

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ
ΤΜΗΜΑ ΠΟΛΙΤΙΚΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΥΔΡΟΜΗΧΑΝΙΚΗΣ ΚΑΙ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝΤΙΚΗΣ ΤΕΧΝΙΚΗΣ



ΚΑΤΑΚΟΡΥΦΕΣ ΤΥΡΒΩΔΕΙΣ ΦΛΕΒΕΣ
ΑΡΝΗΤΙΚΗΣ ΑΝΩΣΗΣ
ΣΕ ΗΡΕΜΟ ΟΜΟΓΕΝΗ ΑΠΟΔΕΚΤΗ

υπό
ΑΘΑΝΑΣΙΟΥ Ι. ΚΟΚΚΑΛΗ

ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ: ΠΑΝΑΓΙΩΤΗΣ ΠΑΠΑΝΙΚΟΛΑΟΥ
Επ. Καθηγητής

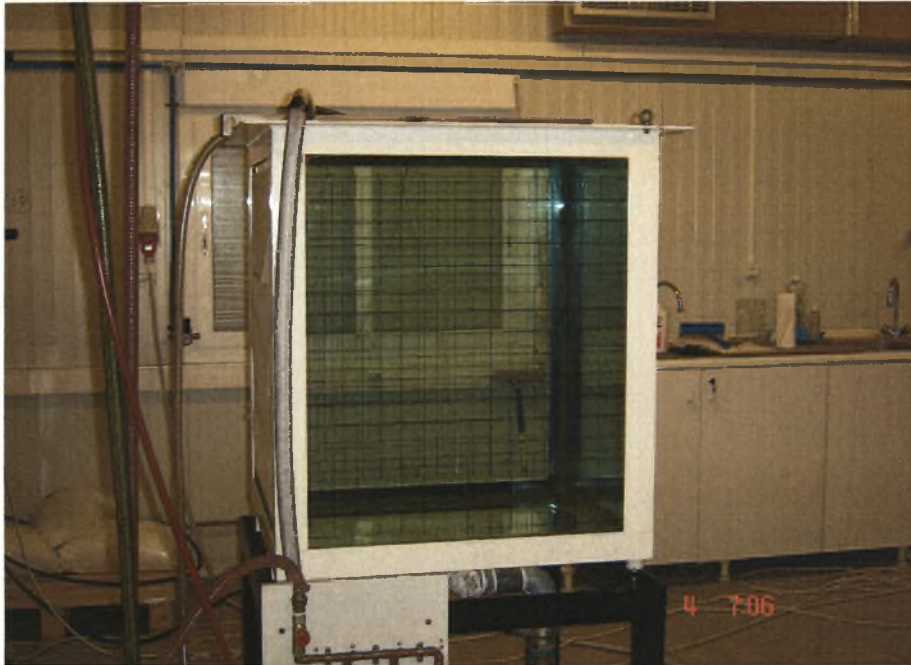
ΒΟΛΟΣ, ΜΑΪΟΣ 2006



**ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ
ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ & ΚΕΝΤΡΟ ΠΛΗΡΟΦΟΡΗΣΗΣ
ΕΙΔΙΚΗ ΣΥΛΛΟΓΗ «ΓΚΡΙΖΑ ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ»**

Αριθ. Εισ.: 4838/1
Ημερ. Εισ.: 05-10-2007
Δωρεά: Συγγραφέα
Ταξιθετικός Κωδικός: Δ
532.052 7
ΚΟΚ

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ
ΤΜΗΜΑ ΠΟΛΙΤΙΚΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΥΔΡΟΜΗΧΑΝΙΚΗΣ ΚΑΙ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝΤΙΚΗΣ ΤΕΧΝΙΚΗΣ



ΚΑΤΑΚΟΡΥΦΕΣ ΤΥΡΒΩΔΕΙΣ ΦΛΕΒΕΣ
ΑΡΝΗΤΙΚΗΣ ΑΝΩΣΗΣ
ΣΕ ΗΡΕΜΟ ΟΜΟΓΕΝΗ ΑΠΟΔΕΚΤΗ

υπό
ΑΘΑΝΑΣΙΟΥ Ι. ΚΟΚΚΑΛΗ

ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ: ΠΑΝΑΓΙΩΤΗΣ ΠΑΠΑΝΙΚΟΛΑΟΥ
Επ. Καθηγητής

ΒΟΛΟΣ, ΜΑΪΟΣ 2006

ΠΡΟΛΟΓΟΣ

Η παρούσα διπλωματική εργασία εκπονήθηκε στο Εργαστήριο Υδρομηχανικής και Περιβαλλοντικής Τεχνικής, στα πλαίσια του Μεταπτυχιακού Προγράμματος ‘Εφαρμοσμένη Μηχανική & Προσομοίωση Συστημάτων’, του Τμήματος των Πολιτικών Μηχανικών, του Πανεπιστημίου Θεσσαλίας, στο χρονικό διάστημα από Μάιο 2005 έως Μάιο 2006. Η αποπεράτωση της πειραματικής έρευνας κατέστη δυνατή λόγω της πολύτιμης συμβολής του Επ. Καθηγητή Παναγιώτη Παπανικολάου, τον οποίο ευχαριστώ θερμά. Η συμβολή του υπήρξε καθοριστική όχι μόνο στη συγγραφή της εργασίας, αλλά και στην απόκτηση ερευνητικής και εργαστηριακής πείρας.

Τέλος, σημαντική υπήρξε η βοήθεια του προσωπικού του Εργαστηρίου Υδρομηχανικής και Περιβαλλοντικής Τεχνικής του Π.Θ: Στον κ.Ηλία Παππά απευθύνονται θερμές ευχαριστίες για την βοήθειά του, κυρίως στην κατασκευή της πειραματικής διάταξης, ενώ χωρίς την συμβολή του κ.Δημήτρη Καραμπερόπουλου, δεν θα ήταν δυνατόν να εκτελεστούν οι εργαστηριακές μετρήσεις.

Βόλος, Μάιος 2006

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Αντικείμενο της παρούσας πειραματικής εργασίας είναι ο προσδιορισμός του βάθους διείσδυσης φλέβας ελαφρύτερου υγρού, το οποίο διαχέεται κατακόρυφα με φορά προς τα κάτω, μέσω ακροφύσιου, σε ομογενές, ακίνητο, βαρύτερο ρευστό. Συγκεκριμένα, μετρήθηκαν το μέγιστο ύψος διείσδυσης φλέβας αρνητικής άνωσης Z_{\max} και το ύψος σταθεροποίησης αυτής Z , σαν συνάρτηση του αρχικού αριθμού Richardson της φλέβας. Το εύρος των αρχικών αριθμών Richardson κυμάνθηκε ανάμεσα σε πολύ μικρές τιμές, κοντά στο μηδέν, (φλέβες ορμής ή jets), έως τη μονάδα (πλήρως ανωστικές φλέβες ή πλούμια). Διερευνηθήκαν δύο είδη φλεβών: (1) καθαρό νερό βρύσης που διαχέεται μέσα σε αλατόνερο (φλέβες με σταθερή ανωστική δύναμη) και (2) φλέβα θερμού νερού μέσα σε κρύο νερό βρύσης (φλέβες με μεταβλητή άνωση). Τα στόμια των ακροφυσίων που χρησιμοποιήθηκαν έχουν κυκλική, ορθογωνική, τετραγωνική και τριγωνική διατομή. Ο αποδέκτης, θεωρείται απείρων διαστάσεων (αμελείται η επίδραση των ορίων).

Για αρχικούς αριθμούς Richardson της φλέβας μικρότερους από 0.2 έως 0.3, τα κανονικοποιημένα βάθη διείσδυσης κυκλικών φλεβών Z/l_M και Z_{\max}/l_M λαμβάνουν τις τιμές περίπου 2 και 3 αντίστοιχα, αποτελέσματα τα οποία συμφωνούν με τη διαστατική ανάλυση. Επομένως για ακροφύσια κυκλικής διαμέτρου το σταθεροποιημένο βάθος διείσδυσης Z είναι πρακτικά ίσο με $2l_M$, ενώ $Z_{\max} \approx 3l_M$. Για μεγαλύτερες τιμές του αρχικού αριθμού Richardson της φλέβας η μείωση των παραπάνω κανονικοποιημένων διεισδέσεων είναι δραματική. Αυτό εξ' άλλου είναι εμφανές από το γράφημα του κανονικοποιημένου βάθους διείσδυσης Z/l_0 σαν συνάρτηση του αρχικού αριθμού Richardson R_0 , όπου παρατηρείται αλλαγή της κλίσης της ευθείας των δεδομένων για $R_0 > 0.3$, δηλώνοντας την ταχύτερη μείωση του Z με την αύξηση του R_0 .

Σε φλέβες με μεγάλη ορμή και αρνητική άνωση από ισόπλευρο τριγωνικό και τετραγωνικό ακροφύσιο, το βάθος διείσδυσης της μόνιμης ροής στο περιβάλλον ρευστό είναι περίπου διπλάσιο της χαρακτηριστικής κλίμακας l_M , ενώ το μέγιστο βάθος διείσδυσης είναι ελαφρώς μικρότερο από $3l_M$. Οι φλέβες που δημιουργούνται από ορθογωνικό, με λόγο πλευρών 2:1, ακροφύσιο διεισδύουν σε μικρότερο βάθος, δηλώνοντας έτσι ότι συμπαρασύρουν περισσότερο περιβάλλον υγρό απ' ότι οι φλέβες από κυκλικό, τριγωνικό ή τετραγωνικό ακροφύσιο.

Στις κατακόρυφες φλέβες θερμού νερού αρνητικής άνωσης, η αρχική άνωση της φλέβας δεν διατηρείται σε ολόκληρο το πεδίο ροής (Kotsoninos, 1975). Παρατηρούμε ότι για $R_0 < 0.3$, $Z/l_M \approx 2$. Η παρούσα τιμή δεν διαφέρει ουσιαστικά από αυτή των πειραμάτων με αλατόνερο για τα κυκλικά ακροφύσια. Επομένως, οι κατακόρυφες θερμαινόμενες φλέβες σχετικά με το βάθος διείσδυσης, συμπεριφέρονται σαν κατακόρυφες φλέβες σταθερής αρνητικής άνωσης. Για αριθμούς Richardson μεγαλύτερους του 0.3 παρατηρούμε ότι το αδιάστατο βάθος διείσδυσης μειώνεται. Το μέγιστο βάθος διείσδυσης στα πειράματα με θερμό νερό δεν ήταν δυνατό να προσδιοριστεί.

ABSTRACT

The objective of the present experimental study is the penetration depth of a fountain of lighter fluid, issuing vertically downwards from a nozzle into a quiescent uniform fluid of higher density. The maximum jet penetration depth below the source, as well as, the subsequent terminal (steady state) penetration depth of the fountain have been measured as a function of the buoyant jet initial source Richardson number. Richardson numbers used, have been extended in the full range, i.e. from almost zero (jet-like flows) to about one (plumes). Two types of jets have been investigated: (1) fresh water jets issuing into salt water (buoyancy flux is constant), and (2) hot water jets issuing into cold water (non-preserving buoyancy). Besides circular nozzles, three other different shape nozzles have been used for comparison. The finite volume of the tank does not affect the transient character of the buoyant jet, because the jet is far from the walls of the tank, and it disperses as if it were in an unbounded medium.

The normalized penetration depth plotted against the source Richardson number R_o , was found to be constant for initially jet-like flows, while it decayed exponentially in plumes. For $R_o < 0.2$ to 0.3 , the normalized penetration depths Z/l_M and Z_{max}/l_M seem to take constant values around 2.0 and 3.0 respectively, result which is congruent with dimensional analysis. For $R_o > 0.3$, Z/l_M is drastically reduced. Therefore, for round vertical fountains we may state that the terminal penetration depth oscillates around the length $2l_M$, while $Z_{max} \approx 3l_M$. If the experimental data are normalized as Z/l_Q we can observe a change in the slope for $R_o > 0.3$, indicating faster reduction of Z with R_o .

The results regarding buoyancy preserving non circular jets have been plotted, Z/l_M and Z_{max}/l_M versus R_o , for jets with orthogonal, square and triangular nozzles. Negatively buoyant jets with triangular and square nozzle sections penetrate about two characteristic lengths ($2l_M$) into the denser ambient fluid, while the maximum penetration is slightly below $3l_M$. The jets with an orthogonal 2:1 nozzle section penetrate at a shorter depth, meaning that they entrain more ambient fluid than the circular, square or triangular ones.

If we use vertical hot water round jets into cold water with reversing buoyancy, the initial jet buoyancy flux cannot be preserved. Plotting the normalized penetration depth Z/l_M as a function of R_o , we observe that for $R_o < 0.3$, $Z/l_M \approx 2$. This is not any different from the constant we obtained for round fresh water jets into saltwater. The normalized penetration depth Z/l_M is reduced, when $R_o > 0.3$. The maximum penetration depth in the case of hot water jets, could not be obtained experimentally.

ΣΥΜΒΟΛΙΣΜΟΙ

(α) Ελληνικά σύμβολα

α	συντελεστής συμπαράσυρσης
A	εμβαδόν διατομής ακροφυσίου
$\beta(z)$	ειδική άνωση ρευστού
B	πλάτος δοχείου διάχυσης
$\Delta\rho_c(z)/\rho_0$	αδιάστατη διαφορά πυκνότητας ανάμεσα στην μέση αξονική τιμή και το περιβάλλον ρευστό
$\Delta\rho(r, z)$	προφίλ μέσης πυκνομετρικής διαφοράς
$\Delta\rho$	διαφορά πυκνότητας του περιβάλλοντος ρευστού και του ρευστού της φλέβας
λ	ο λόγος του πλάτους $1/e$ μέσης συγκέντρωσης προς το λόγο του πλάτους της $1/e$ μέσης ταχύτητας
μ	ογκομετρική παροχή της φλέβας
ρ_a	πυκνότητα περιβάλλοντος ρευστού
ρ_0	πυκνότητα αναφοράς (αρχική πυκνότητα της φλέβας).

(β) Λατινικά σύμβολα

$b = b_w(z)$	πλάτος της φλέβας, καθορισμένο ως η απόσταση από τον άξονα όπου η μέση ταχύτητα παίρνει την τιμή $w(b) = w_c(z)/e$ ($e = 2.718..$) και καλείται $1/e$ -πλάτος ταχύτητας.
a, b, c	πλευρές μη κυκλικών ακροφυσίων
B	αρχική ανωστική δύναμη της φλέβας
C_p	παράμετρος πλάτους της φλέβας
D	η διάμετρος της διατομής του ακροφυσίου
F_i	ένδειξη παροχής ροομέτρου
Fr	αρχικός πυκνομετρικός αριθμός Froude, ή εσωτερικός αριθμός Froude = $\frac{\rho g D^3}{\mu^2}$ (πηλίκο δυνάμεων αδράνειας προς δυνάμεις φαινόμενης βαρύτητας).
g	επιτάχυνση βαρύτητας
I_E	ένταση πηγής σταθερού ρεύματος
l_Q	κλίμακα μήκους
l_M	κλίμακα μήκους
L	μήκος μπροστινής πλευράς του δοχείου
M	αρχική ειδική ορμή της φλέβας
P	βρεχόμενη περίμετρος διατομής του ακροφυσίου
Q	αρχική παροχή όγκου φλέβας
Q_i	πραγματική παροχή ροομέτρου
R	υδραυλική ακτίνα της διατομής του ακροφυσίου
R^2	συντελεστής συσχέτισης
Re	αρχικός αριθμός Reynolds = $\frac{\rho U D}{\mu}$ (δυνάμεις αδρανείας)/(δυνάμεις συνεκτικότητας)
R_o	αρχικός αριθμός Richardson της φλέβας
R_0	αντίσταση του PT100
t	χρόνος
T_{jet}	θερμοκρασία φλέβας

$T_{\text{θερμοαντίστασης}}$	ένδειξη θερμοκρασίας θερμοαντίστασης ταχείας απόκρισης PT100
$T_{\text{θερμομέτρου}}$	ένδειξη θερμοκρασίας θερμομέτρου
$u_e = \alpha w_c(z)$	μέση ταχύτητα συμπαράσυρσης
V_o	τάση στα άκρα του PT100
V_i	όγκος του ογκομετρικού σωλήνα
W	μέση ταχύτητα εξόδου της φλέβας
$w(r, z)$	Γκαουσιανή (Gaussian) κατανομή μέσης ταχύτητας
Z	βάθος σταθεροποίησης της φλέβας
Z_{max}	μέγιστο βάθος διείσδυσης της φλέβας

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

	Σελίδα
1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ	1
1.1 Γενικά – Τυρβώδης εκτοξευόμενη φλέβα	1
1.2 Απλές φλέβες με ή χωρίς άνωση (plumes ή jet)-ορισμοί	2
1.3 Χαρακτηριστικές κλίμακες ροής	2
1.4 Διάχυση κατακόρυφης φλέβας με θετική ή αρνητική άνωση	4
1.5 Σκοπός του πειράματος	9
2 ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑ	10
2.1 Πειραματική διάταξη.....	10
2.2 Ρύθμιση ροομέτρων	18
2.3 Προετοιμασία πειραματικών συσκευών.....	21
2.4 Εκτέλεση πειράματος	23
2.5 Περιγραφή τυπικού πειράματος	23
3 ΕΠΕΞΕΡΓΑΣΙΑ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ	28
3.1 Πειράματα και επεξεργασία	28
3.2 Διαγράμματα και συγκρίσεις	33
3.3 Σφάλματα	54
4 ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΟ ΜΟΝΤΕΛΟ ΚΑΤΑΚΟΡΥΦΗΣ ΦΛΕΒΑΣ ΜΕ ΑΡΝΗΤΙΚΗ ΑΝΩΣΗ	60
4.1 Ολοκλήρωση των εξισώσεων κίνησης κατακόρυφης κυκλικής φλέβας	60
4.2 Το μαθηματικό μοντέλο	63
4.3 Αποτελέσματα του μαθηματικού μοντέλου	64
5 ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ – ΠΡΟΤΑΣΕΙΣ ΓΙΑ ΜΕΛΛΟΝΤΙΚΗ ΕΡΕΥΝΑ	72
6 ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ	75
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑΤΑ	
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Α	
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Β	
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Γ	
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Δ	
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Ε	
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ ΣΤ.....	
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Ζ.....	
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Η.....	

1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

1.1 Γενικά – Τυρβώδης εκτοξευόμενη φλέβα

Εκτοξευόμενη φλέβα ή δέσμη (jet) είναι μια φλέβα ρευστού που διαχέεται σε ομοειδές ρευστό με την ίδια ή διαφορετική πυκνότητα. Τυρβώδης σημαίνει ότι στο πεδίο ροής της φλέβας υπάρχει χρονική διακύμανση της ταχύτητας και συγκέντρωσης της ουσίας που μεταφέρει η εκτοξευόμενη φλέβα. Τα χαρακτηριστικά και η ρευστοδυναμική συμπεριφορά των εκτοξευόμενων φλεβών εξαρτώνται από τους παρακάτω παράγοντες:

- παράμετροι (χαρακτηριστικά) της φλέβας
- παράμετροι του περιβάλλοντος ρευστού και
- γεωμετρικές παράμετροι.

Μία εκ των πλέον συνηθισμένων μεθόδων τελικής διάθεσης των οικιακών και βιομηχανικών αποβλήτων ενός οικισμού είναι η διοχέτευση αυτών εντός μεγάλης υδάτινης μάζας, ποταμού, λίμνης, ή κυρίως της θάλασσας. Αρχικά προκαλείται τοπική ρύπανση και αποσύνθεση των οργανικών ουσιών, στη συνέχεια όμως, μέσω της διαδικασίας του αυτοκαθαρισμού ο κάθε ένας από τους παραπάνω φορείς καταλήγει στο φυσικό τελικό καθαρισμό. Σε πολλές περιπτώσεις, πριν της παραπάνω διάθεσης προηγείται επεξεργασία των λυμάτων, εντός ειδικών εγκαταστάσεων, διευκολύνοντας σημαντικά την ταχεία και ασφαλή εξυγίανση του τελικού αποδέκτη. Σε όλες τις παραπάνω περιπτώσεις, η διάλυση των αποβλήτων, υποβοηθείται σημαντικά από τον τρόπο διάταξης και της θέσεως του στομίου εξόδου των λυμάτων.

Στην πράξη, τα λύματα απορρίπτονται είτε επιφανειακά (επιφανειακή φλέβα), είτε πλησίον και παράλληλα προς τον πυθμένα (φλέβα πλησίον του πυθμένα, βυθισμένη), είτε σε τέτοια θέση ώστε η φλέβα να είναι ανεξάρτητη των άνω ορίων (ελεύθερη ή βυθισμένη φλέβα), κατακόρυφη, υπό γωνία ή και οριζόντια. Σε όλες τις παραπάνω περιπτώσεις η εξερχόμενη μάζα μπορεί να εκβάλλει και από περισσότερα από ένα στόμια, τοποθετημένα συνήθως παράλληλα.

Η θέση εγκατάστασης του αγωγού είναι συνάρτηση αρκετών παραγόντων, όπως του επαρκούς βάθους, της γεωγραφικής διαμόρφωσης, των κυματισμών, των ανέμων, θερμικών-παλιρροιακών και άλλων ρευμάτων και βεβαίως του επιθυμητού οικονομικού και κοινωνικού κόστους.

Εκτός από τους υποθαλάσσιους διαχυτήρες διάθεσης των οικιακών και βιομηχανικών αποβλήτων, οι εκτοξευόμενες φλέβες εμφανίζονται στη φύση υπό μορφή:

- φυσικών υποθαλάσσιων φλεβών (sea-vents)
- κατά την έκρηξη ηφαιστειών

και τεχνητές, που προέρχονται από ανθρωπογενείς ενέργειες, εμφανίζονται :

- σε καμινάδες
- σε πυρκαγιές μικρής ή μεγάλης κλίμακας
- στις εξατμίσεις αυτοκινήτων
- στο fuel injection των αυτοκινήτων (διφασική φλέβα ή spray)

- στη βιομηχανική ανάμειξη φρέσκου υγρού με το περιεχόμενο δεξαμενών
- στην διαδικασία ψύξης ή θέρμανσης χώρων κλπ.

1.2 Απλές φλέβες με ή χωρίς άνωση (plumes ή jet)-ορισμοί

Σαν απλή εκτοξευόμενη φλέβα (jet) ορίζεται η παροχή ρευστού από οπή ή σχισμή σε ένα μεγάλο όγκο του ίδιου ή παρόμοιου ρευστού. Η απλή ανωστική φλέβα (πλούμιο ή plume) είναι παρόμοια με το jet αλλά προκαλείται από μια πηγή δυναμικής ενέργειας που παρέχει στο ρευστό κάποια θετική ή αρνητική άνωση. Ανωστική φλέβα (buoyant jet) ονομάζεται αυτή που εμπεριέχει τις ιδιότητες της απλής φλέβας (jet) και της απλής ανωστικής (plume), έχει δηλαδή αρχική ορμή και αρχική άνωση.

Έστω κυκλική κατακόρυφη με φορά προς τα κάτω φλέβα διαμέτρου D και πυκνότητας ρ_0 , που εκβάλλει μέσα σε ήρεμο αποδέκτη με πυκνότητα ρ_a . Η αρχική ογκομετρική παροχή της φλέβας Q , η ειδική, ανά μονάδα μάζας ρέοντος ρευστού, ορμή M (specific momentum flux), η άνωση B (specific buoyancy flux) και οι αντίστοιχες διαστάσεις τους εκφράζονται από τις σχέσεις :

$$Q = \frac{\pi D^2}{4} W \left[\frac{L^3}{T} \right] \quad (1-1)$$

$$M = QW \left[\frac{L^4}{T^2} \right] \quad (1-2)$$

$$B = \frac{\rho_a - \rho_0}{\rho_0} g Q = g'_0 Q \left[\frac{L^4}{T^2} \right]; \quad g'_0 = \frac{\rho_a - \rho_0}{\rho_0} g \quad (1-3)$$

αντίστοιχα, όπου W η αρχική μέση ταχύτητα εξόδου και ρ_0 η πυκνότητα του ρευστού της φλέβας στο ακροφύσιο.

Με βάση τους ορισμούς στην αρχή της παραγράφου και τις παραπάνω αρχικές συνθήκες της φλέβας, ορίζεται σαν απλή φλέβα (jet) αυτή για την οποία αρχικά $B=0$ (ή εναλλακτικά $M \gg B$ και $B \rightarrow 0$), πλούμιο η φλέβα για την οποία αρχικά $M=0$ (ή εναλλακτικά $B \gg M$ και $M \rightarrow 0$) και ανωστική φλέβα αυτή η οποία έχει σημαντικού μεγέθους ορμή και άνωση ($M \neq 0$ και $B \neq 0$)

Όταν αρχικά $M \gg B$, τότε στη φλέβα υπερισχύει η αρχική ορμή με αποτέλεσμα να συμπεριφέρεται σαν απλή φλέβα. Όταν $B \gg M$, τότε στη φλέβα υπερισχύει η ορμή που προήλθε από την ανωστική δύναμη με αποτέλεσμα να συμπεριφέρεται σαν πλούμιο. Όταν M και B είναι της ίδιας τάξης μεγέθους η φλέβα συμπεριφέρεται σαν ανωστική φλέβα.

1.3 Χαρακτηριστικές κλίμακες ροής

Σε μια απλή κυκλική φλέβα τα αρχικά χαρακτηριστικά είναι μόνο η παροχή Q και η ειδική ορμή M , με βάση τις οποίες οι Fischer *et al.* (1979) προτείνουν την κλίμακα μήκους l_Q , που ορίζεται ως:

$$l_Q = \frac{Q}{M^{1/2}} \quad (1-4)$$

και είναι ίση με την τετραγωνική ρίζα της επιφάνειας του ακροφυσίου. Σε μια ανωστική φλέβα (με αρχικά χαρακτηριστικά Q, M και B) οι ίδιοι συγγραφείς ορίζουν μια δεύτερη κλίμακα μήκους l_M που εμπεριέχει εκτός από τα αδρανειακά και τα ανωστικά χαρακτηριστικά της φλέβας ως:

$$l_M = \frac{M^{3/4}}{B^{1/2}} \quad (1-5)$$

Ο λόγος των παραπάνω δύο κλιμάκων μήκους ονομάζεται αρχικός αριθμός Richardson της φλέβας και ορίζεται ως:

$$R_0 = \frac{l_Q}{l_M} = \frac{QB^{1/2}}{M^{5/4}} = \left(\frac{\pi}{4}\right)^{1/4} \frac{\sqrt{g_0' D}}{W} = \left(\frac{\pi}{4}\right)^{1/4} \frac{1}{F_0} \quad (1-6)$$

Στην παραπάνω σχέση F_0 είναι ο πυκνομετρικός αριθμός Froude και g_0' η ανωστική επιτάχυνση ίση με:

$$g_0' = \frac{\Delta\rho_0}{\rho_0} g \quad (1-7)$$

Όταν μελετούμε την περιοχή μιας κατακόρυφης ανωστικής φλέβας (buoyant jet) με θετική (προς τη διεύθυνση) της ροής άνωση για την οποία $Z/l_M \ll 1$, οι Paranicolaou & List (1988) έδειξαν ότι η φλέβα συμπεριφέρεται σαν απλή φλέβα (jet). Όταν μελετούμε την περιοχή για την οποία $Z/l_M \gg 1$, η φλέβα συμπεριφέρεται σαν πλήρως ανωστική φλέβα (plume). Πρακτικά, για $Z/l_M < 1$ η φλέβα συμπεριφέρεται σαν απλή, ενώ για $Z/l_M > 5$ ή 10, η φλέβα συμπεριφέρεται σαν πλήρως ανωστική.

Σε απόσταση z , αρκετών διαμέτρων από το ακροφύσιο, όπου η φλέβα έχει αναπτυχθεί πλήρως, από τις κατανομές της μέσης ταχύτητας $w = w(r,z)$ και της μέσης διαφοράς πυκνότητας $\Delta\rho = \Delta\rho(r,z)$ μπορεί να υπολογιστεί η ογκομετρική παροχή $\mu(z)$ (όγκος ρευστού), η ειδική ορμή ρευστού $m(z)$ και η ειδική άνωση ρευστού $\beta(z)$ που διέρχονται από μία διατομή A της φλέβας στη μονάδα χρόνου από τα παρακάτω ολοκληρώματα:

$$\mu = \int_A w dA \quad (1-8)$$

$$m = \int_A w^2 dA \quad (1-9)$$

$$\beta = \int_A g \left(\frac{\Delta\rho}{\rho_0}\right) w dA \quad (1-10)$$

όπου:

w η κατανομή της μέσης ταχύτητας στη διατομή A ,

$\Delta\rho$ η κατανομή της διαφοράς πυκνότητας ανάμεσα στην μέση τιμή πυκνότητας της φλέβας και του περιβάλλοντος ρευστού στη διατομή A και

g η επιτάχυνση της βαρύτητας.

Με βάση τις παραπάνω τρεις παραμέτρους ροής ορίζεται ο αριθμός Richardson της ροής, $R(z)$, σε απόσταση z από το ακροφύσιο, σύμφωνα με την παρακάτω σχέση:

$$R(z) = \frac{\mu\beta^{1/2}}{m^{5/4}} \quad (1-11)$$

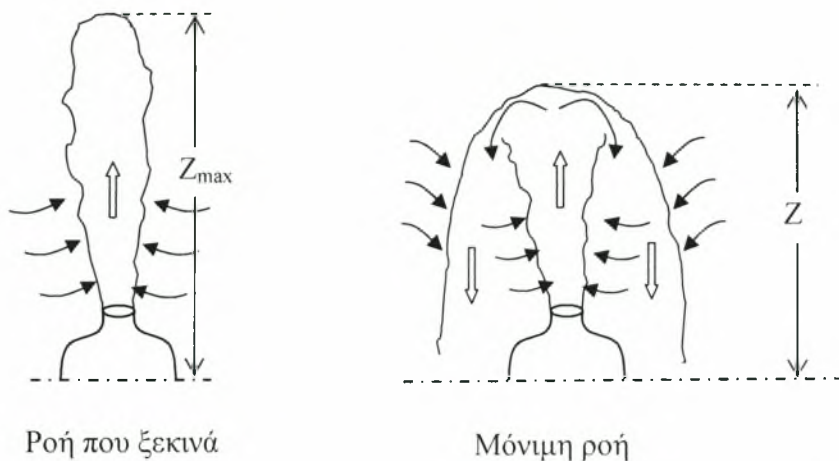
Στην απλή φλέβα ($z/l_M < 1$) $R_0 \rightarrow 0$, επειδή $B \rightarrow 0$. Σε μια απλή φλέβα (jet) για αδιάστατη απόσταση $z/l_M < 1$ από το ακροφύσιο (περιοχή απλής φλέβας), οι Papanicolaou & List (1988), έδειξαν διαστατικά ότι $R(z) \sim z$, πράγμα που επιβεβαίωσαν με μετρήσεις. Για αδιάστατη απόσταση $z/l_M > 5 \div 10$ από το ακροφύσιο, (περιοχή πλουμίου) προτείνουν $R(z) = R_p = 0.63$, που αποτελεί και την οριακή (σταθερά) τιμή του αριθμού Richardson, που ονομάζεται αριθμός Richardson του πλουμίου.

1.4 Διάχυση κατακόρυφης φλέβας με θετική ή αρνητική άνωση

Η συμπεριφορά της διάχυσης κατακόρυφης φλέβας με θετική (κατά τη φορά της φλέβας) άνωση θα δειχθεί μέσω της περιγραφής υποθαλάσσιου διαχυτήρα διάθεσης των οικιακών και βιομηχανικών αποβλήτων. Η διάθεση των αποβλήτων σε ακίνητο υδάτινο αποδέκτη από άποψης μηχανικής των ρευστών, απαιτεί την ανάπτυξη υδρομηχανικών σχέσεων μεταξύ των ιδιοτήτων της διαχεόμενης υγρής μάζας και του αποδέκτη. Στη διάχυση εμπλέκεται βέβαια και η διαφορά πυκνοτήτων των δύο ρευστών, που συνήθως υπάρχει. Συνήθως, η πυκνότητα του ρευστού της διαχεόμενης φλέβας (η οποία εκβάλλει μέσω σωλήνα βυθισμένου μέσα στον αποδέκτη) είναι μικρότερη από εκείνη του περιβάλλοντος ρευστού. Τότε η ορμή της φλέβας, μετά από ορισμένο μήκος διάχυσης, αρχίζει να επηρεάζεται αυξητικά από τις ανωστικές δυνάμεις. Η άνωση συσχετίζεται με τη διαφορά πυκνότητας των δύο ρευστών, η οποία κατευθύνει την φλέβα προς τα πάνω. Η άνοδος αυτή βεβαίως είναι δυνατόν να ανακοπεί εφόσον οι πυκνότητες των δύο ρευστών αρχίσουν να προσεγγίζουν μεταξύ τους, σε υψηλότερες θέσεις, λόγω της ανάμειξης που λαμβάνει χώρα και της ύπαρξης κλίσεως (gradient) πυκνότητας, ή στρωμάτων διαφορετικής πυκνότητας.

Κατά τη διάχυση μιας ανωστικής κυκλικής φλέβας με αρνητική άνωση μέσα σε ακίνητο αποδέκτη (βλ. Σχήμα 1.1), το μέγιστο ύψος στο οποίο θα διεισδύσει η φλέβα, εξαρτάται από τις αρχικές συνθήκες στο ακροφύσιο και την πυκνομετρική διαφορά μεταξύ της φλέβας και του αποδέκτη. Η φλέβα διαχέεται μέσα στον αποδέκτη λόγω της αρχικής ειδικής ορμής της. Κατά το αρχικό στάδιο η φλέβα συμπαρασύρει βαρύτερο ρευστό μόνο από τον ακίνητο αποδέκτη, με αποτέλεσμα να διεισδύει στο μέγιστο ύψος Z_{max} , όπου η αρχική ορμή της φλέβας μηδενίζεται. Στη συνέχεια, αλλάζει η φορά της κίνησης και η φλέβα αρχίζει να διαχέεται περιμετρικά προς την αντίθετη διεύθυνση απ' αυτή της ανερχόμενης φλέβας, λόγω της επίδρασης της αρνητικής ανωστικής δύναμης. Το ύψος διείσδυσης της φλέβας παραμένει στο Z_{max} στιγμιαία, ενώ στη συνέχεια ελαττώνεται, λόγω της αντίθετα κινούμενης δακτυλιοειδούς ροής, που περιβάλλει αναμειγνύεται και επιβραδύνει την αρχική φλέβα. Στη συνέχεια, το ύψος διείσδυσης της φλέβας 'σταθεροποιείται' σε απόσταση $Z < Z_{max}$, που ονομάζεται και ύψος διείσδυσης της φλέβας με αρνητική άνωση σε μόνιμη δίαυση. Όταν η ανερχόμενη ροή πλησιάσει το επίπεδο εκβολής της φλέβας (ακροφύσιο), σε περίπτωση που αυτό

συμπίπτει με το όριο του αποδέκτη, η φλέβα αρχίζει να διαχέεται ακτινικά μέχρι να φτάσει τα κατακόρυφα όρια του αποδέκτη.



Σχήμα 1.1 Διάχυση κατακόρυφης φλέβας με αρνητική άνωση. (α) Ροή που ξεκινά (καθαρά ανερχόμενη φλέβα). (β) Μόνιμη ροή (ανερχόμενη και κατερχόμενη φλέβα).

Σημαντική διαφοροποίηση στην ανάλυση συνιστά το σχετικό μέγεθος της ορμής της φλέβας κατά την έξοδο από το ακροφύσιο (αρχική ποσότητα κίνησης) και η αρχική παροχή των δυνάμεων άνωσης ή των δυνάμεων φαινόμενης βαρύτητας. Γενικά στις φλέβες υπό άνωση η επιρροή των ποσοτήτων αυτών εκτείνεται μεν σε όλο το μήκος της φλέβας, αλλά διαφοροποιείται συνεχώς το σχετικό μέγεθος της επιρροής αυτής. Στην περιοχή πλησίον του στομίου κυριαρχούν οι δυνάμεις ποσότητας κίνησης, ενώ μακριά από αυτό οι ανωστικές δυνάμεις. Στις υπό άνωση φλέβες κατατάσσονται ως οριακές περιπτώσεις, η απλή φλέβα χωρίς άνωση (jet), όταν δεν υπάρχει διαφορά πυκνοτήτων, και η απλή ανωστική φλέβα (simple plume) στην οποία υπάρχει μόνο αρχική εισροή δυνάμεων άνωσης. Ουσιαστική επίσης είναι η σύγκριση των κατευθύνσεων στις κατακόρυφες φλέβες της αρχικής ταχύτητας εξόδου από το στόμιο και των δυνάμεων άνωσης. Εάν αυτές είναι της ίδιας φοράς η φλέβα καλείται θετικής άνωσης, ενώ εάν είναι αντίθετες, η φλέβα είναι αρνητικής άνωσης.

Εξίσου ουσιαστικός παράγοντας της ροής είναι η γεωμετρική μορφή της φλέβας, η οποία εξαρτάται από τις συνθήκες εξόδου (κυκλική, ή μη κυκλική διατομή). Είναι δυνατόν η φλέβα (πρωτεύον ρευστό) να ευρίσκεται σε μόνιμη, ή μη μόνιμη ροή, να εξέρχεται από το στόμιο με ή χωρίς συστροφή (swirl), συνεχώς ή με διαλείπουσες εκχύσεις, ενώ ο αποδέκτης (δευτερεύον ρευστό) είναι δυνατόν να είναι στάσιμος ή να κινείται (σε στρωτή ή τυρβώδη ροή), να είναι απείρων ή πεπερασμένων διαστάσεων, ομογενής ή με πυκνομετρική στρωμάτωση. Αυτονόητο βέβαια είναι ότι τα δύο ρευστά πρέπει να είναι αναμίξιμα.

Γενικά το φαινόμενο της εισρέουσας φλέβας σε αποδέκτη διαφορετικής πυκνότητας, θεωρείται ως φαινόμενο μεταφοράς μετά των επιμέρους λειτουργιών, της μετάθεσης (transport) και της τυρβώδους διάχυσης (turbulent diffusion). Η μετάθεση (ελεύθερη ή εξαναγκασμένη) είναι η διαδικασία κατά την οποία το ρευστό κινείται από θέση σε θέση, (υδροδυναμική ροή του μίγματος). Η τυρβώδης διάχυση είναι η μη αναστρέψιμη

διαδικασία 'της κινήσεως μιας ιδιότητας' ή ενός συστατικού του μίγματος σχετικώς προς το άλλο (ή άλλα) συστατικό του μίγματος, προς την κατεύθυνση της μικρότερης συγκέντρωσης αυτού (ομογενοποίησης του μίγματος). Οι παραπάνω διαδικασίες λαμβάνουν χώρα, αφενός μεν λόγω της αρχικής ταχύτητας της εκτοξευόμενης φλέβας ή της αρχικής παροχής φαινόμενης βαρύτητας, αφετέρου δε λόγω της συνεχούς προς την αντίθετη πλευρά διευρύνσεως της φλέβας αυτής, αποκλίνουσα ροή η οποία οφείλεται στην επιβράδυνση των ρευστών σωματιδίων λόγω μεταφοράς ποσότητας της κίνησης του ρευστού της φλέβας στο ρευστό του αποδέκτη. Αυτό επιτελείται με τη συμπαράσυρση (entrainment) περιβάλλοντος ρευστού, δηλαδή την κίνηση των ρευστών σωματιδίων του περιβάλλοντος ρευστού προς την περιοχή της φλέβας, η οποία είναι η κυριότερη αιτία της επερχόμενης ανάμιξης (mixing) με τελικό αποτέλεσμα τη διάχυση και τη διάλυση.

Το μέγιστο ύψος στο οποίο ανέρχεται η φλέβα όταν η ροή γίνει μόνιμη, είναι συνάρτηση των αρχικών χαρακτηριστικών της φλέβας, συγκεκριμένα $Z = f(Q, M, B)$. Ουσιαστικά έχουμε τέσσερις παραμέτρους και δύο θεμελιώδεις διαστάσεις, οπότε ζητούνται δύο αδιάστατα μονώνυμα. Από τις αρχικές συνθήκες, ορίστηκαν με τις εξισώσεις (1-4) και (1-5) δύο κλίμακες μήκους, οι l_Q και l_M αντίστοιχα. Επομένως το ένα αδιάστατο μονώνυμο είναι ο λόγος του ύψους διεύθυνσης προς τη χαρακτηριστική κλίμακα μήκους Z/l_Q ή Z/l_M , το δε άλλο ο λόγος l_Q/l_M , ο οποίος είναι ο αρχικός αριθμός Richardson της ροής R_0 . Δηλαδή ισχύει ότι:

$$\frac{Z}{l_Q} = f_1(R_0) \quad \text{ή} \quad \frac{Z}{l_M} = f_2(R_0) \quad \& \quad \frac{Z}{l_M} = C^*(jets) \quad (1-12)$$

Μετρήσεις ή θεωρητικές εκτιμήσεις του μέγιστου ύψους κατακόρυφης φλέβας σε μόνιμη ροή με αρνητική άνωση, έχουν παρουσιαστεί στις παρακάτω δημοσιευμένες εργασίες:

- **Turner (1966):** Πραγματοποίησε πειράματα σε ορθογωνική δεξαμενή από Plexiglas διατομής 0.45 m^2 και βάθους 140 cm . Η πυκνότητα του ρευστού της φλέβας ήταν μεγαλύτερη από αυτή του αποδέκτη και η φλέβα εκτοξευόταν κατακόρυφα προς τα πάνω, από κατακόρυφο σωλήνα μήκους 50 cm , από το κέντρο του πυθμένα της δεξαμενής. Επίσης έκανε πειράματα με δευτερεύον υγρό μίγμα αλκοόλης-γλυκόλης. Χρησιμοποιώντας ως δευτερεύον υγρό το παραπάνω μίγμα δημιουργούταν πλούμια από υγρό που εξατμιζόταν κατά τη διάχυση, προσπαθώντας να τα προσομοιώσουν με την αλλαγή πυκνότητας που λαμβάνει χώρα στην κορυφή μιας μάζας σύννεφων λόγω της εξάτμισης. Χρησιμοποίησε ακροφύσια διαμέτρων μεταξύ των τιμών $\frac{1}{2}''$ (1.27 cm) και $\frac{1}{4}''$ (0.635 cm), συγκεκριμένα δε 1.40 , 0.96 και 0.65 cm . Το κύριο συμπέρασμα της εργασίας του ήταν η αισθητή διαφορά μεταξύ της συμπεριφοράς των φλεβών (jets) και των πλουμίων (plumes), των οποίων η κίνηση αρχικά ήταν ανοδική και έπειτα καθοδική, λόγω του μηχανισμού γέννησης της ανοδικής κίνησης. Φλέβες στις οποίες η ανωστική δύναμη δρα συνήθως αντίθετα στην κίνηση τους και οι οποίες ανέρχονταν λόγω της αρχικής ορμής, αποκτούν ένα σταθερό ύψος και διακυμαίνονται τυχαία σε μικρό πλάτος γύρω από αυτό. Στα πλούμια, η ανοδική κίνηση τους εξουδετερώνεται από την άνωση και αναστρέφεται. Τέλος για τα πειραματικά του δεδομένα αναπαρέστησε το

μέγιστο ύψος σε σχέση με τον χρόνο, δείχνοντας την χρονική διακύμανση του βάθους της φλέβας. Το άρθρο του Turner (1966) είναι βασικής σημασίας, αν και αναφέρεται σε μετεωρολογικά φαινόμενα, αφού είναι το πρώτο στο οποίο λαμβάνει χώρα πλήρης περιγραφή της μορφής των φλεβών, σωστή διαστατική ανάλυση και μέτρηση του μήκους Z. Βέβαια, από τα δημοσιευμένα δεδομένα προκύπτουν ότι το ύψος διείδυσης που μετρήθηκε είναι σημαντικά μεγαλύτερο από αυτό που μέτρησαν μεταγενέστερα άλλοι ερευνητές.

- **Abraham (1967):** Προσπάθησε να προσδιορίσει με μονοδιάστατο μαθηματικό ομοίωμα, το μέγιστο βάθος διείδυσης της φλέβας σε συνάρτηση με τη διάμετρο του ακροφυσίου και τον αριθμό του Froude. Ο Abraham χρησιμοποίησε τα πειραματικά δεδομένα των μετρήσεων του Turner (1966), για πειράματα που πραγματοποιήθηκαν με βαρύτερο ρευστό φλέβας και ελαφρύτερο για αποδέκτη για κατακόρυφες κυκλικές φλέβες με αρνητική άνωση, χρησιμοποιώντας ακροφύσια τριών διαφορετικών διαμέτρων (1.40, 0.96 και 0.65cm). Προτείνει τη μαθηματική σχέση $Z/D = 1.94 |Fr|^{1/2}$ που συνδέει το αδιάστατο βάθος διείδυσης, με τον αριθμό Froude, την, θεωρώντας την κατάλληλη όταν το βάθος διείδυσης της φλέβας είναι μεγάλο.
- **Baines, Turner & Cambell (1989):** Για την πραγματοποίηση των πειραμάτων τους χρησιμοποιήθηκε δεξαμενή κατασκευασμένη από ακρυλικό πλαστικό διαστάσεων 70x70 cm² και 60cm βάθους. Το περιβάλλον ρευστό είναι νερό ενώ το ρευστό της φλέβας αλατόνερο. Πραγματοποιήθηκαν πειράματα τοποθετώντας το ακροφύσιο κατακόρυφα ή σε μικρή γωνία (7°) από τον κατακόρυφο άξονα. Μετρήθηκε η χρονική εξέλιξη του βάθους διείδυσης της φλέβας και η πυκνομετρική στρωμάτωση που δημιουργήθηκε στο περιβάλλον ρευστό, σε δοχείο περιορισμένου όγκου, για μια μεγάλη περιοχή συνθηκών εισροής. Παρατηρήθηκε ότι με μια μικρή κλίση 7° του ακροφυσίου από την κατακόρυφο αυξάνει το βάθος διείδυσης της φλέβας κατά 17%. Επίσης, η ανάμειξη σε όλα τα επίπεδα, βρέθηκε σχεδόν 40% μεγαλύτερη από το ακροφύσιο που τοποθετήθηκε κατακόρυφα (κάθετα στο οριζόντιο επίπεδο).
- **Lindberg (1994):** Εξέτασε εργαστηριακά τη συμπεριφορά τυρβωδών φλεβών και πλουμίων με αρνητική άνωση, συμπεριλαμβάνοντας την επίδραση της αντίθετης ροής και της γωνίας διάχυσης. Χρησιμοποιήθηκε δεξαμενή διαστάσεων: μήκους 364cm, πλάτους 40.5cm και βάθους 50.8cm. Αλατόνερο ποικίλων πυκνοτήτων χρησιμοποιήθηκε ως ρευστό της φλέβας, ενώ το ρευστό του αποδέκτη ήταν νερό βρύσης. Οι διαστάσεις των φλεβών/πλουμίων υπολογιστήκαν από βίντεο όπου καταγραφόταν η ροή της φλέβας. Χρησιμοποιήθηκαν αδιάστατες κλίμακες μήκους, για να συσχετισθούν οι αρχικοί αριθμοί του Froude, για μια μεγάλη κλίμακα πειραματικών παραμέτρων.
- **Zhang & Baddour (1998):** Διεξήγαγαν πειράματα ώστε να εξεταστεί το μέγιστο βάθος διείδυσης φλέβας αλατόνερου σε ήρεμο και ομογενές καθαρό νερό, που προέρχεται από κυκλικό ακροφύσιο. Η δεξαμενή ήταν ορθογωνική ακρυλική διαστάσεων 100x100x100 cm³. Τα αποτελέσματα των πειραμάτων έδειξαν ότι ο λόγος Z/l_M παραμένει σταθερός για μεγάλους αριθμούς Froude ($F > 7$), επιβεβαιώνοντας ότι με τέτοιες συνθήκες η αρχική ορμή επηρεάζει

ελάχιστα το αδιάστατο μέγιστο βάθος διείσδυσης και την πυκνομετρική διαφορά. Αντίθετα, για αριθμούς Froude μικρότερους του επτά ($Fr < 7$) το μέγιστο ύψος διείσδυσης, καθώς επίσης και ο ρυθμός διάλυσης επηρεάζονται σημαντικά από την αρχική αρνητική άνωση.

- **Bloomfield & Kerr (1998):** Τα πειράματα εκτελέστηκαν σε ακρυλική ορθογωνική δεξαμενή διαστάσεων $40 \times 40 \times 80 \text{ cm}^3$ χρησιμοποιώντας ακροφύσιο διαμέτρου 8.8 mm , το οποίο ήταν τοποθετημένο στο κέντρο της βάσης της δεξαμενής, χρησιμοποιώντας πυκνότερο ρευστό φλέβας από αυτό του αποδέκτη. Προσδιορίστηκε το μέγιστο βάθος διείσδυσης της φλέβας και το βάθος σταθεροποίησης.
- **Bloomfield & Kerr (2000):** Ανέπτυξαν ένα θεωρητικό μοντέλο μιας αξονικής τυρβώδους φλέβας τόσο σε ομογενή όσο και σε πυκνομετρικά στρωματωμένο αποδέκτη, με γραμμική στρωμάτωση πυκνότητας. Και στο μοντέλο αυτό θεωρείται ότι η αντιστροφή της φλέβας ξεκινάει όταν αποκτηθεί το αρχικό μέγιστο ύψος, όταν δηλαδή η ορμή της φλέβας μηδενιστεί. Υπέθεσαν ότι, καθώς το υγρό διεισδύει στο μέγιστο ύψος, η αναστροφή γίνεται σχηματίζοντας δακτυλιοειδή πορεία στο εξωτερικό χείλος της ανερχόμενης ροής. Μετά την αναστροφή της ροής, η καθοδική πορεία αναπτύσσεται ως πλούμιο, στο οποίο η ογκομετρική παροχή και η άνωση κατανέμονται γύρω από ένα δακτύλιο, δίνοντας στην φλέβα την συμβολική δομή, μία κεντρική ανερχόμενη ροή η οποία περιβάλλεται από δακτυλιοειδή καθοδική ροή. Το μοντέλο υπολογίζει την συμπαράσυρση περιβάλλοντος υγρού μέσα στην ανερχόμενη φλέβα και τη συμπαράσυρση υγρού τόσο από το περιβάλλον όσο και από την ανερχόμενη φλέβα μέσα στην καθοδική δακτυλιοειδή φλέβα που ουσιαστικά περικυκλώνει την ανωστική ροή.
- **Bloomfield & Kerr (2001):** Πραγματοποίησαν παρόμοια πειράματα (Bloomfield & Kerr, 1998) τοποθετώντας το ακροφύσιο σε γωνία, περίπου 10° στο κατακόρυφο επίπεδο. Προσδιορίστηκε το μέγιστο βάθος διείσδυσης της φλέβας και το βάθος σταθεροποίησης. Παρατηρήθηκε ότι το βάθος σταθεροποίησης αυξανόταν και στη συνέχεια μειωνόταν με την αύξηση της γωνίας από την κατακόρυφο. Το μέγιστο βάθος παρατηρήθηκε σε γωνία 10° , για την οποία το βάθος διείσδυσης της φλέβας ήταν περίπου 20% μεγαλύτερο από αυτό μιας κατακόρυφης φλέβας.
- **Pantzlaff & Lueptow (1999):** Πραγματοποίησαν πειράματα σε ακρυλική κυλινδρική δεξαμενή διαμέτρου 0.295 m και ύψους 0.87 m . Χρησιμοποίησαν ακροφύσιο διαμέτρου 0.508 cm . Το ακροφύσιο ήταν τοποθετημένο στην βάση της δεξαμενής και το ρευστό της φλέβας ήταν βαρύτερο από το περιβάλλον. Εξετάστηκε το μέγιστο βάθος διείσδυσης της φλέβας για μικρούς και μεγάλους αριθμούς Froude. Επίσης το βάθος διείσδυσης, και ο χρόνος, συσχετίστηκαν με την ανωστική δύναμη B και την αρχική ορμή M , ως $ZM^{-3/4} |F|^{1/2} (Z/l_M)$ και του αδιάστατου χρόνου $t |B| / M$. Η εξέλιξη του αδιάστατου ύψους διείσδυσης σαν συνάρτηση του αδιάστατου χρόνου για διάφορους αριθμούς Froude, έδειξε ότι η φλέβα γίνεται μόνιμη μετά χρόνο $t |B| / M = 4$. Η οπτικοποίηση της φλέβας έγινε με τεχνικές laser εξαναγκασμένου φθορισμού (induced fluorescence).

- **Δημητρίου (1978):** Τα πειράματα διεξήχθησαν σε ορθογωνική δεξαμενή διαστάσεων $1.2 \times 1.2 \times 55 \text{ m}^3$ και μετρήθηκαν μεγέθη της ροής κατακόρυφων εκτοξευόμενων τυρβωδών κυκλικών φλεβών, με ή χωρίς άνωση σε ήρεμο αποδέκτη. Η πυκνότητα του περιβάλλοντος υγρού είναι μεγαλύτερη από αυτή της φλέβας και η φλέβα δημιουργούταν από κατακόρυφο κυκλικό σωλήνα με φορά προς τα κάτω.

