frac{F_2}{F_{2v}} - \frac{F_1}{F_{1v}}}{\frac{F_{1\alpha}}{F_{1v}} - \frac{F_{2\alpha}}{F_{2v}}} \\ \Delta v = -\frac{F_1}{F_{1v}} - \Delta \alpha \cdot \frac{F_{1\alpha}}{F_{1v}} \end{array} \right. \quad (2.78)$$

Οι νέες τιμές των παραμέτρων v και α θα προκύπτουν από τις παρακάτω σχέσεις:

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha = \alpha' + \Delta \alpha \\ v = v' + \Delta v \end{array} \right. \quad (2.79)$$

όπου με α' και v' συμβολίζονται οι τιμές των παραμέτρων της προηγούμενης προσέγγισης. Η διαδικασία των συνεχών αντικαταστάσεων και προσεγγίσεων επαναλαμβάνεται μέχρι την τελική σύγκλιση, η οποία επιτυγχάνεται όταν οι διορθώσεις Δv και $\Delta \alpha$ αποκτήσουν πολύ μικρή τιμή. Τότε οι τιμές των παραμέτρων α και v θα έχουν προσεγγιστεί με πολύ καλή ακρίβεια. Συνήθως τίθεται ένα όριο στο οποίο σταματά η διαδικασία όταν ισχύει:

$$|\Delta \alpha| + |\Delta v| < TOL \quad (2.80)$$

Το όριο σύγκλισης πρέπει να είναι της τάξης του 0,0002. Αυτή η τιμή επιλέχθηκε κατά την εκτέλεση του προγράμματος του πειραματικού μέρους.

Στην περίπτωση που στη κατάθλιψη της αντλίας υπάρχει βαλβίδα αντεπιστροφής, είναι αναγκαίο να καθοριστεί ένα *κριτήριο θετικής ροής*. Συνεπώς θέτοντας στη σχέση (2.69) $v=0$ και θεωρώντας τις απώλειες αμελητέες όταν η βάνα είναι ανοιχτή, έχουμε:

$$\boxed{F_3 = C_{P,1} - C_{M,2} + H_N \cdot \alpha^2 \cdot W_H} \quad (2.81)$$

Όσο ισχύει $F_3 > 0$ η ροή στην αντλία είναι θετική και ισχύει η διαδικασία υπολογισμού που έχουμε αναφέρει παραπάνω, δηλαδή η επίλυση του συστήματος των εξισώσεων (2.69) και (2.75). Τη στιγμή κατά την οποία γίνεται $F_3 \leq 0$ η βάνα κλείνει στιγμιαία και η αντλία απομονώνεται από τη σωλήνωση κατάθλιψης. Συνεπώς από τη χρονική στιγμή αυτή κι έπειτα δεν έχει νόημα η επίλυση της εξίσωσης (2.69), αλλά μόνο της εξίσωσης (2.75) από την οποία προκύπτει ο ρυθμός της γωνιακής επιβράδυνσης των στρεφομένων μαζών του συστήματος κινητήρα-αντλία, υπό την επίδραση των μηχανικών του τριβών.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3

ΑΝΤΙΠΛΗΓΜΑΤΙΚΗ ΠΡΟΣΤΑΣΙΑ ΑΝΤΛΗΤΙΚΩΝ ΕΓΚΑΤΑΣΤΑΣΕΩΝ

3.1. ΜΕΘΟΔΟΙ ΑΝΤΙΠΛΗΓΜΑΤΙΚΗΣ ΠΡΟΣΤΑΣΙΑΣ

Η επιλογή του πιο κατάλληλου τύπου αντιπληγματικής προστασίας εξαρτάται από το προφίλ του αγωγού καθώς και από τα χαρακτηριστικά της ροής στον αγωγό. Κατά την επιλογή της βέλτιστης λύσης πρέπει να έχουν συνυπολογιστεί η αποτελεσματικότητα, η αξιοπιστία, το κόστος και οι απαιτήσεις συντήρησης της λύσης αυτής. Παρακάτω παρουσιάζονται ορισμένες μέθοδοι αντιπληγματικής προστασίας με τη βοήθεια των οποίων ή συνδυασμό τους μπορεί να προκύψει η κατάλληλη επιλογή.

3.1.1. Αύξηση της διαμέτρου του αγωγού

Η μέθοδος αυτή προσφέρεται για μείωση των υποπιέσεων και των υπερπιέσεων. Η αύξηση της διαμέτρου του αγωγού έχει ως αποτέλεσμα την μείωση της μέσης ταχύτητας της ροής στον αγωγό και σχεδόν αναλογικά τη μείωση της έντασης του υδραυλικού πλήγματος. Αν και αξιόπιστη η μέθοδος αυτή αποδεικνύεται συνήθως αντιοικονομική. Πρέπει όμως να εξετάζεται σαν πιθανή λύση γιατί με μία μικρή αύξηση της διαμέτρου μπορεί να αποφευχθεί η εφαρμογή άλλης μεθόδου αντιπληγματικής προστασίας το ίδιο ή περισσότερο δαπανηρών και λιγότερο αξιόπιστων.

3.1.2. Εγκατάσταση σφονδύλου (flywheel)

Η αύξηση της ροπής αδράνειας των στρεφομένων μαζών με την προσθήκη σφονδύλου μειώνει το ρυθμό επιβράδυνσης της αντλίας με αποτέλεσμα τη μείωση της έντασης του υδραυλικού πλήγματος που αναπτύσσεται μετά το απότομο σταμάτημα του κινητήρα. Η ένταση του φαινομένου μειώνεται μόνο αν η αντλία εξακολουθεί να περιστρέφεται μετά τη παρέλευση χρόνου $t_k > \frac{2 \cdot L}{a}$. Όσο μεγαλύτερο είναι το μήκος L του αγωγού τόσο πιο μεγάλη πρέπει να είναι η ροπή αδράνειας I_0 του σφονδύλου έτσι ώστε να ισχύει η προαναφερθείσα ανισότητα. Από τα παραπάνω είναι φανερό ότι η μέθοδος αυτή είναι οικονομικά αποδεκτή (δηλαδή δεν απαιτείται η εγκατάσταση υπερβολικά μεγάλου σφονδύλου) όταν το μήκος του αγωγού κατάθλιψης είναι σχετικά μικρό, της τάξης του 1 – 2 km.

Επίσης ο Stephenson (1981) αναφέρει ότι η αύξηση της ροπής αδράνειας των στρεφομένων μαζών είναι κατάλληλη μέθοδος για τη μείωση της έντασης των μεταβατικών φαινομένων μόνο αν ισχύει η παρακάτω ανισότητα:

$$\frac{I \cdot n^2}{\rho \cdot A \cdot L \cdot H_0^2} > 0,01 \text{ (RPM)}^2 \quad (3.1)$$

όπου I είναι η ροπή αδράνειας των στρεφομένων μαζών σε $\text{kg} \cdot \text{m}^2$, n είναι η ταχύτητα περιστροφής σε RPM, ρ είναι η πυκνότητα του διακινούμενου υγρού σε kg/m^3 , A είναι η διατομή του αγωγού σε m^2 , L το μήκος του αγωγού σε m και H_0 είναι το ολικό ύψος της αντλίας σε mΣΥ.

Η μέθοδος αυτή έχει ως πλεονέκτημα την υψηλή αξιοπιστία και την έλλειψη οποιαδήποτε συντήρησης. Παρουσιάζει όμως αυξημένες απαιτήσεις όσον αφορά τη κατασκευή και εγκατάσταση του αντλητικού συγκροτήματος (εδράσεις, στιβαρότητα, ζυγοσταθμίσεις). Επίσης εξαιτίας της μεγαλύτερης ροπής αδράνειας η εκκίνηση του

συγκροτήματος διαρκεί μεγαλύτερο χρονικό διάστημα και θα πρέπει να μελετηθεί και να κατασκευαστεί αντίστοιχα το ηλεκτρολογικό μέρος. Παρόλο που η μέθοδος αυτή είναι συνήθως αντιοικονομική, πρέπει να εξετάζεται γιατί σε ορισμένες περιπτώσεις μπορεί να είναι συμφέρουσα. Ενδεικτικά σημειώνεται ότι ο διπλασιασμός της ροπής αδράνειας ηλεκτροκινητήρα μεγάλου μεγέθους επιβαρύνει κατά 20% το κόστος του.



Σχήμα 3.1. Κάθετα τοποθετημένος σφόνδυλος [20, σελ. 22].

3.1.3. Διαδρομή αγωγού

Η διαδρομή του αγωγού μπορεί να καθοριστεί με βάση την αντιπληγματική μελέτη της εγκατάστασης έτσι ώστε η πιεζομετρική γραμμή να μην τέμνει τη διαδρομή του αγωγού. Να σημειωθεί ότι μπορούμε εναλλακτικά να τοποθετήσουμε βαλβίδα εισαγωγής αέρα στη θέση τομής των δύο γραμμών, λύση όμως που ενδέχεται να είναι πιο δαπανηρή από μία ενδεχόμενη μεταβολή της χάραξης του αγωγού έτσι ώστε να μειωθούν οι στάθμες.

3.1.4. Πλήθος αντλιών

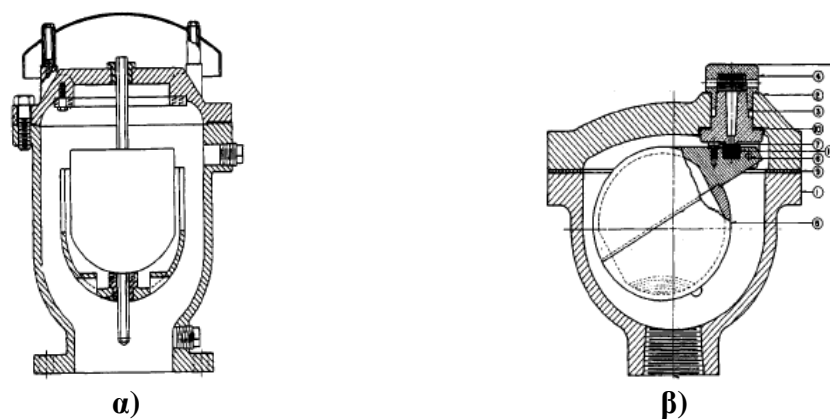
Το πλήθος των αντλιών που καταθλίβουν στον ίδιο αγωγό έχει επίδραση στο υδραυλικό πλήγμα τόσο στη φάση της εκκίνησης μιας αντλίας όσο και στη βλάβη ενός από τους κινητήρες. Συγκεκριμένα όσο μεγαλύτερο είναι το πλήθος των αντλιών τόσο μικρότερη αναλογικά είναι η μεταβολή της κινηματικής κατάστασης του αγωγού και άρα τόσο μικρότερη είναι η ένταση του υδραυλικού πλήγματος. Όμως στη περίπτωση γενικής ηλεκτρικής βλάβης, κατά την οποία όλοι οι κινητήρες τίθενται ταυτόχρονα εκτός λειτουργίας, τότε όσο μικρότερο είναι το πλήθος των αντλιών που καταθλίβουν στον ίδιο αγωγό τόσο μικρότερη είναι η ένταση του υδραυλικού πλήγματος λόγω του ότι η συνολική ροπή αδρανείας των μικρότερων αντλητικών συγκροτημάτων είναι μικρότερη από αυτή ενός ισοδύναμου αντλητικού συγκροτήματος.

3.1.5. Βαλβίδες κενού (air vacuum valves) – Βαλβίδες εξαγωγής αέρα (air release valves)

Σε μικρές εγκαταστάσεις, μέσω των βαλβίδων κενού διοχετεύεται αέρας σε συγκεκριμένα σημεία του δικτύου των αγωγών (συνήθως σε σημεία μεγάλου υψόμετρου) και συνεπώς χρησιμοποιούνται για την αποφυγή των αρνητικών πιέσεων και τη δημιουργία σπηλαιώσης. Μόλις η στατική πίεση στο εσωτερικό του αγωγού πέσει κάτω από την ατμοσφαιρική, η βαλβίδα ανοίγει επιτρέποντας την εισαγωγή αέρα και τη διατήρηση της στατικής πίεσης σε τιμές που υπολείπονται της ατμοσφαιρικής μόνο κατά τις απώλειες εισόδου. Στη συνέχεια, μόλις η στατική πίεση γίνει μεγαλύτερη της ατμοσφαιρικής, η βαλβίδα ανοίγει και επιτρέπει τη διαφυγή αέρα χωρίς την ταυτόχρονη διαφυγή νερού. Η απομάκρυνση του αέρα επιτυγχάνεται με χρήση βαλβίδων εξαγωγής αέρα.

Οι βαλβίδες κενού και εξαγωγής αέρα χρησιμοποιούνται για να απομακρύνουν τον αέρα κατά την εκκίνηση της αντλητικής εγκατάστασης και για να εισάγουν αέρα κατά την παύση της λειτουργίας της εγκατάστασης έτσι ώστε να αποφευχθεί η αποκόλληση της υγρής στήλης. Η σωστή διαστασιολόγηση και εγκατάσταση είναι καθοριστικοί παράγοντες για την αντιμετώπιση της αποκόλλησης της υγρής στήλης και τη μείωση της έντασης του υδραυλικού πλήγματος, όπως διατυπώνεται από τους Martin (1980) και Kroon (1984) ύστερα από σχετικές μετρήσεις. Όπως αναφέρει ο Parmakian (1982) η εγκατάσταση βαλβίδων κενού σε έναν αγωγό δεν αποτελεί κατάλληλη λύση. Αν η βαλβίδα δεν επιλεγεί σωστά τότε ενδέχεται να αναπτυχθούν σημαντικές πιέσεις εξαιτίας της συμπίεσης του αέρα ειδικά όταν αυτός εισέρχεται στον αγωγό με εξαιρετικά χαμηλή πίεση. Όπως υποστηρίζεται από τον Fleming (1990) οι βαλβίδες κενού μπορούν να αποτελέσουν βιώσιμη λύση.

Το πλεονέκτημα αυτών των βαλβίδων, οι οποίες είναι γενικά λιγότερο δαπανηρές από τις περισσότερες αντιπληγματικές διατάξεις όπως π.χ. τα αεροφυλάκια, γίνεται αντιληπτό αν ληφθούν υπόψη τα μειονεκτήματα της ανεπιθύμητης συγκέντρωσης αέρα στους αγωγούς και η επακόλουθη αφαίρεσή του. Η σωστή συντήρηση και λειτουργία των βαλβίδων είναι μεγάλης σημασίας έτσι ώστε να εξασφαλίζεται το σωστό άνοιγμα της βαλβίδας όταν αυτό είναι απαραίτητο. Πρέπει να σημειωθεί ότι σε ορισμένες εγκαταστάσεις η εισαγωγή αέρα δεν είναι η κατάλληλη λύση και πρέπει γίνεται σωστή εκτίμηση πριν τη χρήση βαλβίδων κενού. Ο αέρας πρέπει να εισέρχεται με κατάλληλη ταχύτητα για να λειτουργεί αποτελεσματικά η βαλβίδα και να εξάγεται με πολύ μικρή ταχύτητα έτσι ώστε να αποφεύγονται επιπρόσθετα μεταβατικά φαινόμενα.



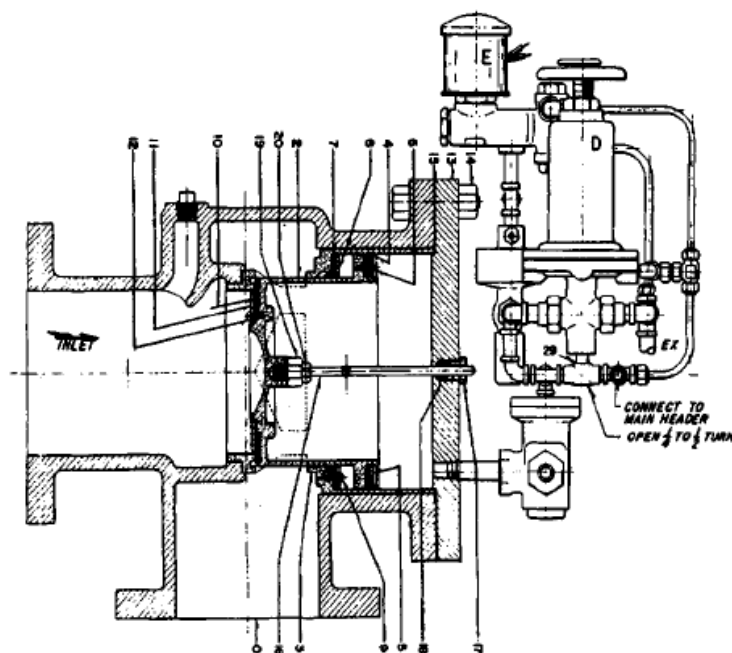
Σχήμα 3.2. α) Βαλβίδα κενού, β) Βαλβίδα εξαγωγής αέρα [23, σελ. 20].

3.1.6. Βαλβίδες πρόβλεψης κυμάτων πίεσης (Surge anticipator valves) – Βαλβίδες ανακούφισης κυμάτων πίεσης (Surge relief valves)

Μία βαλβίδα πρόβλεψης κυμάτων πίεσης (απλούστερα, βαλβίδα πρόβλεψης) είναι σχεδιασμένη για να ανοίγει υπό τις παρακάτω συνθήκες: α) ανεπιθύμητη διακοπή της λειτουργίας της αντλίας, β) δημιουργία υποπίεσεων, γ) δημιουργία υπερπίεσεων όπως περιγράφεται από τον Lescovitch (1967). Από την άλλη μεριά, η βαλβίδα ανακούφισης κυμάτων πίεσης (απλούστερα, ανακουφιστική βαλβίδα) ανοίγει απότομα μόλις αντιληφθεί κύμα υπερπίεσης και στη συνέχεια κλείνει αργά και ελεγχόμενα με τη βοήθεια πιλοτικών βαλβίδων. Η βαλβίδα πρόβλεψης είναι πιο πολύπλοκη από την ανακουφιστική βαλβίδα αφού όχι μόνο ενσωματώνει τη διαδικασία της ανακούφισης στο τέλος του κύκλου λειτουργίας της, αλλά επίσης έχει και το στοιχείο της πρόβλεψης που παρέχεται από ειδικούς αισθητήρες.

Για συστήματα στα οποία η αποκόλληση της υγρής στήλης δεν πρόκειται να εμφανιστεί, η βαλβίδα πρόβλεψης μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να αντιμετωπιστεί το πρόβλημα της υπερπίεσης στην αντλία εξαιτίας της αντιστροφής της ροής ή της αντανάκλασης κύματος, όπως αναφέρεται από τον White (1942). Σημειώνεται ότι για τέτοια συστήματα ο Lundgren (1961) παρέχει διαγράμματα για απλά συστήματα αγωγών. Όπως αναφέρεται από τον Parmakian (1968, 1982) οι βαλβίδες πρόβλεψης ενδέχεται να επιτείνουν το πρόβλημα των υποπίεσεων δοθέντος ότι το άνοιγμα των βαλβίδων ανακούφισης επιτείνει το πρόβλημα των αρνητικών πιέσεων.

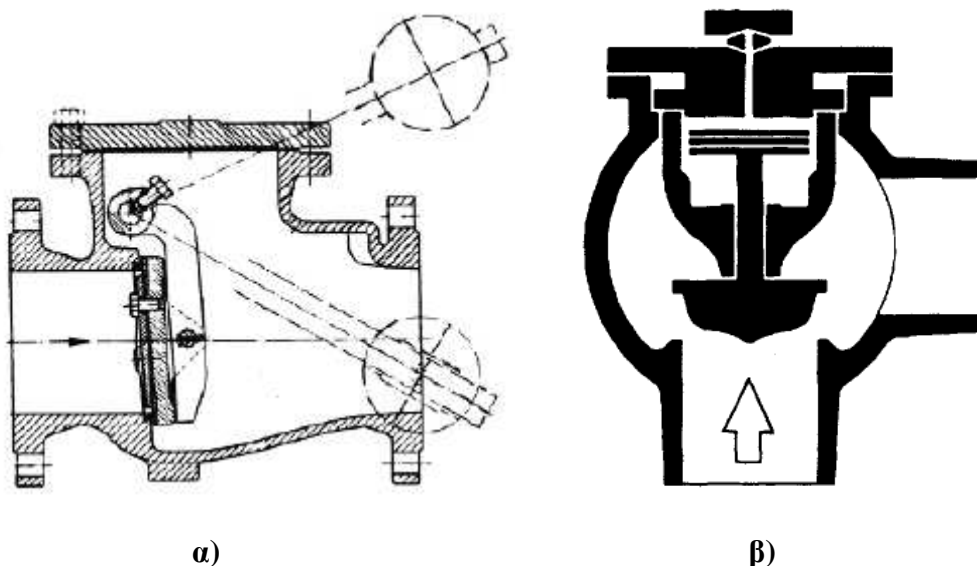
Οι βαλβίδες αυτές συνήθως χρησιμοποιούνται κατά ζεύγη για λόγους συντήρησης και καλής λειτουργίας. Πρέπει να έχουν την ικανότητα να ανταποκρίνονται γρήγορα στην αύξηση της πίεσης και ρυθμίζονται να ανοίγουν σε διαφορετικές τιμές πίεσης. Οι πιέσεις κλεισίματος πρέπει να είναι χαμηλότερες από τις πιέσεις ανοίγματος. Επίσης έχουν αναφερθεί ατυχήματα που οφείλονται σε βλάβη της βαλβίδας πρόβλεψης, στα οποία εξαιρετικά υψηλές πιέσεις δημιουργήθηκαν επειδή η ανακουφιστική βαλβίδα δεν άνοιξε. Τέλος πρέπει να σημειώσουμε ότι οι βαλβίδες αυτές είναι αναποτελεσματικές στην αντιμετώπιση της αποκόλλησης της υγρής στήλης.

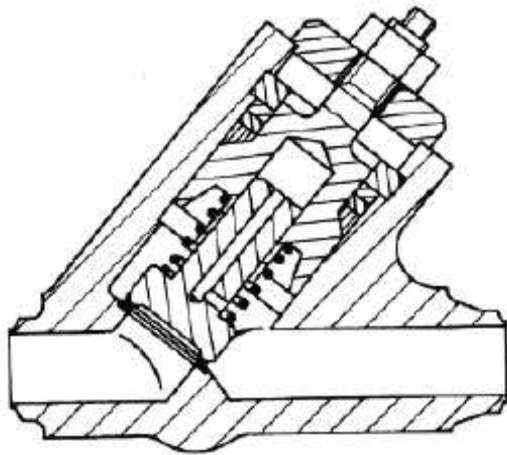


Σχήμα 3.3. Βαλβίδα πρόβλεψης ή ανακουφιστική βαλβίδα [23, σελ. 20].

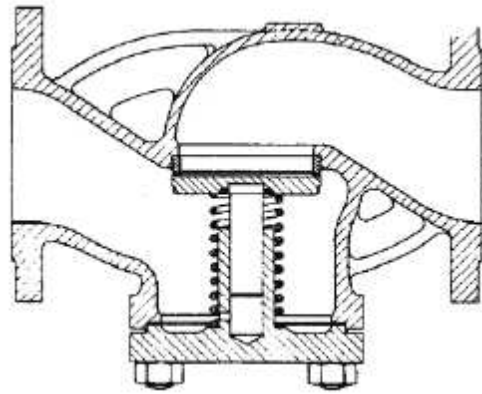
3.1.7. Βαλβίδες αντεπιστροφής (check valves)

Οι βαλβίδες αντεπιστροφής παίζουν βασικό ρόλο στην αντιπληγματική προστασία μιας εγκατάστασης. Οι συνηθέστεροι τύποι βαλβίδων αντεπιστροφής παρουσιάστηκαν στη παράγραφο 1.3.4 του Κεφ.1 και εδώ θα εξεταστεί ο ρόλος τους στην αντιπληγματική προστασία. Ο τύπος που χρησιμοποιείται για τον σκοπό αυτό είναι συνήθως η βαλβίδα με παλινδρομικό στοιχείο (swing check valve). Όπως επισημαίνεται από τον Tulis (1989), μία βαλβίδα αντεπιστροφής πρέπει να ανοίγει εύκολα, να έχει μικρές απώλειες ύψους και να μην δημιουργούνται μεταβατικά φαινόμενα από τη δική της λειτουργία. Έχει διαπιστωθεί ότι το απότομο κλείσιμο της βαλβίδας αντεπιστροφής μπορεί να προκαλέσει υψηλές πιέσεις με συνέπεια την πρόκληση βλαβών στη βαλβίδα. Επίσης το καθυστερημένο κλείσιμο της βαλβίδας κατά τη διάρκεια της αντιστροφής της ροής μπορεί να προκαλέσει υδραυλικό πλήγμα (check valve slam). Το καθυστερημένο κλείσιμο μπορεί να οφείλεται στις απώλειες λόγω τριβών που αναπτύσσονται στο κινητό στοιχείο, σε βλάβη της βαλβίδας ή στην αδράνεια του κινητού στοιχείου. Για να αντιμετωπιστεί το παραπάνω πρόβλημα χρησιμοποιούνται βαλβίδες οι οποίες δεν κλείνουν απότομα ή βαλβίδες οι οποίες κλείνουν σταδιακά. Στη πρώτη περίπτωση η βαλβίδα έχει ολοκληρώσει το κλείσιμό της πριν την αντιστροφή της ροής. Για τον σκοπό αυτό χρησιμοποιείται ελατήριο ή αντίβαρο και παράλληλα η βαλβίδα είναι εξοπλισμένη με εξασθενητή μηχανικής κίνησης. Έτσι επιτυγχάνεται η αρχική γρήγορη απόκριση της βαλβίδας η οποία συνοδεύεται από αργό κλείσιμο με σκοπό την εξομάλυνση των ανεπιθύμητων μεταβατικών φαινομένων. Στη δεύτερη περίπτωση η βαλβίδα στα τελευταία στάδια του κλεισίματος αρχίζει να κλείνει με ελεγχόμενο τρόπο έτσι ώστε να αποφευχθεί η ανάπτυξη ισχυρών πιέσεων. Σημειώνεται ότι οι βαλβίδες αντεπιστροφής που χρησιμοποιούνται συνήθως για την αντιπληγματική προστασία μιας εγκατάστασης είναι η βαλβίδα με παλινδρομικό στοιχείο (swing check valve) και η βαλβίδα με διάφραγμα (diaphragm valve).

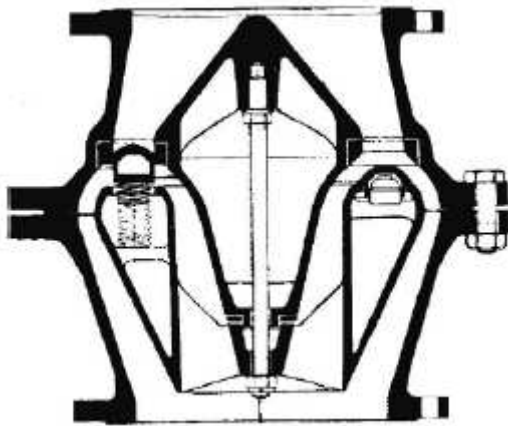




γ)



δ)



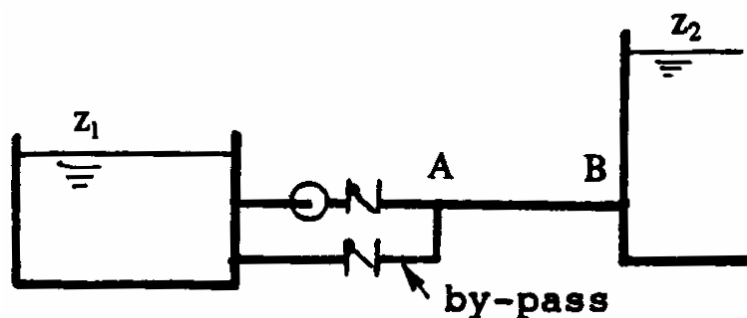
ε)

Σχήμα 3.4. Βαλβίδες αντεπιστροφής: **α)** με αντίβαρο [38], **β)** αργού κλεισίματος [Sempell A.G.], **γ)** σχήματος V με ελατήριο [38], **δ)**[38], **ε)** γρήγορου κλεισίματος [Mannesmann-Meer A.G.].

3.1.8. Συνδυασμός κλάδου by-pass και αντιπληγματικής βαλβίδας αντεπιστροφής

Σε μικρές αντλητικές εγκαταστάσεις χρησιμοποιείται συχνά η λύση του κλάδου by-pass με σκοπό τη διοχέτευση νερού στον αγωγό κατάθλιψης ύστερα από τη διακοπή της ηλεκτρικής τροφοδοσίας και τη δημιουργία υποπίεσης. Η τοποθετημένη στον κλάδο by-pass βαλβίδα αντιλαμβάνεται την πτώση της πίεσης στον αγωγό κατάθλιψης και μόλις η πίεση γίνει μικρότερη από την πίεση στην αναρρόφηση τότε η βαλβίδα ανοίγει και το νερό διέρχεται μέσω του κλάδου by-pass στον αγωγό κατάθλιψης αποτρέποντας τη παραπέρα μείωση της πίεσης. Στο Σχ. 3.5 δίνεται σκαρίφημα αντλητικής εγκατάστασης που χρησιμοποιεί αντιπληγματική διάταξη με κλάδο by-pass. Όπως αναφέρεται από τους Wylie and Streeter (1993) υπάρχουν δύο παραλλαγές της διάταξης του Σχ. 3.5. Η πρώτη παραλλαγή διαθέτει βαλβίδα ελέγχου της ροής (control valve) στη κατάθλιψη της αντλίας και αντιπληγματική βαλβίδα αντεπιστροφής (check valve) στον κλάδο by-pass που

βρίσκεται ανάμεσα στη κατάθλιψη της αντλίας και τη δεξαμενή αναρρόφησης. Η βαλβίδα αντεπιστροφής είναι σχεδιασμένη να ανοίγει αυτόματα κατά τη δημιουργία υποπίεσης με σκοπό την αποφυγή της αποκόλλησης της υγρής στήλης στον αγωγό κατάθλιψης. Στη δεύτερη παραλλαγή οι δύο βαλβίδες αλλάζουν αμοιβαία θέση με τη βαλβίδα ελέγχου της ροής να είναι τοποθετημένη στο κλάδο by-pass και τη βαλβίδα αντεπιστροφής να είναι τοποθετημένη στη κατάθλιψη της αντλίας. Η βαλβίδα ελέγχου της ροής ανοίγει με τη διακοπή της ηλεκτρικής τροφοδοσίας επιτρέποντας στο νερό να παρακάμψει την αντλία μέσω του κλάδου by-pass και να συνεχίσει τη ροή του στον αγωγό κατάθλιψης.



Σχήμα 3.5. Αντιπληγματική διάταξη με κλάδο by-pass και βαλβίδα αντεπιστροφής [3, σελ. 303].

Ένα κριτήριο για την επιλογή αυτής της μεθόδου είναι το παρακάτω:

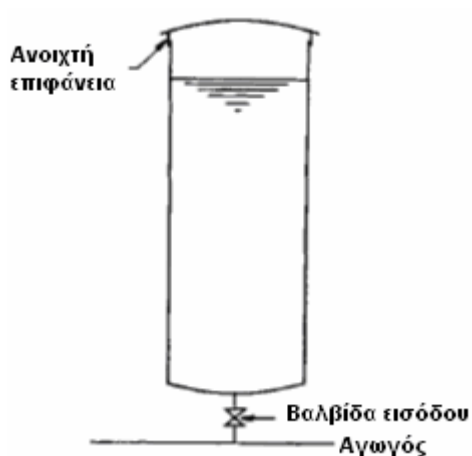
$$\frac{a \cdot V_0}{g \cdot H_0} > 1 \quad (3.2)$$

με την προϋπόθεση ότι το ύψος της αντλίας να είναι αρκετά μικρότερο από $\frac{a \cdot V_0}{g}$.

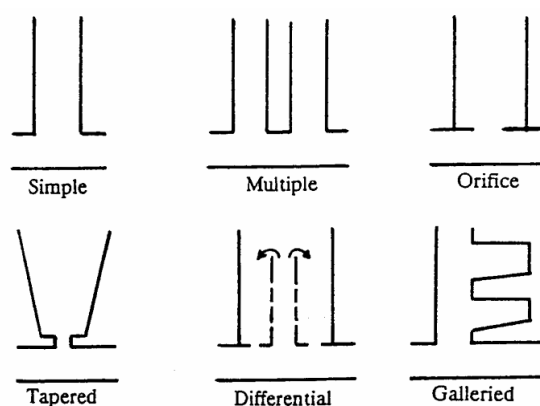
3.1.9. Ανοιχτοί (απλοί) πύργοι ανάπαλσης ή εκτονώσεως (Open (simple) surge tanks or surge shafts or standpipes)

Ο ανοιχτός πύργος ανάπαλσης, του οποίου σκαρίφημα δίνεται στο Σχ. 3.6, μπορεί να αποτελέσει εξαιρετική λύση για την αντιμετώπιση των υποπίεσεων αλλά και των υποπίεσεων που αναπτύσσονται εξαιτίας της αιφνίδιας παύσης του κινητήρα της αντλίας. Ύστερα από την παύση του κινητήρα το νερό στον ανοιχτό πύργο ανάπαλσης παρέχει την απαιτούμενη ενέργεια για την μείωση της αλλαγής της κινηματικής κατάστασης στον αγωγό και την αντιμετώπιση του αναπτυσσόμενου υδραυλικού πλήγματος. Αυτή η διάταξη χρησιμοποιείται αρκετά συχνά σε υδροηλεκτρικά έργα όπου υπάρχει και η κατάλληλη τοπογραφία. Όπως φαίνεται στο Σχ. 3.7 υπάρχουν διάφορες μορφές ανοιχτών πύργων ανάπαλσης. Η ύπαρξη αυτών των παραλλαγών εξηγείται από την προσπάθεια που έχει καταβληθεί κατά καιρούς για να αντιμετωπιστούν δύο κύρια προβλήματα της διάταξης: α) η ανάγκη να αποσβεστούν οι αναπτυσσόμενες ταλαντώσεις της υγρής στήλης μεταξύ του πύργου και της ανάντι δεξαμενής εντός λογικού χρόνου, β) την αποφυγή του ανεπιθύμητου συντονισμού. Οι ανοιχτοί πύργοι ανάπαλσης πρακτικά δεν χρειάζονται συντήρηση αφού δεν διαθέτουν κινούμενα μέρη και παρουσιάζουν άμεση απόκριση.

Συναντώνται σπάνια σε αντλητικές εγκαταστάσεις εξαιτίας της έλλειψης μεγάλου υψομέτρου κοντά στις εγκαταστάσεις. Σύμφωνα με τον Parmakian (1968) αποτελούν την πιο αξιόπιστη αντιπληγματική λύση. Ένα μειονέκτημα των ανοιχτών πύργων ανάπαλσης είναι το μεγάλο ύψος τους, αφού πρέπει να ξεπερνούν την πιεζομετρική γραμμή της εγκατάστασης, και ο κίνδυνος υπερχειλίσης που προκύπτει. Σε μεγάλες εγκαταστάσεις το μεγάλο ύψος τους ενδέχεται να οδηγήσει σε απαγορευτικό κόστος. Μια προσπάθεια μείωσης του μεγέθους της διάταξης μπορεί να επιτευχθεί με τοποθέτηση ειδικά διαμορφωμένων στομιών εισόδου και εξόδου στη βάση της. Επίσης είναι πιθανό να απαιτείται προσθήκη διάταξης που θα αποσβένει τις ανεπιθύμητες ταλαντώσεις της υγρής στήλης. Επίσης οι ανοιχτοί πύργοι ανάπαλσης πρέπει να είναι θερμικά μονωμένοι γιατί περιέχουν στάσιμο νερό με τη πιθανότητα να παγώσει. Σύμφωνα με τον Kroon (1984) το βασικότερο μειονέκτημα των ανοιχτών πύργων ανάπαλσης είναι το υψηλό κόστος τους.



Σχήμα 3.6. Σκαρίφημα ανοιχτού πύργου ανάπαλσης [29, σελ. 158].



Σχήμα 3.7. Διάφορες μορφές ανοιχτών πύργων ανάπαλσης [34, σελ. 31].

3.1.10. Πύργοι ανάπαλσης ή εκτονώσεως απλής – διπλής κατεύθυνσης (one-way/two-way surge tank)

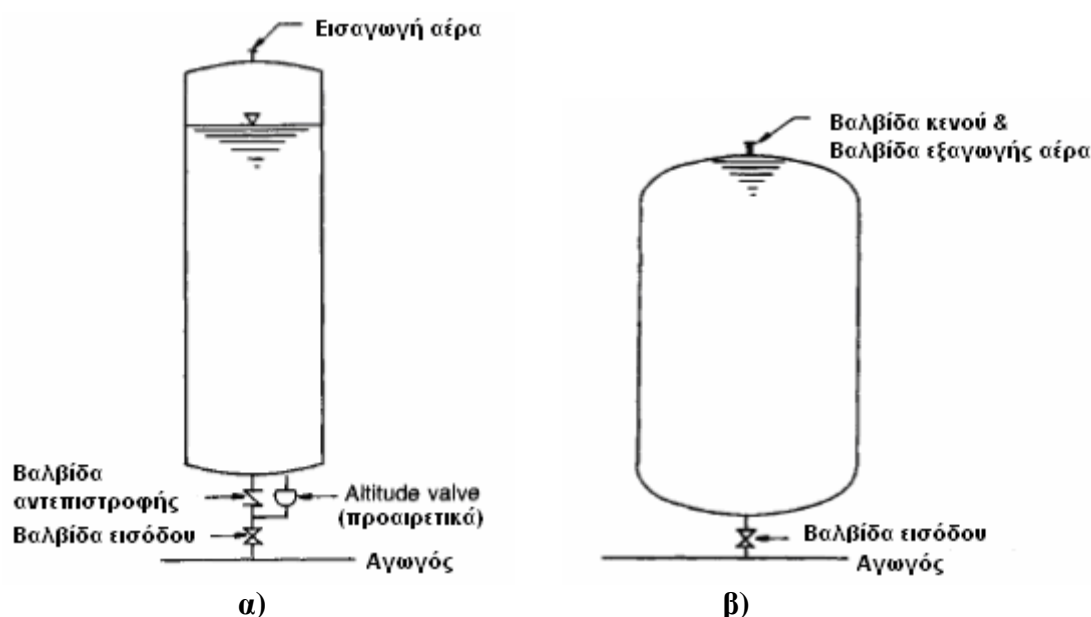
Ο πύργος ανάπαλσης χρησιμοποιείται για την προστασία του αγωγού κατάθλιψης μεγάλων εγκαταστάσεων έναντι υποπίεσεων κατά το σταμάτημα του κινητήρα και της ενδεχόμενης αποκόλλησης της υγρής στήλης, με το να διοχετεύει νερό στον αγωγό. Ο πύργος ανάπαλσης σχεδιάζεται σε δύο παραλλαγές: στον πύργο ανάπαλσης απλής και στον πύργο ανάπαλσης διπλής κατεύθυνσης.

Ο πύργος ανάπαλσης απλής κατεύθυνσης, του οποίου σκαρίφημα δίνεται στο Σχ. 3.8α., χρησιμοποιείται σε εγκαταστάσεις των οποίων η πιεζομετρική γραμμή είναι αρκετά υψηλή για να τοποθετήσουμε ανοιχτό πύργο ανάπαλσης. Έχει παρόμοια λειτουργία με τον ανοιχτό πύργο ανάπαλσης με τη διαφορά ότι δεν επιτρέπει την επιστροφή του νερού στον πύργο. Χρησιμοποιείται σε μικρές εγκαταστάσεις (μεγέθους περίπου 15mΣΥ) και η κατασκευή του είναι απλούστερη από αυτή του αεροφυλακίου αλλά πολυπλοκότερη από τον ανοιχτό πύργο ανάπαλσης. Στο Σχ. 3.9 δίνεται σκαρίφημα αντλητικής εγκατάστασης που χρησιμοποιεί αντιπληγματική διάταξη με πύργο ανάπαλσης απλής κατεύθυνσης. Όπως φαίνεται από το σκαρίφημα ο πύργος ανάπαλσης είναι απομονωμένος από τον αγωγό και συνδέεται με αυτόν μέσω βαλβίδας αντεπιστροφής στο σημείο όπου κατά τη φάση των υποπίεσεων η στατική πίεση ενδέχεται να πέσει κάτω από την πίεση ατμοποίησης του υγρού

(δηλαδή στο τμήμα του αγωγού που βρίσκεται σε μεγάλο υψόμετρο). Κατά την φάση υποπίεσης, όταν η στατική πίεση στον αγωγό στο σημείο σύνδεσής του με τον πύργο πέσει κάτω από την τιμή που αντιστοιχεί στην στάθμη του νερού μέσα σε αυτό, η βαλβίδα αντεπιστροφής ανοίγει και επιτρέπει τη τροφοδοσία του αγωγού μειώνοντας έτσι τις υποπίεσεις και αποκλείοντας τον κίνδυνο ατμοποίησης. Η στάθμη του νερού στον πύργο απλής κατεύθυνσης διατηρείται στην αρχική της τιμή (μετά από την ενεργοποίησή του) μέσω τροφοδοτικής αντλίας και αυτόματων διακοπών στάθμης. Ένα κριτήριο επιλογής του πύργου ανάπαλσης απλής κατεύθυνσης ως αντιπληγματική λύση είναι το παρακάτω:

$$\frac{a \cdot V_0}{g \cdot h} > 1 \quad (3.3)$$

όπου h είναι το ισοδύναμο ύψος της πίεσης στον πύργο ανάπαλσης.

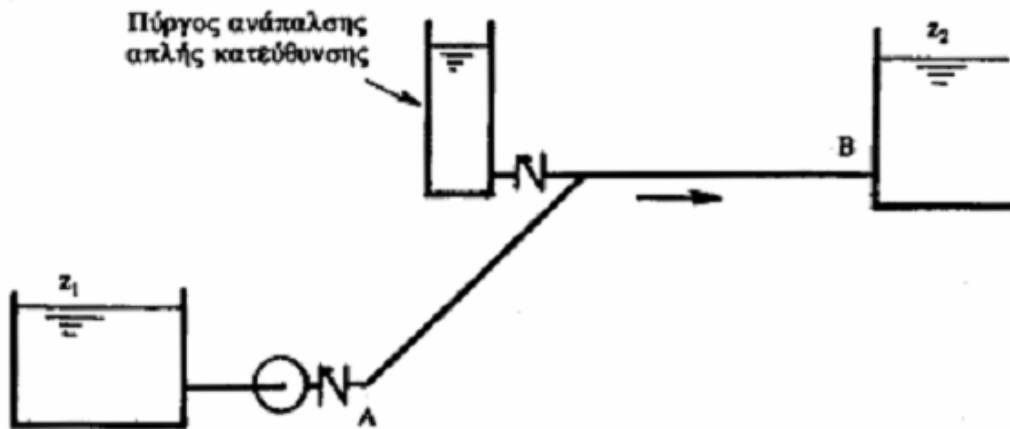


Σχήμα 3.8. Σκαρίφημα πύργου ανάπαλσης **α)** απλής κατεύθυνσης, **β)** διπλής κατεύθυνσης [29, σελ. 158].

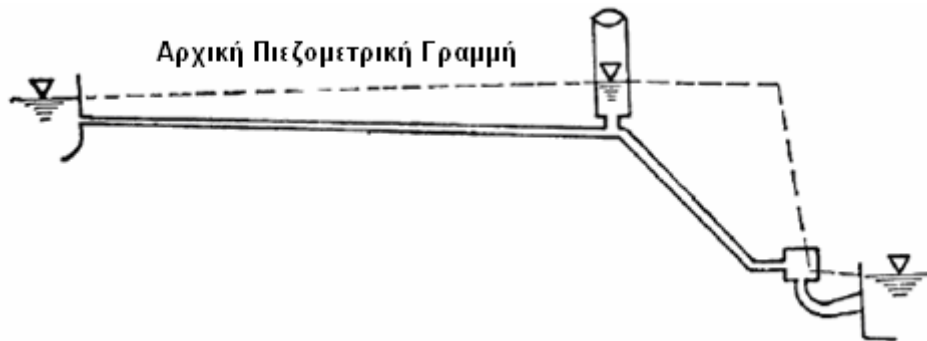
Ο πύργος ανάπαλσης διπλής διαδρομής, του οποίου σκαρίφημα δίνεται στο Σχ. 3.8β, είναι παρόμοιος με τον πύργο ανάπαλσης μονής διαδρομής με τη διαφορά ότι δεν διαθέτει βαλβίδα αντεπιστροφής. Συνήθως η διάταξη είναι γεμάτη με νερό, το οποίο είναι αναποτελεσματικό για τη περίπτωση των υπερπιέσεων αλλά αποτελεσματικό για τη περίπτωση των υποπίεσεων. Η λειτουργία αυτής της διάταξης είναι παρόμοια με αυτή του αεροφυλακίου. Στο Σχ. 3.10 δίνεται σκαρίφημα αντλητικής εγκατάστασης που χρησιμοποιεί αντιπληγματική διάταξη με πύργο ανάπαλσης διπλής κατεύθυνσης. Όπως φαίνεται από το σκαρίφημα η διάταξη αυτή χρησιμοποιείται σε δίκτυα αγωγών στα οποία η πιεζομετρική γραμμή απέχει λίγο από τον αγωγό (κριτήριο επιλογής διάταξης). Σε αυτή την περίπτωση ο πύργος ανάπαλσης λειτουργεί τόσο σε περιόδους χαμηλών όσο και σε περιόδους υψηλών πιέσεων.

Το πλεονέκτημα του πύργου ανάπαλσης απλής κατεύθυνσης έναντι του απλού πύργου ανάπαλσης είναι ότι δεν χρειάζεται να είναι τοποθετημένος στο ύψος της πιεζομετρικής γραμμής και για αυτό τον λόγο τοποθετείται συνήθως πολύ

χαμηλότερα της πιεζομετρικής γραμμής. Το βασικό μειονέκτημα του όμως είναι ότι δεν αντιμετωπίζει τις αναπτυσσόμενες υπερπίεσεις παρά μόνο τις υποπίεσεις. Η αντιπληγματική λύση του πύργου ανάπαλσης είναι οικονομική και αρκετά αξιόπιστη και χρησιμοποιείται συχνά σε εγκαταστάσεις διαχείρισης αποβλήτων. Η συγκεκριμένη αντιπληγματική διάταξη μελετήθηκε και αναπτύχθηκε από τον Parmakian (1968). Όπως ο ίδιος αναφέρει οι πύργοι ανάπαλσης δεν ενεργούν κατά την εκκίνηση της εγκατάστασης και πρέπει να διαθέτουν θερμική μόνωση γιατί περιέχουν στάσιμο νερό.



Σχήμα 3.9. Αντλητική εγκατάσταση που χρησιμοποιεί πύργο ανάπαλσης απλής κατεύθυνσης για αντιπληγματική προστασία [3, σελ. 303].



Σχήμα 3.10. Εγκατάσταση με πύργο ανάπαλσης διπλής κατεύθυνσης.