Στην παρούσα πειραματική εργασία, φλέβα από καθαρό νερό βρύσης διαχέεται κατακόρυφα με φορά προς τα κάτω σε ομογενές, ακίνητο, βαρύτερο ρευστό (αλατόνερο). Τα δύο ρευστά είναι αναμίξιμα, χωρίς χημική αντίδραση μεταξύ τους, ισοθερμοκρασιακά και με διαφορετικές πυκνότητες. Οι διαφορές πυκνότητας είναι μικρές ($< 5\%$, παραδοχή Boussinesq), η ροή και η μείξη είναι τυρβώδους χαρακτήρα, ενώ ο αποδέκτης (αλατόνερο) είναι αρχικά ήρεμος, ομογενοποιημένος και θεωρείται απείρων διαστάσεων (αμελείται η επίδραση των ορίων). Οι παροχές των φλεβών διατηρούνται σταθερές κατά τη διάρκεια του πειράματος, οι φλέβες είναι κατακόρυφες με φορά προς τα κάτω, η κατανομή της πίεσης κατά τη φορά της ροής θεωρούμε ότι είναι υδροστατική και η ανωστική δύναμη παραμένει σταθερή (B) σε κάθε διατομή της φλέβας. Τα στόμια των ακροφυσίων που χρησιμοποιήθηκαν έχουν κυκλική, ορθογωνική, τετραγωνική και τριγωνική διατομή. Τέλος διεξήχθησαν πειράματα στην ίδια δεξαμενή, με φλέβες θερμού νερού που διαχέονται κατακόρυφα προς τα κάτω σε ψυχρό νερό. Στα πειράματα αυτά χρησιμοποιήθηκαν μόνο ακροφύσια κυκλικής διατομής. Η διαφορά με τις φλέβες νερού της βρύσης σε αλατόνερο, είναι ότι οι θερμαινόμενες φλέβες δεν διατηρούν την αρχική τους άνωση, λόγω μεταβολής της πυκνότητας που είναι μη γραμμική συνάρτηση του συντελεστή θερμικής διαστολής του νερού.

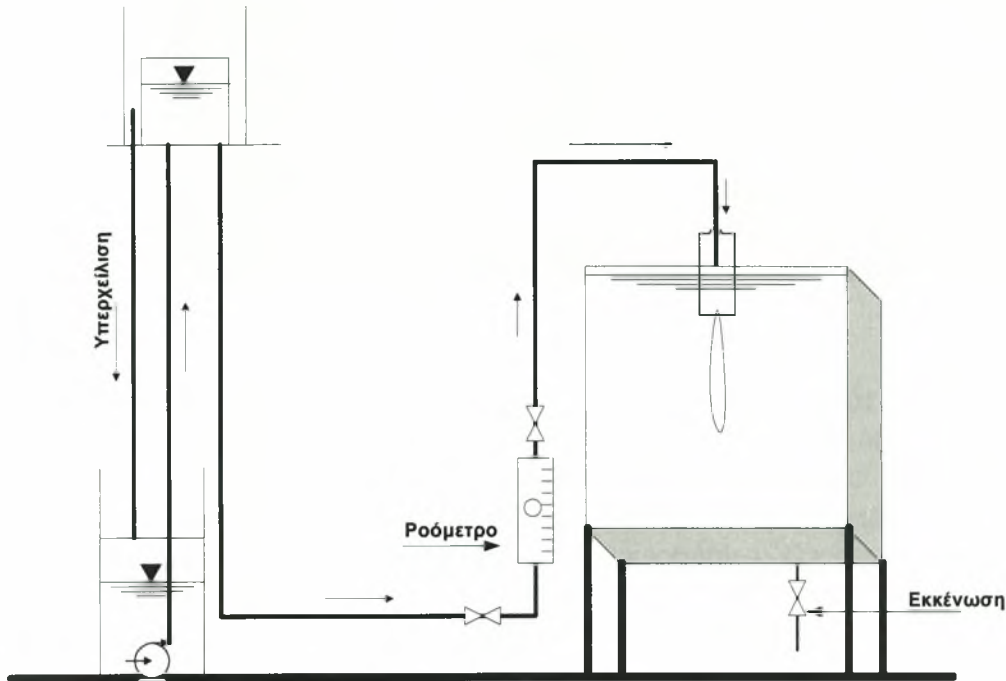
1.5 Σκοπός του πειράματος

Στην παρούσα διπλωματική εργασία μελετήθηκαν τα γραμμικά χαρακτηριστικά της ροής κατακόρυφων εκτοξευόμενων κυκλικών και μη φλεβών, με αρνητική άνωση, μέσα σε ήρεμο αποδέκτη. Συγκεκριμένα στα πειράματα που διεξήχθησαν, μετρήθηκαν το μέγιστο ύψος διείσδυσης της φλέβας αρνητικής άνωσης και το ύψος σταθεροποίησης, σαν συνάρτηση του αρχικού αριθμού Richardson της φλέβας. Επίσης, από την ανάλυση των ψηφιακών εικόνων προσδιορίστηκε η χρονική διακύμανση του βάθους διείσδυσης της φλέβας. Τέλος, δημιουργήσαμε ένα ολοκληρωματικό μοντέλο πρόγνωσης του μέγιστου ύψους διείσδυσης και του βαθμού διάλυσης της φλέβας, με βάση τις εξισώσεις κίνησης, όπου έγινε κατάλληλη διόρθωση του συντελεστή συμπαρασύρσης, έτσι ώστε η πρόγνωση να συμπίπτει με τα πειραματικά δεδομένα.

2 ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑ

2.1 Πειραματική διάταξη

2.1.1 Πειράματα με αλατόνερο. Η πειραματική συσκευή, για τα πειράματα με αλατόνερο, αποτελείται από τα παρακάτω επιμέρους τμήματα: γυάλινη ορθογωνική δεξαμενή διάχυσης, με βάση από plexiglass, τη συσκευή δημιουργίας της φλέβας (jet plenum), ένα δοχείο σταθερής στάθμης τροφοδοσίας της φλέβας, μια δεξαμενή τροφοδοσίας του δοχείου σταθερής στάθμης, αντλία και τρία ροόμετρα. (Σχήμα 2.1)



Σχήμα 2.1 Διάγραμμα ροής πειραμάτων με αλατόνερο.

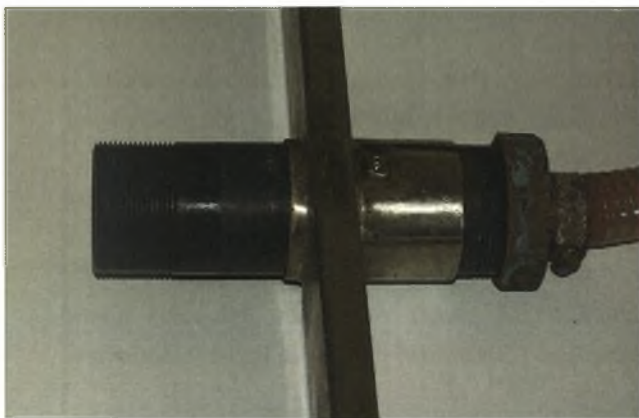
Ορθογωνική δεξαμενή: Η δεξαμενή έχει σχήμα ορθογωνίου παραλληλεπίπεδου. Οι κατακόρυφες πλευρές της είναι κατασκευασμένες από γυαλί, πάχους 1.25cm, ενώ η βάση είναι διαφανής κατασκευασμένη από Plexiglas πάχους 1.50cm (Σχήμα 2.2). Οι εσωτερικές διαστάσεις της δεξαμενής είναι 80x80 cm² και το βάθος της 94cm. Η δεξαμενή είναι τοποθετημένη σε υπερυψωμένη μεταλλική βάση. Σε δύο απέναντι (παράλληλες) κατακόρυφες πλευρές της δεξαμενής έχουν σχεδιαστεί με ανεξίτηλο μαρκαδόρο τετραγωνικοί κανάβι πλευράς 5cm. Η αρχή τους έχει σχεδιαστεί σε απόσταση 5cm από το χείλος της δεξαμενής διάχυσης. Σε απόσταση περίπου 4.5 μέτρων από την εμπρόσθια όψη της δεξαμενής τοποθετείται προβολέας διαφανειών (slide projector).

Με τη βοήθεια των δύο κανάβων μπορούμε να μετράμε το πραγματικό βάθος της φλέβας τη κάθε χρονική στιγμή, κινηματογραφώντας την προβολή του σκιαγραφήματος της διαχεόμενης φλέβας με τη χρήση κάμερας. Η κάμερα τοποθετείται σε απόσταση περίπου ενός μέτρου από την πίσω όψη της δεξαμενής. Σε κάθε πείραμα ρυθμίζεται το ακροφύσιο να βρίσκεται στο ίδιο οριζόντιο επίπεδο με αυτό της αρχής των δύο κανάβων.



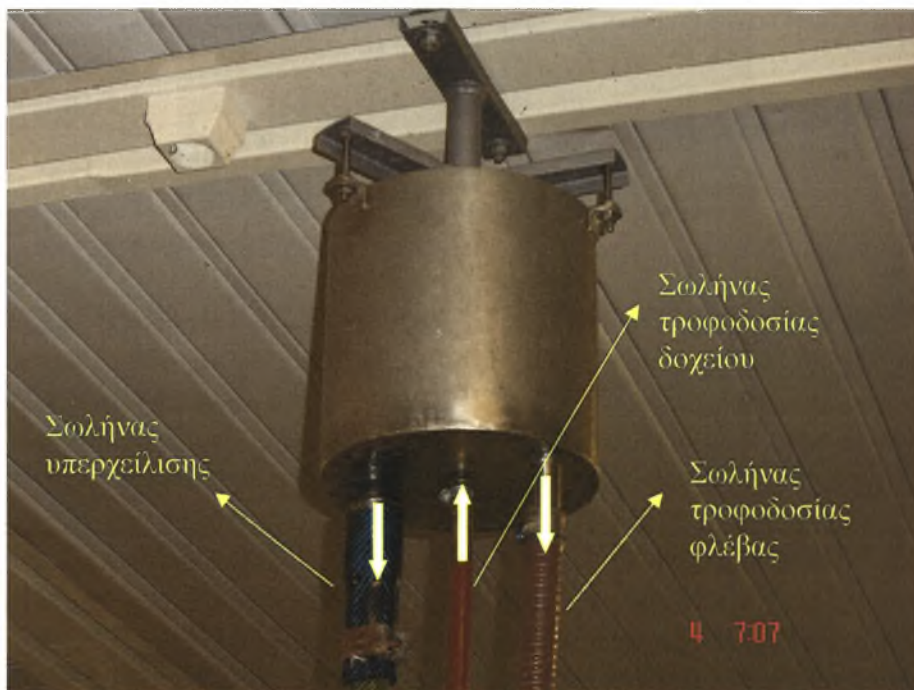
Σχήμα 2.2 Ορθογωνική δεξαμενή

Συσκευή δημιουργίας της φλέβας (jet plenum): Ο μηχανισμός δημιουργίας της φλέβας είναι τοποθετημένος πάνω σε ανοξείδωτη τραβέρσα και αποτελείται από ένα σωλήνα PVC διαμέτρου 4 cm και μήκους 25 cm, στα άκρα του οποίου έχει προσαρμοστεί ορειχάλκινο τεμάχιο εισόδου του νερού της φλέβας και ορειχάλκινο τεμάχιο με σπείρωμα για την εφαρμογή των ακροφυσίων (Σχήμα 2.3). Στο τμήμα εξόδου προσαρμύζονται τα ακροφύσια από τα οποία γίνεται η εκροή της φλέβας. Στο εσωτερικό και σε μήκος 6cm έχει τοποθετηθεί κυψελοδιάφραγμα (honeycomb) από καλαμάκια διαμέτρου 0.5cm, για την καταστροφή των μεγάλων δινών κατά την είσοδο του νερού από το σωλήνα εισόδου στο θάλαμο δημιουργίας της φλέβας. Χρησιμοποιήθηκαν ακροφύσια κυκλικής διατομής 0.5, 1.0, 1.5, 2.0cm αλλά και μη κυκλικής (ορθογωνικής, τετραγωνικής και τριγωνικής). Τα χαρακτηριστικά των μή κυκλικών ακροφυσίων περιγράφονται στο Παράρτημα Β.



Σχήμα 2.3 Συσκευή δημιουργίας jet, πριν και αφού μονταριστεί το ακροφύσιο.

Δοχείο σταθερής στάθμης: Το δοχείο σταθερής στάθμης είναι ένα ανοξείδωτο κυλινδρικό δοχείο αναρτημένο από την οροφή του κτιρίου του εργαστηρίου (Σχήμα 2.4). Στον πυθμένα του υπάρχουν τρεις απολήξεις σωλήνων διαφορετικών διαμέτρων. Ο σωλήνας με τη μεγαλύτερη διάμετρο (1") είναι ο σωλήνας υπερχειλίσσης, του οποίου το χείλος στο εσωτερικό του δοχείου αποτελεί και το ύψος της σταθερής στάθμης. Το δοχείο τροφοδοτείται με καθαρό νερό από τη βοηθητική δεξαμενή με βυθιζόμενη αντλία, από τον ένα σωλήνα, ενώ ο άλλος σωλήνας του οποίου το χείλος βρίσκεται στον πυθμένα του δοχείου χρησιμοποιείται για την τροφοδοσία της φλέβας. Όταν το δοχείο σταθερής στάθμης υπερχειλίσει, το ροόμετρο ρυθμίζεται έτσι ώστε η φλέβα να έχει συγκεκριμένη παροχή, ενώ το πλεονάζον νερό επιστρέφει μέσω του σωλήνα υπερχειλίσσης στη βοηθητική δεξαμενή. Για να λειτουργεί σωστά το δοχείο σταθερής στάθμης, θα πρέπει κάθε φορά, η παροχή αντλίας με την οποία τροφοδοτείται από τη βοηθητική δεξαμενή, να είναι μεγαλύτερη από την παροχή της φλέβας ώστε να λειτουργεί πάντα η υπερχειλίση και να έχουμε σταθερό πιεζομετρικό φορτίο.



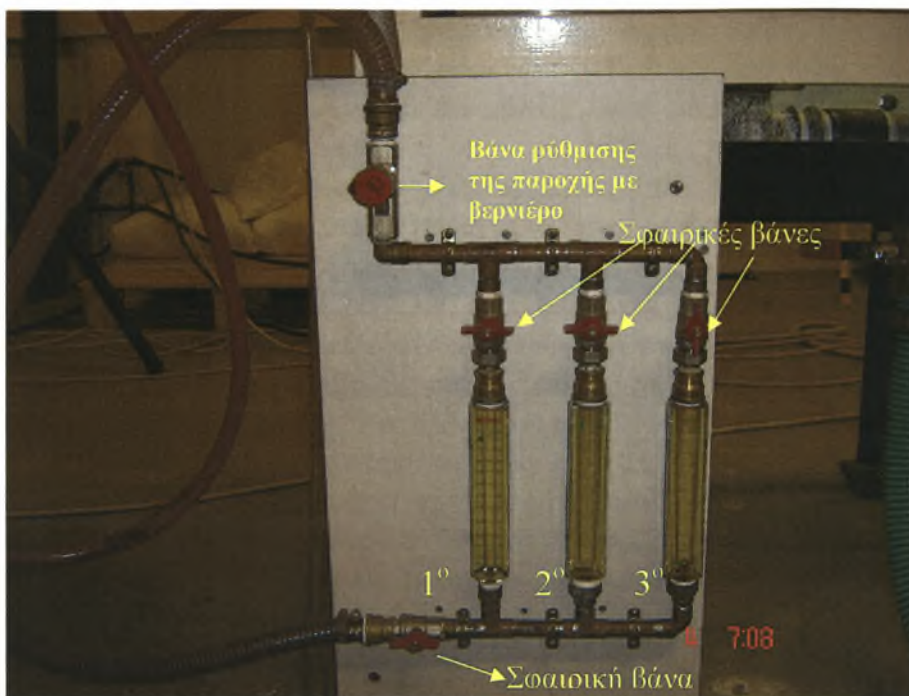
Σχήμα 2.4 Δοχείο σταθερής στάθμης

Αντλία: Η τοποθετημένη στη βοηθητική δεξαμενή αντλία, είναι βυθιζόμενη, φυγοκεντρική και χρησιμεύει στην τροφοδοσία του δοχείου σταθερής στάθμης. Έχει κυλινδρικό σχήμα και είναι κατασκευασμένη από πλαστικό. Η αναρρόφηση γίνεται από τον πυθμένα της, ενώ ο σωλήνας κατάθλιψης βρίσκεται στο πλάι, στον οποίο έχει τοποθετηθεί βάνες για τη ρύθμιση της παροχής. Διαθέτει διακόπτη υδραργύρου τύπου πλωτήρα, για την αυτόματη διακοπή λειτουργίας της όταν η στάθμη του νερού μειωθεί κάτω από το κατώτερο όριο. Στο Σχήμα 2.5 φαίνεται η φυγοκεντρική αντλία φωτογραφημένη πλάι στη βοηθητική δεξαμενή.



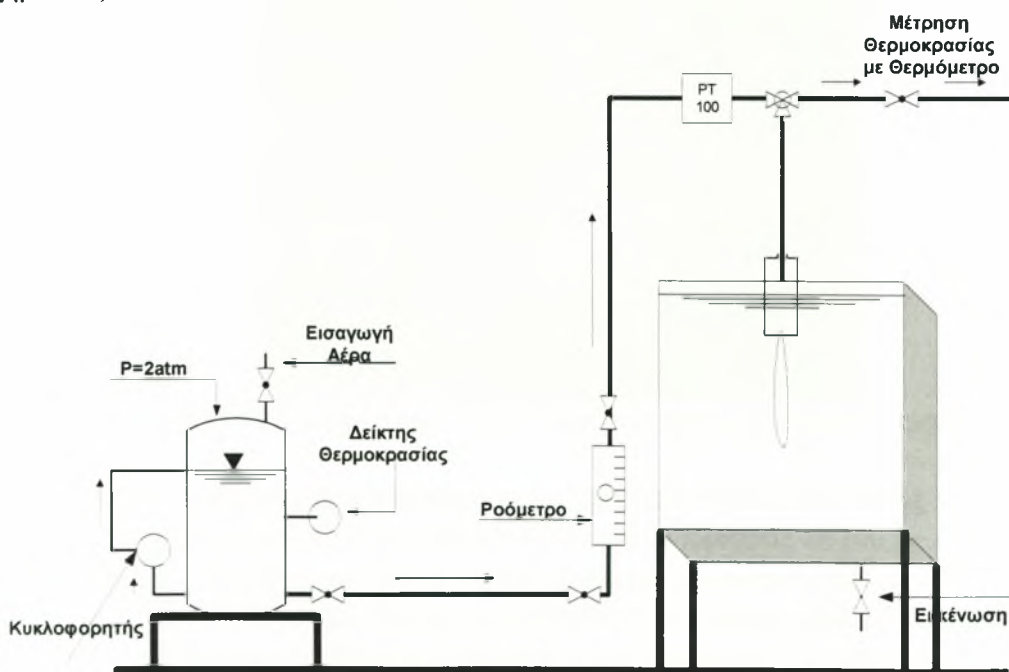
Σχήμα 2.5 Φυγοκεντρική Αντλία

Ροόμετρα: Στα πειράματα με αλατόνερο, αλλά και σ' αυτά με θερμό νερό χρησιμοποιήθηκαν τρία ροόμετρα. Το εύρος παροχής που μετράμε με το πρώτο ροόμετρο κυμαίνεται από 0.06 lt/min έως 0.55 lt/min, με το δεύτερο από 0.2 lt/min έως 2.0 lt/min και το τρίτο από 2.0 lt/min έως 10.0 lt/min. Τα τρία ροόμετρα είναι συνδεδεμένα παράλληλα και στερεωμένα κατακόρυφα σε ξύλινη βάση, στο χαλύβδινο πλαίσιο έδρασης της δεξαμενής (Σχήμα 2.6). Η είσοδος των τριών παράλληλα συνδεδεμένων ροομέτρων συνδέεται με την δεξαμενή σταθερής στάθμης για τα πειράματα με αλατόνερο ή με θερμοσίφωνα υπό πίεση για τα πειράματα με θερμό νερό (βλ. επόμενη παράγραφο). Η επιθυμητή παροχή της φλέβας ρυθμίζεται με μία βάνα ακριβείας με βερνιέρο τοποθετημένη στο σωλήνα εξόδου των τριών ροομέτρων. Υπάρχουν επίσης τέσσερις σφαιρικές βάνες, μία στην έξοδο κάθε ροομέτρου και μία στον κοινό σωλήνα εισόδου των τριών, για τη διακοπή της ροής κατά βούληση. Η φλέβα τροφοδοτείται από εύκαμπτο πλαστικό σωλήνα που συνδέει το σωλήνα εξόδου των ροομέτρων, με το τεμάχιο εισόδου του θαλάμου δημιουργίας της φλέβας.



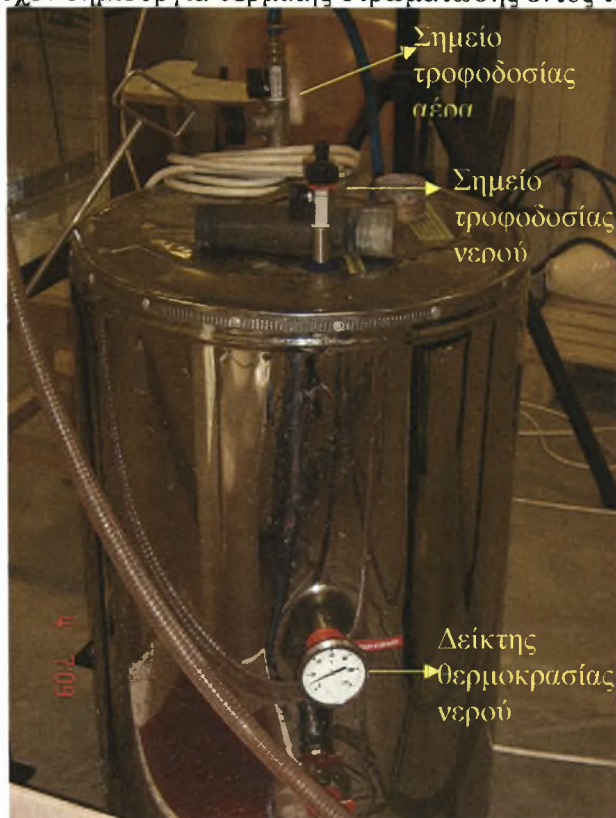
Σχήμα 2.6 Σύστημα ρομέτρων

2.1.2 Πειράματα με θερμό νερό. Η πειραματική συσκευή, για τα πειράματα με θερμό νερό, αποτελείται από την ίδια γυάλινη ορθογωνική δεξαμενή διάχυσης με βάση από Plexiglas, την ίδια συσκευή δημιουργίας jet, ένα θερμοσίφωνα με είσοδο πεπιεσμένου αέρα, ένα θερμοστοιχείο ταχείας απόκρισης για τον προσδιορισμό της θερμοκρασίας της φλέβας και τα τρία ροόμετρα. Για την καταγραφή των πειραμάτων με θερμό νερό, χρησιμοποιήθηκε η ίδια διάταξη που χρησιμοποιήθηκε στα πειράματα με αλατόνερο (Σχήμα 2.7).



Σχήμα 2.7 Διάγραμμα ροής πειραμάτων με θερμό νερό.

Θερμοσίφωνα: Στα πειράματα αυτά η τροφοδοσία του θερμού νερού, αρχικά στα ροόμετρα και έπειτα στη συσκευή δημιουργίας του jet, γίνεται από έναν θερμοσίφωνα. Ο θερμοσίφωνας έχει κυλινδρικό σχήμα, με διαστάσεις, ύψος 1m και διάμετρο 0.50m (Σχήμα 2.8) και είναι κατασκευασμένος από ανοξείδωτο χάλυβα. Εξωτερικά περιβάλλεται από ένα μεταλλικό ανοξείδωτο κάλυμμα της στρώσης μονωτικού. Είναι χωρητικότητας 60lt και αντέχει σε πίεση 10atm. Στο πάνω μέρος του υπάρχουν δύο σωλήνες εισόδου με ταχυσυνδέσμους και στρόφιγγες, η μία από τις οποίες τροφοδοτεί το θερμοσίφωνα με νερό και η άλλη με αέρα, ώστε να επιτευχθεί η επιθυμητή πίεση. Στο σωλήνα εισαγωγής αέρα έχει εγκατασταθεί μανόμετρο για τον προσδιορισμό της πίεσης του δοχείου. Τα πειράματα πραγματοποιήθηκαν με πίεση δοχείου 2atm. Στον πυθμένα υπάρχει σωλήνας εκκένωσης του θερμοσίφωνα. Ο δείκτης θερμοκρασίας του νερού έχει τοποθετηθεί στο κατακόρυφο τοίχωμα του θερμοσίφωνα. Ο σωλήνας τροφοδοσίας της φλέβας με θερμό νερό, εξέρχεται από σημείο κοντά στον πυθμένα του θερμοσίφωνα και ελέγχεται με σφαιρική βάνα. Στο πλάι του θερμοσίφωνα έχει τοποθετηθεί κυκλοφορητής που λειτουργεί κατά τη διαδικασία θέρμανσης του νερού, ώστε να αποφεύγεται τυχόν δημιουργία θερμικής στρωμάτωσης εντός του δοχείου.



Σχήμα 2.8 Θερμοσίφωνας, δοχείο σταθερής θερμοκρασίας και πίεσης.

Θερμοαντίσταση ταχείας απόκρισης: Για τη μέτρηση της θερμοκρασίας του νερού της φλέβας, χρησιμοποιήθηκε ένα θερμοστοιχείο τύπου πλατίνας PT100 με αντίσταση 100Ω στους 0 °C. Αύξηση της θερμοκρασίας συνεπάγεται αύξηση της αντίστασης του θερμοστοιχείου. Η ρύθμισή του έγινε με εμβάπτιση του σε θερμό νερό για διαφορετικές θερμοκρασίες νερού και η καμπύλη ρύθμισης του θερμοστοιχείου προκύπτει από την εξίσωση:

$$T = \frac{R_0 - \frac{V_0}{I_E}}{-0.5(R_0 A + \sqrt{R_0^2 A^2 - 4R_0 B(R_0 - \frac{V_0}{I_E})})} \quad (2-1)$$

όπου

$I_E = 1 \text{ mA}$ (πηγή σταθερού ρεύματος)

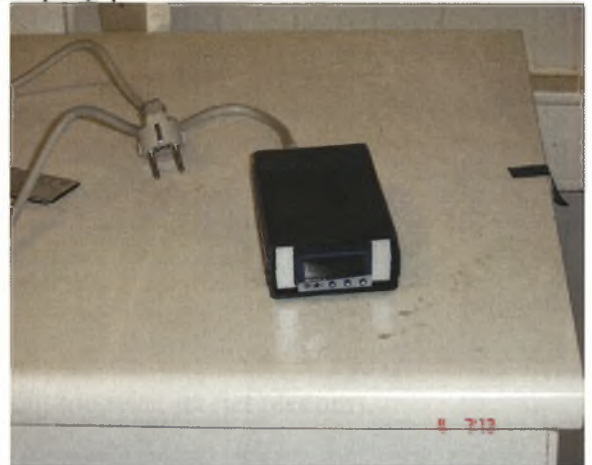
$A = 3.9 \cdot 10^{-3}$

$B = -5.80195 \cdot 10^{-3}$

$R_0 = 100 \Omega$ και

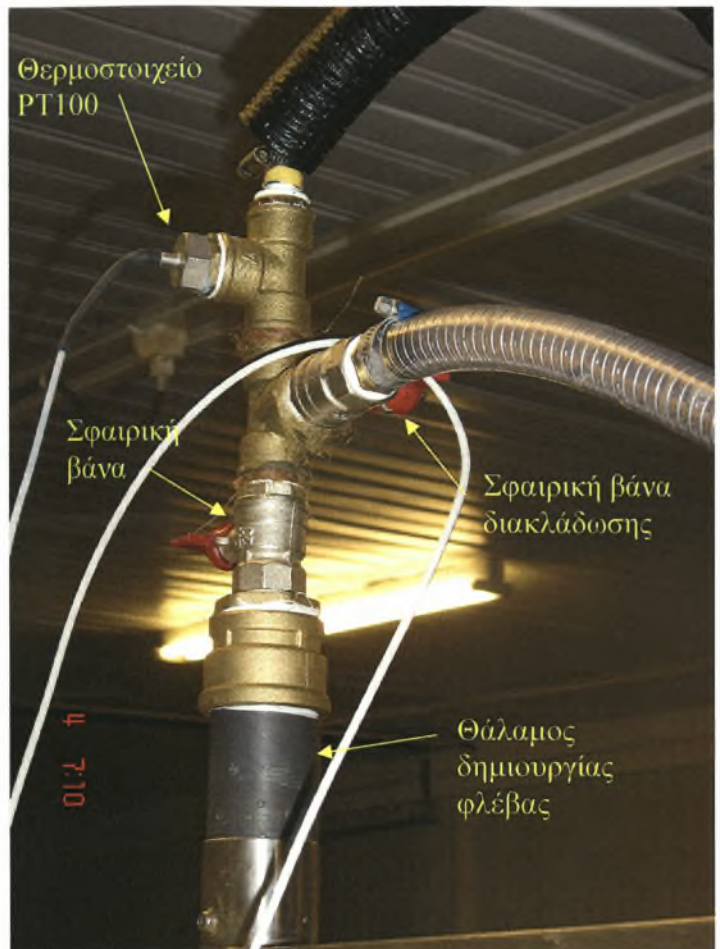
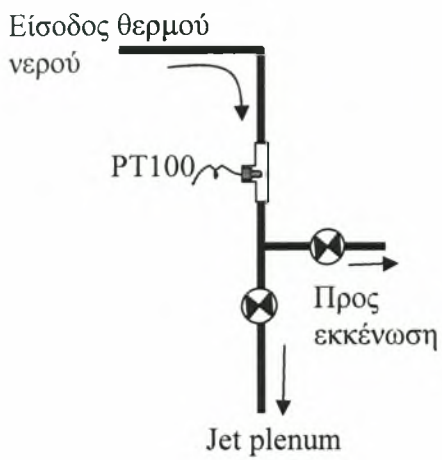
$V_0 =$ η τάση στα άκρα του PT100.

Από την καμπύλη ρύθμισης του θερμοστοιχείου μπορούμε να παρακολουθούμε τη θερμοκρασία του νερού της φλέβας, είτε σε ψηφιακή οθόνη, είτε μέσω του υπολογιστή δειγματοληψίας και επεξεργασίας των πειραματικών μετρήσεων.



Σχήμα 2.9 Θερμοστοιχείο PT100 και οθόνη ψηφιακής ένδειξης της θερμοκρασίας.

Συσκευή δημιουργίας jet (jet plenum): Η συσκευή δημιουργίας της φλέβας είναι αυτή που χρησιμοποιήθηκε στα πειράματα με αλατόνερο (Σχήμα 2.3). Η μόνη διαφορά είναι ότι για τα πειράματα με θερμό νερό, πριν από το τεμάχιο εισόδου της συσκευής, παρεμβάλλεται μια διακλάδωση αποχέτευσης και η θερμοαντίσταση ταχείας απόκρισης PT100 για τον έλεγχο της θερμοκρασίας του νερού της φλέβας (Σχήμα 2.10). Η διάταξη αυτή χρησιμεύει στον έλεγχο και διόρθωση της πραγματικής θερμοκρασίας της φλέβας θερμού νερού. Η θερμοαντίσταση ταχείας απόκρισης μετράει τη θερμοκρασία του νερού προτού αυτό εισέλθει στο θάλαμο δημιουργίας της φλέβας, ενώ παράλληλα ανοίγεται η βάννα της διακλάδωσης προς την εκκένωση και μετράται η θερμοκρασία του νερού με θερμόμετρο. Μόλις παρατηρηθούν μικρές αποκλίσεις μεταξύ των παραπάνω θερμοκρασιών κλείνουμε τη βάννα της διακλάδωσης εκκένωσης και ανοίγουμε τη βάννα που οδηγεί το θερμό νερό στο θάλαμο δημιουργίας της φλέβας.



Σχήμα 2.10 Σύνδεση σωλήνων πριν την συσκευή δημιουργίας jet (jet plenum).

2.2 Ρύθμιση Ροομέτρων

Το ροόμετρο είναι το όργανο ρύθμισης της παροχής της φλέβας. Για όλα τα πειράματα χρησιμοποιήθηκαν τρία ροόμετρα. Και τα τρία αποτελούνται από έναν κατακόρυφο διαφανή διαβαθμισμένο σωλήνα, μέσα στον οποίο κινείται μια μεταλλική σφαίρα, η οποία ανάλογα με την εισερχόμενη παροχή (δυναμική άνωση) στο ροόμετρο σταθεροποιείται στην εκάστοτε στάθμη. Στο πρώτο ροόμετρο η μετρούμενη παροχή κυμαίνεται από 0.06 lt/min έως 0.55 lt/min, στο δεύτερο από 0.2 lt/min έως 2.0 lt/min, ενώ στο τρίτο από 2.0 lt/min έως 10.0 lt/min. Τα τρία κατακόρυφα ροόμετρα είναι συνδεδεμένα παράλληλα και στερεωμένα σε μια ξύλινη βάση στο κάτω μέρος της δεξαμενής. Η είσοδος του συστήματος των τριών παράλληλα συνδεδεμένων ροομέτρων συνδέεται με την δεξαμενή σταθερής στάθμης για τα πειράματα με αλατόνερο και με τον θερμοσίφωνα υπό πίεση για τα πειράματα με θερμό νερό. Η παροχή ελέγχεται με μια σφαιρική βάνα στον κοινό σωλήνα εισόδου των ροομέτρων, ενώ η επιλογή τους γίνεται με το άνοιγμα μιας εκ των τριών σφαιρικών βανών που είναι τοποθετημένες από μία στις εξόδους των ροομέτρων. Η ακριβής ρύθμισης της παροχής επιτυγχάνεται με μια βάνα ακριβείας με βερνιέρο, τοποθετημένη στον κοινό σωλήνα εξόδου των ροομέτρων. Η τροφοδοσία της φλέβας επιτυγχάνεται με εύκαμπτο σωλήνα που συνδέει το σωλήνα εξόδου των ροομέτρων μετά τη βάνα ακριβείας με το τεμάχιο εισόδου του θαλάμου της φλέβας.

Η ρύθμιση των ροομέτρων έγινε με τη χρήση ογκομετρικού σωλήνα και χρονομέτρου. Για κάθε ροόμετρο έγινε ξεχωριστή ρύθμιση ως εξής: Κρατώντας την παροχή σταθερή σε ένα ροόμετρο (σταθερή ένδειξη F_1 του σωλήνα του ροομέτρου), μετρήθηκε ο χρόνος t_i για να πληρωθεί ο ογκομετρικός σωλήνας μέχρι τη στάθμη που αντιστοιχεί σε όγκο V_i . Η μετρημένη παροχή $Q_i = V_i/t_i$ επομένως αντιστοιχεί στην ένδειξη του ροομέτρου F_i . Οι τιμές που προέκυψαν φαίνονται στους πίνακες που παρατίθενται στο Παράρτημα Γ. Από τα ζεύγη τιμών (Q_i, F_i) για κάθε ένα ροόμετρο, προσδιορίσαμε την ευθεία των ελαχίστων τετραγώνων που συνδέει γραμμικά την παροχή Q με την ένδειξη F του ροομέτρου.

2.2.1 Ρύθμιση πρώτου (μικρότερου) ροομέτρου. Το διάγραμμα της ρύθμισης του 1^{ου} ροομέτρου, φαίνεται στο Σχήμα 2.11, η δε γραμμική συσχέτιση ανάμεσα στην ένδειξη του ροομέτρου και την παροχή δίδεται από τη σχέση

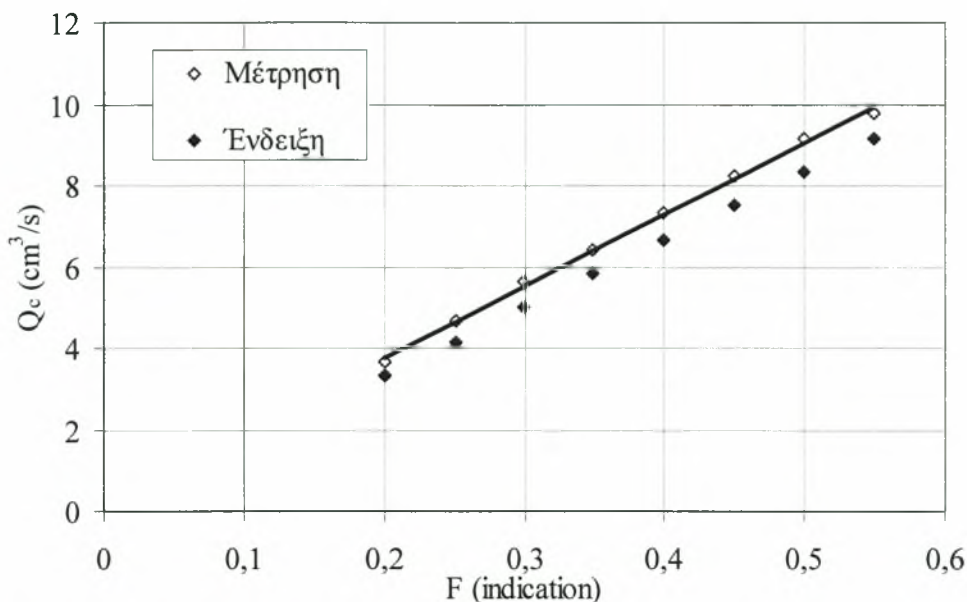
$$Q_1 = 17.632F_1 + 0.2511. \quad (2-2)$$

Στην παραπάνω σχέση η παροχή Q_1 αντιστοιχεί σε cm^3/s , ενώ η ένδειξη F_1 του 1^{ου} ροομέτρου είναι σε l/min . Ο συντελεστής συσχέτισης είναι $R^2=0.998$.

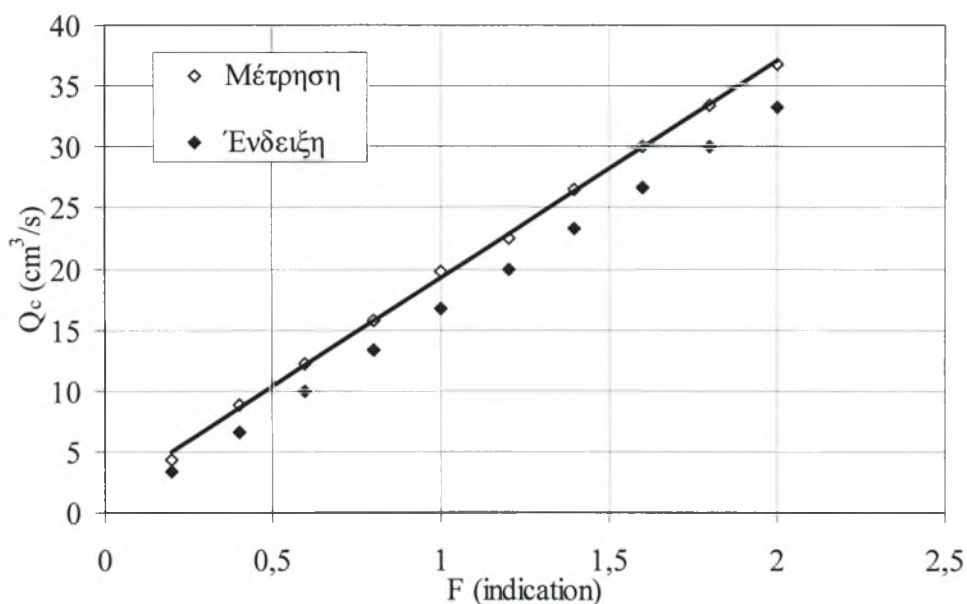
2.2.2 Ρύθμιση δεύτερου ροομέτρου. Η ρύθμιση του 2^{ου} ροομέτρου παρατίθεται στο Σχήμα 2.12, η δε γραμμική σχέση ρύθμισης, είναι

$$Q_2 = 17.78F_2 + 1.3747 \quad (2-3)$$

Η παροχή Q_2 αντιστοιχεί σε cm^3/s , ενώ η ένδειξη F_2 του 2^{ου} ροομέτρου είναι σε l/min . Ο συντελεστής συσχέτισης είναι $R^2=0.991$ (μεγαλύτερο σφάλμα απόκλισης από το 1^ο ροόμετρο).



Σχήμα 2.11: Ρύθμιση πρώτου ροομέτρου.

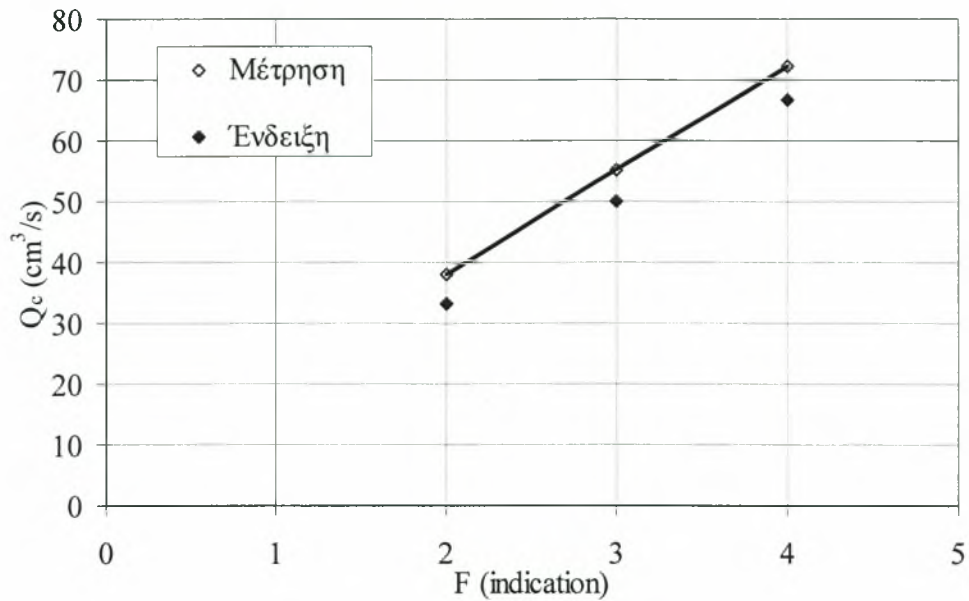


Σχήμα 2.12: Ρύθμιση δευτέρου ροομέτρου

2.2.3 Ρύθμιση τρίτου ροομέτρου. Κατά παρόμοιο τρόπο επιτεύχθηκε και η ρύθμιση του 3^{ου} ροομέτρου. Η καμπύλη ρύθμισης του 3^{ου} ροομέτρου (Σχήμα 2.13) δίδεται από τη γραμμική σχέση

$$Q_3 = 17.128F_3 + 3.7855. \quad (2-4)$$

Η παροχή Q_3 αντιστοιχεί σε cm^3/s , ενώ η ένδειξη F_3 του 3^{ου} ροομέτρου είναι σε l/min . Ο συντελεστής συσχέτισης είναι $R^2=1$.



Σχήμα 2.13: Ρύθμιση τρίτου ροομέτρου

Κατά τη διάρκεια των ρυθμίσεων των τριών ροομέτρων, ο σωλήνας από τον οποίο διέρχεται η μετρούμενη παροχή, έπρεπε να είναι πλήρης με νερό και να μην περιέχει φυσαλίδα αέρα (συνθήκη παρόμοια με τη συνθήκη λειτουργίας της φλέβας), που θα επηρέαζε πιθανά τη μέτρηση.

2.3 Προετοιμασία πειραματικών συσκευών

Πραγματοποιήθηκαν δύο σειρές πειραμάτων, για τις οποίες η (ελαφρύτερη) φλέβα ήταν κατακόρυφη με κατεύθυνση προς τα κάτω. Στην πρώτη σειρά, το περιβάλλον υγρό είναι αλατόνερο και το υγρό της φλέβας νερό της βρύσης, που είναι ελαφρύτερο από αυτό του αποδέκτη. Στη δεύτερη σειρά πειραμάτων, το υγρό του αποδέκτη ήταν νερό βρύσης στη θερμοκρασία περιβάλλοντος, ενώ το υγρό της φλέβας ήταν νερό βρύσης με μεγαλύτερη θερμοκρασία, και κατά συνέπεια ελαφρύτερο από αυτό του αποδέκτη. Σε όλα τα πειράματα μετρήθηκαν, για κάθε παροχή, το μέγιστο αρχικό ύψος διείσδυσης της φλέβας και η μέση στάθμη διείσδυσης της μόνιμης ροής.

2.3.1 Πειράματα με αλατόνερο. Κατά τη διεξαγωγή των πειραμάτων με αλατόνερο ακολουθήθηκε η διαδικασία που περιγράφουμε στη συνέχεια. Αρχικά γεμίζαμε τη δεξαμενή διάχυσης με καθαρό νερό της βρύσης, στο οποίο προσθέταμε την κατάλληλη ποσότητα αλατιού, ώστε να επιτευχθεί η απαιτούμενη πυκνότητα του ακίνητου αποδέκτη. Η πυκνότητα του αποδέκτη ήταν διαφορετική σε κάθε πείραμα, σύμφωνα με τον επιθυμητό αρχικό αριθμό του Richardson της φλέβας, που εξαρτάται εκτός από την πυκνομετρική διαφορά, από το μέγεθος του ακροφυσίου και την παροχή της φλέβας. Το υγρό της φλέβας ήταν σε όλα τα πειράματα, καθαρό νερό της βρύσης σε θερμοκρασία δωματίου. Στη συνέχεια γεμίζαμε τη βοηθητική δεξαμενή με νερό της βρύσης και θέταμε σε λειτουργία την αντλία τροφοδοσίας του δοχείου σταθερής στάθμης.

Στην έξοδο του θαλάμου δημιουργίας της φλέβας τοποθετούσαμε το κατάλληλο ακροφύσιο. Ο άξονας του ακροφυσίου από το οποίο γίνεται η εκροή της φλέβας είναι κατακόρυφος. Με το σύστημα τροφοδοσίας της φλέβας (δοχείο σταθερής στάθμης, σωληνώσεις και θάλαμος δημιουργίας της φλέβας) γεμάτο με νερό για την αποφυγή της αναρρόφησης αέρα από το ακροφύσιο, το ακροφύσιο σφραγίζεται και η συσκευή δημιουργίας της φλέβας αναποδογυρίζεται. Ο θάλαμος δημιουργίας της φλέβας με το σφραγισμένο ακροφύσιο τοποθετείται κατακόρυφα μέσα στο νερό και αποσφραγίζεται. Δεδομένου δε ότι το νερό της φλέβας είναι ελαφρύτερο από αυτό του αποδέκτη, η ισορροπία των δύο υγρών είναι ευσταθής και κατά συνέπεια δεν υπάρχει εκροή υγρού της φλέβας στη δεξαμενή διάχυσης.

Προηγουμένως έχει ρυθμιστεί κατά προσέγγιση η παροχή της φλέβας, με τη χρήση του κατάλληλου ροομέτρου και της βάνας ακριβείας ως ακολούθως. Ανοίγονται η βάνα τροφοδοσίας των ροομέτρων καθώς επίσης και η βάνα του κατάλληλου ροομέτρου με το οποίο θα μετρηθεί η παροχή. Με τη βοήθεια της βάνας ακριβείας ρυθμίζεται η παροχή στο επιθυμητό επίπεδο. Κατόπιν κλείνουμε τη σφαιρική βάνα τροφοδοσίας, αναδεύουμε το αλατόνερο στη δεξαμενή μέχρι να ομογενοποιηθεί και το αφήνουμε να ηρεμήσει πλήρως για είκοσι περίπου λεπτά. Με το πυκνόμετρο, μετρούμε την πυκνότητα του νερού της δεξαμενής ρ_a , ενώ με ένα θερμόμετρο μετρούμε τη θερμοκρασία του νερού στη δεξαμενή τροφοδοσίας της φλέβας για τον προσδιορισμό της πυκνότητάς της.

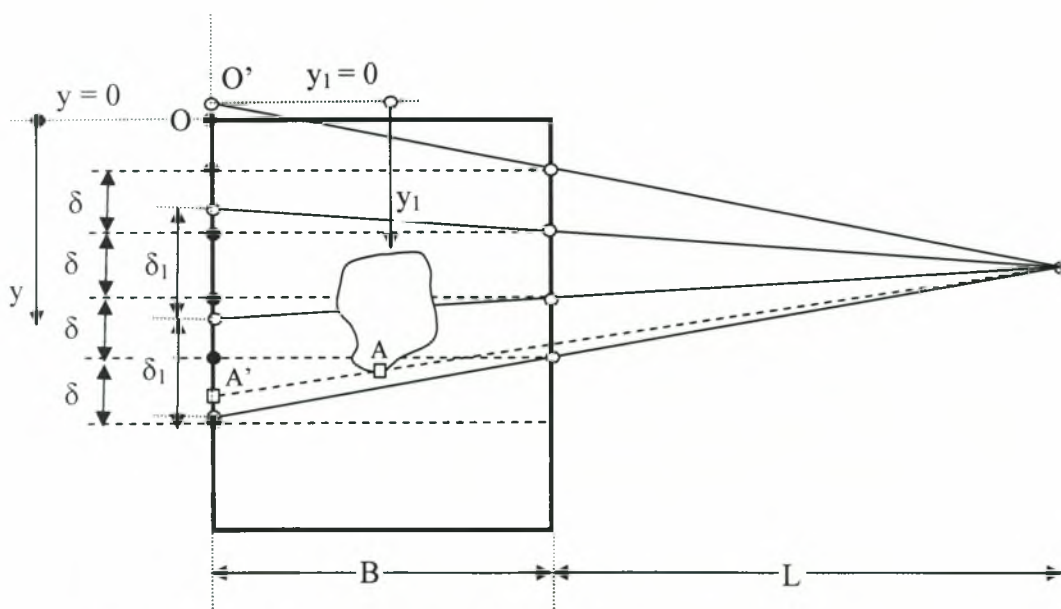
Τόσο στην εμπρόσθια, όσο και στην απέναντι πλευρά της δεξαμενής διάχυσης έχουν χαραχθεί με ανεξίτηλο μαρκαδόρο κάναβοι με ισοδιάσταση 5cm X 5cm. Για να είναι οπτικά εμφανής η διάχυση της φλέβας, ώστε να μπορεί να προσδιοριστεί το βάθος διείσδυσης, σε απόσταση 4,5m από την εμπρόσθια όψη της κύριας δεξαμενής

τοποθετείται ένας προβολέας διαφανειών που φωτίζει τη φλέβα. Το ίχνος σκιάς της φλέβας (λόγω μεταβολών του δείκτη διάθλασης που προκύπτουν από την ανάμειξη των δύο υγρών) και ο πρόσθιος κανάβος προβάλλονται πάνω στο ριζόχαρτο που έχει τοποθετηθεί στην απέναντι πλευρά της δεξαμενής. Τέλος, τίθεται σε λειτουργία η βιντεοκάμερα και ο προβολέας διαφανειών.

2.3.2 Πειράματα με θερμό νερό. Κατά τη διεξαγωγή των πειραμάτων με θερμό νερό ακολουθήθηκε η διαδικασία που περιγράφουμε στη συνέχεια. Έγινε πλήρωση της κύριας δεξαμενής και του θερμοσίφωνα με καθαρό νερό βρύσης. Η θερμοαντίσταση ταχείας απόκρισης (PT100) που χρησιμοποιήθηκε, εγκαταστάθηκε σε ΤΑΥ πριν το τεμάχιο εισόδου της διάταξης δημιουργίας της φλέβας στη δεξαμενή, ώστε να μετράει τη θερμοκρασία εισόδου της φλέβας στην δεξαμενή (Σχήμα 2.10).

Η περαιτέρω διαδικασία είναι αυτή που περιγράφεται στο προηγούμενο εδάφιο.

2.3.3 Περιγραφή της μεθόδου μέτρησης βάθους της φλέβας. Προβάλλουμε τη φλέβα της οποίας ο άξονας βρίσκεται στο επίπεδο συμμετρίας μέσα στο δοχείο διάχυσης ως προς τον άξονα που είναι κάθετος στη διεύθυνση της προβολής. Επομένως, στο επίπεδο φωτογράφησης παρατηρούμε δύο κανάβους, αυτόν που ανήκει στο εν λόγω επίπεδο και την προβολή της απέναντι διαφανούς πλευράς του δοχείου διάχυσης. Εάν το πλάτος του δοχείου διάχυσης είναι B και η απόσταση του προβολέα από την μπροστινή πλευρά του δοχείου L , τότε η διάσταση ανάμεσα σε δύο διαδοχικές γραμμές του κανάβου που προβάλλεται είναι $(L+B)/L >$ πραγματικής διάστασης. Η προβολή του ορίου της φλέβας προκύπτει σαν το ημίθροισμα της προβολής σε σχέση με τους δύο κανάβους. Βέβαια, θα πρέπει να ληφθεί υπόψη και η μετακίνηση της ακτίνας προβολής μέσα στο νερό, λόγω αλλαγής του δείκτη διάθλασης, για την εκτίμηση του σφάλματος στη μέτρηση (βλ. υποκεφάλαιο 3.3).