3.1.11. Αεροφυλάκια (air vessels)

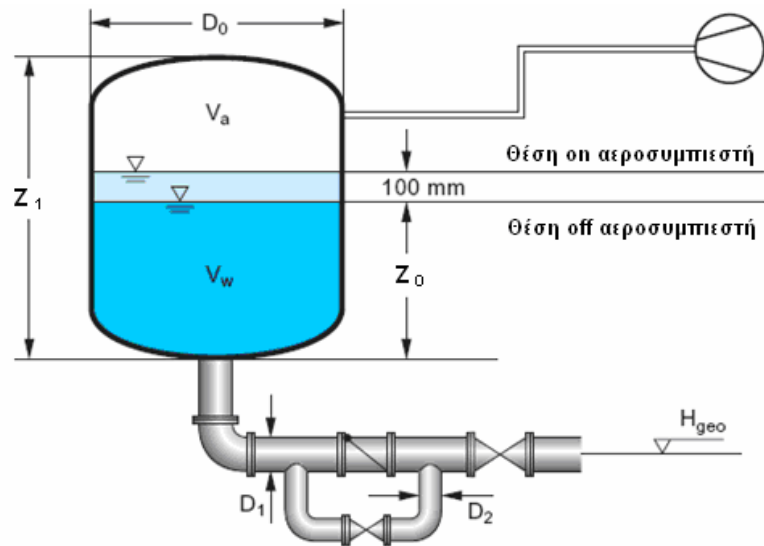
Η αντιπληγματική προστασία αντλητικής εγκατάστασης με χρήση αεροφυλακίου προσφέρει απόλυτη ασφάλεια και αξιοπιστία και αντιμετωπίζει τις υπερπίεσεις, τις υποπίεσεις καθώς και τις αρνητικές πιέσεις. Το αεροφυλάκιο είναι ένα κλειστό δοχείο που στο πάνω μέρος του υπάρχει αέριο (π.χ. αέρας) υπό πίεση και στο κάτω μέρος του υπάρχει νερό που διατηρεί σταθερή στάθμη. Η μάζα του αερίου που είναι εγκλωβισμένη στο πάνω μέρος του αεροφυλακίου θεωρείται σταθερή και άρα όταν η πίεση στο σημείο σύνδεσης του αεροφυλακίου με τον αγωγό αυξάνεται, τότε αυξάνεται η πίεση του αερίου, το αέριο συμπιέζεται και μειώνεται ο όγκος του. Το αντίθετο συμβαίνει όταν μειώνεται η πίεση στο σημείο σύνδεσης με τον αγωγό.

Κατά τη παύση του κινητήρα της αντλίας, εξαιτίας της αιφνίδιας διακοπής της ηλεκτρικής τροφοδοσίας, το ύψος και η παροχή που παρέχονται από την αντλία μειώνονται απότομα. Το συμπιεσμένο αέριο στο εσωτερικό του αεροφυλάκιου εκτονώνεται, αναγκάζει το νερό να εξέλθει από το αεροφυλάκιο, μέσα από ένα ειδικά διαμορφωμένο στόμιο εισόδου, και να εισέλθει στον αγωγό κατάθλιψης με σκοπό να αποκαταστήσει εν μέρει την κινηματική κατάσταση της ροής και έτσι να μειώσει την ένταση του αναπτυσσόμενου υδραυλικού πλήγματος. Όταν η ταχύτητα περιστροφής της αντλίας μειωθεί σε βαθμό που δεν μπορεί να προσδώσει άλλη ενέργεια στο νερό τότε η βαλβίδα αντεπιστροφής, που είναι τοποθετημένη στη κατάθλιψη της αντλίας, κλείνει απότομα και η αντλία εισέρχεται σε διαδικασία αδρανοποίησης. Μετά από σύντομο χρονικό διάστημα η ροή του νερού στον αγωγό κατάθλιψης σταματά, αντιστρέφεται και επιστρέφει προς το αεροφυλάκιο. Καθώς το νερό εισέρχεται στο αεροφυλάκιο, μέσα από ένα ειδικά διαμορφωμένο στόμιο εισόδου, ο όγκος του αερίου μειώνεται και δημιουργείται μία νέα διαφορά πίεσης, το μέγεθος της οποίας εξαρτάται από τη διαμόρφωση των στομιών εισόδου και εξόδου, τον αρχικό όγκο του αερίου στο αεροφυλάκιο και τη θερμοδυναμική μεταβολή που λαμβάνει χώρα στο εσωτερικό του αεροφυλάκιου. Τα στόμια εισόδου και εξόδου διαμορφώνονται έτσι ώστε η πτώση πίεσης κατά την είσοδο του νερού στο αεροφυλάκιο να είναι μεγαλύτερη από την πτώση πίεσης κατά την έξοδο του νερού (Σχ. 3.11 – αεροφυλάκιο τύπου πεπιεσμένου δοχείου). Το παραπάνω έχει διαπιστωθεί πως οδηγεί γρηγορότερα στην απόσβεση του μεταβατικού φαινομένου. Επίσης η θερμοδυναμική μεταβολή περιγράφεται από τη σχέση $H \cdot V^n = const.$, όπου $n=1,0 - 1,4$.

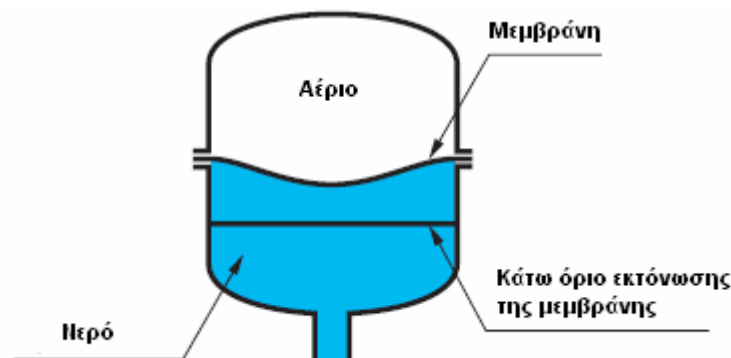
Διακρίνονται οι εξής τύποι αεροφυλάκιου: α) αεροφυλάκιο τύπου πεπιεσμένου δοχείου (air chamber), β) αεροφυλάκιο τύπου αποταμιευτή (accumulator). Και οι δύο τύποι λειτουργούν με βάση την ίδια αρχή λειτουργίας και η επιλογή ενός από τους δύο βασίζεται σε τεχνικά και οικονομικά κριτήρια. Επίσης ένα αεροφυλάκιο μπορεί να έχει διεύθυνση κατακόρυφη, οριζόντια ή επικλινή. Το αεροφυλάκιο τύπου πεπιεσμένου δοχείου είναι εξοπλισμένο με αεροσυμπιεστή και με αισθητήρες οι οποίοι ενεργοποιούν ή απενεργοποιούν τον αεροσυμπιεστή έτσι ώστε το αεροφυλάκιο να είναι γεμισμένο μέχρι την επιθυμητή στάθμη. Όπως φαίνεται από το Σχ. 3.11, η στάθμη που ενεργοποιεί τον αεροσυμπιεστή βρίσκεται ψηλότερα από τη στάθμη που τον απενεργοποιεί. Όμως δεν υπάρχει κάποιος κανόνας που να ρυθμίζει την απόσταση των δύο σταθμών. Παράγοντες που διαμορφώνουν την απόσταση αυτή, όπως αναφέρουν οι Evans και Crawford, είναι: α) η χωρητικότητα του συμπιεστή, β) το μέγεθος του αεροφυλάκιου, γ) πόσο συχνά ο αεροσυμπιεστής ενεργοποιείται ή απενεργοποιείται, δ) οι διακυμάνσεις της θερμοκρασίας του περιβάλλοντος, ε) πόσο διάστημα χρειάζεται για την επαναλειτουργία της εγκατάστασης έπειτα από παρατεταμένη διακοπή της λειτουργίας της. Ο τύπος αυτός αεροφυλάκιου ρυθμίζεται συνήθως με την προσυμπίεση του αερίου μέσα στο αεροφυλάκιο μέχρι μιας αρχικής πίεσεως και πρέπει να διαθέτουν γυάλινη επιφάνεια μέσω της οποίας να μπορεί να φανεί η στάθμη του νερού στο αεροφυλάκιο. Το αεροφυλάκιο τύπου αποταμιευτή, εξαιτίας της σχεδίασής του, είναι κατάλληλο μόνο για εγκαταστάσεις που απαιτούν μικρούς όγκους αεροφυλάκιου (π.χ. πετροχημικές εγκαταστάσεις). Στο εσωτερικό του υπάρχει μια εύκαμπτη μεμβράνη η οποία διαχωρίζει τον υγρό από τον αέριο όγκο. Το αέριο που χρησιμοποιείται συνήθως είναι άζωτο ή κάποιο άλλο αδρανές αέριο. Η εύκαμπτη μεμβράνη εμποδίζει την απορρόφηση του αερίου από το υγρό. Αυτός ο τύπος αεροφυλάκιου έχει το πλεονέκτημα της ευκολότερης συντήρησης σε σύγκρισή με τον τύπο πεπιεσμένου δοχείου.

Τα αεροφυλάκια δεν τοποθετούνται μόνο στη κατάθλιψη της αντλίας για να προστατεύουν την εγκατάσταση από τις αρνητικές συνέπειες των μεταβατικών φαινομένων που μπορεί να προκαλέσει η αντλία, αλλά μπορούν επίσης να τοποθετηθούν σε άλλες κατάλληλες θέσεις του δικτύου αγωγών. Για παράδειγμα σε μεγάλους αγωγούς αναρρόφησης, ένα επιπρόσθετο αεροφυλάκιο στην αναρρόφηση της αντλίας παρέχει αποτελεσματικό έλεγχο των μεταβατικών φαινομένων. Σε περίπτωση αστοχίας της αντλίας ή διακοπής της ηλεκτρικής τροφοδοσίας, ένα ανάντι αεροφυλάκιο θα απορροφήσει την ενέργεια, ενώ ένα κατάντι αεροφυλάκιο θα την καταναλώσει. Τα αεροφυλάκια δεν είναι κατάλληλα για χρήση σε συστήματα διαχείρισης αποβλήτων για τους παρακάτω λόγους: α) όταν ένα σύστημα διαχειρίζεται απόβλητα δεν είναι δυνατό να μετρηθεί η επιθυμητή στάθμη του νερού για τη ρύθμιση του αεροσυμπιεστή, β) το εσωτερικό κέλυφος του αεροφυλακίου θα τρυπηθεί από τα αιχμηρά αντικείμενα που περιέχονται στα απόβλητα, γ) υπάρχει κίνδυνος δημιουργίας κρούστας, ιζημάτων και διαφόρων εμποδίων. Τα αεροφυλάκια παρουσιάζουν υψηλή αξιοπιστία λειτουργίας, αρκεί να είναι κατάλληλα ρυθμισμένα. Κατά τη διάρκεια της λειτουργίας τους πρέπει να δίνεται προσοχή στα παρακάτω: α) παρακολούθηση της στάθμης του νερού στο αεροφυλάκιο, β) για λόγους υγιεινής, συνεχής ή τουλάχιστον συχνή αντικατάσταση του υγρού όγκου, γ) το συμπιεσμένο αέριο δεν πρέπει να περιέχει κανένα έλαιο, δ) με σκοπό την επιθεώρηση και τη συντήρηση του αεροφυλακίου απαιτείται η ύπαρξη εφεδρικού αεροφυλακίου, ε) συντήρηση του αεροσυμπιεστή.

Το αεροφυλάκιο αντιμετωπίζει συνήθως το πρόβλημα των αρνητικών πιέσεων καλύτερα από τις υπόλοιπες αντιπληγματικές διατάξεις. Ως μειονέκτημα της μεθόδου αυτής μπορεί να θεωρηθεί το υψηλό κόστος εγκατάστασης, όπως αναφέρει ο Fox (1977), λόγω του σχετικά μεγάλου μεγέθους του αεροφυλακίου και η ανάγκη εξυπηρέτησής του από αεροσυμπιεστή. Για αυτό το λόγο η εγκατάσταση αεροφυλακίου δικαιολογείται μόνο στις μεγάλους μεγέθους εγκαταστάσεις, όπου οι άλλες μέθοδοι μάλλον είναι λιγότερο αξιόπιστες ή το ίδιο δαπανηρές. Το αεροφυλάκιο πρέπει να αποφεύγεται ως αντιπληγματική λύση στη περίπτωση αντλητικής εγκατάστασης στην οποία η υψομετρική διαφορά των δεξαμενών αναρρόφησης και κατάθλιψης είναι μικρή σε σύγκριση με τις υδραυλικές απώλειες του αγωγού (δηλαδή στις περιπτώσεις μεγάλου μήκους μεταφοράς αγωγών και οριζόντιων δικτύων όπως τα πυροσβεστικά δίκτυα). Συνήθως ανάμεσα στο αεροφυλάκιο και την αντλία χρησιμοποιείται βαλβίδα αντεπιστροφής. Επειδή η απόσταση αντλίας – αεροφυλακίου είναι συνήθως μικρή ενδέχεται να εκδηλωθεί πλήγμα στη βαλβίδα (check valve slam) και για τον λόγο αυτό χρησιμοποιείται σύστημα εξασθένησης της μηχανικής κίνησης. Ο όγκος του αέρα που περικλείεται στο αεροφυλάκιο εξαρτάται από πολλούς παράγοντες όπως το μήκος του αγωγού, τη διατομή του, την αρχική ταχύτητα του νερού και τη μηκοτομή του αγωγού. Η εγγυημένη διατήρηση του αέρα μέσα στο αεροφυλάκιο είναι ουσιαστική για τη σωστή λειτουργία του, αφού για πλήρωση με αέρα κάτω από το 50% του όγκου του αεροφυλακίου έχει ως αποτέλεσμα την μη αποδοτική λειτουργία του. Για τον λόγο αυτό τα αεροφυλάκια χρησιμοποιούνται σπάνια σε υδροηλεκτρικά έργα όπου προτιμούνται οι πύργοι ανάπαλσης. Σημειώνεται ότι η συνδυασμένη τοποθέτηση βαλβίδων εισαγωγής αέρα με την εγκατάσταση αεροφυλακίου έχει ως αποτέλεσμα τη μείωση του απαιτούμενου όγκου του. Η μείωση του όγκου του αεροφυλακίου μπορεί να επιτευχθεί με τοποθέτηση ειδικά διαμορφωμένων στομίων εισόδου και εξόδου στη βάση του. Τέλος, τα αεροφυλάκια πρέπει να είναι θερμικά μονωμένα γιατί περιέχουν στάσιμο νερό με τη πιθανότητα να παγώσει.



Σχήμα 3.11. Αεροφυλάκιο τύπου πεπιεσμένου δοχείου. Για την αποφυγή υψηλών πιέσεων κατά την επιστροφή του νερού στο αεροφυλάκιο ο αγωγός ενώνεται με το αεροφυλάκιο μέσω βαλβίδας αντεπιστροφής και με κλάδο by-pass μικρότερης διαμέτρου [20, σελ. 20].



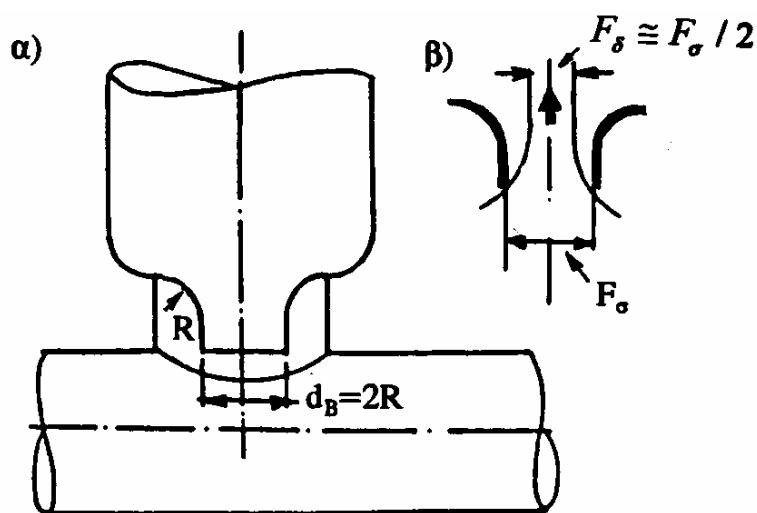
Σχήμα 3.12. Αεροφυλάκιο τύπου αποταμιευτή [20, σελ. 21].

3.1.12. Αδιάκοπη ηλεκτρική τροφοδοσία (UPS)

Η διαθεσιμότητα μεγάλων ηλεκτρικών μονάδων που θα τροφοδοτούν αδιάκοπα την αντλητική εγκατάσταση αποτελεί ενδεχομένως μία λύση στην αντιμετώπιση της κύριας αιτίας δημιουργίας του υδραυλικού πλήγματος. Σε αντλητικές εγκαταστάσεις με πολλές παράλληλες αντλίες, μπορεί να εγκατασταθεί ένα σύστημα UPS το οποίο θα τροφοδοτεί έναν ή περισσότερους κινητήρες, δοθέντος ότι υπάρχει η πιθανότητα να διατηρηθεί η πίεση σε επιτρεπτά όρια με τις εναπομείναντες αντλίες. Βασικό μειονέκτημα αυτής της λύσης είναι το υψηλό κόστος.

Το φαινόμενο αυτό είναι σύνθετο, αφού στον αγωγό εξετάζεται ως υδραυλικό πλήγμα (ταχύτητα της διαταραχής a , ελαστικότητα του αγωγού και του υγρού) ενώ στο αεροφυλάκιο εξετάζεται ως μεταβατικό φαινόμενο στερεής στήλης (απείρως μεγάλη ταχύτητα της διαταραχής, ομοιόμορφες συνθήκες της ροής). Η εξέλιξη των δύο φαινομένων παρακολουθείται ταυτόχρονα δεδομένου ότι το ένα αποτελεί οριακή συνθήκη για το άλλο.

Είναι φανερό ότι όσο μεγαλύτερος είναι ο όγκος του αέρα στην αρχική μόνιμη κατάσταση λειτουργίας, τόσο μικρότερο αναμένεται να είναι το εύρος της διακύμανσης της ταχύτητας και της πίεσης στον αγωγό και στο αεροφυλάκιο. Ακόμη αναμένεται ότι η απόσβεση του φαινομένου θα είναι τόσο πιο γρήγορη όσο μεγαλύτερες είναι οι υδραυλικές απώλειες της εγκατάστασης, γραμμικές και εντοπισμένες. Για τον λόγο αυτό συχνά διαμορφώνεται κατάλληλο στόμιο στην είσοδο του αεροφυλακίου, στόμιο τύπου Borda, όπως φαίνεται στο Σχ. 3.14, έτσι ώστε η αντίσταση που υπεισέρχεται για ροή από τον αγωγό προς το αεροφυλάκιο να είναι πολλαπλάσια της αντίστασης για ροή από το αεροφυλάκιο προς τον αγωγό, η οποία πρέπει να γίνεται με όσο το δυνατό μικρότερη αντίσταση έτσι ώστε να μην προκαλούνται υψηλές υποπίεσεις στο μέσο του αγωγού και ενδεχόμενη αποκόλληση της υγρής στήλης. Σημειώνεται ότι στην περίπτωση στομίου, ως υδραυλικές απώλειες και άρα αντίσταση θεωρείται η κινητική ενέργεια της αντίστοιχης δέσμης. Στην ιδεατή περίπτωση στομίου Borda με οξείες, μη στρογγυλευμένες ακμές και για την ίδια παροχή, η ταχύτητα της ροής από τον αγωγό προς το δοχείο είναι 2 φορές μεγαλύτερη από αυτήν της ροής από το δοχείο προς τον αγωγό και άρα η αντίσταση της ροής από τον αγωγό προς το δοχείο είναι 4 φορές μεγαλύτερη από ό,τι για την ροή από το δοχείο προς τον αγωγό. Στη πράξη λόγω του ότι τα τοιχώματα του στομίου δεν έχουν απόλυτα οξείες ακμές, αντί της θεωρητικής τιμής του 4, ο λόγος απωλειών της ροής προς και από το αεροφυλάκιο είναι της τάξης του 2,5 – 3.



Σχήμα 3.14. Διαμόρφωση του στομίου εισόδου της ροής στο αεροφυλάκιο σε στόμιο Borda [3, σελ. 295].

Η πίεση H_0 του αέρα στο αεροφυλάκιο σχετίζεται με τη θερμοδυναμική αλλαγή της κατάστασής του. Γενικά πρόκειται για μία πολυτροπική αλλαγή της κατάστασης του αέρα που εκφράζεται από τη σχέση $H_0 \cdot V_0^n = const.$ (η πίεση H_0 είναι απόλυτη και εκφράζεται σε mΣΥ). Για καθαρά ισόθερμη μεταβολή (που συμβαίνει στη περίπτωση αργών μεταβολών και για αεροφυλάκια μεγάλου όγκου) ο

πολυτροπικός εκθέτης n είναι ίσος με 1, ενώ για αδιαβατική μεταβολή (που συμβαίνει στη περίπτωση γρήγορων μεταβολών και για αεροφυλάκια μικρού όγκου) ο πολυτροπικός εκθέτης n είναι ίσος με 1,4. Μία συνήθης τιμή είναι $n=1,2$ δεχόμενοι ότι οι μεταβολές είναι γρήγορες στις πρώτες φάσεις του μεταβατικού φαινομένου και αργές προς το τέλος του. Πρέπει να σημειωθεί ότι ο εκθέτης n , εξαιτίας των δυναμικών συνθηκών που επικρατούν στο αεροφυλάκιο, δεν παραμένει σταθερός. Έχει δειχθεί από τους Graze και Horlacher (1989) ότι σε μία τυπική εγκατάσταση ο εκθέτης n μεταβάλλεται από 0,6 μέχρι 2,0 με την πίεση να διακυμαίνεται από 4 bar ως 13 bar και τη θερμοκρασία από -45°C ως $+50^{\circ}\text{C}$, αντίστοιχα.

3.3. ΔΙΑΓΡΑΜΜΑΤΑ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΥ ΜΕΓΙΣΤΩΝ ΥΠΕΡΠΙΕΣΕΩΝ – ΥΠΟΠΙΕΣΕΩΝ ΣΕ ΑΝΤΛΗΤΙΚΗ ΕΓΚΑΤΑΣΤΑΣΗ ΜΕ ΑΕΡΟΦΥΛΑΚΙΟ

Παρακάτω θα παρουσιάσουμε διαγράμματα υπολογισμού των μέγιστων υπερπίεσεων και υποπίεσεων που αναπτύσσονται στον αγωγό κατάθλιψης, μετά το αιφνίδιο σταμάτημα του κινητήρα της αντλίας σε αντλητική εγκατάσταση με αεροφυλάκιο και βαλβίδα αντεπιστροφής (Σχ. 3.13). Τα διαγράμματα αυτά είναι χρήσιμα και για την διαστασιολόγηση του αεροφυλακίου και τον υπολογισμό του αρχικού όγκου αέρα που περικλείεται σε αυτό. Επίσης ορισμένα διαγράμματα παρουσιάζουν ομοιότητες μεταξύ τους και κάποια χρησιμοποιούν ακόμα και τις ίδιες ή παρόμοιες παραμέτρους. Αυτό είναι απόλυτα φυσιολογικό και αναμενόμενο αφού κάθε ερευνητής αναφερόταν και στηριζόταν σε μελέτες προγενεστέρων, διαδικασία που άρχισε από τις αρχές του προηγούμενου αιώνα και συνεχίζεται μέχρι σήμερα. Τα διαγράμματα θα παρουσιαστούν με χρονολογική σειρά έτσι ώστε να γίνει εμφανής η χρονική εξέλιξή τους.

3.3.1. Διαγράμματα Evangelisti (1938)

Ο Evangelisti χρησιμοποιώντας τη θεωρία του ασυμπίεστου ρευστού συνέταξε το 1938, ύστερα από αρκετά μεγάλη έρευνα, διαγράμματα με σκοπό την διαστασιολόγηση αεροφυλακίων. Η διαστασιολόγηση απαιτεί τον ορισμό από τον σχεδιαστή της εγκατάστασης, της μέγιστης (κατ' απόλυτη τιμή) υπερπίεσης και υποπίεσης που αναπτύσσονται υπό την υπόθεση ισόθερμης και αδιαβατικής μεταβολής, αμελώντας τις απώλειες λόγω τριβής. Ο Evangelisti έδειξε ότι όταν οι απώλειες λόγω τριβών είναι αμελητέες τότε τα κύματα των μέγιστων υπερπίεσεων και υποπίεσεων είναι ασύμμετρα (το κύμα της μέγιστης υποπίεσης είναι πιο χαμηλό από το κύμα της μέγιστης υπερπίεσης), πράγμα το οποίο ισχύει για τυπική λειτουργία αεροφυλακίου. Ο Evangelisti στην ανάλυσή του τονίζει επίσης την σημαντική επίδραση της επίδρασης του πολυτροπικού εκθέτη στην απόσβεση του φαινομένου, άποψη η οποία θα αμφισβητηθεί αργότερα από μεταγενέστερους ερευνητές (Stephenson, 2002). Τέλος, υποθέτοντας απότομο κλείσιμο της βαλβίδας αντεπιστροφής το φαινόμενο περιγράφεται από την ανάλυση του Evangelisti με βάση τις παρακάτω εξισώσεις:

$$\bullet \quad Z = \frac{L}{g} \cdot \frac{dV}{dt} \pm a \cdot V^2 \quad (3.4)$$

$$\bullet \quad \frac{dU}{dt} = \omega \cdot V \quad (3.5)$$

$$\bullet \quad Y \cdot U^n = Y_s \cdot U_s^n = \text{const.} \quad (3.6)$$

όπου Z η αύξηση της πίεσης κατά τη διάρκεια του υδραυλικού πλήγματος μετρημένο από το απόλυτο στατικό ύψος, L το μήκος του αγωγού, g η επιτάχυνση της βαρύτητας, V η ταχύτητα της ροής στον αγωγό που λαμβάνεται θετική όταν έχει κατεύθυνση από την αντλία προς την δεξαμενή κατάθλιψης, $\alpha \cdot V^2$ ο συντελεστής των υδραυλικών απωλειών, U ο όγκος του αέρα στο αεροφυλάκιο, ω η διατομή του αγωγού, Y το απόλυτο ολικό ύψος, n ο πολυτροπικός εκθέτης και ο δείκτης s αναφέρεται σε στατικές συνθήκες.

Αν αγνοηθούν οι υδραυλικές απώλειες οι σχέσεις (3.4) – (3.6) μπορούν να διαμορφώσουν μία διαφορική εξίσωση χωριζομένων μεταβλητών. Με αρχικές συνθήκες $V=V_0$ για $Z=0$, όπου V_0 είναι η αρχική ταχύτητα στον αγωγό. Ο Evangelisti (1938) έδωσε την παρακάτω σχέση:

$$\frac{1}{n-1} \cdot \left[(1+z)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] + \frac{1}{(1+z)^{\frac{1}{n}}} = 1 + \sigma \cdot (1-v^2) \quad (3.7)$$

όπου χρησιμοποιούνται οι αδιάστατες μεταβλητές:

$$\text{Αδιάστατο ύψος:} \quad z = \frac{Z}{Y_s} \quad (3.8)$$

$$\text{Αδιάστατη ταχύτητα:} \quad v = \frac{V}{V_0} \quad (3.9)$$

και η χαρακτηριστική παράμετρος που εκφράζει τη σχέση μεταξύ της κινητικής ενέργειας της υγρής στήλης στην αρχική κατάσταση και της ελαστικής ενέργειας του αέρα υπό πίεση:

$$\sigma = \frac{V_0^2 \cdot \omega \cdot L}{2 \cdot g \cdot U_s \cdot Y_s} \quad (3.10)$$

Η σχέση (3.10) δεν ισχύει για $n=1$ (ισόθερμη μεταβολή). Για τις περιπτώσεις που ο πολυτροπικός εκθέτης n τείνει προς τη μονάδα χρησιμοποιείται η παρακάτω σχέση:

$$\ln(1+z) + \frac{1}{1+z} = 1 + \sigma \cdot (1-v^2) \quad (3.11)$$

Οι σχέσεις (3.7) και (3.11) περιγράφουν το μεταβατικό φαινόμενο με την υπόθεση αμελητέων υδραυλικών απωλειών. Επιπρόσθετα οι μέγιστες πιέσεις που αναπτύσσονται μπορούν να αποκτηθούν από τις σχέσεις (3.7) ή (3.11), θέτοντας $v=0$, από τις οποίες προκύπτουν δύο ρίζες της παραμέτρου σ . Αυτές οι τιμές (η μία θετική και η άλλη αρνητική) αντιστοιχούν στις μέγιστες υπερπιέσεις και υποπιέσεις:

$$\text{Μέγιστη υπερπίεση:} \quad z_{\max} = \frac{Z_{\max}}{Y_s} \quad (3.12)$$

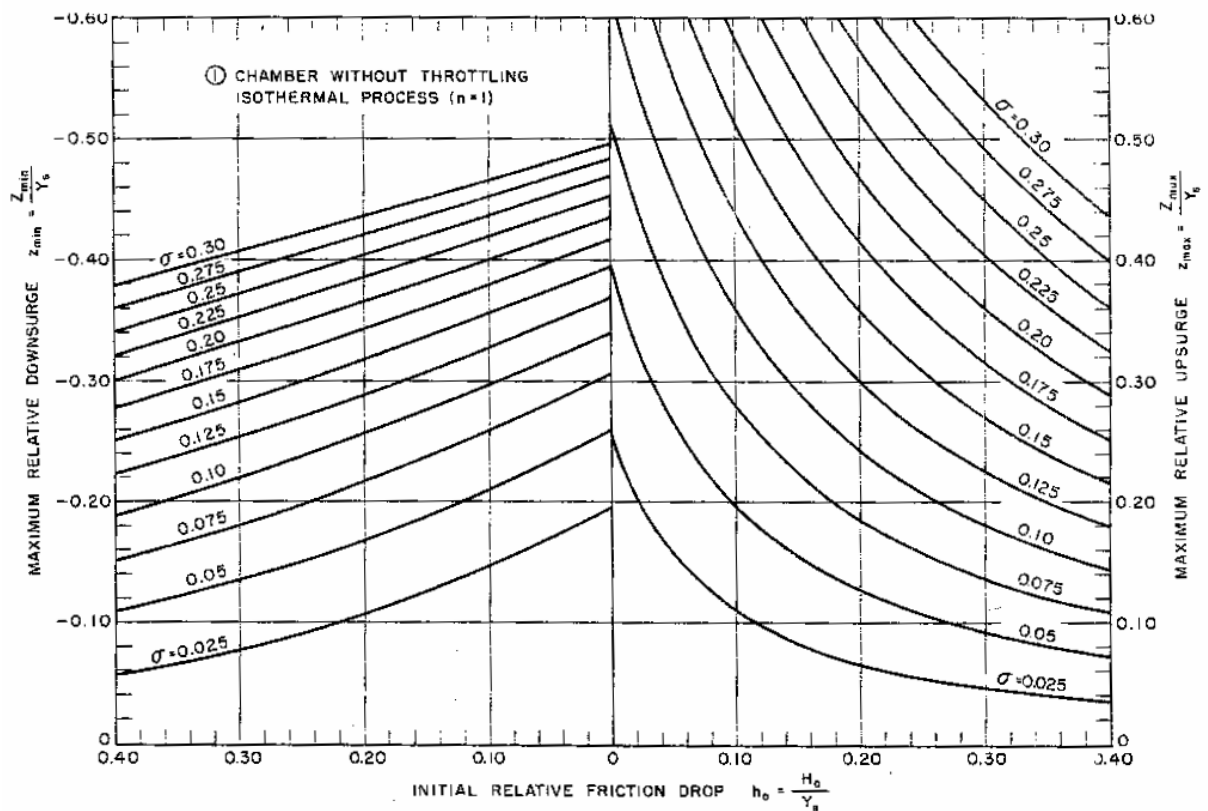
$$\text{Μέγιστη υποπίεση: } z_{\min} = \frac{Z_{\min}}{Y_s} \quad (3.13)$$

Από τη σχέση (3.6) μπορούμε να βρούμε τον μέγιστο όγκο του αέρα στο αεροφυλάκιο.

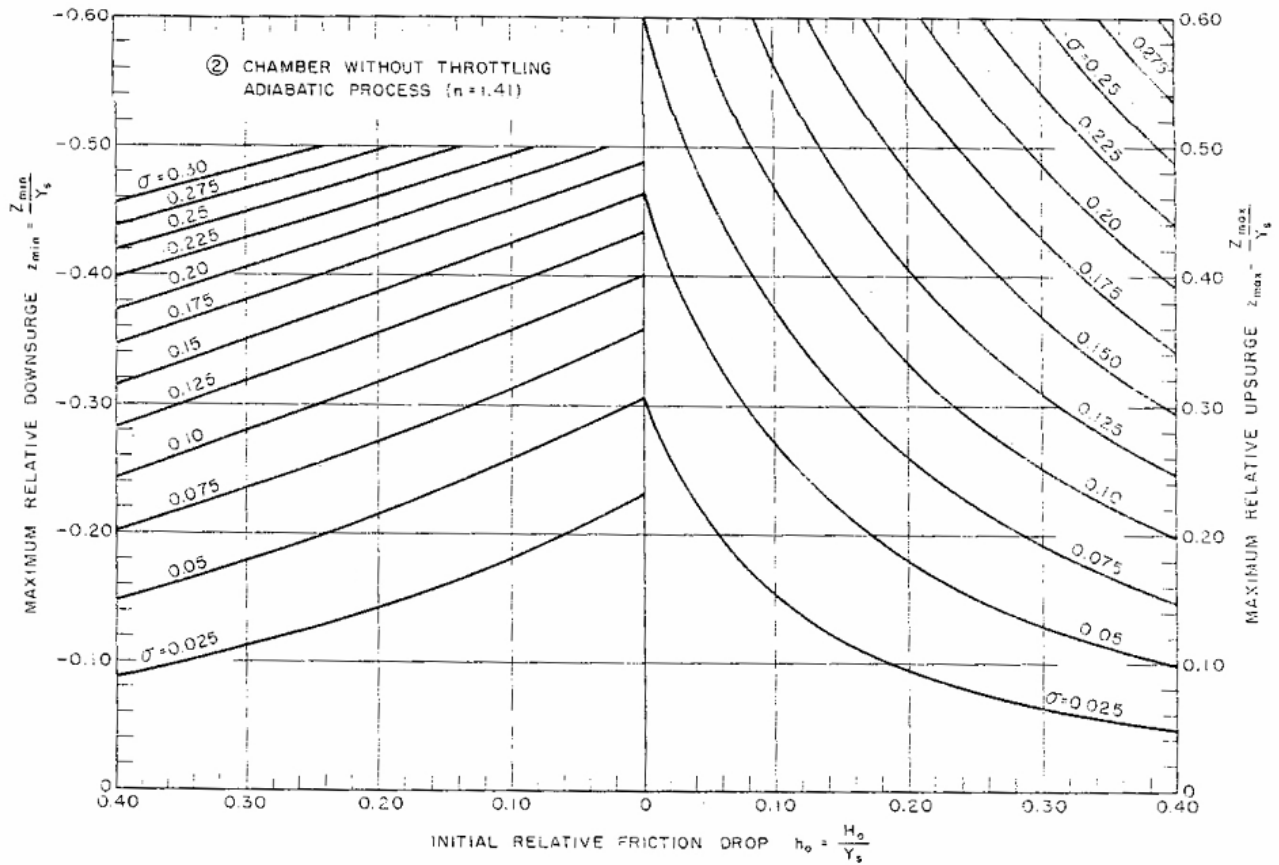
Στη περίπτωση που οι υδραυλικές απώλειες δεν μπορούν να αμεληθούν τότε οι σχέσεις (3.4) – (3.6) δεν μπορούν να αποτελέσουν αναλυτική λύση. Ο Evangelisti μελέτησε αυτή την περίπτωση με τη βοήθεια αριθμητικών διαδικασιών και απέκτησε γενικά αποτελέσματα εισάγοντας την αδιάστατη μεταβλητή:

$$h_0 = \frac{H_0}{Y_s} \quad (3.14)$$

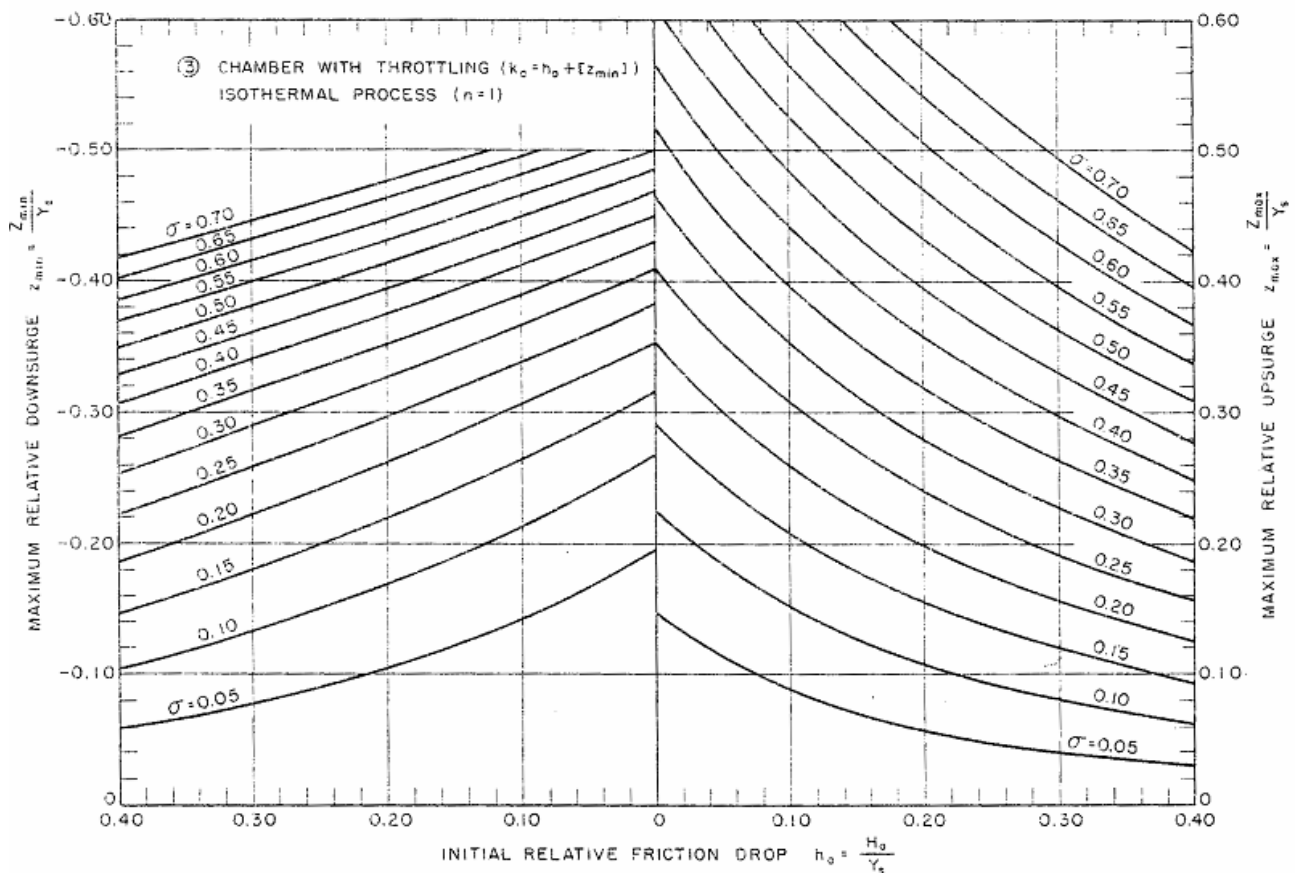
όπου H_0 είναι οι αρχικές υδραυλικές απώλειες. Όπως φαίνεται από τα διαγράμματα Evangelisti που παρουσιάζονται στα Σχ. 3.15 – 3.18 οι υδραυλικές απώλειες ευνοούν τη μείωση των αναπτυσσόμενων υπερπιέσεων και υποπιέσεων.



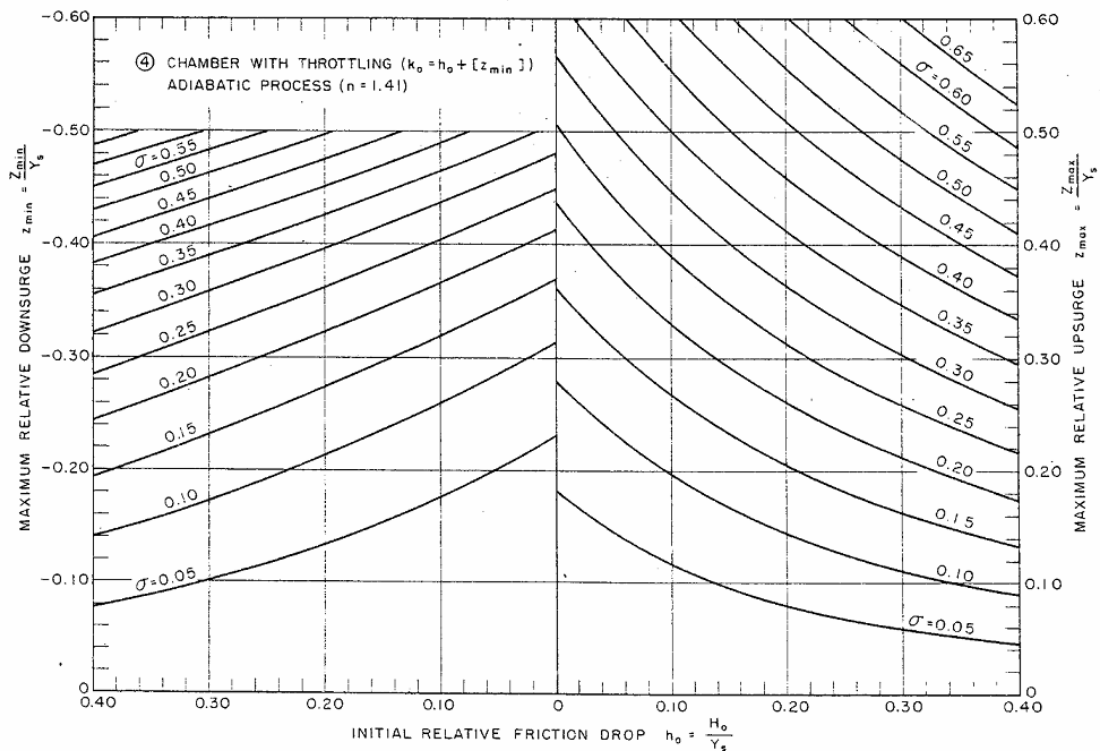
Σχήμα 3.15. Διάγραμμα Evangelisti για ισόθερμη εκτόνωση του αέρα ($n=1$) και χωρίς ειδικά διαμορφωμένο στόμιο [39, σελ. 465-10].



Σχήμα 3.16. Διάγραμμα Evangelisti για αδιαβατική εκτόνωση του αέρα ($n=1,41$) και χωρίς ειδικά διαμορφωμένο στόμιο [39, σελ. 465-11].



Σχήμα 3.17. Διάγραμμα Evangelisti για ισόθερμη εκτόνωση του αέρα ($n=1$) και με ειδικά διαμορφωμένο στόμιο [39, σελ. 465-12].



Σχήμα 3.18. Διάγραμμα Evangelisti για αδιαβατική εκτόνωση του αέρα ($n=1,41$) και με ειδικά διαμορφωμένο στόμιο [39, σελ. 465-13].

3.3.2. Διαγράμματα Evans & Crawford (1954)

Οι Evans και Crawford συνέταξαν το 1954 διαγράμματα για τη διαστασιολόγηση του αεροφυλακίου στηριγμένοι στις παραμέτρους των διαγραμμάτων του Allievi (παράγραφος 2.2.1) και τη γραφική μέθοδο που ανέπτυξε ο Angus (1937) για την ανάλυση μεταβατικών φαινομένων σε αγωγούς κατάθλιψης που διαθέτουν αεροφυλάκιο κοντά στην αντλία. Τα διαγράμματα Evans & Crawford χρησιμοποιούν τις παρακάτω παραδοχές:

- Η βαλβίδα αντεπιστροφής βρίσκεται στην κατάθλιψη της αντλίας και κλείνει αυτόματα μετά τη διακοπή της λειτουργίας του κινητήρα.
- Το αεροφυλάκιο βρίσκεται κοντά στην αντλία.
- Η κατάσταση του αέρα στο αεροφυλάκιο ακολουθεί την εξής πολυτροπική μεταβολή: $H^* \cdot C^{1,2} = const.$ (η πίεση H_θ είναι απόλυτη και εκφράζεται σε mΣΥ).
- Ο λόγος των απωλειών της ίδιας παροχής προς και από το αεροφυλάκιο είναι ίσος προς 2,5:1.
- Ο αέρας στο αεροφυλάκιο δέχεται πίεση H^* .
- Οι υδραυλικές απώλειες μεταβάλλονται με το τετράγωνο τα ταχύτητας.
- Κατά τη διάρκεια του μεταβατικού φαινομένου διατηρείται η συνέχεια της ροής στον αγωγό κατάθλιψης, πράγμα που σημαίνει ότι δεν εμφανίζεται σε κανένα σημείο του αγωγού αποκόλληση της υγρής στήλης.

Με χρήση της πρώτης παραδοχής εξαλείφονται οι χαρακτηριστικές της αντλίας. Με χρήση της τρίτης παραδοχής η πολυτροπική μεταβολή του αέρα στο αεροφυλάκιο

μπορεί να χαρακτηριστεί πως βρίσκεται ανάμεσα στην αδιαβατική και την ισόθερμη. Η τέταρτη παραδοχή πραγματοποιείται με χρήση κατάλληλα διαμορφωμένου στομίου. Με τη πέμπτη παραδοχή η διαφορά στατικού ύψους ανάμεσα στην επιφάνεια του νερού στο αεροφυλάκιο και την κεντρική γραμμή του αγωγού θεωρείται αμελητέα.

Οι Evans και Crawford χρησιμοποίησαν στην ανάλυσή τους την αδιάστατη παράμετρο ρ που είναι χαρακτηριστική της σωλήνωσης:

$$\rho = \frac{a \cdot V_o}{2 \cdot g \cdot H_o} \quad (3.15)$$

όπου a η ταχύτητα μετάδοσης της διαταραχής, H_o είναι το αρχικό ολικό ύψος και V_o η αρχική ταχύτητα της ροής. Επειδή στα αεροφυλάκια ο όγκος του αέρα είναι συνάρτηση της απόλυτης πίεσης που δέχεται η παράμετρος ρ μετασχηματίζεται στην:

$$\rho^* = \frac{a \cdot V_o}{2 \cdot g \cdot H_o^*} \quad (3.16)$$

όπου H_o^* το απόλυτο ολικό ύψος στην είσοδο του αεροφυλακίου.