Σχήμα 2.14 Προβολή του ορίου της φλέβας

Από ομοιότητα προκύπτει ότι:

$$\delta_1 = \delta \frac{L+B}{B} \quad (2-5)$$

και η προβολή του σημείου A (οριακή γραμμή της φλέβας) είναι το σημείο A' του οποίου οι δύο τεταγμένες ως προς τα συστήματα Oy και O'y' είναι οι OA' και O'A', το ημιάθροισμα των οποίων μας δίνει την απόλυτη στάθμη του A.

Και οι δύο κানাβοι έχουν κατακόρυφο άξονα συμμετρίας, έτσι ώστε αν προβάλλεται οριζόντια οποιοδήποτε σημείο του ενός στο άλλο θα συμπέσει σε σημείο με ίδια τεταγμένη (βάθος y). Οι κানাβοι έχουν σχηματιστεί με ανεξίτηλο μαρκαδόρο στην εμπρόσθια και πίσω πλευρά της δεξαμενής. Η αρχή των δύο κανάβων και το σημείο εξόδου της φλέβας βρίσκονται στο ίδιο σημείο οριζόντιο επίπεδο. Αυτό επιτυγχάνεται τοποθετώντας την συσκευή δημιουργίας της φλέβας σε τέτοιο ύψος ώστε η έξοδος του ακροφυσίου να είναι στο ίδιο οριζόντιο επίπεδο με αυτό των κανάβων. Τυπικό παράδειγμα υπολογισμού του βάθους διείδυσης μιας φλέβας παρατίθεται στο Παράρτημα ΣΤ.

2.4 Εκτέλεση πειράματος

2.4.1 Πειράματα με αλατόνερο. Για κάθε τύπο ακροφυσίου, κυκλικού και μη, για διάφορες τιμές του αρχικού αριθμού Richardson R_0 της φλέβας, κινηματογραφείται η διάχυση της φλέβας στον αποδέκτη και με τη διαδικασία που περιγράφεται στην παραπάνω παράγραφο, μετράται το μέγιστο αρχικό βάθος διείδυσης της φλέβας και το βάθος διείδυσης σταθεροποίησης (της μόνιμης ροής).

2.4.2 Πειράματα με θερμό νερό. Στα πειράματα αυτά, τόσο το ρευστό της εκτοξευόμενης φλέβας όσο και αυτό του αποδέκτη, είναι πόσιμο νερό. Το νερό της φλέβας θερμαίνεται στο θερμοσίφωνα. Μετρίεται μόνο το ύψος σταθεροποίησης της φλέβας και όχι και το μέγιστο ύψος αυτής, γιατί αρχικά η φλέβα βρίσκεται σε μετάβαση από απλή (ισοθερμοκρασιακή) φλέβα μέχρι να εκτοπισθεί το νερό του θαλάμου της φλέβας από ζεστό νερό, σε πλήρως ανωστική με αρνητική άνωση, προτού αυτή γίνει μόνιμη. Η περιγραφή της ροής καθώς και η διαδικασία θέρμανσης του κυκλώματος της φλέβας γίνονται αναλυτικά στο εδάφιο 2.5.2.

2.5 Περιγραφή Τυπικού Πειράματος

2.5.1 Πειράματα με αλατόνερο. Στην ενότητα αυτή θα περιγραφεί το πείραμα διάχυσης φλέβας κυκλικής διατομής, διαμέτρου 0.5cm, καθαρού πόσιμου νερού σε αλατόνερο. Η παροχή ρυθμίστηκε στα 0.4 l/min, από το πρώτο ροόμετρο. Για την παροχή που επιτεύχθηκε χρησιμοποιήθηκε το δοχείο σταθερής στάθμης, δημιουργώντας έτσι ένα ύψος πίεσης ανάμεσα στη δεξαμενή και το ακροφύσιο περίπου 1m. Με τη δημιουργία αυτής της διαφοράς πίεσης επιτυγχάνεται σταθερή ροή της φλέβας.

Αρχικά γεμίζουμε την κύρια δεξαμενή με πόσιμο νερό και διαλύουμε αλάτι μέχρι να πετύχουμε την επιθυμητή πυκνότητα. Κατόπιν με έναν αναδευτήρα ανακατεύουμε καλά το διάλυμα ώστε να γίνει ομογενές και λαμβάνουμε ένα μικρό δείγμα με ένα πλαστικό

δοχείο. Τοποθετούμε το διάλυμα σε έναν ογκομετρικό σωλήνα και με την βοήθεια ενός πυκνομέτρου προσδιορίζουμε την πυκνότητα του διαλύματος που είναι $\rho_a=1.021\text{gr/cm}^3$.

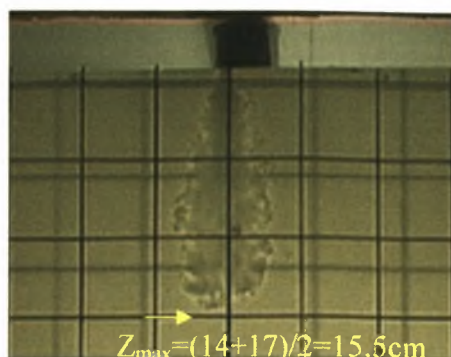
Στη συνέχεια γεμίζουμε τη δεξαμενή διάλυσης με καθαρό νερό. Αυτό αντλείται με υποβρύχια αντλία και διοχετεύεται στο δοχείο σταθερής στάθμης που τροφοδοτεί τη συσκευή δημιουργίας της φλέβας. Η περίσσεια νερού από το σωλήνα υπερχειλίσσης του δοχείου σταθερής στάθμης οδηγείται ξανά στη δεξαμενή διάλυσης. Για να λειτουργεί σωστά το δοχείο σταθερής στάθμης, θα πρέπει κάθε φορά η παροχή της αντλίας να είναι μεγαλύτερη από την παροχή της φλέβας ώστε να λειτουργεί πάντα η υπερχειλίσση και να εξασφαλίζουμε σταθερό πιεζομετρικό φορτίο. Παράλληλα, μετράται με θερμόμετρο ακριβείας 0.1°C η θερμοκρασία του νερού μέσα στη δεξαμενή διάλυσης, για να υπολογιστεί στη συνέχεια η πυκνότητά του. Η θερμοκρασία του νερού βρέθηκε ότι είναι $T=28.8^\circ\text{C}$ και η πυκνότητά του προσδιορίζεται από την εξίσωση:

$$\rho_0 = \frac{-0.0037T^2 - 0.0613T + 1000.5}{1000} \text{ gr/lit} \quad (2-6)$$

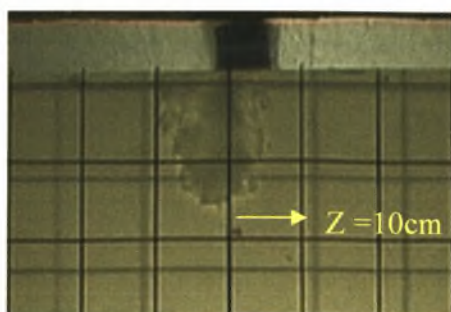
Τίθεται σε λειτουργία η υποβρύχια αντλία και το σύστημα τροφοδοσίας της φλέβας πληρούται με νερό από το δοχείο σταθερής στάθμης. Στη συνέχεια τοποθετείται στο ακροφύσιο ένας φελλός για να εμποδιστεί η εισροή φυσαλίδων αέρα στο σύστημα τροφοδοσίας. Έπειτα ο θάλαμος δημιουργίας της φλέβας στερεώνεται κατακόρυφα στον άξονα συμμετρίας της δεξαμενής διάχυσης, έτσι που το ακροφύσιο να είναι βυθισμένο κάτω από την ελεύθερη επιφάνεια.

Ανοίγεται η σφαιρική βάνα παροχής που συνδέει τη δευτερεύουσα δεξαμενή με το σύστημα των ροομέτρων. Επίσης ανοίγεται η βάνα του πρώτου ροομέτρου και με τη βάνα ακριβείας ρυθμίζεται η επιθυμητή παροχή, 0.4 lt/min και κλείνεται η βάνα παροχής. Με τον αναδευτήρα ανακατεύουμε πολύ καλά το διάλυμα της κύριας δεξαμενής, ώστε να γίνει ομογενές. Παράλληλα θέτουμε σε λειτουργία τον προβολέα και τη βιντεοκάμερα. Επίσης κλείνουμε όλα τα παράθυρα, τις πόρτες και το κλιματιστικό του εργαστηρίου και καλύπτουμε το μεγαλύτερο μέρος της ελεύθερης επιφάνειας της δεξαμενής διάχυσης, για να ελαχιστοποιηθεί τυχόν επίδραση των διατμητικών τάσεων του αέρα στην ελεύθερη επιφάνεια. Μετά περίπου 20 λεπτά της ώρας, αφού το νερό της δεξαμενής διάχυσης έχει ηρεμήσει, ανοίγουμε απότομα τη βάνα τροφοδοσίας και το πείραμα κινηματογραφείται μέχρι η φλέβα να διεισδύσει στο μέγιστο ύψος, περιμένοντας περαιτέρω για να καταγραφεί και το ύψος σταθεροποίησης της.

Όταν ολοκληρωθεί το πείραμα, παύουμε τη λειτουργία της βιντεοκάμερας, ρυθμίζουμε την παροχή στη νέα επιθυμητή τιμή χρησιμοποιώντας ένα από τα τρία ροόμετρα και τη βάνα ακριβείας και κλείνουμε τη βάνα τροφοδοσίας. Με τη βοήθεια του αναδευτήρα αναδεύουμε το διάλυμα της δεξαμενής διάχυσης, ώσπου να γίνει και πάλι ομογενές. Στη συνέχεια, ακολουθούμε την ίδια διαδικασία που περιγράψαμε παραπάνω για την καταγραφή του νέου πειράματος.



Σχήμα 2.15 : Μέγιστο βάθος φλέβας



Σχήμα 2.16 : Βάθος σταθεροποίησης φλέβας

2.5.2 Πειράματα με θερμό νερό. Στην ενότητα αυτή θα περιγραφεί το πείραμα διάχυσης κυκλικής φλέβας, διαμέτρου 1cm, καθαρού θερμού νερού σε καθαρό νερό βρύσης στη θερμοκρασία περιβάλλοντος. Η παροχή του θερμού νερού ρυθμίστηκε με το δεύτερο ροόμετρο στα 1.55l/min. Το νερό της φλέβας θερμαίνεται με θερμοσίφωνα, μέχρι και θερμοκρασία 70°C. Για να αποφύγουμε απώλειες θερμότητας, μονώνεται θερμικά μόνο το κύκλωμα τροφοδοσίας της φλέβας, ενώ δεν χρησιμοποιούμε το δοχείο σταθερής στάθμης. Αντί αυτού, ο θερμοσίφωνας λειτουργεί υπό πίεση 2 ατμοσφαιρών, που επιτυγχάνεται με τη βοήθεια πεπιεσμένου αέρα από ένα συμπιεστή και μία ρυθμιστική δικλίδα.

Αρχικά γεμίζουμε τη δεξαμενή διάχυσης και το θερμοσίφωνα με πόσιμο νερό. Γεμίζουμε με νερό το σύστημα τροφοδοσίας της φλέβας και το τοποθετούμε μέσα στη δεξαμενή, με τον ίδιο τρόπο όπως στα πειράματα με αλατόνερο, για να αποφύγουμε τον εγκλωβισμό φυσαλίδων αέρα στο κύκλωμα τροφοδοσίας.

Ενεργοποιούμε το θερμοσίφωνα για την θέρμανση του νερού. Η έξοδος του θερμοσίφωνα συνδέεται με σωλήνα με την είσοδο του συστήματος των τριών ροομέτρων το οποίο συνδέεται σε σειρά με τη βάνα ακριβείας και έπειτα καταλήγει στο ακροφύσιο. Οι σωλήνες είναι μονωμένοι θερμικά με αφρώδες υλικό το οποίο αντέχει σε υψηλές θερμοκρασίες.

Ο αισθητήρας θερμοκρασίας είναι τοποθετημένος λίγο πριν την είσοδο του θερμού νερού στο θάλαμο της φλέβας. Για να σιγουρευτούμε ότι η θερμοκρασία του νερού της φλέβας μένει σταθερή, διοχετεύουμε την παροχή ζεστού νερού στο κύκλωμα, την οποία απορρίπτουμε (μέσα από σωλήνα διακλάδωσης, bypass) μέχρις ότου ο αισθητήρας θερμοκρασίας PT100 δείξει σταθερή τιμή θερμοκρασίας του νερού. Αυτό σημαίνει ότι

το κύκλωμα τροφοδοσίας της φλέβας έχει θερμανθεί ομοιόμορφα στη θερμοκρασία του νερού της φλέβας. Τότε κλείνουμε τη βάνα του σωλήνα διακλάδωσης (bypass) και ανοίγουμε τη βάνα τροφοδοσίας του θαλάμου της φλέβας. Το θερμό νερό εκτοπίζει σταδιακά το ψυχρό νερό του θαλάμου της φλέβας. Η φλέβα επομένως αρχικά συμπεριφέρεται σαν απλή, ενώ όταν το νερό του θαλάμου της φλέβας αποκτήσει τη μέγιστη θερμοκρασία, σαν φλέβα με αρνητική άνωση. Αυτός εξάλλου είναι και ο λόγος για τον οποίο δεν είναι δυνατόν να προσδιορίσουμε το μέγιστο βάθος διείσδυσης, επειδή αρχικά η φλέβα είναι σε μετάβαση από απλή φλέβα σε πλήρως ανωστική με αρνητική άνωση, προτού γίνει μόνιμη.

Η σύνδεση των σωλήνων πριν την κατάληξη του θερμού νερού στο ακροφύσιο ρυθμίζεται με μία σφαιρική βάνα. Επίσης, μεταξύ της εξόδου του ακροφύσιου και της βάνας υπάρχει μια διακλάδωση η οποία και αυτή ανοιγοκλείνει με μία σφαιρική βάνα (Σχήμα 2.10). Η διακλάδωση αυτή χρησιμεύει στην επαλήθευση της θερμοκρασίας του θερμού νερού σε περίπτωση απόκλισης του θερμοζεύγους. Πριν ανοιχθεί η βάνα για την διάχυση του θερμού νερού στην κύρια δεξαμενή, μία ποσότητα θερμού νερού καταλήγει από την διακλάδωση σε ένα δοχείο και μετράται η θερμοκρασία του με ένα θερμόμετρο, συγκρίνοντάς την με αυτή του θερμοζεύγους. Σε περίπτωση απόκλισης των δύο αυτών θερμοκρασιών που μετρώνται, για να υπολογιστεί η πυκνότητα του θερμού νερού λαμβάνεται η μέση των δύο αυτών θερμοκρασιών.

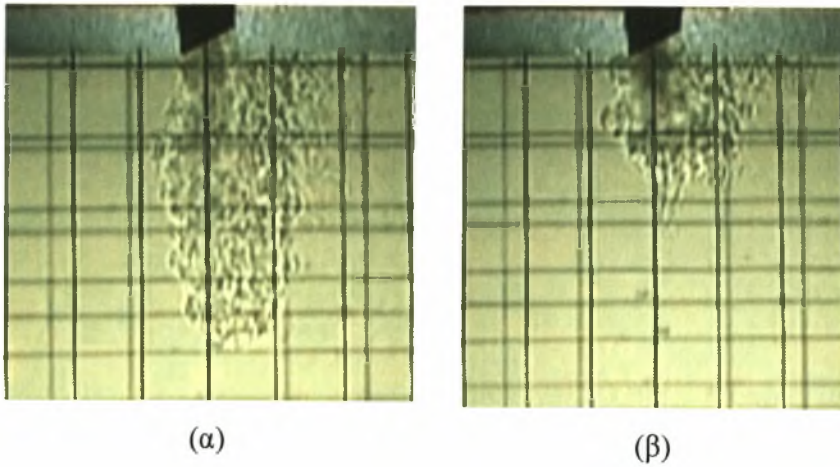
Στο συγκεκριμένο πείραμα ο αισθητήρας θερμοκρασίας PT100 έδειξε θερμοκρασία 67.7°C, ενώ με το θερμόμετρο μετρήθηκε η θερμοκρασία του νερού από το σωλήνα διακλάδωσης 62.5°C (δεδομένων των θερμικών απωλειών του σωλήνα). Έτσι λαμβάνεται ως θερμοκρασία φλέβας η θερμοκρασία 67.7°C. Παράλληλα, με θερμόμετρο μετράται η θερμοκρασία του νερού μέσα στη δεξαμενή διάλυσης για να υπολογιστεί στη συνέχεια η πυκνότητά του. Και οι δύο θερμοκρασίες μετατρέπονται σε πυκνότητα σύμφωνα με τη σχέση (Παράρτημα Ζ):

$$\rho_0 = \frac{-0.0041T^2 - 0.0435T + 1000.7}{1000} \text{ gr/lit} \quad (2-7)$$

Με το δεύτερο ροόμετρο και τη βάνα ακριβείας ρυθμίζεται η παροχή F=1.1 lt/min, όμοια με τον τρόπο που ρυθμίζεται και στα πειράματα με αλατόνερο. Με τη βοήθεια του αναδευτήρα ανακατεύεται πολύ καλά το διάλυμα της κύρια δεξαμενής, ώστε να είναι θερμοκρασιακά ομογενές. Παράλληλα τίθεται σε λειτουργία ο προβολέας και η βιντεοκάμερα. Επίσης κλείνονται όλα τα παράθυρα, πόρτες, εξαερισμός του εργαστηρίου και καλύπτεται το μεγαλύτερο μέρος της πάνω επιφάνειας της κύριας δεξαμενής, για να εκμηδενιστούν οι διατμητικές τάσεις μεταξύ της ελεύθερης επιφάνειας του νερού και του αέρα. Όταν ο θερμοσίφοντας θερμάνει το νερό στην επιθυμητή θερμοκρασία και από τη στιγμή που ηρεμήσει το νερό και τότε μόνον κλείνουμε τη βάνα της διακλάδωσης και ανοίγουμε αυτή που οδηγεί στο ακροφύσιο. Το πείραμα κινηματογραφείται μέχρι η φλέβα να διεισδύσει στο βάθος σταθεροποίησης. Η διαδικασία αυτή επαναλαμβάνεται για κάθε ένα πείραμα ξεχωριστά.

Στο Σχήμα 17 φαίνεται το βάθος σταθεροποίησης της φλέβας του συγκεκριμένου πειράματος. Το βάθος σταθεροποίησης της φλέβας Z βρίσκεται καταγράφοντας το ελάχιστο και το μέγιστο αυτού, διότι δεν σταθεροποιείται σε ένα σημείο, αλλά

αυξομειώνεται ελαφρά. Το Z υπολογίζεται ως ο μέσος όρος του ελάχιστου και του μέγιστου βάθους (Παράρτημα Δ).



Σχήμα 2.17: Ελαφρά αυξομείωση του βάθους σταθεροποίησης της φλέβας : (α) Μέγιστο βάθος σταθεροποίησης ($\max Z$) και (β) Ελάχιστο βάθος σταθεροποίησης ($\min Z$).

3. ΕΠΕΞΕΡΓΑΣΙΑ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ

3.1 Πειράματα και επεξεργασία

Στους Πίνακες 3.1 έως 3.5 φαίνονται οι αρχικές συνθήκες και οι σημαντικότερες παράμετροι των πειραμάτων διάχυσης της φλέβας καθαρού νερού σε αλατόνερο.

Η παροχή Q_c (cm^3/s) υπολογίζεται βάσει των εξισώσεων που προκύπτουν από τη ρύθμιση των ροόμετρων, για το πρώτο η (3-1), για το δεύτερο η (3-2) και για το τρίτο η (3-3):

$$Q_c = 17.632F + 0.2511 \quad (3-1)$$

$$Q_c = 17.78F + 1.1747 \quad (3-2)$$

$$Q_c = 17.128F + 3.7855 \quad (3-3)$$

Στην επόμενη στήλη αναγράφεται η θερμοκρασία της φλέβας, η οποία μετράται με θερμόμετρο ακριβείας 0.1°C πριν την έναρξη κάθε πειράματος, σε $^\circ\text{C}$. Με αυτόν τον τρόπο υπολογίζεται η πυκνότητα της φλέβας, σύμφωνα με την παρακάτω εξίσωση, $\rho_0 = f(T)$, σε gr/cm^3 :

$$\rho_0 = \frac{-0,0037T^2 - 0.0613T + 1000.5}{1000} \text{gr}/\text{cm}^3 \quad (3-4)$$

Η πυκνότητα της του αποδέκτη, ρ_a , μετράται με πυκνόμετρο πριν από κάθε πείραμα, σε gr/cm^3 και αναγράφεται στην επόμενη στήλη. Η ειδική ορμή M (cm^4/s^2) και η ανωστική δύναμη B (cm^4/s^3) υπολογίζονται από τις σχέσεις:

$$M = QW \quad (3-5)$$

και

$$B = \frac{(\rho_a - \rho_0)}{\rho_a} gQ \quad (3-6)$$

Ο αριθμός Reynolds και ο αρχικός αριθμός Richardson υπολογίζονται από τις γνωστές σχέσεις:

$$\text{Re} = WD_{eq}; D_{eq} = 4R = 4 \frac{A}{P} \quad (3-7)$$

και

$$R_0 = \frac{QB^{1/2}}{M^{5/4}} \quad (3-8)$$

Τέλος, αναγράφεται η χαρακτηριστική κλίμακα μήκους l_M , σε cm , η οποία υπολογίζεται από τα αρχικά χαρακτηριστικά της φλέβας σύμφωνα με τη σχέση:

$$l_M = \frac{M^{3/4}}{B^{1/2}} \quad (3-9)$$

Πίνακας 3.1 Πειράματα με αλατόνερο με κυκλικές φλέβες.

D (cm)	Q _c (cm ³ /s)	T _o (°C)	ρ _a (gr/cm ³)	ρ _o (gr/cm ³)	M (cm ⁴ /s ²)	B (cm ⁴ /s ³)	Re	l _M (cm)	R _o
0.5	3.78	24.00	1.0200	0.9969	72.7	85.9	836	2.69	0.165
0.5	4.66	25.50	1.0205	0.9965	110.6	109.9	1032	3.25	0.136
0.5	5.54	26.20	1.0210	0.9964	156.4	134.5	1227	3.81	0.116
0.5	6.42	27.30	1.0210	0.9961	210.1	157.7	1422	4.39	0.101
0.5	7.30	28.80	1.0210	0.9957	271.7	182.3	1617	4.96	0.089
0.5	7.30	24.80	1.0210	0.9967	271.7	174.7	1617	5.06	0.088
0.5	8.19	26.00	1.0210	0.9964	341.2	198.2	1813	5.64	0.079
0.5	9.07	26.20	1.0210	0.9964	418.7	220.0	2008	6.24	0.071
0.5	9.95	27.00	1.0210	0.9961	504.1	243.5	2203	6.82	0.065
0.5	4.95	27.90	1.0210	0.9959	124.7	122.3	1096	3.37	0.131
0.5	7.66	29.00	1.0120	0.9956	298.6	123.6	1695	6.46	0.069
0.5	9.07	29.50	1.0120	0.9955	418.7	147.7	2008	7.62	0.058
0.5	12.10	26.50	1.0120	0.9963	745.3	187.3	2679	10.42	0.043
0.5	15.67	27.00	1.0120	0.9961	1250.7	244.6	3470	13.45	0.033
0.5	21.03	28.00	1.0120	0.9959	2252.8	333.9	4657	17.89	0.025
0.5	22.82	27.00	1.0120	0.9961	2651.9	356.2	5053	19.58	0.023
0.5	26.39	28.00	1.0120	0.9959	3547.6	419.0	5844	22.46	0.020
0.5	22.82	27.50	1.0070	0.9960	2651.9	246.9	5053	23.52	0.019
0.5	26.39	28.00	1.0070	0.9959	3547.6	289.0	5844	27.04	0.016
1.0	7.30	26.00	1.0200	0.9964	67.9	169.7	809	1.82	0.488
1.0	12.10	26.00	1.0200	0.9964	186.3	281.0	1339	3.01	0.295
1.0	19.24	26.50	1.0200	0.9963	471.6	449.5	2131	4.77	0.186
1.0	26.39	27.00	1.0200	0.9961	886.9	620.0	2922	6.53	0.136
1.0	30.86	28.00	1.0200	0.9959	1212.6	733.1	3417	7.59	0.117
1.0	33.54	27.00	1.0200	0.9961	1432.4	787.9	3714	8.29	0.107
1.0	38.04	28.00	1.0200	0.9959	1842.6	903.7	4212	9.36	0.095
1.5	15.67	28.00	1.0100	0.9959	139.0	217.9	1157	2.74	0.485
1.5	21.03	28.00	1.0100	0.9959	250.3	292.5	1552	3.68	0.361
1.5	23.18	28.00	1.0100	0.9959	304.0	322.3	1711	4.05	0.328
1.5	26.39	28.00	1.0100	0.9959	394.2	367.0	1948	4.62	0.288
1.5	29.97	28.00	1.0100	0.9959	508.2	416.7	2212	5.24	0.254
1.5	33.54	29.00	1.0100	0.9956	636.6	475.5	2476	5.81	0.229
1.5	37.11	29.00	1.0100	0.9956	779.5	526.2	2739	6.43	0.207
1.5	38.04	29.00	1.0100	0.9956	818.9	539.4	2808	6.59	0.202
1.5	46.61	29.00	1.0100	0.9956	1229.1	660.8	3440	8.08	0.165
1.5	55.17	29.50	1.0100	0.9955	1722.4	789.9	4072	9.51	0.140
2.0	22.82	28.00	1.0100	0.9959	165.7	317.3	1263	2.59	0.684
2.0	26.39	28.50	1.0100	0.9957	221.7	370.6	1461	2.98	0.594
2.0	30.32	29.50	1.0090	0.9955	292.7	404.3	1679	3.52	0.504
2.0	33.54	30.00	1.0090	0.9953	358.1	451.9	1857	3.87	0.458
2.0	37.11	30.00	1.0070	0.9953	438.5	426.9	2055	4.64	0.382
2.0	38.04	30.00	1.0070	0.9953	460.6	437.5	2106	4.75	0.373
2.0	13.88	26.00	1.0070	0.9964	61.4	144.8	769	1.82	0.973
2.0	15.67	26.50	1.0070	0.9963	78.2	165.5	868	2.04	0.867
2.0	17.46	28.00	1.0070	0.9959	97.0	191.2	966	2.24	0.793
2.0	19.24	27.00	1.0070	0.9961	117.9	205.7	1065	2.49	0.710

Στους επόμενους τρεις πίνακες παρουσιάζονται τα αρχικά δεδομένα καθώς και οι σημαντικότερες παράμετροι των πειραμάτων διάχυσης της φλέβας καθαρού νερού σε αλατόνερο με ακροφύσια ορθογωνικής, με στρογγυλεμένες γωνίες (slot), τετραγωνικής και τριγωνικής διατομής αντίστοιχα.

Η ακτίνα καμπυλότητας στις “γωνίες” των ακροφυσίων είναι ίση με 0.3cm. Το εμβαδόν της διατομής του ακροφυσίου, σε cm^2 , υπολογίζεται από τις σχέσεις:

$$A = 1.58 \times 0.79 - 4 \times (0.3)^2 + \pi(0.3)^2 = 1.171 \text{ cm}^2 \quad (3-10)$$

$$A = 12 - 0.32 \times 4 + \pi(0.3)^2 = 0.9227 \text{ cm}^2 \quad (3-11)$$

$$A = \frac{1}{2} \times (1.37 \times 1.5819) - 3 \times (0.1559) + \pi(0.3)^2 = 0.8986 \text{ cm}^2, \quad (3-12)$$

για την ορθογωνική, την τετραγωνική και την τριγωνική αντίστοιχα.

Η βρεχόμενη περίμετρος της διατομής, σε cm, για τη ορθογωνική, τετραγωνική και την τριγωνική αντίστοιχα υπολογίζεται :

$$P = 2 \times (1.58 - 0.6 + 0.79 - 0.6) + 0.6\pi = 4.225 \text{ cm} \quad (3-13)$$

$$P = 4 \times 1 - 4 \times 2 \times 0.3 + \pi(0.6) = 3.485 \text{ cm} \quad (3-14)$$

$$P = 3 \times 1.5819 - 6 \times 0.6 \cos 30 + \pi(0.6) = 3.513 \text{ cm}, \quad (3-15)$$

Η υδραυλική ακτίνα για κάθε διατομή είναι ίση με το πηλίκο του εμβαδού της διατομής του ακροφυσίου, προς την βρεχόμενη περίμετρο αυτής και για τις τρεις διατομές:

$$R = \frac{A}{P} \quad (3-16)$$

Οι τιμές των παραμέτρων που αναγράφονται στις επόμενες στήλες υπολογίζονται με τον ίδιο τρόπο που υπολογίστηκαν στα πειράματα με ακροφύσια κυκλικών διατομών, με μόνη διαφορά τον τρόπο υπολογισμού της μέσης ταχύτητας εξόδου της φλέβας από το ακροφύσιο $W(\text{cm/s})$, η οποία υπολογίζεται βάσει του τύπου:

$$W = \frac{Q}{A} \quad (3-17)$$

Πίνακας 3.2 Πειράματα με αλατόνερο με ορθογωνικές φλέβες, με στρογγυλεμένες γωνίες (slot).

A (cm ²)	P (cm)	R (cm)	Q (cm ³ /s)	T ₀ (°C)	ρ _a (gr/cm ³)	ρ ₀ (gr/cm ³)	M (cm ⁴ /s ²)	B (cm ⁴ /s ³)	Re	l _M (cm)	R ₀
1.17	4.22	0.28	9.07	27.50	1.007	0.996	70	98	746	2.45	0.442
1.17	4.22	0.28	12.10	28.00	1.007	0.996	125	132	996	3.25	0.333
1.17	4.22	0.28	12.10	27.00	1.023	0.996	125	320	996	2.09	0.518
1.17	4.22	0.28	13.88	27.50	1.023	0.996	165	369	1143	2.39	0.452
1.17	4.22	0.28	14.78	28.50	1.007	0.996	186	164	1217	3.94	0.274
1.17	4.22	0.28	17.46	29.00	1.007	0.996	260	196	1437	4.63	0.234
1.17	4.22	0.28	19.24	30.00	1.006	0.995	316	202	1584	5.27	0.205
1.17	4.22	0.28	21.03	29.50	1.006	0.995	378	218	1731	5.80	0.187
1.17	4.22	0.28	22.82	30.00	1.006	0.995	445	240	1879	6.25	0.173
1.17	4.22	0.28	24.61	30.00	1.006	0.995	517	259	2026	6.74	0.161
1.17	4.22	0.28	26.39	29.00	1.007	0.996	595	296	2173	7.00	0.155
1.17	4.22	0.28	33.54	29.00	1.007	0.996	961	376	2761	8.89	0.122
1.17	4.22	0.28	38.04	29.00	1.007	0.996	1236	427	3132	10.09	0.107
1.17	4.22	0.28	46.61	29.00	1.007	0.996	1855	523	3837	12.36	0.088
1.17	4.22	0.28	55.17	29.00	1.006	0.996	2599	565	4542	15.32	0.071

Πίνακας 3.3 Πειράματα με αλατόνερο με τετραγωνικές φλέβες.

A (cm ²)	P (cm)	R (cm)	Q (cm ³ /s)	T ₀ (°C)	ρ _a (gr/cm ³)	ρ ₀ (gr/cm ³)	M (cm ⁴ /s ²)	B (cm ⁴ /s ³)	Re	l _M (cm)	R ₀
0.92	3.48	0.26	9.07	27.50	1.006	0.996	89	89	905	3.07	0.313
0.92	3.48	0.26	9.95	27.50	1.023	0.996	107	264	993	2.05	0.469
0.92	3.48	0.26	12.10	29.00	1.006	0.996	159	124	1207	4.02	0.239
0.92	3.48	0.26	12.10	27.50	1.023	0.996	159	321	1207	2.49	0.385
0.92	3.48	0.26	13.88	28.00	1.023	0.996	209	371	1386	2.85	0.337
0.92	3.48	0.26	13.88	29.00	1.006	0.996	209	142	1386	4.61	0.208
0.92	3.48	0.26	15.67	29.00	1.006	0.996	266	160	1564	5.20	0.185
0.92	3.48	0.26	17.46	29.50	1.006	0.995	330	181	1742	5.76	0.167
0.92	3.48	0.26	19.24	30.00	1.006	0.995	401	202	1921	6.30	0.152
0.92	3.48	0.26	28.18	28.00	1.006	0.996	861	281	2813	9.48	0.101
0.92	3.48	0.26	38.04	28.00	1.006	0.996	1568	379	3797	12.80	0.075
0.92	3.48	0.26	55.17	28.00	1.006	0.996	3299	550	5506	18.56	0.052

Πίνακας 3.4 Πειράματα με αλατόνερο με τριγωνικές φλέβες.

A (cm ²)	P (cm)	R (cm)	Q (cm ³ /s)	T ₀ (°C)	ρ _a (gr/cm ³)	ρ ₀ (gr/cm ³)	M (cm ⁴ /s ²)	B (cm ⁴ /s ³)	Re	l _M (cm)	R ₀
0.90	3.51	0.26	9.07	29.00	1.007	0.996	91	102	898	2.93	0.323
0.90	3.51	0.26	9.95	28.00	1.023	0.996	110	266	985	2.09	0.455
0.90	3.51	0.26	12.10	28.00	1.006	0.996	163	121	1198	4.15	0.228
0.90	3.51	0.26	12.10	28.00	1.023	0.996	163	323	1198	2.54	0.374
0.90	3.51	0.26	13.88	28.00	1.006	0.996	214	138	1375	4.76	0.199
0.90	3.51	0.26	15.67	28.00	1.006	0.996	273	156	1552	5.38	0.176
0.90	3.51	0.26	17.46	28.00	1.006	0.996	339	174	1729	5.99	0.158
0.90	3.51	0.26	19.24	29.50	1.007	0.995	412	219	1905	6.19	0.153
0.90	3.51	0.26	28.18	30.00	1.007	0.995	884	324	2790	9.00	0.105
0.90	3.51	0.26	37.11	30.00	1.007	0.995	1533	427	3675	11.86	0.080
0.90	3.51	0.26	54.98	30.00	1.007	0.995	3364	632	5444	17.57	0.054

Στον Πίνακα 3.5 παρουσιάζονται τα αρχικά δεδομένα πειραμάτων διάχυσης φλέβας με θερμό νερό σε νερό με θερμοκρασία περιβάλλοντος, καθώς οι σημαντικότεροι παράμετροι αυτών. Στα πειράματα αυτά χρησιμοποιήθηκαν ακροφύσια μόνο κυκλικής διατομής, διαμέτρων 0.5 , 1.0 , 1.5 και 2.0cm.

Οι τιμές των παραμέτρων υπολογίζονται με τις ίδιες εξισώσεις που υπολογίστηκαν στα πειράματα με αλατόνερο. Οι μόνες μεταβλητές που υπολογίζονται με διαφορετικό τρόπο είναι οι πυκνότητες του ψυχρού και του θερμού νερού. Υπολογίζονται σε συνάρτηση με την μετρούμενη θερμοκρασία, με την παρακάτω σχέση (Παράρτημα Z):

$$\rho = \frac{-0.0041T^2 - 0.0435T + 1000.7}{1000} \text{ gr/cm}^3 \quad (3-18)$$

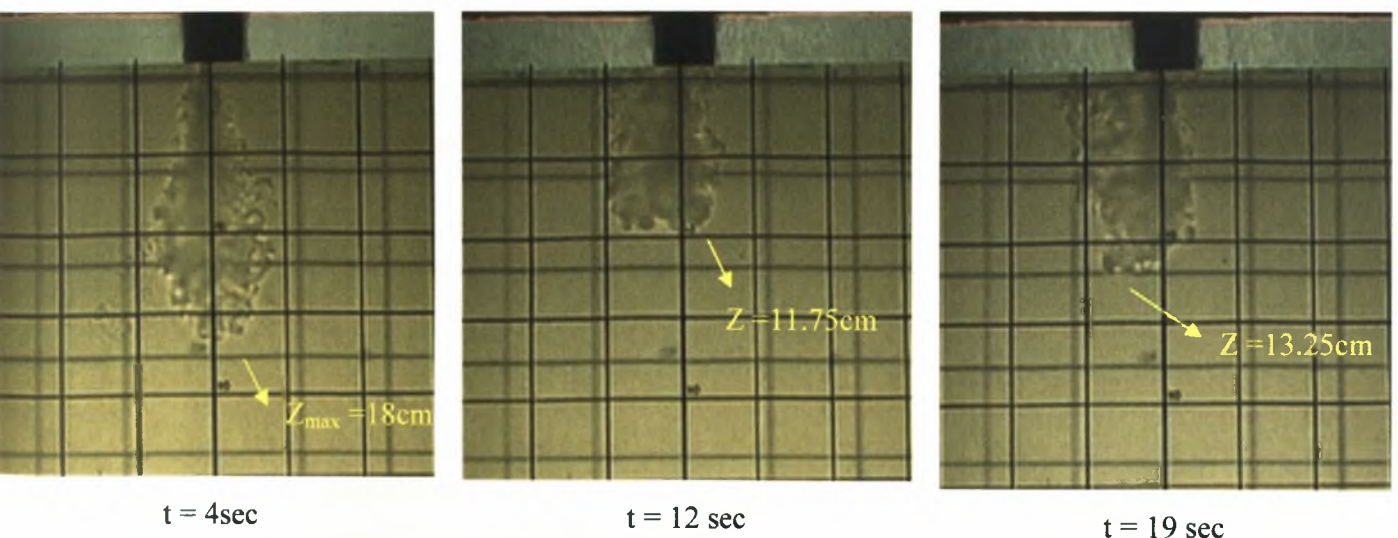
Πίνακας 3.5 Πειράματα με κυκλικές φλέβες με θερμό νερό.

D (cm)	Q (cm ³ /s)	T _a (°C)	T _o (°C)	ΔT _o (°C)	ρ _a (gr/cm ³)	ρ _o (gr/cm ³)	M (cm ⁴ /s ²)	B (cm ⁴ /s ³)	Re	l _M (cm)	R _o
0.50	5.10	24.0	65.2	41.2	0.997	0.980	133	85	2696	4.25	0.104
0.50	8.58	24.5	63.5	39.0	0.997	0.981	375	133	4536	7.39	0.060
0.50	16.03	24.5	64.5	40.0	0.997	0.981	1309	258	8472	13.56	0.033
0.50	22.37	24.5	67.0	42.5	0.997	0.979	2550	392	11825	18.14	0.024
0.50	29.07	25.0	68.4	43.4	0.997	0.979	4307	529	15368	23.11	0.019
1.00	8.19	25.0	53.5	28.5	0.997	0.987	85	84	2163	3.07	0.289
1.00	21.03	25.0	67.6	42.6	0.997	0.979	563	373	5559	5.99	0.148
1.00	29.07	25.0	69.0	44.0	0.997	0.978	1077	540	7684	8.09	0.110
1.00	46.61	25.0	73.0	48.0	0.997	0.976	2767	980	12317	12.19	0.073
1.50	19.24	26.5	62.6	36.1	0.997	0.982	210	280	3391	3.30	0.403
1.50	21.03	23.0	57.3	34.3	0.998	0.985	250	264	3706	3.87	0.343
1.50	22.82	23.0	59.1	36.1	0.998	0.984	295	308	4021	4.05	0.328
1.50	24.61	23.2	60.5	37.3	0.997	0.983	343	349	4335	4.26	0.312
1.50	28.18	27.0	70.9	43.9	0.997	0.977	450	542	4965	4.19	0.317
1.50	33.54	24.0	62.5	38.5	0.997	0.982	637	506	5910	5.64	0.236
1.50	37.11	24.2	62.9	38.7	0.997	0.982	780	566	6539	6.20	0.214
1.50	43.18	27.0	72.8	45.8	0.997	0.976	1056	881	7608	6.24	0.213
2.00	21.93	27.2	68.1	40.9	0.996	0.979	153	383	2897	2.22	0.797
2.00	30.86	27.2	67.3	40.1	0.996	0.979	303	525	4078	3.17	0.559
2.00	35.33	27.0	68.7	41.7	0.997	0.978	397	632	4668	3.54	0.500

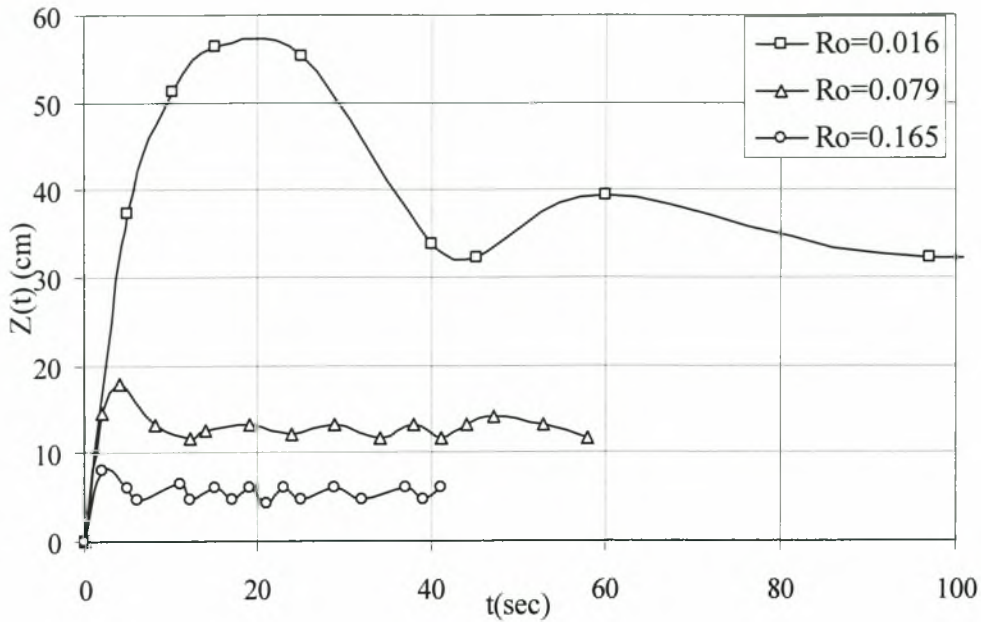
3.2 Διαγράμματα και συγκρίσεις

3.2.1 Βάθος διείσδυσης της φλέβας σε συνάρτηση με τον χρόνο $Z=f(t)$. Από την βιντεοταινία που καταγράφηκε την ώρα του πειράματος είναι δυνατόν να υπολογιστεί το βάθος διείσδυσης της φλέβας σε συνάρτηση του χρόνου. Το βάθος διείσδυσης της φλέβας σε όλη την διάρκεια του πειράματος είναι ευδιάκριτο. Ο χρόνος καταγραφής σε συνάρτηση με το ύψος της φλέβας σχεδιάστηκε στο διάγραμμα για τρεις διαφορετικούς αριθμούς Richardson. Σχεδιάστηκαν τέσσερα διαγράμματα για τα τέσσερα κυκλικά ακροφύσια που χρησιμοποιήθηκαν και για τρεις διαφορετικούς αριθμούς Richardson για το κάθε ένα. Τα δεδομένα βάση των οποίων σχεδιάστηκαν τα διαγράμματα δίδονται στο Παράρτημα Η.

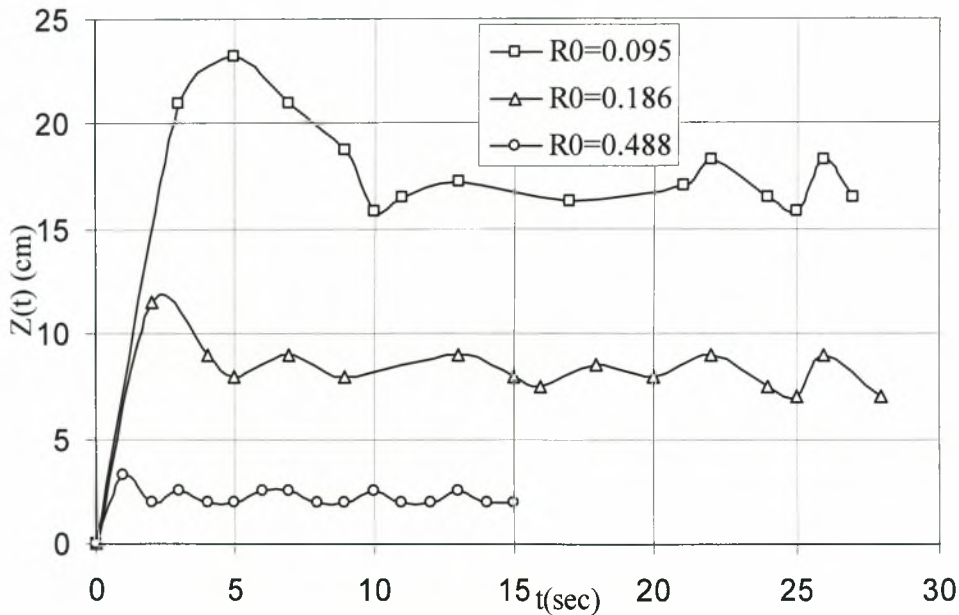
Μία απεικόνιση της διάχυσης καθαρού νερού σε αποδέκτη με αλατόνερο φαίνεται σταδιακά στο Σχήμα 3.1, σαν συνάρτηση του χρόνου. Αρχικά η φλέβα διαχέεται μέσα στον αποδέκτη λόγω της αρχικής ειδικής ορμής της. Αποκτά αρκετά γρήγορα ένα μέγιστο βάθος Z_{max} ($t=4\text{sec}$) και αμέσως αρχίζει να διαχέεται περιφερειακά προς τα πάνω καθώς επιδρά σε αυτή αρνητική ανωστική δύναμη. Το βάθος της φλέβας παραμένει σε αυτό το σημείο στιγμιαία καθώς μηδενίζεται η ορμή της. Απότομα η ροή της φλέβας αντιστρέφεται και κινείται περιμετρικά της αρχικής πορείας. Έτσι το μήκος της φλέβας ελαττώνεται, επειδή η δακτυλοειδής αυτή ροή επιβραδύνει την αρχική πορεία της φλέβας. Όταν η ανερχόμενη ροή πλησιάσει το σημείο εξόδου της φλέβας από το ακροφύσιο απλώνεται ακτινικά μέχρι να φτάσει τις κατακόρυφες πλευρές της δεξαμενής και η διεπιφάνεια αναμειγμένου – μη αναμειγμένου νερού να ξεκινήσει την καθοδική της πορεία ($t=12\text{sec}$). Στο σημείο που η φλέβα σταματάει την καθοδική της πορεία παραμένει ουσιαστικά σε σταθερό βάθος, με ελαφρά αυξομείωση γύρω από μια μέση τιμή ($t=19\text{ sec}$).



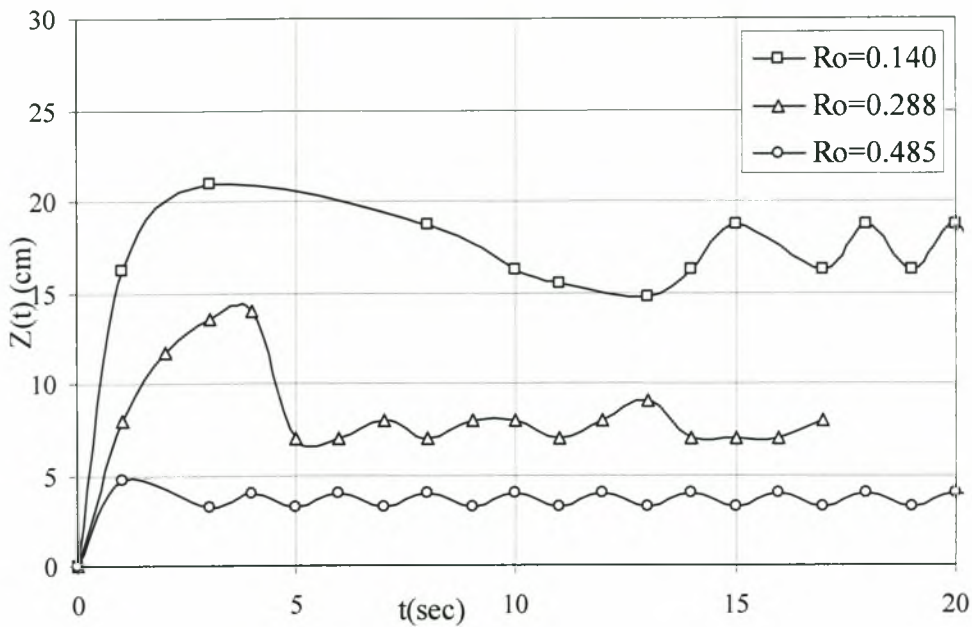
Σχήμα 3.1: Χρονική εξέλιξη της διείσδυσης φλέβας από ακροφύσιο διαμέτρου 0.5cm ($R_0=0.079$, $\rho_a = 1.021\text{gr/cm}^3$).



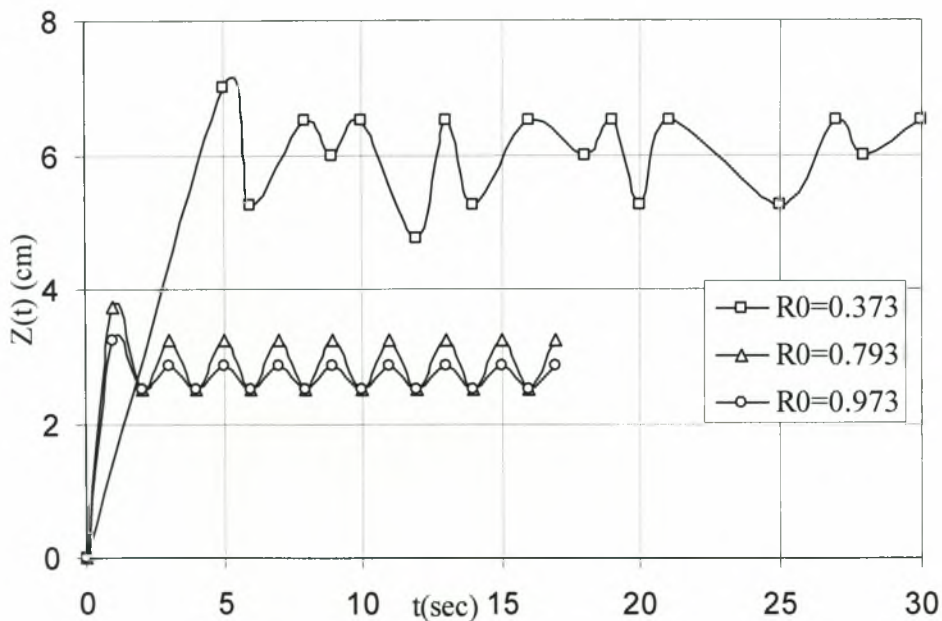
Σχήμα 3.2: Βάθος διείσδυσης της φλέβας σε συνάρτηση με το χρόνο για ακροφύσιο διαμέτρου 0.5cm. \square $R_0=0.0164$, $\rho_a=1.007$ gr/cm³, $Re=5844$, Δ $R_0=0.079$, $\rho_a=1.021$ gr/cm³, $Re=1813$, \circ $R_0=0.165$, $\rho_a=1.021$ gr/cm³, $Re=836$.



Σχήμα 3.3: Βάθος διείσδυσης της φλέβας σε συνάρτηση με το χρόνο για ακροφύσιο διαμέτρου 1.0cm, $\rho_a=1.020$ gr/cm³ \square $R_0=0.095$, $Re=4212$, Δ $R_0=0.186$, $Re=2131$, \circ $R_0=0.488$, $Re=809$.



Σχήμα 3.4: Βάθος διείσδυσης της φλέβας σε συνάρτηση με το χρόνο για ακροφύσιο διαμέτρου 1.5cm, $\rho_a=1.010\text{gr/cm}^3$ \square $R_0=0.14$, $\text{Re}=4072$, Δ $R_0=0.288$, $\text{Re}=1948$, \circ $R_0=0.485$, $\text{Re}=1157$.