Οι Evans και Crawford χρησιμοποίησαν μία αδιάστατη παράμετρο παρόμοια με την παράμετρο σ που χρησιμοποίησε ο Evangelisti:

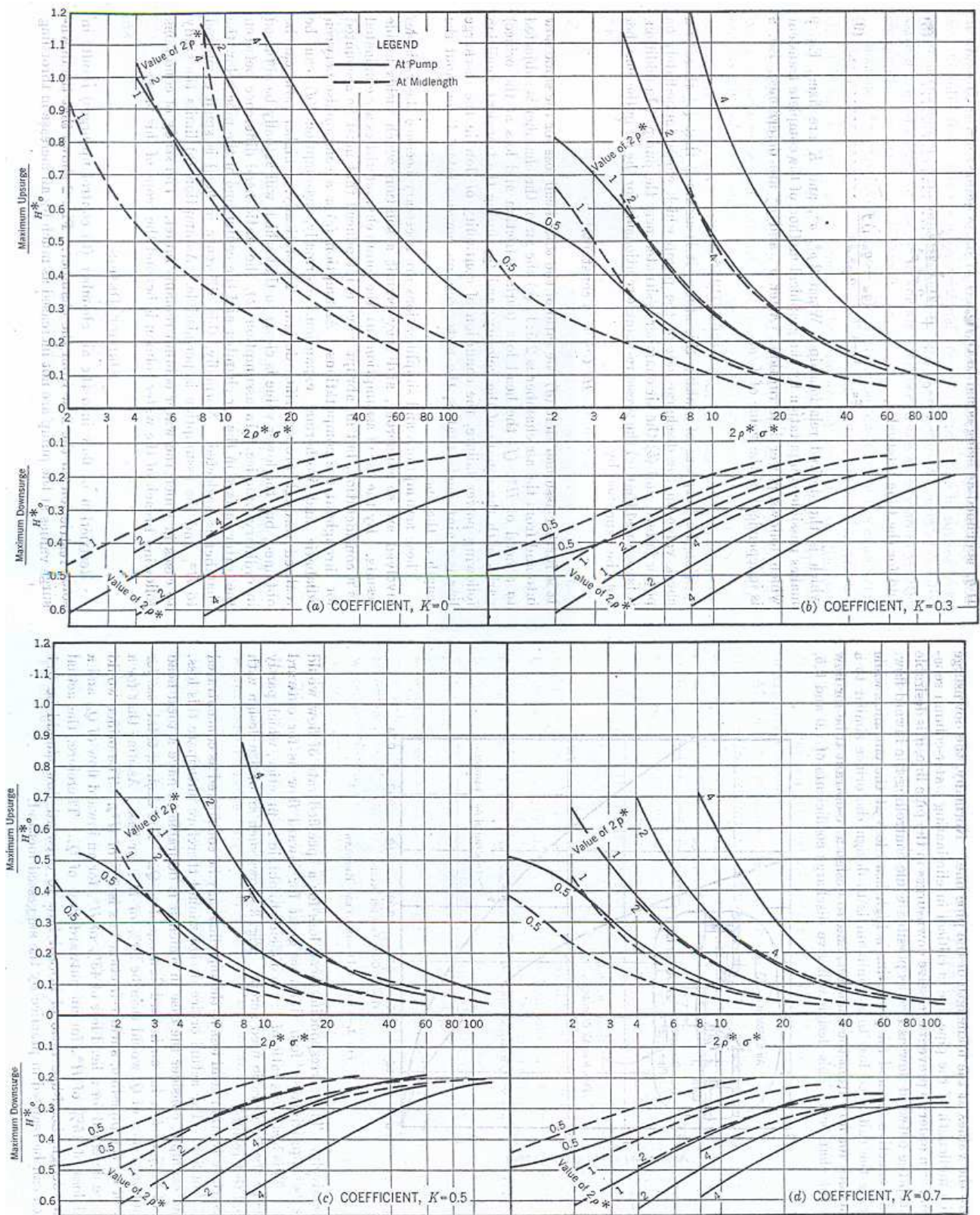
$$\sigma^* = \frac{2 \cdot g \cdot C_o \cdot H_o^*}{A \cdot L \cdot V_o^2} \quad (3.17)$$

όπου C_o είναι ο όγκος του αέρα στο αεροφυλάκιο, A είναι η διατομή του αγωγού και L το μήκος του. Η σχέση (3.17), όπως και η αντίστοιχη (3.10) περιγράφει τη μετατροπή της ενέργειας του αέρα στο αεροφυλάκιο σε κινητική ενέργεια του νερού στον αγωγό κατάθλιψης. Η αντίστοιχη παράμετρος σ που χρησιμοποίησε ο Evangelisti έχει τη μορφή του αντίστροφου της παραμέτρου σ^* , αλλά βασίζεται σε στατικές τιμές του ύψους και του όγκου αντί για τις αρχικές τιμές τους.

Οι Evans και Crawford χρησιμοποίησαν τη μεταβλητή K έτσι ώστε να συμπεριλάβουν τις υδραυλικές απώλειες στην ανάλυσή τους. Η μεταβλητή K ορίζεται έτσι ώστε το γινόμενο $K \cdot H_o^*$ να είναι ίσο με τις συνολικές υδραυλικές απώλειες της ροής Q_o στο αεροφυλάκιο και στον αγωγό κατάθλιψης, όπου Q_o είναι η αρχική παροχή. Το αεροφυλάκιο θα είναι εξοπλισμένο με ειδικά διαμορφωμένο στόμιο (τύπου Borda) έτσι ώστε οι απώλειες της ροής από το αεροφυλάκιο να είναι μικρότερες από τις απώλειες της ροής προς το αεροφυλάκιο.

Τα διαγράμματα Evans & Crawford, που παρουσιάζονται στο Σχ. 3.19, υπολογίζουν τις αναπτυσσόμενες υπερπίεσεις και υποπίεσεις που αναπτύσσονται στην κατάθλιψη της αντλίας (συνεχής γραμμή) και στο μέσο του αγωγού (διακεκομμένη γραμμή) συναρτήσει των παραμέτρων K , $2\rho^*$ και $2\rho^* \sigma^*$. Οι υπερπίεσεις και υποπίεσεις έχουν αδιαστατοποιηθεί ως προς το απόλυτο ολικό ύψος H_o^* . Σύμφωνα με τον Allievi η παράμετρος ρ^* μεταβάλλεται στη περιοχή 0,25 – 2,0 και η παράμετρος σ^* στη περιοχή 2 – 30. Τα διαγράμματα έχουν χαραχθεί ώστε να

καλύπτουν αυτές τις περιοχές. Επίσης η παράμετρος K , που συμπεριλαμβάνει τις υδραυλικές απώλειες, μεταβάλλεται στη περιοχή $0,0 - 0,7$. Εξαιτίας της μεγάλης αντίστασης που αναπτύσσεται στη ροή για $K=0,7$, απαιτούνται αεροφυλάκια μεγάλων διαστάσεων για να ελεγχθούν οι υποπίεσεις, ενώ οι υπερπίεσεις δεν μειώνονται ιδιαίτερα. Σε αυτή τη περίπτωση οι υποπίεσεις ελέγχονται καλύτερα χρησιμοποιώντας μικρότερα αεροφυλάκια με λιγότερη στένωση το στομίου εισόδου.



Σχήμα 3.19. Διαγράμματα Evans & Crawford για αντλητική εγκατάσταση με αεροφυλάκιο για τις περιπτώσεις: **a) $K=0$, b) $K=0,3$, c) $K=0,5$, d) $K=0,7$** (Ολόκληρες γραμμές για τη κατάθλιψη της αντλίας, διακεκομμένες γραμμές για το μέσο του αγωγού) [12, σελ. 1030-1031].

3.3.3. Διαγράμματα Parmakian (1963)

Τα διαγράμματα που συντάχθηκαν από τον J.Parmakian το 1963 προέκυψαν από τη συστηματική επίλυση πολλών περιπτώσεων υδραυλικού πλήγματος σε αντλητικές εγκαταστάσεις με αεροφυλάκιο, όταν ισχύουν οι ακόλουθες προϋποθέσεις:

- Το αεροφυλάκιο είναι τοποθετημένο κοντά στη κατάθλιψη της αντλίας.
- Η ροπή αδρανείας των στρεφομένων μαζών είναι μικρή ώστε η βαλβίδα αντεπιστροφής να κλείνει αμέσως, δηλαδή σε χρόνο μικρότερο του $T = \frac{2 \cdot L}{a}$.
- Η κατάσταση του αέρα στο αεροφυλάκιο ακολουθεί την εξής πολυτροπική μεταβολή: $H_\theta \cdot V_\theta^{1.2} = const.$ (η πίεση H_θ είναι απόλυτη και εκφράζεται σε mΣΥ).
- Ο λόγος των απωλειών της ίδιας παροχής προς και από το αεροφυλάκιο είναι ίσος προς 2,5:1 (και όχι ο θεωρητικός 4:1) δεδομένου ότι σε κάθε πρακτική εφαρμογή οι ακμές του στομίου δεν μπορεί παρά να έχουν ένα πάχος και να είναι στρογγυλεμένες.

Πρέπει να τονίσουμε ότι όπως και στα διαγράμματα Evans & Crawford η βαλβίδα αντεπιστροφής θεωρείται πως κλείνει αμέσως έτσι ώστε να εξαλείφονται οι χαρακτηριστικές της αντλίας. Αυτό έχει ως συνέπεια τα διαγράμματα να μην συμπεριλαμβάνουν την επίδραση που έχουν διαφορετικές χαρακτηριστικές αντλιών στη διαμόρφωση των αναπτυσσομένων υπερπιέσεων και υποπιέσεων.

Το στόμιο του αεροφυλακίου διαμορφώνεται σύμφωνα με το Σχ. 3.14 του οποίου πρέπει να καθορισθεί η διάμετρος $d_B = 2 \cdot R$. Τα διαγράμματα έχουν χαραχθεί για 4 διαφορετικές τιμές της παραμέτρου κ , η τιμή της οποίας ορίζεται ως εξής: το γινόμενο $\kappa \cdot H_o^*$ είναι ίσο προς το άθροισμα των υδραυλικών απωλειών στον αγωγό συν τις απώλειες ροής στο στόμιο από τον αγωγό προς το αεροφυλάκιο, για παροχή ίση προς την αρχική παροχή της μόνιμης λειτουργίας Q_o . Το ύψος H_o^* ορίζεται ως $H_o^* = H_o + H_a$, όπου H_o το ολικό ύψος της αντλίας στο αρχικό μόνιμο σημείο λειτουργίας και H_a η ατμοσφαιρική πίεση. Δηλαδή η παράμετρος κ χαρακτηρίζει την τιμή της διαμέτρου d_B του στομίου Borda. Για παροχή Q_o από το αεροφυλάκιο προς τον αγωγό η υδραυλική απώλεια δh_σ στο στόμιο είναι ίση προς την αντίστοιχη κινητική ενέργεια και δίνεται από τη σχέση:

$$\delta h_\sigma = \frac{1}{2 \cdot g} \cdot \left(\frac{\frac{Q_o}{\pi \cdot d_B^2}}{4} \right)^2 \quad (3.18)$$

Τα 4 διαγράμματα Parmakian (ένα για κάθε τιμή της παραμέτρου κ) παρουσιάζονται στα Σχ. 3.20 – 3.23 και δίνουν τη μέγιστη υπερπίεση ΔH^+ και υποπίεση ΔH^- στη θέση της αντλίας (πλήρης γραμμή) και στο μέσο του αγωγού (διακεκομμένη γραμμή)

συναρτήσει του μεγέθους $\frac{2 \cdot V_{o\theta} \cdot a}{Q_o \cdot L}$, όπου $V_{o\theta}$ είναι ο όγκος του αέρα στο

αεροφυλάκιο στην αρχική μόνιμη κατάσταση λειτουργίας και Q_0 η αρχική μόνιμη παροχή. Πρέπει να σημειωθεί ότι είναι φανερή η ομοιότητα των διαγραμμάτων Parmakian με τα διαγράμματα των Evans & Crawford. Παράμετρος στα διαγράμματα είναι η τιμή $2\rho^*$ που χαρακτηρίζει τον αγωγό, παράμετρος που χρησιμοποιήθηκε και στα διαγράμματα των Evans & Crawford:

$$2\rho^* = \frac{a \cdot u_o}{g \cdot H_o^*} \quad (3.19)$$

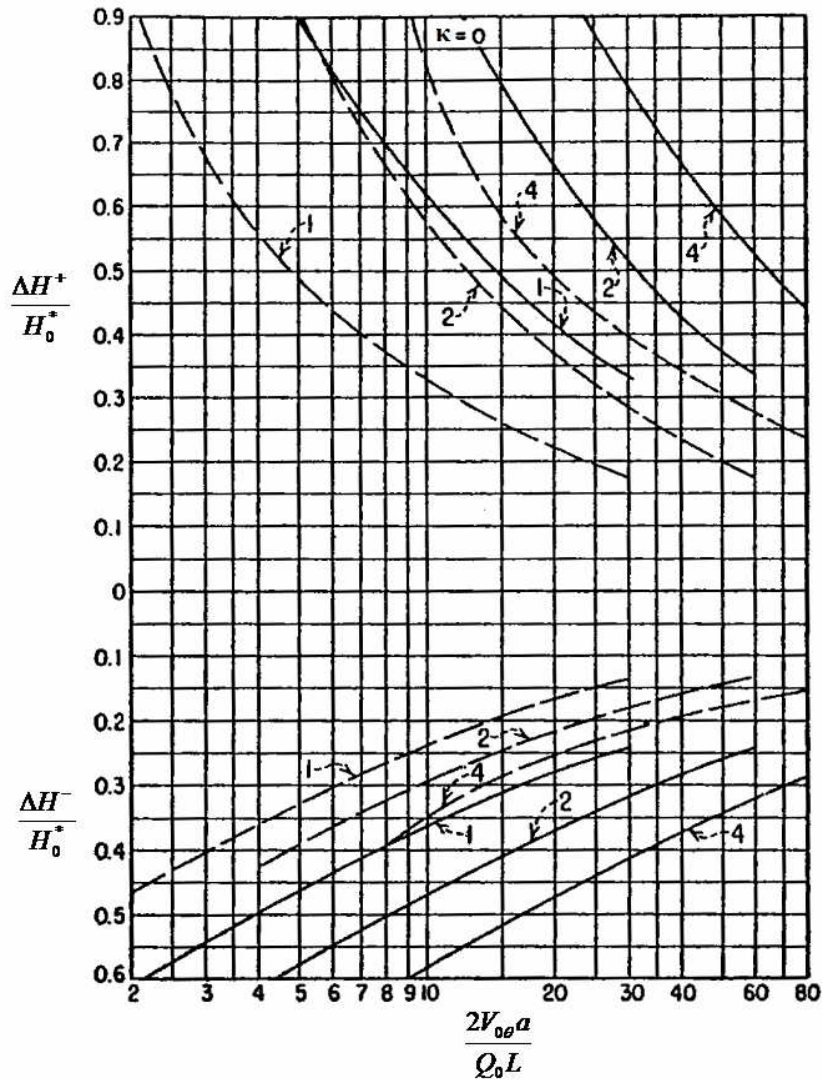
Τα διαγράμματα Parmakian για αντλητική εγκατάσταση με αεροφυλάκιο είναι πολύ χρήσιμα και πρακτικά τόσο για το ευθύ όσο και για το αντίστροφο πρόβλημα, δηλαδή για τον υπολογισμό αεροφυλακίου ώστε σε δεδομένη αντλητική εγκατάσταση η μέγιστη υπερπίεση ή υποπίεση να μην ξεπεράσει δεδομένο όριο.

Ο ολικός όγκος του αεροφυλακίου λαμβάνεται για λόγους ασφαλείας ίσος με $1,25 \cdot V_{\theta_{\max}}$ όπου με $V_{\theta_{\max}}$ συμβολίζεται ο μέγιστος όγκος του αέρα στο αεροφυλάκιο που αντιστοιχεί στην μέγιστη υποπίεση που αναπτύσσεται στο αεροφυλάκιο και άρα στη θέση της αντλίας. Στη περίπτωση που ο όγκος του αεροφυλακίου προκύπτει πολύ μεγάλος, είναι πολλές φορές συμφέρουσα η εγκατάσταση δύο ή περισσότερων αεροφυλακίων, παράλληλα εγκατεστημένων και ισοδύναμων με το αρχικό. Για τον μέγιστο όγκο $V_{\theta_{\max}}$ του αέρα στο αεροφυλάκιο ισχύει:

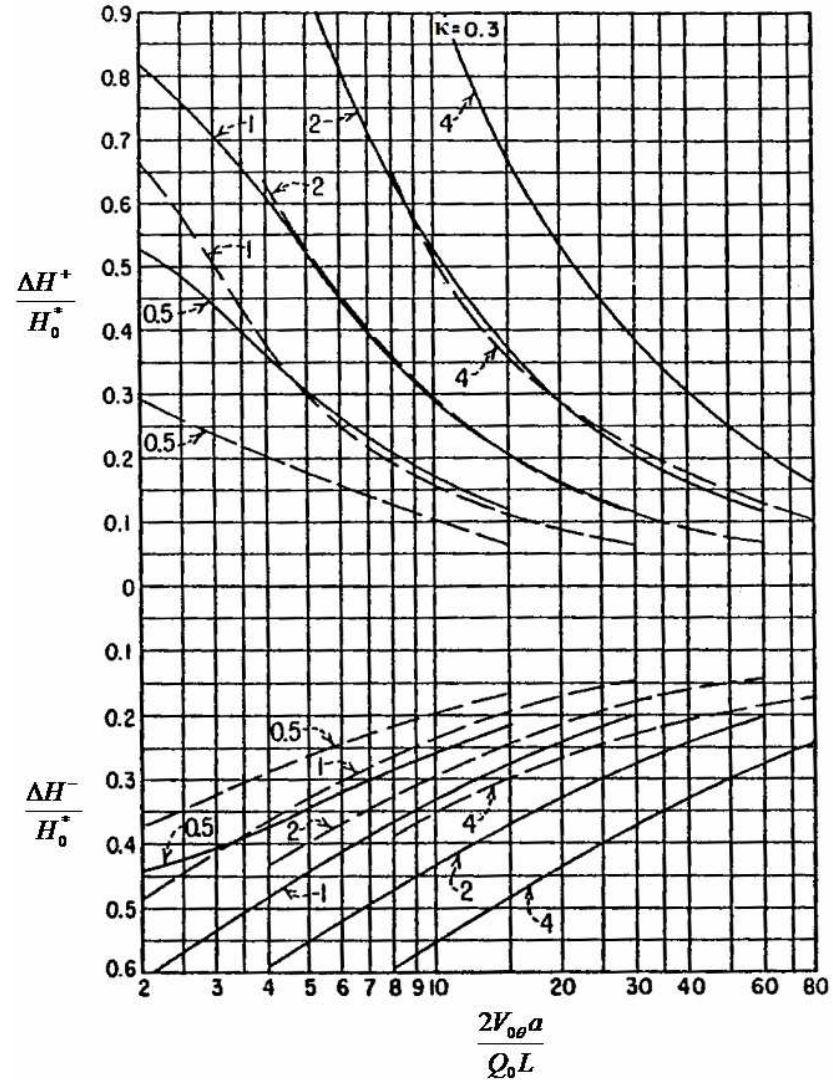
$$V_{\theta_{\max}} = V_{o\theta} \cdot \left(\frac{H_o^*}{H_{\min}^*} \right)^{\frac{1}{n}} \quad (3.20)$$

$$H_{\min}^* = H_{\min} + H_a \quad (3.21)$$

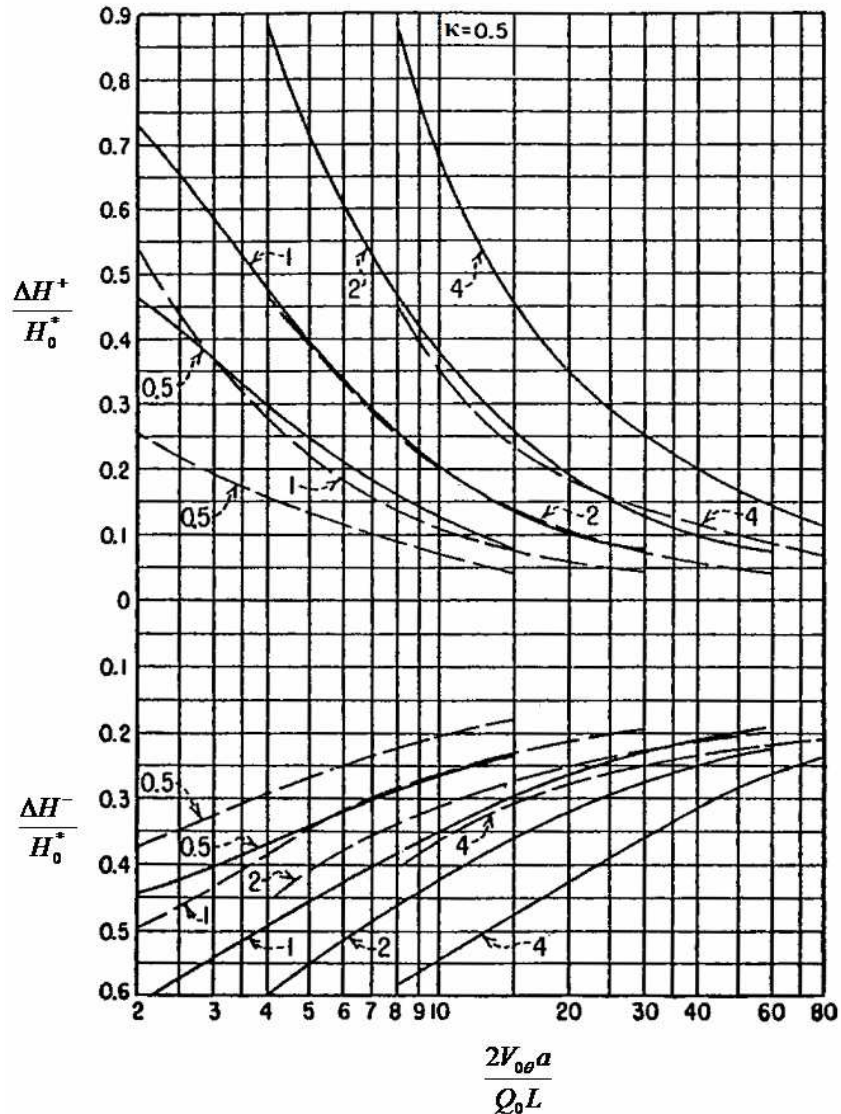
όπου H_{\min} είναι η ελάχιστη στατική πίεση στην σύνδεση του αεροφυλακίου με τον αγωγό.



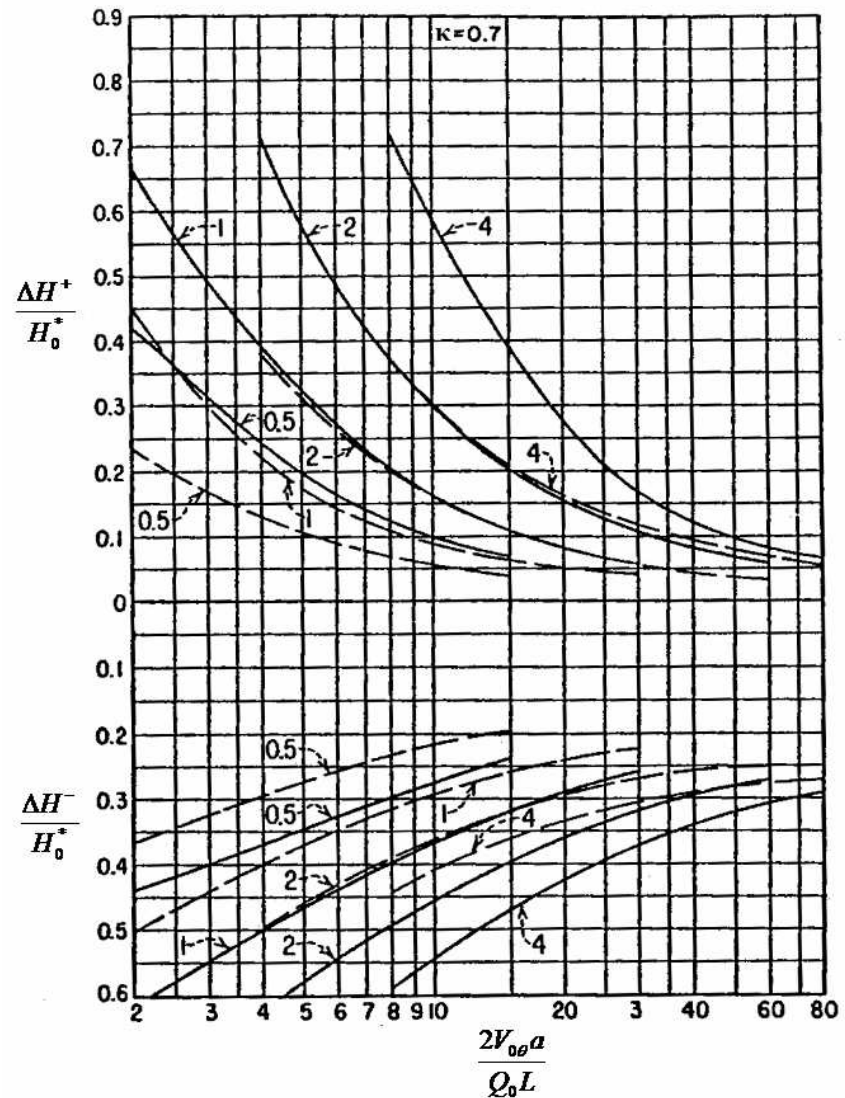
Σχήμα 3.20. Διάγραμμα Parmakian για αντλητική εγκατάσταση με αεροφυλάκιο για τη περίπτωση που $\kappa=0$ (Ολόκληρες γραμμές για τη κατάθλιψη της αντλίας, διακεκομμένες γραμμές για το μέσο του αγωγού) [26, σελ. 137].



Σχήμα 3.21. Διάγραμμα Parmakian για αντλητική εγκατάσταση με αεροφυλάκιο για τη περίπτωση που $\kappa=0,3$ (Ολόκληρες γραμμές για τη κατάθλιψη της αντλίας, διακεκομμένες γραμμές για το μέσο του αγωγού) [26, σελ. 138].



Σχήμα 3.22. Διάγραμμα Parmakian για αντλητική εγκατάσταση με αεροφυλάκιο για τη περίπτωση που $\kappa=0,5$ (Ολόκληρες γραμμές για τη κατάθλιψη της αντλίας, διακεκομμένες γραμμές για το μέσο του αγωγού) [26, σελ. 139].



Σχήμα 3.23. Διάγραμμα Parmakian για αντλητική εγκατάσταση με αεροφυλάκιο για τη περίπτωση που $\kappa=0,7$ (Ολόκληρες γραμμές για τη κατάθλιψη της αντλίας, διακεκομμένες γραμμές για το μέσο του αγωγού) [26, σελ. 140].

3.3.4. Διαγράμματα Graze & Horlacher (1989)

Τα διαγράμματα των Graze και Horlacher συντάχθηκαν το 1989 και τα πλεονεκτήματα που παρουσιάζουν σε σύγκριση με αντίστοιχα διαγράμματα προγενέστερων ερευνητών είναι τα εξής:

- Είναι κατάλληλα για τον έλεγχο της ευαισθησίας της σχεδίασης της εγκατάστασης από τη μεταβολή του πολυτροπικού εκθέτη n .
- Παρέχουν εποπτεία των υδραυλικών απωλειών της ροής στο στόμιο εισόδου. Αυτό έχει το πλεονέκτημα πως με τη τοποθέτηση του κατάλληλου στομίου εισόδου, μπορεί να μειωθεί το συνολικό μέγεθος του αεροφυλακίου όταν αυτό θα είναι απαραίτητο για την αντιμετώπιση αρκετά υψηλών πιέσεων.

Τα διαγράμματα είναι χωρισμένα σε δύο κατηγορίες ανάλογα με το αν το αεροφυλάκιο διαθέτει κατάλληλα διαμορφωμένο στόμιο εισόδου ή όχι.

A. Αεροφυλάκια χωρίς ειδικά διαμορφωμένο στόμιο εισόδου

Τα διαγράμματα αυτά χρησιμοποιούν τις παρακάτω αδιάστατες παραμέτρους:

- Παράμετρος τριβής: $\bar{h}_f = \frac{h_L}{h_j}$ (3.22)

- Ύψος Joukowsky: $h_j = \frac{c \cdot v_o}{g}$ (3.23)

- $\bar{h}_o = \frac{h_o^*}{h_j} = \frac{h_o + h_{atm}}{h_j} \Rightarrow \bar{h}_o = \frac{h_s + h_L + h_{atm}}{h_j}$ (3.24)

- Μέγιστη υπερπίεση: $HR_{max} = \frac{h_{max} - h_s}{h_j}$ (3.25)

- Μέγιστη υποπίεση (απόλυτη τιμή): $HR_{min} = \frac{h_{min} - h_s}{h_j}$ (3.26)

- Παράμετρος αεροφυλακίου και αγωγού: $K = \frac{c \cdot C_o}{n \cdot A \cdot v_o \cdot L}$ (3.27)

όπου A είναι η διατομή του αγωγού, c είναι η ταχύτητα μετάδοσης της διαταραχής, C_o είναι ο αρχικός όγκος του αέρα στο αεροφυλάκιο, g η επιτάχυνση της βαρύτητας, h_{atm} η ατμοσφαιρική πίεση σε mΣΥ, h_L οι γραμμικές απώλειες της ροής κατά μήκος του αγωγού σε mΣΥ, h_s το στατικό ύψος στην κατάθλιψη της αντλίας σε mΣΥ, L το μήκος του αγωγού, n ο πολυτροπικός εκθέτης, v_o η αρχική ταχύτητα της ροής, h_{max} η μέγιστη στατική πίεση σε mΣΥ και h_{min} η ελάχιστη στατική πίεση σε mΣΥ στην ένωση του αεροφυλακίου με τον αγωγό.

Ο πολυτροπικός εκθέτης n μπορεί να μεταβάλλεται κατά τα γνωστά στην περιοχή 1 – 1,4. Αν λαμβάνει χώρα μεταφορά θερμότητας μικρής έντασης τότε μία τιμή στην περιοχή 1,3 – 1,4 είναι μία καλή προσέγγιση, ενώ αν πρόκειται για μεγαλύτερης έντασης προτιμάται μία τιμή στην περιοχή 1,05 – 1,1. Επομένως μία αρχική τιμή του πολυτροπικού εκθέτη επιλέγεται συνήθως στην περιοχή 1,175 – 1,2. Ωστόσο όπως τονίσαμε και στη παράγραφο 3.2 σε μία τυπική εγκατάσταση ο εκθέτης

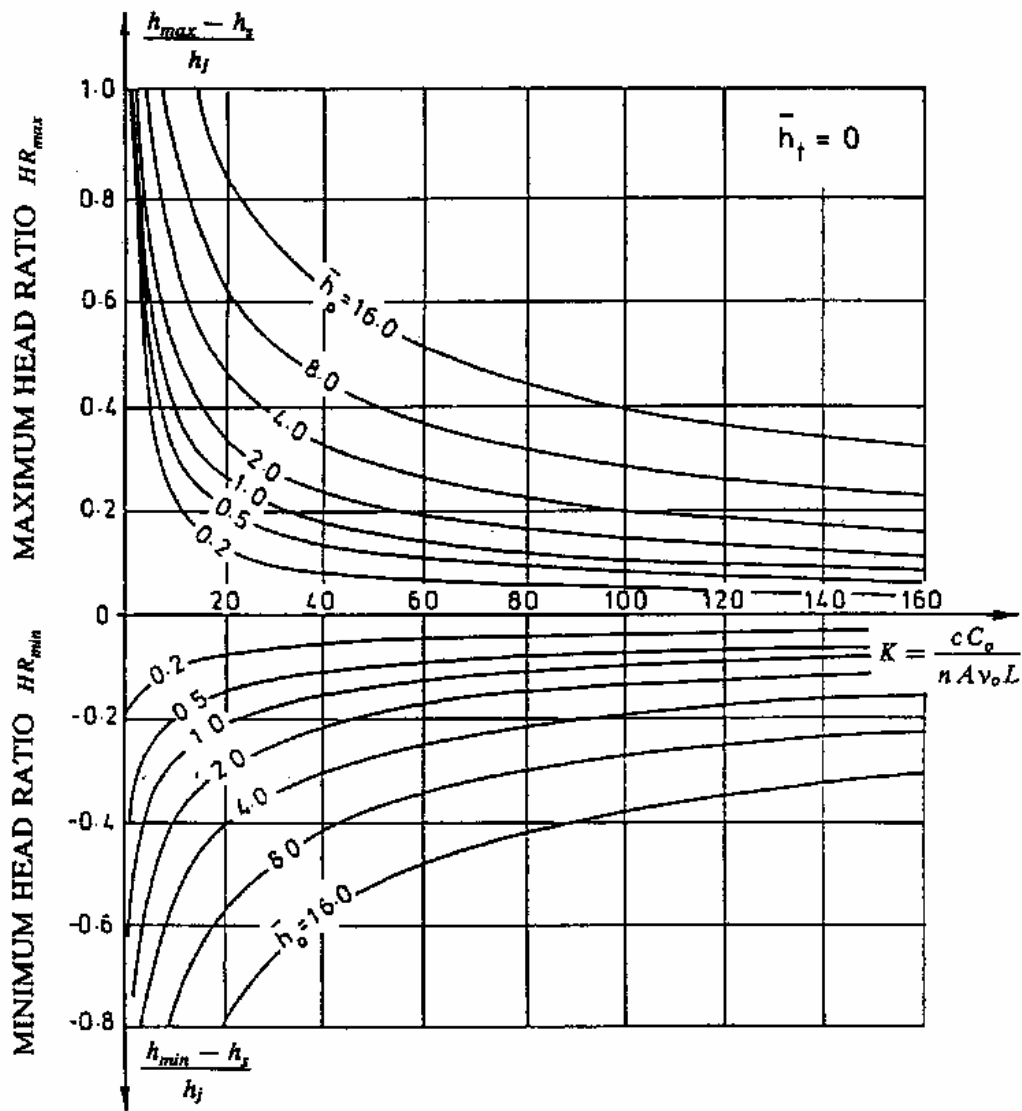
n είναι δυνατό να μεταβάλλεται από 0,6 μέχρι 2,0 με την πίεση να διακυμαίνεται από 4 bar ως 13 bar και τη θερμοκρασία από -45°C ως $+50^{\circ}\text{C}$, αντίστοιχα.

Τα 5 διαγράμματα των Σχ. 3.24 – 3.28 παρουσιάζουν τις μέγιστες υπερπίεσεις και τις μέγιστες υποπίεσεις (κατ' απόλυτη τιμή) που αναπτύσσονται στη σύνδεση του αγωγού με το αεροφυλάκιο και το κάθε διάγραμμα χαρακτηρίζεται από τη δική του παράμετρο τριβής \bar{h}_f . Με χρήση αυτών των διαγραμμάτων μπορεί να λυθεί και το αντίστροφο πρόβλημα. Δηλαδή σε μία συγκεκριμένη εγκατάσταση όπου ο σχεδιαστής έχει επιβάλει δεδομένες τιμές για τη μέγιστη στατική πίεση h_{\max} και για την ελάχιστη στατική πίεση h_{\min} μπορούμε, αφού πρώτα επιλέξουμε το κατάλληλο διάγραμμα, να καθορίσουμε τον απαιτούμενο αρχικό όγκο του αέρα στο αεροφυλάκιο. Όπως και στα διαγράμματα Παρμακίαν ο ολικός όγκος του αεροφυλακίου λαμβάνεται για λόγους ασφαλείας ίσος με $1,25 \cdot C'$ όπου με C' συμβολίζεται ο μέγιστος όγκος του αέρα στο αεροφυλάκιο που αντιστοιχεί στην μέγιστη υποπίεση που αναπτύσσεται στο αεροφυλάκιο και άρα στη θέση της αντλίας. Για τον μέγιστο όγκο C' του αέρα στο αεροφυλάκιο ισχύει αντίστοιχα με τις σχέσεις (3.20) και (3.21) :

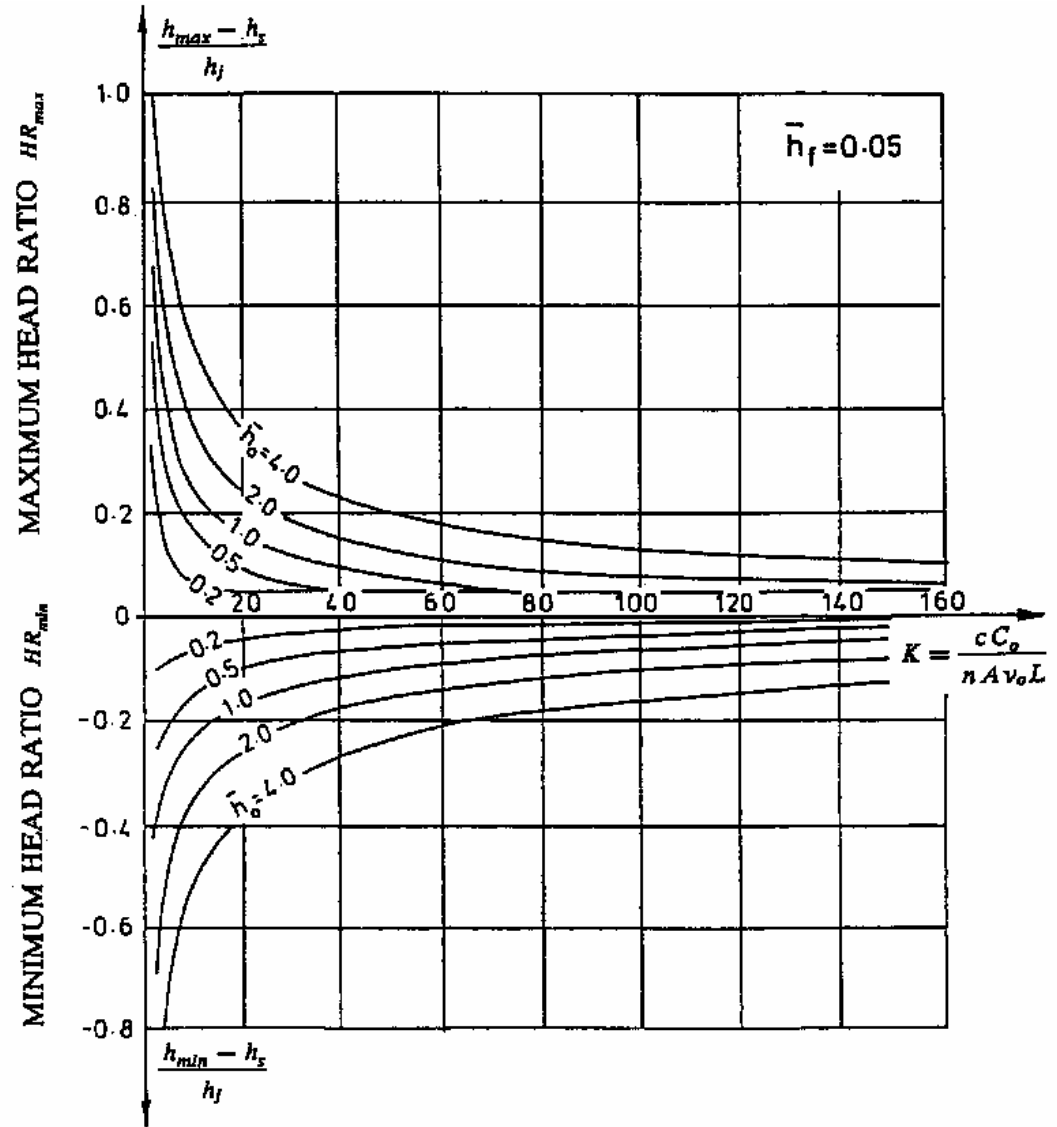
$$C' = C_o \cdot \left(\frac{h_o^*}{h_{\min}^*} \right)^{\frac{1}{n}} \quad (3.28)$$

$$h_o^* = h_s + h_L + h_{atm} \quad (3.29)$$

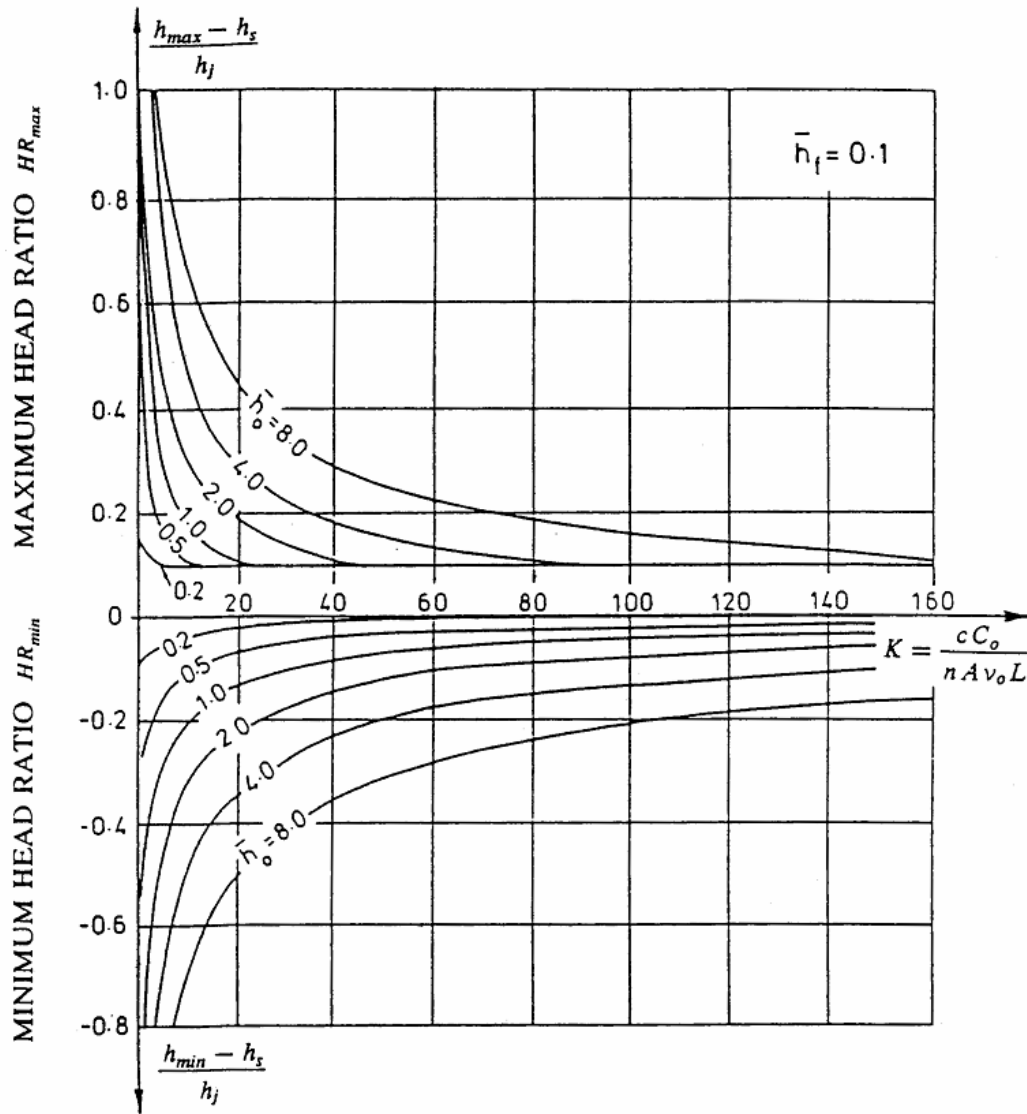
$$h_{\min}^* = h_{\min} + h_{atm} \quad (3.30)$$



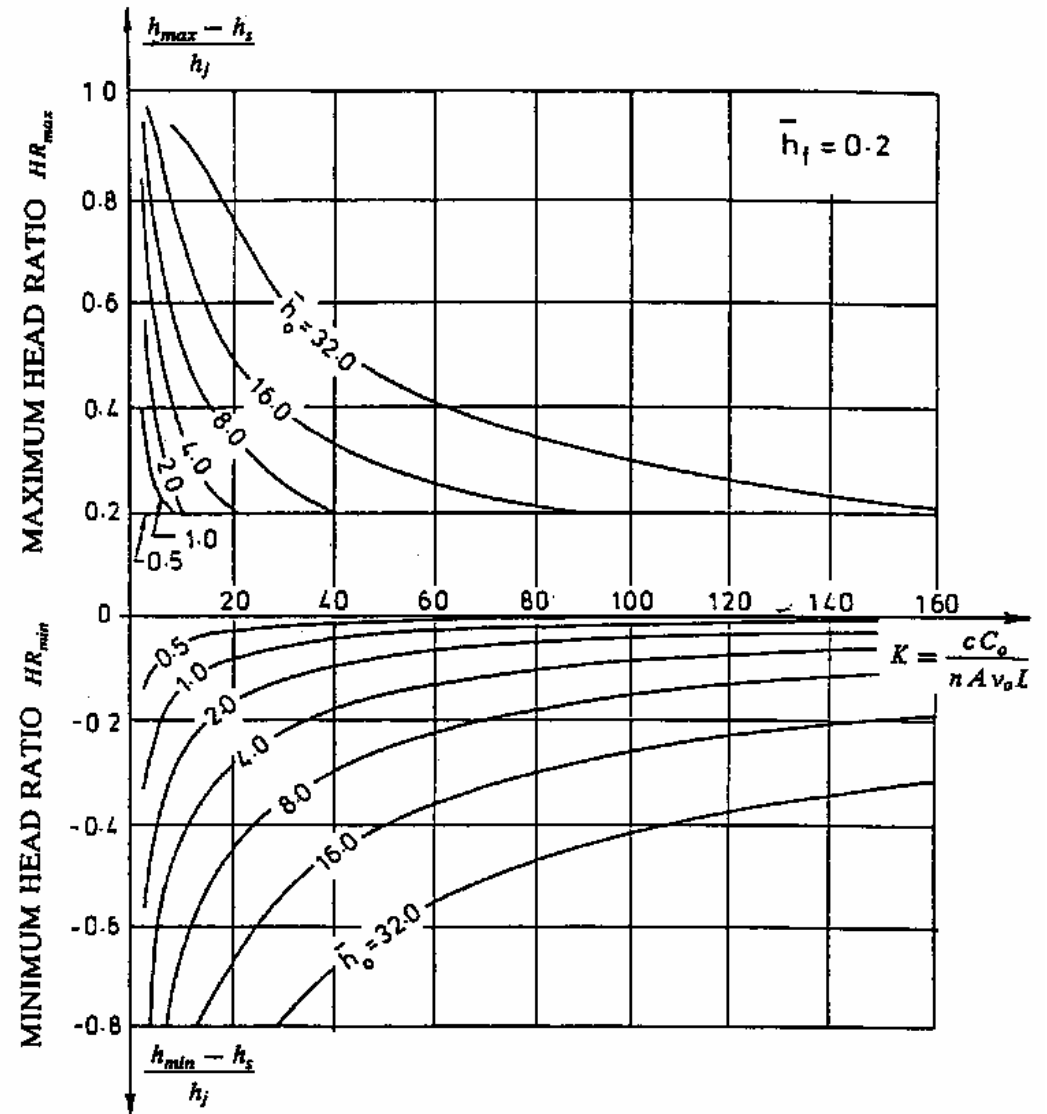
Σχήμα 3.24. Μέγιστες υπερπιέσεις και μέγιστες υποπιέσεις για παράμετρο τριβής $\bar{h}_f = 0$ και αεροφυλάκιο χωρίς διαμορφωμένο στόμιο εισόδου [34, σελ. 153].



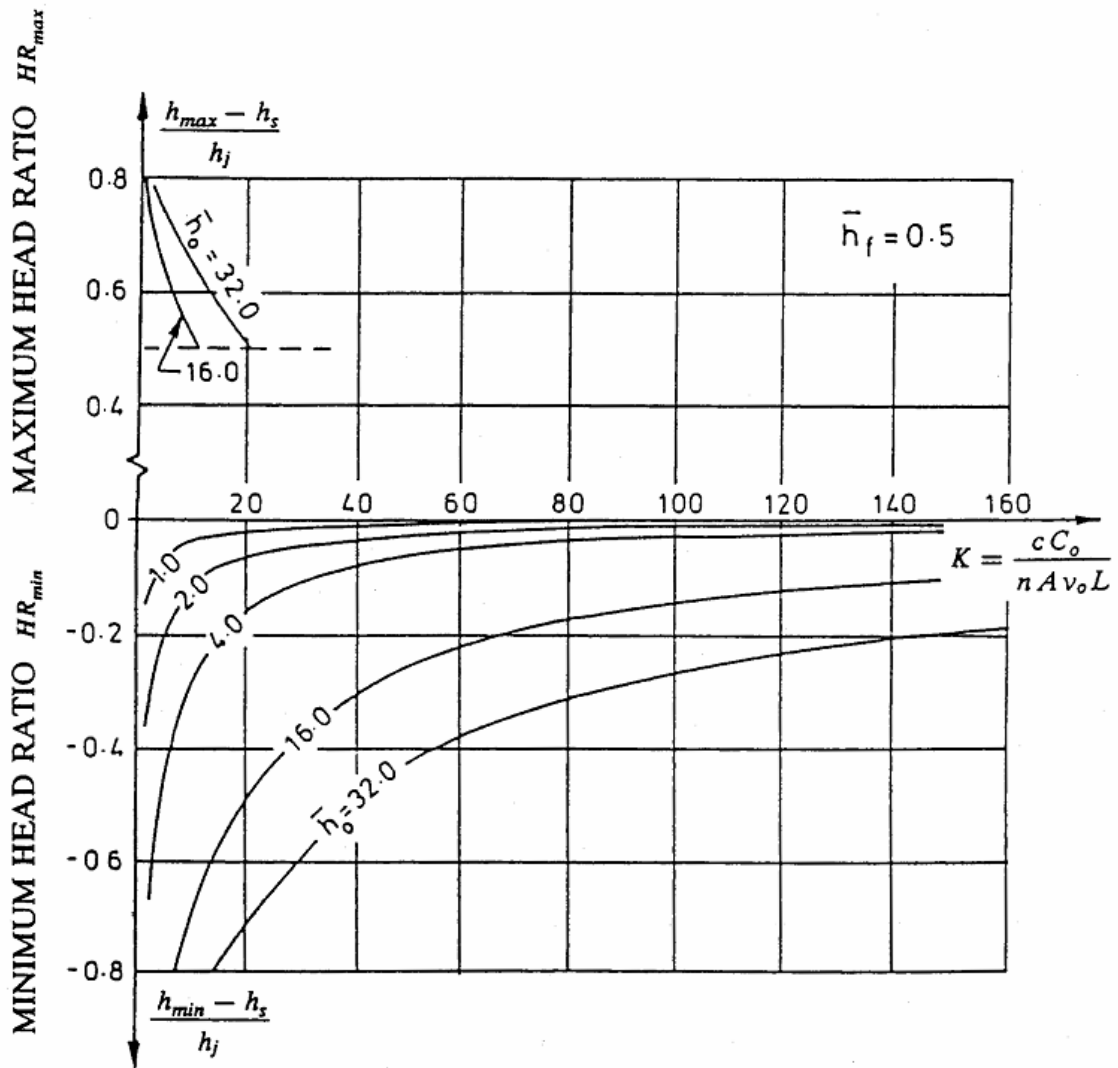
Σχήμα 3.25. Μέγιστες υπερπιέσεις και μέγιστες υποπιέσεις για παράμετρο τριβής $\bar{h}_f = 0,05$ και αεροφυλάκιο χωρίς διαμορφωμένο στόμιο εισόδου [34, σελ. 154].



Σχήμα 3.26. Μέγιστες υπερπιέσεις και μέγιστες υποπιέσεις για παράμετρο τριβής $\bar{h}_f = 0,1$ και αεροφυλάκιο χωρίς διαμορφωμένο στόμιο εισόδου [34, σελ. 155].



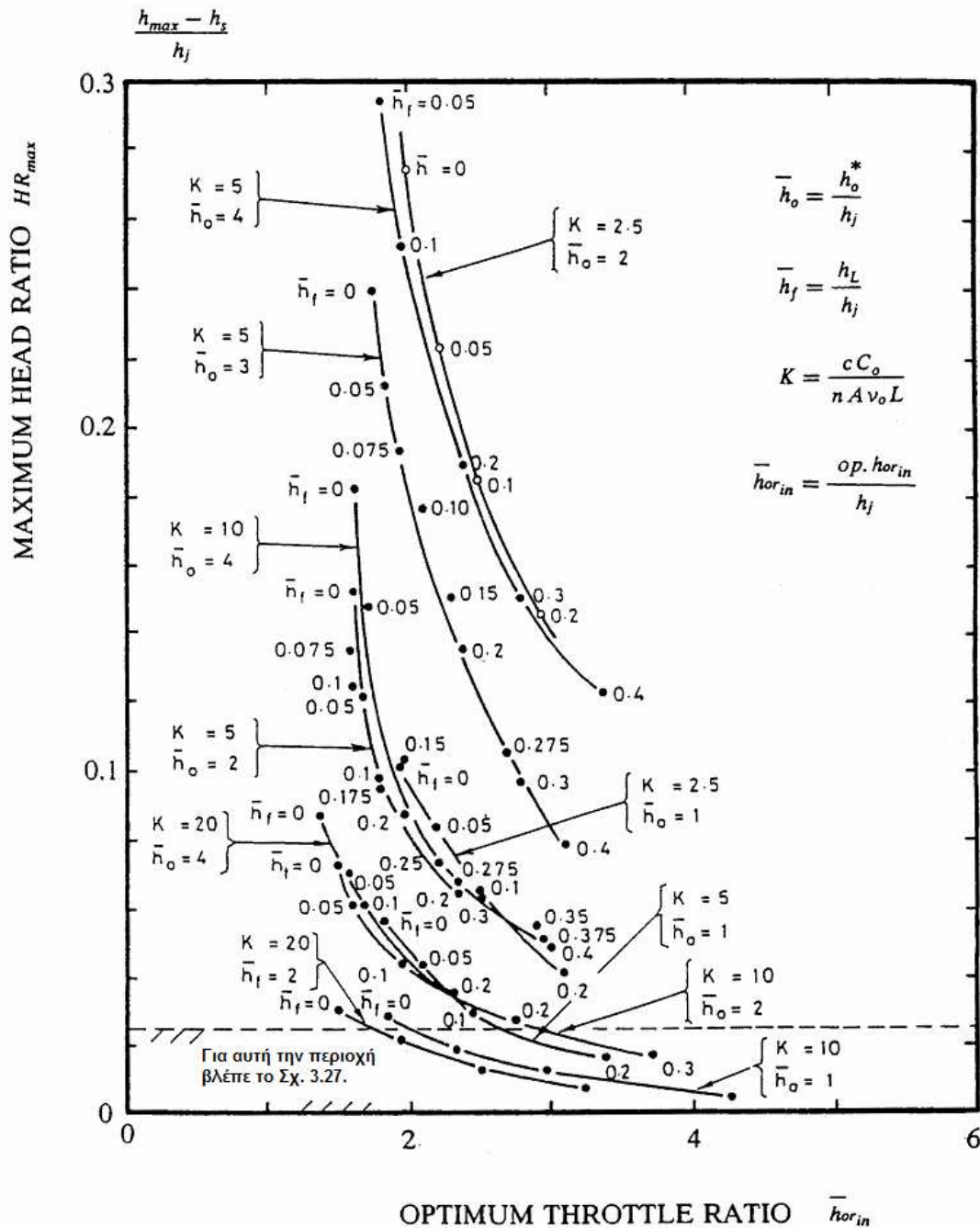
Σχήμα 3.27. Μέγιστες υπερπιέσεις και μέγιστες υποπιέσεις για παράμετρο τριβής $\bar{h}_f = 0,2$ και αεροφυλάκιο χωρίς διαμορφωμένο στόμιο εισόδου. [34, σελ. 156].



Σχήμα 3.28. Μέγιστες υπερπίεσεις και μέγιστες υποπίεσεις για παράμετρο τριβής $\bar{h}_f = 0,5$ και αεροφυλάκιο χωρίς διαμορφωμένο στόμιο εισόδου [34, σελ. 157].

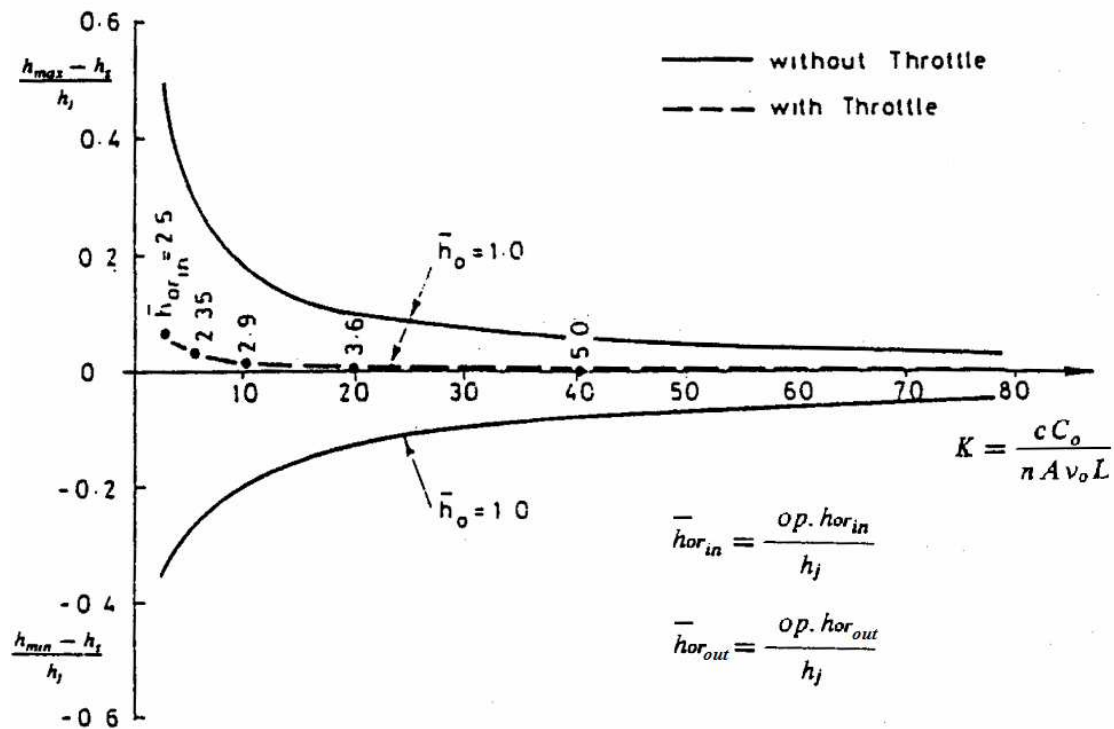
B. Αεροφυλάκια με ειδικά διαμορφωμένο στόμιο εισόδου

Στη περίπτωση που ο μέγιστος όγκος C' του αέρα προκύψει αρκετά μεγάλος η χρήση αεροφυλακίου γίνεται απαγορευτική, κυρίως λόγω του υψηλού κόστους. Σε τέτοιες περιπτώσεις προτιμάται να διαμορφώνεται κατάλληλα το στόμιο εισόδου της ροής στο αεροφυλάκιο με σκοπό τη μείωση του όγκου του. Για αεροφυλάκια με ειδικά διαμορφωμένο στόμιο εισόδου χρησιμοποιούνται τα διαγράμματα των Σχ. 3.29 και 3.30.



Σχήμα 3.29. Γενικευμένο διάγραμμα για τη διαστασιολόγηση αεροφυλακίων με ειδικά διαμορφωμένο στόμιο εισόδου για υψηλές μέγιστες υπερπίεσεις [34, σελ. 164].

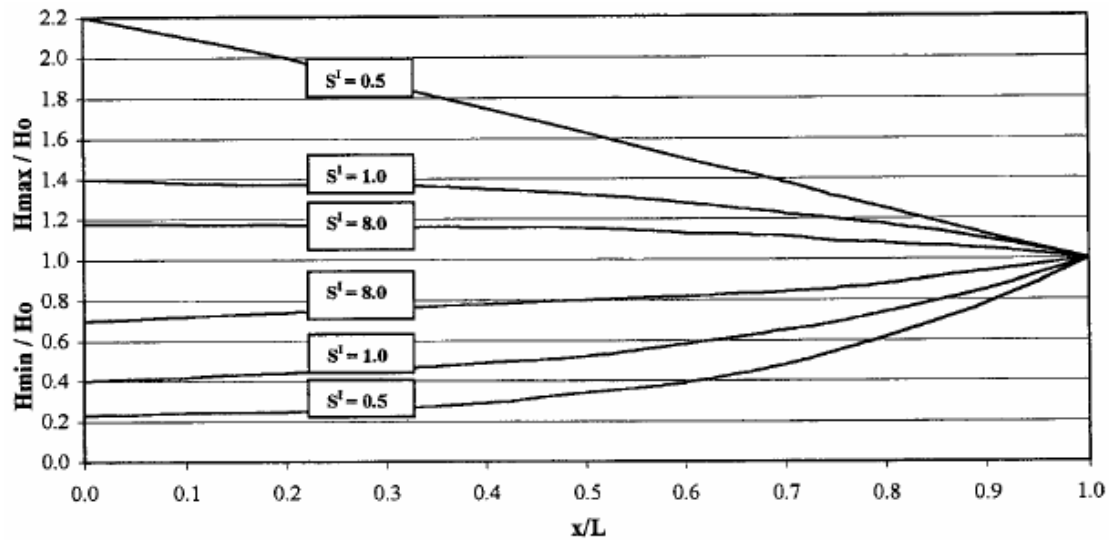
Το παρακάτω διάγραμμα του Σχ. 3.31 συντάχθηκε από τους Graze και Horlacher (1989) και δείχνει την ευεργετική επίδραση της ειδικής διαμόρφωσης του στομίου εισόδου ενός αεροφυλακίου. Από το διάγραμμα είναι φανερό ότι το ειδικά διαμορφωμένο στόμιο εισόδου μειώνει σημαντικά τις μέγιστες και τις ελάχιστες στατικές πιέσεις που αναπτύσσονται.



Σχήμα 3.31. Σύγκριση των μέγιστων υπερπιέσεων και υποπιέσεων που αναπτύσσονται στη θέση του αεροφυλακίου για τη περίπτωση που χρησιμοποιείται ειδικά διαμορφωμένο στόμιο εισόδου (διακεκομμένη γραμμή) και τη περίπτωση που δεν χρησιμοποιείται (ολόκληρη γραμμή) [34, σελ. 163].

3.3.5. Μέθοδος Stephenson για τη διαστασιολόγηση αεροφυλακίου (2002)

Το 2002 ο Stephenson χρησιμοποίησε τη θεωρία του ασυμπίεστου ρευστού για να αναπτύξει μία μέθοδο για τη διαστασιολόγηση αεροφυλακίου. Οι διαφορικές εξισώσεις της ασυμπίεστης ροής χρησιμοποιήθηκαν στις αναλύσεις ενός πλήθους περιπτώσεων με σκοπό να αποκτηθεί μία γενικευμένη έκφραση του όγκου του αεροφυλακίου ως συνάρτηση του μέγιστου ή του ελάχιστου ύψους που εκδηλώνεται στην εγκατάσταση. Η επεξεργασία των αποτελεσμάτων που προέκυψαν από αυτές τις αναλύσεις οδήγησαν στη σύνταξη του διαγράμματος του Σχ. 3.32, από το οποίο υπολογίζονται το μέγιστο και το ελάχιστο ύψος ως συνάρτηση του αρχικού ύψους της αντλίας.



Σχήμα 3.32. Μέγιστα και ελάχιστα ύψη χρησιμοποιώντας την θεωρία του ασυμπίεστου ρευστού [31, σελ. 794].

Το διάγραμμα του Σχ. 3.32 έχει ως παράμετρο την S' , που είναι ο αδιαστατοποιημένος όγκος του αέρα στο αεροφυλάκιο και δίνεται από τη σχέση:

$$S' = \frac{S_0 \cdot g \cdot H_0}{A \cdot L \cdot V_0^2} \quad (3.31)$$

όπου S_0 ο αρχικός όγκος του αέρα στο αεροφυλάκιο, g η επιτάχυνση της βαρύτητας, H_0 το αρχικό ύψος της αντλίας, L το μήκος του αγωγού κατάθλιψης, V_0 η αρχική ταχύτητα της ροής στον αγωγό, x η απόσταση από την κατάθλιψη της αντλίας και A η διατομή του αγωγού κατάθλιψης. Πρέπει να σημειωθεί ότι η παράμετρος S' χρησιμοποιήθηκε σε παρόμοια μορφή στα διαγράμματα Evangelisti και στα διαγράμματα Evans & Crawford.

Το 1996 ο Stephenson χρησιμοποίησε την ελαστική θεωρία σε μία υπολογιστική προσομοίωση του υδραυλικού πλήγματος με τη βοήθεια πεπερασμένων διαφορών και στη συνέχεια συνέταξε το διάγραμμα του Σχ. 3.33 που δείχνει τη μεταβολή της μεταβλητής S' συναρτήσει του ελάχιστου ύψους που αναπτύσσεται.

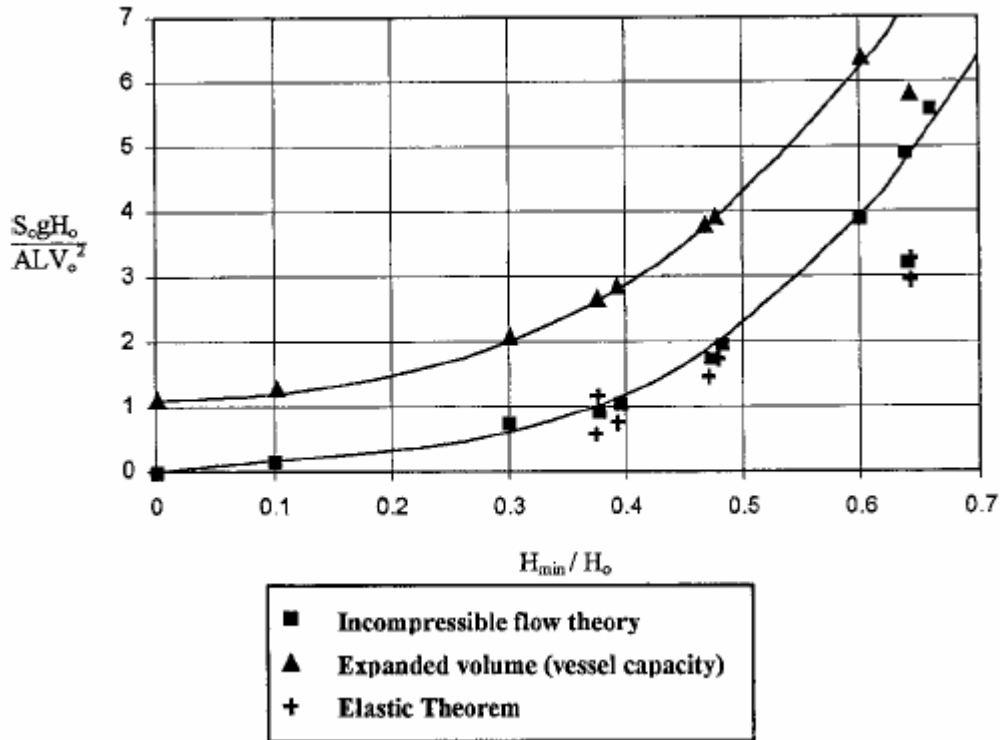
Σύμφωνα με τη θεωρία του ασυμπίεστου ρευστού το ύψος που αναπτύσσεται εξαιτίας της επιβράδυνσης μιας υγρής στήλης, συνδέεται με την επιβράδυνση σύμφωνα με τη σχέση:

$$h = -\frac{L}{g} \cdot \frac{dV}{dt} \quad (3.32)$$

από την οποία μπορεί να προκύψει η σχέση:

$$S_w = \frac{A \cdot L \cdot V_0^2}{2 \cdot g \cdot h} \quad (3.33)$$

όπου S_w ο όγκος του νερού που βρίσκεται στο αεροφυλάκιο και h η μέση πτώση ύψους του αέρα στο αεροφυλάκιο $\left(= \frac{h_{\min}}{2} \right)$. Αν με S συμβολίσουμε τον συνολικό όγκο του αεροφυλακίου τότε ισχύει προφανώς: $S = S_0 + S_w$.



Σχήμα 3.33. Μεταβολή του αδιαστατοποιημένου όγκου του αέρα συναρτήσει του ελάχιστου ύψους [31, σελ. 794].

Για ισόθερμη μεταβολή του αέρα στο αεροφυλάκιο έχουμε από το νόμο του Boyle:

$$S_0 \cdot H_0 = (S_0 + S_w) \cdot (H_0 - h_{\min}) \quad (3.34)$$

όπου H_0 το αρχικό ολικό ύψος του αέρα που καταλαμβάνει όγκο S_0 στο αεροφυλάκιο και h_{\min} η μέγιστη πτώση της πίεσης του αέρα στο αεροφυλάκιο. Από τη σχέση (3.34) λύνουμε ως προς S_0 και προκύπτει:

$$S_0 = \left(\frac{H_0}{h_{\min}} - 1 \right) \cdot \frac{A \cdot L \cdot V_0^2}{2 \cdot g \cdot H_0 \cdot \frac{h_{\min}}{2 \cdot H_0}} \quad (3.35)$$

Από τη σχέση (3.35) προκύπτει η σχέση

$$\frac{S_0 \cdot g \cdot H_0}{A \cdot L \cdot V_0^2} = \frac{H_0}{h_{\min}} \cdot \left(\frac{H_0}{h_{\min}} - 1 \right) \quad (3.36)$$

η οποία έχει απεικονιστεί με τετράγωνα στο διάγραμμα του Σχ. 3.33. Επίσης στο διάγραμμα του Σχ. 3.33, η μεταβολή του αδιαστατοποιημένου ολικού όγκου του αεροφυλακίου παριστάνεται με τρίγωνα.

Στην ανάλυση που παρουσιάστηκε δεν συμπεριλήφθηκε ειδικά διαμορφωμένο στόμιο εξόδου, οι υδραυλικές απώλειες θεωρήθηκαν αμελητέες και η θερμοδυναμική μεταβολή που ακολουθεί ο αέρας στο αεροφυλάκιο θεωρήθηκε ισόθερμη. Ο Stephenson δέχεται ότι ο πολυτροπικός εκθέτης μεταβάλλεται στη περιοχή 1 – 1,4, αλλά υποστηρίζει ότι ο ακριβής προσδιορισμός της τιμής του δεν επηρεάζει σημαντικά τα αποτελέσματα.

Ο Stephenson δίνει επίσης τρόπο καθορισμού των διατομών των στομιών εισόδου και εξόδου της ροής προς και από το αεροφυλάκιο:

Στόμιο εξόδου

Το στόμιο εξόδου του αεροφυλακίου μπορεί να μειωθεί έτσι ώστε να μειωθεί και ο όγκος του νερού που εξέρχεται από το αεροφυλάκιο και να επιβραδυνθεί η υγρή στήλη στον αγωγό. Η μέγιστη ποσότητα της ροής που εξέρχεται από το αεροφυλάκιο παρατηρείται αμέσως μετά τη διακοπή της λειτουργίας της αντλίας, όσο ακόμα η πίεση του αέρα στο αεροφυλάκιο διατηρεί την αρχική τιμή της. Πριν συμβεί οποιαδήποτε επιβράδυνση της υγρής στήλης, η πτώση της πίεσης στον αγωγό είναι ίση με

$$h_l = \frac{K \cdot V_e^2}{2 \cdot g} \quad (3.37)$$

και από το νόμο της συνέχειας $V_e \cdot D_e^2 = V_p \cdot D_p^2$ η σχέση (3.37) γίνεται

$$h_l = 2 \cdot V_0^2 \cdot \frac{\left(\frac{D_p}{D_e}\right)^4}{2 \cdot g} \quad (3.38)$$

όπου K συντελεστής απωλειών με συνήθη τιμή 2, ο δείκτης e αναφέρεται στα μεγέθη του στομίου εξόδου, ο δείκτης p αναφέρεται στα μεγέθη του αγωγού και D η εσωτερική διάμετρος του αγωγού. Για την πτώση πίεσης h_l μία ρεαλιστική τιμή είναι

$$h_l = \frac{H_0}{2} \text{ και συνεπώς η σχέση (3.38) γίνεται}$$

$$\frac{D_e}{D_p} = \left(\frac{2 \cdot V_0^2}{g \cdot H_0}\right)^{\frac{1}{4}} \quad (3.39)$$

Για να αποφεύγεται η δημιουργία αρνητικών πιέσεων και η αποκόλληση της υγρής στήλης η ελάχιστη τιμή που μπορεί να έχει ο λόγος $\frac{D_e}{D_p}$ είναι

$$\left(\frac{D_e}{D_p}\right)_{\min} = 0,25 \quad (3.40)$$

Ο λόγος $\frac{D_e}{D_p}$ μπορεί να μεταβάλλεται στη περιοχή 0,25 – 0,50.

Στόμιο εισόδου

Το στόμιο εισόδου του αεροφυλακίου μπορεί να είναι αρκετά μικρό, αφού το μεγαλύτερο μέρος της ενέργειας της υγρής στήλης καταναλώνεται στις απώλειες του στομίου εξόδου και του αγωγού. Ο Stephenson πρότεινε το 1989 πως το στόμιο εισόδου του αεροφυλακίου πρέπει να ισούται με το 1/10 της διαμέτρου του αγωγού κατάθλιψης. Μία απλή διαδικασία υπολογισμού του στομίου εισόδου μπορεί να προκύψει αν δεχτούμε ότι ο όγκος του αέρα στην πλήρη εκτόνωσή του είναι περίπου ο διπλάσιος από τον αρχικό όγκο του και η μείωση της ταχύτητας στην έξοδο οφείλεται στην πτώση πίεσης, δηλαδή $S = 2 \cdot S_0$. Έτσι από τη σχέση (3.32) έχουμε:

$$\frac{h_{\min}}{2} = -\frac{L}{g} \cdot \frac{dV}{dt} \Rightarrow dV = \frac{g \cdot h_{\min} \cdot T}{2 \cdot L} \quad (3.41)$$

όπου $\frac{h_{\min}}{2}$ η μέση πτώση πίεσης και T ο χρόνος μέσα στον οποίο η επιβράδυνση παρατηρείται και συνδέεται με τον όγκο του αέρα στην πλήρη εκτόνωσή του μέσω της σχέσης:

$$S \cong 2 \cdot S_0 \cong \frac{Q_0 \cdot T}{2} \Rightarrow T \cong \frac{4 \cdot S_0}{Q_0} \quad (3.42)$$

Από τις σχέσεις (3.41) και (3.42) προκύπτει για την μέγιστη ταχύτητα επιστροφής της ροής στον αγωγό:

$$V_r = V_0 - \frac{2 \cdot g \cdot h_{\min} \cdot S_0}{Q_0 \cdot L} \quad (3.43)$$

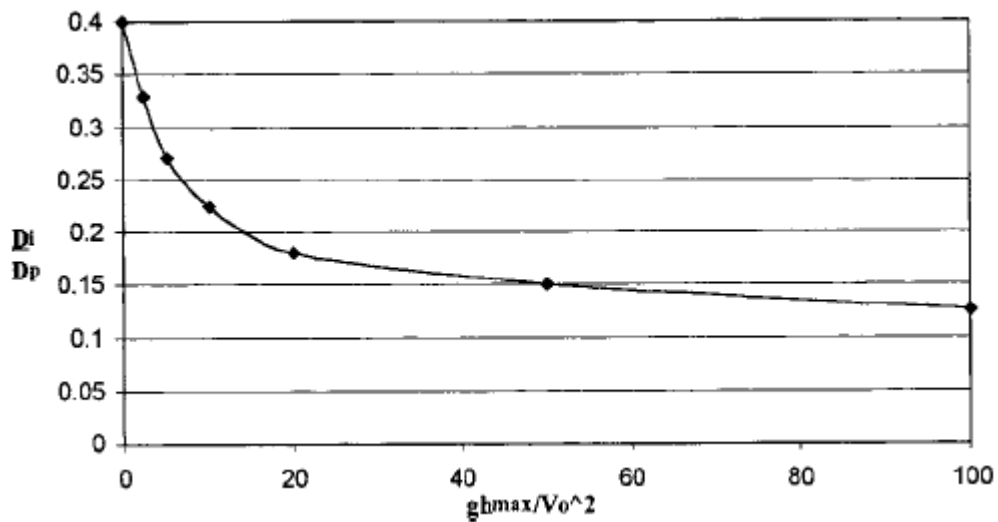
Για μείωση του μέγιστου ύψους στην τιμή $h_{\max} = 0,1 \cdot H_0$ προκύπτει:

$$\begin{aligned} h_{\max} = 0,1 \cdot H_0 &= \frac{2 \cdot V_0^2}{2 \cdot g} \cdot \left(\frac{D_p}{D_i}\right)^4 \Rightarrow \\ \Rightarrow \frac{D_i}{D_p} &= \left[\frac{10 \cdot V_0^2}{g \cdot H_0}\right]^{\frac{1}{4}} = \left(\frac{10}{g \cdot H_0}\right)^{\frac{1}{4}} \cdot \left(V_0 - \frac{2 \cdot g \cdot h_{\min} \cdot S_0}{Q_0 \cdot L}\right)^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (3.44)$$

Ο λόγος $\frac{D_i}{D_p}$ μπορεί να εκφραστεί συναρτήσει της h_{\max} μέσω της σχέσης:

$$\frac{D_i}{D_p} = \left(\frac{V_0^2}{g \cdot h_{\max}} \right)^{\frac{1}{4}} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \quad (3.45)$$

Η σχέση (3.45) έχει χαραχτεί στο διάγραμμα του Σχ. 3.34.



Σχήμα 3.34. Μεταβολή της διαμέτρου του στομίου εισόδου του αεροφυλακίου συναρτήσει της αύξησης του ύψους της αρχικής ροής [31, σελ. 796].

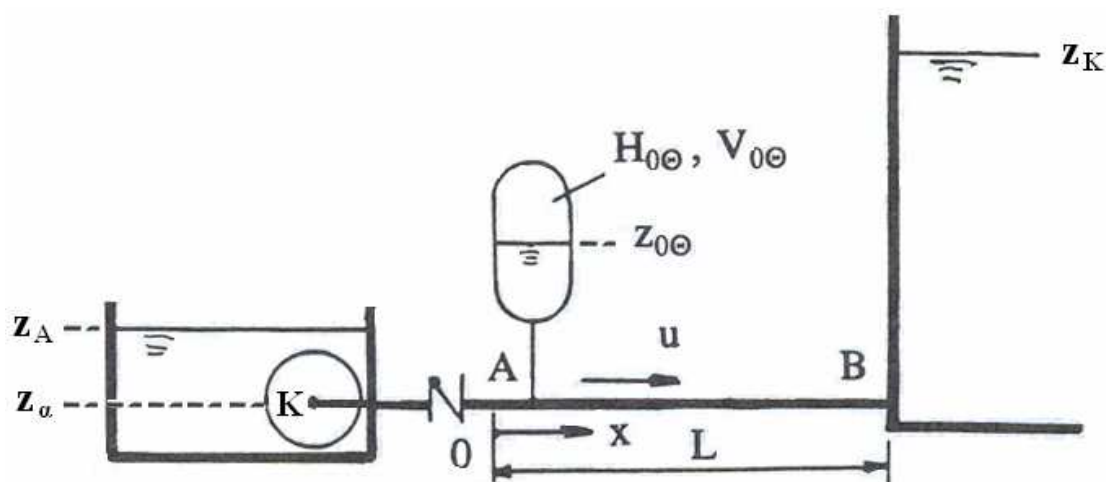
ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΟ ΜΕΡΟΣ

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4

ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ HAMMER.FOR

4.1. Εισαγωγή στο πρόγραμμα HAMMER.FOR

Στο πειραματικό μέρος της εργασίας χρησιμοποιήθηκε η απλή αντλητική εγκατάσταση της οποίας το σχεδιάγραμμα δίνεται στο Σχ. 4.1.



Σχήμα 4.1. Απλή αντλητική εγκατάσταση με βαλβίδα αντεπιστροφής, αεροφυλάκιο και αντλία χωρίς σωλήνωση αναρρόφησης [3, σελ. 294].

Η αντλητική εγκατάσταση του Σχ. 1 περιλαμβάνει μία αντλία χωρίς σωλήνωση αναρρόφησης, μία βαλβίδα αντεπιστροφής, ένα αεροφυλάκιο, μία σωλήνωση προσαγωγής που φέρει τη βαλβίδα αντεπιστροφής, μία σωλήνωση κατάθλιψης, μία ανοιχτή δεξαμενή αναρρόφησης και μία ανοιχτή δεξαμενή κατάθλιψης. Πρέπει να σημειωθεί ότι το μήκος της σωλήνωσης προσαγωγής είναι πολύ μικρό συγκριτικά με το μήκος της σωλήνωσης κατάθλιψης και πως στο Σχ. 1 σχεδιάστηκε μεγαλύτερο για εποπτικούς λόγους.

Με σκοπό την εκτέλεση των υπολογισμών του πειραματικού μέρους της εργασίας χρησιμοποιήθηκε το πρόγραμμα HAMMER.FOR το οποίο είναι γραμμένο στη γλώσσα προγραμματισμού FORTRAN και υπολογίζει τις υπερπιέσεις και υποπίεσεις που αναπτύσσονται κατά μήκος της σωλήνωσης κατάθλιψης ύστερα από απότομη διακοπή της λειτουργίας του κινητήρα της αντλίας. Τα μεγέθη που αφορούν την κάθε σωλήνωση υπολογίζονται σε συγκεκριμένα σημεία ελέγχου τα οποία μπορούν να χαρακτηρίζονται από δύο δείκτες: το δείκτη J που δηλώνει σε ποια σωλήνωση βρίσκεται το σημείο και τον δείκτη I που δηλώνει τη θέση του σημείου στον αγωγό. Ο αριθμός των σημείων ελέγχου που χρησιμοποιούνται καθορίζεται από τον αριθμό των τμημάτων στα οποία διακριτοποιείται κάθε σωλήνωση, καθορίζοντας αρχικά τα τμήματα στα οποία διακριτοποιείται η σωλήνωση προσαγωγής. Για τη μετάβαση από τη σωλήνωση προσαγωγής στη σωλήνωση κατάθλιψης χρησιμοποιείται κατάλληλη οριακή συνθήκη.

4.2. Περιγραφή των αρχείων εισόδου και εξόδου

Η εισαγωγή των δεδομένων της αντλητικής εγκατάστασης, τα οποία θα επεξεργαστούν από το πρόγραμμα, γίνεται με χρήση των αρχείων εισόδου, ενώ τα αποτελέσματα της επεξεργασίας καταχωρούνται στα αρχεία εξόδου.

4.2.1. Αρχεία εισόδου

1. PUMPCON

Με αυτό το αρχείο εισάγονται στο πρόγραμμα τα εξής δεδομένα:

- Ο μέγιστος χρόνος τρεξίματος του προγράμματος και η συχνότητα καταγραφής αποτελεσμάτων (καταγραφή αποτελεσμάτων ανά αριθμό χρονικών βημάτων).
- Το πλήθος των τμημάτων στα οποία έχει χωριστεί η σωλήνωση προσαγωγής, έτσι ώστε να καθοριστεί το πλήθος των σημείων ελέγχου.
- Η στάθμη της δεξαμενής αναρρόφησης.
- Το πλήθος των αντλιών που χρησιμοποιούνται (στη παρούσα εργασία χρησιμοποιείται 1 αντλία). Οι αντλίες θεωρούνται όμοιες μεταξύ τους.
- Το πλήθος των εγκατεστημένων αντλιών που λειτουργούν μέσω της παραμέτρου IP.
- Ο ολικός βαθμός απόδοσης της αντλίας και η ταχύτητα περιστροφής του κινητήρα με τον οποίο είναι συνδεδεμένος.
- Η ροπή αδράνειας των στρεφομένων μαζών.
- Ο συντελεστής απωλειών της βαλβίδας αντεπιστροφής.
- Η ταχύτητα του υγρού στη σωλήνωση κατάθλιψης.
- Δεδομένα που αφορούν το αεροφυλάκιο, δηλαδή: πλήθος αεροφυλακίων (στη παρούσα εργασία χρησιμοποιείται 1 αεροφυλάκιο), διάμετρος αεροφυλακίων, αρχική στάθμη αέρα στο αεροφυλάκιο και ο λόγος των απωλειών του στομίου.
- Οι παράμετροι $2\rho^*$ (χαρακτηριστική της σωλήνωσης κατάθλιψης), κ (χαρακτηριστική της διαμέτρου του στομίου του αεροφυλακίου) και η αδιάστατη παράμετρος του όγκου του αεροφυλακίου που χρησιμοποιούνται στα διαγράμματα Parmakian.

Επίσης δίνεται η δυνατότητα επιλογής ή μη βαλβίδων εισαγωγής-εξαγωγής αέρα με στόχο την καλύτερη αντιπληγματική προστασία της εγκατάστασης. Στη παρούσα εργασία η αντιπληγματική προστασία της εγκατάστασης θα βασιστεί μόνο στην ύπαρξη του αεροφυλακίου και δεν θα συμπεριληφθούν βαλβίδες εισαγωγής-εξαγωγής αέρα.

Το αρχείο PUMPCON λειτουργεί εν μέρει και σαν αρχείο εξόδου, αφού σε αυτό καταγράφονται:

- Το χρονικό βήμα με το οποίο έγιναν οι υπολογισμοί και η περίοδος του φαινομένου.
- Ο αριθμός των σημείων ελέγχου κάθε σωλήνωσης και η ταχύτητα μετάδοσης του φαινομένου σε αυτές.
- Η παροχή, το ολικό ύψος και η απορροφημένη ισχύς της αντλίας στο αρχικό μόνιμο σημείο λειτουργίας της, οι απώλειες της βαλβίδας αντεπιστροφής, το ονομαστικό ύψος της αντλίας, το γεωμετρικό ύψος ανύψωσης, η στάθμη της δεξαμενής κατάθλιψης και οι ολικές υδραυλικές απώλειες. Σημειώνεται ότι έχουμε θεωρήσει πως η αντλία δουλεύει στο κανονικό σημείο λειτουργίας της και συνεπώς το αρχικό ολικό ύψος θα ταυτίζεται με το ονομαστικό ύψος της.
- Οι παροχές και τα ολικά ύψη στα άκρα των δύο σωληνώσεων.
- Ο αρχικός και ο μέγιστος όγκος του αέρα στο αεροφυλάκιο και η διάμετρος του στομίου του.
- Η αδιάστατη υπερπίεση και υποπίεση που αναπτύσσεται στη κατάθλιψη της αντλίας.

2. INPIPA

Με το αρχείο αυτό εισάγονται δεδομένα που αφορούν τις σωληνώσεις της αντλητικής εγκατάστασης. Συγκεκριμένα εισάγονται τα μήκη, οι διάμετροι, τα πάχη, οι απόλυτες τραχύτητες, το υλικό κατασκευής και τα υψόμετρα των άκρων των δύο σωληνώσεων της αντλητικής εγκατάστασης. Επίσης καθορίζονται οι κόμβοι στους οποίους συντρέχουν οι σωληνώσεις. Τέλος, αναφέρεται ο αριθμός των αντλιών που χρησιμοποιούνται και ο συνολικός αριθμός αγωγών αναρρόφησης και κατάθλιψης. Επισημαίνεται ξανά ότι η αντλητική εγκατάσταση που χρησιμοποιείται στη παρούσα εργασία δεν διαθέτει σωλήνωση αναρρόφησης και πως διαθέτει 1 σωλήνωση κατάθλιψης.

3. WHWB

Με το αρχείο αυτό εισάγονται οι μεταβολές των αδιάστατων παραμέτρων W_H και W_B της αντλίας συναρτήσει της μεταβλητής $x=ATAN(v/a)$.

Πρέπει να σημειωθεί ότι το πρόγραμμα διαθέτει τη δυνατότητα εισαγωγής της μηκοτομής της σωλήνωσης κατάθλιψης μέσω του αρχείου εισόδου INMHKOT. Στη παρούσα εργασία όμως χρησιμοποιείται γραμμική μηκοτομή της σωλήνωσης κατάθλιψης, έτσι ώστε τα αποτελέσματα που θα προκύψουν να μην περιορίζονται σε μία συγκεκριμένη μηκοτομή.

4.2.2. Αρχεία εξόδου

1. OHAM

Στο αρχείο αυτό καταγράφονται οι χρονικές μεταβολές του ύψους της αντλίας, των αδιάστατων παραμέτρων v και a της αντλίας, καθώς και του ύψους, της παροχής και της στατικής πίεσης στην αρχή του αγωγού κατάθλιψης

2. OPAR

Στο αρχείο αυτό καταγράφονται οι χρονικές μεταβολές της παροχής στη θέση του αεροφυλακίου και στο τέλος του αγωγού κατάθλιψης, καθώς και της στατικής πίεσης και του ύψους στην αρχή του αγωγού κατάθλιψης

3. OAER

Στο αρχείο αυτό καταγράφονται οι χρονικές μεταβολές στοιχείων που αφορούν το αεροφυλάκιο όπως η μανομετρική πίεση, ο όγκος και η μεταβολή της στάθμης του αέρα στο εσωτερικό του αεροφυλακίου.

4. MHKOT

Στο αρχείο αυτό καταγράφονται οι μέγιστες υπερπιέσεις και υποπιέσεις, εκφρασμένες σε mΣΥ, που αναπτύσσονται σε κάθε σημείο ελέγχου του αγωγού κατάθλιψης (με συνυπολογισμό του υψομέτρου του αντίστοιχου σημείου ελέγχου), συναρτήσει του μήκους του αγωγού και του υψομέτρου του κάθε σημείου ελέγχου.

5. ΡΜΗΚΟΤ

Στο αρχείο αυτό καταγράφονται οι μέγιστες υπερπίεσεις και υποπίεσεις, εκφρασμένες σε mΣΥ, που αναπτύσσονται σε κάθε σημείο ελέγχου του αγωγού κατάθλιψης (χωρίς συνυπολογισμό του υψομέτρου του αντίστοιχου σημείου ελέγχου), συναρτήσει του μήκους του αγωγού και του υψομέτρου του κάθε σημείου ελέγχου.

6. CD

Στο αρχείο αυτό καταγράφονται οι συντελεστές των υδραυλικών απωλειών της ροής κατά την είσοδο και έξοδο της από το αεροφυλάκιο και η διάμετρος του στομίου του αεροφυλακίου.

7. DHFK

Στο αρχείο αυτό καταγράφονται το γεωμετρικό ύψος ανύψωσης, η στάθμη της άνω δεξαμενής και οι γραμμικές, ολικές και λόγω κινητικής ενέργειας απώλειες της σωλήνωσης κατάθλιψης.

Πρέπει να σημειωθεί πως υπάρχει η δυνατότητα δημιουργίας και άλλων αρχείων εξόδου με σκοπό την απεικόνιση των αποτελεσμάτων που κρίνει ως σημαντικά ο χρήστης του προγράμματος.

4.3. Επεξήγηση υπορουτίνων

Ο κώδικας του προγράμματος HAMMER περιέχει υπορουτίνες (subroutines) οι οποίες εκτελούν συγκεκριμένους υπολογισμούς. Αυτές παρουσιάζονται παρακάτω:

1. Υπορουτίνα WAVESP

Με τη χρήση αυτής της υπορουτίνας το πρόγραμμα υπολογίζει τη ταχύτητα διάδοσης της διαταραχής στις σωληνώσεις της αντλητικής εγκατάστασης. Ανάλογα με τη τιμή της παραμέτρου ISTEEL, του αρχείου εισόδου INPIPA, είναι δυνατός ο υπολογισμός σε χαλύβδινη σωλήνωση ή σε σωλήνωση από οπλισμένο σκυρόδεμα. Στο πειραματικό μέρος της εργασίας θεωρήσαμε μόνο τη περίπτωση χαλύβδινης σωλήνωσης.

2. Υπορουτίνα INTER

Με τη χρήση αυτής της υπορουτίνας το πρόγραμμα υπολογίζει μέσω γραμμικής παρεμβολής τις τιμές των παραμέτρων W_H και W_B της αντλίας και καθορίζει τη στάθμη των σημείων ελέγχου της σωλήνωσης κατάθλιψης. Χρησιμοποιείται συνεπώς σε υπολογισμούς που σχετίζονται με τον προσδιορισμό του αρχικού μόνιμου σημείου λειτουργίας της εγκατάστασης και με τον υπολογισμό της αρχικής πιεζομετρικής γραμμής. Χρησιμοποιείται επίσης σε υπολογισμούς που εκτελεί η υπορουτίνα PUMP.

3. Υπορουτίνα INPOINT

Με τη χρήση αυτής της υπορουτίνας το πρόγραμμα υπολογίζει τη παροχή και το ύψος στα εσωτερικά σημεία της σωλήνωσης κατάθλιψης χρησιμοποιώντας τις σχέσεις (2.42) και (2.43).

4. Υπορουτίνα SUBSOLIN

Με τη χρήση αυτής της υπορουτίνας το πρόγραμμα υπολογίζει τις γραμμικές υδραυλικές απώλειες των σωληνώσεων της εγκατάστασης με βάση τη σχέση (1.76). Ο υπολογισμός του συντελεστή των γραμμικών απωλειών γίνεται για τη περίπτωση στρωτής ροής σύμφωνα με τη σχέση (1.77), ενώ για τη περίπτωση της πλήρως αναπτυγμένης τυρβώδους ροής με χρήση της σχέσης (1.79β). Όπως είχαμε τονίσει και στη σχετική παράγραφο του κεφ. 1, για την επίλυση της σχέσης (1.79β) μέσω επαναληπτικής διαδικασίας απαιτείται μία αρχική τιμή. Αυτή η αρχική τιμή προκύπτει από τη προσεγγιστική σχέση του διαγράμματος Moody. Η επαναληπτική διαδικασία σταματά όταν η διαφορά των δύο τελευταίων αποτελεσμάτων γίνει μικρότερη από το όριο σύγκλισης. Ως όριο σύγκλισης ορίζεται η τιμή $DF=0,00001$.

5. Υπορουτίνα PUMP

Με τη χρήση αυτής της υπορουτίνας το πρόγραμμα εκτελεί την υπολογιστική διαδικασία που περιγράψαμε στη παράγραφο 2.2.9., δηλαδή την αριθμητική επίλυση του συστήματος των εξισώσεων (2.69) και (2.75) που προκύπτουν από τα ισοζύγια ολικού ύψους και στρεπτικών ροπών αντίστοιχα. Με κριτήριο την τιμή της μεταβλητής F_3 (εξίσωση 2.91) διακρίνουμε αν η βαλβίδα αντεπιστροφής είναι ανοιχτή ή κλειστή. Στη πρώτη περίπτωση επιλύεται κανονικά το σύστημα των εξισώσεων (2.69) και (2.75) με τη μέθοδο Newton-Raphson και υπολογίζονται η νέα αδιαστατοποιημένη ταχύτητα περιστροφής της αντλίας a (στο πρόγραμμα συμβολίζεται με AL) και η νέα αδιαστατοποιημένη παροχή v (στο πρόγραμμα συμβολίζεται με V) την εξεταζόμενη χρονική στιγμή. Στη δεύτερη περίπτωση επιλύεται μόνο η εξίσωση (2.75) και προκύπτει η νέα αδιαστατοποιημένη ταχύτητα περιστροφής της αντλίας a την εξεταζόμενη χρονική στιγμή. Ως όριο σύγκλισης των επαναληπτικών υπολογισμών ορίστηκε το $TOL=0,0002$.

6. Υπορουτίνα AIRVALV

Με τη χρήση αυτής της υπορουτίνας το πρόγραμμα εκτελεί υπολογισμούς που σχετίζονται με χρήση βαλβίδων εισαγωγής-εξαγωγής αέρα. Στο πειραματικό μέρος της εργασίας δεν χρησιμοποιήθηκε αυτή η υπορουτίνα, δεδομένου ότι η αντιπληγματική προστασία στηρίχθηκε μόνο στη χρήση αεροφυλακίου.