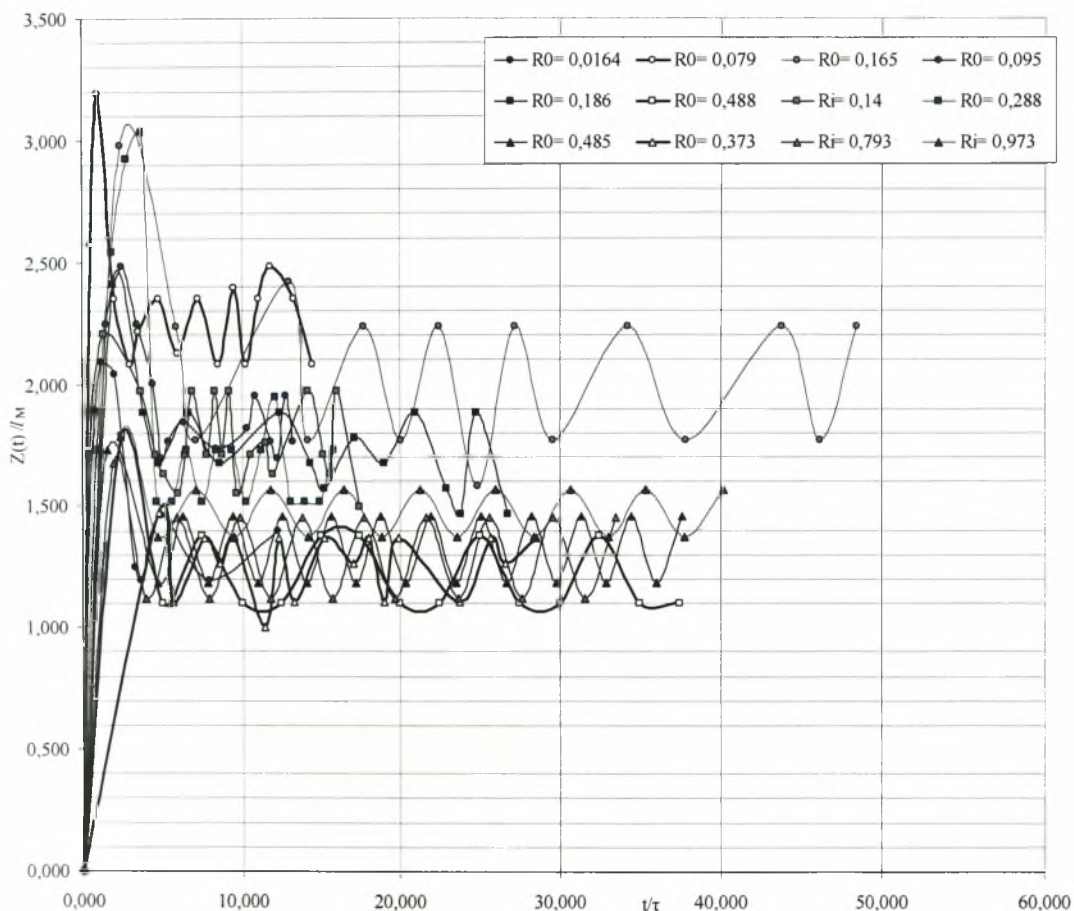
Σχήμα 3.5: Βάθος διείσδυσης της φλέβας σε συνάρτηση με το χρόνο για ακροφύσιο διαμέτρου 2.0cm, $\rho_a=1.007\text{ gr/cm}^3$ \square $R_0=0.373$, $\text{Re}=2106$, Δ $R_0=0.793$, $\text{Re}=966$, \circ $R_0=0.973$, $\text{Re}=769$.

Παρατηρείται ότι για μικρότερους αριθμούς Richardson το βάθος διείσδυσης της φλέβας είναι μεγαλύτερο σε σχέση με τους μεγαλύτερους. Το φαινόμενο αυτό παρατηρήθηκε και σε προηγούμενες έρευνες, συγκεκριμένα των Turner (1966) και Pantzalf & Lueptow (1999). Για μικρότερους αριθμούς Richardson η ορμή της φλέβας

είναι αρκετά μεγάλη, ώστε να την ωθήσει σε μεγάλο βάθος. Για μεγαλύτερους αριθμούς Richardson αρχικά η φλέβα φτάνει στο μέγιστο βάθος διείσδυσης και στη συνέχεια το βάθος διείσδυσης αρχίζει να ελαττώνεται μέχρι τη σταθεροποίησή του σε μικρότερη απόσταση από το ακροφύσιο. Ο χρόνος που απαιτείται να φθάσει η φλέβα το ύψος σταθεροποίησης, αυξάνεται για μεγαλύτερους αριθμούς Richardson.

Όταν η διάμετρος (D) του ακροφύσιου είναι μικρή, η ροή εξαρτάται αποκλειστικά από την αρχική ειδική ορμή $M=QW$ παρά από την ανωστική δύναμη $B = g_o Q$ (Turner 1996; Baines *et al.* 1990). Σύμφωνα με τους Pantzalf & Luertow (1999), βάσει διαστατικής ανάλυσης, το αδιαστατοποιημένο βάθος της φλέβας Z/l_M , όπου $l_M = M^{3/4}/B^{1/2}$ σταθεροποιείται μετά αδιάστατο χρόνο t/τ ($\tau=M/B$) που πλησιάζει την τιμή 5. Το χρονικό ιστορικό του βάθους διείσδυσης φλέβας με αρνητική άνωση φαίνεται στο διάγραμμα του Σχήματος 3.6 για δώδεκα αντιπροσωπευτικές περιπτώσεις με $1.007 \leq \rho_a \leq 1.021$ και αρχικό αριθμό Richardson $0.0164 \leq R_o \leq 0.973$.

Από το Σχήμα 3.6 παρατηρούμε τα εξής: (i) Όλες οι φλέβες με αρνητική άνωση αποκτούν ένα μέγιστο βάθος διείσδυσης Z_{max} , που στη συνέχεια μειώνεται και ταλαντεύεται γύρω από το τελικό βάθος σταθεροποίησης Z . (ii) Όσο μεγαλύτερος είναι ο αρχικός αριθμός του Richardson, τόσο μικρότερο είναι το βάθος σταθεροποίησης Z .

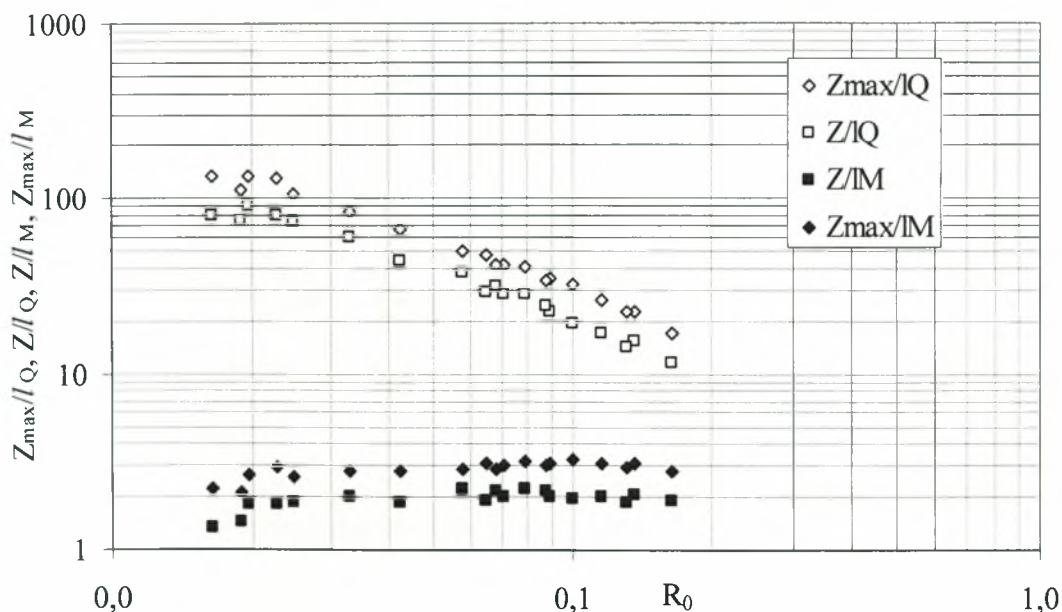


Σχήμα 3.6: Αδιάστατο βάθος διείσδυσης της φλέβας σε συνάρτηση με τον αδιάστατο χρόνο για $0.0164 \leq R_o \leq 0.973$.

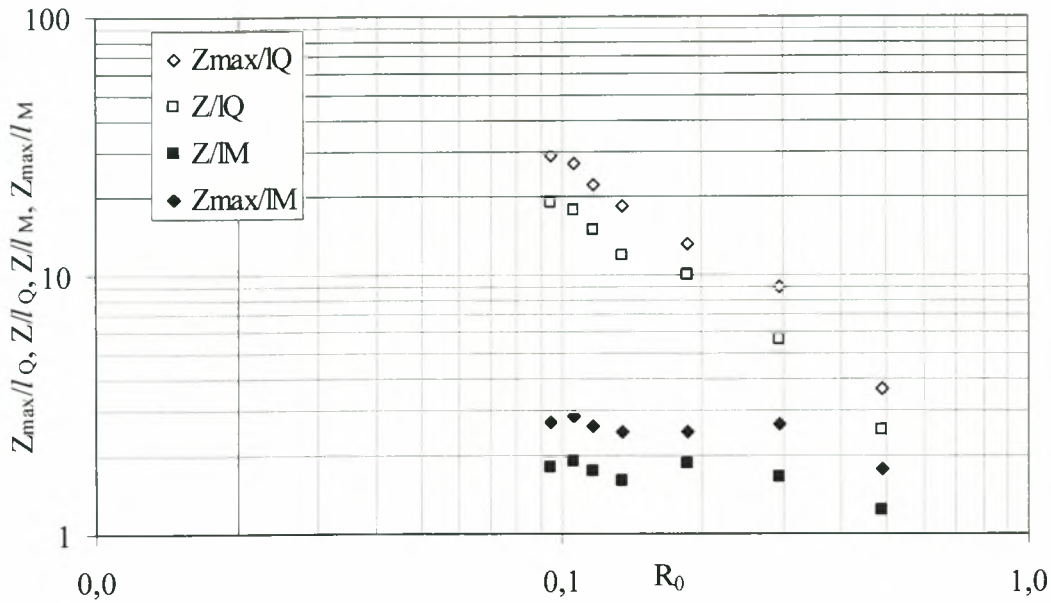
3.2.2 Πειράματα με αλατόνερο. Πραγματοποιήθηκαν πειράματα σε κατακόρυφες φλέβες αρνητικής άνωσης με διαφορετικές τιμές παροχής, πυκνομετρικής διαφοράς ανάμεσα σε φλέβα και αποδέκτη, για κυκλικά και μη ακροφύσια. Σκοπός μας ήταν ο προσδιορισμός του μέγιστου βάθους διείσδυσης αλλά και του βάθους σταθεροποίησης της φλέβας. Οι επιλογές των παραπάνω παραμέτρων έγιναν έτσι ώστε να διερευνηθεί ολόκληρο το πεδίο τιμών του αριθμού Richardson της φλέβας, δηλαδή $0 < R_0 < 1$. Για αριθμούς Richardson περί τη μονάδα, η αρχική αρνητική άνωση έχει μεγάλη επίδραση στη ροή δεδομένου ότι η αρχική ορμή είναι σχεδόν ανύπαρκτη. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα τη μη ανάμειξη της φλέβας με το νερό του αποδέκτη. Κρίναμε επομένως σκόπιμο να μην πραγματοποιήσουμε πειράματα για αριθμούς Richardson μεγαλύτερους της μονάδας, σύμφωνα και με τα δεδομένα των Zhang & Baddour (1998). Το εύρος των αριθμών Richardson της φλέβας για πειράματα με αλατόνερο από κυκλικά ακροφύσια κυμαίνεται μεταξύ 0.0164 και 0.973, ενώ για μη κυκλικά ακροφύσια από 0.052 έως 0.63.

Τα δεδομένα, αλλά και τα αποτελέσματα επεξεργασίας τους φαίνονται στους πίνακες του Παραρτήματος Γ. Τα διαγράμματα που παρουσιάζονται στα σχήματα που ακολουθούν αφορούν στις διαφορετικές διαμέτρους των κυκλικών ακροφυσίων που χρησιμοποιήθηκαν. Τα αδιάστατα βάθη διείσδυσης Z/l_M , Z_{max}/l_M , Z/l_Q και Z_{max}/l_Q παρουσιάζονται σε συνάρτηση με τον αριθμό Richardson R_0 της φλέβας.

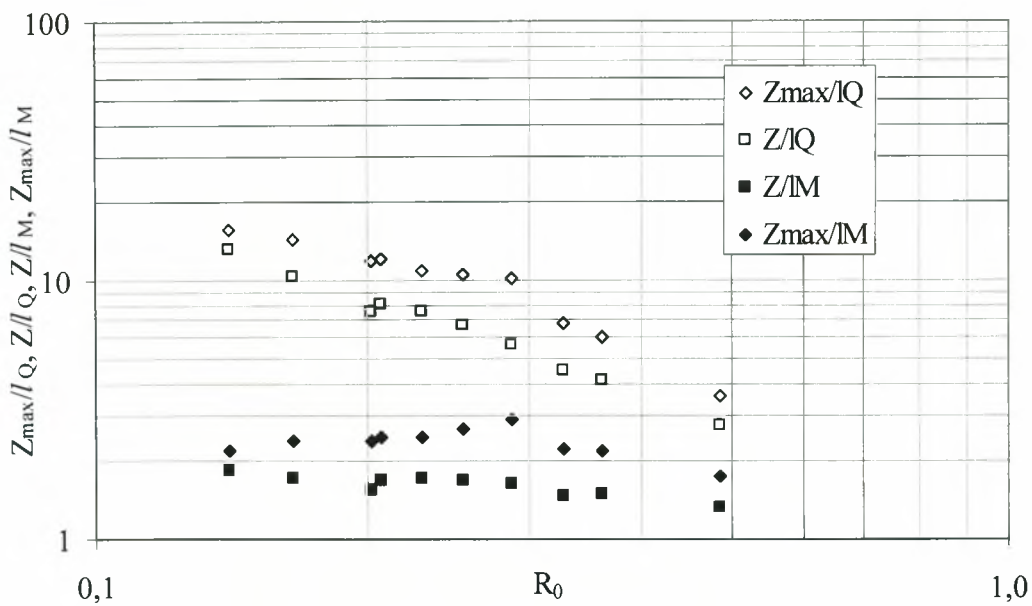
Τα τέσσερα πρώτα διαγράμματα (Σχήματα 3.7 έως 3.10) αναφέρονται σε ακροφύσια κυκλικής διατομής, διατομής διαμέτρου 0.5, 1.0, 1.5 και 2.0cm αντίστοιχα. Επίσης παρουσιάζεται ένα συνολικό διάγραμμα (Σχήμα 3.11) για τα ακροφύσια κυκλικής διαμέτρου, το οποίο αποτελεί μία συγχώνευση των τεσσάρων πρώτων διαγραμμάτων.



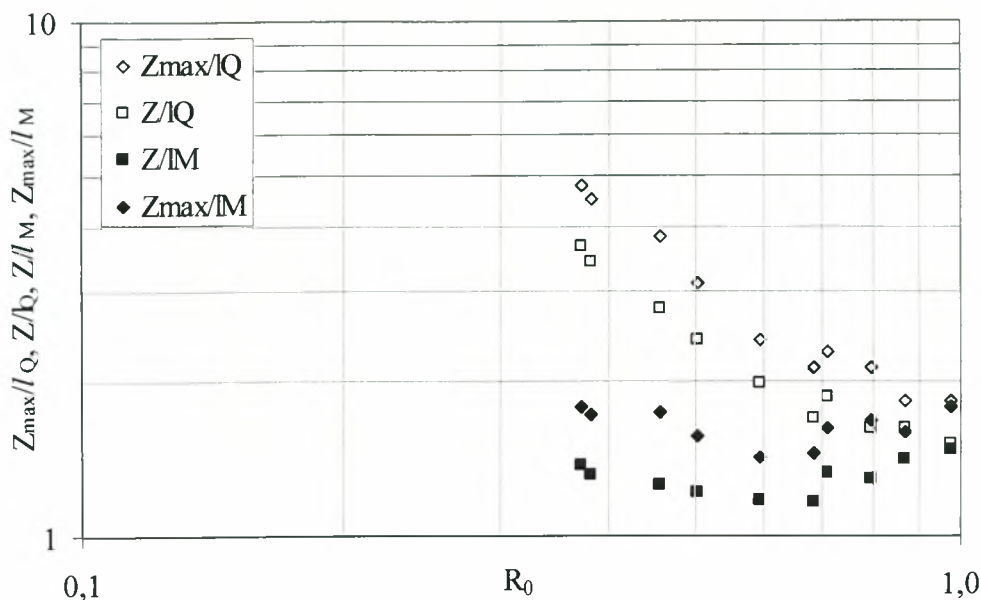
Σχήμα 3.7: Z_{max}/l_Q , Z/l_Q , Z/l_M , Z_{max}/l_M , συναρτήσεσι του αριθμού Richardson για ακροφύσιο διαμέτρου $D=0.5\text{cm}$, $0.016 \leq R_0 \leq 0.650$.



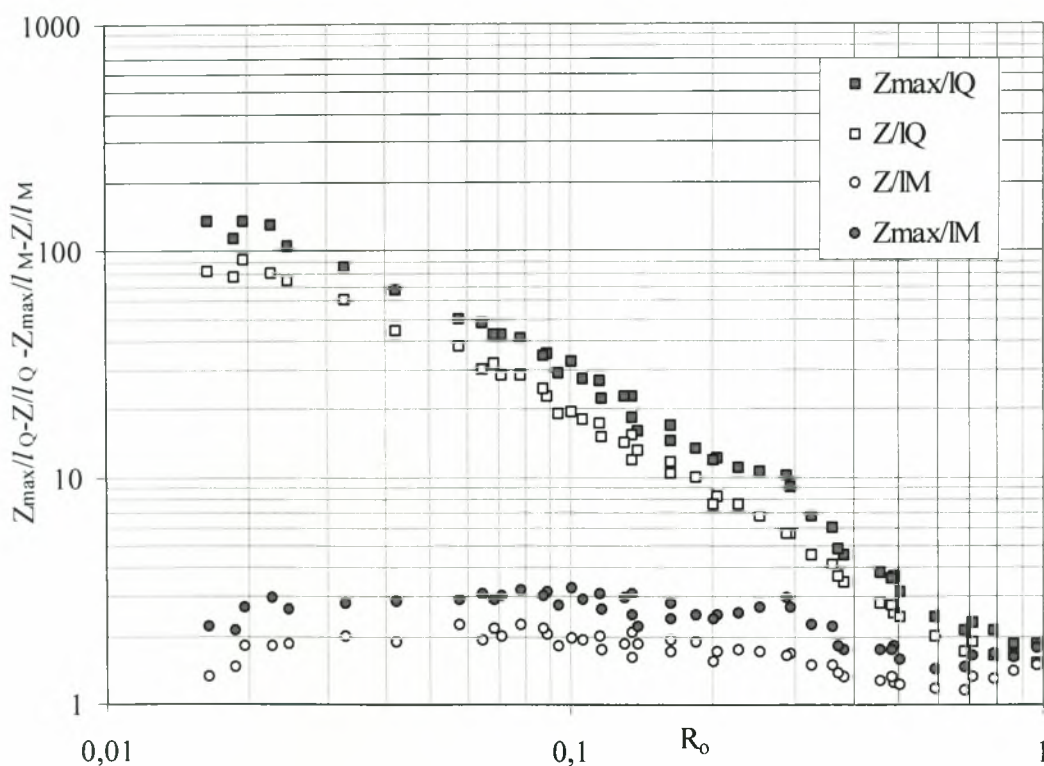
Σχήμα 3.8: Z_{\max}/l_Q , Z/l_Q , Z/l_M , Z_{\max}/l_M , συναρτήσει του αριθμού Richardson για ακροφύσιο διαμέτρου $D=1.0\text{cm}$, $0.095 \leq R_0 \leq 0.488$.



Σχήμα 3.9: Z_{\max}/l_Q , Z/l_Q , Z/l_M , Z_{\max}/l_M , συναρτήσει του αριθμού Richardson για ακροφύσιο διαμέτρου $D=1.5\text{cm}$, $0.014 \leq R_0 \leq 0.485$



Σχήμα 3.10: Z_{max}/l_Q , Z/l_Q , Z/l_M , Z_{max}/l_M , συναρτήσει του αριθμού Richardson για ακροφύσιο διαμέτρου $D=2.0\text{cm}$, $0.373 \leq R_0 \leq 0.973$

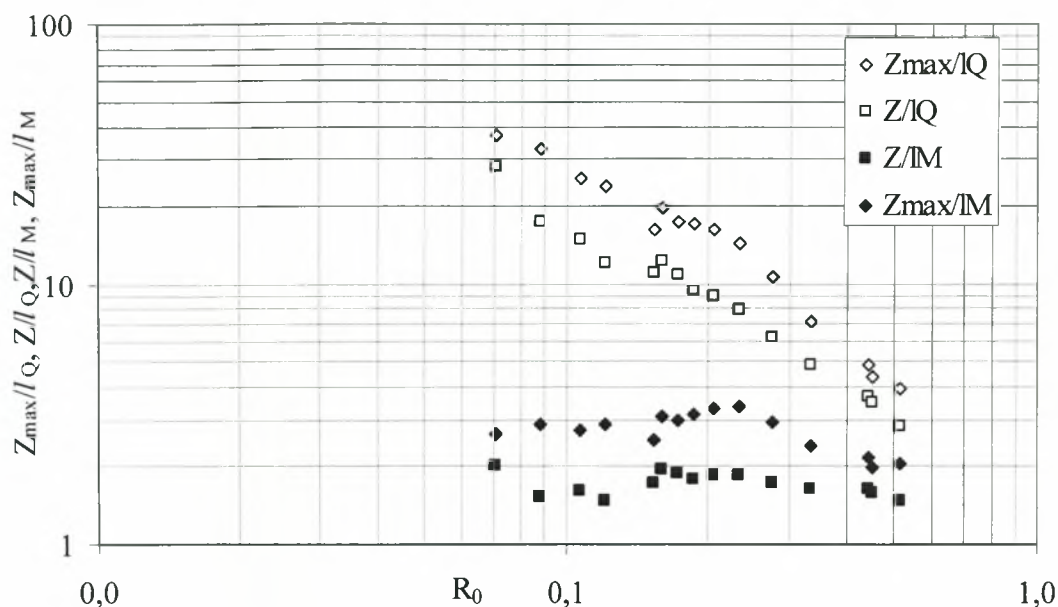


Σχήμα 3.11: Συνολικό διάγραμμα για ακροφύσια κυκλικών διαμέτρων, Z_{max}/l_Q , Z/l_Q , Z/l_M , και Z_{max}/l_M συναρτήσει του αριθμού Richardson, $0.016 \leq R_0 \leq 0.973$.

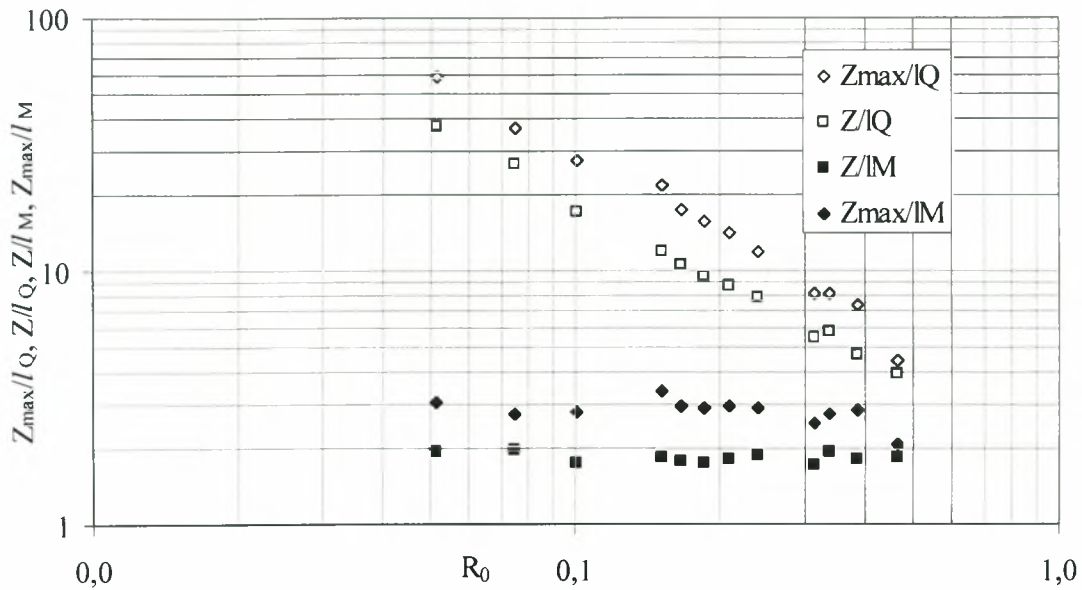
Από το Σχήμα 3.11 παρατηρείται ότι για αριθμούς Richardson μεγαλύτερους του 0.3, το βάθος διείδυσης είναι αρκετά μικρό και η ανάμιξη με το περιβάλλον ρευστό είναι ασήμαντη. Για αριθμούς Richardson μικρότερους του 0.2-0.3 τα κανονικοποιημένα

βάθη διείσδυσης Z/l_M και Z_{max}/l_M λαμβάνουν τις τιμές περίπου 2 και 3 αντίστοιχα, αποτελέσματα τα οποία συμφωνούν με τη διαστατική ανάλυση. Επομένως για ακροφύσια κυκλικής διαμέτρου το σταθεροποιημένο βάθος διείσδυσης Z είναι πρακτικά ίσο με $2l_M$, ενώ $Z_{max} \approx 3l_M$. Στο ίδιο διάγραμμα έχει σχεδιαστεί και το κανονικοποιημένο βάθος διείσδυσης Z/l_Q , σαν συνάρτηση του αριθμού Richardson. Παρατηρείται αλλαγή της κλίσης της ευθείας των δεδομένων για $R_o > 0.3$, δηλώνοντας την ταχύτερη μείωση του Z με την αύξηση του R_o .

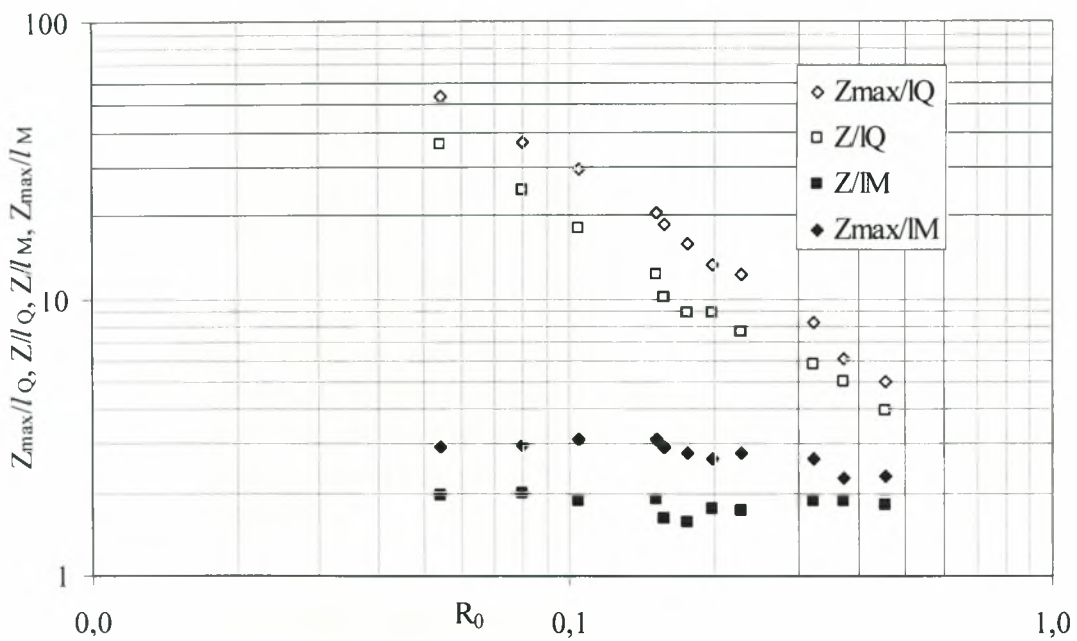
Στη συνέχεια παρουσιάζονται τα διαγράμματα για μη κυκλικά ακροφύσια. ορθογωνικής, τετραγωνικής και τριγωνικής διατομής. Στα τέσσερα πρώτα διαγράμματα (βλ. Σχήματα 3.12 – 3.15), τα αδιάστατα βάθη διείσδυσης Z/l_M , Z_{max}/l_M , Z/l_Q και Z_{max}/l_Q παρουσιάζονται σε συνάρτηση με τον αριθμό Richardson R_o της φλέβας. Στο επόμενο διάγραμμα (Σχήμα 3.16) παρουσιάζονται τα αποτελέσματα συνολικά, για μη κυκλικά ακροφύσια.



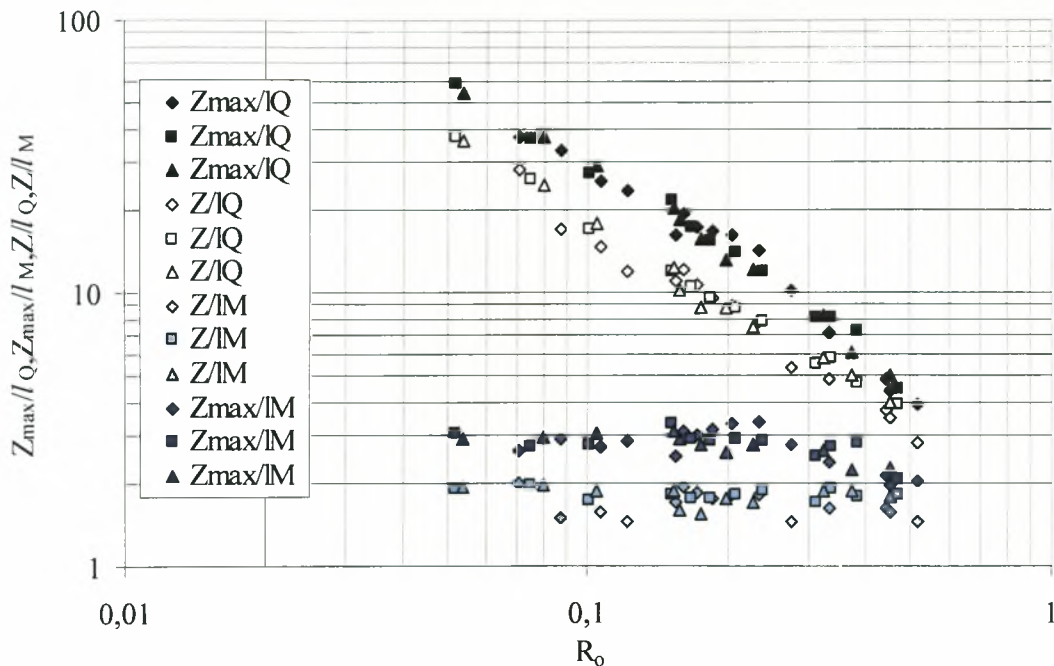
Σχήμα 3.12: Z_{max}/l_Q , Z/l_Q , Z/l_M , Z_{max}/l_M , συναρτήσει του αριθμού Richardson για ακροφύσιο ορθογωνικής διατομής, $0.071 \leq R_o \leq 0.630$.



Σχήμα 3.13: $Z_{\max}/l_Q, Z/l_Q, Z/l_M, Z_{\max}/l_M$, συναρτήσει του αριθμού Richardson για ακροφύσιο τετραγωνικής διατομής, $0.052 \leq R_0 \leq 0.470$.



Σχήμα 3.14: $Z_{\max}/l_Q, Z/l_Q, Z/l_M, Z_{\max}/l_M$, συναρτήσει του αριθμού Richardson για ακροφύσιο τριγωνικής διατομής, $0.054 \leq R_0 \leq 0.455$.



Σχήμα 3.15: Συνολικό διάγραμμα Z_{\max}/l_Q , Z_{\max}/l_M , Z/l_Q και Z/l_M συναρτήσει του αριθμού Richardson για ακροφύσια μη κυκλικής διατομής. \diamond ακροφύσιο ορθογωνικής διατομής, \square ακροφύσιο τετραγωνικής διατομής και Δ ακροφύσιο τριγωνικής διατομής.

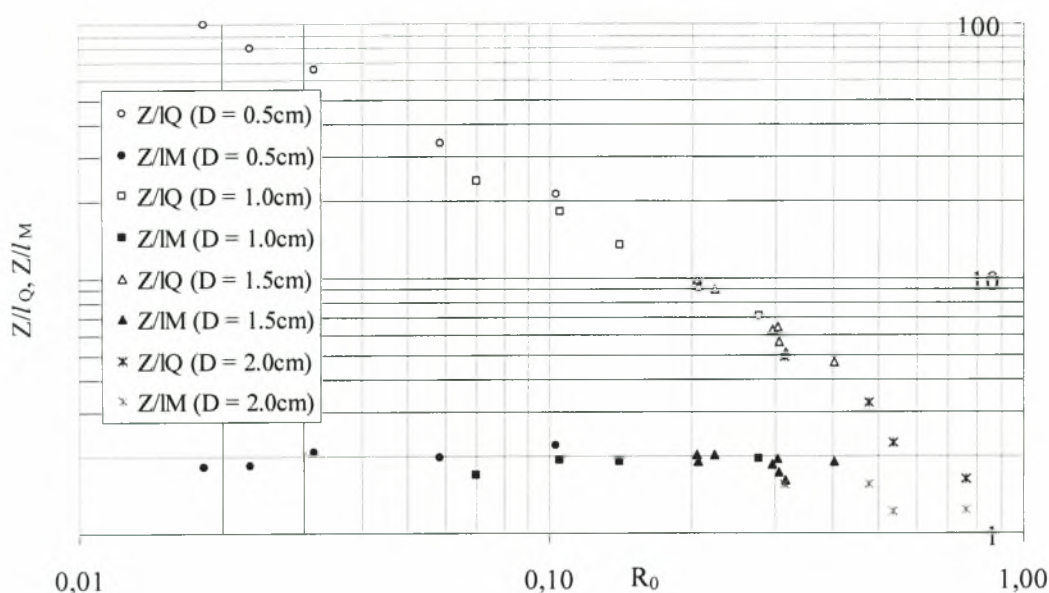
Από το παραπάνω διάγραμμα μπορεί να σημειωθεί ότι σε φλέβες με μεγάλη ορμή και αρνητική άνωση από τριγωνικό και τετραγωνικό ακροφύσιο, το βάθος διείσδυσης της μόνιμης ροής στο περιβάλλον ρευστό είναι ίσο με το διπλάσιο της χαρακτηριστικής κλίμακας l_M ($2l_M$), ενώ το μέγιστο βάθος διείσδυσης είναι ελαφρώς μικρότερο από $3l_M$. Οι φλέβες που δημιουργούνται από ορθογωνικό, με λόγο πλευρών 2:1, ακροφύσιο διεισδύουν σε μικρότερο βάθος, δηλώνοντας έτσι ότι συμπαρασύρουν περισσότερο περιβάλλον υγρό απ' ό,τι οι φλέβες από κυκλικό, τριγωνικό ή τετραγωνικό ακροφύσιο. Αυτό άλλωστε έχει μετρηθεί και από τους Ho & Gutmark (1987) σε απλή ελλειπτική φλέβα, με λόγο αξόνων 2:1. Επομένως, μια φλέβα από μή 'συμμετρικό' στόμιο, τείνει να διαλύεται ταχύτερα από μια αξονοσυμμετρική, ανεξάρτητα με το εάν είναι απλή ή ανωστική. Για αριθμό Richardson μεγαλύτερο του 0.3 παρατηρούμε ότι το αδιάστατο βάθος διείσδυσης μειώνεται.

3.2.3 Πειράματα με θερμό νερό. Τα πειράματα με θερμό νερό πραγματοποιήθηκαν μόνο για ακροφύσια κυκλικής διαμέτρου, για διαφορετικές τιμές παροχής και θερμοκρασιακής διαφοράς μεταξύ φλέβας και αποδέκτη. Οι επιλογές τιμών των παραπάνω παραμέτρων επελέγησαν έτσι ώστε η τιμή του αριθμού Richardson της φλέβας να μην υπερβαίνει τη μονάδα. Δεν έγιναν πειράματα για αριθμούς Richardson μεγαλύτερους της μονάδας.

Τα πειραματικά δεδομένα, και τα αποτελέσματα της επεξεργασίας τους, παρουσιάζονται στους πίνακες του Παραρτήματος Δ. Το διάγραμμα που ακολουθεί (Σχήμα 3.16) αναφέρεται σε κυκλικά ακροφύσια διαμέτρου 0.5, 1.0, 1.5 και 2.0cm,

όπου τα αδιάστατα βάθη διείδυσης Z/l_M και Z/l_Q παρουσιάζονται σε συνάρτηση με τον αριθμό Richardson R_0 της φλέβας. Το εύρος του αριθμού Richardson της φλέβας κυμαίνεται μεταξύ 0.019 και 0.797.

Το μέγιστο βάθος διείδυσης στα πειράματα με θερμό νερό δεν ήταν δυνατό να προσδιοριστεί. Αυτό συμβαίνει λόγω του γεγονότος ότι με την έναρξη του πειράματος το θερμό νερό εκτοπίζει σταδιακά το ψυχρό νερό του θαλάμου της φλέβας (βλ. Κεφάλαιο 2, εδάφιο 2.5.2). Η φλέβα επομένως αρχικά συμπεριφέρεται σαν απλή, ενώ όταν το νερό του θαλάμου της φλέβας αποκτήσει τη μέγιστη θερμοκρασία (μόνιμη ροή) σαν φλέβα με αρνητική άνωση. Αυτός είναι και ο λόγος για τον οποίο δεν ήταν δυνατόν να προσδιορίσουμε το μέγιστο βάθος διείδυσης, επειδή αρχικά η φλέβα ήταν σε μετάβαση από απλή σε πλήρως ανωστική φλέβα με αρνητική άνωση. Αυτό σημαίνει ότι η φλέβα αρχικά διείδυει μέχρι τον πυθμένα της δεξαμενής διάχυσης.

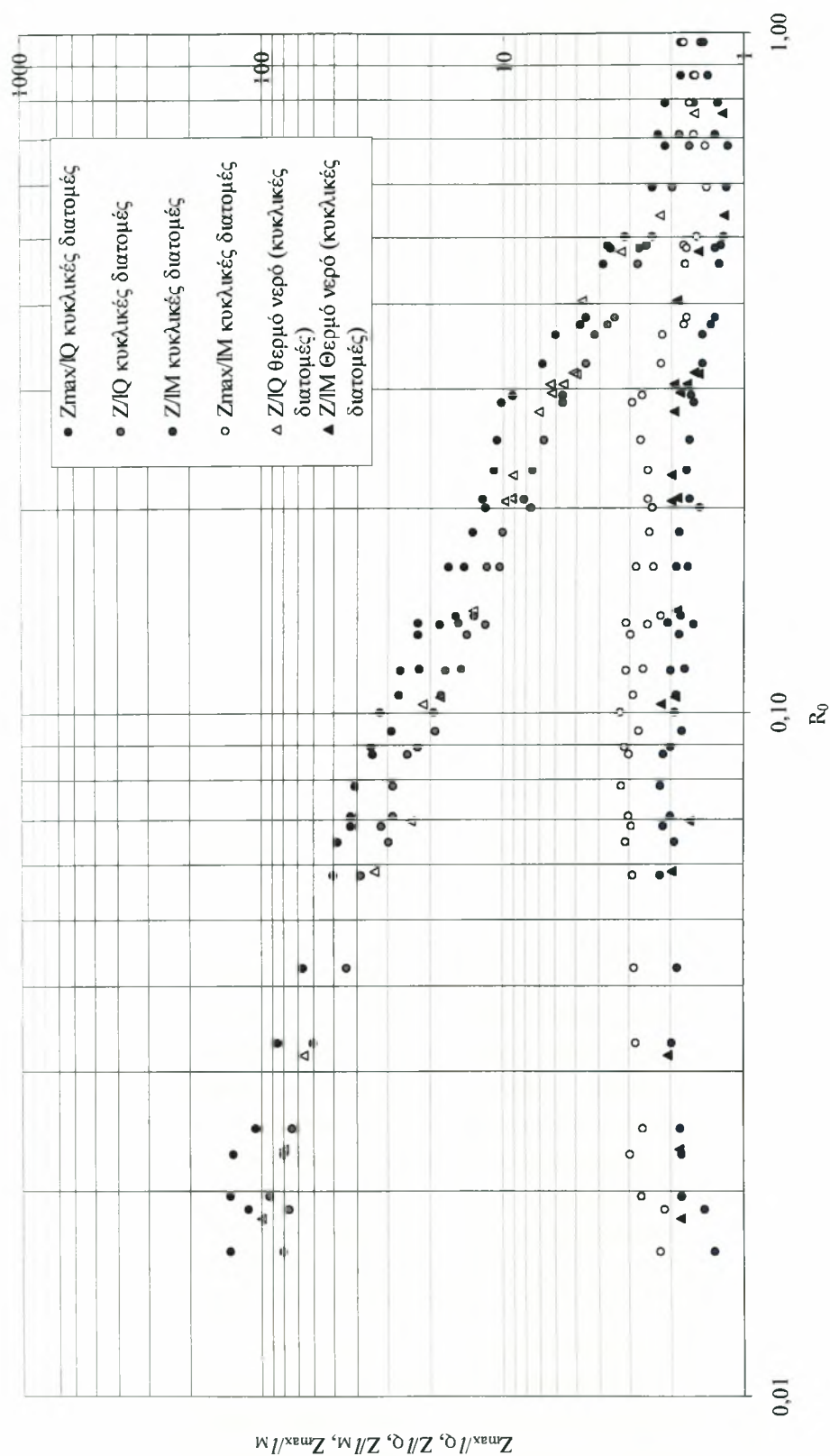


Σχήμα 3.16 : Συνολικό διάγραμμα αδιάστατου βάθους διείδυσης σε συνάρτηση με τον αριθμό Richardson της φλέβας, από πειράματα με θερμό νερό.

Στις κατακόρυφες φλέβες θερμού νερού αρνητικής άνωσης, η αρχική άνωση της φλέβας δεν διατηρείται σε ολόκληρο το πεδίο ροής της (Kotsovinos, 1975). Καθώς το θερμό νερό αναμιγνύεται με το περιβάλλον ρευστό, η θερμοκρασία του και κατά συνέπεια η πυκνότητά του μειώνονται λόγω μεταβολής του συντελεστή θερμικής διαστολής του νερού, με αποτέλεσμα την τοπική μείωση της ανωστικής δύναμης. Επομένως, η φαινομενική μέση επιτάχυνση της βαρύτητας g' μειώνεται, με αποτέλεσμα η ορμή της φλέβας να απομειώνεται με βραδύτερο ρυθμό.

Από το Σχήμα 3.16 παρατηρούμε ότι για $R_0 < 0.3$, $Z/l_M \approx 2$. Η παρούσα τιμή δεν διαφέρει ουσιαστικά από αυτή των πειραμάτων με αλατόνερο για τα κυκλικά ακροφύσια. Επομένως, οι κατακόρυφες θερμαινόμενες φλέβες σχετικά με το βάθος διείδυσης, συμπεριφέρονται σαν κατακόρυφες φλέβες σταθερής αρνητικής άνωσης. Αυτό προφανώς συμβαίνει επειδή η φλέβα μεταβαίνει σε πλούμιο (plume like), σε μικρή απόσταση από το ακροφύσιο, περιοχή στην οποία η άνωση παίζει πλέον καθοριστικό ρόλο στη μείωση της αρχικής ορμής.

Τέλος στο Σχήμα 3.17 παρουσιάζεται ένα συνολικό διάγραμμα των πειραματικών δεδομένων διείσδυσης σε κυκλικές και μη φλέβες με αρνητική άνοση.



Σχήμα 3.17 : Συνολικό διάγραμμα αδιάστατου βάθους διεύθυνσης σε συνάρτηση με τον αριθμό Richardson της φλέβας, από πειράματα με αλατόνερο και θερμό νερό με ακροφύσια κυκλικών διατομών.

3.2.4 Σύγκριση αποτελεσμάτων με προηγούμενες ερευνητικές εργασίες. Μετρήσεις ή θεωρητικές εκτιμήσεις του μέγιστου ύψους και του ύψους σταθεροποίησης κατακόρυφης φλέβας σε μόνιμη ροή με αρνητική άνωση, έχουν παρουσιαστεί σε δημοσιευμένες εργασίες στο παρελθόν. Αναλυτική αναφορά στον κάθε ένα ερευνητή και στην εργασία του γίνεται στο Κεφάλαιο 1 (βλ. Υποκεφάλαιο 1.4). Στο παρόν εδάφιο θα παρουσιαστούν οι σημαντικότερες παράμετροι των πειραμάτων αυτών και τα αποτελέσματα τους με σκοπό την μεταξύ τους, αλλά και με τα αποτελέσματα της παρούσας εργασίας, σύγκριση.

Στον Πίνακα 3.6 φαίνονται οι διαστάσεις των δεξαμενών που χρησιμοποιήθηκαν στο παρελθόν και οι διαστάσεις της δεξαμενής που χρησιμοποιήθηκε για την πραγματοποίηση των δικών μας πειραμάτων.

Πίνακας 3.6. Διαστάσεις δεξαμενών που χρησιμοποιήθηκαν στον παρελθόν και στην παρούσα εργασία, σε m.

Ερευνητής	Διατομή	Βάθος
Turner	0.45X0.45	1.40
Demetriou	1.20X1.20	1.55
Zhang & Baddour	1X1	1
Pantzlaff & Lueptow	D=0.295	0.89
Lindberg	3.64X0.405	0.508
Bloomfield & Kerr	0.40X0.40	0.70
Παρούσα εργασία	0.80X0.80	0.94

Στον Πίνακα 3.7 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα του μέγιστου ύψους και του ύψους σταθεροποίησης κατακόρυφης φλέβας των πειραμάτων που πραγματοποιήθηκαν από τους παραπάνω ερευνητές. Το άρθρο του Turner (1966) είναι βασικής σημασίας, αν και αναφέρεται σε μετεωρολογικά φαινόμενα, αφού είναι το πρώτο στο οποίο λαμβάνει χώρα πλήρης περιγραφή της μορφής των φλεβών, σωστή διαστατική ανάλυση και μέτρηση του μήκους Z. Βέβαια, από τα δημοσιευμένα δεδομένα, προκύπτουν ότι το ύψος διείσδυσης που μετρήθηκε είναι σημαντικά μεγαλύτερο από αυτό που μέτρησαν μεταγενέστερα άλλοι ερευνητές αλλά και η παρούσα εργασία. Στο Σχήμα 3.18 παρουσιάζεται ένα συνολικό διάγραμμα των πειραματικών δεδομένων του Turner, διείσδυσης κυκλικών φλεβών με αρνητική άνωση, όπου τα αδιάστατα βάθη διείσδυσης Z/l_M και Z/l_Q παρουσιάζονται σε συνάρτηση με τον αριθμό Richardson R_o της φλέβας.

Τα αποτελέσματα των πειραμάτων των Zhang & Baddour έδειξαν ότι ο λόγος Z/l_M παραμένει σταθερός για μεγάλους αριθμούς Froude ($F > 7$), επιβεβαιώνοντας ότι με τέτοιες συνθήκες η αρχική ορμή επηρεάζει ελάχιστα το μέγιστο βάθος διείσδυσης και την πυκνομετρική διαφορά. Αντίθετα, για αριθμούς Froude μικρότερους του επτά ($Fr < 7$) το μέγιστο ύψος διείσδυσης, καθώς επίσης και ο ρυθμός διάλυσης επηρεάζονται σημαντικά από την αρχική αρνητική άνωση.

Πίνακας 3.7 Αποτελέσματα του μέγιστου ύψους και του ύψους σταθεροποίησης κατακόρυφης φλέβας πειραμάτων που έχουν παρουσιαστεί σε εργασίες μέχρι στιγμής.

Ερευνητής	Z_{\max}/l_M	Z/l_M
Turner	----	3.17 (1.77)
Demetriou	2.625	2.18
Zhang & Baddour	----	2.11
Pantzlaff & Lueptow	----	1.57
Bloomfield & Kerr	2.325	1.71
Lindberg	----	2.40
Baines, Turner & Campbell	----	1.87
Baines, Turner & Campbell (7 ^ο)	$r_0 = 0.046\text{cm}$	2.20
	$r_0 = 0.091\text{cm}$	2.36
	$r_0 = 0.187\text{cm}$	2.54
Seban <i>et al.</i>	----	1.86
Morala	----	1.837
Reedman	----	1.527
Παρούσα εργασία (salt water)	2.90	1.95
Παρούσα εργασία (hot water)	----	2.00

Σημείωση:

Στην παρένθεση φαίνεται το πραγματικό ύψος διείσδυσης μετά από διόρθωση των δεδομένων του Turner (1966).

Τα δεδομένα των Morala και Reedman ελήφθησαν από το άρθρο των Baines, Turner & Campbell (1989).

Τα δεδομένα του Morala έχουν προκύψει από τη μέση τιμή όλων των πειραμάτων του. Όμως οι τιμές διαφέρουν σημαντικά για διαφορετικές αρχικές πυκνομετρικές διαφορές όπως φαίνεται παρακάτω

$$\Delta\rho/\rho_0 = 0.178 \quad Z/l_M = 2.02$$

$$\Delta\rho/\rho_0 = 0.10 \quad Z/l_M = 1.78$$

$$\Delta\rho/\rho_0 = 0.06 \quad Z/l_M = 1.65$$

$$\Delta\rho/\rho_0 = 0.03 \quad Z/l_M = 1.66$$

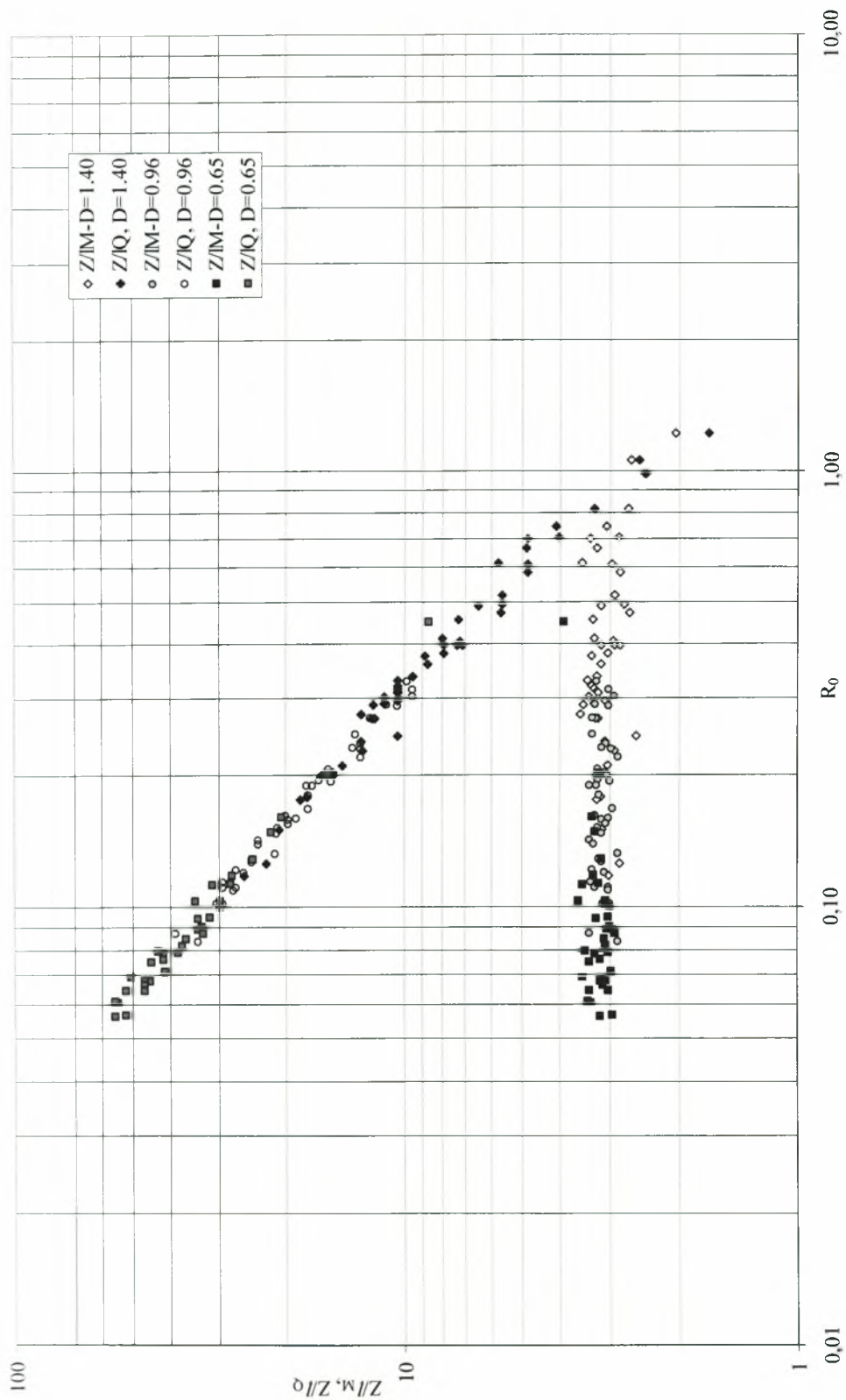
$$\Delta\rho/\rho_0 = 0.01 \quad Z/l_M = 2.12$$

$$\Delta\rho/\rho_0 = 0.006 \quad Z/l_M = 1.92$$

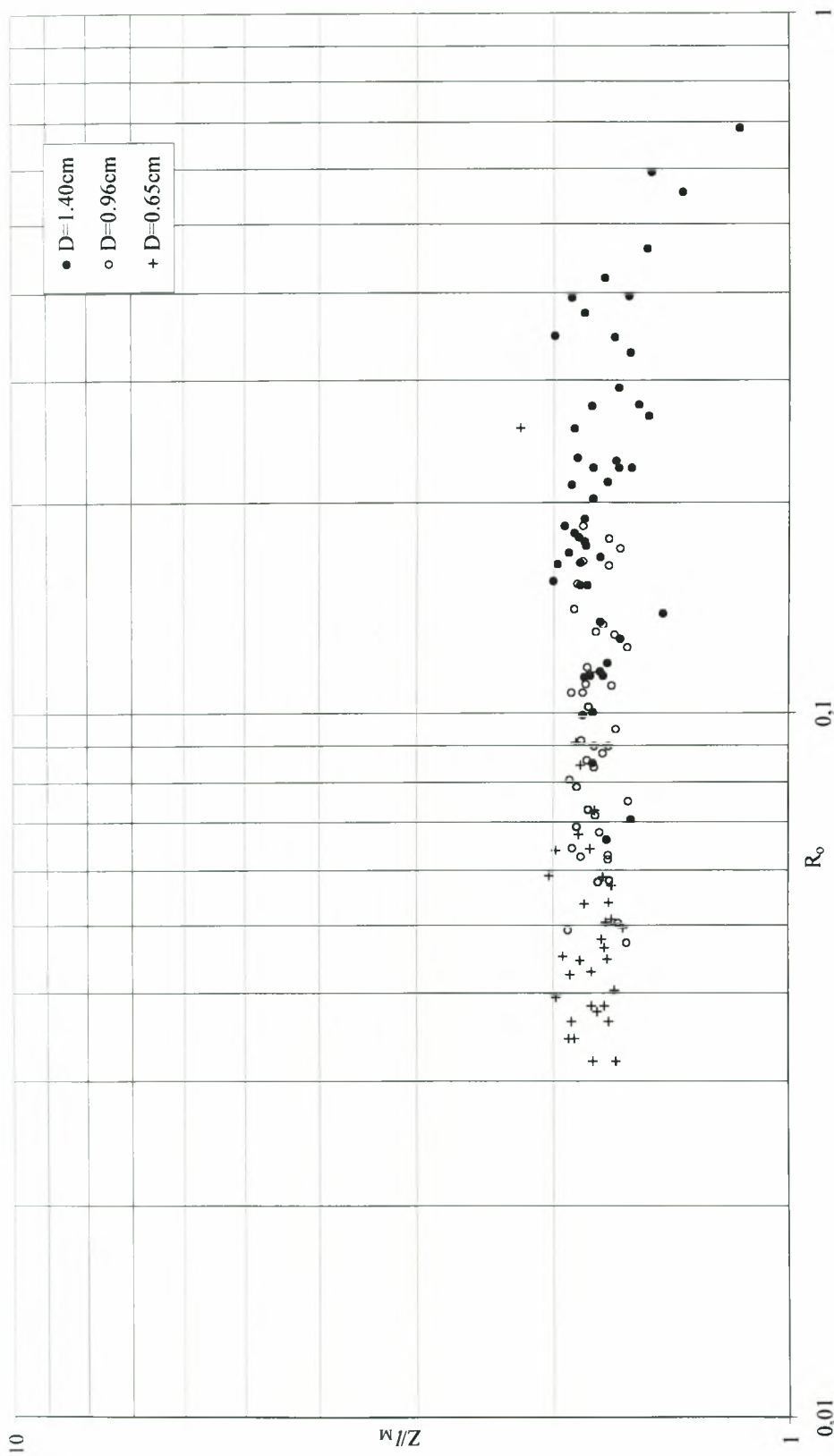
Οι σταθερές της παρούσας εργασίας υπολογίστηκαν για κυκλικές μόνο φλέβες και για $R_0 < 0.10$.

Τα δεδομένα των Baines, Turner & Campbell (1989) για γωνία 7° ως προς την κατακόρυφο διαφέρουν σημαντικά από αυτά των κατακόρυφων φλεβών.

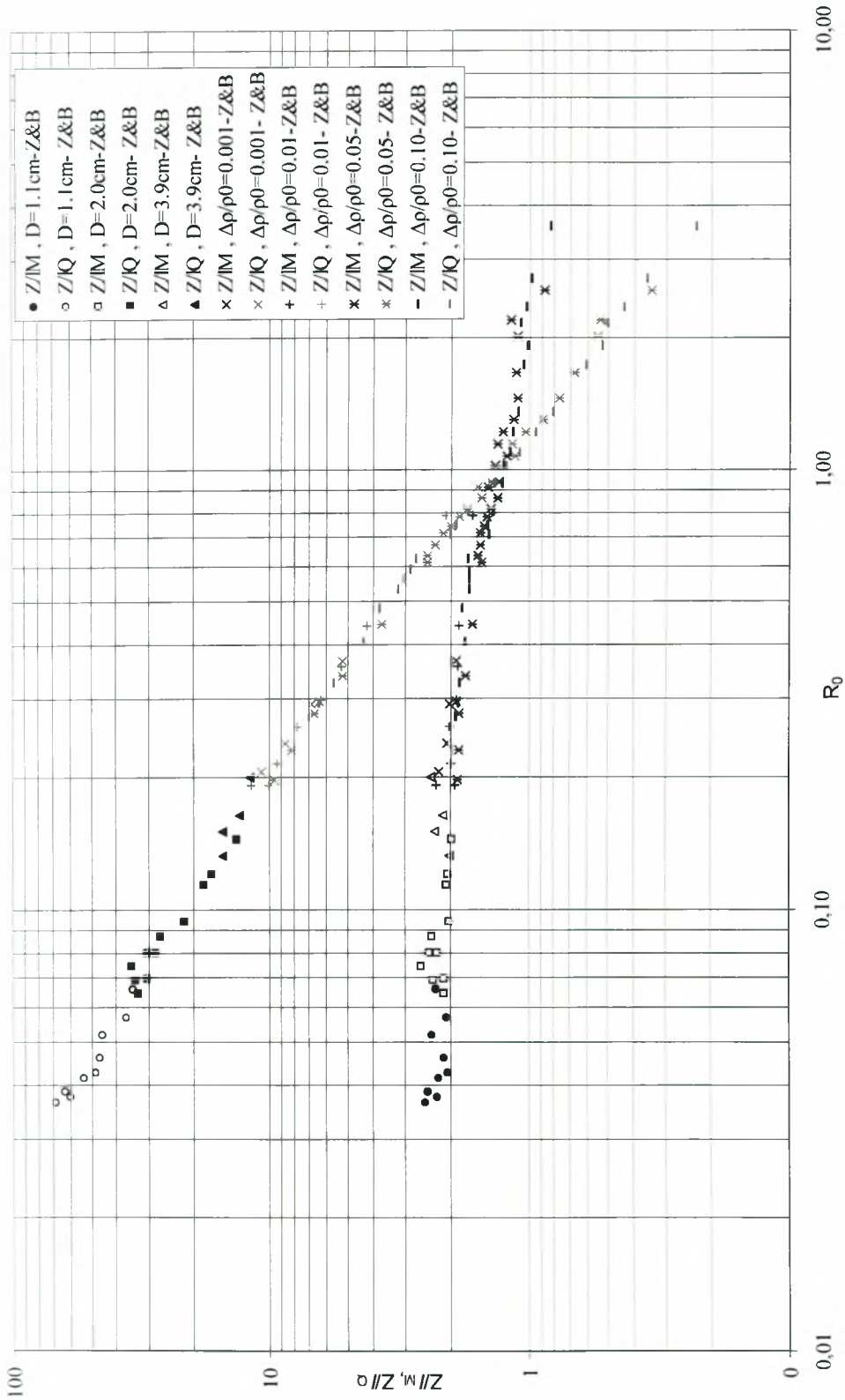
Στα διαγράμματα που ακολουθούν φαίνονται τα πειραματικά δεδομένα προηγούμενων ερευνητών, αδιαστατοποιημένα σύμφωνα με αυτά της παρούσας εργασίας για σύγκριση.



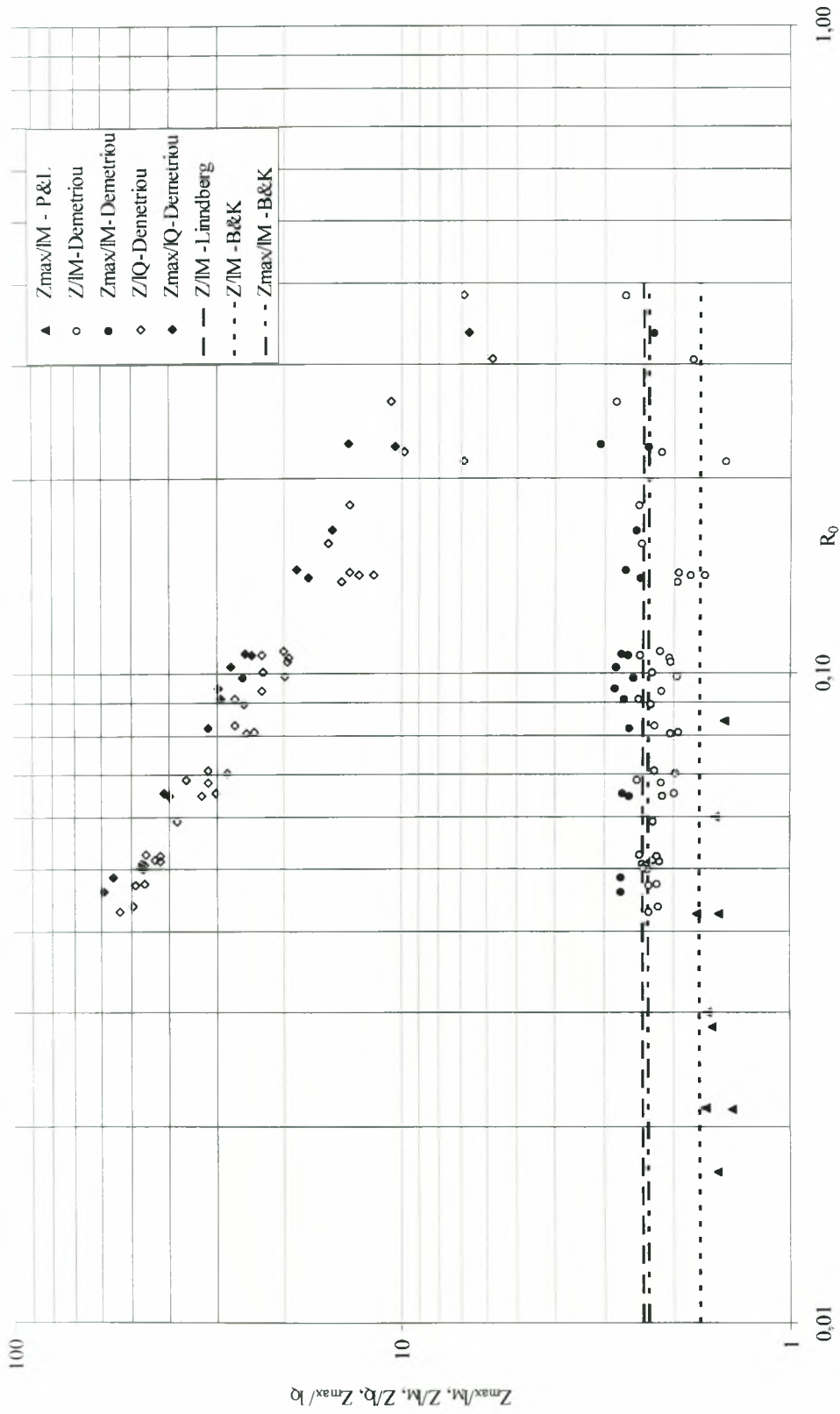
Σχήμα 3.18: Συνολικό διάγραμμα αδιάστατου βάθους διείδυσης σε συνάρτηση με τον αριθμό Richardson της φλέβας, από τα πειραματικά δεδομένα του Turner (1966).



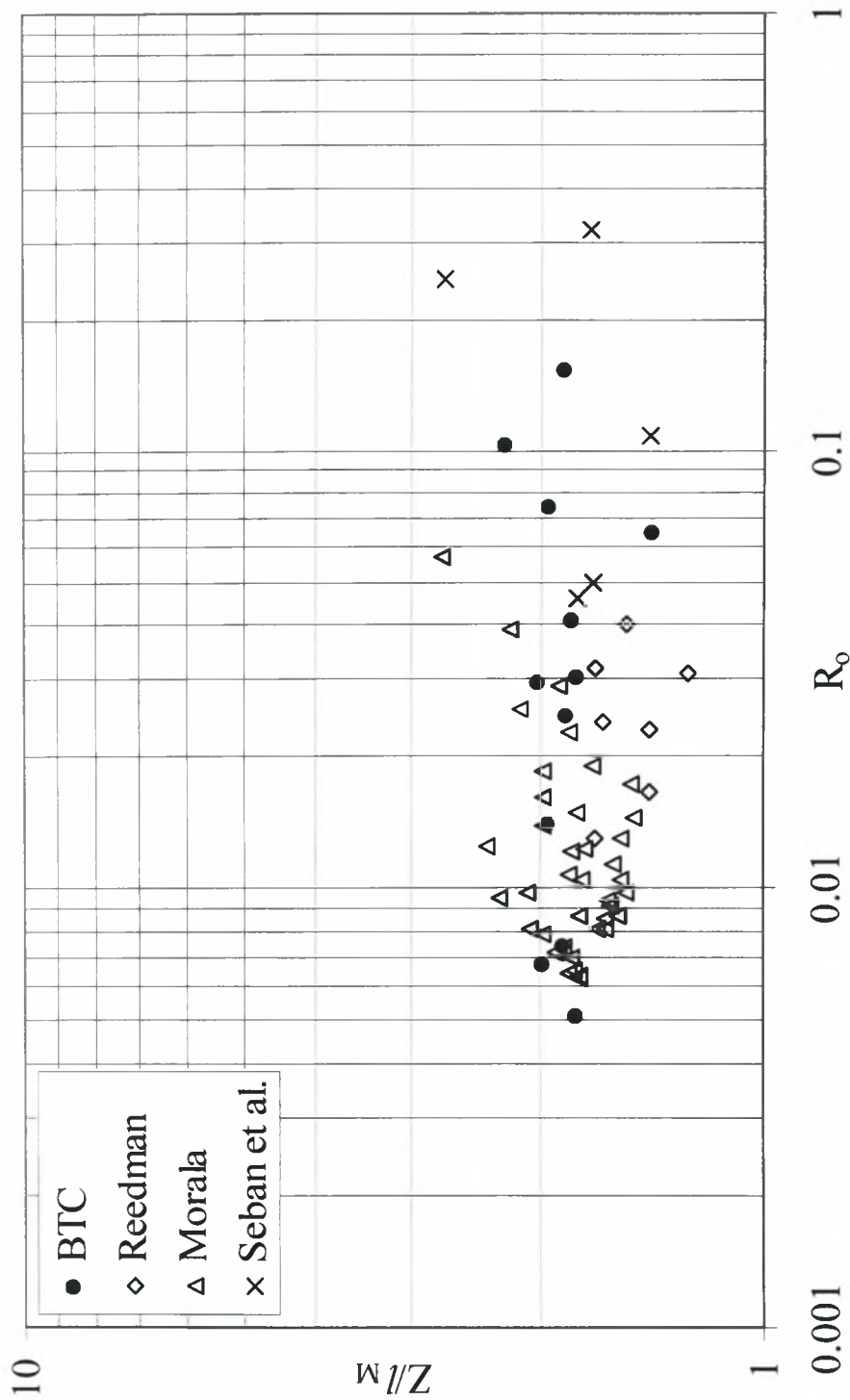
Σχήμα 3.19 : Αδιάστατο βάθος διείσδυσης σε συνάρτηση με τον αριθμό Richardson της φλέβας, από τα πειραματικά δεδομένα του Turner, με διορθωμένες τιμές.



Σχήμα 3.20: Συνολικό διάγραμμα αδιάστατου βάθους διείδυσης σε συνάρτηση με τον αριθμό Richardson της φλέβας, από τα πειραματικά δεδομένα των Zhang & Baddour (1998).



Σχήμα 3.21: Συνολικό διάγραμμα αδιάστατου βάθους διείδυσης σε συνάρτηση με τον αριθμό Richardson της φλέβας, από τα πειραματικά δεδομένα των Pantzalf & Lueptow (1999), Δημητρίου (1978), Lindberg (1994) και Bloomfield & Kerr (2000).



Σχήμα 3.22: Συνολικό διάγραμμα αδιάστατου βάθους διεύδυσης σε συνάρτηση με τον αριθμό Richardson της φλέβας, από τα πειραματικά δεδομένα των Baines, Turner & Campbell (1989), Reedman, Morala και Seban *et al.* (1978).

Για τα δεδομένα των Lindberg (1994) και Bloomfield & Kerr (2000) δεν είναι διαθέσιμοι οι αρχικοί αριθμοί του Richardson Ro . Για το λόγο αυτό στα αντίστοιχα διαγράμματα έχουμε χαράξει ευθείες γραμμές στο αντίστοιχο αδιάστατο ύψος. Γενικά, παρατηρούμε ότι υπάρχουν σημαντικές αποκλίσεις ανάμεσα στα πειραματικά δεδομένα από όλους τους παραπάνω ερευνητές. Αυτές μπορεί να έχουν προκύψει από την επίδραση των ορίων των δεξαμενών διάχυσης, σε περίπτωση που η οριζόντια διατομή τους είναι μικρότερη από περίπου τρία (3) οπτικά πλάτη της φλέβας. Συγκεκριμένα, οι παρούσες μετρήσεις καθώς και αυτές των Δημητρίου (1978) και Zhang & Baddour (1998) έγιναν σε συσκευές με παρόμοιο μέγεθος και παρουσιάζουν τις μικρότερες αποκλίσεις.

Αποκλίσεις επίσης μπορεί να έχουν προέλθει από σφάλμα στη μέθοδο μέτρησης με οπτικές μεθόδους. Θεωρούμε ότι η επιλογή διπλού κανάβου για τον προσδιορισμό των γραμμικών χαρακτηριστικών της φλέβας, έδωσε πολύ αξιόπιστες μετρήσεις. Η ανάλυση του σφάλματος στη μέτρηση του μέγιστου βάθους και του βάθους σταθεροποίησης της φλέβας, φαίνεται στο κεφάλαιο που ακολουθεί.

3.3 Σφάλματα

Όπως σε κάθε είδους πείραμα έτσι και στα πειράματα αυτής της διπλωματικής εργασίας είναι αδύνατον να αποφευχθούν ορισμένα σφάλματα που οφείλονται, είτε στον ανθρώπινο παράγοντα, είτε στα όργανα μέτρησης που χρησιμοποιήθηκαν. Τα πειράματα πραγματοποιήθηκαν με ιδιαίτερη προσοχή ώστε το ποσοστό λάθους να μειωθεί στο ελάχιστο. Παρόλο αυτά, στο κεφάλαιο αυτό αναγράφονται ορισμένα πιθανά σημεία στα οποία είναι δυνατόν να πραγματοποιηθούν εσφαλμένες μετρήσεις, σε μικρό πάντα ποσοστό σφάλματος, και στα πειράματα με αλατόνερο, αλλά και στα πειράματα με θερμό νερό.

Αρχικά, περιθώριο λάθους μπορεί να παρατηρηθεί στις μετρήσεις θερμοκρασίας. Στα πειράματα με αλατόνερο η θερμοκρασία του νερού στη βοηθητική δεξαμενή μετريέται με θερμόμετρο και η εκτίμηση γίνεται με το μάτι. Η βαθμίδα του θερμομέτρου είναι ανά 0.5 °C, έτσι το σφάλμα είναι πολύ μικρής τάξης. Στα πειράματα με θερμό νερό, η θερμοκρασία της φλέβας μετράται τόσο με την θερμοαντίσταση, όσο και με το θερμόμετρο. Ο συνδυασμός αυτός βοηθά να ελαττωθεί τυχόν απόκλιση της πραγματικής θερμοκρασίας της φλέβας.

Η μέτρηση της πυκνότητας του αλατόνερου γίνεται με πυκνόμετρο, βαθμίδας μέτρησης ανά 0.01 Kgr/m³ και η εκτίμηση γίνεται με το μάτι. Έτσι θα έχουμε σφάλμα της τάξης περίπου ±5%. Επίσης, δεν έγινε διόρθωση της πυκνότητας σαν συνάρτηση της αλατότητας και θερμοκρασίας, δεδομένου ότι το εργαστήριο δεν διαθέτει όργανο μέτρησης της αλατότητας. Πάντως, στα πειράματα με αλατόνερο, η θερμοκρασία του νερού της φλέβας και της δεξαμενής διάχυσης δεν διέφεραν σημαντικά, επειδή είχαν την ίδια τροφοδοσία. Το σφάλμα στην εκτίμηση της πυκνότητας, επηρεάζει σημαντικά μόνο την αρχική άνωση και όχι τον αρχικό αριθμό Richardson της φλέβας.

Η παροχή στα ροόμετρα ρυθμίζεται με βάνα ακριβείας. Το πρόβλημα της ακριβούς ετίμησης της παροχής προέρχεται από την διακύμανσή της λόγω τύρβης, που εμφανίζεται σαν αυξομείωση της θέσης του σφαιρικού δείκτη του ροομέτρου. Εάν

παρατηρηθεί ότι η ροή αυξομειώνεται σημαντικά κατά τη διάρκεια του πειράματος, το πείραμα απορρίπτεται. Επειδή τα παροχόμετρα ρυθμίστηκαν και για αλατόνερο, δεν υπήρχαν αποκλίσεις για πυκνότητα διαλύματος μικρότερη των 1025 gr/lit. Δεδομένου ότι η πυκνότητα του θερμού νερού που χρησιμοποιήθηκε υπερέβη τα 20 gr/lit, θεωρούμε ότι η ένδειξη του ροομέτρου ήταν ακριβής για την εκτίμηση της παροχής θερμού νερού. Το σφάλμα στην εκτίμηση της παροχής, επηρεάζει σημαντικά μόνο την αρχική άνωση και όχι τον αρχικό αριθμό Richardson της φλέβας.

Στην επεξεργασία των ταινιών που καταγράφηκαν στα πειράματα μπορεί να παρατηρηθούν σφάλματα στην εύρεση του μέγιστου ύψους και του ελάχιστου, λόγω του γεγονότος ότι υπολογίζονται με το μάτι από την αναπαραγωγή των ταινιών στον υπολογιστή. Οι γραμμές των κανάβων είναι σχηματισμένες στις πλευρές της δεξαμενής ανά 5cm και έτσι σε περίπτωση που το βάθος μιας φλέβας είναι ανάμεσα σε δύο γραμμές του κανάβου, το βάθος λαμβάνεται σαν μια ενδιάμεση τιμή, που μπορεί να αποκλίνει μέχρι 0.5cm.

Όπως αναφέρθηκε και στο κεφάλαιο της προετοιμασίας των πειραματικών συσκευών, το περιβάλλον ρευστό θα πρέπει να αναδεύεται αρκετά καλά μετά τις ρυθμίσεις του πειράματος και να αφήνεται, μετά την ανάδυσή του, για περίπου είκοσι λεπτά να ηρεμήσει πλήρως. Σκοπός των ενεργειών αυτών είναι να επιτυγχάνεται για κάθε πείραμα η ομοιογένεια του διαλύματος και η πλήρης ηρεμία του αποδέκτη ώστε να μην επηρεάζεται η κίνηση της φλέβας. Η παραπάνω διαδικασία ακολουθήθηκε για όλα τα πειράματα.

Στη συνέχεια θα γίνει εκτίμηση του σφάλματος στη μέτρηση του βάθους διείδυσης, λόγω της διάταξης οπτικοποίησης της φλέβας.

3.3.1 Προβολή κανάβου του πρόσθιου υαλοπίνακα. Ο κανάβος του πρόσθιου υαλοπίνακα προβάλλεται στην απέναντι πλευρά. Είναι η προβολή του κανάβου τετραγωνικός κανάβος; Θεωρούμε ότι η απόσταση του προβολέα από τη συσκευή είναι L , το πλάτος της συσκευής στη διεύθυνση της ακτίνας είναι B και το πάχος του υαλοπίνακα είναι αμελητέο. Επομένως για επιφάνεια υαλοπίνακα διαστάσεων $1m$ κατακόρυφα και $0.80m$ οριζόντια, τοποθετώντας τον προβολέα στο κέντρο του υαλοπίνακα, φωτίζουμε περιοχή περί τα $0.50m$ κατακόρυφα και $0.40m$ οριζόντια, όπου βρίσκεται το πεδίο ροής. Η διάσταση του προβαλλόμενου κανάβου (διαστάσεων $5cm \times 5cm$) ανάμεσα στις γραμμές kd και $(k+1)d$ προκύπτει από τις σχέσεις

$$d_1(k, d) = B \tan \theta_2(k, d) + kd \quad (3-19)$$

$$d_1(k+1, d) = B \tan \theta_2(k+1, d) + (k+1)d \quad (3-20)$$

λαμβάνοντας τη διαφορά των αποστάσεων. Όμως, οι συντεταγμένες του κανάβου του πρόσθιου υαλοπίνακα που προβάλλουμε είναι

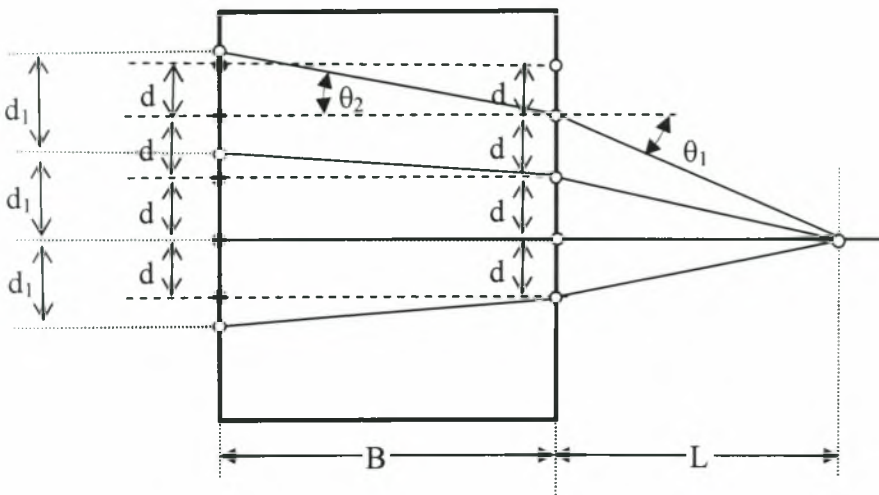
$$kd = L \tan \theta_1(k, d) \quad (3-21)$$

και

$$(k+1)d = L \tan \theta_1(k+1, d) \quad (3-22)$$

Οι γωνίες όμως θ_1 και θ_2 ικανοποιούν τη σχέση (νόμος του Snell)

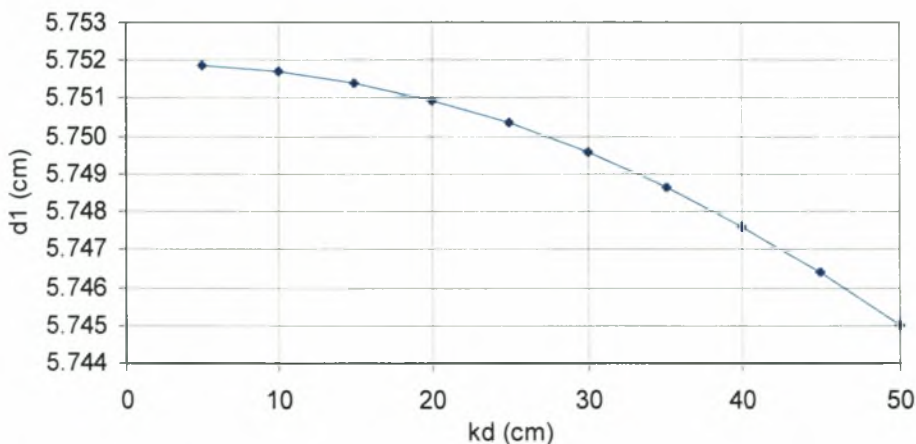
$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (3-23)$$



Σχήμα 3.23: Προβολή κανάβου του πρόσθιου υαλοπίνακα.

Από τις σχέσεις (3-21) και (3-22) προσδιορίζουμε τις γωνίες θ_1 , δεδομένων των L , k , d . Στη συνέχεια, από το νόμο του Snell προκύπτουν οι θ_2 , ενώ οι αποστάσεις δύο διαδοχικών πλευρών του κανάβου $d_1(k,d)$, $d_2(k+1,d)$ προκύπτουν από τις σχέσεις (3-19) και (3-20).

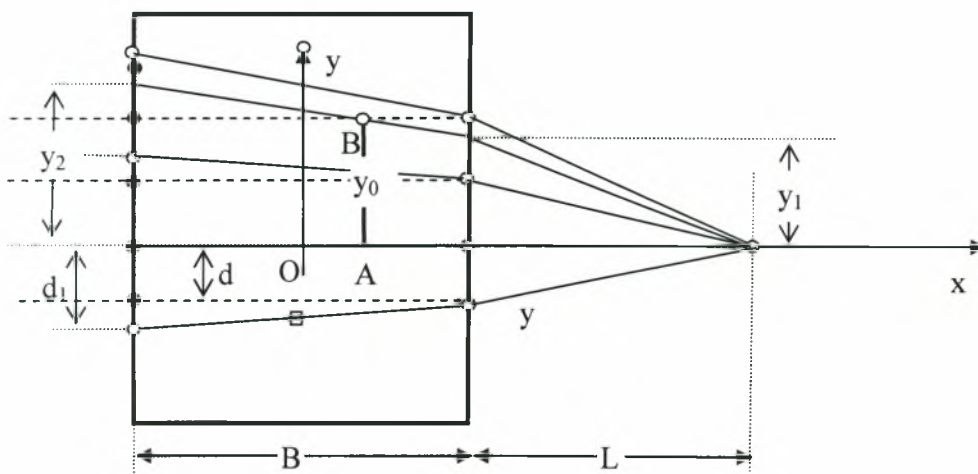
Στην πειραματική συσκευή που χρησιμοποιήσαμε, τα δεδομένα είναι: $B=80\text{cm}$, $d=5\text{cm}$ και $L \approx 400 \div 500\text{cm}$. Στο διάγραμμα που ακολουθεί φαίνεται η απόσταση των γραμμών του προβαλλόμενου κανάβου σαν συνάρτηση της απόστασης από την κάθετη ακτίνα του προβολέα στον υαλοπίνακα. Παρατηρούμε ότι η δεν υφίσταται ισοδιάσταση στον κανάβο που προβάλλεται για $L = 400\text{cm}$, αλλά η διαφορά ανάμεσα σε δύο διαδοχικές ευθείες του κανάβου είναι μικρότερη από 0.7mm , για την πιο απόμακρη ευθεία του κανάβου (στα 50cm). Μπορούμε επομένως να θεωρήσουμε ότι ο προβαλλόμενος κανάβος είναι περίπου τετραγωνικός με ισοδιάσταση ανάμεσα σε διαδοχικές ευθείες.



Σχήμα 3.24: Απόσταση των γραμμών του προβαλλόμενου κανάβου σαν συνάρτηση της απόστασης από την κάθετη ακτίνα του προβολέα στον υαλοπίνακα.

3.3.2. Προβολή εσωτερικού σημείου με συντεταγμένες (x, y_0) , $-B/2 < x < B/2$, $y = y_0$.

Έστω ότι τα τετράγωνα του κανάβου της πλευράς προβολής έχουν μήκος ακμής d , ενώ του προβαλλόμενου κανάβου d_1 . Εάν το μετρούμενο μέγιστο βρίσκεται πάνω στον άξονα της συσκευής διάχυσης, τότε η πραγματική απόσταση προκύπτει από το ημίθροισμα των αποστάσεων που προκύπτουν από τα δύο συστήματα, τον κανάβο στην πλευρά της προβολής και τον προβαλλόμενο κανάβο. Εάν δεν βρίσκεται πάνω στον άξονα αλλά απέχει απόσταση x απ' αυτόν, τότε η απόσταση που προκύπτει από το ημίθροισμα της προβολής στα δύο συστήματα συντεταγμένων διαφέρει από την πραγματική. Στις παραγράφους που ακολουθούν θα εκτιμηθούν οι αποκλίσεις σαν συνάρτηση της κατακόρυφης απόστασης y_0 από την προβολή της κάθετης ακτίνας στους υαλοπίνακες και της απόστασης x από το επίπεδο συμμετρίας των δύο παράλληλων υαλοπινάκων.



Σχήμα 3.25: Προβολή εσωτερικού σημείου της φλέβας.

Θεωρούμε ότι ένα σημείο B κινείται σε απόσταση y_0 από τον άξονα Oy , κατά μήκος του Ox στο εσωτερικό του δοχείου ($-B/2 < x < B/2$). Η ακτίνα από τον προβολέα που διέρχεται από το σημείο B τέμνει την επιφάνεια του προβαλλόμενου κανάβου σε απόσταση y_1 από τον άξονα Ox , ενώ του κανάβου στην πλευρά προβολής σε απόσταση y_2 . Ισχύει ο νόμος του Snell

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2, \quad (3-24)$$

όπου n_1 και n_2 είναι οι συντελεστές διάθλασης του αέρα και του νερού και θ_1 και θ_2 οι γωνίες που σχηματίζει η ακτίνα με την κάθετο στην επιφάνεια του γυαλιού στην πλευρά του αέρα και του νερού αντίστοιχα. Επίσης ισχύει ότι

$$y_1 = L \tan \theta_1 \quad (3-25)$$

$$y_2 = y_1 + B \tan \theta_2 \quad (3-26)$$

καθώς επίσης και

$$y_0 = y_2 - \left(\frac{B}{2} + x \right) \tan \theta_2 \quad (3-27)$$

και

$$y_0 = y_1 + \left(\frac{B}{2} - x \right) \tan \theta_2. \quad (3-28)$$

Με δεδομένα τα x , y_0 , B και L , από τις παραπάνω εξισώσεις προσδιορίζουμε τα y_1 , y_2 , θ_1 και θ_2 . Μεταβάλλοντας την απόσταση x διατηρώντας το y_0 σταθερό, μπορούμε να προσδιορίσουμε την απόκλιση της μέτρησης εάν το σημείο που προβάλλεται δεν βρίσκεται στο επίπεδο του άξονα ($x = 0$) ανάμεσα στα κατακόρυφα γυάλινα τοιχώματα αλλά κάπου αλλού ($x \neq 0$).

Προσθέτοντας τις εξισώσεις (3-27) και (3-28) κατά μέλη, καταλήγουμε στην εξίσωση

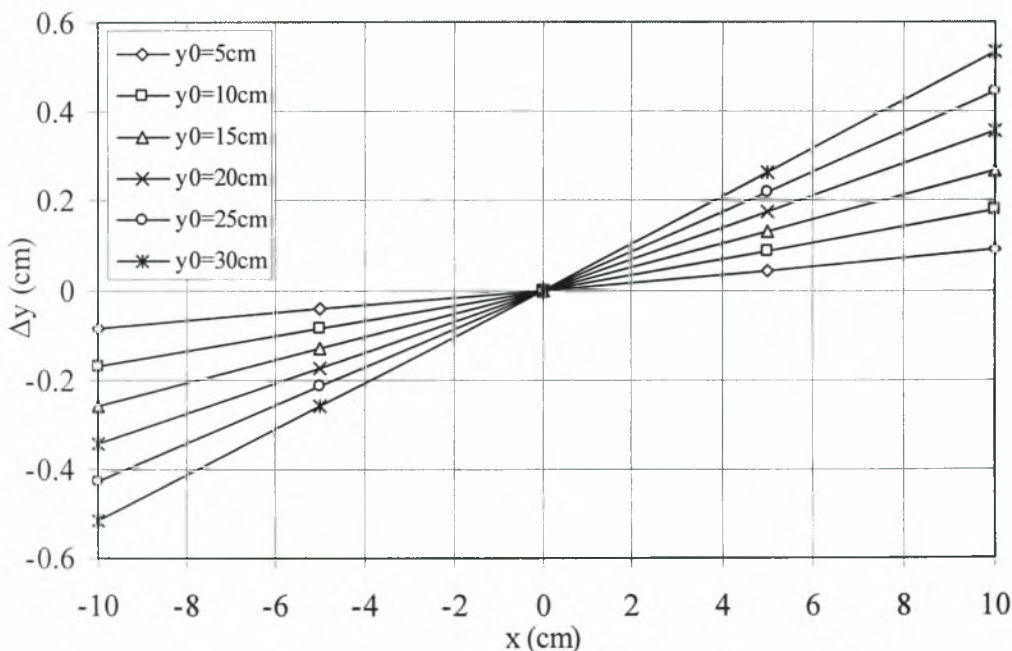
$$y_0 = \frac{y_1 + y_2}{2} - x \tan \theta_2 \quad (3-29)$$

Η απόκλιση επομένως από την εκτίμηση του βάθους διείσδυσης σε περίπτωση που το μέγιστο βρίσκεται στον άξονα ($x = 0$) είναι μηδενική. Σε περίπτωση που το μέγιστο βάθους διείσδυσης είναι σε απόσταση $x \neq 0$ η απόκλιση στην εκτίμησή του θα είναι

$$\Delta y_0 = -x \tan \theta_2. \quad (3-30)$$

Αυτό σημαίνει ότι, εάν $x > 0$, τότε το μέγιστο βάθους διείσδυσης είναι υποεκτιμημένο, και εάν $x < 0$ είναι υπερεκτιμημένο κατά $x \tan \theta_2$.

Στο διάγραμμα που ακολουθεί φαίνεται η απόκλιση της προβολής του σημείου (x, y_0) , από το σημείο $(0, y_0)$, σαν συνάρτηση της απόστασης x από τον άξονα της συσκευής διάχυσης.



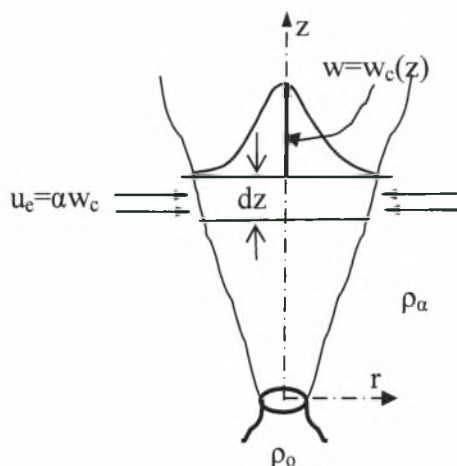
Σχήμα 3.26: Απόκλιση της προβολής του σημείου (x, y_0) , από το σημείο $(0, y_0)$, σαν συνάρτηση της απόστασης x από τον άξονα της συσκευής διάχυσης.

Από το παραπάνω διάγραμμα φαίνεται ότι το μέγιστο σφάλμα στη μέτρηση δεν θα υπερβαίνει τα 0.50cm, εάν το μέγιστο βάθος διείσδυσης της φλέβας εμφανίζεται σε απόσταση $\pm 10\text{cm}$ από τον άξονά της και η στάθμη του προβολέα είναι σε απόσταση μικρότερη των 30cm από το επίπεδο της μέγιστης στάθμης.

4. ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΟ ΜΟΝΤΕΛΟ ΚΑΤΑΚΟΡΥΦΗΣ ΦΛΕΒΑΣ ΜΕ ΑΡΝΗΤΙΚΗ ΑΝΩΣΗ

4.1 Ολοκλήρωση των εξισώσεων κίνησης κατακόρυφης κυκλικής φλέβας

Στο παρακάτω σχήμα απεικονίζεται μια κυκλική κατακόρυφη ανωστική φλέβα σε ομογενή αποδέκτη. Οι εξισώσεις της κίνησης για μια κυκλική κατακόρυφη φλέβα με αρνητική άνωση που εκβάλλει σε ένα ομογενές ρευστό με πυκνότητα μικρότερη απ' αυτή της φλέβας είναι (Fischer *et al.* 1979)



Σχήμα 4.1 Κατακόρυφη φλέβα σε ομογενή αποδέκτη.

$$\frac{d}{dz}(\pi b^2 w) = 2\pi \alpha b w$$

$$\frac{d}{dz}\left(\frac{\pi}{2} b^2 w^2\right) = \pi g \lambda^2 b^2 \frac{\Delta \rho_c(z)}{\rho_o} \quad (4-1)$$

$$\frac{d}{dz}\left(\pi g \frac{\lambda^2}{1 + \lambda^2} b^2 w \frac{\Delta \rho_c(z)}{\rho_o}\right) = 0,$$

όπου

$w = w_c(z)$ η μέση ταχύτητα στον άξονα του jet,

$b = b_w(z)$ το πλάτος του jet καθορισμένο ως η απόσταση από τον άξονα όπου η μέση ταχύτητα παίρνει την τιμή $w(b) = w_c(z)/e$ ($e = 2.718..$) και καλείται 1/e-πλάτος ταχύτητας,

$\lambda = b_c/b_w$ ο λόγος του πλάτους 1/e μέσης συγκέντρωσης προς το λόγο του πλάτους της 1/e μέσης ταχύτητας ,

ρ_a η πυκνότητα του περιβάλλοντος ρευστού,

$\Delta \rho_c(z)/\rho_o$ η αδιάστατη διαφορά πυκνότητας ανάμεσα στην μέση αξονική τιμή και το περιβάλλον ρευστό και

ρ_o κάποια πυκνότητα αναφοράς (π.χ. η αρχική πυκνότητα του jet).

Το παραπάνω σύστημα εξισώσεων προκύπτει από τις μέσες χρονικά (time averaged) εξισώσεις της κίνησης (συνέχεια, z-ορμή και διατήρηση της άνωσης) με αντικατάσταση της Γκαουσιανής (Gaussian) κατανομής της μέσης ταχύτητας και του προφίλ της μέσης πυκνομετρικής διαφοράς

$$w(r, z) = w_c(z) \exp\left(-\frac{r^2}{b_w^2}\right) \quad (4-2\alpha)$$

$$\Delta\rho(r, z) = \Delta\rho_c(z) \exp\left(-\frac{r^2}{b_c^2}\right) \quad (4-2\beta)$$

και με τη χρήση της υπόθεσης του συντελεστή συμπαράσυρσης α που προτείνεται από τον G.I. Taylor, δηλαδή η ταχύτητα με την οποία εισρέει περιβάλλον ρευστό στο πεδίο ροής της φλέβας είναι ανάλογη της μέσης ταχύτητας στον άξονα

$$u_e = \alpha w_c(z) \quad (4-3)$$

στην ολοκληρωματική μορφή των εξισώσεων, θεωρώντας ότι η ολοκλήρωση εκτείνεται στο άπειρο, π.χ.

$$\begin{aligned} \rho\mu(z) &= \int_A \rho w(r, z) dA = \int_0^\infty \rho w(r, z) 2\pi r dr = \rho\pi b^2 w \\ \rho m(z) &= \int_A \rho w^2(z) dA = \int_0^\infty \rho w^2(r, z) 2\pi r dr = \rho \frac{\pi b^2 w^2}{2} \end{aligned} \quad (4-4)$$

$$\rho_o \beta(z) = \int_A g \Delta\rho(r, z) w(r, z) dA = \int_0^\infty g \Delta\rho(r, z) w(r, z) 2\pi r dr = \pi(\Delta\rho) g w b^2 \frac{\lambda^2}{1 + \lambda^2}.$$

Για τις παραπάνω σχέσεις ισχύει $b=b_w$ και $\lambda=b_c/b_w$. Αν οι μεταβλητές w , b και $\Delta\rho/\rho_o$ (τιμές στον άξονα της φλέβας) εκφραστούν σε όρους των μ , m και β , το σύστημα των παραπάνω εξισώσεων γίνεται

$$\begin{aligned} \frac{d\mu}{dz} &= 2\sqrt{2\pi} \alpha m^{1/2} \\ \frac{dm}{dz} &= \pi g \frac{1 + \lambda^2}{2} \frac{\mu\beta}{m} \\ \frac{d\beta}{dz} &= 0 \end{aligned} \quad (4-5)$$

με αρχικές συνθήκες στο ακροφύσιο

$$\begin{aligned} \mu(0) &= Q = \frac{\pi D^2}{4} W \\ m(0) &= M = \frac{\pi D^2}{4} W^2 \end{aligned} \quad (4-6)$$

$$\beta(0) = B = \frac{\rho_a - \rho_o}{\rho_o} g Q$$

όπου W είναι η μέση ταχύτητα στο χείλος του ακροφύσιου.

Ακολουθώντας τους List & Imberger (1973) η απόσταση z_0 από το ακροφύσιο όπου τοποθετείται η θεωρητική αρχή (origin) των $m(0) = M$ και $\mu(0) = Q$ μπορεί να υπολογιστεί από τη σχέση (παράμετρος πλάτους της φλέβας)

$$C_p = \frac{\mu}{zm^{1/2}} \quad (4-7)$$

που είναι σταθερά, ίση με $C_p = 0.27$ (Papanicolaou and List, 1988). Συνεπώς

$$C_p = \frac{Q}{z_0 M^{1/2}} \Rightarrow z_0 = \frac{Q}{C_p M^{1/2}} = \frac{\ell_Q}{C_p}; \ell_Q = \frac{Q}{\sqrt{M}} = \sqrt{\frac{\pi}{4}} D \quad (4-8)$$

απ' όπου προκύπτει

$$z_0 = \sqrt{\frac{\pi}{4}} \frac{D}{C_p} = 3.28D \quad (4-9)$$

Επομένως το παραπάνω σύστημα εξισώσεων μπορεί να ολοκληρωθεί αρχίζοντας από το z_0 με αρχικές συνθήκες αυτές που περιγράψαμε νωρίτερα. Ο υπολογισμός τερματίζεται όταν η ορμή της φλέβας μηδενιστεί.

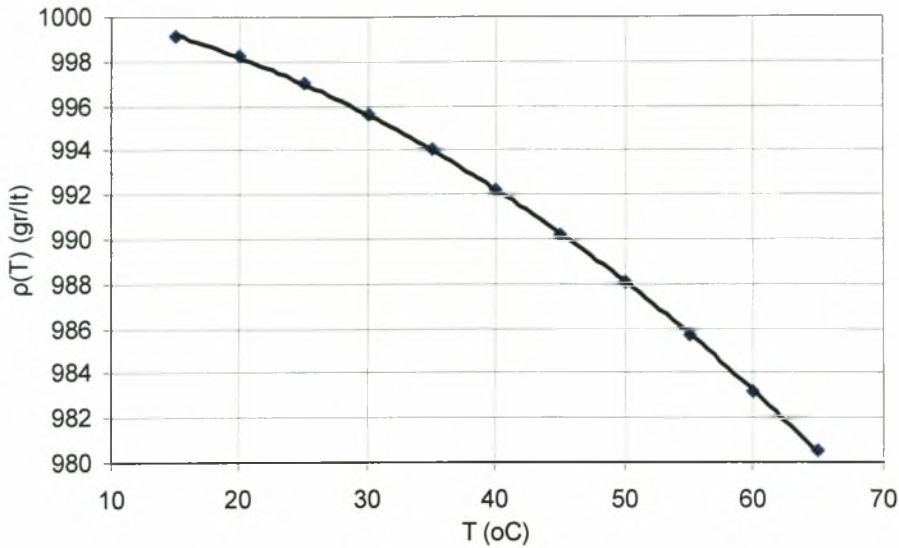
Στις παραπάνω εξισώσεις, προκειμένου περί ισόθερμης ροής όπου η ανωστική δύναμη προέρχεται από τη διαφορά αλατότητας της φλέβας και του αποδέκτη, μπορεί να θεωρηθεί ότι είναι σταθερή, δηλαδή ότι $\beta(z) = B$.

Σε περίπτωση όμως που η αρχική ανωστική δύναμη B είναι προϊόν πυκνομετρικής διαφοράς που προέρχεται από τη θερμοκρασιακή διαφορά μεταξύ του ρευστού της φλέβας και του αποδέκτη, η ανωστική δύναμη $\beta(z)$ σε απόσταση z από την πηγή της φλέβας δεν είναι σταθερή, πράγμα που οφείλεται στο συντελεστή θερμικής διάγκωσης του ρευστού, που είναι συνάρτηση της θερμοκρασίας. Σε μεγάλη απόσταση z από την πηγή, η ανωστική δύναμη τείνει να μηδενιστεί, δεδομένης της μικρής θερμοκρασιακής διαφοράς μεταξύ του ρευστού της φλέβας και του αποδέκτη λόγω διάλυσής της. Η πυκνότητα του νερού βρύσης σαν συνάρτηση της θερμοκρασίας μπορεί να εκτιμηθεί από τη σχέση

$$\rho(T) = -0.0038T^2 - 0.0685T + 1001.05 \quad (4-10)$$

όπου η θερμοκρασία T δίδεται σε $^{\circ}\text{C}$ και η πυκνότητα του νερού σε gr/lit , η δε σχέση ισχύει για θερμοκρασίες μεταξύ 15 και 65 $^{\circ}\text{C}$. Στο διάγραμμα του Σχήματος 4.2 φαίνεται η καμπύλη της παραπάνω εξίσωσης σε σχέση με τα πραγματικά δεδομένα. Η ακρίβεια της εκτίμησης της πυκνότητας που προκύπτει από την παραπάνω εξίσωση έχει μέση απόκλιση 0.065 gr/lit , σε σχέση με τις πραγματικές τιμές. Ακριβέστερες σχέσεις προσέγγισης της πυκνότητας σε συνάρτηση με τη θερμοκρασία δίδονται στα CRC Handbook (1986), Jones¹. Η παραπάνω σχέση θεωρούμε ότι αποτελεί ικανοποιητική προσέγγιση της πυκνότητας του νερού σαν συνάρτηση της θερμοκρασίας.

¹ Jones, F.E. Techniques and topics in flow measurement. ISBN 0-8493-2475-0.



Σχήμα 4.2 Πυκνότητα νερού βρύσης σαν συνάρτηση της θερμοκρασίας.

4.2 Το μαθηματικό μοντέλο

Το παραπάνω σύστημα των εξισώσεων θα επιλυθεί για τη φλέβα σε μόνιμη ροή, η οποία αφού αρχίσει να καλύπτεται σαν πέπλο από το ανερχόμενο τμήμα, συμπαρασύρει και αναμειγνύεται αφενός με το περιβάλλον ακίνητο ρευστό και αφετέρου με το ρευστό της κατερχόμενης φλέβας, που έχει ήδη αναμειχθεί και έχει πυκνότητα μεγαλύτερη απ' αυτή του αποδέκτη. Σύμφωνα με τους Fischer et al. (1979), ο συντελεστής συμπαρασύρση α και ο λόγος των πλατών λ της φλέβας μπορούν να γραφούν ως

$$\alpha = \alpha_j \exp\left[\ln(\alpha_p / \alpha_j) \left(\frac{R(z)}{R_p}\right)^2\right] = 0.0545 \exp\left[\ln(0.0875 / 0.0545) \left(\frac{R(z)}{0.63}\right)^2\right] \quad (4-11)$$

και

$$\lambda = \lambda_j \exp\left[\ln(\lambda_p / \lambda_j) \left(\frac{R(z)}{R_p}\right)^2\right] = 1.20 \exp\left[\ln(1.067 / 1.20) \left(\frac{R(z)}{0.63}\right)^2\right] \quad (4-12)$$

όπου ο συντελεστής συμπαρασύρσης α λαμβάνει τις τιμές (Papanicolaou, 1984 και Papanicolaou & List, 1988)

$\alpha_j = 0.0545$ απλές φλέβες (jets)

$\alpha_p = 0.0875$ πλούμια (plumes)

και ο λόγος $\lambda = b_c / b_w$ τις τιμές

$\lambda_j = 1.20$ απλές φλέβες (jets)

$\lambda_p = 1.067$ πλούμια (plumes).

Ο οριακός αριθμός του Richardson στα πλούμια παίρνει την τιμή $R_p = 0.63$, ενώ ο αριθμός του Richardson σε απόσταση z από την πηγή δίδεται από τη σχέση

$$R(z) = \frac{\mu(z)\beta(z)^{1/2}}{m(z)^{5/4}}. \quad (4-13)$$

Στις φλέβες νερού της βρύσης που διαχέονται σε αλατόνερο ισχύει ότι $\beta(z) = B$, ενώ στις θερμαινόμενες φλέβες για τον υπολογισμό της ανωστικής δύναμης σε απόσταση z από την πηγή θεωρούμε ότι η πυκνότητα του νερού είναι συνάρτηση της μέσης θερμοκρασίας του, θεωρώντας ότι η ανά μονάδα χρόνου θερμότητα που διέρχεται από μια οριζόντια διατομή διατηρείται (διατήρηση ενέργειας/θερμότητας ή heat flux). Επομένως, εάν η μέση θερμοκρασία και η ειδική άνωση σε απόσταση z από το ακροφύσιο είναι $T(z)$ και $\beta(z)$ αντίστοιχα, σε απόσταση $z + \Delta z$ αυτές θα είναι $T(z+\Delta z)$ και $\beta(z+\Delta z)$. Όμως, η μέση πυκνότητα $\rho(z+\Delta z) = f[T(z+\Delta z)]$ με βάση το διάγραμμα του Σχήματος 2, και η ανωστική δύναμη $\beta(z+\Delta z)$ είναι

$$\beta(z) = \mu(z) \frac{\Delta\rho(z + \Delta z)}{\rho_o} g, \quad (4-14)$$

όπου $\mu(z+\Delta z)$ είναι η ογκομετρική παροχή σε απόσταση $z+\Delta z$. Επομένως, για να επιλύσουμε το παραπάνω σύστημα των διαφορικών εξισώσεων, μπορούμε προσεγγιστικά να θεωρήσουμε ότι η ειδική άνωση μεταβάλλεται σαν συνάρτηση του z λόγω της μεταβολής της μέσης πυκνότητας ως εξής: Η αρχική ποσότητα θερμότητας της φλέβας Y παραμένει σταθερά δηλαδή

$$Y = Q(T_o - T_a) = Q(\Delta T_o) = Q(T(z) - T_a) = \mu(z)\Delta T(z). \quad (4-15)$$

Από την τελευταία σχέση, με γνωστά τα Y , $\mu(z)$, μπορούμε να προσδιορίσουμε την μέση θερμοκρασιακή διαφορά ανάμεσα στη φλέβα και τον αποδέκτη $\Delta T(z) = T(z) - T_a$. Δεδομένου ότι η θερμοκρασία του περιβάλλοντος ρευστού παραμένει σταθερά, βρίσκουμε τη μέση θερμοκρασία της φλέβας $T(z)$, απ' όπου προσδιορίζουμε τη μέση πυκνότητα $\rho(z)$ και στη συνέχεια την ειδική άνωση $\beta(z)$. Μπορούμε επομένως κατ' αυτό τον τρόπο να επιλύσουμε το σύστημα των παραπάνω διαφορικών εξισώσεων με μεταβολή της ειδικής άνωσης σαν συνάρτηση της θερμοκρασίας.