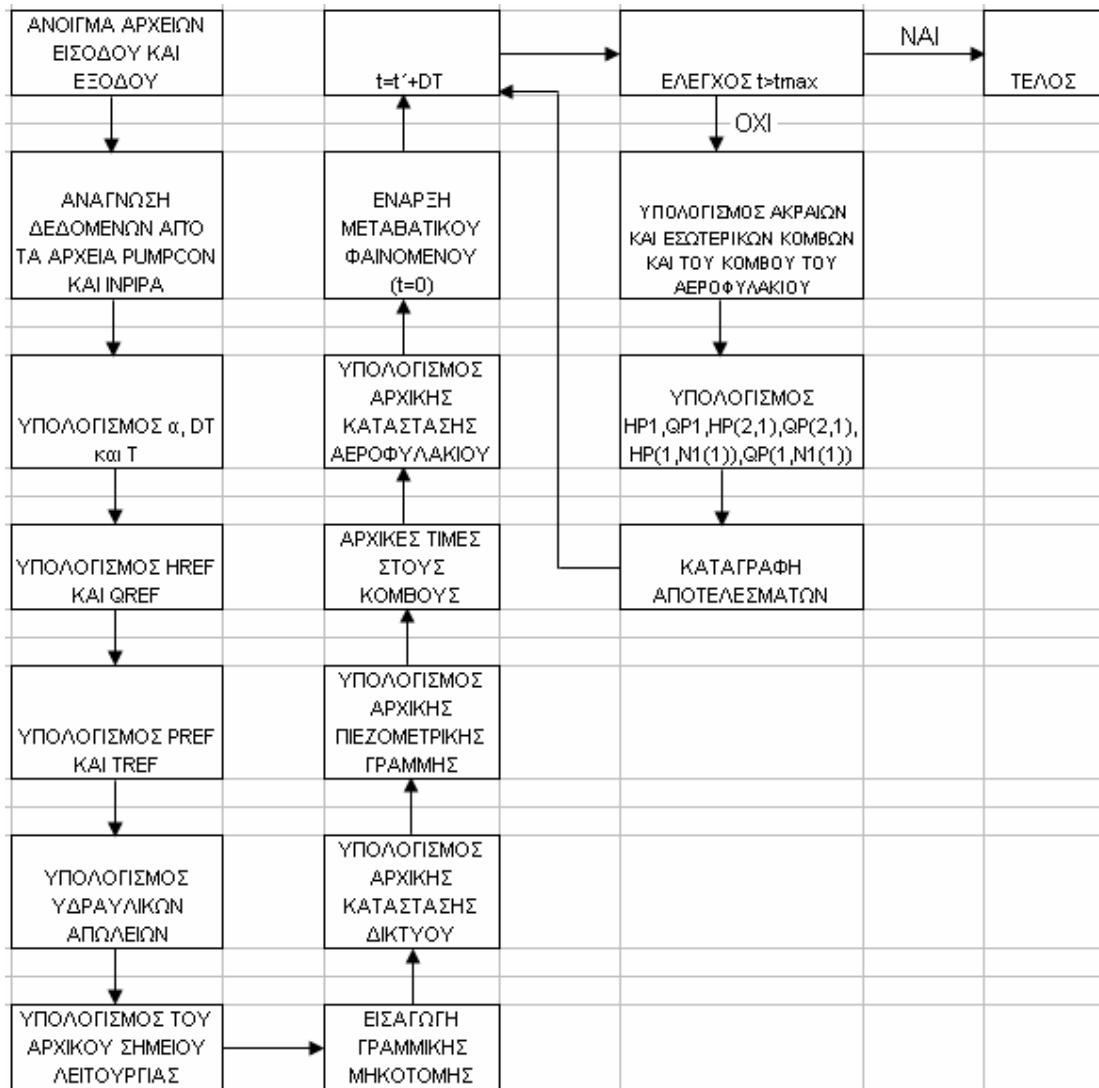
4.4. Παρουσίαση της δομής του προγράμματος

Το πρόγραμμα HAMMER που χρησιμοποιήθηκε για τους υπολογισμούς του πειραματικού μέρους της εργασίας λειτουργεί με βάση τα παρακάτω βήματα:

1. Άνοιγμα των αρχείων εισόδου και εξόδου.
2. Ανάγνωση των στοιχείων της αντλίας και του αεροφυλακίου και των βαλβίδων εισαγωγής-εξαγωγής αέρα (στη περίπτωση που χρησιμοποιούνται)

- από το αρχείο PUMPCON καθώς και των σωληνώσεων και των κόμβων τους από το αρχείο INPIPA.
3. Υπολογισμός της ταχύτητας διαταραχής, με χρήση της υπορουτίνας WAVESP, του χρονικού βήματος υπολογισμού Δt που ορίσαμε στη παράγραφο 2.2.5. (στο πρόγραμμα συμβολίζεται με DT) και του χαρακτηριστικού χρόνου T. Τα αποτελέσματα καταγράφονται στο αρχείο PUMPCON. Ακόμα, όπως αναφέρθηκε και στη παράγραφο 2.2.6., πραγματοποιείται η απαραίτητη προσαρμογή του μήκους του αγωγού κατάθλιψης έτσι ώστε αυτός να διαιρείται σε ακέραιο πλήθος τμημάτων.
 4. Υπολογισμός του ονομαστικού ύψους της αντλίας με ανάγνωση της ταχύτητας στον αγωγό κατάθλιψης C2 και της παραμέτρου $2\rho^*$ (στο πρόγραμμα συμβολίζεται με PARTWOR) των διαγραμμάτων Parmakian, από το αρχείο PUMPCON. Επίσης υπολογίζεται και η ονομαστική παροχή της αντλίας.
 5. Ανάγνωση των αδιάστατων χαρακτηριστικών της αντλίας από το αρχείο WHWB και υπολογισμός της ισχύος N (στο πρόγραμμα συμβολίζεται με PREF) καθώς και της ροπής M_a της αντλίας (στο πρόγραμμα συμβολίζεται με TREF) στο ονομαστικό σημείο λειτουργίας.
 6. Υπολογισμός των γραμμικών απωλειών με χρήση της υπορουτίνας SUBSOLIN.
 7. Υπολογισμός του αρχικού σημείου λειτουργίας. Στο τμήμα αυτό υπολογίζονται: η υψομετρική διαφορά των δεξαμενών, η στάθμη της άνω δεξαμενής, οι γραμμικές απώλειες, οι απώλειες λόγω κινητικής ενέργειας και οι ολικές απώλειες του αγωγού κατάθλιψης. Τα αποτελέσματα καταγράφονται στο αρχείο DHFK. Επίσης υπολογίζονται: η αρχική παροχή του αντλιοστασίου, η παροχή της μιας αντλίας, το αρχικό ολικό ύψος της αντλίας, η αρχική απορροφημένη ισχύς της αντλίας, οι αρχικές απώλειες της βαλβίδας αντεπιστροφής, το ονομαστικό ύψος της αντλίας, η υψομετρική διαφορά των δεξαμενών της εγκαταστάσεις, η στάθμη της άνω δεξαμενής και οι ολικές υδραυλικές απώλειες. Τα αποτελέσματα καταγράφονται στο αρχείο PUMPCON.
 8. Εισαγωγή της γραμμικής μηκοτομής του αγωγού κατάθλιψης.
 9. Υπολογισμός της αρχικής κατάστασης της παροχής και του ολικού ύψους στο δίκτυο. Στο πλαίσιο αυτό υπολογίζονται οι παράμετροι R(J) και B(J) των αγωγών. Επίσης υπολογίζονται η παροχή και το ολικό ύψος στα άκρα των αγωγών και οι τιμές καταγράφονται στο αρχείο PUMPCON.
 10. Υπολογισμός της αρχικής πιεζομετρικής γραμμής.
 11. Αρχικές τιμές στους κόμβους.
 12. Υπολογισμός της αρχικής κατάστασης στο εσωτερικό του αεροφυλακίου. Στο τμήμα αυτό υπολογίζονται ο αρχικός όγκος και η αρχική πίεση του αέρα στο αεροφυλάκιο, η διάμετρος του στομίου του αεροφυλακίου και οι συντελεστές απωλειών CDK και CDA της ροής από το αεροφυλάκιο προς τον αγωγό κατάθλιψης και από τον αγωγό κατάθλιψης προς το αεροφυλάκιο αντίστοιχα. Τα αποτελέσματα καταγράφονται στο αρχείο PUMPCON και στο αρχείο CDK.
 13. Υπολογισμοί σχετικά με τις βαλβίδες εισαγωγής-εξαγωγής αέρα. Στο πειραματικό μέρος της εργασίας δεν θα χρησιμοποιηθεί αυτό το τμήμα του προγράμματος αφού όπως έχουμε ήδη επισημάνει δεν θα χρησιμοποιηθούν βαλβίδες εισαγωγής-εξαγωγής αέρα.

14. Παρουσίαση της χρονικής εξέλιξης του μεταβατικού φαινομένου με χρονικό βήμα υπολογισμού DT. Τη χρονική στιγμή $t=0$ ο κινητήρας της αντλίας παύει να λειτουργεί. Τη χρονική στιγμή $t=0+DT$ το πρόγραμμα έχει διεξάγει τους πρώτους υπολογισμούς οι οποίοι περιγράφονται παρακάτω: Αρχικά καθορίζονται οι οριακές συνθήκες σύμφωνα με όσα διατυπώθηκαν στη παράγραφο 2.2.6 και στη συνέχεια με χρήση της υπορουτίνας INPOINT υπολογίζονται η παροχή $Q(J,I)$ και το ύψος $H(J,I)$ στα εσωτερικά σημεία των αγωγών ενώ στους κόμβους (και στον κόμβο του αεροφυλακίου) εφαρμόζεται η οριακή συνθήκη της συνέχειας. Κατόπιν μέσω της υπορουτίνας PUMP υπολογίζονται η παροχή $QP1$ και το ύψος $HP1$ της αντλίας τα οποία χρησιμοποιούνται στην ανάντι οριακή συνθήκη του προγράμματος. Σύμφωνα με αυτή θα έχουμε για τα αρχικά μεγέθη στον πρώτο κόμβο του αγωγού κατάθλιψης: $QP(JK,1)=QP1$ ενώ το ύψος $HP(JK,1)$ θα υπολογίζεται από τη σχέση (2.43). Η διαδικασία αυτή θα επαναλαμβάνεται μέχρι να φτάσουμε το μέγιστο χρόνο τρεξίματος του προγράμματος που ορίσαμε στο αρχείο PUMPCON. Να σημειωθεί ότι μέσω της παραμέτρου IP καθορίζουμε αν η εγκατεστημένη αντλία λειτουργεί. Στη περίπτωση που για την εγκατεστημένη αντλία είναι $IP=0$ τότε ισχύει $QP1=0$ και $HP1=0$. Επίσης μέσω της παραμέτρου IP1 καθορίζουμε αν η αντλία συνεχίζει τη λειτουργία της μετά το μεταβατικό φαινόμενο. Αν $IP1=0$ τότε η αντλία δεν συνεχίζει τη λειτουργία της.
15. Υπολογισμός του ύψους και της παροχής στον κόμβο όπου συναντώνται το αεροφυλάκιο και τα άκρα των δύο αγωγών της εγκατάστασης. Υπολογίζονται δηλαδή τα μεγέθη $HP(2,1)$, $QP(2,1)$, $HP(1,N1(1))$, $QP(1,N1(1))$.
16. Καταγραφή αποτελεσμάτων.



Σχήμα 4.2. Διάγραμμα ροής κώδικα υπολογισμού.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5

ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑΤΟΣ HAMMER.FOR

5.1. Στοιχεία αντλητικών εγκαταστάσεων

Τα στοιχεία των αντλητικών εγκαταστάσεων εισάγονται μέσω των αρχείων PUMPCON και INPIPA και επιλέχθηκαν με σκοπό την καλύτερη προσέγγιση των διαγραμμάτων Parmakian από το πρόγραμμα HAMMER.FOR. Οι εγκαταστάσεις που επιλέχθηκαν είναι μικρής κλίμακας (μικρές τιμές της ταχύτητας στον αγωγό κατάθλιψης, της αρχικής διακινούμενης παροχής και του αρχικού ολικού ύψους) και έτσι μπορούν να εισαχθούν στο πρόγραμμα σχεδόν με μηδενική ροπή αδράνειας. Να σημειωθεί ότι το πρόγραμμα μπορεί να προσεγγίσει το ίδιο ικανοποιητικά τα διαγράμματα Parmakian και στη περίπτωση μεγαλύτερων εγκαταστάσεων. Η χαρακτηριστική παράμετρος της εγκατάστασης $2\rho^*$, που χρησιμοποιείται στα διαγράμματα Parmakian, εισάγεται μέσω του αρχείου PUMPCON και για τις διάφορες τιμές της τα στοιχεία των αντλητικών εγκαταστάσεων παρουσιάζονται στον παρακάτω πίνακα:

	$2\rho^*=0,5$	$2\rho^*=1$	$2\rho^*=2$	$2\rho^*=4$
Μήκος αγωγού προσαγωγής (m)	6	6	6	6
Διάμετρος αγωγού προσαγωγής (m)	0,2	0,6	0,6	0,6
Μήκος αγωγού κατάθλιψης (m)	300	300	300	300
Διάμετρος αγωγού κατάθλιψης (m)	0,6	0,6	0,6	0,6
Πάχος τοιχωμάτων (mm)	4	4	4	6
Ταχύτητα στον αγωγό κατάθλιψης (m/sec)	0,4	0,4	0,8	1
Αδράνεια στρεφομένων μαζών (kg·m ²)	0,06	0,005	0,02	0,01
Διάμετρος αεροφυλακίου (m)	3	3	3	3
Αρχική στάθμη αέρα στο αεροφυλάκιο (m)	4	1,2	1,2	0,5
Συντελεστής η αεροφυλακίου	1,3	1,3	1,3	1,3
Λόγος απωλειών στομίου	2,5	2,5	2,5	2,5
Περίοδος μεταβατικού φαινομένου (sec)	0,678	0,678	0,678	0,6075
Ταχύτητα μετάδοσης διαταραχής (m/sec)	884,956	884,956	884,956	987,654
Ελάχιστος αριθμός τμημάτων	2	2	2	2
Αρχική παροχή αντλιοστασίου (m ³ /h)	407,150	407,150	814,301	1017,876
Αρχικό ολικό ύψος αντλίας (mΣΥ)	61,8477	25,7526	25,7526	14,8374
Αρχική απορροφημένη ισχύς αντλίας (KW)	82,563	34,378	68,756	49,518
Ολικός βαθμός απόδοσης αντλίας	0,83	0,83	0,83	0,83
Κανονική ταχύτητα περιστροφής αντλίας (RPM)	1450	1450	1450	1450
Αρχικές απώλειες βαλβίδας αντεπιστροφής (KW)	0,2709	0,0033	0,0134	0,0209
Υψομετρική διαφορά δεξαμενών (m)	61,0165	25,6567	25,3809	14,3361
Ολικές υδραυλικές απώλειες (mΣΥ)	0,8313	0,0958	0,3717	0,5014

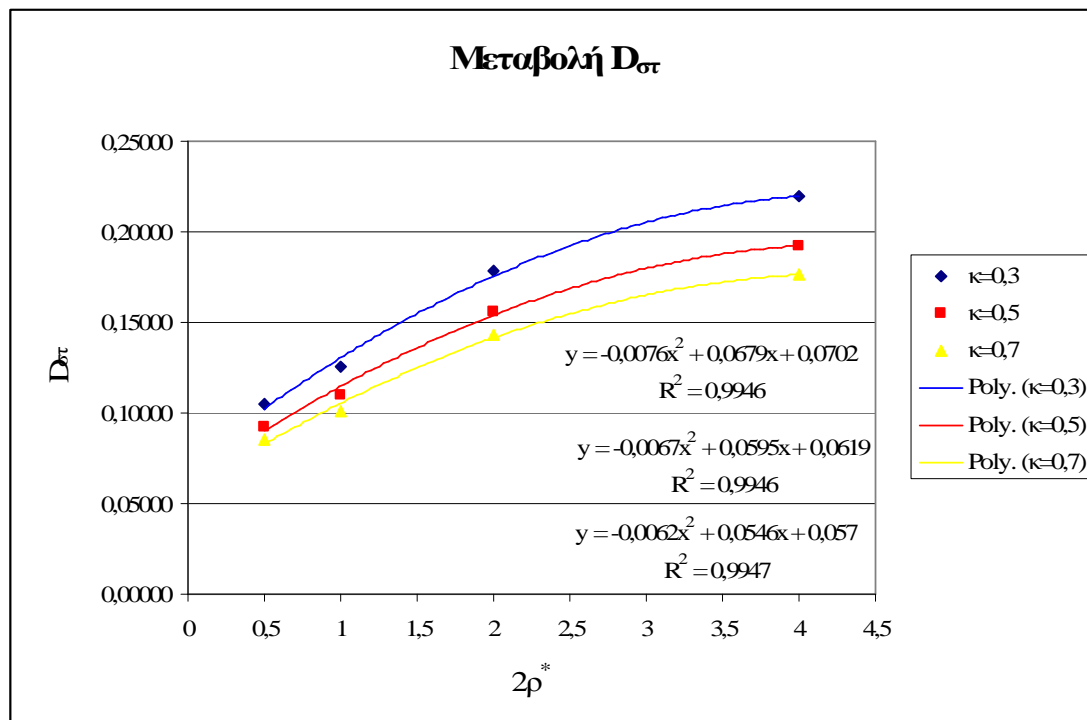
Σχήμα 5.1. Στοιχεία αντλητικών εγκαταστάσεων.

Η διάμετρος $D_{στ}$ του στομίου του αεροφυλακίου υπολογίζεται μέσω του προγράμματος HAMMER και οι τιμές της αποθηκεύονται στο αρχείο CD. Οι τιμές της $D_{στ}$ παρουσιάζονται στον πίνακα του Σχ. 5.2 ανάλογα με τις τιμές των παραμέτρων κ και $2\rho^*$.

Διάμετρος στομίου αεροφυλακίου				
$2\rho^*$	$\kappa=0$	$\kappa=0,3$	$\kappa=0,5$	$\kappa=0,7$
0,5	-	0,10521	0,09256	0,08508
1	0,60000	0,12523	0,11013	0,10122
2	0,60000	0,17810	0,15627	0,14348
4	0,60000	0,21936	0,19194	0,17603

Σχήμα 5.2. Μεταβολή της διαμέτρου του αεροφυλακίου συναρτήσει των παραμέτρων κ και $2\rho^*$.

Στο Σχ. 5.3 παρουσιάζεται το διάγραμμα μεταβολής της $D_{στ}$ που προκύπτει από τον πίνακα του Σχ. 5.2.



Σχήμα 5.3. Διάγραμμα μεταβολής της διαμέτρου του αεροφυλακίου συναρτήσει των παραμέτρων κ και $2\rho^*$

Οι αδιάστατες παράμετροι W_H και W_B της αντλίας εισάγονται μέσω του αρχείου WHWB και έχουν τις παρακάτω τιμές:

$x=\text{atan}(v/\alpha)$	W_H	W_B
0,000000	1,675978	0,300000
0,187640	1,509814	0,580848
0,306485	1,325372	0,615000
0,468698	1,071635	0,616929
0,564268	0,887503	0,599255
0,688481	0,666270	0,556239
0,759430	0,546525	0,520735
0,785398	0,500000	0,500000
0,850395	0,395071	0,454461
0,902183	0,313430	0,414214

Σχήμα 5.4. Αδιάστατες παράμετροι W_H και W_B της αντλίας.

Παρατηρήσεις

- Τα μήκη του αγωγού προσαγωγής και του αγωγού κατάθλιψης διατηρούν τις τιμές τους για κάθε τιμή της παραμέτρου $2\rho^*$. Τα μήκη που επιλέχθηκαν είναι τέτοια ώστε ο αγωγός κατάθλιψης να διαιρείται σε ακέραιο αριθμό ισομηκών τμημάτων, χωρίς να απαιτείται κατάλληλη προσαρμογή του μήκους του από το πρόγραμμα.
- Οι διάμετροι του αγωγού προσαγωγής και του αγωγού κατάθλιψης διατηρούν τις τιμές τους με εξαίρεση τη διάμετρο του αγωγού προσαγωγής για την τιμή $2\rho^*=0,5$. Η διάμετρος αυτή επιλέχθηκε μικρότερη έτσι ώστε το πρόγραμμα να “τρέχει” και στις τέσσερις τιμές της παραμέτρου κ των διαγραμμμάτων Parmakian και παράλληλα να μην εμφανίζεται αποκόλληση της υγρής στήλης.
- Το πάχος των τοιχωμάτων των αγωγών επιλέχθηκε 4mm για όλες τις περιπτώσεις με εξαίρεση την $2\rho^*=4$ όπου το θέσαμε ίσο με 6mm με σκοπό την καλύτερη προσέγγιση των διαγραμμμάτων Parmakian.
- Η αδράνεια των στρεφομένων μαζών πήρε τη χαμηλότερη δυνατή τιμή σε κάθε περίπτωση έτσι ώστε να επιτευχθεί κατά το μέγιστο δυνατό η υπόθεση των διαγραμμμάτων Parmakian περί αμελητέας αδράνειας.
- Ο πολυτροπικός εκθέτης n του αεροφυλακίου έλαβε τιμή 1,3 αντί της τιμής 1,2 των διαγραμμμάτων Parmakian κυρίως με γνώμονα τα αποτελέσματα που έδινε το πρόγραμμα και με σκοπό την καλύτερη προσέγγιση των διαγραμμμάτων Parmakian. Όπως εξάλλου τονίστηκε στις παραγράφους 3.2 και 3.3 του κεφαλαίου 3, ο εκθέτης n , εξαιτίας των δυναμικών συνθηκών που επικρατούν στο αεροφυλάκιο, δεν παραμένει σταθερός. Έχει δειχθεί από τους Graze και Horlacher (1989) ότι σε μία τυπική εγκατάσταση ο εκθέτης n μεταβάλλεται από 0,6 μέχρι 2,0 με την πίεση να διακυμαίνεται από 4 bar ως 13 bar και τη θερμοκρασία από -45°C ως $+50^\circ\text{C}$, αντίστοιχα.
- Η περίοδος του φαινομένου υπολογίζεται σταθερή από το πρόγραμμα για όλες τις περιπτώσεις με εξαίρεση την $2\rho^*=4$ εξαιτίας των παχύτερων αγωγών που θεωρήσαμε.
- Για τη περίπτωση που $\kappa=0$ η διάμετρος του στομίου του αεροφυλακίου παραμένει σταθερή για κάθε τιμή της $2\rho^*$ και ίση με τη διάμετρο του αγωγού κατάθλιψης. Από τον ορισμό της παραμέτρου κ και τον τύπο υπολογισμού της $D_{\sigma\tau}$ που παρουσιάστηκαν στη παράγραφο 3.2 του κεφαλαίου 3, προκύπτει ότι για $\kappa=0$ είναι αδύνατος ο υπολογισμός της $D_{\sigma\tau}$. Συνεπώς για $\kappa=0$ υποθέσαμε ότι $D_{\sigma\tau}=0,6\text{m}$.
- Όπως φαίνεται από τον πίνακα του Σχ. 5.1 για κάθε τιμή της παραμέτρου $2\rho^*$ προκύπτει αντλία με διαφορετικό αρχικό σημείο λειτουργίας. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα ο ειδικός αριθμός στροφών της αντλίας να είναι συνάρτηση της παραμέτρου $2\rho^*$, όπως φαίνεται και στον πίνακα του Σχ. 5.5. Συνεπώς οι αντλίες που χρησιμοποιούνται στο πειραματικό μέρος της εργασίας πρέπει να έχουν διαφορετικές αδιάστατες χαρακτηριστικές καμπύλες μεταξύ τους. Παρόλα αυτά χρησιμοποιήσαμε σε όλες τις εγκαταστάσεις το ίδιο αρχείο WHWB των αδιάστατων χαρακτηριστικών αντλίας, αφού διαπιστώθηκε ότι δεν υπάρχει σημαντική διαφορά στα αποτελέσματα που προκύπτουν ύστερα από τη χρήση άλλων αδιάστατων χαρακτηριστικών.

$2\rho^*$	n (RPM)	Q_0 (m ³ /h)	H_0 (mΣΥ)	n_g
0,5	1450	407,15	61,8477	1326,638
1,0	1450	407,15	25,7526	2559,348
2,0	1450	814,301	25,7526	3619,467
4,0	1450	1017,876	14,8374	6119,234

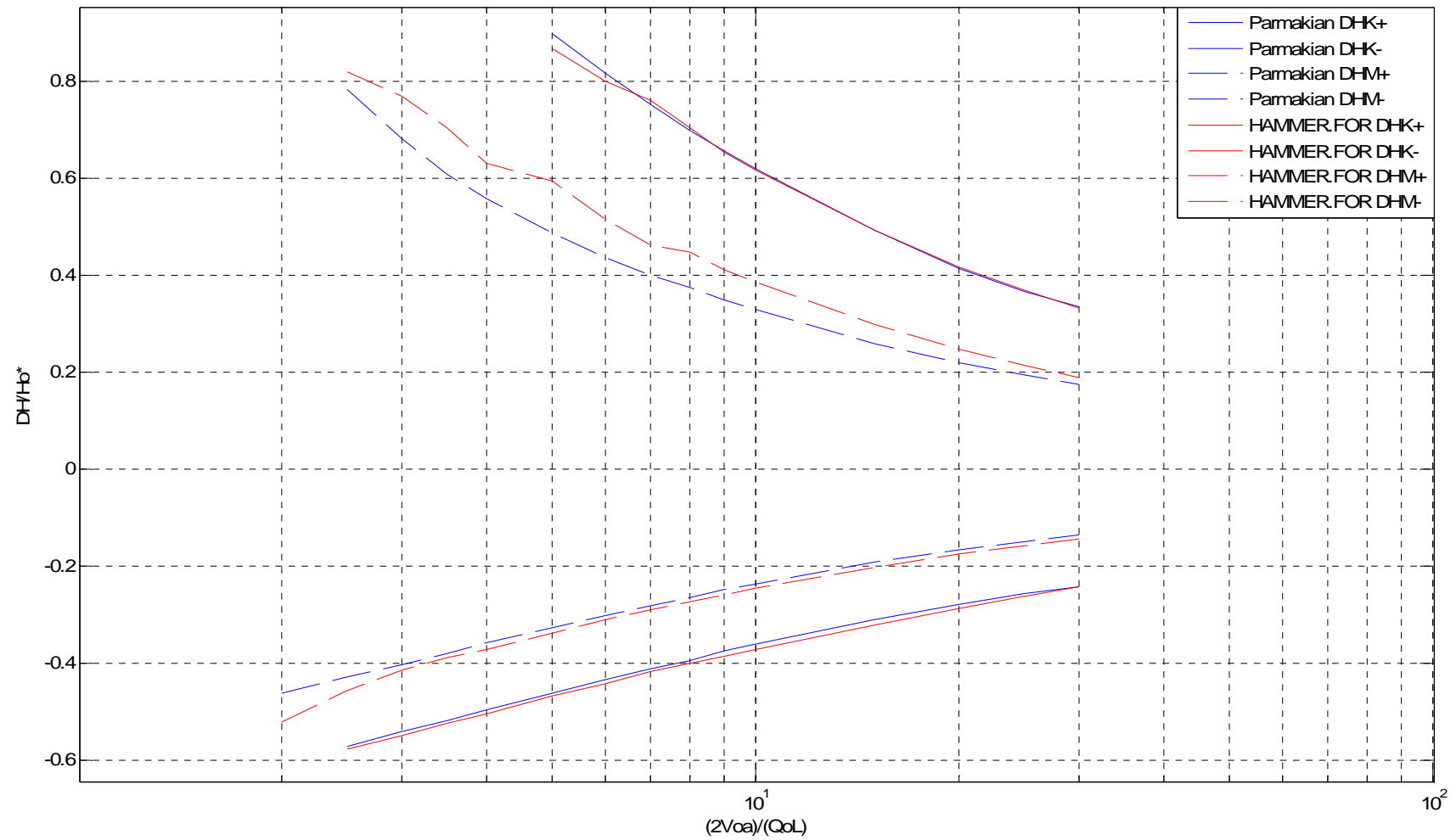
Σχήμα 5.5. Μεταβολή του ειδικού αριθμού στροφών συναρτήσει της παραμέτρου $2\rho^*$.

5.2. Προσέγγιση – Επαλήθευση διαγραμμάτων Parmakian

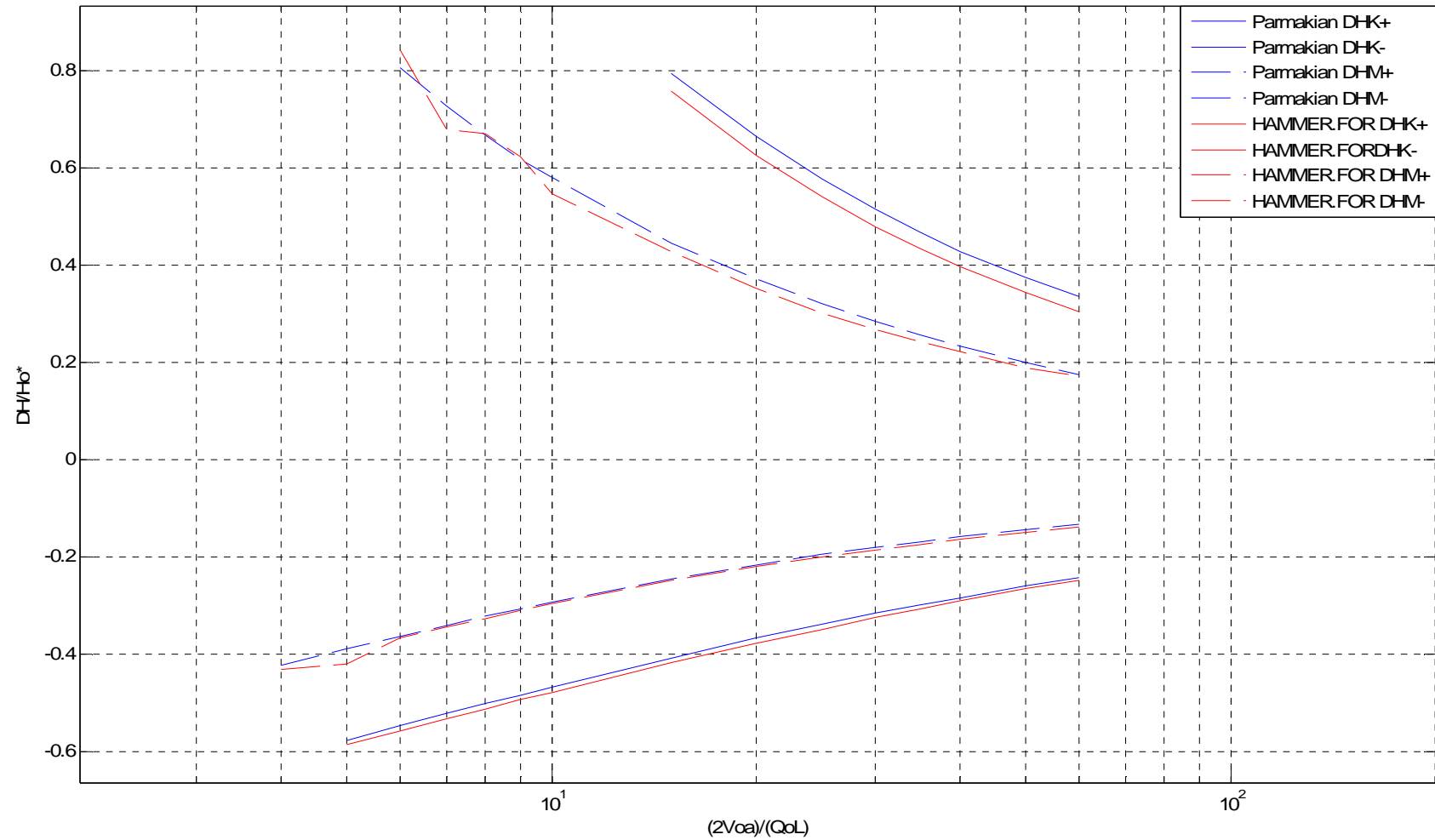
Σε αυτή τη παράγραφο θα παρουσιαστεί η διαδικασία με την οποία προσεγγίστηκαν τα διαγράμματα Parmakian με τη βοήθεια του προγράμματος HAMMER.FOR. Στη συνέχεια οι καμπύλες που προέκυψαν από το πρόγραμμα HAMMER.FOR θα χαραχθούν μαζί με τις αντίστοιχες καμπύλες των διαγραμμάτων Parmakian έτσι ώστε να καταστεί εμφανής ο βαθμός προσέγγισής τους. Σκοπός είναι τα παραγόμενα από το πρόγραμμα διαγράμματα να συγκριθούν οπτικά με τα διαγράμματα Parmakian έτσι ώστε να επιτευχθεί η επαλήθευση των τελευταίων.

I) ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ $\kappa=0$

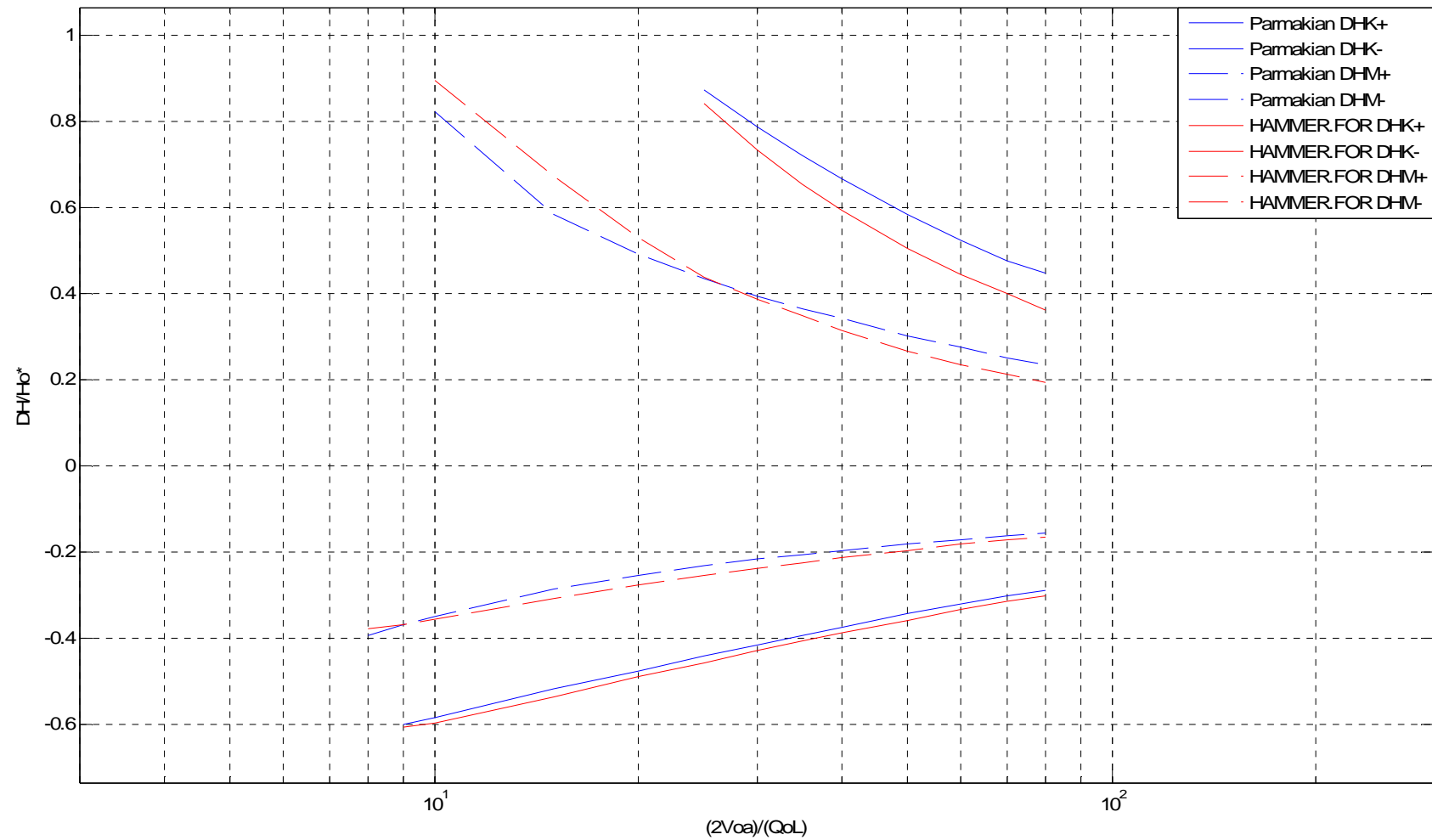
α) Καμπύλες για $2\rho^*=1$:



β) Καμπύλες για $2\rho^* = 2$:

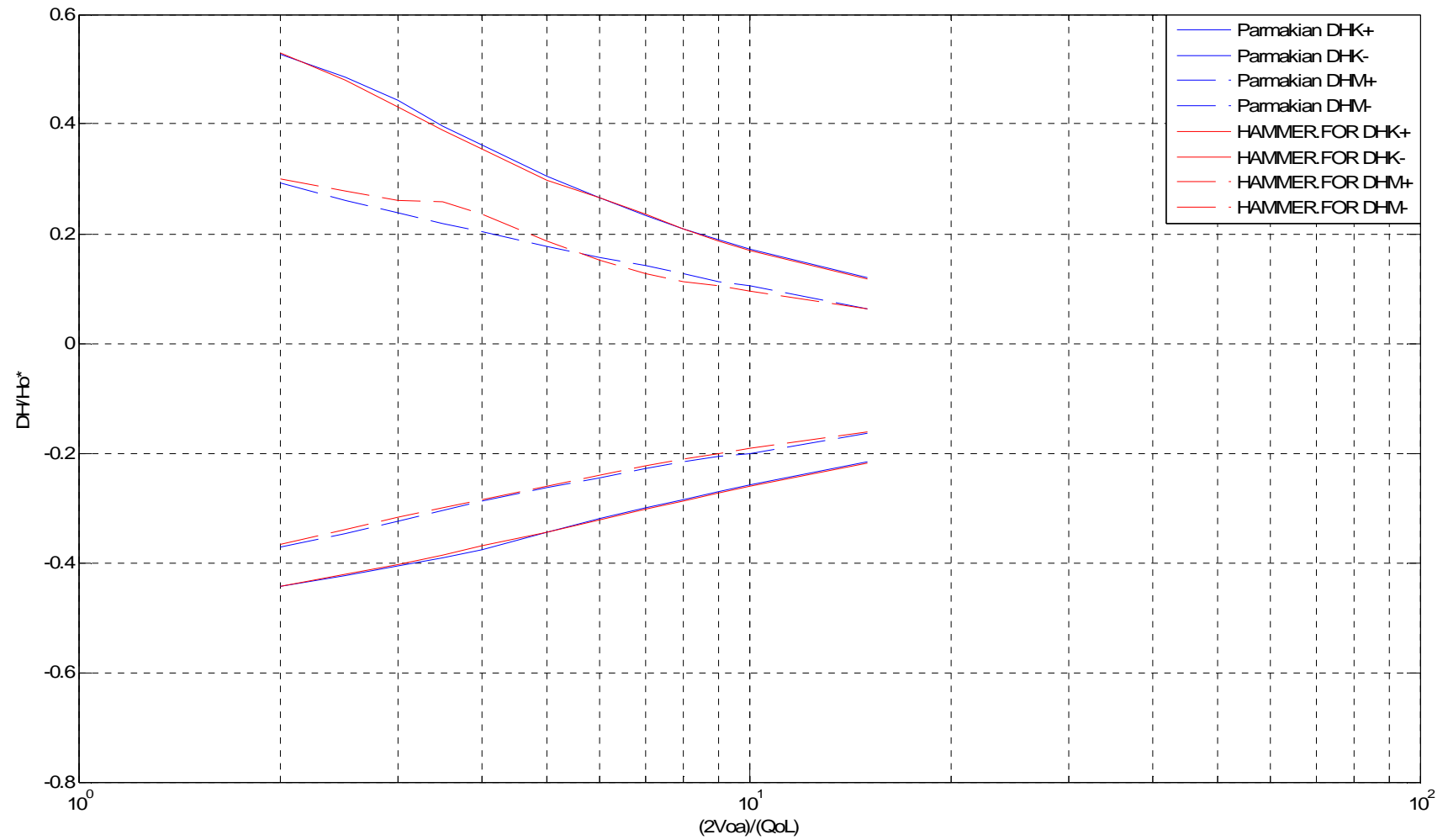


γ) Καμπύλες για $2\rho^* = 4$:

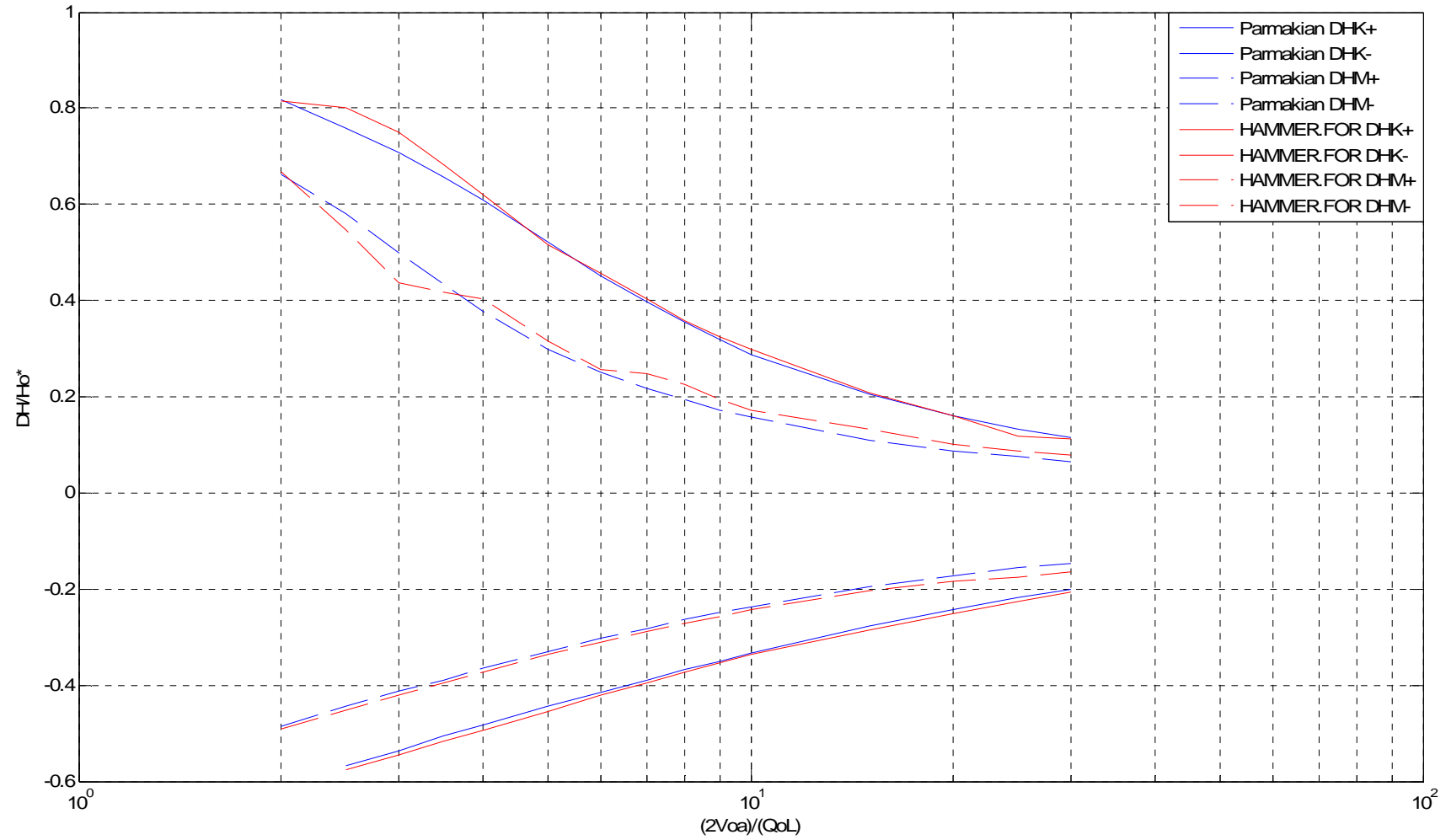


II) ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ $\kappa=0,3$

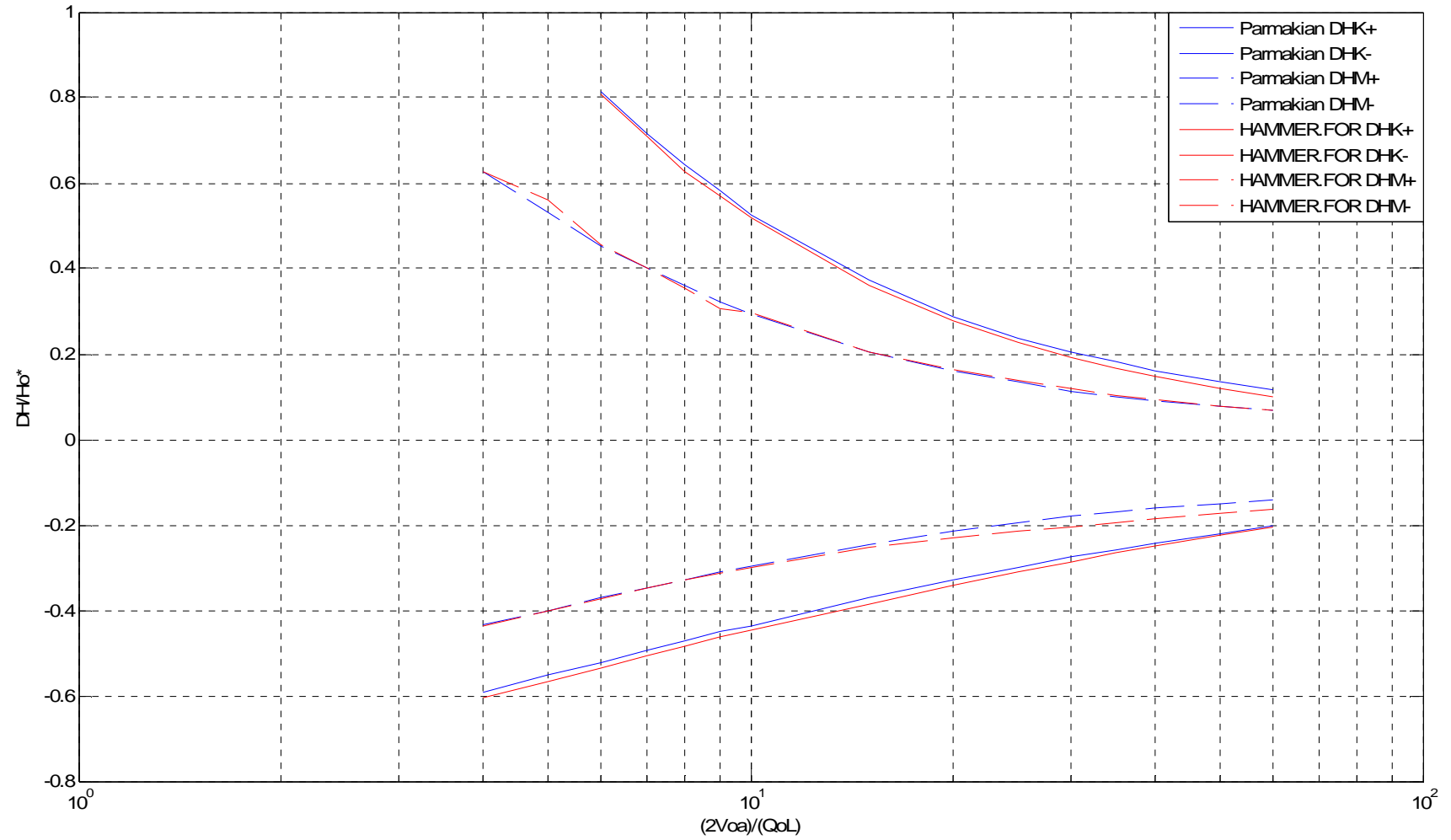
α) Καμπύλες για $2\rho^*=0,5$:



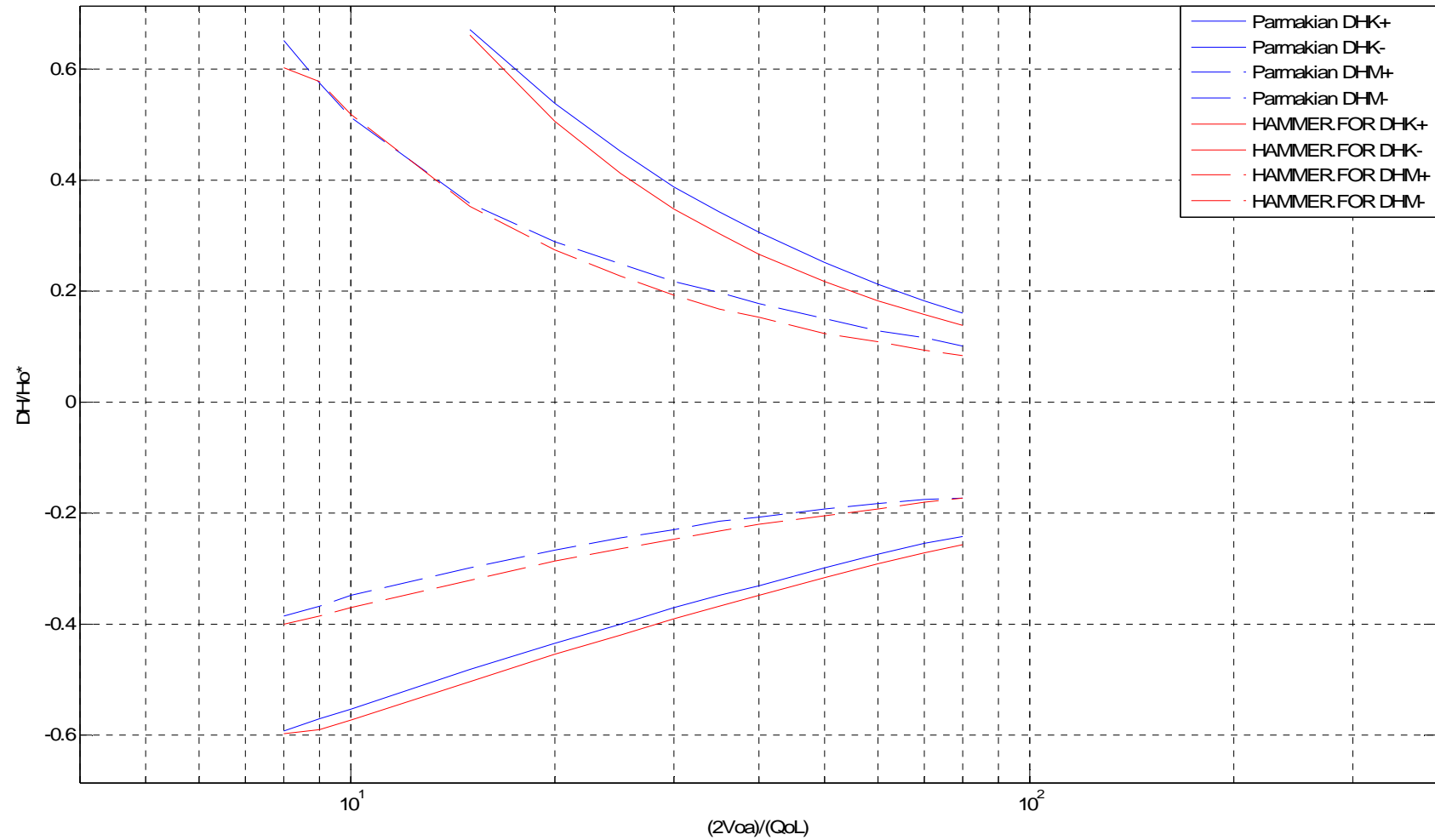
β) Καμπύλες για $2\rho^* = 1$:



γ) Καμπύλες για $2\rho^* = 2$:

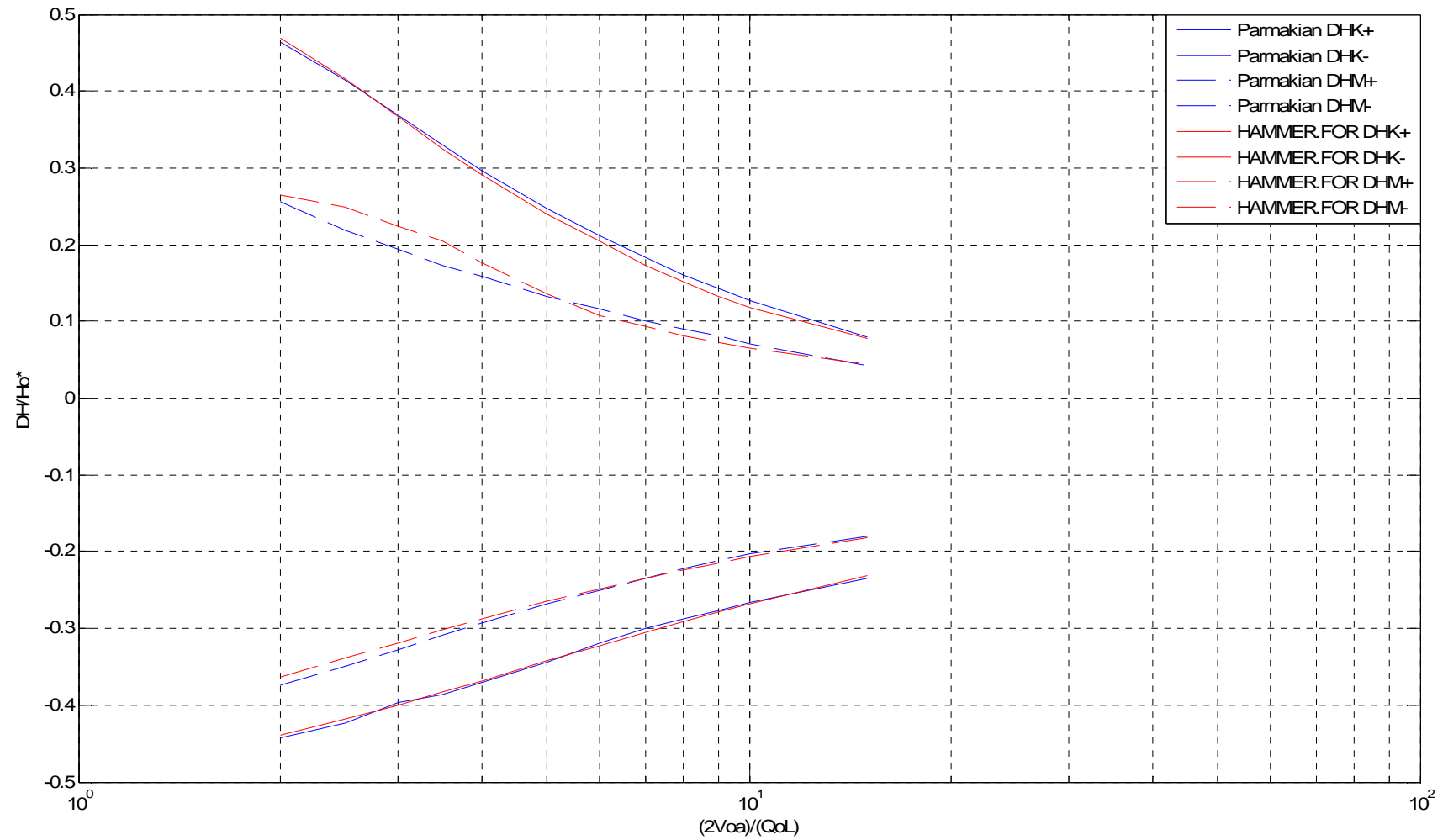


δ) Καμπύλες για $2\rho^* = 4$:

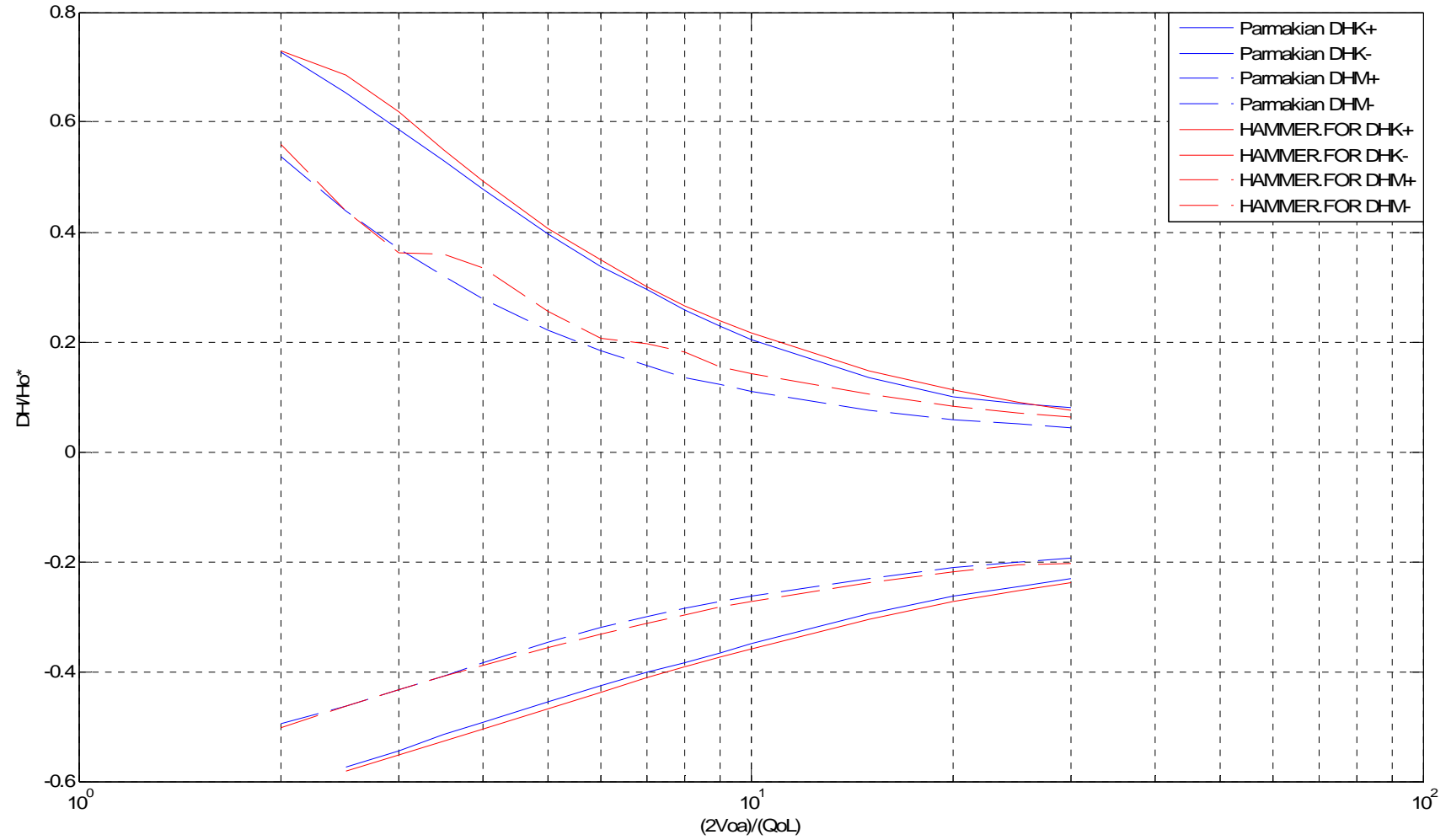


III) ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ $\kappa=0,5$

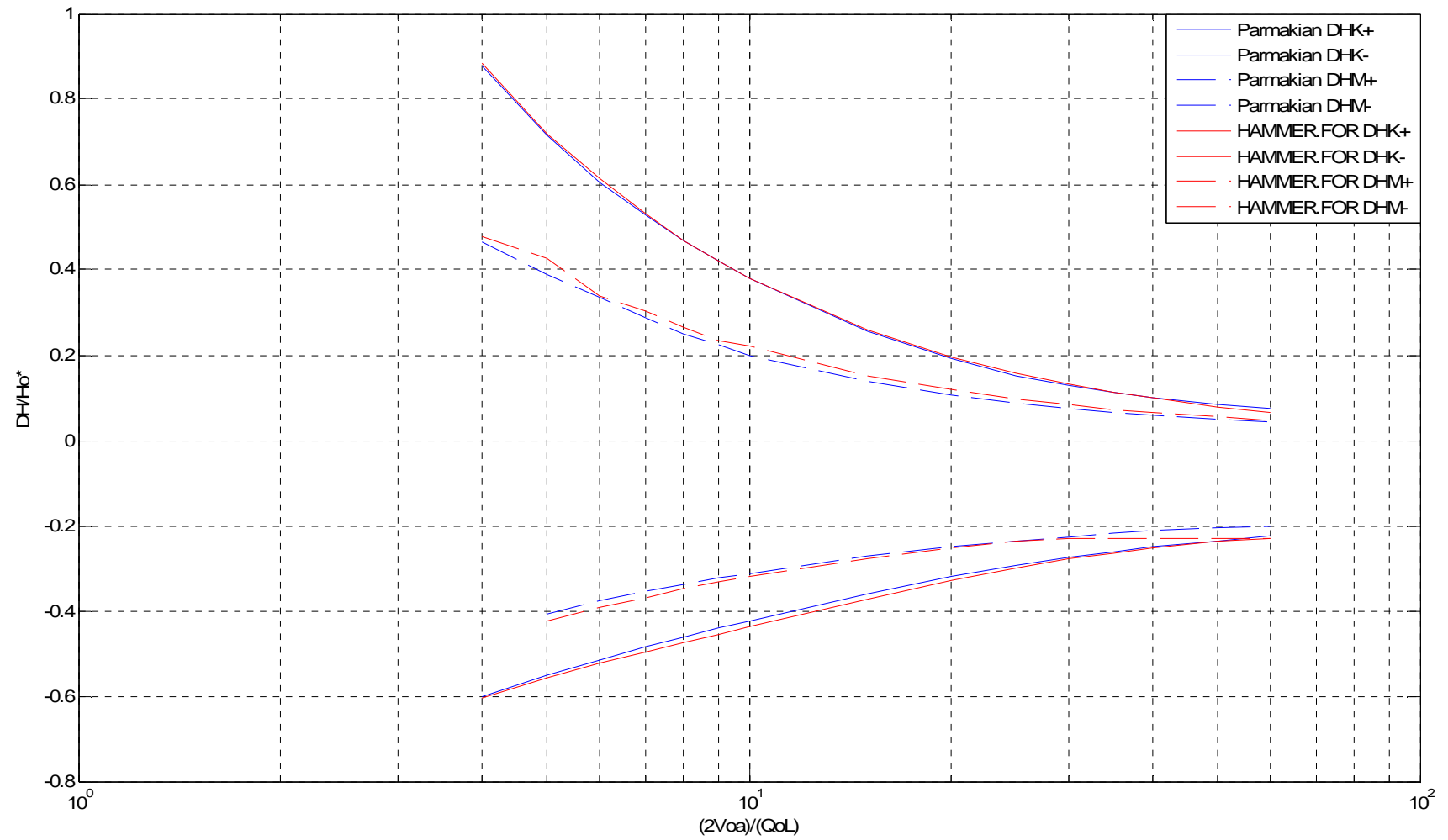
α) Καμπύλες για $2\rho^*=0,5$:



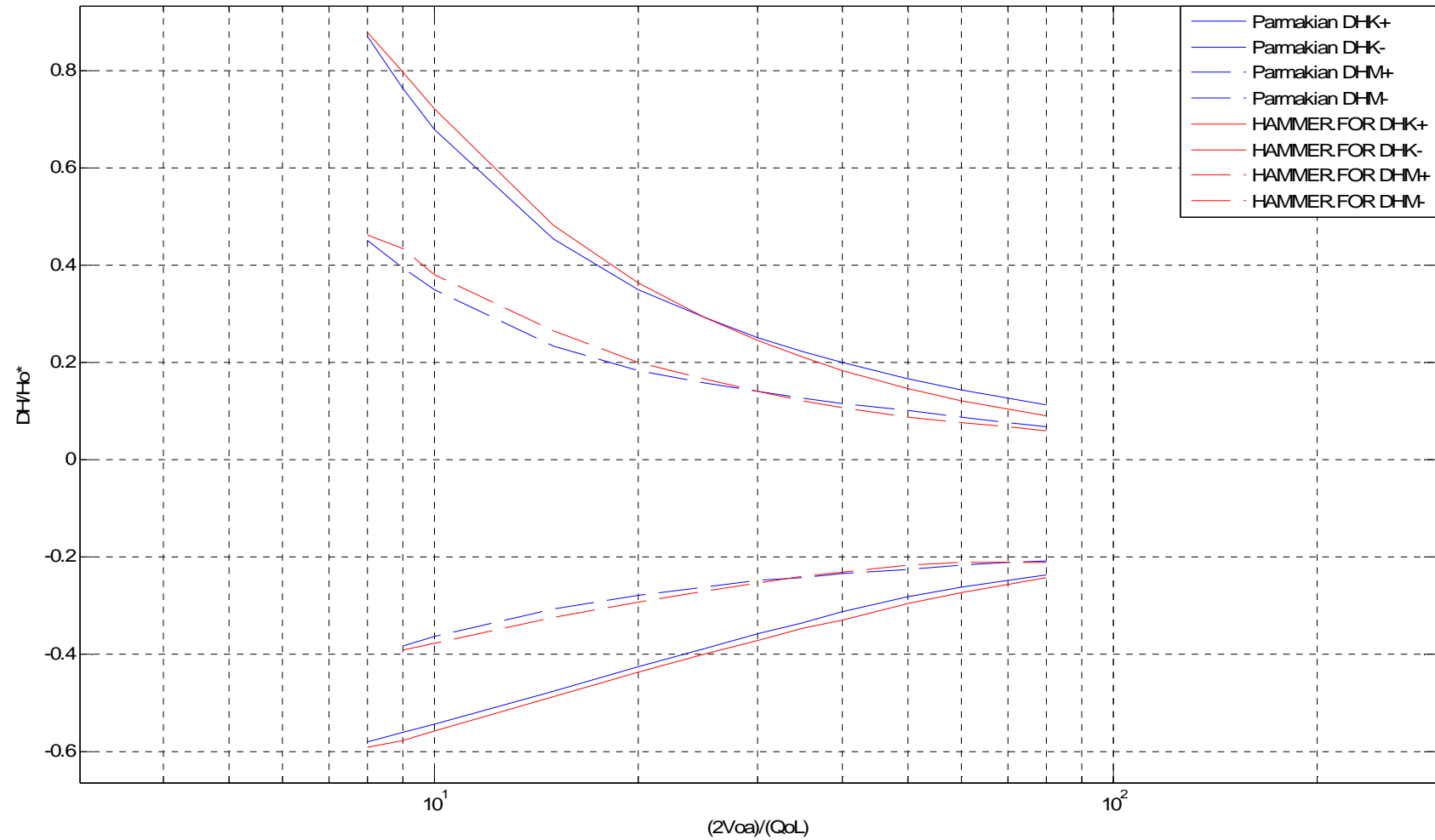
β) Καμπύλες για $2\rho^* = 1$:



γ) Καμπύλες για $2\rho^*=2$:

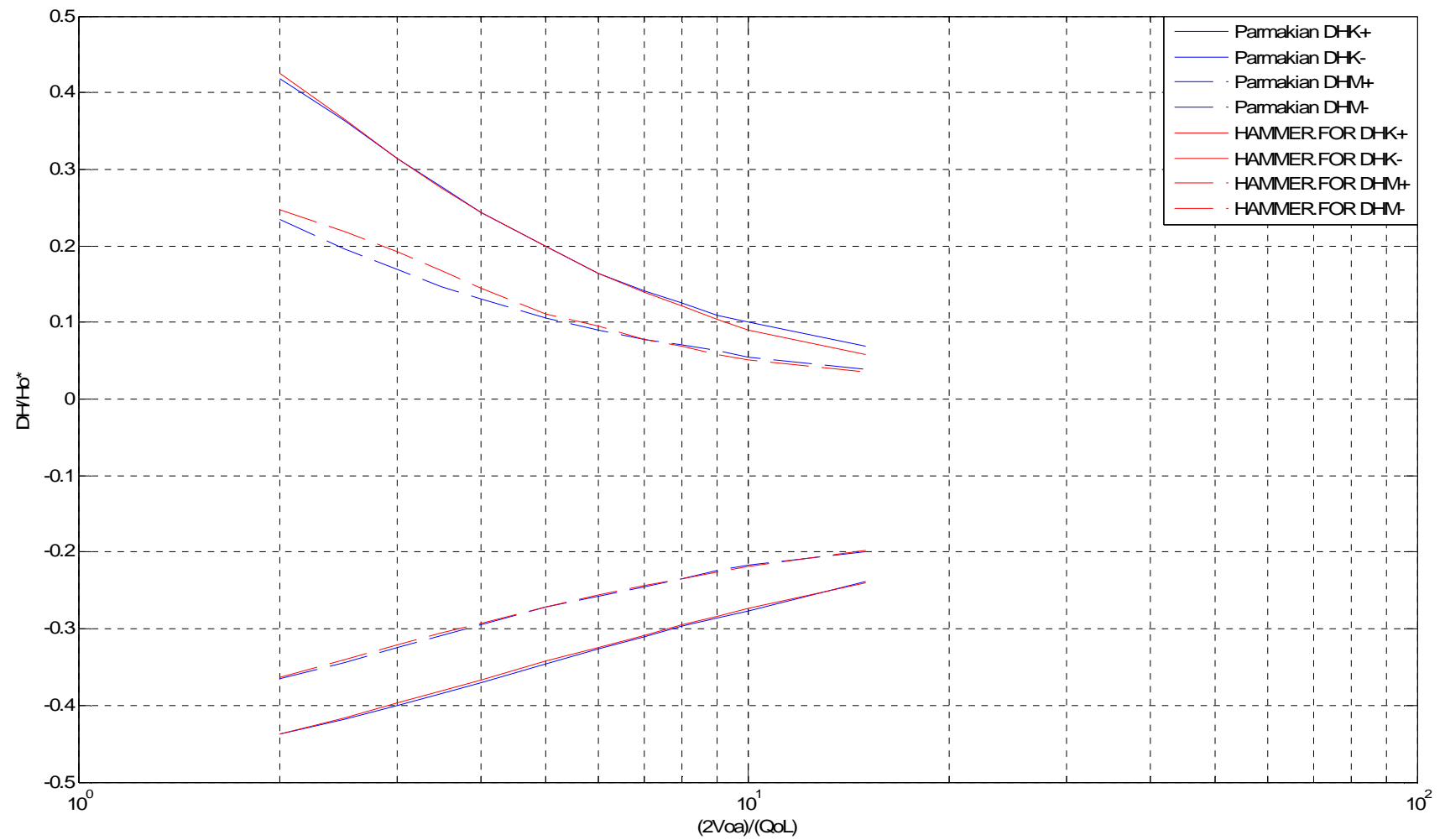


δ) Καμπύλες για $2\rho^* = 4$:

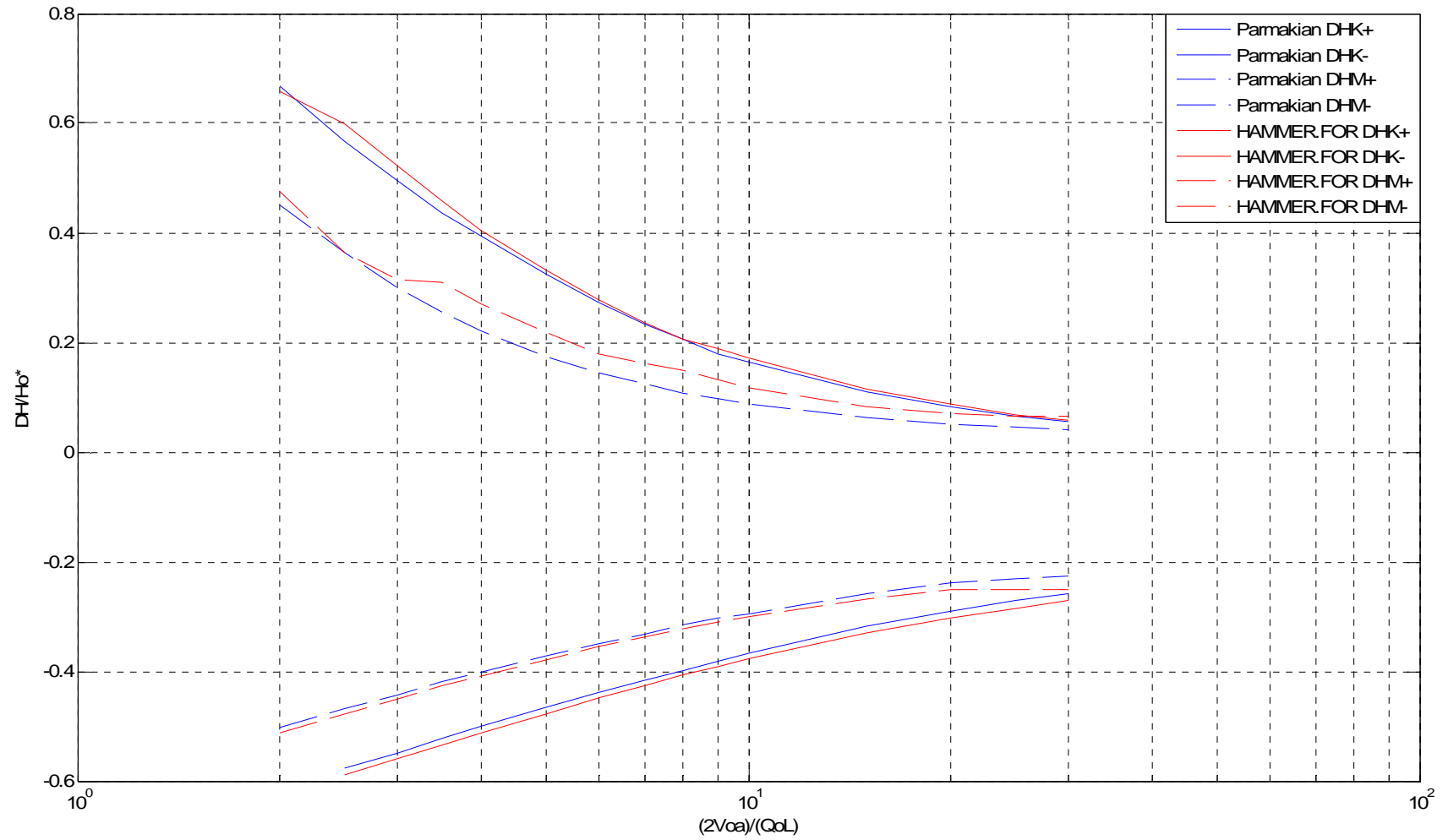


IV) ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ $\kappa=0,7$

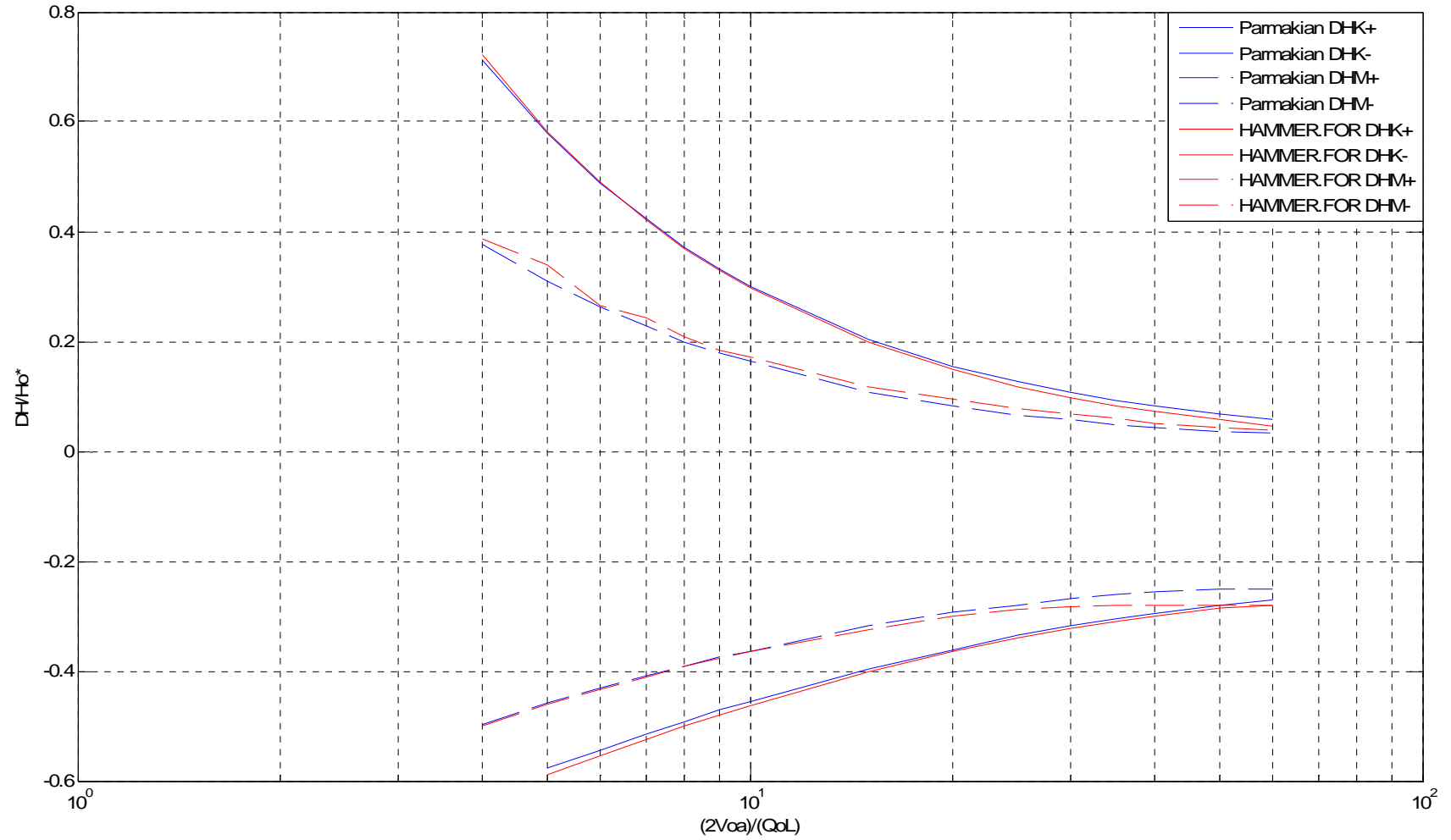
α) Καμπύλες για $2\rho^*=0,5$:



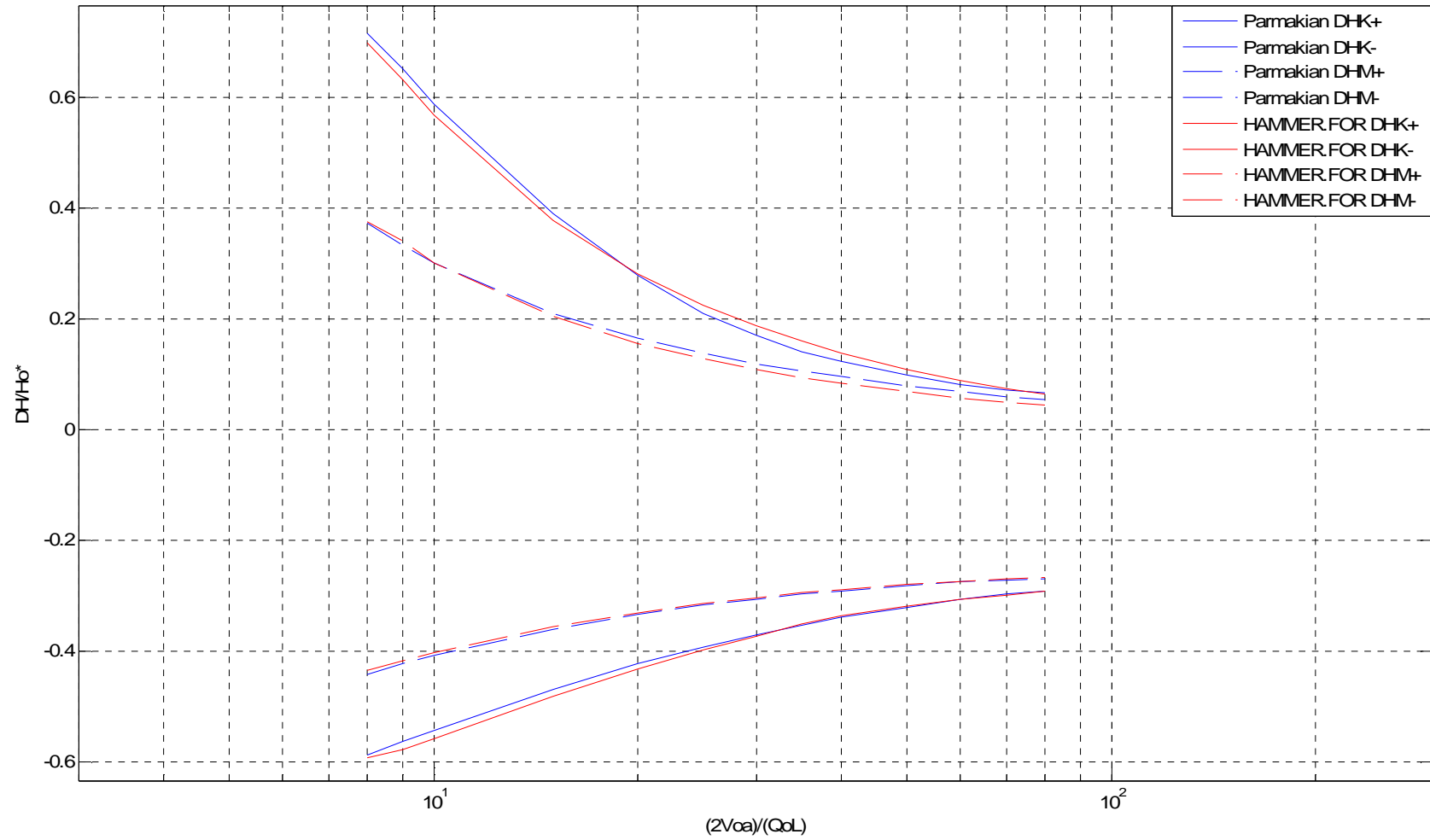
β) Καμπύλες για $2\rho^* = 1$:



γ) Καμπύλες για $2\rho^*=2$:



δ) Καμπύλες για $2\rho^* = 4$:



Παρατηρήσεις

- Από τη μελέτη των παραπάνω διαγραμμάτων γίνεται φανερό ότι το πρόγραμμα HAMMER.FOR προσεγγίζει σε αρκετά ικανοποιητικό βαθμό τις καμπύλες των διαγραμμάτων Parmakian. Εξαιρέση αποτελούν ορισμένες καμπύλες, οι οποίες δεν προσεγγίζονται το ίδιο ικανοποιητικά από το πρόγραμμα. Αυτές οι καμπύλες είναι οι εξής: α) οι καμπύλες που υπολογίζουν τις υπερπίεσεις στη κατάθλιψη της αντλίας και στο μέσο του αγωγού στο διάγραμμα $\kappa=0$, β) οι καμπύλες που υπολογίζουν τις υπερπίεσεις στο μέσο του αγωγού κατάθλιψη στις περιπτώσεις $\kappa=0,5$ & $2\rho^*=1$ και $\kappa=0,7$ & $2\rho^*=1$, γ) οι καμπύλες που υπολογίζουν τις υπερπίεσεις στο μέσο του αγωγού κατάθλιψη στις περιπτώσεις $\kappa=0,3$ & $2\rho^*=0,5$ και $\kappa=0,5$ & $2\rho^*=0,5$ μόνο για μικρές τιμές της παραμέτρου PARV0 ($PARV0=2-4$).
- Το πρόγραμμα HAMMER.FOR προσεγγίζει πολύ ικανοποιητικά τις καμπύλες που υπολογίζουν τις υποπίεσεις στη κατάθλιψη της αντλίας και στο μέσο του αγωγού, σε όλες τις περιπτώσεις.

Συμπέρασμα

Από τα παραπάνω διαγράμματα και τις παρατηρήσεις που ακολούθησαν προκύπτει σαν συμπέρασμα ότι το πρόγραμμα HAMMER.FOR παράγει διαγράμματα που επαληθεύουν τα διαγράμματα Parmakian.

5.3. Επίδραση της ροπής αδράνειας στρεφομένων μαζών – Μεταβολή F(τ)

Στη παράγραφο αυτή θα εξεταστεί η επίδραση της ροπής αδράνειας των στρεφομένων μαζών στην ανάπτυξη των υπερπίεσεων και υποπίεσεων στη κατάθλιψη και στο μέσο του αγωγού με τη βοήθεια του προγράμματος HAMMER.FOR. Συγκεκριμένα θα ελεγχθεί η αντίστοιχη υπόθεση του Parmakian περί αμελητέας ροπής αδράνειας των στρεφομένων μαζών και κατά πόσο τα διαγράμματα Parmakian μπορούν να χρησιμοποιηθούν σε εγκαταστάσεις όπου η ροπή αδράνειας δεν μπορεί να αμεληθεί. Επίσης θα εξεταστεί κατά πόσο η αύξηση της ροπής αδράνειας μπορεί να μειώσει τις αναπτυσσόμενες υπερπίεσεις και υποπίεσεις στο συγκεκριμένο τύπο αντλητικής εγκατάστασης.

Στη συνέχεια ορίζουμε τον συντελεστή F με βάση τη σχέση:

$$F = \frac{\Delta H_{I \neq 0}}{\Delta H_{I \equiv 0}} \quad (5.1)$$

όπου για δεδομένες τιμές των παραμέτρων κ , $2\rho^*$, $\frac{2V_{o\theta}a}{Q_oL} = PARV0$ των

διαγραμμάτων Parmakian οι τιμές των υπερπίεσεων/υποπίεσεων $\Delta H_{I \neq 0}$ θα προκύπτουν από το πρόγραμμα HAMMER.FOR για διάφορες μη μηδενικές τιμές της ροπής αδράνειας, ενώ οι τιμές των υπερπίεσεων/υποπίεσεων $\Delta H_{I \equiv 0}$ θα προκύπτουν από τα διαγράμματα Parmakian. Διακρίνουμε τις παρακάτω 4 μορφές του συντελεστή F ανάλογα με το αν ο υπολογισμός του γίνεται με βάση υπερπίεσεις ή υποπίεσεις, στην κατάθλιψη της αντλίας ή στο μέσο του αγωγού κατάθλιψη:

$$F_K^+ = \frac{\Delta H_{K,I \neq 0}^+}{\Delta H_{K,I \equiv 0}^+} \quad F_K^- = \frac{\Delta H_{K,I \neq 0}^-}{\Delta H_{K,I \equiv 0}^-} \quad F_M^+ = \frac{\Delta H_{M,I \neq 0}^+}{\Delta H_{M,I \equiv 0}^+} \quad F_M^- = \frac{\Delta H_{M,I \neq 0}^-}{\Delta H_{M,I \equiv 0}^-} \quad (5.2)$$

Επίσης ορίζουμε τη παράμετρο τ με βάση τη σχέση:

$$\tau = T_m \cdot \frac{a}{2 \cdot L} \quad (5.3)$$

όπου T_m είναι η διάρκεια εκκίνησης της εγκατάστασης που ορίστηκε στη παράγραφο 1.3.7 σύμφωνα με τη σχέση (1.95), a η ταχύτητα μετάδοσης της διαταραχής και L το μήκος του αγωγού κατάθλιψης. Αξίζει να σημειωθεί ότι η παράμετρος τ χρησιμοποιήθηκε και στα διαγράμματα που συντάζαν οι Kinnno και Kennedy το 1965, όπου ορίστηκε σύμφωνα με την παρακάτω σχέση:

$$\tau = \frac{1}{K_1 \cdot \frac{2 \cdot L}{a}} \quad (5.4)$$

Από τις σχέσεις (5.3) και (5.4) έχουμε:

$$\tau = \frac{1}{K_1 \cdot \frac{2 \cdot L}{a}} \Rightarrow T_m \cdot \frac{a}{2 \cdot L} = \frac{1}{K_1 \cdot \frac{2 \cdot L}{a}} \Rightarrow T_m = \frac{1}{K_1} \quad (5.5)$$

Συνεπώς η παράμετρος K_1 που χρησιμοποιείται στα διαγράμματα των Kinnno και Kennedy συνδέεται με την διάρκεια εκκίνησης της εγκατάστασης σύμφωνα με τη σχέση (5.5). Τα διαγράμματα Kinnno & Kennedy λαμβάνουν υπόψη τη ροπή αδράνειας των στρεφομένων μαζών και αναφέρονται σε εγκαταστάσεις με τα ακόλουθα χαρακτηριστικά: α) η ταχύτητα περιστροφής της αντλίας είναι 2700 RPM ή μικρότερη, β) δεν πραγματοποιείται κλείσιμο βαλβίδας κατά τη διάρκεια του φαινομένου, γ) χρησιμοποιείται η λύση του πύργου ανάπαλσης για την αντιπληγματική προστασία. Σημειώνεται ότι η παράμετρος K_1 χρησιμοποιείται στην ανάλυση του Parmakian και στα διαγράμματα που παραθέτει για τη περίπτωση απλής αντλητικής εγκατάστασης χωρίς βαλβίδα αντεπιστροφής.

Με σκοπό να εντοπίσουμε την επίδραση της αύξησης της αδράνειας των στρεφομένων μαζών στις υπερπίεσεις και υποπίεσεις που αναπτύσσονται στον αγωγό κατάθλιψης κατά τη διάρκεια του μεταβατικού φαινομένου θα χαράξουμε τις μεταβολές των F_K^+ , F_K^- , F_M^+ , F_M^- συναρτήσει της παραμέτρου τ . Η διαδικασία της χάραξης περιγράφεται παρακάτω:

- Αρχικά επιλέγουμε μια τιμή για κάθε παράμετρο κ , $2\rho^*$, $PARV0$ και με τη βοήθεια του πίνακα του Σχ. 5.1 καθορίζουμε και τα υπόλοιπα στοιχεία της εκάστοτε αντλητικής εγκατάστασης.
- Έπειτα υπολογίζεται μια πρώτη τιμή της ολικής ροπής αδράνειας των στρεφομένων μαζών της εγκατάστασης $I_{o\lambda}=I_1$. Για τον υπολογισμό χρησιμοποιούμε τις παρακάτω σχέσεις:

$$I_{\alpha} = 0,03768 \cdot \left[\frac{P}{(n/1000)^3} \right]^{0,9556} \quad (5.6)$$

$$I_{\kappa} = 0,0043 \cdot \left[\frac{P}{(n/1000)} \right]^{1,48} \quad (5.7)$$

Η σχέση (5.6) δίνει τη ροπή αδράνειας της αντλίας και έχει προκύψει από την επεξεργασία στοιχείων 284 αντλιών, διαφορετικών τύπων, 5 διαφορετικών κατασκευαστών. Στην τιμή της I_{α} συμπεριλαμβάνονται οι ροπές αδράνειας όλων των στρεφόμενων μερών της αντλίας (πτερωτή, άτρακτος, κλπ.) καθώς και του νερού που περιέχεται σε αυτήν. Στη σχέση (5.6) η ροπή αδράνειας I_{α} δίνεται σε $\text{Kg}\cdot\text{m}^2$, P είναι η ονομαστική ισχύς της αντλίας σε KW και n η ταχύτητα περιστροφής της ατράκτου της αντλίας σε rpm.

Αντίστοιχα, η σχέση (5.7) δίνει τη ροπή αδράνειας του κινητήρα και έχει προκύψει από την επεξεργασία στοιχείων 272 ασύγχρονων ηλεκτροκινητήρων. Στη σχέση (5.7) η ροπή αδράνειας I_{κ} δίνεται σε $\text{Kg}\cdot\text{m}^2$, P είναι η ονομαστική ισχύς του κινητήρα και n η ταχύτητα περιστροφής της ατράκτου του ηλεκτροκινητήρα σε rpm. Σημειώνεται ότι η σχέση (5.7) ισχύει για μοντέρνους αλλά και παλαιότερους ηλεκτροκινητήρες. Η τιμή της ολικής ροπής αδράνειας των στρεφόμενων μαζών της αντλητικής εγκατάστασης $I_{\text{ολ}}$ θα προκύπτει προφανώς από το άθροισμα των I_{α} και I_{κ} :

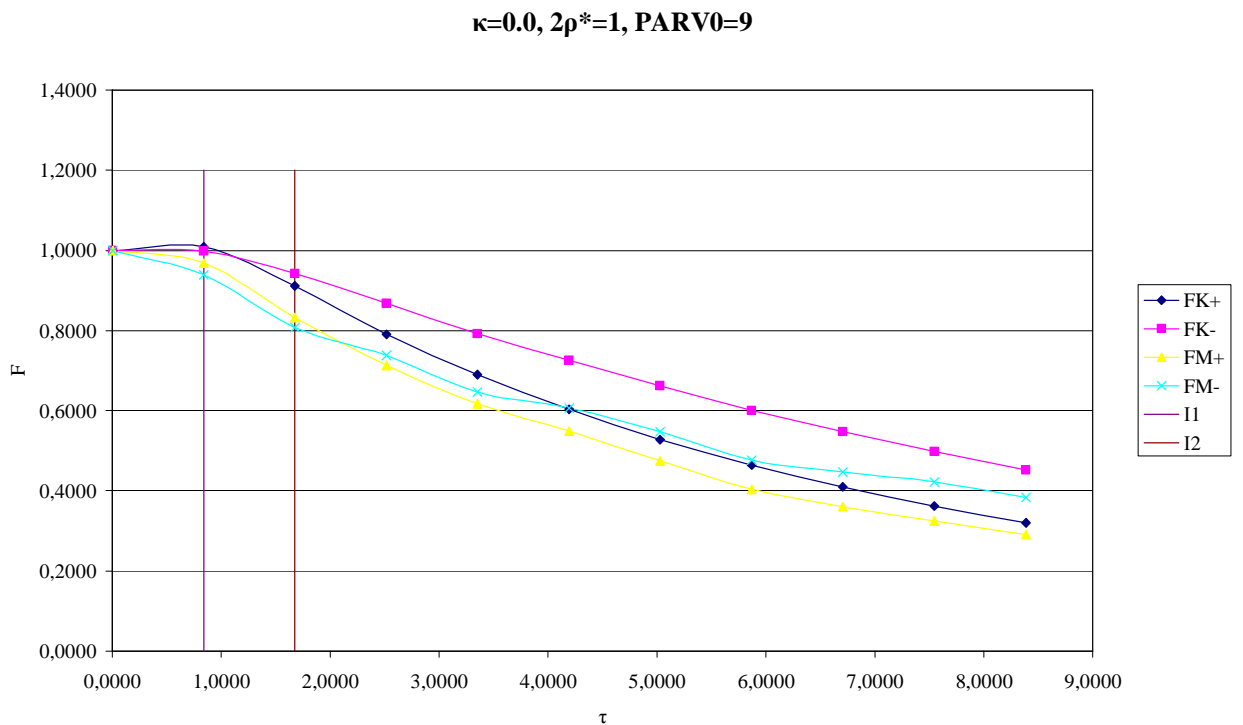
$$I_{\text{ολ}} = I_1 = I_{\alpha} + I_{\kappa} \quad (5.8)$$

- Η I_1 εισάγεται στους υπολογισμούς του προγράμματος HAMMER.FOR μέσω του αρχείου PUMPCON έτσι ώστε να υπολογιστούν οι τιμές των υπερπιέσεων και υποπιέσεων στη κατάθλιψη και στο μέσο του αγωγού κατάθλιψης.
- Στη συνέχεια μέσω των σχέσεων (5.2) υπολογίζονται οι συντελεστές F_K^+ , F_K^- , F_M^+ , F_M^- .
- Με βάση τη γνωστή I_1 υπολογίζεται η διάρκεια εκκίνησης της δεδομένης εγκατάστασης T_m από τη σχέση (1.95).
- Μέσω της σχέσης (5.3) υπολογίζεται η παράμετρος τ της δεδομένης εγκατάστασης.
- Σχηματίζουμε τα ζεύγη (F_K^+, τ) , (F_K^-, τ) , (F_M^+, τ) , (F_M^-, τ) και παριστάνουμε τα σημεία στο ίδιο διάγραμμα.
- Η παραπάνω διαδικασία επαναλαμβάνεται για τα ακέραια πολλαπλάσια της ολικής ροπής αδράνειας I_1 , δηλαδή για τις τιμές $I_2=2\cdot I_1$, $I_3=3\cdot I_1$, ..., $I_{10}=10\cdot I_1$ για τις δεδομένες τιμές των παραμέτρων κ , $2\rho^*$, PARV0.
- Παριστάνουμε όλα τα σημεία που θα προκύψουν από τη παραπάνω διαδικασία στο ίδιο διάγραμμα και λαμβάνουμε τις καμπύλες μεταβολής του συντελεστή $F(\tau)$ για τις δεδομένες παραμέτρους κ , $2\rho^*$, PARV0.
- Η διαδικασία πρέπει να επαναληφθεί για όλες τις τιμές των παραμέτρων κ , $2\rho^*$, PARV0 και για όλους τους δυνατούς συνδυασμούς τους. Να σημειωθεί ότι για να αποφύγουμε τον απαγορευτικά μεγάλο αριθμό διαγραμμάτων που είναι δυνατό να προκύψει σύμφωνα με τη παραπάνω διαδικασία, για κάθε τιμή της παραμέτρου $2\rho^*$ επιλέγουμε μία μόνο αντιπροσωπευτική τιμή της

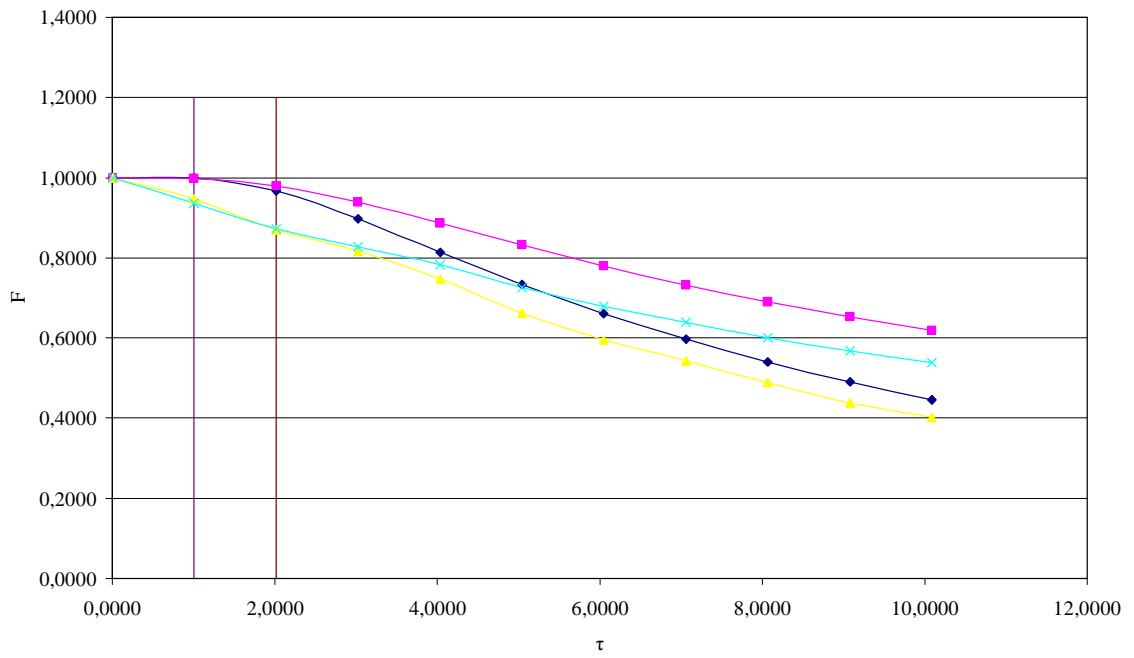
παραμέτρου PARV0. Προφανώς η υπόθεση αυτή διευκολύνει την οπτική αναπαράσταση των αποτελεσμάτων αλλά επισύρει το σφάλμα ότι μία τιμή της παραμέτρου PARV0 δεν μπορεί να είναι απόλυτα αντιπροσωπευτική των υπολοίπων τιμών. Με σκοπό να ελέγξουμε το μέγεθος του σφάλματος που υπεισέρχεται από τη παραπάνω υπόθεση αλλά και για να αποκτήσουμε μια πληρέστερη εικόνα της μεταβολής του συντελεστή F θα επανέλθουμε σε επόμενη παράγραφο.