4.3 Αποτελέσματα του μαθηματικού μοντέλου

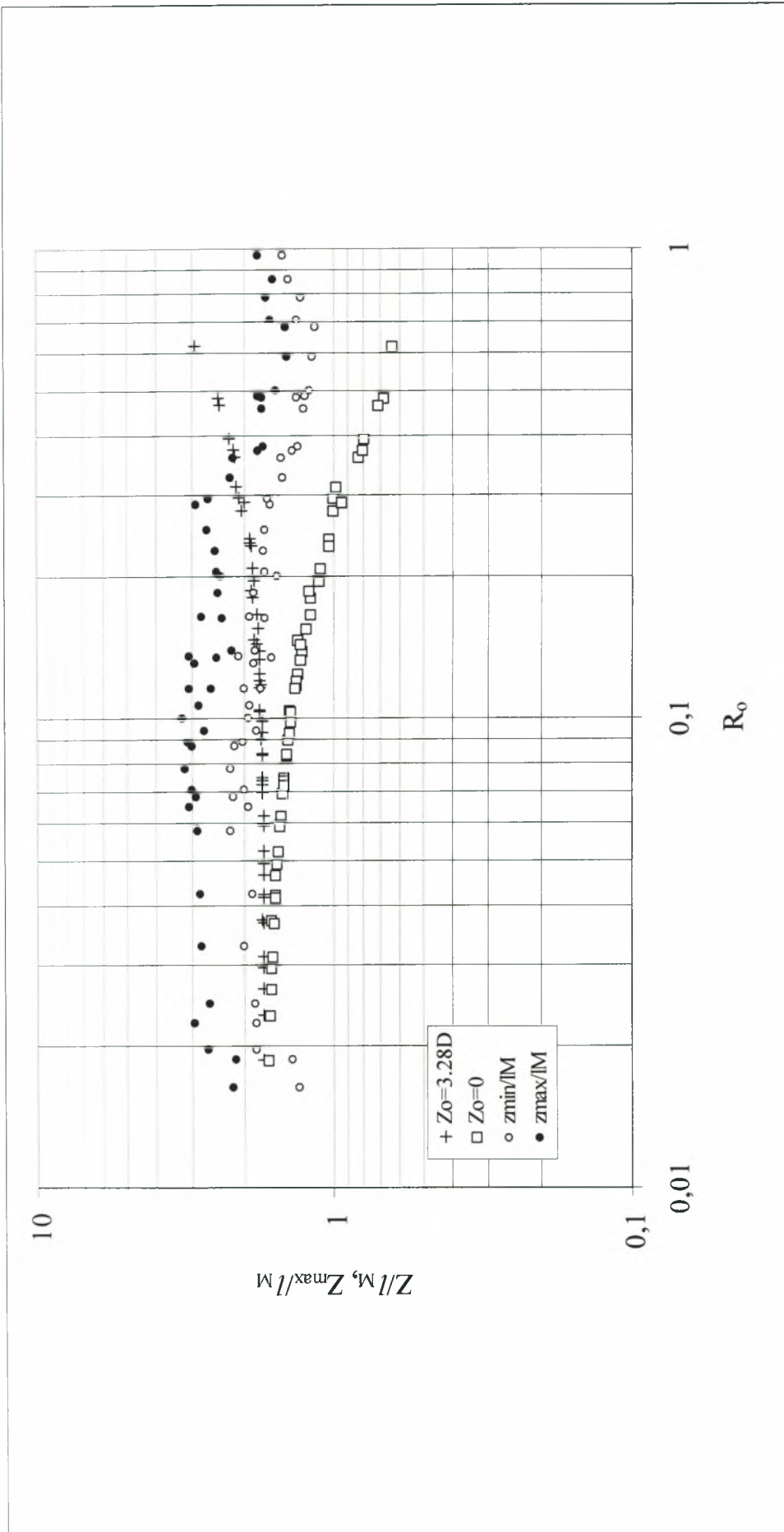
Η επίλυση του συστήματος των εξισώσεων (4-5) έγινε αριθμητικά με υπολογιστική ρουτίνα Runge-Kutta 4^{ης} τάξεως. Χρησιμοποιήθηκαν φλέβες με αρχικά χαρακτηριστικά τέτοια που να καλύπτουν το μεγαλύτερο δυνατό εύρος αρχικών αριθμών του Richardson R_o . Για μεν τις φλέβες με αλατόνερο, υπήρχε διατήρηση της αρχικής ειδικής άνωσης B . Για τις θερμαινόμενες φλέβες, σαν αρχικές συνθήκες χρησιμοποιήσαμε αυτές των πειραμάτων, καθώς και φλέβες θερμού νερού διαφορετικών διαμέτρων, με αρχική θερμοκρασία $T_o = 60^\circ\text{C}$ σε περιβάλλον νερό θερμοκρασίας $T_a = 20^\circ\text{C}$, έτσι ώστε να καλύψουμε εύρος αρχικών αριθμών του Richardson από 0.015 έως περίπου 1.

Η μεταβολή του χωρικού βήματος Δz ήταν $0.02D$, όπου D η διάμετρος της φλέβας, ενώ η αριθμητική ολοκλήρωση ξεκινούσε από $z_o = 3.28D$. Ο υπολογισμός σταματούσε όταν η ορμή της φλέβας μηδενιζόταν, στο μέγιστο βάθος διείσδυσης. Στη συνέχεια καταγράφαμε την τελική ογκομετρική παροχή, ορμή και ανωστική δύναμη της φλέβας

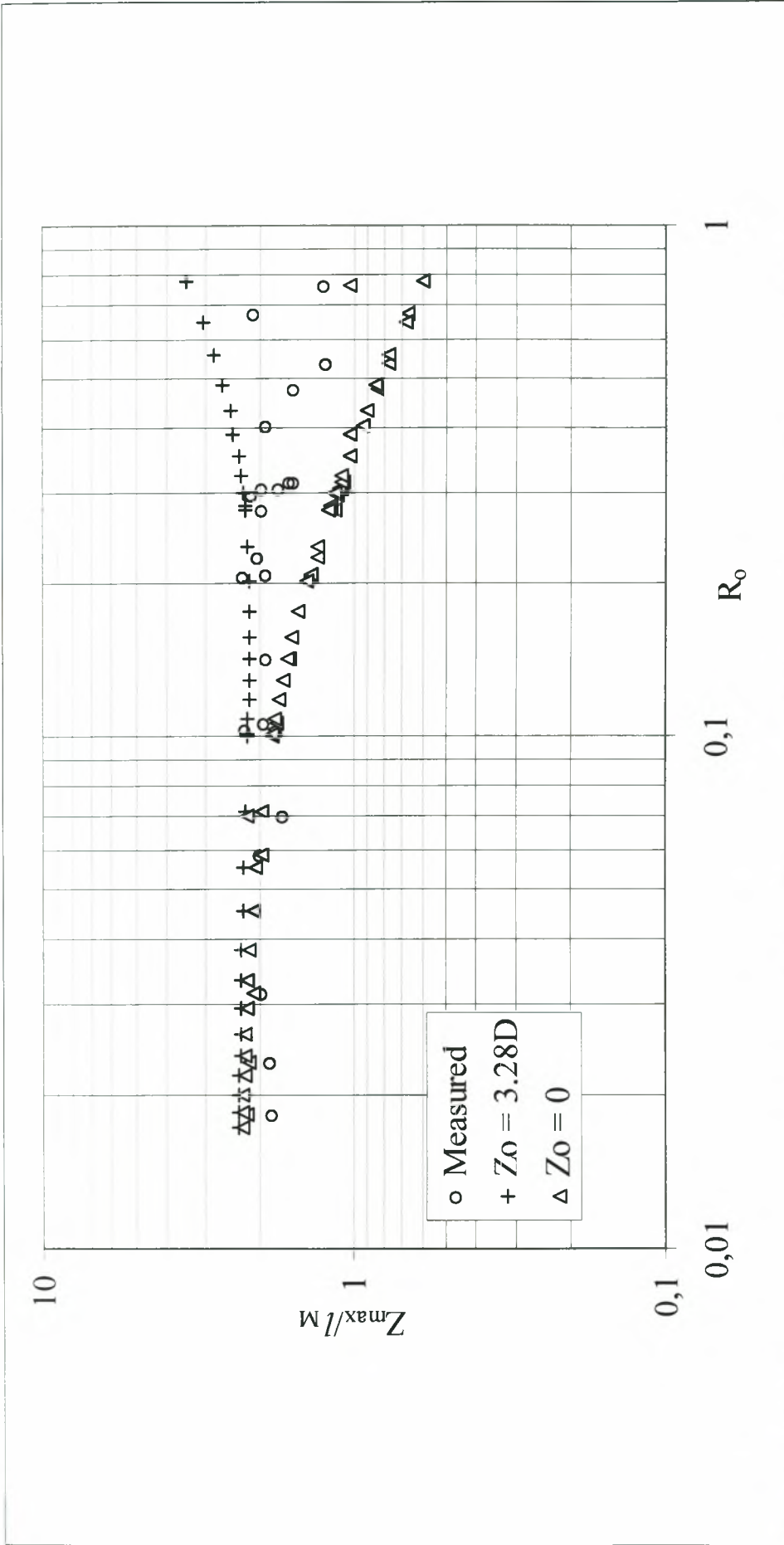
στο σημείο τερματισμού της διείσδυσης. Τα αποτελέσματα του αριθμητικού μοντέλου φαίνονται στα διαγράμματα των Σχημάτων 4.3 και 4.4 για φλέβες με αλατόνερο και θερμαινόμενες αντίστοιχα. Το αδιαστατοποιημένο μέγιστο βάθος διείσδυσης (ΜΒΔ) Z/l_M στις φλέβες με αλατόνερο (B διατηρείται) παίρνει την τιμή 1.72 για φλέβες με μικρούς αρχικούς R_0 (jet – like). Για μεγαλύτερους R_0 η τιμή αποκλίνει από το 1.72 προς τα άνω (όταν $z_0 = 3.28D$) και προς τα κάτω (όταν $z_0 = 0$). Για τις θερμαινόμενες φλέβες (ανωστική δύναμη μεταβάλλεται) η σταθερά για μικρούς αρχικούς R_0 παίρνει την τιμή 2.3, ενώ για μεγαλύτερους R_0 έχει παρόμοια απόκλιση με αυτή των φλεβών με σταθερή ανωστική δύναμη. Η μεταβολή της ανωστικής δύναμης φαίνεται στο Σχήμα 4.5, είναι δε περίπου το 60% της αρχικής για μικρούς R_0 (jet-like), ενώ αυξάνεται μέχρι το 90% της αρχικής για μεγαλύτερους R_0 (plume-like). Ο Kotsovinos (1975) σε διδιάστατη θερμαινόμενη φλέβα με θετική άνωση μετρήσε τη μεταβολή της αρχικής άνωσης και τη βρήκε περί το 60% στην περιοχή των μετρήσεών του.

Τα αποτελέσματα του μοντέλου αποκλίνουν σημαντικά από τα αντίστοιχα των Bloomfield & Kerr (2000), οι οποίοι προέβλεψαν ότι $Z_{max}/l_M = 2.49 \pm 0.15$, χρησιμοποιώντας top-hat κατανομές ταχύτητας και πυκνομετρικής διαφοράς, συντελεστή συμπαράσυρσης $\alpha = 0.085$ ($\alpha_j = 0.076$) και $\lambda=1$. Στην παρούσα εργασία, τρέξαμε το μοντέλο για top-hat κατανομές ταχύτητας και πυκνομετρικής διαφοράς, με μεταβλητό και σταθερό συντελεστή συμπαράσυρσης (i) με την ρουτίνα Runge-Kutta 4^{ης} τάξεως και (ii) με το λογισμικό Matlab. Τα αποτελέσματα (Σχήμα 4.6) ήταν ίδια και με τις δύο μεθόδους ($Z_{max}/l_M = 1.90$ για μικρούς αρχικούς R_0), διαφέρουν όμως σημαντικά από αυτά των Bloomfield & Kerr (2000). Πιστεύουμε ότι οι αριθμητικές προγνώσεις των παραπάνω συγγραφέων εμπεριέχουν σημαντικό σφάλμα, δεδομένου το ύψος της θεωρητικής πηγής που χρησιμοποίησαν ήταν το $z=0$.

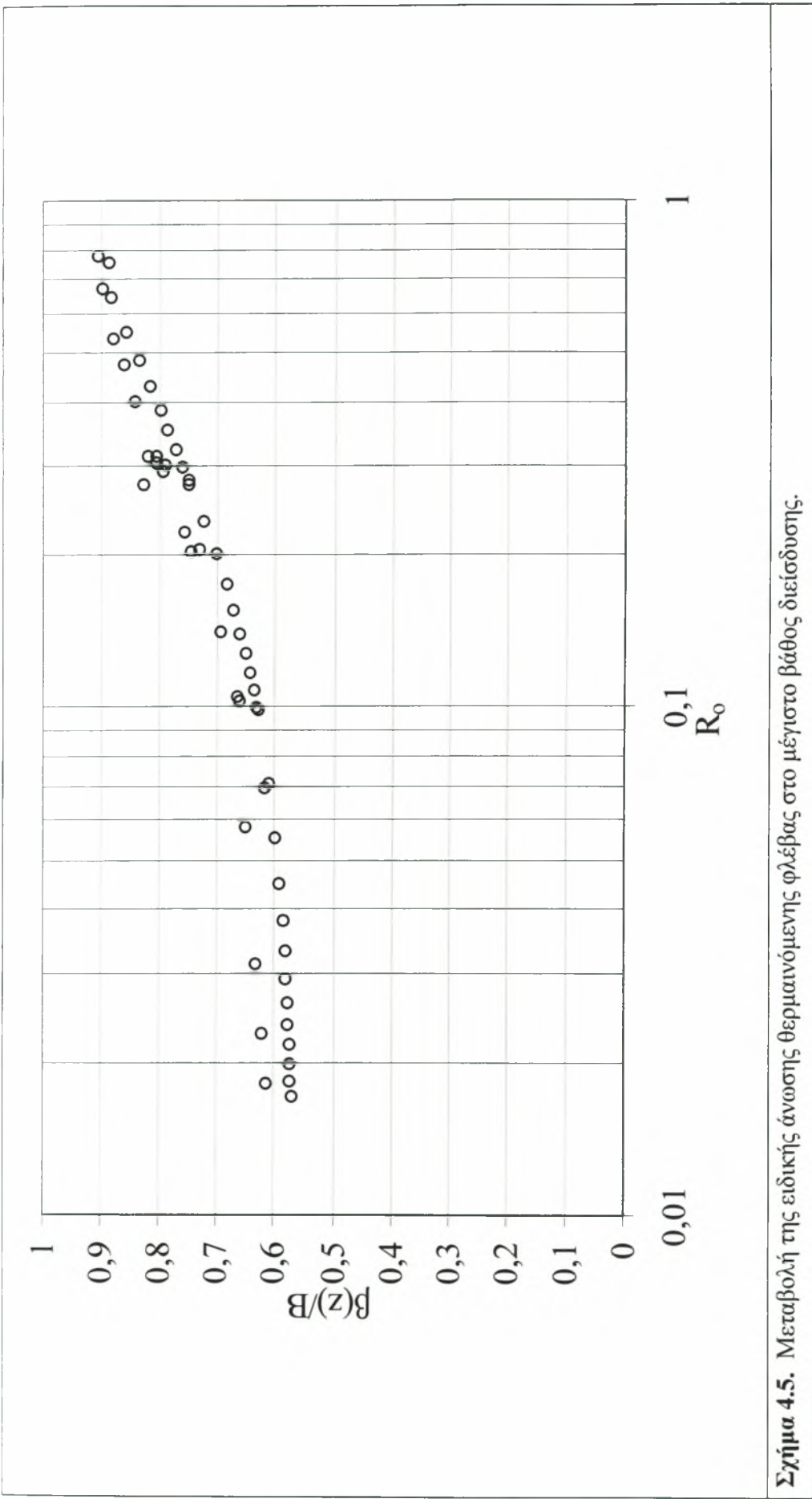
Στα παραπάνω αποτελέσματα της αριθμητικής επίλυσης του συστήματος εξισώσεων αν και δεν λαμβάνουμε υπόψη την ανάστροφη (θετικής άνωσης) ροή που περιβάλλει τη ροή της φλέβας αρνητικής άνωσης, είναι πολύ κοντά στις μετρημένες τιμές του βάθους διείσδυσης της μόνιμης ροής, κυρίως για χαμηλούς αρχικούς αριθμούς Richardson. Μπορεί επομένως να χρησιμοποιηθεί ως έχει για την πρόγνωση του Z . Εάν θελήσουμε να πετύχουμε το μέγιστο βάθος διείσδυσης, δεδομένου ότι δεν υφίστανται πειραματικές μετρήσεις προσδιορισμού είτε της διάλυσης της φλέβας είτε του πεδίου ταχυτήτων και επομένως του ‘πλάτους’ αυτής, θα ήταν σκόπιμο να μειώσουμε το συντελεστή συμπαράσυρσης της απλής φλέβας α_j στην τιμή περί το 0.020 – 0.025. Με παρόμοια μείωση του α_j οι Konstantinidou & Paranicolaou (2002), προέβλεψαν το μέγιστο ύψος αναρρίχησης κυκλικής κατακόρυφης φλέβας σε αποδέκτη με γραμμική πυκνομετρική στρωμάτωση, ώστε να συμφωνεί με τις μετρήσεις. Επίσης, ο Παπακωνσταντής (2006) μειώνοντας το συντελεστή συμπαράσυρσης σε 0.02 – 0.025 στο αριθμητικό μοντέλο κυκλικής φλέβας αρνητικής άνωσης υπό γωνία, υπολόγισε το μέγιστο ύψος αναρρίχησης σε συμφωνία με παλαιότερες και πρόσφατες πειραματικές μετρήσεις. Τέλος, η αδιαστατοποιημένη διάλυση ($SQ/z/M^{1/2}$; $S=\mu(Z)/Q$) στο μέγιστο ύψος παίρνει την τιμή 0.3 και για τα δύο είδη κυκλικής φλέβας, αλατόνερο και θερμαινόμενης (Σχήματα 4.8, 4.9).



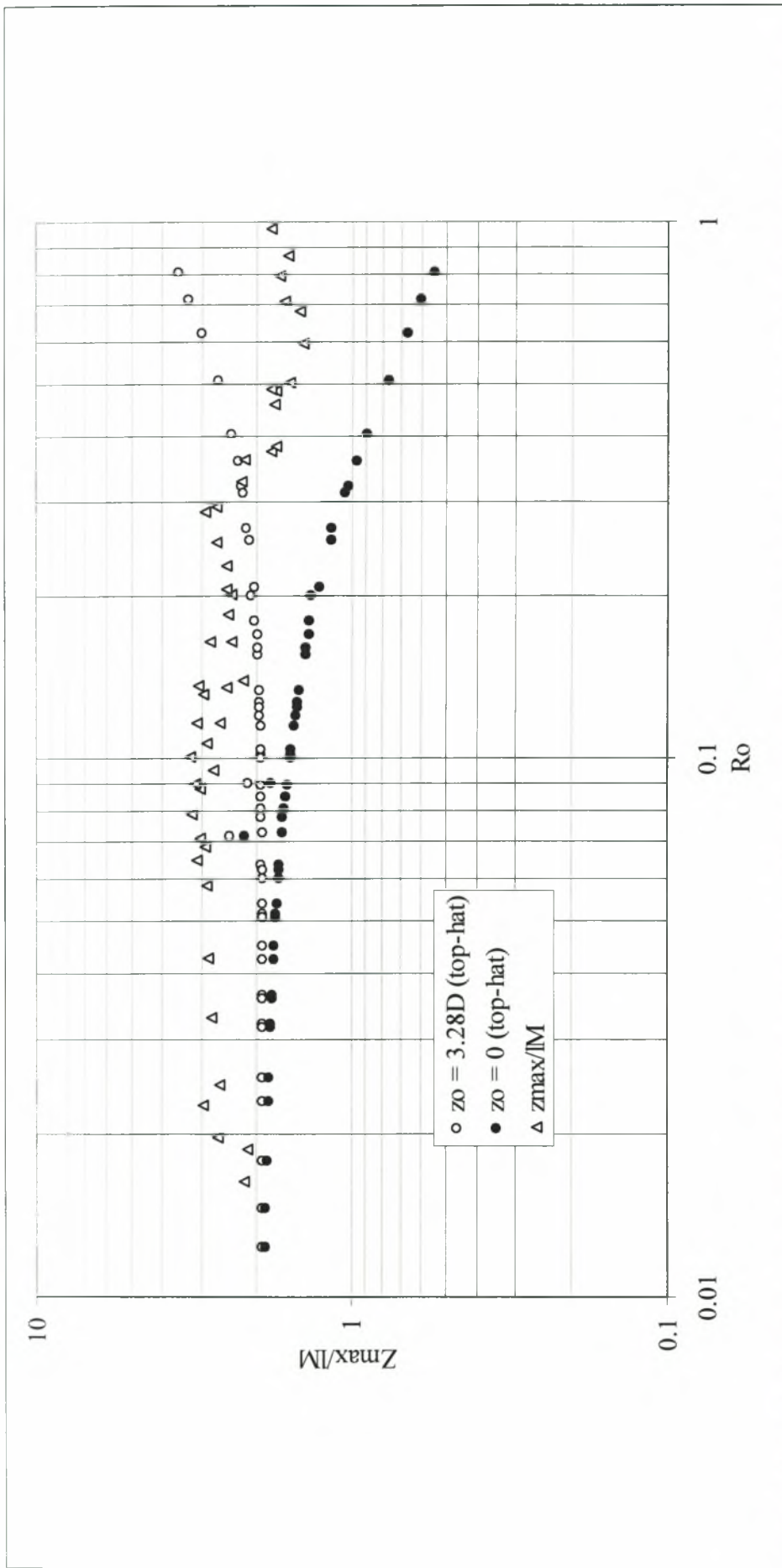
Σχήμα 4.3. Υπολογισμός του μέγιστου ύψους αναρρίχησης φλέβας με αρνητική άνοση για $z_o = 0$ και $z_o = 3.28D$. Σύγκριση των αποτελεσμάτων με τα πειραματικά δεδομένα της παρούσας εργασίας για φλέβες με $B = \text{σταθερά}$.



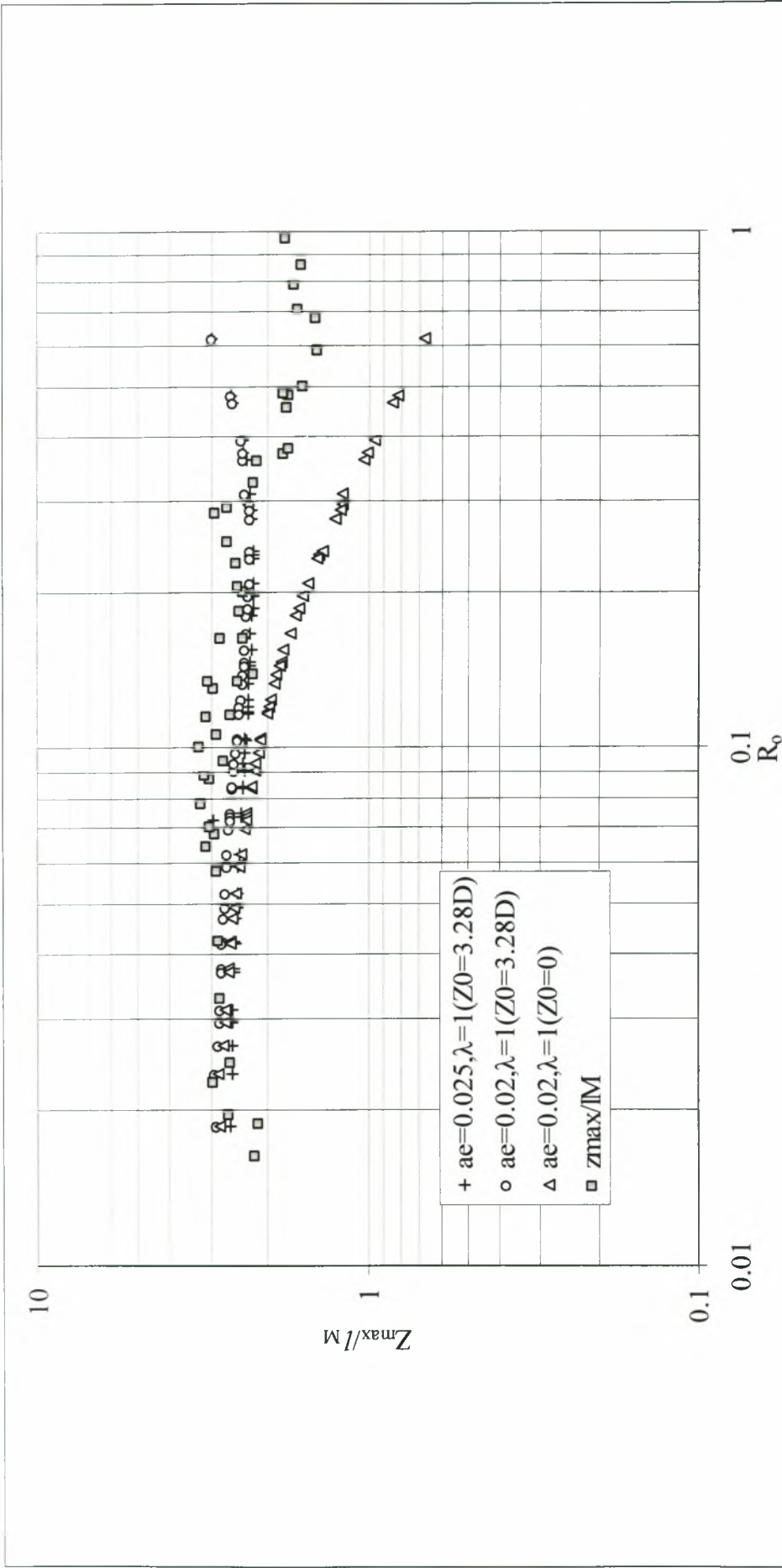
Σχήμα 4.4. Υπολογισμός του μέγιστου ύψους αναρρίχησης φλέβας με αρνητική άνωση για $z_0 = 0$ και $z_0 = 3.28D$. Σύγκριση των αποτελεσμάτων με τα πειραματικά δεδομένα των της παρούσας εργασίας για θερμαινόμενες φλέβες με $B = \beta(z) \neq \text{σταθερά}$.



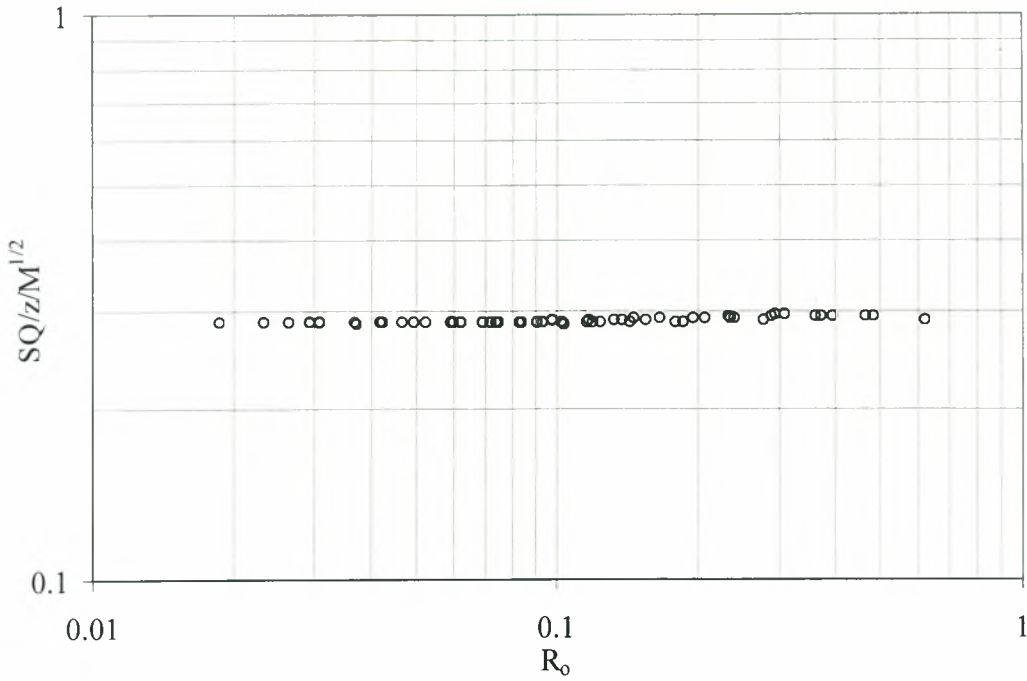
Σχήμα 4.5. Μεταβολή της ειδικής άνωσης θερμαινόμενης φλέβας στο μέγιστο βάθος διείσδυσης.



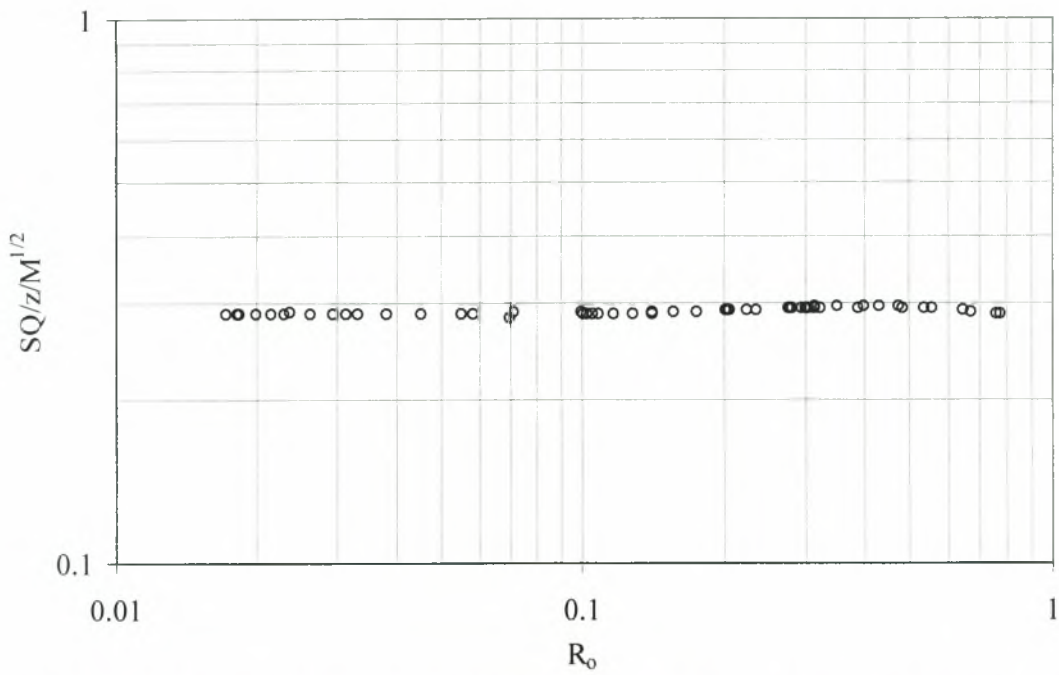
Σχήμα 4.6. Υπολογισμός του μέγιστου ύψους αναρρίχησης φλέβας με αρνητική άνωση για $z_0 = 0$ και $z_0 = 3.28D$ για top-hat κατανομή ταχύτητας και πυκνότητας. Σύγκριση με τα πειραματικά δεδομένα των της παρούσας εργασίας ($B = \text{σταθερά}$).



Σχήμα 4.7. Υπολογισμός του μέγιστου ύψους αναρρίγησης φλέβας με αρνητική άνωση για $z_0 = 0$ και $z_0 = 3.28D$ για διαφορετικές τιμές των α και λ , σύγκριση με τα πειραματικά δεδομένα ($B = \text{σταθερά}$).



Σχήμα 4.8. Αδιάστατη διάλυση στο μέγιστο ύψος διείδυσης ($B = \text{σταθερά}$).



Σχήμα 4.9. Αδιάστατη διάλυση στο μέγιστο ύψος διείδυσης θερμαινόμενης φλέβας.

5. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ – ΠΡΟΤΑΣΕΙΣ ΓΙΑ ΜΕΛΛΟΝΤΙΚΗ ΕΡΕΥΝΑ

Στην παρούσα διπλωματική εργασία μελετήθηκαν τα γραμμικά χαρακτηριστικά της ροής κατακόρυφων εκτοξευόμενων κυκλικών και μη φλεβών, με αρνητική άνωση, μέσα σε ήρεμο αποδέκτη. Συγκεκριμένα στα πειράματα που διεξήχθησαν, μετρήθηκαν το μέγιστο ύψος διείσδυσης της φλέβας αρνητικής άνωσης και το ύψος σταθεροποίησης, σαν συνάρτηση του αρχικού αριθμού Richardson της φλέβας. Επίσης, από την ανάλυση των ψηφιακών εικόνων προσδιορίστηκε η χρονική διακύμανση του βάθους διείσδυσης της φλέβας. Τέλος, δημιουργήσαμε ένα ολοκληρωματικό μοντέλο πρόγνωσης του μέγιστου ύψους διείσδυσης και του βαθμού διάλυσης της φλέβας, με βάση τις εξισώσεις κίνησης, όπου έγινε κατάλληλη διόρθωση του συντελεστή συμπαράσυρσης, έτσι ώστε η πρόγνωση να συμπίπτει με τα πειραματικά δεδομένα. Τα βασικά συμπεράσματα που διεξάγονται από την εργασία αυτή είναι τα παρακάτω:

Συμπεράσματα από τα πειραματικά αποτελέσματα:

- 1 Για μικρούς αριθμούς Richardson η ορμή της φλέβας είναι αρκετά μεγάλη, ώστε να την ωθήσει σε μεγάλο βάθος. Για μεγαλύτερους αριθμούς Richardson αρχικά η φλέβα φτάνει στο μέγιστο βάθος διείσδυσης και στη συνέχεια το βάθος διείσδυσης αρχίζει να ελαττώνεται μέχρι τη σταθεροποίησή του σε μικρότερη απόσταση από το ακροφύσιο. Ο χρόνος που απαιτείται να φθάσει η φλέβα το ύψος σταθεροποίησης, αυξάνεται για μεγαλύτερους αριθμούς Richardson.
- 2 Όλες οι φλέβες με αρνητική άνωση αποκτούν ένα μέγιστο βάθος διείσδυσης Z_{max} , που στη συνέχεια αυξομειώνεται γύρω από το τελικό βάθος σταθεροποίησης Z .
- 3 Στα πειράματα με ακροφύσια κυκλικών διαμέτρων για αριθμό Richardson μεγαλύτερο του 0.3 το βάθος διείσδυσης είναι αρκετά μικρό και η ανάμιξη με το περιβάλλον ρευστό είναι ασήμαντη.
- 4 Για ακροφύσια κυκλικής διαμέτρου το σταθεροποιημένο βάθος διείσδυσης Z της φλέβας είναι πρακτικά ίσο με $2l_M$, ενώ $Z_{max} \approx 3l_M$.
- 5 Για ακροφύσια κυκλικής διαμέτρου παρατηρείται αλλαγή της κλίσης της ευθείας που δημιουργείται από τον σχεδιασμό του κανονικοποιημένο βάθος διείσδυσης Z/l_0 σαν συνάρτηση του αριθμού Richardson, για $R_0 > 0.3$, δηλώνοντας την ταχύτερη μείωση του Z με την αύξηση του R_0 .
- 6 Σε φλέβες με μεγάλη ορμή και αρνητική άνωση από τριγωνικό και τετραγωνικό ακροφύσιο, το βάθος διείσδυσης της μόνιμης ροής στο περιβάλλον ρευστό είναι ίσο με το διπλάσιο της χαρακτηριστικής κλίμακας l_M ($2l_M$), ενώ το μέγιστο βάθος διείσδυσης είναι ελαφρώς μικρότερο από $3l_M$. Οι φλέβες που δημιουργούνται από ορθογωνικό ακροφύσιο, με λόγο πλευρών 2:1, διεισδύουν σε μικρότερο βάθος, δηλώνοντας έτσι ότι συμπαράσυστον περισσότερο περιβάλλον υγρό απ' ό,τι οι φλέβες από κυκλικό, τριγωνικό ή τετραγωνικό ακροφύσιο. Επομένως, μια φλέβα από μη 'συμμετρικό' στόμιο, τείνει να διαλύεται ταχύτερα από μια αξονοσυμμετρική, ανεξάρτητα με το εάν είναι απλή ή ανωστική.
- 7 Στις κατακόρυφες φλέβες θερμού νερού αρνητικής άνωσης, για $R_0 < 0.3$, $Z/l_M \approx 2$. Επομένως, οι κατακόρυφες θερμαινόμενες φλέβες σχετικά με το βάθος διείσδυσης, συμπεριφέρονται σαν κατακόρυφες φλέβες σταθερής αρνητικής άνωσης. Αυτό

προφανώς συμβαίνει επειδή η φλέβα μεταβαίνει σε πλούμιο (plume like), σε μικρή απόσταση από το ακροφύσιο, περιοχή στην οποία η άνωση παίζει πλέον καθοριστικό ρόλο στη μείωση της αρχικής ορμής.

Συμπεράσματα από τα αποτελέσματα του μαθηματικού μοντέλου:

- 8 Το αδιαστατοποιημένο μέγιστο βάθος διείσδυσης (ΜΒΔ) Z/l_M στις φλέβες με αλατόνερο (B διατηρείται) παίρνει την τιμή 1.72 για φλέβες με μικρούς αρχικούς R_o (jet – like). Για μεγαλύτερους R_o η τιμή αποκλίνει από το 1.72 προς τα άνω (όταν $z_o = 3.28D$) και προς τα κάτω (όταν $z_o = 0$).
- 9 Για τις θερμαινόμενες φλέβες (ανωστική δύναμη μεταβάλλεται) η σταθερά για μικρούς αρχικούς R_o παίρνει την τιμή 2.3, ενώ για μεγαλύτερους R_o έχει παρόμοια απόκλιση με αυτή των φλεβών με σταθερή ανωστική δύναμη. Η μεταβολή της ανωστικής δύναμης είναι περίπου το 60% της αρχικής για μικρούς R_o (jet-like), ενώ αυξάνεται μέχρι το 90% της αρχικής για μεγαλύτερους R_o (plume-like).
- 10 Τα αποτελέσματα του μοντέλου αποκλίνουν σημαντικά από τα αντίστοιχα των Bloomfield & Kerr (2000), οι οποίοι προέβλεψαν ότι $Z_{max}/l_M = 2.49 \pm 0.15$, χρησιμοποιώντας top-hat κατανομές ταχύτητας και πυκνομετρικής διαφοράς, συντελεστή συμπαράσυρσης $\alpha = 0.085$ ($\alpha_j = 0.076$) και $\lambda = 1$. Στην παρούσα εργασία, τρέξαμε το μοντέλο για top-hat κατανομές ταχύτητας και πυκνομετρικής διαφοράς, με μεταβλητό και σταθερό συντελεστή συμπαράσυρσης (i) με την ρουτίνα Runge-Kutta 4^{ης} τάξεως και (ii) με το λογισμικό Matlab. Τα αποτελέσματα ήταν ίδια και με τις δύο μεθόδους ($Z_{max}/l_M = 1.90$ για μικρούς αρχικούς R_o), διαφέρουν όμως σημαντικά από αυτά των Bloomfield & Kerr (2000). Πιστεύουμε ότι οι αριθμητικές προγνώσεις των παραπάνω συγγραφέων εμπεριέχουν σημαντικό σφάλμα, δεδομένου το ύψος της θεωρητικής πηγής που χρησιμοποιήσαν ήταν το $z_o = 0$.
- 11 Στα αποτελέσματα της αριθμητικής επίλυσης του συστήματος εξισώσεων αν και δεν λαμβάνουμε υπόψη την ανάστροφη (θετικής άνωσης) ροή που περιβάλλει τη ροή της φλέβας αρνητικής άνωσης, είναι πολύ κοντά στις μετρημένες τιμές του βάθους διείσδυσης της μόνιμης ροής, κυρίως για χαμηλούς αρχικούς αριθμούς Richardson. Μπορεί επομένως να χρησιμοποιηθεί ως έχει για την πρόγνωση του Z . Εάν θελήσουμε να πετύχουμε το μέγιστο βάθος διείσδυσης, δεδομένου ότι δεν υφίστανται πειραματικές μετρήσεις προσδιορισμού είτε της διάλυσης της φλέβας είτε του πεδίου ταχυτήτων και επομένως του 'πλάτους' αυτής, θα ήταν σκόπιμο να μειώσουμε το συντελεστή συμπαράσυρσης της απλής φλέβας α_j στην τιμή περί το 0.020 – 0.025.
- 12 Τέλος, η αδιαστατοποιημένη διάλυση ($SQ/z/M^{1/2}$; $S = \mu(Z)/Q$) στο μέγιστο ύψος παίρνει την τιμή 0.3 και για τα δύο είδη κυκλικής φλέβας, αλατόνερου και θερμαινόμενης.

Από τις μετρήσεις και τα αποτελέσματα του αριθμητικού μοντέλου, προκύπτει ότι ο συντελεστής συμπαράσυρσης καθώς επίσης και το πλάτος της φλέβας, πρέπει να διαφοροποιηθούν σε σχέση με τα μετρημένα μεγέθη σε κατακόρυφες φλέβες θετικής άνωσης, έτσι ώστε οι αριθμητικές προγνώσεις να ταυτίζονται με τις μετρήσεις. Αυτό εξάλλου έχει προκύψει και για παρόμοια μοντέλα κατακόρυφων φλεβών σε γραμμικά πυκνομετρικά στρωματωμένο αποδέκτη, με θετική αρχικά άνωση (Konstantinidou &

Papanicolaou, 2002). Δηλαδή, στην περιοχή όπου η ανωστική δύναμη της φλέβας γίνεται αρνητική, ο συντελεστής συμπαράσυρσης και το πλάτος της φλέβας για jet-like φλέβες αρχικά, υποεκτιμούν το μέγιστο βάθος και το βάθος διάχυσης, σε σχέση με τις μετρήσεις. Επίσης, το μοντέλο διάχυσης που προτείνεται από τους Bloomfield & Kerr (2000), χρειάζεται επαναπροσδιορισμό δεδομένου ότι ακόμα και η πρόγνωση του μέγιστου ύψους διείσδυσης έχει εκτιμηθεί εσφαλμένα.

Η απάντηση στα παραπάνω δεν είναι δυνατόν να δοθεί με οποιοδήποτε μονοδιάστατο μοντέλο πρόγνωσης. Χρήση μοντέλων μεγάλων δινών (Large Eddy Simulation – LES), θα έδινε πιθανά ακριβέστερες προβλέψεις. Όμως, θεωρούμε ότι σε επίπεδο βασικής έρευνας, οι φλέβες αρνητικής άνωσης παρουσιάζουν μεγάλο ενδιαφέρον. Θα ήταν λοιπόν σκόπιμο να μελετηθεί εργαστηριακά σε λεπτομέρεια το πεδίο ροής και συγκεντρώσεων κατακόρυφων φλεβών με αρνητική άνωση, κύρια στην περιοχή των μικρότερων αρχικών αριθμών Richardson ($R_o < 0.1$). Έτσι μόνον είναι δυνατόν να προσδιοριστούν οι συντελεστές συμπαράσυρσης και διάλυσης, καθώς επίσης και τα γραμμικά χαρακτηριστικά της φλέβας, όπως το πλάτος και η περιοχή ανάστροφης ροής.

6. ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- Δημητρίου, Ι.Δ., 1978, *Τυρβώδης διάχυση κατακόρυφων υδάτινων φλεβών αρνητικής ανώσεως*, Διατριβή επί Διδακτορία, Σχολή Πολιτικών Μηχανικών, Ε.Μ.Π., σελ.527.
- Παπακωνσταντής, Η. (2006). Personal communication.
- Abraham, G., 1967, *Jets with negative buoyancy in homogeneous fluids*, J. Hyd. Res. **Vol. 5**(No. 4), pp. 235-248.
- Baines, W.D., & Chu, V.H., *Jets and plumes. Environmental hydraulics*, (Singh, V.P., & Hager, W.H., Editors), Water Science and Technology Library, pp. 7-61.
- Baines, W.D., Turner, J.S., and Campbell, I.H., 1990, *Turbulent fountains in an open chamber*, J. Fluid Mech., Vol. 212, pp. 557-592.
- Bloomfield, L.J., & Kerr, R.C., 1998, *Turbulent fountains in a stratified fluid*, J. Fluid Mech., **Vol. 358**, pp. 335-356.
- Bloomfield, L.J., & Kerr, R.C., 2000, *A theoretical model of a turbulent fountain*, J. Fluid Mech., **Vol. 424**, pp. 197-216.
- Bloomfield, L.J., & Kerr, R.C., 2001, *Inclined turbulent fountains*, J. Fluid Mech., **Vol. 451**, pp. 283-294.
- Campbell, I.H., & Turner, J.S., 1989, *Fountains in magma chambers*, J. Petrol., **Vol. 30**, pp. 885-923.
- Fischer, H.B., List, E.J., Koh, R.C.Y., Imberger, J., and Brooks, N.H., 1979, *Mixing in inland and coastal waters*. Academic Press.
- Ho, C.M. & Gutmark. E., 1987, *Vortex induction and entrainment in a small-aspect-ratio elliptic jet*, J. Fluid Mech., **Vol. 179**, pp. 383-405.
- Koh, R.C.Y., & Brooks, N.H., 1975, *Fluid mechanics of waste-water disposal in the ocean*, Annu. Rev. Fluid Mech., **Vol. 7**, pp 187-211.
- Konstantinidou, K. & Papanicolaou, P.N., 24-29 August 2003, *Vertical round and orthogonal buoyant jets in a linear density-stratified fluid*. XXX IAHR Congress, Thessaloniki, Greece, Theme C, **Vol. 1**, pp. 293-300.
- Kotsovinos, N.E., 1975, *A study of the entrainment and turbulence in a plane buoyant jet*. Report KH-R-32, W.M. Keck Laboratory of Hydraulics and Water Resources, California Institute of Technology, Pasadena, California.
- Lindberg, W.R., 1994. *Experiments on negatively buoyant jets, with and without cross-flow*. NATO, Series E: Applied sciences, Vol. **255**. "Recent Research Advances in the Fluid Mechanics of Turbulent Jets and Plumes", P.A. Davies and M.J. Valente Neves Editors, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, pp. 131-145.
- List, E.J., 1982, *Mechanics of turbulent buoyant jets and plumes*, From 'Turbulent buoyant jets and plumes', W. Rodi Ed., Pergamon Press, pp. 1-68.
- McClimans. T. & Eidnes, G, 2000, *Forcing nutrients to the upper layer of a fjord by a buoyant plume*, Proc. 5th Intl. Symp. Stratified Flows, Vancouver, Canada, pp. 199-204.
- Pantzlaff, L., & Lueptow, R.M, 1999, *Transient positively and negatively buoyant turbulent round jets*, Exp. Fluids, **Vol. 27**, pp.117-125.
- Papanicolaou, P.N., and List, E.J., 1988, *Investigations of round vertical turbulent buoyant jets*, J. Fluid Mech., **Vol. 195**, pp. 341-391.
- Seban, R.A., Behnia, M.M., and Abreau, K.E., 1978, *Temperatures in a heated jet discharged downwards*, Int. J. Heat Mass Trans, **Vol. 21**, pp. 1453-1458.
- Turner, J.S., 1973, *Buoyancy effects in fluids*, University Press, Great Britain.

- Turner, J.S., 1966, *Jets and plumes with negative or reversing buoyancy*, J. Fluid Mech., **Vol. 26**, pp. 779-792.
- Turner, J.S., & Campbell, I.H., 1986, *Convection and mixing in magma chambers*, Earth Sci. Rev., **Vol. 23**, pp. 255-352.
- Woods, A.W. & Caulfield, C.P., 1992, *A laboratory study of explosive volcanic eruptions*, J. Geophys. Res., **Vol. 97**, pp. 6699-6712.
- Zhang, H., & Baddour, R.E., 1998, *Maximum penetration of vertical round dense jets at small and large Froude numbers*, Technical Note No. 12147, ASCE, J. Hyd. Eng., **Vol. 124** (No. 5), pp 550-553.

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑΤΑ

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Α

Άρθρο, που παρουσιάστηκε στο Παγκόσμιο Συνέδριο 'Water Resources, Hydraulics, Hydrology'06', 2006 IASME/WSEAS, Χαλκίδα, 11-13 Μαΐου, 2006.

Vertical turbulent fountains in a uniform calm ambient

Thanos J. Kokkalis and Panos N. Papanicolaou
Hydromechanics and Environmental Engineering Laboratory
Department of Civil Engineering
University of Thessaly
Pedion Areos, 38334 Volos,
GREECE

panospap@uth.gr <http://www.uth.gr>

Abstract: Experiments have been conducted to investigate the penetration of a fountain of lighter fluid, issuing vertically downwards from a nozzle into a quiescent fluid of higher density. Our interest was focused in the maximum jet penetration below the source, as well as, in the subsequent terminal (steady state) depth of penetration of the fountain. The source Richardson numbers used, have been extended in the full range, i.e. from very low (jet-like flows) to about 1 (plumes). Two types of jets have been investigated, fresh water jets issuing into salt water (buoyancy flux is constant), and hot water jets issuing into fresh cold water (buoyancy flux decays). Besides the circular nozzles, three other different shape nozzles have been used for comparison. The normalized penetration depth plotted against the source Richardson number, was found to be constant for initially jet-like flows, while it decays exponentially in plumes.

Key-Words: turbulent buoyant jet, negative buoyancy, fountain, mixing, penetration depth

1 Introduction

The treated liquid or gas wastes of many societies are naturally ubiquitous in diluted form. For these wastes a rapid discharge to the environment is often the best means of recycling. The initial dilution can be accomplished by means of turbulent buoyant jets and plumes, because they entrain large volumes of ambient fluid and mix it with the discharge fluid. The actual discharge arrangement can often be simple, essentially the open end of a submerged pipe. In many cases though, much thought and expense must be given to design a structure, which enables us to achieve much higher initial dilution, in order to minimize the immediate effect of the discharge on the environment. The discharge devices which can be either ocean outfalls, or stacks, or deep water sea vents, are usually positioned at the lowest point of the receiving fluid. The discharged fluid density, in most of the cases is different from that of the receptor. It is usually lighter, and therefore it is positively buoyant, that means it can move vertically upwards. In many cases though, the density of the discharged fluid may be greater from that of the receiving fluid. When we discharge heavier fluid vertically upwards into a calm ambient lighter fluid, the heavier mixture settles at the bottom near the elevation of the origin of discharge. Negatively buoyant jets, for which gravity forces oppose their

movement, are also called fountains. They have been investigated for a long time, since Turner's [17] pioneering work. Their mixing mechanics is of great interest for design engineers, who desire to optimize the dilution of heavier fluid into a volume of lighter one.

Turbulent fountains are formed when a continuous jet of dense fluid is injected rapidly upwards, into a less dense environment, or when a continuous jet of buoyant fluid is injected downwards, into a denser environment [1,17]. They arise in a number of important situations both in engineering and in nature. Applications include the forced heating or cooling of large enclosures, such as aircraft hangers, and buildings or rooms. During the heating or cooling of a room, a jet of air at different temperature may be forced into the room through a floor or ceiling vent [3]. Other applications include the disposal of brines, or heavier industrial wastes into the ocean, [9], and the improvement of water quality by forced mixing in reservoirs, small lakes and harbours, or fjords [11]. Jet mixing in a tank is used industrially to blend fresh fluid with the contents of a tank. Geophysical buoyant jets resulting from temperature (or salinity) differences can occur in the ocean and in magma chambers near the crust of the earth. Other examples of natural fountains are the evolution of volcanic

eruption columns [19], and the replenishment of magma chambers in the Earth's crust [5, 18].

List [12] and Baines and Chu [2] provide excellent reviews of the literature on positively buoyant turbulent jets. When buoyancy forces and the jet momentum oppose one another, such as when fluid injected upward into a lower density fluid, or downward into a higher density fluid, the jet is negatively buoyant. Upward negatively buoyant jets are often referred to as fountains, since the heavy fluid penetrates upward to a particular height and then flows back downward in an annular region surrounding the jet. Negatively buoyant jets are somewhat more interesting than positively buoyant jets, because the buoyancy force and momentum compete, but little is known about the transient character of either positively or negatively buoyant jets upon start-up.

The development of negatively buoyant jets is more implicated by the fact that buoyancy is acting in a direction opposite to that of the initial flow. Therefore, the reversing buoyancy reduces the flux of momentum, and the vertical velocity vanishes at some distance from the source. The jet reaches its maximum penetration length soon after it was started, then it reverses its direction and flows back on itself as a fountain. Turner [17] in a pioneering work, showed that the properties of a vertical dense jet issuing vertically upwards from a small source into a calm uniform environment, are mainly governed by the initial specific jet momentum and buoyancy fluxes. The turbulent interaction between the up-and down flows restricts the rise of fluid any further, thus immediately reducing the initial fountain height to a smaller terminal value. This observed final height was related to the momentum and buoyancy fluxes at the source using dimensional arguments. The finding was that the terminal, steady state jet penetration normalized by the jet diameter, varied linearly with the initial densimetric Froude number, and it was verified experimentally. Several works have been completed since, regarding vertical negatively buoyant jets in a motionless uniform ambient. Turner's experiments have been verified numerically [1]. Temperature measurements [16] were performed in a heated air jet discharged downwards, while the stable stratification formed by a fountain has been studied [3], once it falls back and spreads along the floor of the dispersion chamber, re-entraining some of the already mixed heavier fluid. Recently, measurements have been performed [6, 20], of the penetration height of a fountain in a wide range of buoyant jets, for initial densimetric Froude numbers, from very low, plume-like to high, jet-like flows. The effects including cross flow and angle of

injection on negatively buoyant jets has also been studied [11]. The evolution (transient character from startup to steady state) of positively and negatively buoyant jets, was investigated [14], using laser induced fluorescence imaging, and particle image velocimetry, to study the velocity field of a fountain near the top and at the bottom of the tank. Recently, some measurements of a vertical fountain out of a pipe have reported [4], regarding the maximum and terminal penetration heights in a uniform calm ambient.

We have conducted experiments to study the effect of reversing buoyancy on a turbulent buoyant jet, issuing from a source vertically into a uniform calm ambient fluid. We used circular nozzles of different diameters, and a variety of three different shape nozzles (orthogonal, square and triangular). Fresh water was discharged vertically downwards from a nozzle into a stagnant body of saltwater, or hot water into fresh cold water, and the vertical penetration depth of the jet was measured. The initial source Richardson numbers examined, were extended in the full range, from very low (jet-like flows) to about 1 (plumes). A set of experiments of hot water jets, discharged vertically downwards into fresh water ambient was carried out, to examine the effect of buoyancy deficiency in the mixing.

1.1 Dimensional arguments

Consider a jet of lighter fluid, issuing vertically downwards from a 'point' source, into a homogeneous calm ambient of higher density. We assume that the jet starts abruptly discharging constant volume flux of lighter fluid. During the early stages of the flow (transient period), the jet mixes with heavier ambient fluid, which applies an opposing (buoyancy) force to the jet fluid, that reaches a maximum depth Z_{\max} . Then, it folds up, forming an upflow region, which surrounds the downflow region of the jet. The result is that the downflow jet mixes with the heavier upflow fluid, applying an opposing momentum, which results in a lower steady state terminal penetration depth Z . Full description of the mechanics of jets with reversing buoyancy has been presented by Turner [17].

The terminal, steady state vertical penetration depth Z of the jet, depends upon the variables characterizing the source conditions. Ignoring viscosity, a general functional relationship for the dependent variable Z is

$$Z = f(Q, M, B), \quad (1)$$

where Q is the source volume (specific mass) flux, M and B are the specific momentum and buoyancy fluxes respectively, computed as

$$\begin{aligned} Q &= \frac{\pi D^2}{4} W \\ M &= QW \\ B &= \frac{\rho_a - \rho_o}{\rho_o} gQ = g'_o Q. \end{aligned} \quad (2)$$

In the equations above, W is the uniform jet velocity at the nozzle of diameter D , g is the gravitational acceleration, ρ_o is the jet fluid density, and ρ_a is the ambient fluid density.

Two length scales based upon the initial kinematic buoyant jet characteristics can be defined as [7]

$$l_Q = \frac{Q}{M^{1/2}} \text{ and } l_M = \frac{M^{3/4}}{B^{1/2}}. \quad (3)$$

The ratio l_Q / l_M is the initial buoyant jet Richardson number R_o

$$R_o = \frac{l_Q}{l_M} = \frac{QB^{1/2}}{M^{3/4}} = \left(\frac{\pi}{4}\right)^{1/4} \frac{\sqrt{g'_o D}}{W}, \quad (4)$$

which is reversely proportional to the initial jet densimetric Froude number $F_o = W/\sqrt{g'_o D}$.

From equation (1), using equations (3) and (4), we may deduce two dimensionless terms, the terminal normalized penetration depth Z/l_M or Z/l_Q and the initial jet Richardson number R_o . Thus equation (1) may be written as

$$\frac{Z}{l_Q} = f(R_o) \text{ or } \frac{Z}{l_M} = f(R_o). \quad (5)$$

In case that the initial jet momentum flux M is large, if compared to buoyancy flux B (R_o is small, jet-like flow), ignoring the volumetric discharge Q in equation (1), equation (5) becomes

$$\frac{Z}{l_M} = C, \quad (6)$$

C being a constant, independent of R_o .

Following the dimensional arguments made above, the maximum penetration depth Z_{\max} can be scaled accordingly

$$\frac{Z_{\max}}{l_Q} = f(R_o) \text{ or } \frac{Z_{\max}}{l_M} = f(R_o). \quad (7)$$

In jet-like flows (small R_o), neglecting Q the ratio Z_{\max}/l_M , must also be a constant.

Earlier investigators have used different representations of equation (6) to determine the constant of proportionality. In Fig. 1 below we have plotted data collected by earlier investigations, while in Table 1 we tabulate the constants calculated from available data [4, 6, 11, 14, 17, 20].

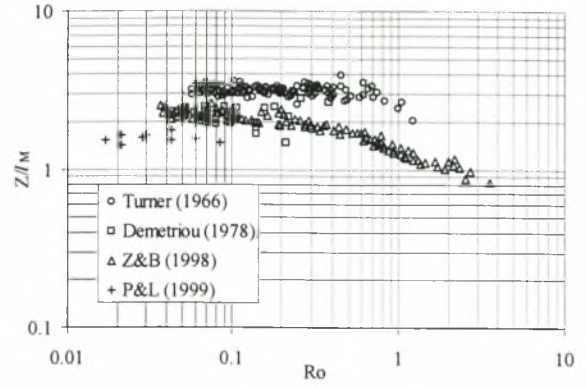


Fig. 1. Normalized terminal penetration depth Z/l_M versus the initial jet Richardson number R_o .

Table 1. Constant of proportionality C from earlier investigations.

Author	C
Turner [17]	3.17
Demetriou [6]	2.18
Zhang & Baddour [20]	2.11
Pantzlaff & Lueptow [14]	1.57
Bloomfield & Kerr [4]	1.70
Lindberg [11]	2.40

The constant C of data by Lindberg [11] was computed as the average value z^*/F_j given by the author, which is related to Z/l_M as

$$\frac{Z}{l_M} = \frac{1}{\pi^{1/4}} \frac{z^*}{F_j}; F_j = \frac{W}{\sqrt{g'_o r}}, \quad (8)$$

$r = D/2$ being the jet nozzle radius, presuming that the flows under investigation have initially been jet-like, due to high source Reynolds numbers reported by the author. From Table 1, we may note that the constant of proportionality is quite different in each investigation. The average value of C is 2.19, while the standard deviation is 0.57, which is quite high. This may be due to the fact that either the initial buoyant jet parameters have been miscalculated, or the experimental tanks that were quite different have had an effect on the flow.

Table 2. Dimensions of the dispersion tanks used in earlier experiments (m).

Author	Section	Depth
Turner	0.45X0.45	1.40
Demetriou	1.20X1.20	1.55
Zhang & Baddour	1X1	1
Pantzlaff & Lueptow	D=0.295	0.89
Lindberg	3.64X0.405	0.508
Bloomfield & Kerr	0.40X0.40	0.70
Present experiment	0.80X0.80	0.94

In the present investigation we will determine the constant of proportionality C , from experiments of two types of fountains, with or without preserving buoyancy. Also, we will try to report data regarding the maximum penetration (wherever it is possible), as well as the transient characteristics of the fountain, before it reaches steady state.

2 Experimental

Experiments have been carried out at the Hydromechanics and Environmental Engineering Laboratory, of the University of Thessaly. The experimental apparatus was a 94 cm deep tank made of 1.25cm thick glass, with square cross-section 80cmX80cm. The tank bottom was transparent, made of 1.5cm thick Lucite. A jet of lighter fluid was positioned near the free surface at the centre of the tank cross-section, pointing downwards. The jet plenum consisted of a 4cm i.d. PVC 25cm long tube, part of which was filled with sponge, followed by a 6cm long honeycomb section, to straighten the flow and destruct possible large scales which might affect the jet initial conditions. A flexible supply tube was mounted at its entrance section, and the jet nozzles could be mounted at its exit section. Four round nozzles of 0.5, 1, 1.5 and 2cm in diameter have been used, along with three different shape nozzles, a square, a triangular with equal sides and an orthogonal with a 2:1 side ratio, all of them with rounded corners. The jet nozzle elevation was set around 10cm below the free surface.

Two sets of experiments have been conducted. One where the initial jet specific buoyancy flux was conserved, and one where it decayed. For the first set of experiments, the tank was filled with saltwater at the desired density, while the jet fluid was fresh, tap water. A constant head tank was used as the jet supply, in order to obtain the desired steady discharge of light fluid throughout the experiment. The tank fluid was stirred to become homogeneous, and allowed to settle for about 20 minutes prior to a test. The temperatures of the jet freshwater and tank saltwater were practically identical, close to the room temperature, to minimize thermal effects on the flow. The density difference between jet and ambient fluid, the jet diameter and discharge were chosen properly, in order to obtain the desired initial jet Richardson number R_0 . Throughout a test, the fresh water jet discharge was controlled by a precision vane, and monitored with a system of three rotameters. In the first set of experiments, all different nozzle shapes have been used for comparison.

For the second set of experiments, we have filled the tank with fresh water, while the jet fluid was hot water. The hot water supply was an electric water heater with a recirculation pump used to make the jet fluid homogeneous. The water heater was pressurized before each test, and the jet inlet tube was properly insulated. The jet fluid was bypassed and disposed, until a temperature sensor at the jet plenum entrance showed constant temperature for the jet fluid. Then the test started. The desired initial jet Richardson number for each test was obtained by varying the jet temperature (density), diameter and discharge appropriately. The jet flow rate was controlled by the same system of rotameters, used for the first set of experiments. In the second set of experiments, only round nozzles have been used.

The fountain flow was made visible using the shadowgraph technique. Two square grids with size 5cmX5cm were drawn on the two opposite side glasses of the tank. A slide projector that was used for illumination of the flow, projected the front side grid and the fountain shadowgraph onto the opposite side, that was covered with thin white paper. Thus, the two grids and the fountain shadowgraph could give us the desired information, regarding the depth of penetration of the fountain.

The jet flow field image was recorded via a digital video camera at a rate of 25fps. This procedure allowed for the fountain heights to be measured on each frame, and an average value of the fluctuating terminal height to be estimated over a period of time.

2.1 Description of the experiments

A great number of experiments were implemented in order to investigate the full range of initial jet Richardson numbers R_0 . In the fresh water – salt water experiments we used all different types of nozzles, besides the circular ones, while in the hot – cold water experiments we have only investigated jets out of round nozzles. In Tables 3 and 4 below, we summarize the range of jet initial parameters of the experiments for preserving and non preserving buoyancy flux respectively.

3 Results and discussion

The finite volume of the tank does not affect the transient character of the buoyant jet, because the jet is far from the walls of the tank, and it disperses as if it were in an unbounded medium. Flow visualization of the transient character of a negatively buoyant jet is shown in Fig.2. The jet

initially penetrates downward into the dense liquid Fig. 2(a). Then it reaches the maximum penetration depth Z_{max} , Fig. 2 (b) as the velocity vanishes. The flow reverses in the upward-moving annular region Fig. 2(c), and decreasingly it becomes stable at the terminal penetration depth Z , Fig. 2(d). The terminal depth of jet penetration undergoes a slight oscillation. These upward velocities can never become large enough, to cut off completely the downward flow from the nozzle.

Table 3. Summary of initial parameters in fresh water – salt water (buoyancy preserving) experiments.

Round nozzles

Number of runs	46
Diameters used (cm)	0.5-1.0-1.5-2.0
Ambient density ρ_a (gr/cm ³)	1.007 - 1.021
Jet density ρ_o (gr/cm ³)	0.995 - 0.997
Reynolds number Re	770 - 5840
Richardson number R_o	0.0464 - 0.973

Orthogonal nozzle

Number of runs	15
Hyd. radius (cm)	0.277
Ambient density ρ_a (gr/cm ³)	1.006 - 1.023
Jet density ρ_o (gr/cm ³)	0.995 - 0.996
Reynolds number Re	745 - 4540
Richardson number R_o	0.071 - 0.632

Square nozzle

Number of runs	12
Hyd. radius (cm)	0.265
Ambient density ρ_a (gr/cm ³)	1.006 - 1.023
Jet density ρ_o (gr/cm ³)	0.995 - 0.996
Reynolds number Re	900 - 5500
Richardson number R_o	0.052 - 0.469

Triangular nozzle

Number of runs	11
Hyd. radius (cm)	0.256
Ambient density ρ_a (gr/cm ³)	1.006 - 1.023
Jet density ρ_o (gr/cm ³)	0.995 - 0.996
Reynolds number Re	900 - 5440
Richardson number R_o	0.054 - 0.455

Table 4. Summary of initial parameters in hot water – cold water (non preserving buoyancy) experiments.

Round nozzles

Number of runs	23
Diameters used (cm)	0.5-1.0-1.5-2.0
Ambient density ρ_a (gr/cm ³)	0.9965 – 0.9973
Jet density ρ_o (gr/cm ³)	0.9757 - 0.9866
Reynolds number Re	1030 - 15370
Richardson number R_o	0.019 - 0.797

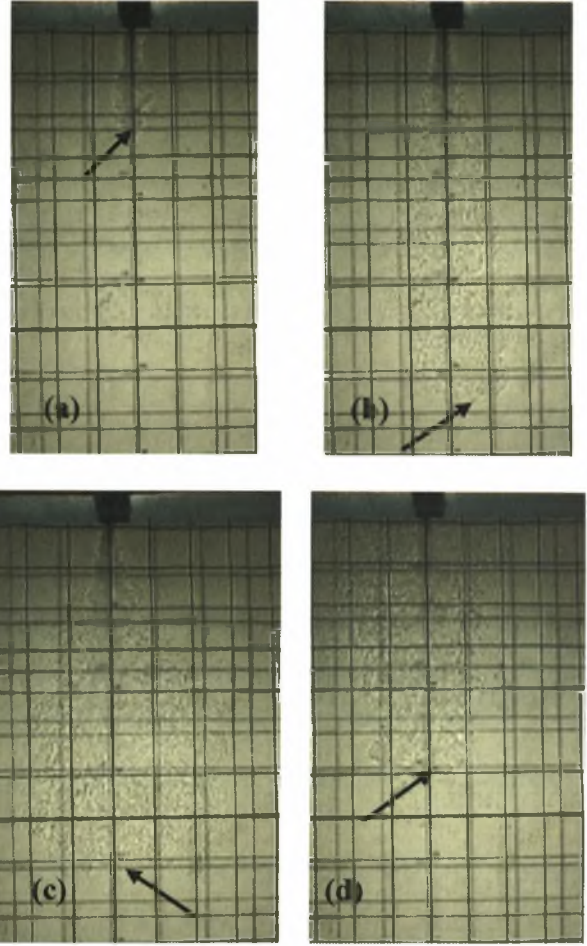


Fig. 2. Evolution of penetration depth of a buoyant jet ($Ro=0.025$). (a) Starting jet, (b) maximum penetration depth, (c) reversing flow, and (d) terminal penetration depth. Grid spacing is 5cm.

When the buoyant jet is plume-like, at higher initial Richardson numbers, the penetration depth is quite limited, and mixing with ambient fluid is quite marginal. In Fig. 3 we can observe the evolution of such a flow. The maximum penetration depth is about 7.5cm, while the terminal penetration depth stabilizes at around 4.5cm from the nozzle.

The evolution of the terminal penetration depth of round buoyant jets is depicted in Fig.4. It is evident that after the abrupt start up of a jet, in a short time it reaches the maximum penetration depth Z_m . Then the flow reverses and folds back up, while the penetration depth is reduced, and subsequently it oscillates around the terminal penetration depth Z . The density difference in all experiments was 10.5gr/l, and jet diameter 1.5cm. Smaller initial jet Richardson numbers R_o gave bigger penetration depths, since the jet initial momentum was quite high. This transient

behaviour has also been observed in earlier investigations [14, 17]. Following [14], we plot the normalized penetration depth $z(t)/l_M$ as a function of the normalized time tB/M in Fig. 5. All the data plotted correspond to round jets, with different diameters and initial conditions, so that R_o 's are different. From Fig. 5 we can observe the following: (i) Buoyant jets at all R_o reach Z_{max} , then the penetration depth is reduced, and oscillates around the terminal penetration depth Z . (ii) The greater the initial jet R_o , the lower the penetration depth is. High R_o 's seem to give a normalized Z/l_M around 1.3.

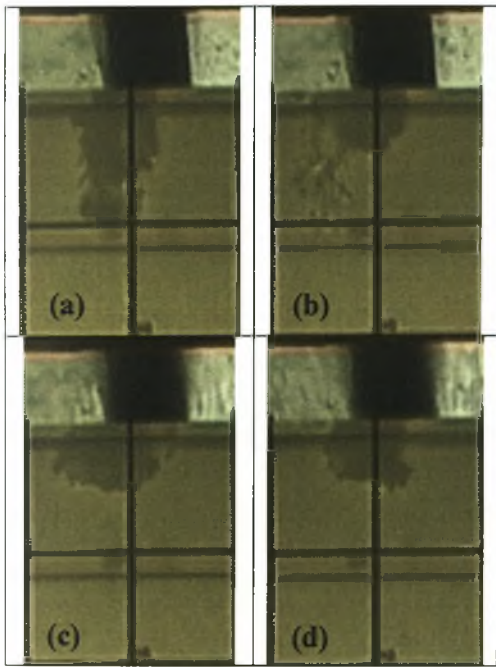


Fig. 3. Evolution of penetration depth of a plume ($R_o=0.295$). (a) maximum penetration depth, (b), (c) reversing flow, and (d) terminal penetration depth. Grid spacing is 5cm. Lighter grid lines are the projections of the front glass panel grid.

3.1 Terminal penetration depth

The normalized terminal penetration depth of round (buoyancy preserving) buoyant jets is plotted in Fig. 6 as a function of the initial R_o . For $R_o < 0.2-0.3$, the normalized penetration depths Z/l_M and Z_{max}/l_M seem to take constant values around 2.0 and 3.0 respectively, result which is congruent with dimensional analysis. For $R_o > 0.3$, Z/l_M is drastically reduced. Therefore, for round vertical fountains we may state that the terminal penetration depth oscillates around the length $2l_M$, while $Z_{max} \approx 3l_M$. The experimental values obtained in the present investigation are quite lower from those of [17], close to those reported by [6, 20] and higher from those measured by [4, 14]. We believe that a value of

constant C around 2 is reasonable, because the size of the tanks in the present investigation and those by [6, 20] are about the same, and they are quite large, with small boundary effect on the dynamics of the negatively buoyant jet. In the same plot we have plotted the experimental data normalized as Z/l_Q . We can observe a change in slope for $R_o > 0.3$, indicating faster reduction of Z with R_o .

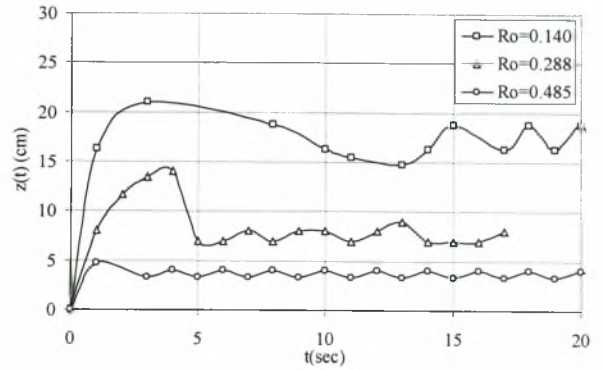


Fig.4. Temporal evolution of penetration depth for negatively buoyant jets, $D=1.5\text{cm}$, at different R_o .

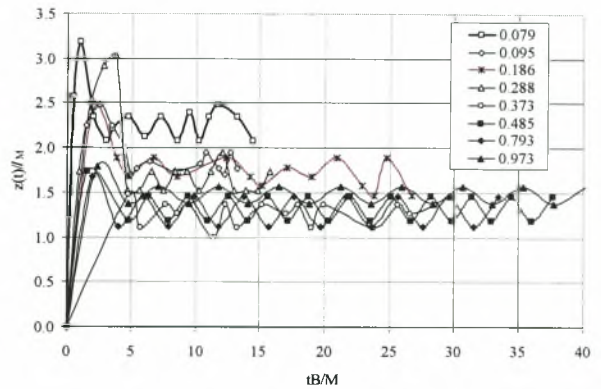


Fig.5 Evolution of the normalized penetration depth of round jets as a function of dimensionless time for various R_o .

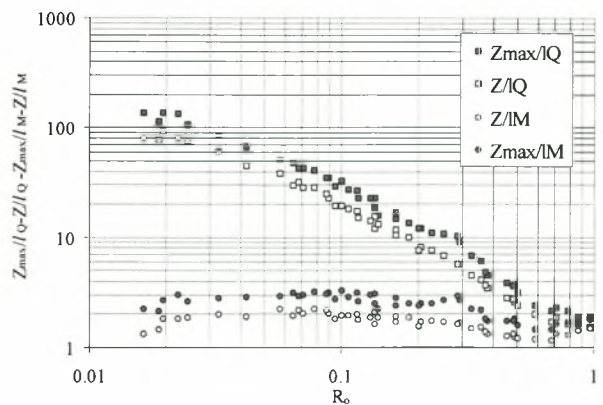


Fig.6. Normalized maximum and terminal penetration depths for round jets, versus initial Richardson number.

The results regarding buoyancy preserving non circular jets are plotted in Fig. 7, where we have plotted Z/l_M and Z_{max}/l_M versus R_o , for jets with orthogonal, square and triangular sections. One may note that negatively buoyant jets with triangular and square nozzle sections, penetrate around two characteristic lengths ($2l_M$) into the ambient, while the maximum penetration is slightly below $3l_M$. The jets with an orthogonal 2:1 nozzle section penetrate at a shorter depth, meaning that they entrain more ambient fluid than the circular, square or triangular ones. Buoyant jets from the same nozzle in a linear density gradient have shown similar behaviour, since their lateral spreading elevation was at lower levels, if compared to that for round jets [10]. Elliptical pure jets with 2:1 axis ratio [8] have also been found to entrain ambient fluid at higher rates, if compared to round ones. This result might be a suggestion towards the direction of enhancing mixing by buoyant jets, using more efficient nozzle shapes. From Fig. 7, it is evident that penetration depth is reduced, when $R_o > 0.3$.

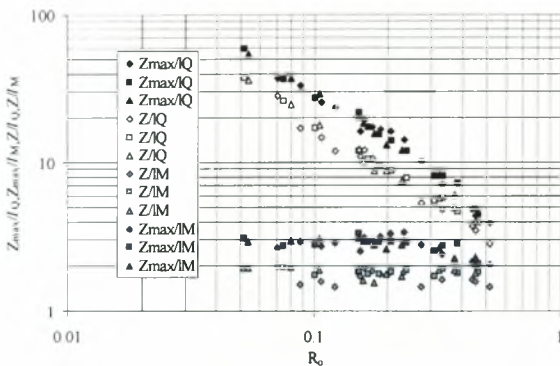


Fig. 7. Normalized maximum and terminal penetration depths of non circular nozzles, \diamond -orthogonal, \square -square, and Δ -triangular nozzle.

When we use vertical hot water round jets with reversing buoyancy, the initial jet buoyancy flux cannot be preserved. When the jet mixes with ambient fluid, its temperature, and subsequently the coefficient of thermal expansion of water is reduced, resulting in reduced local buoyancy flux. Therefore, the buoyancy force, opposing the jet movement, is reduced. One could expect a dramatic increment of coefficient C in equation 6, but it is not the case. Plotting the normalized penetration depth Z/l_M as a function of R_o , we observe that for $R_o < 0.3$, $C \approx 2$, from Fig. 8. This is not any different from the constant we obtained for round saltwater jets in fresh water. Thus, we can state that hot water negatively buoyant jets, behave as negatively buoyant jets which preserve buoyancy. This is probably due to the fact

that the jet turns into a plume-like flow after a short distance from the nozzle, and the reversing buoyancy that has reduced the initial jet momentum drastically, takes over.

The maximum penetration depth in the case of hot water jets could not be obtained, since the jet plenum was initially filled with cold water, once we fed it with constant temperature hot water. After start up, when $B = 0$, there was a transient jet of increasing temperature, thus increasing B for a short time, during which l_M wasn't constant. Thus Z_{max} couldn't be obtained, while Z was obtained once the jet temperature became constant. It is evident from Fig. 8 that the constant C is reduced, when $R_o > 0.3$.

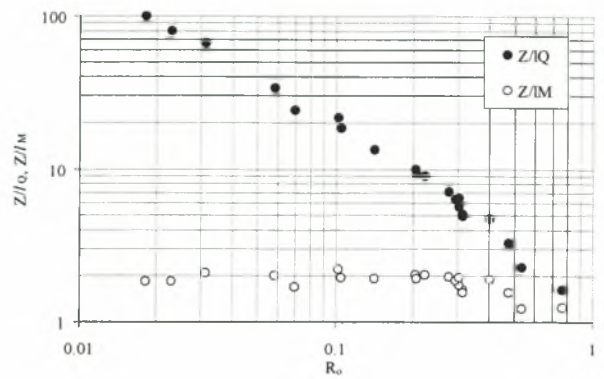


Fig. 8. Normalized terminal penetration depth versus initial Richardson number, in a heated jet.

The measurements of [20] were extended to $R_o \approx 3$, initial Richardson number which is very high, meaning that the length scale l_M is a fraction of the jet nozzle diameter. Efficient mixing under these circumstances cannot be obtained since $Z/l_M < 1$ (Fig. 1), meaning that jet penetration doesn't exceed one jet diameter.

4. Conclusion

Turbulent fountains of buoyancy preserving fresh water buoyant jets into salt water, and hot water jets into cold water have been investigated experimentally. The maximum Z_{max}/l_M and the steady state terminal normalized penetration Z/l_M for jet-like flows initially ($R_o < 0.1$), were measured to be 3 and 2 respectively, regardless of the buoyancy preserving or non preserving type of the flow. The results are in agreement with those reported in earlier investigations [6, 20], regarding round jets. The same experimental constants were found for jets with square and equilateral triangular nozzles, with rounded corners. In the case of rectangular jet nozzles with 2:1 side ratio and rounded corners, the constants of proportionality

have been found lower from the previous, meaning that this type of nozzle is more efficient as a mixing mechanism, result that is congruent with earlier experiments [8, 10].

We can apply the entrainment coefficients reported earlier [15] for jets ($\alpha_j=0.0545$) and plumes ($\alpha_p=0.0875$), accounting for the fact that they are functions of the local buoyant jet Richardson number [7], and the 1/e jet width ratio λ , varying from 1.2 in jets to 1.067 in plumes, to integrate the equations of motion [7]. Using exponential time-averaged velocity and excess density profiles, the constant C is found to be 1.78, result which is congruent only with [4] earlier data. The constant of proportionality $C=2$ can only be obtained numerically, upon reduction of the jet entrainment coefficient to $\alpha_j=0.04$.

It would be of great interest to investigate the velocity field of negatively buoyant jets, by means of particle image velocimetry, in order to verify the entrainment and jet width constants to be used, for the numerical prediction of the terminal penetration depth and the average dilution, of turbulent vertical fountains in a homogeneous calm ambient.

Acknowledgment: The technical support of E. Pappas and D. Karaberopoulos is highly appreciated.

References:

- [1] Abraham, G. Jets with negative buoyancy in homogeneous fluids. *J. Hyd. Res.* Vol. 5, No. 4, 1967, pp. 235-248.
- [2] Baines, W.D., & Chu, V.H. Jets and plumes. *Environmental hydraulics*, (Singh, V.P., & Hager, W.H., Editors), Water Science and Technology Library, pp. 7-61.
- [3] Baines, W.D., Turner, J.S., and Campbell, I.H. Turbulent fountains in an open chamber. *J. Fluid Mech.*, Vol. 212, 1990, pp. 557-592.
- [4] Bloomfield, L.J., & Kerr, R.C., 1999. A theoretical model of a turbulent fountain. *J. Fluid Mech.*, Vol. 389, 2000, pp. 197-216.
- [5] Campbell, I.H., & Turner, J.S. Fountains in magma chambers. *J. Petrol.*, Vol. 30, 1989, pp. 885-923.
- [6] Demetriou, J.D., 1978. *Turbulent diffusion of vertical water jets with negative buoyancy*. (In Greek), Ph.D. Thesis, National Technical University of Athens, 527 pp.
- [7] Fischer, H.B., List, E.J., Koh, R.C.Y., Imberger, J., and Brooks, N.H. *Mixing in inland and coastal waters*. Academic Press, 1979.
- [8] Ho, C.M. & Gutmark, E., 1987. Vortex induction and entrainment in a small-aspect-ratio elliptic jet. *J. Fluid Mech.*, Vol. 179, pp. 383-405.
- [9] Koh, R.C.Y., & Brooks, N.H. Fluid mechanics of waste-water disposal in the ocean. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 7, 1975, pp 187-211.
- [10] Konstantinidou, K. & Papanicolaou, P.N. Vertical round and orthogonal buoyant jets in a linear density-stratified fluid. *XXX IAHR Congress*, 24-29 August 2003, Thessaloniki, Greece, Theme C, Vol. 1, pp. 293-300.
- [11] Lindberg, W.R., 1994. Experiments on negatively buoyant jets, with and without cross-flow. NATO, Series E: Applied sciences, Vol. 255. "Recent Research Advances in the Fluid Mechanics of Turbulent Jets and Plumes", P.A. Davies and M.J. Valente Neves Editors, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1994, pp. 131-145.
- [12] List, E.J. Mechanics of turbulent buoyant jets and plumes. From 'Turbulent buoyant jets and plumes', W. Rodi Ed., Pergamon, 1982, pp. 1-68.
- [13] McClimans, T. & Eidnes, G. Forcing nutrients to the upper layer of a fjord by a buoyant plume. *Proc. 5th Intl. Symp. Stratified Flows*, Vancouver, Canada, 2000, pp. 199-204.
- [14] Pantzloff, L., & Lueptow, R.M. Transient positively and negatively buoyant turbulent round jets. *Exp. Fluids*, Vol. 27, 1999, 117-125.
- [15] Papanicolaou, P.N., and List, E.J. Investigations of round vertical turbulent buoyant jets. *J. Fluid Mech.*, Vol. 195, 1988, pp. 341-391.
- [16] Seban, R.A., Behnia, M.M., and Abreau, K.E. Temperatures in a heated jet discharged downwards. *Int. J. Heat Mass Trans.*, Vol. 21, 1978, pp. 1453-1458.
- [17] Turner, J.S. Jets and plumes with negative or reversing buoyancy. *J. Fluid Mech.*, Vol. 26, 1966, pp. 779-792.
- [18] Turner, J.S., & Campbell, I.H. Convection and mixing in magma chambers. *Earth Sci. Rev.*, Vol. 23, 1986, pp. 255-352.
- [19] Woods, A.W. & Caulfield, C.P. A laboratory study of explosive volcanic eruptions. *J. Geophys. Res.* Vol. 97, 1992, pp. 6699-6712.
- [20] Zhang, H., & Baddour, R.E. Maximum penetration of vertical round dense jets at small and large Froude numbers. Technical Note No. 12147, *ASCE, J. Hyd. Eng.*, Vol. 124, No. 5, 1998, 550-553.

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Β

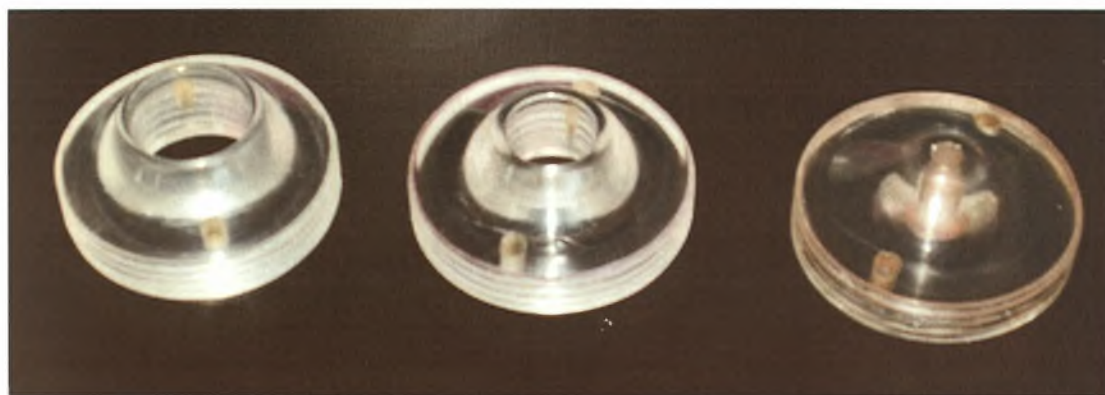
Στα πειράματα με αλατόνερο χρησιμοποιήθηκαν ακροφύσια κυκλικής διατομής, αλλά και μη κυκλικής (ορθογωνικής, τετραγωνικής και τριγωνικής). Στα πειράματα με θερμό νερό χρησιμοποιήθηκαν μόνο ακροφύσια κυκλικής διατομής. Παρακάτω περιγράφονται τα χαρακτηριστικά των ακροφυσίων που χρησιμοποιήθηκαν για όλα τα πειράματα.

Ακροφύσια κυκλικής διατομής

ΠΙΝΑΚΑΣ Β.1: Χαρακτηριστικά ακροφυσίων κυκλικής διατομής.

D(cm)	A(cm ²)	P(cm)	R(cm)
0.5	0.196	1.57	0.125
1.0	0.785	3.14	0.250
1.5	1.766	4.71	0.375
2.0	3.140	6.28	0.500

όπου D είναι η διάμετρος των κυκλικών ακροφυσίων, A το εμβαδόν, το οποίο υπολογίζεται, $A = \frac{\pi D^2}{4}$, P , η βρεχόμενη περίμετρος η οποία είναι ίση με $P = \pi D$ και R η υδραυλική ακτίνα η οποία είναι το πηλίκο του εμβαδού δια της βρεχόμενης περιμέτρου, $R = \frac{A}{P}$.



Σχήμα Β.1: Κυκλικά ακροφύσια από την πλευρά εξόδου της φλέβας, διαμέτρων 2, 1.5 και 0.5 cm (από αριστερά προς τα δεξιά)

Ακροφύσια μη κυκλικής διατομής

ΠΙΝΑΚΑΣ Β.2: Χαρακτηριστικά ακροφυσίων μη κυκλικής διατομής με στρογγυλεμένες γωνίες.

Διατομή			A(cm ²)	P(cm)	R(cm)
Ορθογωνική			$A=ab-4R^2+\pi R^2=$ $=1.1709$	$P=2x(1,58-0,6+0,79-$ $0,6)+0,6\pi=4,225$	$R=A/P$ $=0.277$
a=1,58cm	b=0.79cm	R=0.3cm			
Τετραγωνική			$A=a^2-R^2x4+\pi R^2=0,9227$	$P=4xA-4x2xR+$ $\pi(0,6)=3,485$	$R=A/P$ $=0.264$
a=1cm	R=0.3cm				
Τριγωνική			$A=1/2x(1,37x1,5819)-3x$ $(0,1559)+\pi(R)^2=0,8986$	$P=3x1,5819-$ $6x(0,6)\cos30+\pi(0,6)$ $=3,513$	$R=A/P$ $=0.2558$
a=1,53cm	h=1,07cm	R=0.3cm			

όπου a και b είναι η μικρή και μεγάλη πλευρά του ορθογώνιου, a η πλευρά του τετραγώνου και a, h η βάση και το ύψος στην τριγωνική διατομή, αντίστοιχα.



Σχήμα Β.2: Ακροφύσια από την πλευρά εξόδου της φλέβας, διαμέτρων 1cm, τετραγωνικής, τριγωνικής και ορθογωνικής (από αριστερά προς τα δεξιά)



Σχήμα Β.3: Ακροφύσια από τη στρογγυλεμένη πλευρά εισόδου της φλέβας, διαμέτρων 1cm, τετραγωνικής, τριγωνικής και ορθογωνικής (από αριστερά προς τα δεξιά)

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Γ

Ρύθμιση ροομέτρων

Οι μετρήσεις των παρακάτω πινάκων προέκυψαν με τον τρόπο που περιγράφηκε στην σελίδα . Το Q_c είναι η πραγματική παροχή που μετρήθηκε με την βοήθεια του ογκομετρικού σωλήνα και του χρονομέτρου, σε cm^3/s , ενώ οι τιμές F η ένδειξη του ροομέτρου σε cm^3/s . $Q_i = V_i/t_i$

ΠΙΝΑΚΑΣ Γ1: Ρύθμιση 1^{ου} Ροομέτρου

Ένδειξη	t_1	V_1		Q_1	$F_1(\text{indication})$
		ml	lt		
lt/min	s			cm^3/s	cm^3/s
0.20	249.71	915	0.915	3.66	3.333
0.25	207.75	970	0.970	4.67	4.167
0.30	167.86	950	0.950	5.66	5.000
0.35	147.06	940	0.940	6.39	5.833
0.40	128.33	940	0.940	7.32	6.667
0.45	115.40	950	0.950	8.23	7.500
0.50	99.24	910	0.910	9.17	8.333
0.55	95.99	940	0.940	9.79	9.167

ΠΙΝΑΚΑΣ Γ2: Ρύθμιση 2^{ου} Ροομέτρου

Ένδειξη	t_2	V_2		Q_2	$F_2(\text{indication})$
		ml	lt		
lt/min	s			cm^3/s	cm^3/s
0.2	215.07	930	0.930	4.32	3.33
0.4	104.19	920	0.920	8.83	6.67
0.6	75.55	925	0.925	12.24	10.00
0.8	58.89	925	0.925	15.71	13.33
1.0	46.60	920	0.920	19.74	16.67
1.2	40.44	910	0.910	22.50	20.00
1.4	33.87	900	0.900	26.57	23.33
1.6	30.56	920	0.920	30.10	26.67
1.8	28.12	940	0.940	33.43	30.00
2.0	24.82	915	0.915	36.87	33.33

ΠΙΝΑΚΑΣ Γ3: Ρύθμιση 3^{ου} Ροομέτρου

Ένδειξη	t_3	V_3		Q_3	$F_3(\text{indication})$
		ml	lt		
lt/min	s			cm^3/s	cm^3/s
2	23.67	900	0.900	38,02	33.33
3	17.66	975	0.975	55.21	50.00
4	12.59	910	0.910	72.28	66.67

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Δ

Πειράματα με αλατόνερο - Δεδομένα και επεξεργασία

Στους Πίνακες Δ.1 έως Δ.4 φαίνονται οι αρχικές συνθήκες και οι παράμετροι των πειραμάτων διάχυσης της φλέβας καθαρού νερού σε αλατόνερο, με ακροφύσια κυκλικής διατομής, διαμέτρου 0.5 , 1.0 , 1.5 και 2.0cm αντίστοιχα.

Στην πρώτη στήλη των πινάκων αυτών αναγράφεται η διάμετρος της κυκλικής διατομής του ακροφυσίου. Στη δεύτερη φαίνεται η ένδειξη F του ροομέτρου, σε lt/min και ακολουθεί η υπολογισμένη παροχή Q_c (cm³/s) βάσει των εξισώσεων που προκύπτουν από τη ρύθμιση των ροομέτρων , για το πρώτο η (Δ-1), για το δεύτερο η (Δ-2) και για το τρίτο η(Δ-3):

$$Q_c = 17.632F + 0.2511 \quad (\Delta-1)$$

$$Q_c = 17.78F + 1.1747 \quad (\Delta-2)$$

$$Q_c = 17.128F + 3.7855 \quad (\Delta-3)$$

Στην τέταρτη στήλη υπολογίζεται η μέση ταχύτητα εξόδου της φλέβας από το ακροφύσιο W (cm/s) βάση του τύπου:

$$W = \frac{4Q}{\pi D^2} \quad (\Delta-4)$$

Στην επόμενη στήλη αναγράφεται η θερμοκρασία της φλέβας, η οποία μετράται με θερμόμετρο πριν την έναρξη κάθε πειράματος, σε °C. Με αυτόν τον τρόπο υπολογίζεται η πυκνότητα της φλέβας, η οποία αναγράφεται στην έβδομη στήλη, σύμφωνα με την παρακάτω εξίσωση, $\rho_0 = f(T)$, σε gr/cm³:

$$\rho_0 = \frac{-0,0037T^2 - 0.0613T + 1000.5}{1000} \text{ gr/cm}^3 \quad (\Delta-5)$$

Στην έκτη στήλη αναγράφεται η πυκνότητα του αποδέκτη (αλατόνερο), ρ_a , η οποία μετράται με πυκνόμετρο πριν από κάθε πείραμα, σε gr/cm³. Στις στήλες που ακολουθούν υπολογίζονται η ειδική ορμή M (cm⁴/s²) και η ανωστική δύναμη B (cm⁴/s³) από τις σχέσεις:

$$M = QW \quad (\Delta-6)$$

και

$$B = \frac{(\rho_a - \rho_0)}{\rho_a} gQ \quad (\Delta-7)$$

αντίστοιχα. Όπου $(\Delta\rho)_0 = \rho_a - \rho_0$ η διαφορά πυκνότητας σε gr/cm³ της πυκνότητας αποδέκτη από αυτή της φλέβας.

Στις στήλες 10 και 13 υπολογίζονται ο αριθμός Reynolds και ο αρχικός αριθμός Richardson από τις γνωστές σχέσεις:

$$Re = WD_{eq}; D_{eq} = 4R = 4 \frac{A}{P} \quad (\Delta-8)$$

και

$$R_0 = \frac{QB^{1/2}}{M^{5/4}} \quad (\Delta-9)$$

αντίστοιχα.

Έπειτα, στις στήλες, 11 και 12, αναγράφονται οι χαρακτηριστικές κλίμακες μήκους l_Q και l_M , οι οποίες υπολογίζονται από τα αρχικά χαρακτηριστικά της φλέβας σύμφωνα με τους τύπους:

$$l_Q = \frac{Q}{M^{1/2}} \quad (\Delta-10)$$

και

$$l_M = \frac{M^{3/4}}{B^{1/2}} \quad (\Delta-11)$$

αντίστοιχα.

Από επεξεργασία των βίντεο των πειραμάτων που κινηματογραφήθηκαν, στις επόμενες στήλες καταγράφονται το μέγιστο βάθος της φλέβας Z_{\max} και το βάθος σταθεροποίησης αυτής, Z . Το Z βρίσκεται καταγράφοντας το ελάχιστο και το μέγιστο του βάθους σταθεροποίησης της φλέβας, διότι δεν σταθεροποιείται σε ένα ελάχιστο βάθος, αλλά ανεβοκατεβαίνει μεταξύ των δύο αυτών σημείων. Το Z υπολογίζεται ως ο μέσος όρος του ελάχιστου και του μέγιστου βάθους:

$$Z = \frac{\max Z + \min Z}{2} \quad (\Delta-12)$$

Στις τελευταίες τέσσερις στήλες αναγράφονται το μέγιστο βάθος αδιαστατοποιημένο με την κλίμακα μήκους l_Q , το βάθος σταθεροποίησης αδιαστατοποιημένο με την κλίμακα μήκους l_Q και την κλίμακα μήκους l_M και στην τελευταία το μέγιστο ύψος αδιαστατοποιημένο με την κλίμακα μήκους l_M :

$$\frac{Z_{mzx}}{l_Q} \quad \frac{[L]}{[L]} \quad (\Delta-13)$$

$$\frac{Z}{l_Q} \quad \frac{[L]}{[L]} \quad (\Delta-14)$$

$$\frac{Z}{l_M} \quad \frac{[L]}{[L]} \quad (\Delta-15)$$

$$\frac{Z_{\max}}{l_M} \quad \frac{[L]}{[L]} \quad (\Gamma-16)$$

ΠΙΝΑΚΑΣ Δ1: Αρχικές συνθήκες και οι παράμετροι πειραμάτων με αλατόνερο, με ακροφύσιο διαμέτρου D=0.5 cm.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21
D (cm)	indic F (l/min)	Q _c (cm ³ /s)	W (cm/s)	T ₀ (°C)	ρ _a (gr/cm ³)	ρ ₀ (gr/cm ³)	M (cm ³ /s ²)	B (cm ³ /s ²)	Re	I ₀ (cm)	I _M (cm)	R ₀	Z _{max}	Εύρος Z			Z _{max} /I ₀	Z/I ₀	Z/I _M	Z _{max} /I _M
														min Z	Z	max Z				
0.5	0.20	3.78	19.24	24.00	1.020	0.997	72.67	85.88	836	0.443	2.686	0.16498	7.50	4.25	5.13	6.00	16.926	11.566	1.908	2.792
0.5	0.25	4.66	23.73	25.50	1.021	0.997	110.55	109.93	1032	0.443	3.252	0.13627	10.00	5.50	6.75	8.00	22.568	15.233	2.076	3.075
0.5	0.30	5.54	28.22	26.20	1.021	0.996	156.35	134.45	1227	0.443	3.813	0.11620	11.75	6.75	7.63	8.50	26.517	17.208	2.000	3.081
0.5	0.35	6.42	32.71	27.30	1.021	0.996	210.06	157.69	1422	0.443	4.394	0.10085	14.25	8.00	8.50	9.00	32.159	19.182	1.934	3.243
0.5	0.40	7.30	37.20	28.80	1.021	0.996	271.69	182.31	1617	0.443	4.956	0.08941	15.50	8.50	10.00	11.50	34.980	22.568	2.018	3.127
0.5	0.40	7.30	37.20	24.80	1.021	0.997	271.69	174.66	1617	0.443	5.064	0.08751	15.25	10.25	10.88	11.50	34.416	24.542	2.148	3.012
0.5	0.45	8.19	41.69	26.00	1.021	0.996	341.24	198.21	1813	0.443	5.639	0.07857	18.00	11.75	12.50	13.25	40.622	28.209	2.217	3.192
0.5	0.50	9.07	46.18	26.20	1.021	0.996	418.70	220.02	2008	0.443	6.240	0.07101	18.75	11.50	12.50	13.50	42.314	28.209	2.003	3.005
0.5	0.55	9.95	50.67	27.00	1.021	0.996	504.08	243.49	2203	0.443	6.818	0.06499	21.00	12.00	13.13	14.25	47.392	29.620	1.925	3.080
0.5	0.20	4.95	25.20	27.90	1.021	0.996	124.72	122.31	1096	0.443	3.375	0.13130	10.00	5.50	6.25	7.00	22.568	14.105	1.852	2.963
0.5	0.42	7.66	38.99	29.00	1.012	0.996	298.56	123.64	1695	0.443	6.459	0.06860	18.75	11.75	14.00	16.25	42.314	31.595	2.167	2.903
0.5	0.50	9.07	46.18	29.50	1.012	0.995	418.70	147.68	2008	0.443	7.617	0.05818	22.00	15.00	16.88	18.75	49.649	38.083	2.216	2.888
0.5	0.60	12.10	61.61	26.50	1.012	0.996	745.25	187.28	2679	0.443	10.423	0.04251	29.50	16.25	19.50	22.75	66.574	44.007	1.871	2.830
0.5	0.80	15.67	79.81	27.00	1.012	0.996	1250.68	244.64	3470	0.443	13.446	0.03295	37.50	24.00	26.75	29.50	84.628	60.368	1.989	2.789
0.5	1.10	21.03	107.11	28.00	1.012	0.996	2252.78	333.91	4657	0.443	17.895	0.02476	46.75	30.25	32.88	35.50	105.503	74.191	1.837	2.612
0.5	1.20	22.82	116.21	27.00	1.012	0.996	2651.87	356.23	5053	0.443	19.579	0.02263	58.00	30.50	35.50	40.50	130.892	80.115	1.813	2.962
0.5	1.40	26.39	134.42	28.00	1.012	0.996	3547.63	419.02	5844	0.443	22.456	0.01973	59.50	37.25	40.63	44.00	134.277	91.681	1.809	2.650
0.5	1.20	22.82	116.21	27.50	1.007	0.996	2651.87	246.86	5053	0.443	23.520	0.01884	50.00	28.25	33.88	39.50	112.838	76.448	1.440	2.126
0.5	1.40	26.39	134.42	28.00	1.007	0.996	3547.63	289.03	5844	0.443	27.039	0.01639	59.75	30.75	35.75	40.75	134.84	80.68	1.32	2.21

ΠΙΝΑΚΑΣ Δ2: Αρχικές συνθήκες και οι παράμετροι πειραμάτων με αλατόνερο, με ακροφύσιο διαμέτρου D=1.0 cm.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21
D (cm)	indic F (l/min)	Q _c (cm ³ /s)	W (cm/s)	T ₀ (°C)	ρ _a (gr/cm ³)	ρ ₀ (gr/cm ³)	M (cm ³ /s ²)	B (cm ³ /s ³)	Re	l ₀ (cm)	l _w (cm)	R ₀	Z _{max}	Εύρος Z			Z _{max} /l ₀	Z/l ₀	Z/l _w	Z _{max} /l _w
														min Z	Z	max Z				
1.0	0.40	7.30	9.30	26	1.020	0.996	67.92	169.67	809	0.89	1.82	0.48790	3.25	2.00	5.00	5.50	3.667	2.539	1.239	1.789
1.0	0.60	12.10	15.40	26.00	1.020	0.996	186.31	281.01	1339	1	3.01	0.29459	8.00	4.50	8.88	9.75	9.027	5.642	1.662	2.659
1.0	1.00	19.24	24.50	26.50	1.020	0.996	471.56	449.54	2131	0.886	4.773	0.18569	11.75	8.00	8.88	9.75	13.258	10.014	1.860	2.462
1.0	1.40	26.39	33.60	27.00	1.020	0.996	886.91	619.96	2922	0.886	6.527	0.13577	16.25	9.25	10.50	11.75	18.336	11.848	1.609	2.490
1.0	1.65	30.86	39.29	28.00	1.020	0.996	1212.57	733.14	3417	0.886	7.589	0.11678	19.75	11.75	13.25	14.75	22.285	14.951	1.746	2.602
1.0	1.80	33.54	42.71	27.00	1.020	0.996	1432.37	787.86	3714	0.886	8.295	0.10684	23.75	13.00	15.88	18.75	26.799	17.913	1.914	2.863
1.0	2.00	38.04	48.44	28.00	1.020	0.996	1842.58	903.74	4212	0.886	9.355	0.09473	25.50	15.75	16.88	18.00	28.774	19.041	1.804	2.726

ΠΙΝΑΚΑΣ Δ3: Αρχικές συνθήκες και οι παράμετροι πειραμάτων με αλατόνερο, με ακροφύσιο διαμέτρου D=1.5 cm.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21
D (cm)	indic F (l/min)	Q _c (cm ³ /s)	W (cm/s)	T ₀ (°C)	ρ _a (gr/cm ³)	ρ ₀ (gr/cm ³)	M (cm ³ /s ²)	B (cm ³ /s ³)	Re	l ₀ (cm)	l _w (cm)	R ₀	Z _{max}	Εύρος Z			Z _{max} /l ₀	Z/l ₀	Z/l _w	Z _{max} /l _w
														min Z	Z	max Z				
1.5	0.8	15.67	8.87	28	1.010	0.996	138.96	217.92	1157	1.33	2.74	0.48485	4.75	3.25	5.50	6.25	3.573	2.727	1.322	1.732
1.5	1.1	21.03	11.90	28	1.010	0.996	250.31	292.47	1552	1.33	3.68	0.36126	8.00	4.75	5.50	6.25	6.018	4.137	1.495	2.174
1.5	1.22	23.18	13.11	28	1.010	0.996	303.95	322.29	1711	1.33	4.05	0.32783	9.00	5.00	5.00	6.25	6.770	4.514	1.480	2.220
1.5	1.40	26.39	14.94	28.00	1.010	0.996	394.18	367.02	1948	1.33	4.62	0.28788	13.50	7.00	7.50	8.00	10.155	5.642	1.624	2.924
1.5	1.60	29.97	16.96	28.00	1.010	0.996	508.17	416.72	2212	1.33	5.24	0.25355	14.00	8.00	8.88	9.75	10.532	6.676	1.693	2.670
1.5	1.80	33.54	18.98	29.00	1.010	0.996	636.61	475.55	2476	1.33	5.81	0.22873	14.50	8.25	10.00	11.75	10.908	7.523	1.721	2.495
1.5	2.00	37.11	21.00	29.00	1.010	0.996	779.51	526.22	2739	1.33	6.43	0.20671	16.00	10.00	10.88	11.75	12.036	8.181	1.691	2.488
1.5	2.00	38.04	21.53	29.00	1.010	0.996	818.92	539.36	2808	1.33	6.59	0.20167	15.75	8.50	10.13	11.75	11.848	7.617	1.536	2.389
1.5	2.50	46.61	26.37	29.00	1.010	0.996	1229.14	660.78	3440	1.33	8.08	0.16461	19.25	12.50	13.75	15.00	14.481	10.343	1.703	2.384
1.5	3	55.17	31.22	29.5	1.010	0.995	1722.37	789.87	4072	1.33	9.51	0.13974	21.00	16.25	17.50	18.75	15.797	13.164	1.840	2.208

ΠΙΝΑΚΑΣ Δ4: Αρχικές συνθήκες και οι παράμετροι πειραμάτων με αλάτι νερό, με ακροφόδιο διαμέτρου $D=2.0$ cm.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21
D (cm)	indic F (l/min)	Q_c (cm ³ /s)	W (cm/s)	T_0 (°C)	ρ_a (gr/cm ³)	ρ_w (gr/cm ³)	M (cm ⁴ /s ²)	B (cm ⁴ /s ³)	Re	i_0 (cm)	i_M (cm)	R_0	Z_{max}	min Z	Z	max Z	Z_{max}/i_0	Z/i_0	Z/i_M	Z_{max}/i_M
2.0	1.20	22.82	7.26	28.00	1.010	0.996	165.74	317.32	1263	1.77	2.59	0.68352	3.75	2.75	2.75	2.75	2.116	1.693	1.157	1.446
2.0	1.40	26.39	8.40	28.50	1.010	0.996	221.73	370.59	1461	1.77	2.98	0.59382	4.25	3.25	2.398	1.975	1.173	1.424	1.495	2.174
2.0	1.62	30.32	9.65	29.50	1.009	0.995	292.70	404.27	1679	1.77	3.52	0.50361	5.50	3.75	3.75	3.75	3.103	2.398	1.208	1.563
2.0	1.80	33.54	10.68	30.00	1.009	0.995	358.09	451.87	1857	1.77	3.87	0.45770	6.75	4.25	3.808	2.750	1.259	1.743	1.624	2.924
2.0	2.00	37.11	11.81	30.00	1.007	0.995	438.47	426.86	2055	1.77	4.64	0.38217	8.00	5.13	4.514	3.420	1.307	1.725	1.693	2.670
2.0	2.00	38.04	12.11	30.00	1.007	0.995	460.64	437.51	2106	1.77	4.75	0.37286	8.50	5.50	4.796	3.667	1.367	1.788	1.721	2.495
2.0	0.70	13.88	4.42	26.00	1.007	0.996	61.36	144.82	769	1.77	1.82	0.97297	3.25	2.50	1.834	1.509	1.468	1.784	1.691	2.488
2.0	0.80	15.67	4.99	26.50	1.007	0.996	78.17	165.46	868	1.77	2.04	0.86726	3.25	2.50	1.834	1.622	1.407	1.590	1.536	2.389
2.0	0.90	17.46	5.56	28.00	1.007	0.996	97.01	191.18	966	1.77	2.24	0.79283	3.75	2.50	2.116	1.622	1.286	1.677	1.703	2.384
2.0	1.00	19.24	6.13	27.00	1.007	0.996	117.89	205.68	1065	1.77	2.49	0.71050	4.05	2.85	2.285	1.862	1.323	1.623	1.840	2.208

Στους επόμενους τρεις πίνακες παρουσιάζονται όλα τα αρχικά δεδομένα καθώς και τα αποτελέσματα των μετρήσεων για πειράματα που πραγματοποιήθηκαν με ακροφύσια ορθογωνικής, με στρογγυλεμένες γωνίες (slot), τετραγωνικής και τριγωνικής διατομής αντίστοιχα.