Στη συνέχεια θα παρουσιάσουμε τις καμπύλες $F_K^+(\tau)$, $F_K^-(\tau)$, $F_M^+(\tau)$, $F_M^-(\tau)$ που προκύπτουν από τη παραπάνω διαδικασία:

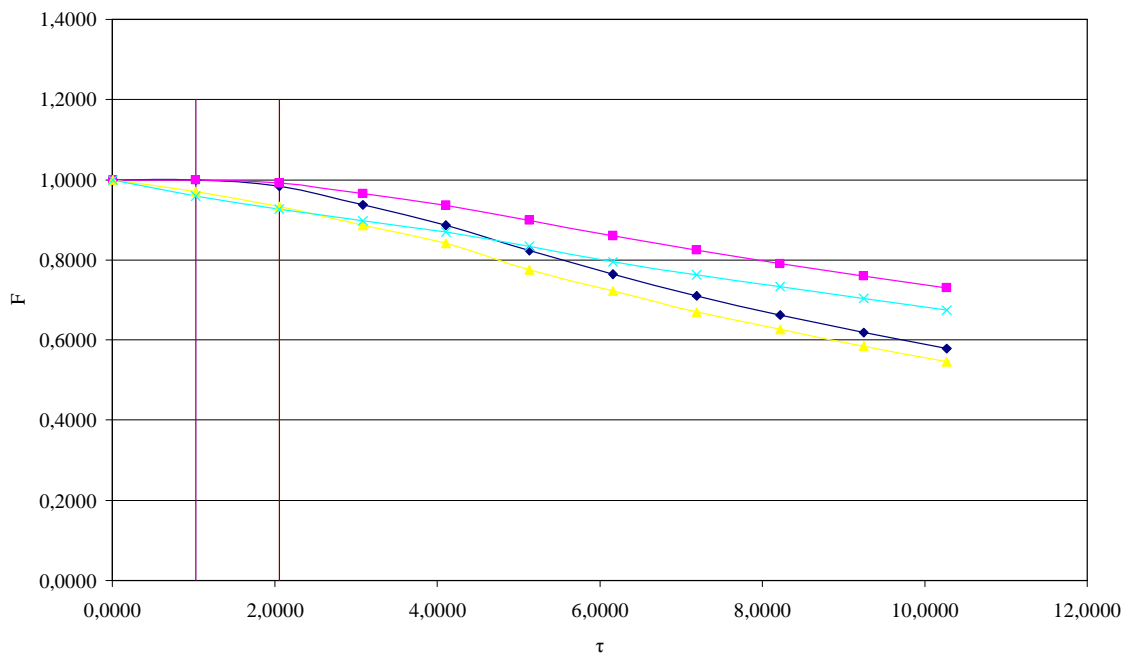
D) Καμπύλες F(τ) για κ=0:



$\kappa=0.0, 2\rho^*=2, \text{PARV0}=20$

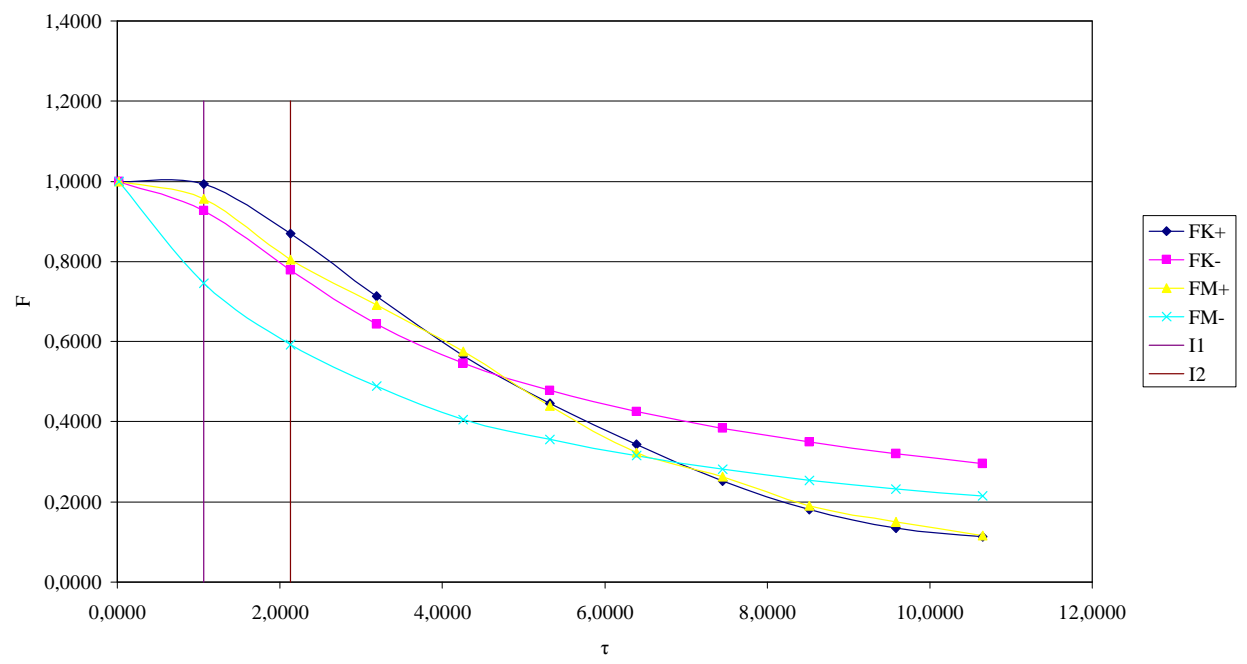


$\kappa=0.0, 2\rho^*=4, \text{PARV0}=35$

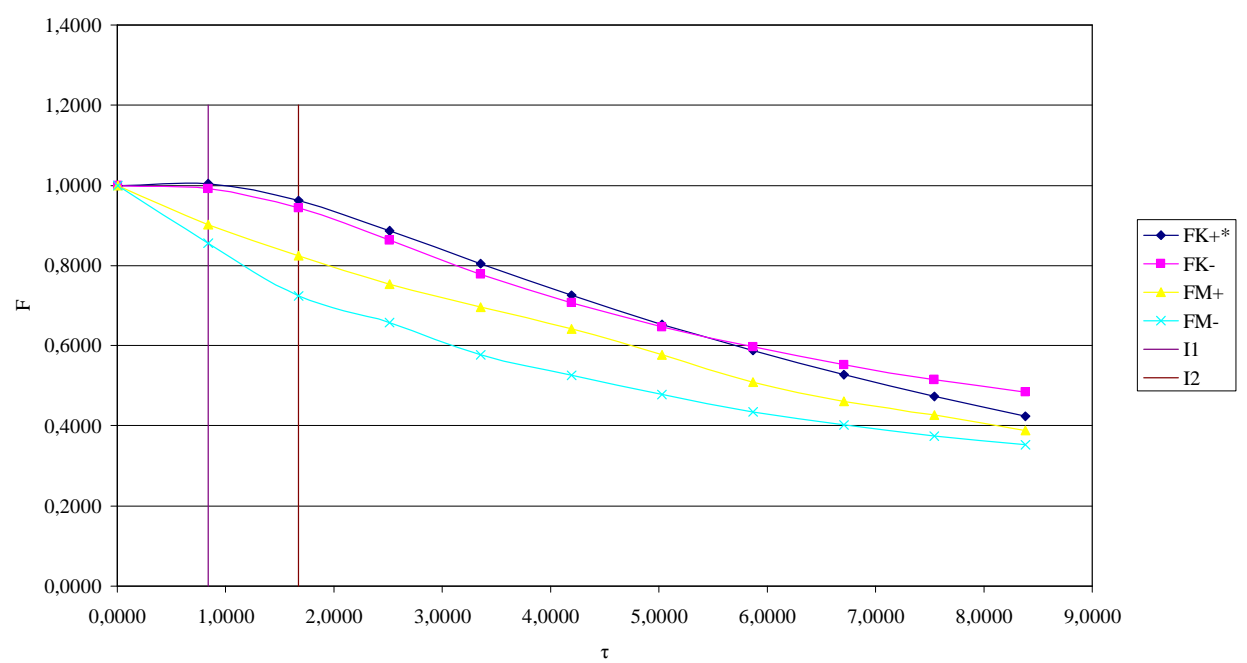


II) Καμπύλες $F(\tau)$ για $\kappa=0,3$:

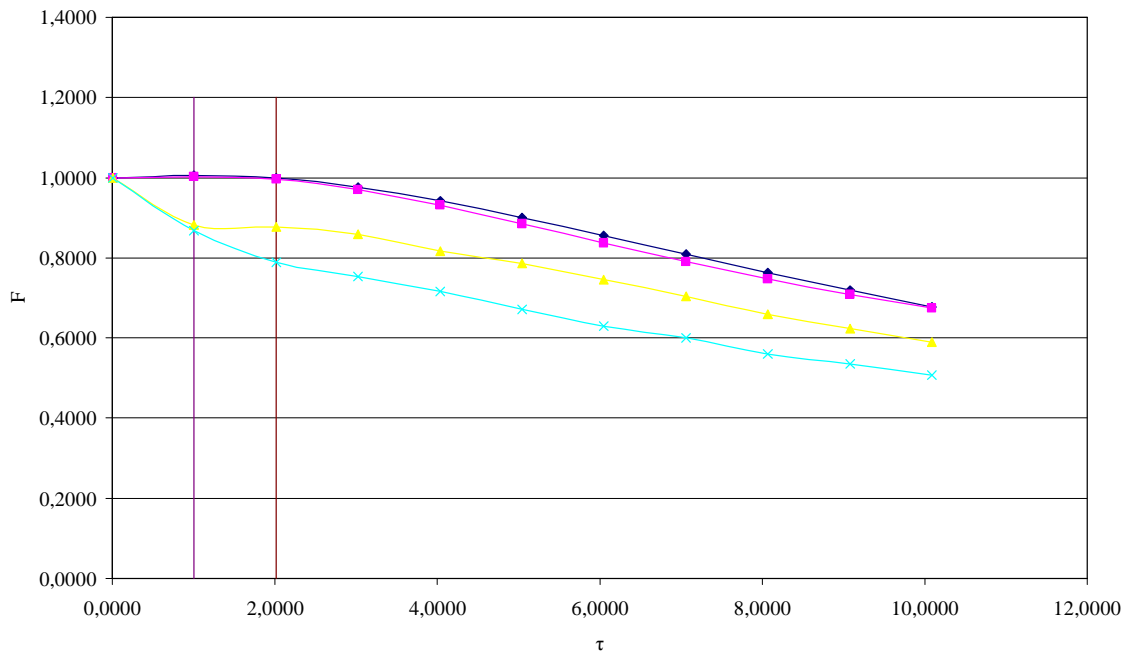
$\kappa=0.3, 2\rho^*=0.5, PARV0=6$



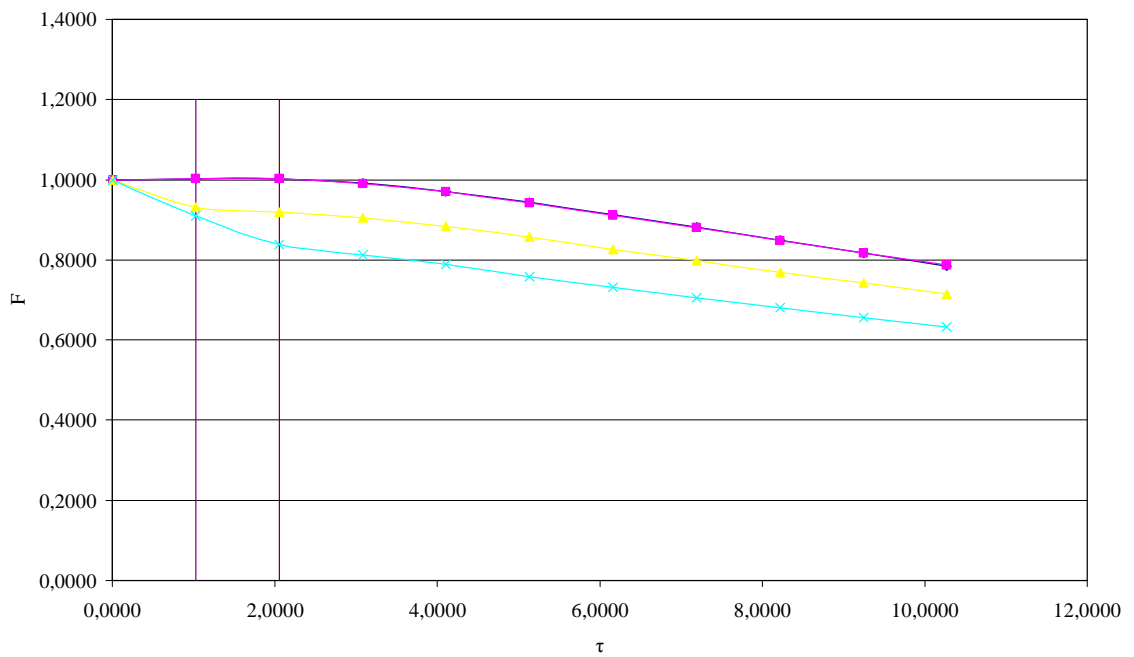
$\kappa=0.3, 2\rho^*=1, PARV0=9$



$\kappa=0.3, 2\rho^*=2, \text{PARV0}=20$

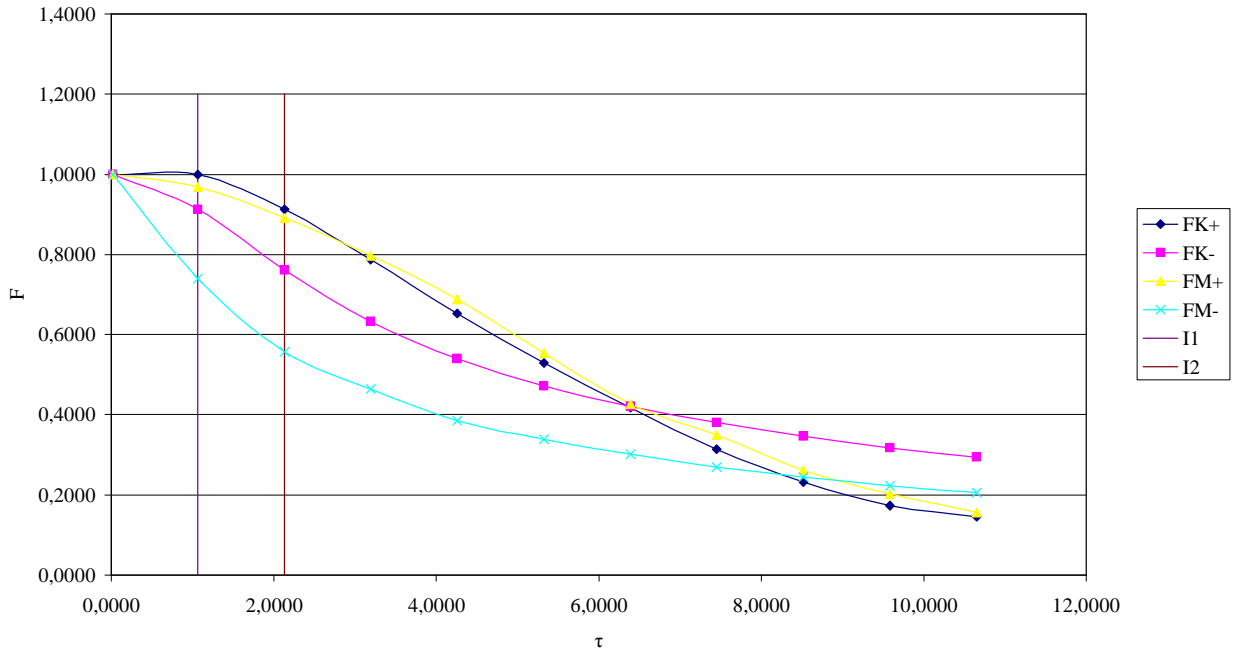


$\kappa=0.3, 2\rho^*=4, \text{PARV0}=35$

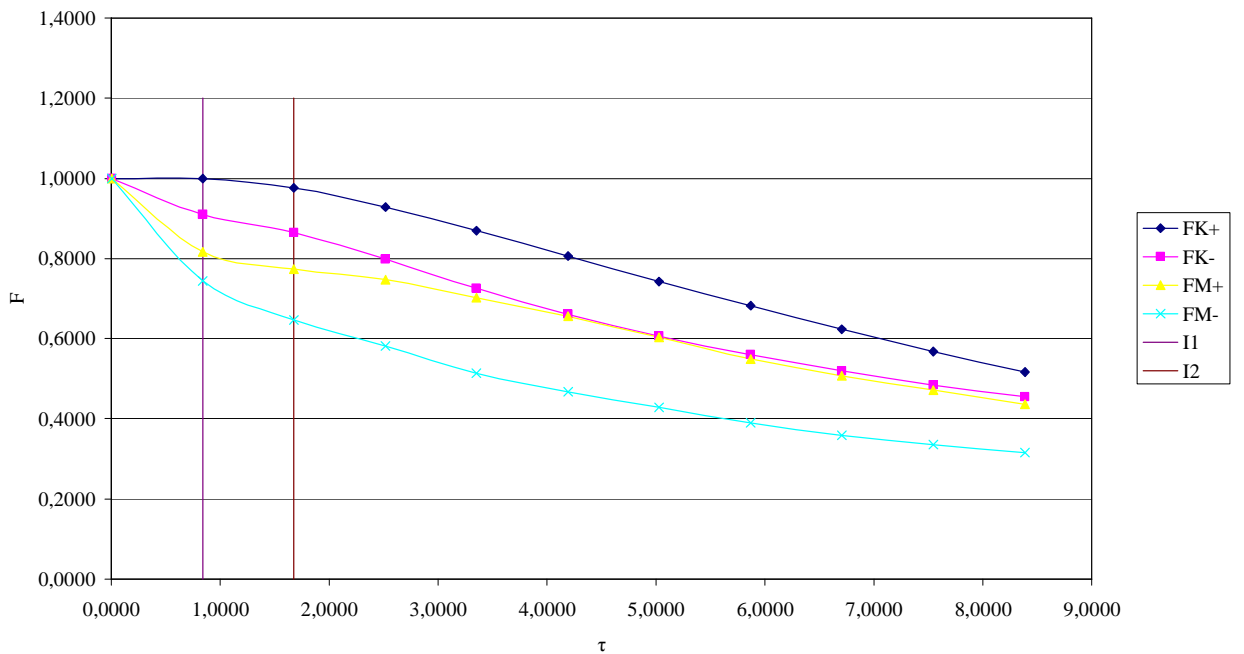


III) Καμπύλες $F(\tau)$ για $\kappa=0,5$:

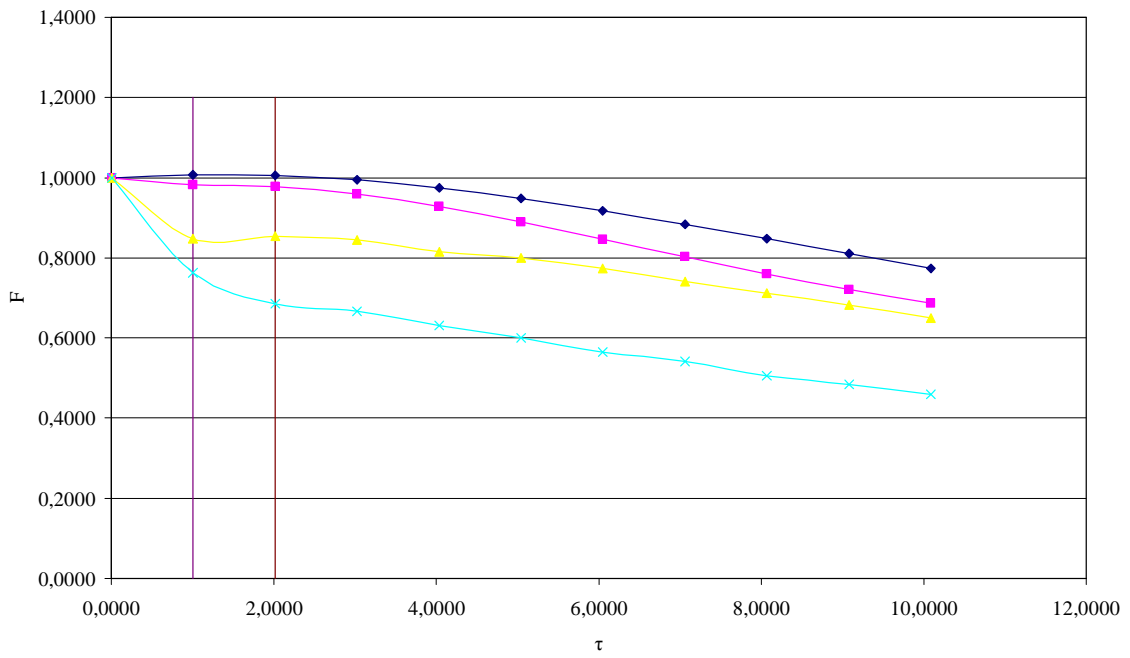
$\kappa=0,5, 2\rho^*=0,5, PARV0=6$



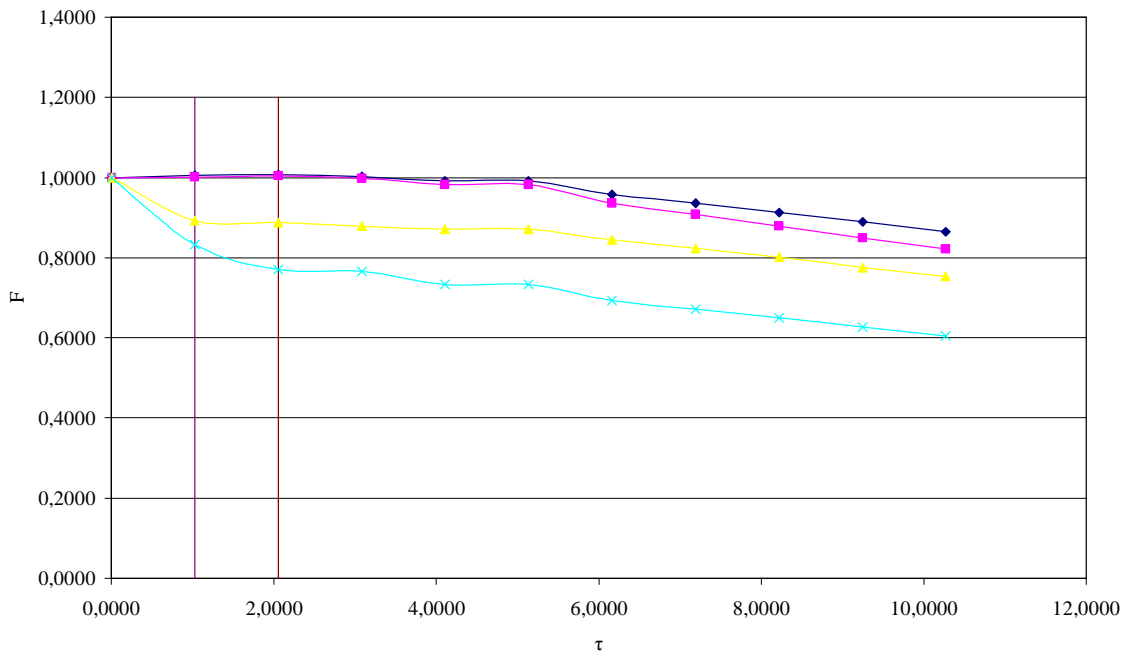
$\kappa=0,5, 2\rho^*=1, PARV0=9$



$\kappa=0.5, 2\rho^*=2, PARV0=20$

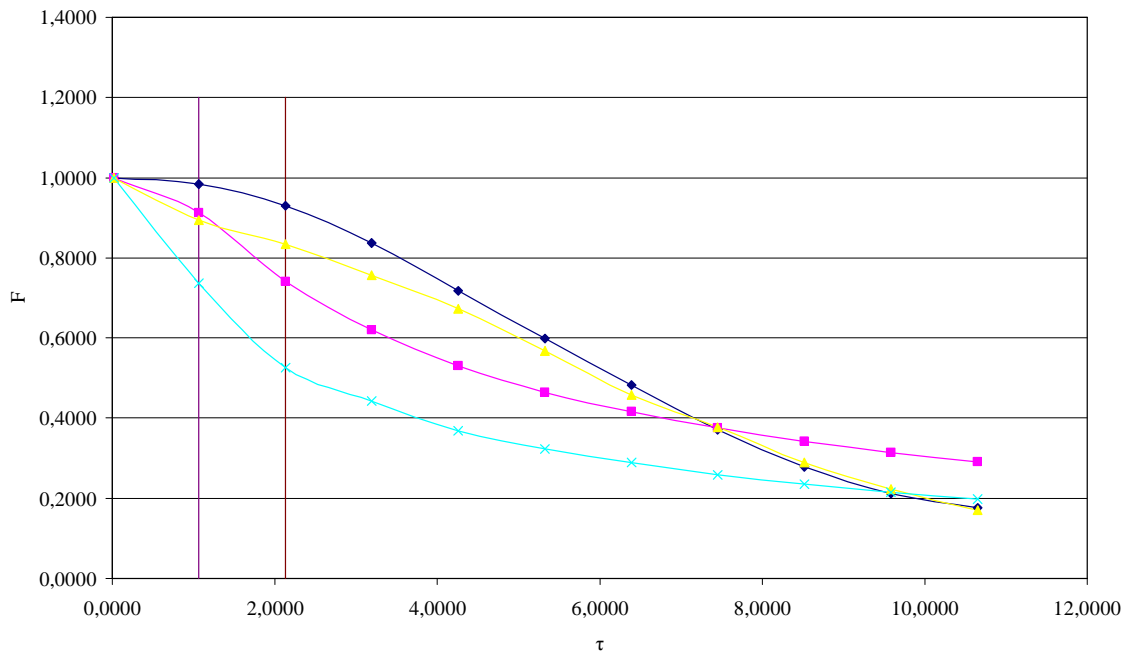


$\kappa=0.5, 2\rho^*=4, PARV0=35$

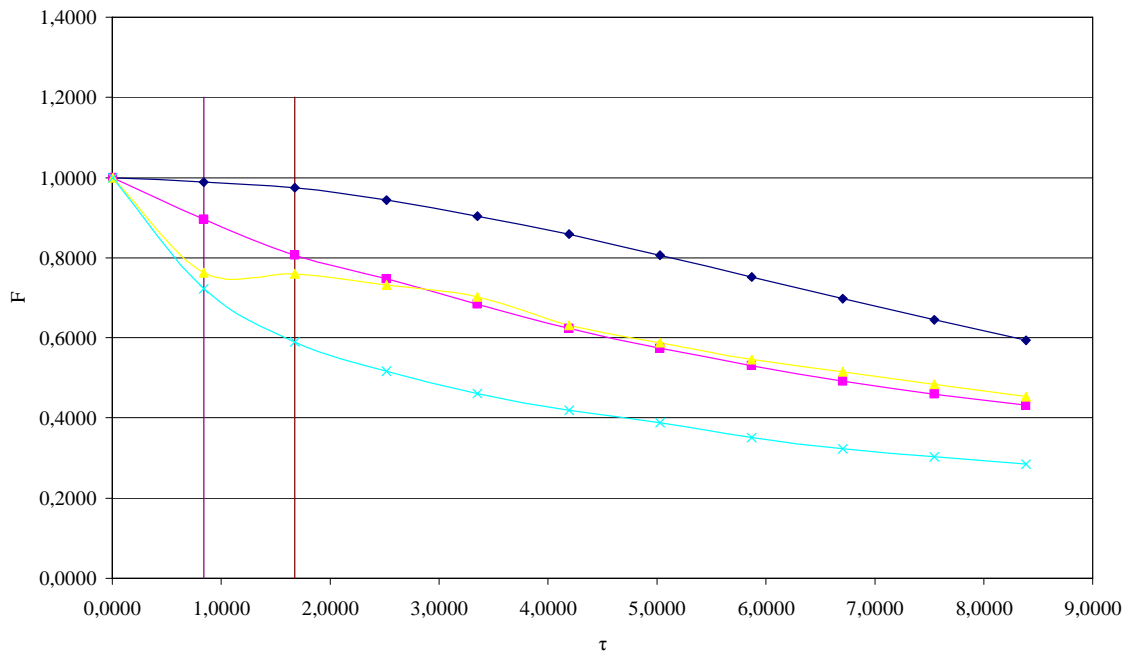


IV) Καμπύλες $F(\tau)$ για $\kappa=0,7$:

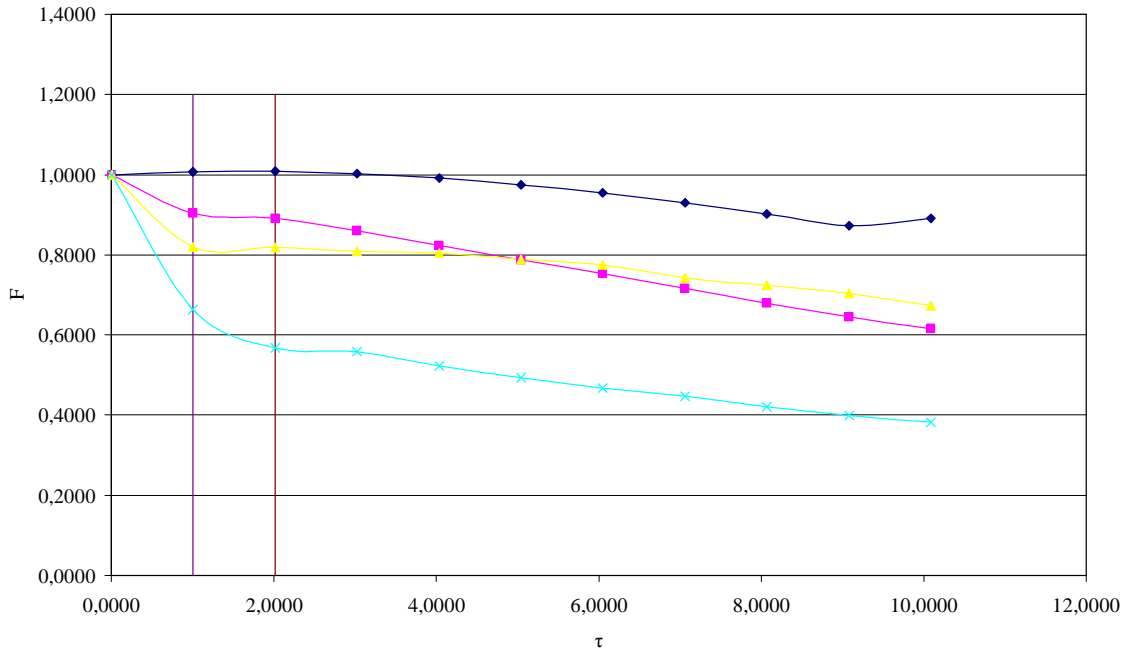
$\kappa=0.7, 2\rho^*=0.5, \text{PARV0}=6$



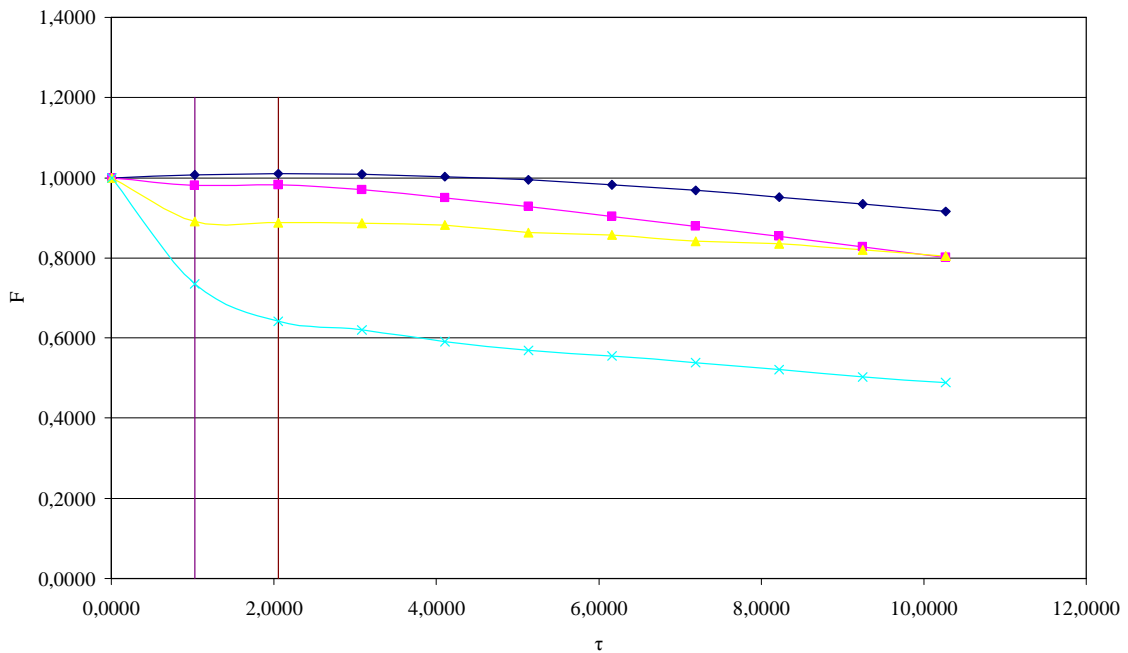
$\kappa=0.7, 2\rho^*=1, \text{PARV0}=9$



$\kappa=0.7, 2\rho^*=2, PARV0=20$



$\kappa=0.7, 2\rho^*=4, PARV0=35$



Παρατηρήσεις

- Στα παραπάνω διαγράμματα οι κατακόρυφες γραμμές I_1 αναφέρονται στην τιμή της ροπής αδράνειας των στρεφόμενων μαζών της κάθε εγκατάστασης που προκύπτει από τη σχέση 5.8. Αντίστοιχα, οι κατακόρυφες γραμμές I_2 αναφέρονται στην τιμή $I_2=2 \cdot I_1$. Σημειώνεται ότι σε περίπτωση μεγαλύτερων

τιμών της ροπής αδράνειας (I_3 , I_4 , κτλ.), οι κατακόρυφες γραμμές ίσης ροπής αδράνειας απέχουν μεταξύ τους ίσες αποστάσεις. Επίσης ο κατακόρυφος άξονας των διαγραμμάτων αναφέρεται σε μηδενική ροπή αδράνειας.

- Όπως προκύπτει από τη παρατήρηση των παραπάνω διαγραμμάτων, εάν στους υπολογισμούς συμπεριληφθεί η αδράνεια των στρεφομένων μαζών με τιμή I_1 , τότε τα διαγράμματα Parmakian μπορούν να χρησιμοποιηθούν μόνο για τη πρόβλεψη των αναπτυσσόμενων υπερπιέσεων και υποπιέσεων στη κατάθλιψη της αντλίας. Αν η τιμή της ροπής αδράνειας αυξηθεί πέρα της I_1 τότε τα διαγράμματα Parmakian δεν πρέπει να χρησιμοποιούνται ή τουλάχιστον να χρησιμοποιούνται μερικώς.
- Από τα παραπάνω διαγράμματα παρατηρούμε ότι με αύξηση της ροπής αδράνειας μειώνονται πιο αποτελεσματικά οι υπερπιέσεις και υποπιέσεις που αναπτύσσονται στο μέσο του αγωγού.
- Από τη μορφή των καμπυλών παρατηρούμε ότι η αύξηση της αδράνειας των στρεφομένων μαζών μειώνει πιο αποτελεσματικά τις υπερπιέσεις και υποπιέσεις στις περιπτώσεις των μικρότερων τιμών της παραμέτρου $2\rho^*$. Πρέπει να τονιστεί ότι για τις τιμές $2\rho^*=2$ και $2\rho^*=4$ μείωση των αναπτυσσόμενων υπερπιέσεων με αύξηση της αδράνειας επιτυγχάνεται μετά την τιμή $I=I_2$, δηλαδή μετά τον διπλασιασμό της αδράνειας των στρεφομένων μαζών.

Συμπέρασμα

Από τα παραπάνω διαγράμματα και τις παρατηρήσεις που ακολούθησαν προκύπτει σαν συμπέρασμα ότι σε μία δεδομένη εγκατάσταση η αύξηση της αδράνειας των στρεφομένων μαζών έχει ως αποτέλεσμα τη μείωση των αναπτυσσόμενων υπερπιέσεων και υποπιέσεων. Επίσης τα διαγράμματα Parmakian δεν συνιστώνται για τον υπολογισμό των υπερπιέσεων/υποπιέσεων που αναπτύσσονται στο μέσο του αγωγού σε εγκατάσταση με ροπή αδράνειας I_1 . Τέλος, δεν πρέπει να χρησιμοποιούνται (ή τουλάχιστον να χρησιμοποιούνται μερικώς) για ροπή αδράνειας μεγαλύτερη της I_1 .

5.4. Επίδραση της παραμέτρου PARV0 – Μεταβολή F(PARV0)

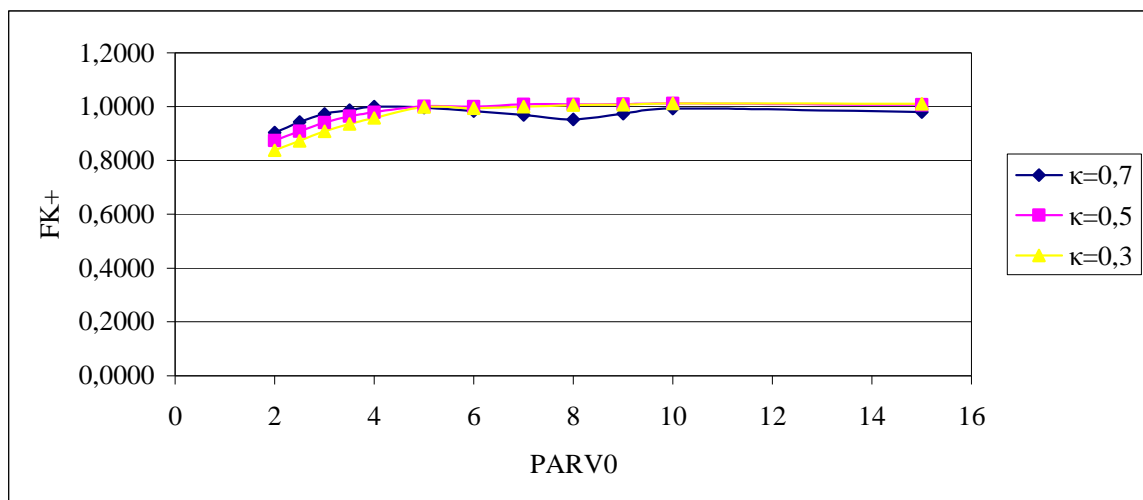
Όπως επισημάνθηκε και στην προηγούμενη παράγραφο η κατασκευή των διαγραμμάτων $F(\tau)$ έγινε έτσι ώστε σε κάθε τιμή της παραμέτρου $2\rho^*$ να αντιστοιχεί μία μόνο τιμή της παραμέτρου PARV0. Αυτή η υπόθεση επισύρει, όπως είναι λογικό, κάποιο σφάλμα. Για να αντιληφθούμε το μέγεθος αυτού του σφάλματος θα χαράξουμε τις καμπύλες $F(\text{PARV0})$, με σκοπό να φανερωθεί η επίδραση της παραμέτρου PARV0 στη διαμόρφωση της μεταβλητής F . Οι καμπύλες αυτές θα προκύψουν από τα παρακάτω βήματα:

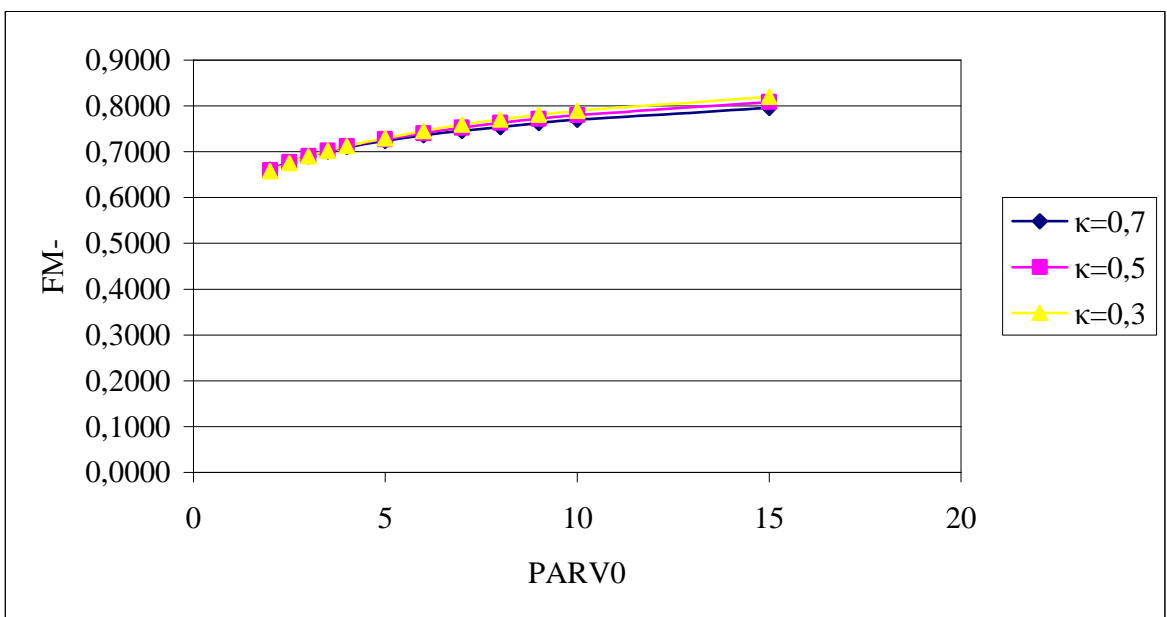
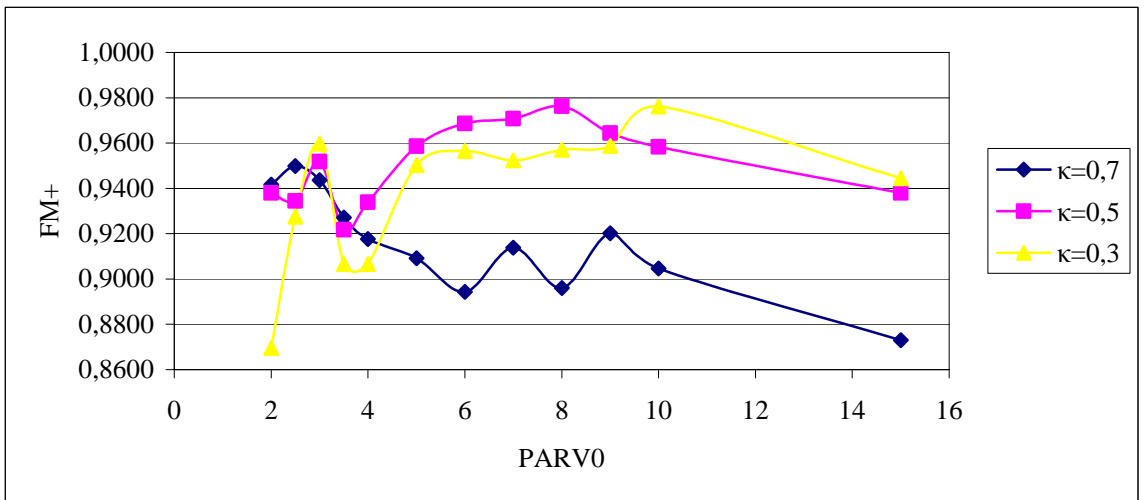
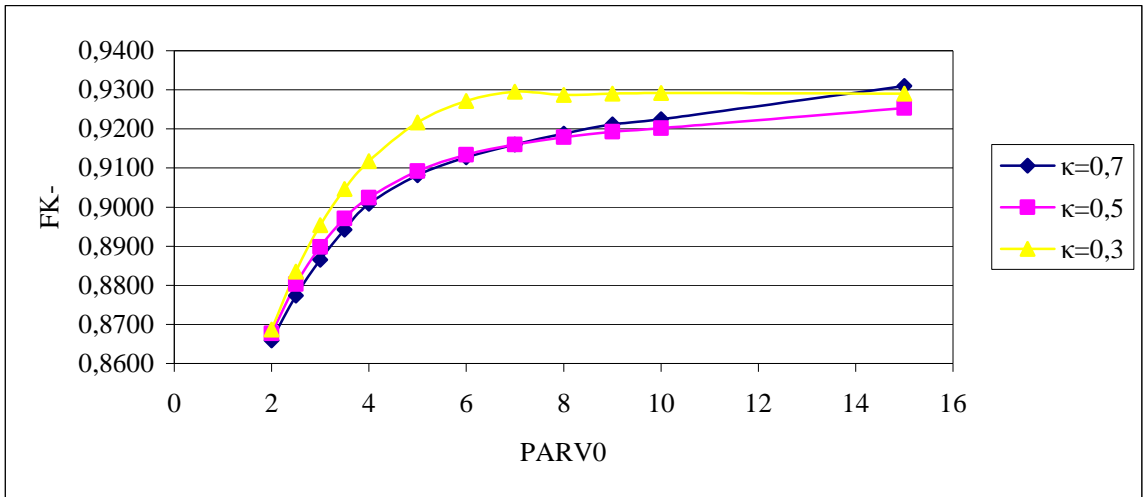
- Αρχικά επιλέγουμε μία τιμή για κάθε παράμετρο κ , $2\rho^*$, PARV0 και με τη βοήθεια του πίνακα του Σχ. 5.1 καθορίζουμε και τα υπόλοιπα στοιχεία της εκάστοτε αντλητικής εγκατάστασης.
- Υπολογίζουμε τη πρώτη τιμή I_1 της ολικής ροπής αδράνειας των στρεφομένων μαζών με βάση τις σχέσεις (5.6) και (5.7).
- Η I_1 εισάγεται στους υπολογισμούς του προγράμματος HAMMER.FOR μέσω του αρχείου PUMPCON έτσι ώστε να υπολογιστούν οι τιμές των υπερπιέσεων και υποπιέσεων στη κατάθλιψη και στο μέσο του αγωγού κατάθλιψης.