Συγκεκριμένα, στους τρεις επόμενους πίνακες Δ5, Δ6 και Δ7, στην πρώτη στήλη αναγράφεται το εμβαδόν της διατομής του ακροφυσίου. σε cm^2 που είναι:

$$A = 1.58 \times 0.79 - 4 \times (0.3)^2 + \pi(0.3)^2 = 1.171 \text{ cm}^2 \quad (\Delta-17)$$

$$A = 12 - 0.32 \times 4 + \pi(0.3)^2 = 0.9227 \text{ cm}^2 \quad (\Delta-18)$$

$$A = \frac{1}{2} \times (1.37 \times 1.5819) - 3 \times (0.1559) + \pi(0.3)^2 = 0.8986 \text{ cm}^2, \quad (\Delta-19)$$

για την ορθογωνική, την τετραγωνική και την τριγωνική αντίστοιχα.

Στην δεύτερη στήλη δίνεται η βρεχόμενη περίμετρος της διατομής. σε cm. που είναι για τη ορθογωνική, τετραγωνική και την τριγωνική:

$$P = 2 \times (1.58 - 0.6 + 0.79 - 0.6) + 0.6\pi = 4.225 \text{ cm} \quad (\Delta-20)$$

$$P = 4 \times 1 - 4 \times 2 \times 0.3 + \pi(0.6) = 3.485 \text{ cm} \quad (\Delta-21)$$

$$P = 3 \times 1.5819 - 6 \times 0.6 \cos 30 + \pi(0.6) = 3.513 \text{ cm}, \quad (\Delta-22)$$

αντίστοιχα.

Στην τρίτη στήλη αναγράφεται η υδραυλική ακτίνα για κάθε διατομή, η οποία είναι ίση με το πηλίκο του εμβαδού της διατομής του ακροφυσίου, προς την βρεχόμενη περίμετρο αυτής και για τις τρεις διατομές:

$$R = \frac{A}{P} \quad (\Delta-23)$$

Στην επόμενη στήλη δίνεται η διάμετρος της διατομής, που είναι ίση με το τετραπλάσιο της υδραυλικής ακτίνας:

$$D=4R \quad (\Delta-24)$$

Οι επόμενες στήλες που αναγράφονται είναι όμοιες με τους πίνακες των ακροφυσίων κυκλικών διατομών με μόνη διαφορά τον τρόπο υπολογισμού της μέσης ταχύτητας εξόδου της φλέβας από το ακροφύσιο $W(\text{cm/s})$, η οποία υπολογίζεται βάσει του τύπου:

$$W = \frac{Q}{A} \quad (\Delta-25)$$

ΠΙΝΑΚΑΣ Δ5: Δεδομένα και επεξεργασία πειραμάτων με αλατόνερο και ακροφύσιο ορθογωνικής διαμέτρου.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	
A	P	R	D	indic	Q _c	W	T ₀	ρ _a	ρ ₀	M	B	Re	l ₀	l _m	R ₀	Z _{max}	min	Εύρος Z		Z _{max} /l ₀	Z/l ₀	Z/l _m	Z _{max} /l _m	
(cm ³)	(cm)	(cm)	(cm)	(l/min)	(cm ³ /s)	(cm/s)	(°C)	(gr/cm ³)	(gr/cm ³)	(cm ³ /s ²)	(cm ³ /s ²)		(cm)	(cm)			Z	Z	max					
1.171	4.22	0.277	1.109	0.50	9.07	7.74	27.50	1.007	0.996	70.21	98.09	746	1.082	2.449	0.44186	5.25	3.25	4.00	4.75	4.852	3.697	1.633	2.144	
1.171	4.22	0.277	1.109	0.60	12.10	10.33	28.00	1.007	0.996	124.97	132.47	996	1.082	3.247	0.33322	7.75	4.25	5.25	6.25	7.162	4.852	1.617	2.387	
1.171	4.22	0.277	1.109	0.60	12.10	10.33	27.00	1.023	0.996	124.97	319.89	996	1.082	2.090	0.51781	4.25	2.85	3.05	3.25	3.928	2.819	1.459	2.034	
1.171	4.22	0.277	1.109	0.70	13.88	11.86	27.50	1.023	0.996	164.62	368.99	1143	1.082	2.392	0.45229	4.75	3.25	3.75	4.25	4.390	3.465	1.567	1.985	
1.171	4.22	0.277	1.109	0.75	14.78	12.62	28.50	1.007	0.996	186.49	163.82	1217	1.082	3.943	0.27445	11.50	5.25	6.75	8.25	10.627	6.238	1.712	2.917	
1.171	4.22	0.277	1.109	0.90	17.46	14.91	29.00	1.007	0.996	260.28	195.91	1437	1.082	4.630	0.23373	15.50	7.25	8.50	9.75	14.324	7.855	1.836	3.348	
1.171	4.22	0.277	1.109	1.00	19.24	16.44	30.00	1.006	0.995	316.29	202.37	1584	1.082	5.272	0.20524	17.50	7.75	9.63	11.50	16.172	8.895	1.826	3.319	
1.171	4.22	0.277	1.109	1.10	21.03	17.96	29.50	1.006	0.995	377.76	218.21	1731	1.082	5.801	0.18655	18.25	8.25	10.25	12.25	16.865	9.472	1.767	3.146	
1.171	4.22	0.277	1.109	1.20	22.82	19.49	30.00	1.006	0.995	444.68	239.95	1879	1.082	6.251	0.17310	18.75	9.75	11.63	13.50	17.327	10.743	1.860	2.999	
1.171	4.22	0.277	1.109	1.30	24.61	21.01	30.00	1.006	0.995	517.05	258.74	2026	1.082	6.741	0.16053	21.00	11.50	13.13	14.75	19.407	12.129	1.947	3.115	
1.171	4.22	0.277	1.109	1.40	26.39	22.54	29.00	1.007	0.996	594.88	296.19	2173	1.082	6.999	0.15461	17.50	10.25	12.00	13.75	16.172	11.090	1.715	2.500	
1.171	4.22	0.277	1.109	1.80	33.54	28.64	29.00	1.007	0.996	960.75	376.40	2761	1.082	8.895	0.12166	25.50	11.75	13.00	14.25	23.565	12.014	1.462	2.867	
1.171	4.22	0.277	1.109	2.00	38.04	32.49	29.00	1.007	0.996	1235.89	426.91	3132	1.082	10.088	0.10726	27.50	13.50	16.13	18.75	25.414	14.902	1.598	2.726	
1.171	4.22	0.277	1.109	2.50	46.61	39.80	29.00	1.007	0.996	1854.98	523.02	3837	1.082	12.359	0.08755	35.75	13.60	18.60	23.60	33.038	17.189	1.505	2.893	
1.171	4.22	0.277	1.109	3.00	55.17	47.12	29.00	1.006	0.996	2599.33	564.77	4542	1.082	15.318	0.07064	40.25	26.25	30.63	35.00	37.196	28.301	1.999	2.628	

ΠΙΝΑΚΑΣ Δ6: Δεδομένα και επεξεργασία πειραμάτων με αλατόνερο και ακροφύσιο τετραγωνικής διαμέτρου.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
	P (cm)	R (cm)	D (cm)	indic F (l/min)	Q _e (cm ³ /s)	W (cm/s)	T ₀ (°C)	ρ _s (gr/cm ³)	ρ ₀ (gr/cm ³)	M (cm ³ /s ²)	B (cm ² /s ³)	Re	t ₀ (cm)	f _w (cm)	R ₀	Z _{max}	min Z	Z	max Z	Z _{max} /f ₀	Z/f ₀	Z/f _w	Z _{max} /f _w
0.923	3.48	0.265	1.059	0.50	9.07	9.83	27.50	1.006	0.996	89.10	89.16	905	0.961	3.071	0.31278	7.75	4.25	5.25	6.25	8.068	5.465	1.709	2.523
0.923	3.48	0.265	1.059	0.55	9.95	10.78	27.50	1.023	0.996	107.26	264.41	993	0.961	2.050	0.46864	4.25	3.25	3.75	4.25	4.424	3.904	1.829	2.073
0.923	3.48	0.265	1.059	0.60	12.10	13.11	29.00	1.006	0.996	158.58	123.83	1207	0.961	4.016	0.23920	11.50	6.00	7.50	9.00	11.972	7.808	1.868	2.864
0.923	3.48	0.265	1.059	0.60	12.10	13.11	27.50	1.023	0.996	158.58	321.49	1207	0.961	2.492	0.38542	7.00	3.75	4.50	5.25	7.287	4.685	1.806	2.809
0.923	3.48	0.265	1.059	0.70	13.88	15.05	28.00	1.023	0.996	208.90	370.86	1386	0.961	2.853	0.33667	7.75	4.75	5.50	6.25	8.068	5.726	1.928	2.716
0.923	3.48	0.265	1.059	0.70	13.88	15.05	29.00	1.006	0.996	208.90	142.13	1386	0.961	4.609	0.20842	13.50	7.00	8.38	9.75	14.054	8.719	1.817	2.929
0.923	3.48	0.265	1.059	0.80	15.67	16.98	29.00	1.006	0.996	266.13	160.42	1564	0.961	5.202	0.18465	15.00	7.75	9.13	10.50	15.615	9.499	1.754	2.883
0.923	3.48	0.265	1.059	0.90	17.46	18.92	29.50	1.006	0.995	330.29	181.13	1742	0.961	5.757	0.16686	16.75	8.75	10.13	11.50	17.437	10.540	1.759	2.910
0.923	3.48	0.265	1.059	1.00	19.24	20.86	30.00	1.006	0.995	401.37	202.37	1921	0.961	6.304	0.15239	21.00	9.75	11.50	13.25	21.861	11.972	1.824	3.331
0.923	3.48	0.265	1.059	1.50	28.18	30.54	28.00	1.006	0.996	860.58	280.84	2813	0.961	9.481	0.10132	26.25	14.25	16.50	18.75	27.327	17.177	1.740	2.769
0.923	3.48	0.265	1.059	2.00	38.04	41.23	28.00	1.006	0.996	1568.32	379.12	3797	0.961	12.799	0.07505	35.00	22.25	25.13	28.00	36.436	26.156	1.963	2.735
0.923	3.48	0.265	1.059	3.00	55.17	59.79	28.00	1.006	0.996	3298.51	549.82	5506	0.961	18.562	0.05175	56.50	30.50	35.63	40.75	58.818	37.086	1.919	3.044

ΠΙΝΑΚΑΣ Δ7: Δεδομένα και επεξεργασία πειραμάτων με αλατόνερο και ακροφύσιο τριγωνικής διαμέτρου.

2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
P (cm)	R (cm)	D (cm)	indic F (l/min)	Q _s (cm ³ /s)	W (cm/s)	T ₀ (°C)	ρ _s (gr/cm ³)	ρ ₀ (gr/cm ³)	M (cm ³ /s ²)	B (cm ³ /s ³)	Re	f ₀ (cm)	f _w (cm)	R ₀	Z _{max}	min Z	Εύρος Z	max Z	Z _{max} /f ₀	Z/f ₀	Z/f _w	Z _{max} /f _w
0.899	3.51	1.023	0.50	9.07	10.09	29.00	1.007	0.996	91.48	101.75	898	0.948	2.932	0.32326	7.75	4.75	Εύρος Z	6.25	8.175	5.802	1.876	2.643
0.899	3.51	1.023	0.55	9.95	11.07	28.00	1.023	0.996	110.14	265.75	985	0.948	2.086	0.45454	4.75	3.25	Εύρος Z	4.25	5.011	3.956	1.798	2.278
0.899	3.51	1.023	0.60	12.10	13.46	28.00	1.006	0.996	162.83	120.56	1198	0.948	4.152	0.22834	11.50	6.00	Εύρος Z	8.25	12.131	7.516	1.716	2.770
0.899	3.51	1.023	0.60	12.10	13.46	28.00	1.023	0.996	162.83	323.13	1198	0.948	2.536	0.37383	5.75	4.25	Εύρος Z	5.25	6.066	5.011	1.873	2.267
0.899	3.51	1.023	0.70	13.88	15.45	28.00	1.006	0.996	214.50	138.37	1375	0.948	4.765	0.19895	12.50	7.00	Εύρος Z	9.75	13.186	8.835	1.758	2.623
0.899	3.51	1.023	0.80	15.67	17.44	28.00	1.006	0.996	273.27	156.17	1552	0.948	5.378	0.17626	15.00	7.00	Εύρος Z	9.75	15.823	8.835	1.557	2.789
0.899	3.51	1.023	0.90	17.46	19.43	28.00	1.006	0.996	339.15	173.98	1729	0.948	5.991	0.15822	17.50	7.75	Εύρος Z	11.50	18.461	10.153	1.606	2.921
0.899	3.51	1.023	1.00	19.24	21.42	29.50	1.007	0.995	412.13	218.63	1905	0.948	6.186	0.15324	19.25	9.75	Εύρος Z	13.50	20.307	12.263	1.879	3.112
0.899	3.51	1.023	1.50	28.18	31.36	30.00	1.007	0.995	883.66	324.09	2790	0.948	9.003	0.10530	27.75	15.00	Εύρος Z	18.75	29.273	17.801	1.874	3.082
0.899	3.51	1.023	2.00	37.11	41.30	30.00	1.007	0.995	1532.86	426.86	3675	0.948	11.857	0.07995	35.00	21.25	Εύρος Z	25.75	36.921	24.790	1.982	2.952
0.899	3.51	1.023	3.00	54.98	61.19	30.00	1.007	0.995	3364.31	632.38	5444	0.948	17.566	0.05396	51.25	31.25	Εύρος Z	37.50	54.063	36.262	1.957	2.917

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Ε

Πειράματα με θερμό νερό - Δεδομένα και επεξεργασία

Στον Πίνακα Ε παρουσιάζονται όλα τα αρχικά δεδομένα πειραμάτων φλέβας με θερμό νερό καθώς και τα αποτελέσματα της επεξεργασίας αυτών. Στα πειράματα αυτά χρησιμοποιήθηκαν ακροφύσια μόνο κυκλικής διατομής, διαμέτρων 0.5 , 1.0 , 1.5 και 2.0cm. Η θερμοκρασία της φλέβας (6η στήλη) μετράται από θερμοαντίσταση ταχείας απόκρισης με τον τρόπο που περιγράφεται στο Κεφάλαιο 2.1, Εδάφιο 2.1.2, δηλαδή:

$$T_0 = T_{\text{θερμοαντίστασης}} \quad (\text{E-1})$$

Η θερμοκρασία του περιβάλλοντος υγρού μετράται με το θερμότερο πριν την έναρξη κάθε πειράματος, αναγράφεται στην 5η στήλη. Στην επόμενη στήλη αναγράφεται η θερμοκρασιακή διαφορά της φλέβας και του περιβάλλοντος υγρού.

Στις επόμενες στήλες αναγράφονται οι πυκνότητες του ψυχρού και του θερμού νερού και η διαφορά αυτών, οι οποίες υπολογίζονται σε σχέση με την μετρούμενη θερμοκρασία, με την παρακάτω σχέση (Παράρτημα Ζ):

$$\rho = \frac{-0.0041T^2 - 0.0435T + 1000.7}{1000} \text{ gr/cm}^3 \quad (\text{E-2})$$

Οι υπόλοιπες στήλες των πινάκων υπολογίζονται με τον ίδιο τρόπο που υπολογίστηκαν οι αντίστοιχες στήλες των πειραμάτων με αλατόνερο (Παράρτημα Δ). Η μόνη διαφορά είναι ότι για αυτά τα πειράματα υπολογίζονται και αναγράφονται το βάθος σταθεροποίησης αδιαστατοποιημένο με την κλίμακα μήκους l_Q και με την κλίμακα μήκους l_M , ενώ το μέγιστο ύψος της φλέβας ούτε καταγράφεται έπειτα από την επεξεργασία, ούτε υπολογίζεται αδιαστατοποιημένο με την κλίμακα μήκους l_Q .

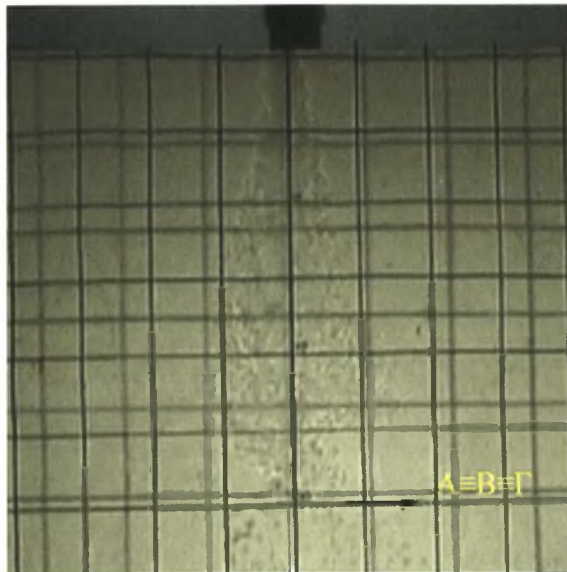
ΠΙΝΑΚΑΣ Ε: Πειραματικά δεδομένα και επεξεργασία αυτών, για θερμαινόμενη φλέβα και ακροφύσια κυκλικών διαμέτρων.

2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22
indic F (l/min)	Q (cc/sec)	W (cm ² /sec)	T _a (°C)	T _o (°C)	ΔT _o (°C)	ρ _s (gr/cm ³)	ρ _h (gr/cm ³)	Δρ (gr/cm ³)	M (cm ⁴ /s ²)	B (cm ⁴ /s ³)	Re	Re amb	R _o	l _o (cm)	l _w (cm)	Εύρος Z (cm)		max Z	Z/l _o	Z/l _w
																min Z	Z			
0.28	5.10	25.99	24.0	65.2	41.2	0.997	0.980	0.017	132.53	84.58	2696	1286	0.10430	0.443	4.247	7.25	9.50	11.75	21.445	2.237
0.47	8.58	43.73	24.5	63.5	39.0	0.997	0.981	0.016	375.31	133.13	4536	2164	0.05994	0.443	7.390	12.75	15.00	17.25	33.860	2.030
0.82	16.03	81.67	24.5	64.5	40.0	0.997	0.981	0.016	1309.04	257.59	8472	4041	0.03267	0.443	13.560	22.50	27.38	32.25	61.794	2.019
1.18	22.37	114.00	24.5	67.0	42.5	0.997	0.979	0.018	2550.34	391.60	11825	5641	0.02443	0.443	18.135	30.75	35.50	40.25	80.135	1.957
1.55	29.07	148.14	25.0	68.4	43.4	0.997	0.979	0.019	4307.01	529.41	15368	7330	0.01917	0.443	23.107	39.75	44.25	48.75	99.887	1.915
0.45	8.19	10.43	25.0	53.5	28.5	0.997	0.987	0.010	85.35	83.86	2163	1032	0.28893	0.886	3.066	5.250	6.250	7.25	7.054	2.038
1.10	21.03	26.79	25.0	67.6	42.6	0.997	0.979	0.018	563.48	373.03	5559	2651	0.14796	0.886	5.988	10.25	11.87	13.50	13.403	1.983
1.55	29.07	37.04	25.0	69.0	44.0	0.997	0.978	0.019	1076.75	539.83	7684	3665	0.10952	0.886	8.090	11.50	16.25	21.00	18.341	2.009
2.50	46.61	59.37	25.0	73.0	48.0	0.997	0.976	0.021	2766.97	980.13	12317	5875	0.07271	0.886	12.186	18.75	21.37	24.00	24.125	1.754
1.00	19.24	10.90	26.5	62.6	36.1	0.997	0.982	0.015	209.69	279.55	3391	1617	0.40325	1.329	3.296	4.75	6.25	7.75	4.703	1.896
1.10	21.03	11.91	23.0	57.3	34.3	0.998	0.985	0.013	250.44	264.43	3706	1768	0.34329	1.329	3.871	5.25	6.75	8.25	5.079	1.744
1.20	22.82	12.92	23.0	59.1	36.1	0.998	0.984	0.014	294.80	307.93	4021	1918	0.32780	1.329	4.054	6.25	7.50	8.75	5.643	1.850
1.30	24.61	13.93	23.2	60.5	37.3	0.997	0.983	0.014	342.78	349.02	4335	2068	0.31166	1.329	4.264	7.75	9.50	11.25	7.148	2.228
1.50	28.18	15.95	27.0	70.9	43.9	0.997	0.977	0.019	449.59	541.78	4965	2368	0.31683	1.329	4.195	7.25	8.5	9.75	6.396	2.02637
1.80	33.54	18.99	24.0	62.5	38.5	0.997	0.982	0.015	636.93	505.74	5910	2819	0.23573	1.329	5.638	9.75	12.00	14.25	9.029	2.12851
2.00	37.11	21.01	24.2	62.9	38.7	0.997	0.982	0.016	779.90	566.04	6539	3119	0.21425	1.329	6.203	11.75	14.63	17.50	11.004	2.358
1.5	43.18	24.45	27.0	72.8	45.8	0.997	0.976	0.021	1055.63	881.28	7608	3629	0.21303	1.329	6.238	10.25	12.25	14.25	9.217	1.964
2.0	21.93	6.98	27.2	68.1	40.9	0.996	0.979	0.018	153.09	383.34	2897	1382	0.79715	1.772	2.223	2.50	1.62	1.29		
2.0	30.86	9.83	27.2	67.3	40.1	0.996	0.979	0.017	303.30	525.01	4078	1945	0.55866	1.772	3.172	3.25	4.00	4.75	2.257	1.26108
2.0	35.33	11.25	27.0	68.7	41.7	0.997	0.978	0.018	397.47	632.10	4668	2227	0.50047	1.772	3.541	4.25	5.75	7.25	3.245	1.624
2.0	53.46	17.02	27.0	68.7	41.7	0.997	0.978	0.018	910.07	956.47	7064	3370	0.33075	1.772	5.358	7.25	8.75	10.25	4.938	1.633

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ ΣΤ

Τυπικό παράδειγμα υπολογισμού του βάθους διείσδυσης φλέβας

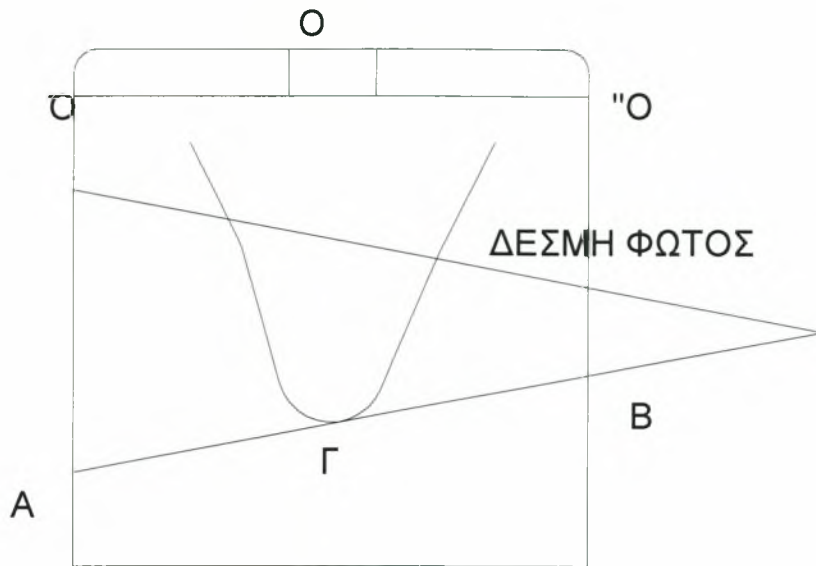
Στην παρακάτω φωτογραφία φαίνεται το προφίλ της φλέβας, τη χρονική στιγμή t , για παροχή Q . Με μαύρο χρώμα φαίνεται ο κανάβος που είναι σχηματισμένος στην πίσω όψη της δεξαμενής, ενώ με γκρι η σκιά του κανάβου της εμπρόσθιας όψης.



Σχήμα ΣΤ1 : Προσδιορισμός βάθους της φλέβας

Για να υπολογιστεί το βάθος της φλέβας ακολουθείται η παρακάτω διαδικασία:

Η οριζόντια προβολή της φλέβας στον κανάβο της πίσω όψης είναι το σημείο A στο παρακάτω διάγραμμα, ενώ η προβολή της στον κόκκινο κανάβο (της εμπρόσθιας όψης) είναι το σημείο B. Το βάθος της φλέβας είναι ίσο με το μήκος (ΟΓ). Από την ανάλυση στη φωτογραφία προκύπτει ότι το A έχει τεταγμένη 30cm και το B 31cm. Δηλαδή, στο παρακάτω σχεδιάγραμμα $(O'A)=30\text{cm}$ και $(O'B)=31\text{cm}$ και ζητείται το βάθος της φλέβας, το (ΟΓ).



Σχήμα ΣΤ2: Διάγραμμα προβολής της φλέβας στον κάναβο της πίσω όψης.

Σύμφωνα με όσα αναφέρθηκαν στη μέθοδο μέτρησης του βάθους της φλέβας:

$$(OΓ) = \frac{(O'A) + (O''B)}{2} = \frac{30 + 31}{2} = 30.5 \text{ cm} \quad (\Sigma\text{T-1})$$

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Ζ

Σχέση μετατροπής θερμοκρασίας σε πυκνότητα

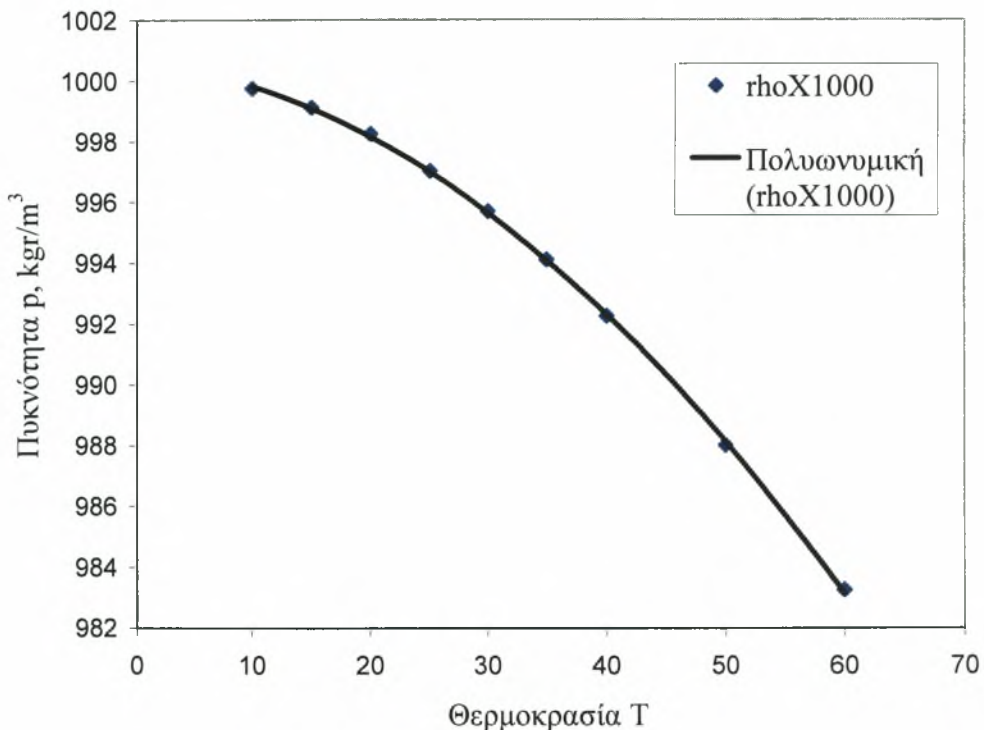
Στον παρακάτω πίνακα για διάφορες θερμοκρασίες νερού (1η στήλη) δίνεται η δεδομένη πυκνότητα (2η στήλη) αλλά και η υπολογιζόμενη (3η στήλη) σύμφωνα με την πολυωνυμική δευτέρου βαθμού που προκύπτει από το διάγραμμα :

$$\rho = -0.0041T^2 - 0.0435T + 1000.7 \text{ kg/m}^3 \quad (\text{Z-1})$$

Παρατηρείται πολύ μικρό σφάλμα απόκλισης (συντελεστής συσχέτισης $R^2 = 0.998$)

ΠΙΝΑΚΑΣ Ζ1: Δεδομένα Σχήματος Ζ1

T (°C)	$\rho(T)$	$\rho \times 1000$	$\rho(\text{calc})$	$\Delta\rho$
10	0.99973	999.730	999.855	-0.125
15	0.99910	999.100	999.125	-0.025
20	0.99823	998.230	998.190	0.040
25	0.99700	997.000	997.050	-0.050
30	0.99568	995.680	995.705	-0.025
35	0.99410	994.100	994.155	-0.055
40	0.99224	992.240	992.400	-0.160
50	0.98800	988.000	988.275	-0.275
60	0.98324	983.240	983.330	-0.090



Σχήμα Ζ1: Πυκνότητα συναρτήσει της θερμοκρασίας.

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Η

Πίνακες δεδομένων για τα διαγράμματα του βάθους διείσδυσης σε συνάρτηση με τον χρόνο

Από την επεξεργασία των φλεβών που βιντεοσκοπηθήκαν καταγράφεται το ύψος της φλέβας σε διάφορες χρονικές στιγμές, με σκοπό να δημιουργηθεί το διάγραμμα του ύψους σε συνάρτηση του χρόνου. Επεξεργάστηκαν φλέβες με ακροφύσιο κυκλικής διαμέτρου και συγκεκριμένα 0.5, 1, 1.5 και 2cm. Για κάθε μία φλέβα καταγράφηκε το ύψος και ο χρόνος για τρεις διαφορετικούς αριθμούς Richardson. Τα δεδομένα φαίνονται στους παρακάτω πίνακες, ενώ τα αντίστοιχα διαγράμματα στη σελίδα

ΠΙΝΑΚΑΣ Η1: Καταγραφή χρόνου και ύψους για τρεις αριθμούς Richardson για ακροφύσιο διαμέτρου 0.5cm.

D=0.5cm					
R₀=0.0164		R₀=0.079		R₀=0.165	
t (sec)	Z(cm)	t (sec)	Z(cm)	t (sec)	Z(cm)
0	0.00	0	0.0	0	0.00
5	37.50	2	14.50	2	8.00
10	51.25	4	18.00	5	6.00
15	56.50	8	13.25	6	4.75
25	55.25	12	11.75	11	6.50
40	33.75	14	12.50	12	4.75
45	32.25	19	13.25	15	6.00
60	39.5	24	12.00	17	4.75
97	32.25	29	13.25	19	6.00
150	37.75	34	11.75	21	4.25
		38	13.50	23	6.00
		41	11.75	25	4.75
		44	13.25	29	6.00
		47	14.00	32	4.75
		53	13.25	37	6.00
		58	11.75	39	4.75
				41	6.00

ΠΙΝΑΚΑΣ Η2: Καταγραφή χρόνου και ύψους για τρεις αριθμούς Richardson για ακροφύσιο διαμέτρου 1cm.

D=1cm					
R₀=0.095		R₀=0.186		R₀=0.488	
t(sec)	Z(cm)	t(sec)	Z(cm)	t(sec)	Z(cm)
0	0.00	0	0.0	0	0.00
3	21.00	2	11.5	1	3.25
5	23.25	4	9.0	2	2.00
7	21.00	5	8.0	3	2.50
9	18.75	7	9.0	4	2.00
10	15.85	9	8.0	5	2.00
11	16.50	13	9.0	6	2.50
13	17.25	15	8.0	7	2.50
17	16.25	16	7.5	8	2.00
21	17.00	18	8.5	9	2.00
22	18.25	20	8.0	10	2.50
24	16.50	22	9.0	11	2.00
25	15.85	24	7.5	12	2.00
26	18.25	25	7.0	13	2.50
27	16.5	26	9.0	14	2.00
		28	7.0	15	2.00

ΠΙΝΑΚΑΣ Η3: Καταγραφή χρόνου και ύψους για τρεις αριθμούς Richardson για ακροφύσιο διαμέτρου 1.5cm.

D=1.5cm					
R₀=0.14		R₀=0.288		R₀=0.485	
t(sec)	Z(cm)	t(sec)	Z(cm)	t(sec)	Z(cm)
0	0.00	0	0.00	0	0.00
1	16.25	1	8.00	1	4.75
3	21.00	2	11.75	3	3.25
8	18.75	3	13.50	4	4.00
10	16.25	4	14.00	5	3.25
11	15.50	5	7.00	6	4.00
13	14.75	6	7.00	7	3.25
14	16.25	7	8.00	8	4.00
15	18.75	8	7.00	9	3.25
17	16.25	9	8.00	10	4.00
18	18.75	10	8.00	11	3.25
19	16.25	11	7.00	12	4.00
20	18.75	12	8.00	13	3.25
21	14.75	13	9.00	14	4.00
23	16.25	14	7.00	15	3.25
25	16.75	15	7.00	16	4.00
26	15.50	16	7.00	17	3.25
31	18.75	17	8.00	18	4.00
33	16.25			19	3.25
34	15.50			20	4.00
35	18.75			21	3.25
38	14.25			22	4.00
				23	3.25
				24	4.00

ΠΙΝΑΚΑΣ Η4: Καταγραφή χρόνου και ύψους για τρεις αριθμούς Richardson για ακροφύσιο διαμέτρου 2.0cm.

D=2cm					
R₀=0.373		R₀=0.793		R₀=0.973	
t(sec)	Z(cm)	t(sec)	Z(cm)	t(sec)	Z(cm)
0	0.00	0	0.00	0	0.00
5	7.00	1	3.75	1	3.25
6	5.25	2	2.50	2	2.50
8	6.50	3	3.25	3	2.85
9	6.00	4	2.50	4	2.50
10	6.50	5	3.25	5	2.85
12	4.75	6	2.50	6	2.50
13	6.50	7	3.25	7	2.85
14	5.25	8	2.50	8	2.50
16	6.50	9	3.25	9	2.85
18	6.00	10	2.50	10	2.50
19	6.50	11	3.25	11	2.85
20	5.25	12	2.50	12	2.50
21	6.50	13	3.25	13	2.85
25	5.25	14	2.50	14	2.50
27	6.50	15	3.25	15	2.85
28	6.00	16	2.50	16	2.50
30	6.50	17	3.25	17	2.85

Πίνακες δεδομένων για τα διαγράμματα $t/\tau=f(Z/l_M)$

Τα παραπάνω δεδομένα τροποποιούνται ώστε να δημιουργηθεί το διάγραμμα βάθους εισχώρησης φλέβας σε συνάρτηση του χρόνου χρησιμοποιώντας μεταβλητές ομοιότητας για φλέβες με αρνητική άνωση. Οι δύο πρώτες στήλες είναι ο χρόνος και το ύψος της φλέβας, το $l_M = \frac{M^{3/4}}{B^{1/2}}$ και $\tau=M/B$. Έτσι υπολογίζονται τα αδιάστατα μεγέθη Z/l_M και t/τ .

• Ακροφύσιο διαμέτρου 0.5cm

ΠΙΝΑΚΑΣ Η5: Δεδομένα δημιουργίας διαγράμματος $Z/l_M=f(t/\tau)$ για $R_0=0.0164$

$R_0=0.0164$					
t (sec)	Z(cm)	l_M	$\tau=M/B$	t/τ	Z/l_M
0	0.00	27.039	12.274	0.000	0.000
5	37.50	27.039	12.274	0.407	1.387
10	51.25	27.039	12.274	0.815	1.895
15	56.50	27.039	12.274	1.222	2.090
25	55.25	27.039	12.274	2.037	2.043
40	33.75	27.039	12.274	3.259	1.248
45	32.25	27.039	12.274	3.666	1.193
60	39.50	27.039	12.274	4.888	1.461
97	32.25	27.039	12.274	7.903	1.193
150	37.75	27.039	12.274	12.221	1.396

ΠΙΝΑΚΑΣ Η6: Δεδομένα δημιουργίας διαγράμματος $Z/l_M=f(t/\tau)$ για $R_0=0.079$

$R_0=0.079$					
t (sec)	Z(cm)	l_M	$\tau=M/B$	t/τ	Z/l_M
0	0.00	5.639	3.997	0.000	0.000
2	14.50	5.639	3.997	0.500	2.571
4	18.00	5.639	3.997	1.001	3.192
8	13.25	5.639	3.997	2.002	2.350
12	11.75	5.639	3.997	3.003	2.084
14	12.50	5.639	3.997	3.503	2.217
19	13.25	5.639	3.997	4.754	2.350
24	12.00	5.639	3.997	6.005	2.128
29	13.25	5.639	3.997	7.256	2.350
34	11.75	5.639	3.997	8.507	2.084
38	13.50	5.639	3.997	9.508	2.394
41	11.75	5.639	3.997	10.259	2.084
44	13.25	5.639	3.997	11.010	2.350
47	14.00	5.639	3.997	11.760	2.483
53	13.25	5.639	3.997	13.262	2.350
58	11.75	5.639	3.997	14.513	2.084

ΠΙΝΑΚΑΣ Η7: Δεδομένα δημιουργίας διαγράμματος $Z/l_M = f(t/\tau)$ για $R_0=0.165$

$R_0=0.165$					
t (sec)	Z(cm)	l_M	$\tau=M/B$	t/τ	Z/l_M
0	0.00	2.686	0.846	0.000	0.000
2	8.00	2.686	0.846	2.363	2.978
5	6.00	2.686	0.846	5.908	2.234
6	4.75	2.686	0.846	7.090	1.768
11	6.50	2.686	0.846	12.999	2.420
12	4.75	2.686	0.846	14.180	1.768
15	6.00	2.686	0.846	17.725	2.234
17	4.75	2.686	0.846	20.089	1.768
19	6.00	2.686	0.846	22.452	2.234
21	4.25	2.686	0.846	24.815	1.582
23	6.00	2.686	0.846	27.179	2.234
25	4.75	2.686	0.846	29.542	1.768
29	6.00	2.686	0.846	34.269	2.234
32	4.75	2.686	0.846	37.814	1.768
37	6.00	2.686	0.846	43.722	2.234
39	4.75	2.686	0.846	46.086	1.768
41	6.00	2.686	0.846	48.449	2.234

• **Ακροφύσιο διαμέτρου 1cm**

ΠΙΝΑΚΑΣ Η8: Δεδομένα δημιουργίας διαγράμματος $Z^*/l_M = f(t/\tau)$ για $R_0=0.095$

$R_0=0.095$					
t(sec)	Z(cm)	l_M	$\tau=M/B$	t/τ	Z/l_M
0	0.00	9.355	2.039	0.000	0.000
3	21.00	9.355	2.039	1.471	2.245
5	23.25	9.355	2.039	2.452	2.485
7	21.00	9.355	2.039	3.433	2.245
9	18.75	9.355	2.039	4.414	2.004
10	15.85	9.355	2.039	4.905	1.694
11	16.50	9.355	2.039	5.395	1.764
13	17.25	9.355	2.039	6.376	1.844
17	16.25	9.355	2.039	8.338	1.737
21	17.00	9.355	2.039	10.300	1.817
22	18.25	9.355	2.039	10.791	1.951
24	16.50	9.355	2.039	11.771	1.764
25	15.85	9.355	2.039	12.262	1.694
26	18.25	9.355	2.039	12.752	1.951
27	16.50	9.355	2.039	13.243	1.764

ΠΙΝΑΚΑΣ Η9: Δεδομένα δημιουργίας διαγράμματος $Z/l_M = f(t/\tau)$ για $R_0=0.186$

$R_0=0.186$					
t(sec)	Z(cm)	l_M	$\tau=M/B$	t/τ	Z/l_M
0	0.00	4.773	1.049	0.000	0.000
2	11.50	4.773	1.049	1.907	2.410
4	9.00	4.773	1.049	3.813	1.886
5	8.00	4.773	1.049	4.767	1.676
7	9.00	4.773	1.049	6.673	1.886
9	8.00	4.773	1.049	8.580	1.676
13	9.00	4.773	1.049	12.393	1.886
15	8.00	4.773	1.049	14.300	1.676
16	7.50	4.773	1.049	15.253	1.571
18	8.50	4.773	1.049	17.160	1.781
20	8.00	4.773	1.049	19.066	1.676
22	9.00	4.773	1.049	20.973	1.886
24	7.50	4.773	1.049	22.879	1.571
25	7.00	4.773	1.049	23.833	1.467
26	9.00	4.773	1.049	24.786	1.886
28	7.00	4.773	1.049	26.693	1.467

ΠΙΝΑΚΑΣ Η10: Δεδομένα δημιουργίας διαγράμματος $Z/l_M = f(t/\tau)$ για $R_0=0.488$

$R_0=0.488$					
t(sec)	Z(cm)	l_M	$\tau=M/B$	t/τ	Z/l_M
0	0.00	1.816	0.400	0.000	0.000
1	3.25	1.816	0.400	2.498	1.789
2	2.00	1.816	0.400	4.996	1.101
3	2.50	1.816	0.400	7.494	1.376
4	2.00	1.816	0.400	9.992	1.101
5	2.00	1.816	0.400	12.490	1.101
6	2.50	1.816	0.400	14.988	1.376
7	2.50	1.816	0.400	17.486	1.376
8	2.00	1.816	0.400	19.984	1.101
9	2.00	1.816	0.400	22.482	1.101
10	2.50	1.816	0.400	24.980	1.376
11	2.00	1.816	0.400	27.478	1.101
12	2.00	1.816	0.400	29.976	1.101
13	2.50	1.816	0.400	32.474	1.376
14	2.00	1.816	0.400	34.972	1.101
15	2.00	1.816	0.400	37.470	1.101

• Ακροφύσιο διαμέτρου 1.5cm

ΠΙΝΑΚΑΣ Η11: Δεδομένα δημιουργίας διαγράμματος $Z/l_M = f(t/\tau)$ για $R_0=0.14$

$R_0=0.14$					
t(sec)	Z(cm)	l_M	$\tau=M/B$	t/ τ	Z/ l_M
0	0.00	9.513	2.181	0.000	0.000
1	16.25	9.513	2.181	0.459	1.708
3	21.00	9.513	2.181	1.376	2.208
8	18.75	9.513	2.181	3.669	1.971
10	16.25	9.513	2.181	4.586	1.708
11	15.50	9.513	2.181	5.045	1.629
13	14.75	9.513	2.181	5.962	1.551
14	16.25	9.513	2.181	6.420	1.708
15	18.75	9.513	2.181	6.879	1.971
17	16.25	9.513	2.181	7.796	1.708
18	18.75	9.513	2.181	8.255	1.971
19	16.25	9.513	2.181	8.713	1.708
20	18.75	9.513	2.181	9.172	1.971
21	14.75	9.513	2.181	9.630	1.551
23	16.25	9.513	2.181	10.548	1.708
25	16.75	9.513	2.181	11.465	1.761
26	15.50	9.513	2.181	11.923	1.629
31	18.75	9.513	2.181	14.216	1.971
33	16.25	9.513	2.181	15.134	1.708
34	15.50	9.513	2.181	15.592	1.629
35	18.75	9.513	2.181	16.051	1.971
38	14.25	9.513	2.181	17.427	1.498

ΠΙΝΑΚΑΣ Η12: Δεδομένα δημιουργίας διαγράμματος $Z/l_M=f(t/\tau)$ για $R_0=0.288$

$R_0=0.288$					
t(sec)	Z(cm)	l_M	$\tau=M/B$	t/τ	Z/l_M
0	0.00	4.618	1.074	0.000	0.000
1	8.00	4.618	1.074	0.931	1.732
2	11.75	4.618	1.074	1.862	2.545
3	13.50	4.618	1.074	2.793	2.924
4	14.00	4.618	1.074	3.724	3.032
5	7.00	4.618	1.074	4.656	1.516
6	7.00	4.618	1.074	5.587	1.516
7	8.00	4.618	1.074	6.518	1.732
8	7.00	4.618	1.074	7.449	1.516
9	8.00	4.618	1.074	8.380	1.732
10	8.00	4.618	1.074	9.311	1.732
11	7.00	4.618	1.074	10.242	1.516
12	8.00	4.618	1.074	11.173	1.732
13	9.00	4.618	1.074	12.104	1.949
14	7.00	4.618	1.074	13.035	1.516
15	7.00	4.618	1.074	13.967	1.516
16	7.00	4.618	1.074	14.898	1.516
17	8.00	4.618	1.074	15.829	1.732

ΠΙΝΑΚΑΣ Η13: Δεδομένα δημιουργίας διαγράμματος $Z/l_M=f(t/\tau)$ για $R_0=0.485$

$R_0=0.485$					
t(sec)	Z(cm)	l_M	$\tau=M/B$	t/τ	Z/l_M
0	0.00	2.742	0.638	0.000	0.000
1	4.75	2.742	0.638	1.568	1.732
3	3.25	2.742	0.638	4.705	1.185
4	4.00	2.742	0.638	6.273	1.459
5	3.25	2.742	0.638	7.841	1.185
6	4.00	2.742	0.638	9.409	1.459
7	3.25	2.742	0.638	10.977	1.185
8	4.00	2.742	0.638	12.545	1.459
9	3.25	2.742	0.638	14.114	1.185
10	4.00	2.742	0.638	15.682	1.459
11	3.25	2.742	0.638	17.250	1.185
12	4.00	2.742	0.638	18.818	1.459
13	3.25	2.742	0.638	20.386	1.185
14	4.00	2.742	0.638	21.954	1.459
15	3.25	2.742	0.638	23.523	1.185
16	4.00	2.742	0.638	25.091	1.459
17	3.25	2.742	0.638	26.659	1.185
18	4.00	2.742	0.638	28.227	1.459
19	3.25	2.742	0.638	29.795	1.185
20	4.00	2.742	0.638	31.363	1.459
21	3.25	2.742	0.638	32.932	1.185
22	4.00	2.742	0.638	34.500	1.459
23	3.25	2.742	0.638	36.068	1.185
24	4.00	2.742	0.638	37.636	1.459

- Ακροφύσιο διαμέτρου 2cm

ΠΙΝΑΚΑΣ Η14: Δεδομένα δημιουργίας διαγράμματος $Z/l_M = f(t/\tau)$ για $R_0=0.373$

$R_0=0.373$					
t(sec)	Z(cm)	l_M	$\tau=M/B$	t/τ	Z/l_M
0	0.00	4.754	1.053	0.000	0.000
5	7.00	4.754	1.053	4.749	1.473
6	5.25	4.754	1.053	5.699	1.104
8	6.50	4.754	1.053	7.598	1.367
9	6.00	4.754	1.053	8.548	1.262
10	6.50	4.754	1.053	9.498	1.367
12	4.75	4.754	1.053	11.397	0.999
13	6.50	4.754	1.053	12.347	1.367
14	5.25	4.754	1.053	13.297	1.104
16	6.50	4.754	1.053	15.197	1.367
18	6.00	4.754	1.053	17.096	1.262
19	6.50	4.754	1.053	18.046	1.367
20	5.25	4.754	1.053	18.996	1.104
21	6.50	4.754	1.053	19.946	1.367
25	5.25	4.754	1.053	23.745	1.104
27	6.50	4.754	1.053	25.644	1.367
28	6.00	4.754	1.053	26.594	1.262
30	6.50	4.754	1.053	28.494	1.367

ΠΙΝΑΚΑΣ Η15: Δεδομένα δημιουργίας διαγράμματος $Z/l_M = f(t/\tau)$ για $R_0=0.793$

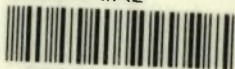
$R_0=0.793$					
t(sec)	Z(cm)	l_M	$\tau=M/B$	t/τ	Z/l_M
0	0.00	2.236	0.507	0.000	0.000
1	3.75	2.236	0.507	1.971	1.677
2	2.50	2.236	0.507	3.941	1.118
3	3.25	2.236	0.507	5.912	1.454
4	2.50	2.236	0.507	7.883	1.118
5	3.25	2.236	0.507	9.853	1.454
6	2.50	2.236	0.507	11.824	1.118
7	3.25	2.236	0.507	13.795	1.454
8	2.50	2.236	0.507	15.766	1.118
9	3.25	2.236	0.507	17.736	1.454
10	2.50	2.236	0.507	19.707	1.118
11	3.25	2.236	0.507	21.678	1.454
12	2.50	2.236	0.507	23.648	1.118
13	3.25	2.236	0.507	25.619	1.454
14	2.50	2.236	0.507	27.590	1.118
15	3.25	2.236	0.507	29.560	1.454
16	2.50	2.236	0.507	31.531	1.118
17	3.25	2.236	0.507	33.502	1.454

ΠΙΝΑΚΑΣ Η16: Δεδομένα δημιουργίας διαγράμματος $Z/l_M = f(t/\tau)$ για $R_0=0.973$

$R_0=0.973$					
t(sec)	Z(cm)	l_M	$\tau=M/B$	t/τ	Z/l_M
0	0.00	1.822	0.424	0.000	0.000
1	3.25	1.822	0.424	2.360	1.784
2	2.50	1.822	0.424	4.721	1.372
3	2.85	1.822	0.424	7.081	1.564
4	2.50	1.822	0.424	9.441	1.372
5	2.85	1.822	0.424	11.802	1.564
6	2.50	1.822	0.424	14.162	1.372
7	2.85	1.822	0.424	16.523	1.564
8	2.50	1.822	0.424	18.883	1.372
9	2.85	1.822	0.424	21.243	1.564
10	2.50	1.822	0.424	23.604	1.372
11	2.85	1.822	0.424	25.964	1.564
12	2.50	1.822	0.424	28.324	1.372
13	2.85	1.822	0.424	30.685	1.564
14	2.50	1.822	0.424	33.045	1.372
15	2.85	1.822	0.424	35.405	1.564
16	2.50	1.822	0.424	37.766	1.372
17	2.85	1.822	0.424	40.126	1.564



ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ
ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ



004000085937