- Στη συνέχεια μέσω των σχέσεων (5.2) υπολογίζονται οι συντελεστές F_K^+ , F_K^- , F_M^+ , F_M^- .
- Σχηματίζουμε τα ζεύγη $(F_K^+, PARV0)$, $(F_K^-, PARV0)$, $(F_M^+, PARV0)$, $(F_M^-, PARV0)$ και παριστάνουμε τα σημεία στο ίδιο διάγραμμα.
- Η παραπάνω διαδικασία επαναλαμβάνεται για όλα τα PARV0 αναφερόμενοι όμως πάντα σε ολική ροπή αδράνειας στρεφομένων μαζών ίση με I_1 και στις ίδιες παραμέτρους κ και $2\rho^*$.
- Παριστάνουμε όλα τα σημεία που θα προκύψουν από τη παραπάνω διαδικασία στο ίδιο διάγραμμα και λαμβάνουμε τις καμπύλες μεταβολής του συντελεστή $F(PARV0)$ για τις δεδομένες παραμέτρους κ , $2\rho^*$.
- Η παραπάνω διαδικασία επαναλαμβάνεται για όλες τις τιμές των παραμέτρων κ και $2\rho^*$ και όλους τους δυνατούς συνδυασμούς τους.

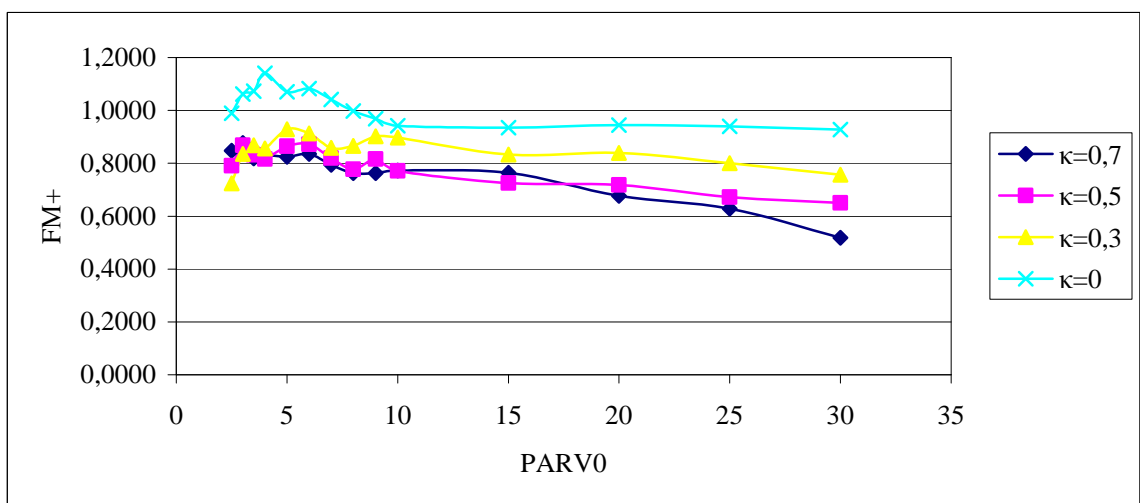
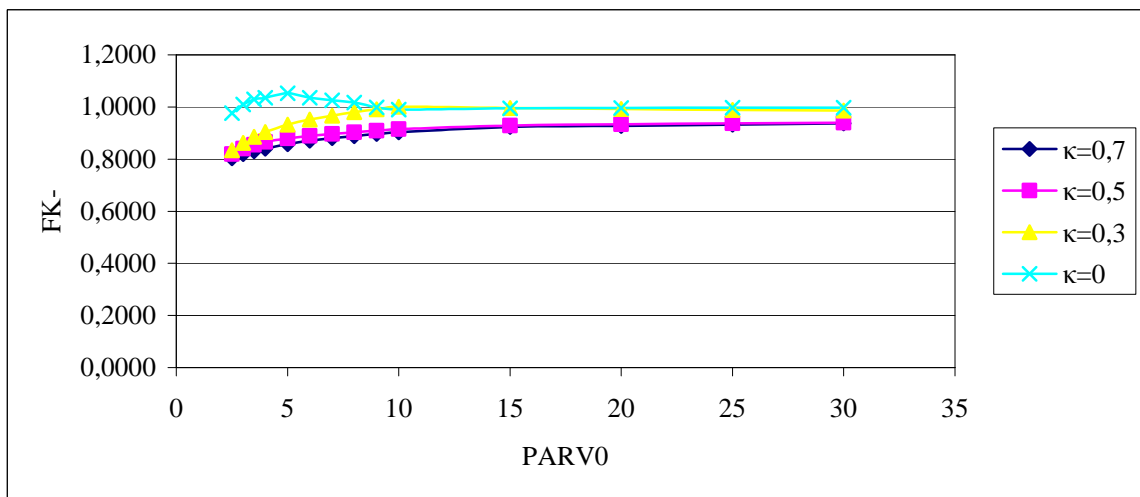
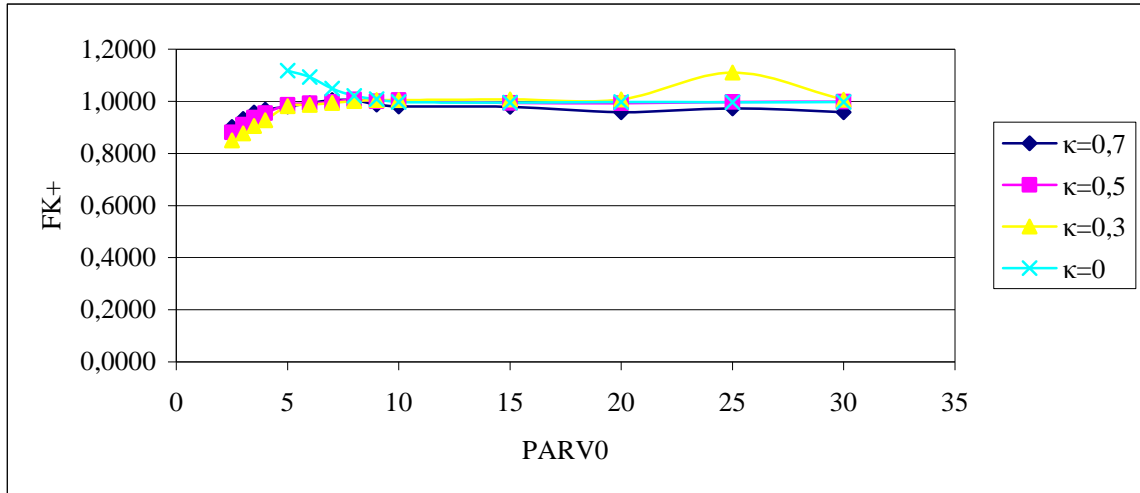
Στη συνέχεια θα παρουσιάσουμε τις καμπύλες $(F_K^+, PARV0)$, $(F_K^-, PARV0)$, $(F_M^+, PARV0)$, $(F_M^-, PARV0)$ που προκύπτουν από τη παραπάνω διαδικασία:

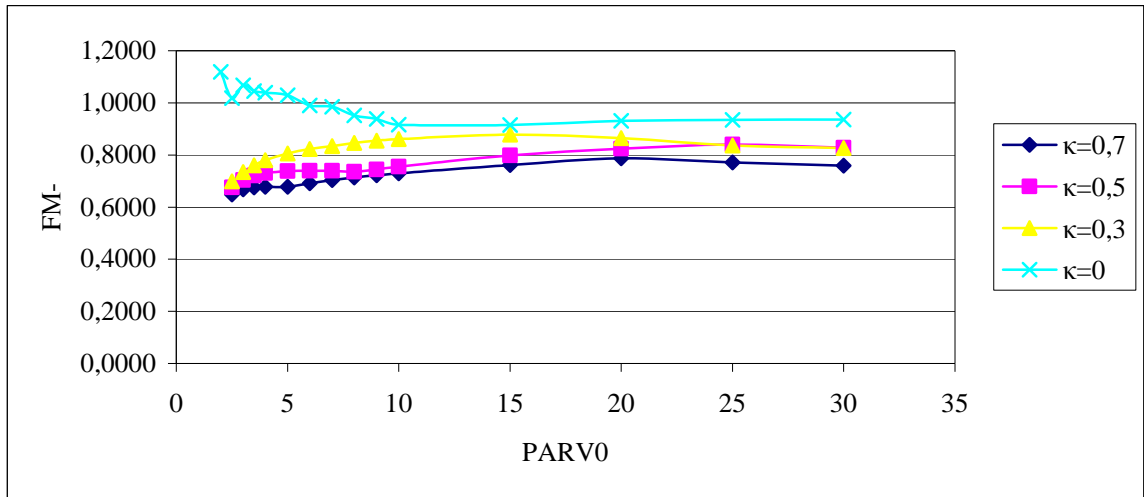
Δ) Καμπύλες $F(PARV0)$ για $2\rho^*=0,5$:



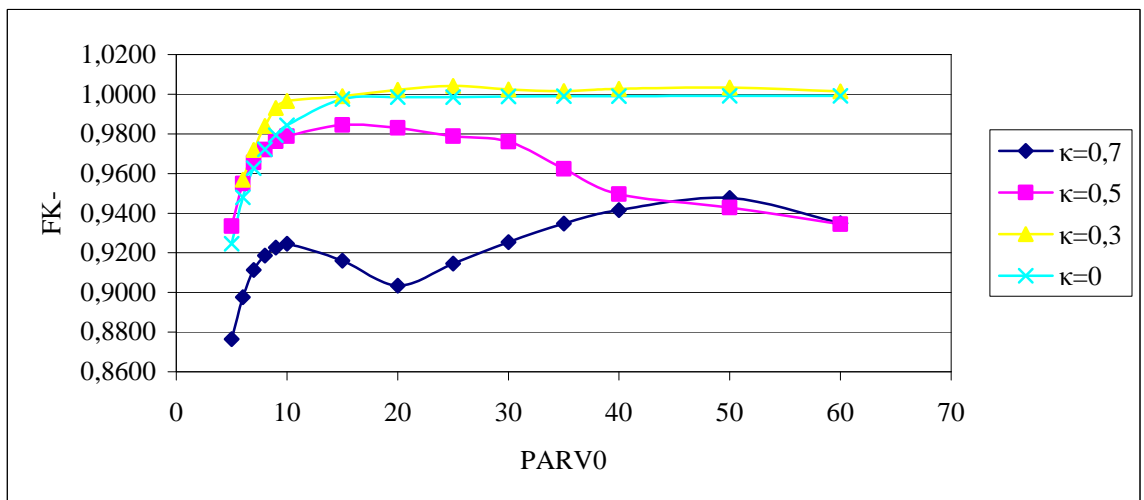
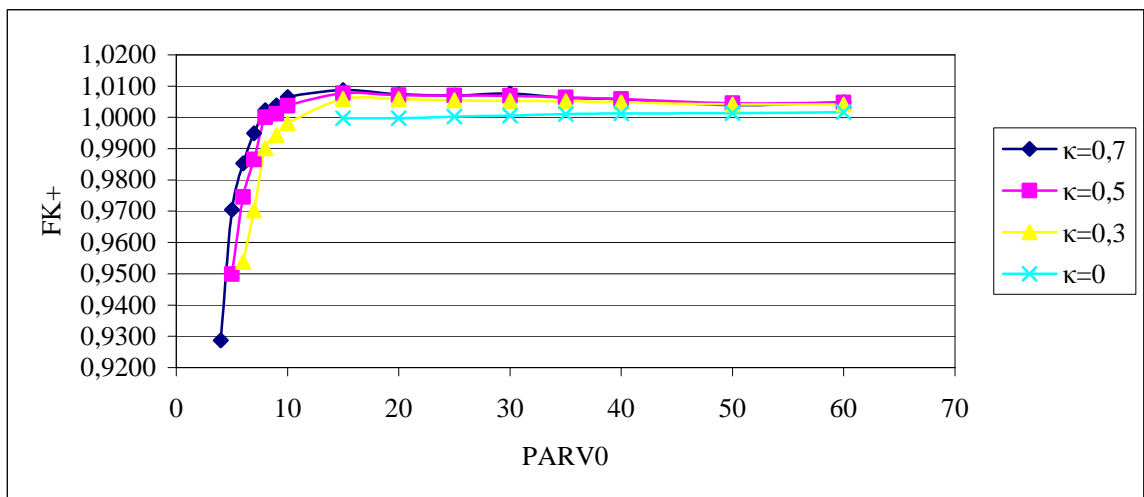


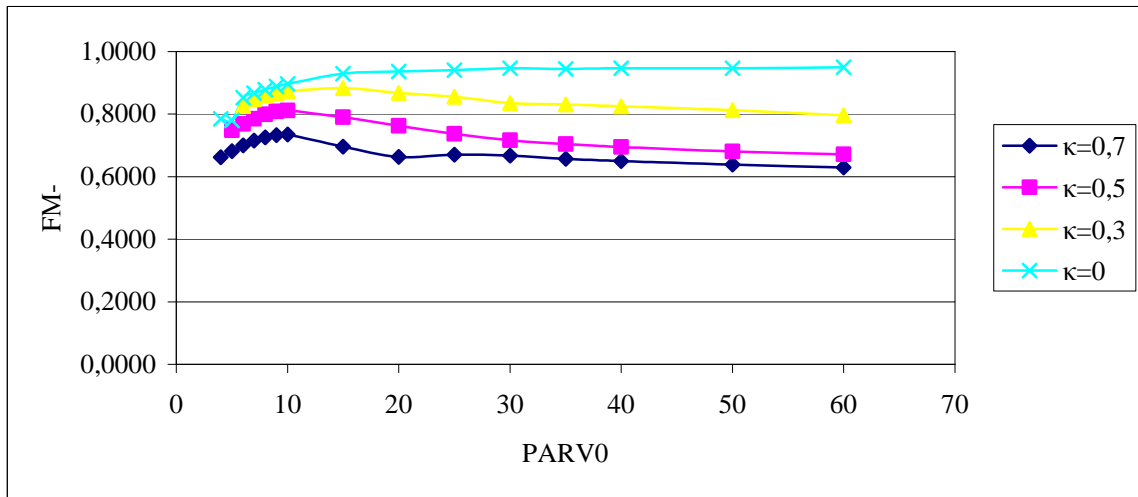
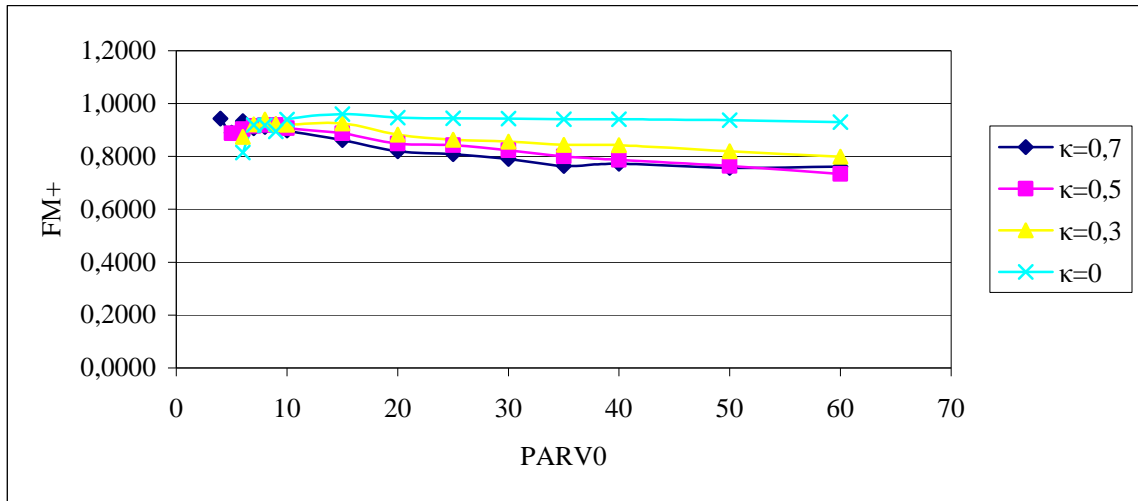
II) Καμπύλες F(PARV0) για $2\rho^* = 1$:



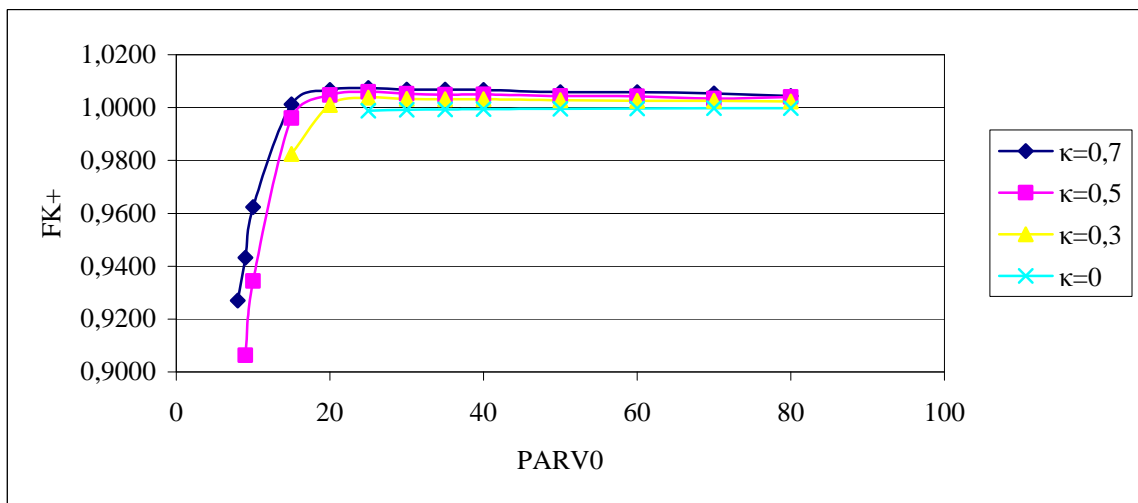


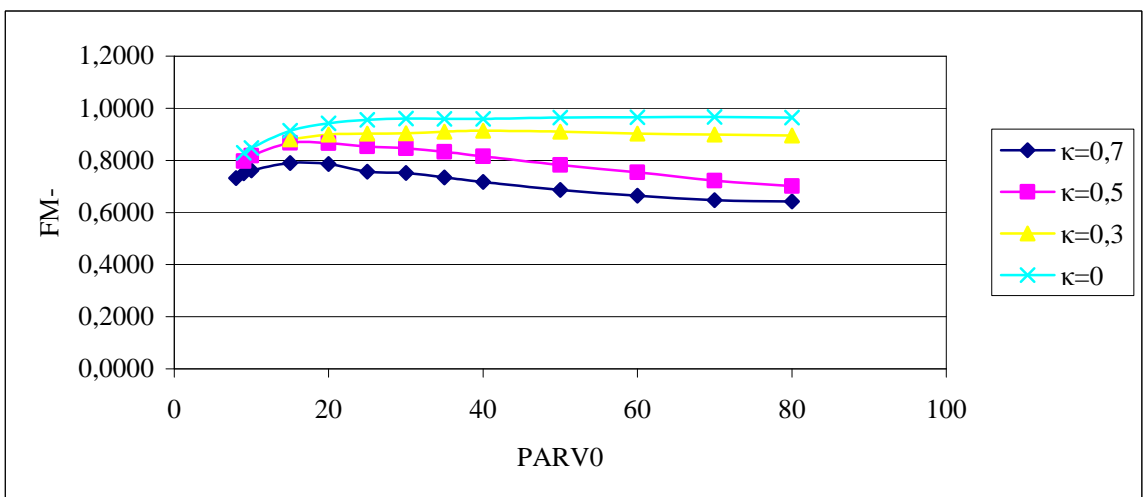
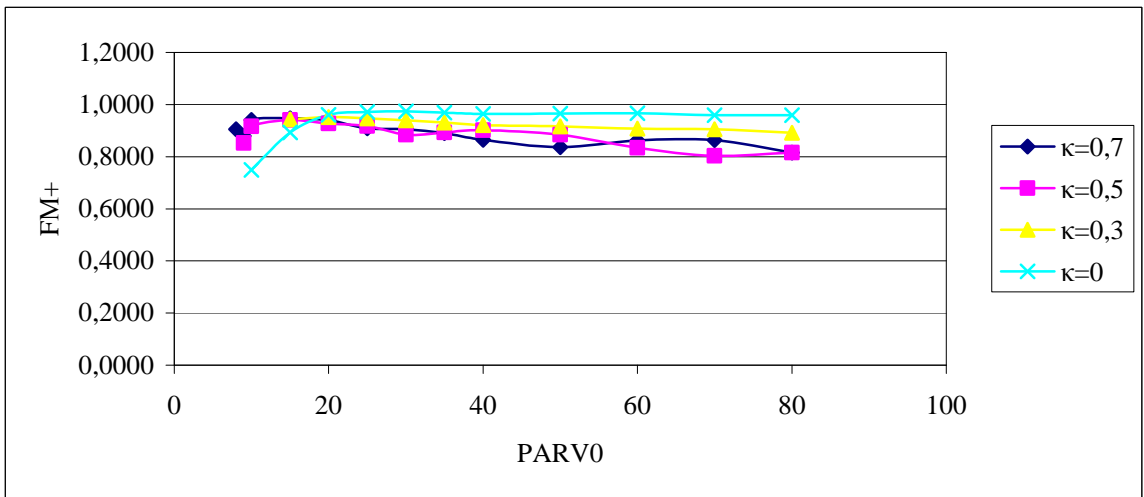
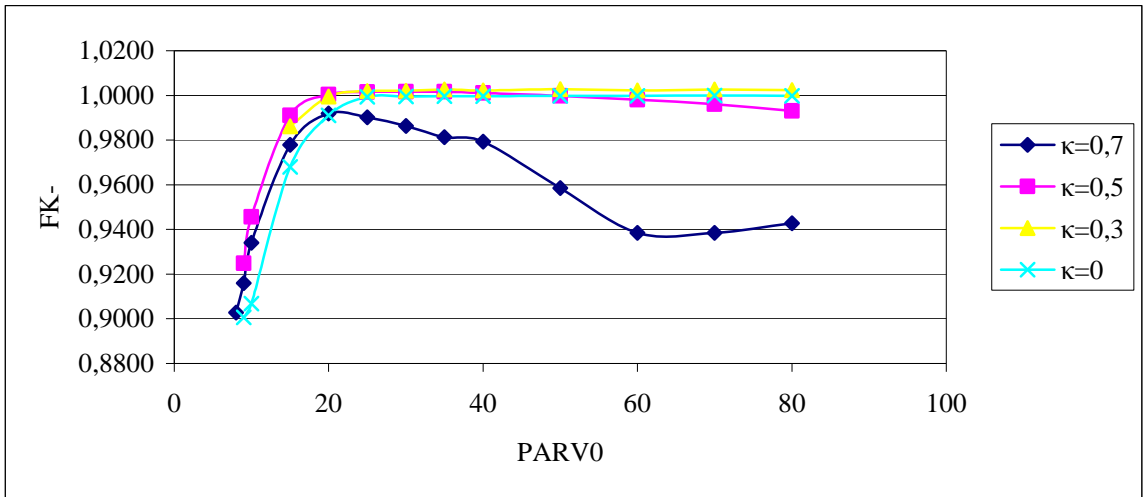
III) Καμπύλες $F(\text{PARV0})$ για $2\rho^*=2$:





IV) Καμπύλες $F(\text{PARV0})$ για $2\rho^*=4$:





Παρατηρήσεις

- Από τα παραπάνω διαγράμματα $F(\text{PARV0})$ η μεταβολή της παραμέτρου PARV0 προκαλεί μεγάλες μεταβολές κυρίως στον συντελεστή $F_M^+(\text{PARV0})$ για $2\rho^*=0,5$.
- Ορισμένοι συντελεστές F μεταβάλλονται αρκετά μεταξύ μικρών τιμών PARV0 ($\text{PARV0}<20$). Στη συνέχεια όμως οι περισσότεροι συντελεστές F σταθεροποιούνται γύρω από μία τιμή και συνεπώς η θεώρηση μίας μέσης αντιπροσωπευτικής τιμής PARV0 , για τις περισσότερες περιπτώσεις, είναι αρκετά ρεαλιστική.

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ : ΔΙΑΓΡΑΜΜΑΤΑ ΠΑΡΜΑΚΙΑΝ

ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ $\kappa=0$:

$\kappa = 0 \text{ \& } 2\rho^* = 1$				
PARV0	$\Delta H_{\kappa^+}/H_0^*$	$\Delta H_{\kappa^-}/H_0^*$	$\Delta H_{M^+}/H_0^*$	$\Delta H_{M^-}/H_0^*$
2	-	-	-	0,4645
2,5	-	0,5737	0,7842	0,4303
3	-	0,5434	0,6816	0,4026
3,5	-	0,5184	0,6105	0,3803
4	-	0,4974	0,5592	0,3592
5	0,9000	0,4632	0,4882	0,3289
6	0,8184	0,4355	0,4382	0,3026
7	0,7526	0,4118	0,4000	0,2829
8	0,7000	0,3947	0,3737	0,2645
9	0,6566	0,3763	0,3487	0,2500
10	0,6211	0,3618	0,3303	0,2382
15	0,4934	0,3105	0,2605	0,1934
20	0,4158	0,2789	0,2211	0,1671
25	0,3671	0,2579	0,1947	0,1500
30	0,3342	0,2434	0,1750	0,1368

$\kappa = 0 \text{ \& } 2\rho^* = 2$				
PARV0	$\Delta H_{\kappa^+}/H_0^*$	$\Delta H_{\kappa^-}/H_0^*$	$\Delta H_{M^+}/H_0^*$	$\Delta H_{M^-}/H_0^*$
4	-	-	-	0,4237
5	-	0,5789	-	0,3908
6	-	0,5487	0,8066	0,3632
7	-	0,5237	0,7276	0,3408
8	-	0,5026	0,6671	0,3224
9	-	0,4855	0,6171	0,3066
10	-	0,4697	0,5816	0,2934
15	0,7947	0,4105	0,4447	0,2461
20	0,6658	0,3684	0,3711	0,2171
25	0,5789	0,3395	0,3211	0,1961
30	0,5158	0,3171	0,2855	0,1816
35	0,4671	0,3000	0,2566	0,1684
40	0,4289	0,2842	0,2329	0,1592
50	0,3737	0,2592	0,2000	0,1447
60	0,3368	0,2434	0,1750	0,1329

$\kappa = 0 \text{ \& } 2\rho^* = 4$				
PARV0	$\Delta H_{\kappa^+}/H_0^*$	$\Delta H_{\kappa^-}/H_0^*$	$\Delta H_{M^+}/H_0^*$	$\Delta H_{M^-}/H_0^*$
8	-	-	-	0,3934
9	-	0,6000	-	0,3671
10	-	0,5829	0,8237	0,3474
15	-	0,5171	0,5868	0,2855
20	-	0,4737	0,4934	0,2539
25	0,8737	0,4395	0,4355	0,2316

30	0,7895	0,4132	0,3961	0,2145
35	0,7237	0,3921	0,3671	0,2039
40	0,6697	0,3724	0,3434	0,1947
50	0,5868	0,3421	0,3039	0,1803
60	0,5250	0,3184	0,2763	0,1684
70	0,4789	0,3000	0,2526	0,1605
80	0,4491	0,2868	0,2368	0,1539

ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ $\kappa=0,3$:

$\kappa = 0,3 \text{ \& } 2\rho^* = 0,5$				
PARV0	$\Delta H_{K^+}/H_0^*$	$\Delta H_{K^-}/H_0^*$	$\Delta H_{M^+}/H_0^*$	$\Delta H_{M^-}/H_0^*$
2	0,5263	0,4421	0,2921	0,3724
2,5	0,4855	0,4237	0,2605	0,3474
3	0,4421	0,4066	0,2382	0,3237
3,5	0,3961	0,3921	0,2184	0,3039
4	0,3618	0,3763	0,2039	0,2882
5	0,3053	0,3447	0,1776	0,2632
6	0,2645	0,3197	0,1566	0,2447
7	0,2329	0,3000	0,1408	0,2289
8	0,2092	0,2855	0,1276	0,2171
9	0,1882	0,2711	0,1132	0,2053
10	0,1724	0,2592	0,1039	0,2000
15	0,1197	0,2171	0,0632	0,1645

$\kappa = 0,3 \text{ \& } 2\rho^* = 1$				
PARV0	$\Delta H_{K^+}/H_0^*$	$\Delta H_{K^-}/H_0^*$	$\Delta H_{M^+}/H_0^*$	$\Delta H_{M^-}/H_0^*$
2	0,8171	-	0,6618	0,4855
2,5	0,7592	0,5684	0,5803	0,4447
3	0,7079	0,5355	0,5000	0,4132
3,5	0,6566	0,5066	0,4342	0,3895
4	0,6079	0,4816	0,3789	0,3645
5	0,5211	0,4434	0,3000	0,3303
6	0,4500	0,4145	0,2500	0,3026
7	0,3987	0,3895	0,2171	0,2816
8	0,3553	0,3671	0,1934	0,2632
9	0,3184	0,3500	0,1724	0,2487
10	0,2882	0,3329	0,1566	0,2368
15	0,2066	0,2776	0,1105	0,1947
20	0,1618	0,2434	0,0882	0,1711
25	0,1329	0,2184	0,0750	0,1553
30	0,1145	0,2000	0,0632	0,1474

$\kappa = 0,3 \text{ \& } 2\rho^* = 2$				
PARV0	$\Delta H_{K^+}/H_0^*$	$\Delta H_{K^-}/H_0^*$	$\Delta H_{M^+}/H_0^*$	$\Delta H_{M^-}/H_0^*$
4	-	0,5908	0,6263	0,4329
5	-	0,5500	0,5316	0,4000
6	0,8132	0,5211	0,4526	0,3711

7	0,7158	0,4921	0,4000	0,3474
8	0,6421	0,4711	0,3605	0,3276
9	0,5816	0,4500	0,3224	0,3105
10	0,5263	0,4355	0,2934	0,2974
15	0,3737	0,3711	0,2053	0,2461
20	0,2868	0,3289	0,1605	0,2158
25	0,2368	0,3000	0,1342	0,1947
30	0,2039	0,2737	0,1132	0,1789
35	0,1816	0,2579	0,1000	0,1684
40	0,1605	0,2434	0,0895	0,1605
50	0,1342	0,2211	0,0763	0,1500
60	0,1158	0,2000	0,0684	0,1421

$\kappa = 0,3 \text{ \& } 2\rho^* = 4$				
PARV0	$\Delta H_{\kappa^+}/H_0^*$	$\Delta H_{\kappa^-}/H_0^*$	$\Delta H_{M^+}/H_0^*$	$\Delta H_{M^-}/H_0^*$
8	-	0,5934	0,6500	0,3868
9	-	0,5711	0,5737	0,3697
10	-	0,5539	0,5132	0,3500
15	0,6711	0,4829	0,3579	0,3000
20	0,5368	0,4355	0,2868	0,2671
25	0,4500	0,4000	0,2474	0,2461
30	0,3868	0,3724	0,2171	0,2303
35	0,3421	0,3500	0,1961	0,2171
40	0,3039	0,3316	0,1776	0,2079
50	0,2500	0,3000	0,1500	0,1947
60	0,2118	0,2763	0,1276	0,1842
70	0,1816	0,2566	0,1145	0,1776
80	0,1605	0,2421	0,1000	0,1737

ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ $\kappa=0,5$:

$\kappa = 0,5 \text{ \& } 2\rho^* = 0,5$				
PARV0	$\Delta H_{\kappa^+}/H_0^*$	$\Delta H_{\kappa^-}/H_0^*$	$\Delta H_{M^+}/H_0^*$	$\Delta H_{M^-}/H_0^*$
2	0,4632	0,4434	0,2553	0,3737
2,5	0,4145	0,4224	0,2184	0,3500
3	0,3684	0,3974	0,1934	0,3276
3,5	0,3303	0,3855	0,1724	0,3079
4	0,2961	0,3697	0,1579	0,2921
5	0,2474	0,3434	0,1329	0,2684
6	0,2118	0,3197	0,1158	0,2500
7	0,1829	0,3000	0,1000	0,2342
8	0,1605	0,2868	0,0895	0,2224
9	0,1434	0,2763	0,0816	0,2118
10	0,1276	0,2658	0,0711	0,2026
15	0,0789	0,2342	0,0421	0,1803

$\kappa = 0,5 \text{ \& } 2\rho^* = 1$				
PARV0	$\Delta H_{\kappa^+}/H_0^*$	$\Delta H_{\kappa^-}/H_0^*$	$\Delta H_{M^+}/H_0^*$	$\Delta H_{M^-}/H_0^*$

2	0,7276	-	0,5368	0,4961
2,5	0,6539	0,5737	0,4395	0,4632
3	0,5855	0,5434	0,3684	0,4342
3,5	0,5303	0,5145	0,3197	0,4092
4	0,4789	0,4921	0,2776	0,3842
5	0,3974	0,4566	0,2211	0,3461
6	0,3382	0,4263	0,1842	0,3197
7	0,2961	0,4013	0,1566	0,3000
8	0,2579	0,3829	0,1355	0,2855
9	0,2289	0,3658	0,1224	0,2737
10	0,2039	0,3500	0,1092	0,2632
15	0,1355	0,2961	0,0763	0,2316
20	0,1000	0,2632	0,0579	0,2118
25	0,0868	0,2447	0,0500	0,2000
30	0,0803	0,2303	0,0434	0,1947

$\kappa = 0,5 \text{ \& } 2\rho^* = 2$				
PARV0	$\Delta H_K^+/H_0^*$	$\Delta H_K^-/H_0^*$	$\Delta H_M^+/H_0^*$	$\Delta H_M^-/H_0^*$
4	0,8789	0,6000	0,4645	-
5	0,7158	0,5500	0,3895	0,4079
6	0,6039	0,5145	0,3342	0,3776
7	0,5276	0,4855	0,2868	0,3553
8	0,4671	0,4618	0,2500	0,3382
9	0,4197	0,4408	0,2237	0,3237
10	0,3803	0,4224	0,2000	0,3118
15	0,2566	0,3605	0,1382	0,2724
20	0,1934	0,3197	0,1066	0,2500
25	0,1513	0,2947	0,0868	0,2368
30	0,1276	0,2737	0,0737	0,2276
35	0,1118	0,2605	0,0645	0,2184
40	0,1000	0,2500	0,0579	0,2118
50	0,0829	0,2355	0,0500	0,2039
60	0,0750	0,2250	0,0421	0,2000

$\kappa = 0,5 \text{ \& } 2\rho^* = 4$				
PARV0	$\Delta H_K^+/H_0^*$	$\Delta H_K^-/H_0^*$	$\Delta H_M^+/H_0^*$	$\Delta H_M^-/H_0^*$
8	0,8711	0,5816	0,4500	-
9	0,7645	0,5632	0,3947	0,3829
10	0,6803	0,5447	0,3500	0,3632
15	0,4539	0,4763	0,2342	0,3066
20	0,3487	0,4263	0,1842	0,2789
25	0,2921	0,3895	0,1566	0,2618
30	0,2500	0,3592	0,1395	0,2500
35	0,2224	0,3355	0,1276	0,2421
40	0,2000	0,3132	0,1158	0,2355
50	0,1671	0,2829	0,1000	0,2250
60	0,1434	0,2618	0,0868	0,2171
70	0,1263	0,2487	0,0763	0,2118

80	0,1132	0,2368	0,0684	0,2092
----	--------	--------	--------	--------

ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ $\kappa=0,7$:

$\kappa = 0,7 \text{ \& } 2\rho^* = 0,5$				
PARV0	$\Delta H_K^+/H_0^*$	$\Delta H_K^-/H_0^*$	$\Delta H_M^+/H_0^*$	$\Delta H_M^-/H_0^*$
2	0,4184	0,4382	0,2342	0,3658
2,5	0,3632	0,4184	0,1961	0,3434
3	0,3145	0,4000	0,1697	0,3237
3,5	0,2763	0,3842	0,1461	0,3079
4	0,2434	0,3697	0,1303	0,2947
5	0,1987	0,3461	0,1066	0,2724
6	0,1645	0,3263	0,0895	0,2579
7	0,1408	0,3105	0,0776	0,2447
8	0,1250	0,2961	0,0697	0,2342
9	0,1092	0,2855	0,0632	0,2237
10	0,1000	0,2763	0,0553	0,2171
15	0,0684	0,2382	0,0382	0,1987

$\kappa = 0,7 \text{ \& } 2\rho^* = 1$				
PARV0	$\Delta H_K^+/H_0^*$	$\Delta H_K^-/H_0^*$	$\Delta H_M^+/H_0^*$	$\Delta H_M^-/H_0^*$
2	0,6671	-	0,4500	0,5013
2,5	0,5671	0,5763	0,3632	0,4671
3	0,4947	0,5487	0,3000	0,4421
3,5	0,4368	0,5211	0,2553	0,4184
4	0,3934	0,5000	0,2211	0,4000
5	0,3237	0,4658	0,1750	0,3711
6	0,2724	0,4382	0,1434	0,3487
7	0,2342	0,4158	0,1237	0,3316
8	0,2053	0,3987	0,1079	0,3158
9	0,1789	0,3816	0,0974	0,3026
10	0,1632	0,3671	0,0882	0,2947
15	0,1092	0,3184	0,0632	0,2579
20	0,0829	0,2895	0,0500	0,2395
25	0,0658	0,2697	0,0447	0,2303
30	0,0566	0,2579	0,0408	0,2250

$\kappa = 0,7 \text{ \& } 2\rho^* = 2$				
PARV0	$\Delta H_K^+/H_0^*$	$\Delta H_K^-/H_0^*$	$\Delta H_M^+/H_0^*$	$\Delta H_M^-/H_0^*$
4	0,7118	-	0,3763	0,4974
5	0,5789	0,5763	0,3105	0,4579
6	0,4868	0,5434	0,2632	0,4316
7	0,4224	0,5158	0,2289	0,4079
8	0,3711	0,4934	0,2000	0,3908
9	0,3316	0,4711	0,1789	0,3750
10	0,3000	0,4566	0,1632	0,3632
15	0,2026	0,3961	0,1079	0,3184
20	0,1539	0,3605	0,0816	0,2921

25	0,1263	0,3355	0,0658	0,2803
30	0,1066	0,3184	0,0579	0,2684
35	0,0921	0,3053	0,0487	0,2605
40	0,0829	0,2947	0,0421	0,2566
50	0,0671	0,2803	0,0368	0,2513
60	0,0579	0,2697	0,0329	0,2500

$\kappa = 0,7$ & $2\rho^* = 4$				
PARV0	$\Delta H_{K^+}/H_0^*$	$\Delta H_{K^-}/H_0^*$	$\Delta H_{M^+}/H_0^*$	$\Delta H_{M^-}/H_0^*$
8	0,7158	0,5882	0,3711	0,4421
9	0,6500	0,5645	0,3316	0,4237
10	0,5868	0,5434	0,3000	0,4092
15	0,3895	0,4697	0,2092	0,3605
20	0,2789	0,4237	0,1632	0,3342
25	0,2092	0,3947	0,1368	0,3171
30	0,1684	0,3711	0,1171	0,3066
35	0,1395	0,3553	0,1053	0,2974
40	0,1211	0,3395	0,0947	0,2921
50	0,0974	0,3211	0,0789	0,2816
60	0,0803	0,3079	0,0684	0,2763
70	0,0711	0,2987	0,0592	0,2724
80	0,0645	0,2921	0,0526	0,2711

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

1. Κορωνάκης Π. (2001), “Εφαρμοσμένη ρευστομηχανική”, εκδόσεις Ίων.
2. Νεσιάδης Α. (2007), “Προσομοίωση διαδοχικής εκκίνησης αντλιών”, Διπλωματική εργασία, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο, Αθήνα.
3. Παπαντώνης Δ.Ε. (1998), “Υδροδυναμικές εγκαταστάσεις, σωληνώσεις – αντλιοστάσια, υδραυλικό πλήγμα”, εκδόσεις Συμεών, Αθήνα.
4. Παπαντώνης Δ.Ε. (2002), “Υδροδυναμικές μηχανές, αντλίες – υδροστρόβιλοι”, εκδόσεις Συμεών, έκδοση 2η, Αθήνα.
5. Παπαντώνης Δ.Ε. (2001), “Μικρά υδροηλεκτρικά έργα”, εκδόσεις Συμεών, Αθήνα.
6. Σέμψης Λ. (2007), “Μελέτη του φαινομένου της σπηλαιώσης σε φυγόκεντρη αντλία”, Μεταπτυχιακή εργασία, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο, Αθήνα.
7. Anderson A. (1976), “Menabrea’s note on waterhammer: 1858”, ASCE Journal of the hydraulics division, Vol. 102, No. HY1, January 1976, pp. 29 – 39.
8. Bachus L., Custodio A. (2003), “Know and understand centrifugal pumps”, Elsevier Ltd.
9. Davis, A.L. (2004), “Hydraulic transients in transmission and distribution systems”, Urban Water Journal, Vol. 1, No. 2, June 2004, pp. 157 – 166.
10. De Martino J., De Paola F., Fontana N. (2004), Giugni M., “Discussion of: “Simple guide for design of air vessels for water hammer protection of pumping lines” by Stephenson D., ASCE Journal of hydraulic engineering, March 2004, p. 273 – 275.
11. Dhandayudhapani Ramalingam (2007), “Design aids for air vessels for transient protection of large pipe networks – a framework based on parameterization of knowledge-base derived from optimized network models”, Abstract of dissertation, Lexington, Kentucky.
12. Evans E.W., Crawford C.C. (1954), “Design charts for air chambers on pump lines”, ASCE Transactions, Paper No.2710, pp. 1025 – 1045.
13. Gillessen R., Lange H. (1988), “Water hammer production and design measures in piping systems”, Int. J. Pres. Ves. & Piping, Vol. 33, pp. 219 – 234.
14. Gugich J. & Associates Pty Ltd, “Water hammer – A consultant’s experience”.
15. Ivetic M.V. (2004), “Forensic transient analyses of two pipeline failures”, Urban water journal, Vol. 1, No. 2, June 2004, pp. 85 – 95.
16. Karassik I.J., Messina J.P., Cooper P., Heald C.C. (2001), “Pump handbook”, McGraw Hill, 3rd edition.
17. Kartvelishvili L.N. (1994), “Water hamer: basic concepts and current state of the theory”, Hydrotechnical construction, Vol. 28, No. 9.
18. Kinno H., Kennedy J.F. (1965), “Water-hammer charts for centrifugal pump systems”, ASCE Journal of the hydraulics division, Vo.91, No. HY3, May 1965, pp. 247 – 270.
19. Kinno H. (1968), “Water-hammer control in centrifugal pump systems”, Vol. 94, No. HY3, May 1968, pp. 619 – 639.
20. KSB, “Water hammer – know how”, Vol.1.
21. Larock B.E., Jeppson R.W., Watters G.Z. (2000), “Hydraulics of pipeline systems”, CRC press.
22. Lobanoff V.S., Ross R.R. (1992), “Centrifugal pumps – Design & Application”, Gulf Publishing Company, 2nd edition.

23. Martin S.C., "Hydraulic design handbook – chapter 12".
24. Mohinder N.L. (2000), "Piping handbook", McGraw Hill, 7th edition.
25. Parmakian J. (1955), "Pressure surges in pump installations", ASCE Transactions, Paper No. 2760, pp. 697 – 720.
26. Parmakian J. (1963), "Waterhammer analysis", Dover Publications, New York.
27. Popescu M., Dumitru A., Vlase P. (2003), "Applied hydraulic transients for hydropower plants and pumping stations", A.A. Balkema publishers.
28. Popescu M., Nitescu C., Sorescu F. (2004), "Alternative solutions for protection against waterhammer of hydropower plants", Ovidius University Annals Series: Civil Engineering, Vol. 1, No. 6, November 2004, pp. 81 – 88.
29. Sanks R.L., Tchobanoglous G., Bosserman B.E., Jones G.M. (1998), "Pumping station design", Butterworth Heinemann, 2nd edition.
30. Schmitt C., Pluvinage G., Hadj-Taieb E., Akid R., "Water pipeline failure due to water hammer effects", Fatigue Fract. Engng. Mater. Struct., Vol. 29, pp. 1075 – 1082.
31. Stephenson D. (2002), "Simple guide for design of air vessels for water hammer protection of pumping lines", ASCE Journal of hydraulic engineering, Vol. 128, No. 8., August 2002, pp. 792 – 797.
32. Streeter V.L., Lai C. (1962), "Water-hammer analysis including friction", ASCE Journal of the hydraulics division, Vol. 88, No HY3, May 1962, pp. 79 – 112.
33. Streeter V.L. (1969), "Water hammer analysis", ASCE Journal of the hydraulics division, Vol. 95, No. HY6, November 1969, pp. 1959 – 1972.
34. Thorley A.R.D. (1991), "Fluid transients in pipeline systems", D. & L. George Ltd.
35. Tijsseling A.S., Anderson A. (2007), "Johannes Von Kries and the history of water hammer", ASCE Journal of hydraulic engineering, January 2007.
36. Tijsseling A.S., Anderson A., "A precursor in waterhammer analysis – rediscovering Johannes Von Kries", <http://www.surge-net.info>.
37. Watters, G.Z. (1984), "Analysis and control of unsteady flow in pipelines", Butterworths, 2nd edition, Stoneham.
38. Wijdiéks J. (1983), "Water Hammer", Delft Hydraulics Laboratory, June 1983.
39. Withers C.E. (1954), "Discussion of charts for designing air chambers for pump discharge lines", ASCE Proceedings, Vol. 80, pp. 465-1 – 465-14.
40. Zappe R.W. (1999), "Valve selection handbook", Gulf Professional Publishing, 4th edition, Houston.