



Ελληνική Δημοκρατία
Τεχνολογικό Εκπαιδευτικό
Ίδρυμα Ηπείρου

Στραγγίσεις (Θεωρία)

Ενότητα 10 : Η ασταθής στράγγιση των
εδαφών II

Δρ. Μενέλαος Θεοχάρης



Ευρωπαϊκή Ένωση
Ευρωπαϊκό Κοινωνικό Ταμείο



ΥΠΟΥΡΓΕΙΟ ΠΑΙΔΕΙΑΣ & ΘΡΗΣΚΕΥΜΑΤΩΝ, ΠΟΛΙΤΙΣΜΟΥ & ΑΘΛΗΤΙΣΜΟΥ
ΕΙΔΙΚΗ ΥΠΗΡΕΣΙΑ ΔΙΑΧΕΙΡΙΣΗΣ

Με τη συγχρηματοδότηση της Ελλάδας και της Ευρωπαϊκής Ένωσης



6.2.2.2 Πρώτος τρόπος γραμμικοποίησης

Η μη γραμμικότητα της διαφορικής εξίσωσης (6.12) οφείλεται στο έξω από τις παραγώγους h των παρονομαστών και στη δεύτερη δύναμη του δεύτερου όρου. Αν λοιπόν αντικαταστήσουμε το h των παρονομαστών σε μια μέση σταθερή τιμή και παραλείψουμε το δεύτερο όρο στην εξίσωση (6.12) θα πάρουμε :

$$(6.13)$$

όπου $h = \text{σταθερό}$.

Η εξίσωση (6.13) είναι γραμμική μερική διαφορική εξίσωση της δεύτερης τάξης και του παραβολικού τύπου και είναι γνωστή στη βιβλιογραφία σαν εξίσωση θερμότητας ή εξίσωση του Fourier.

Η παράλειψη του δεύτερου όρου της εξίσωσης (6.12) δικαιολογείται μόνο όταν έχουμε το h σχετικά πολύ μεγάλο και την κλίση της υπόγειας στάθμης πολύ μικρή.

Σε τέτοια προβλήματα η χρησιμοποίηση της γραμμικής εξίσωσης (6.13) δεν εισάγει μεγάλο σφάλμα σε σύγκριση με τη μη γραμμική εξίσωση (6.1) και έχει όλα τα πλεονεκτήματα των αναλυτικών λύσεων της που έχουν βρεθεί σε αντίστοιχα προβλήματα της θερμοδυναμικής.

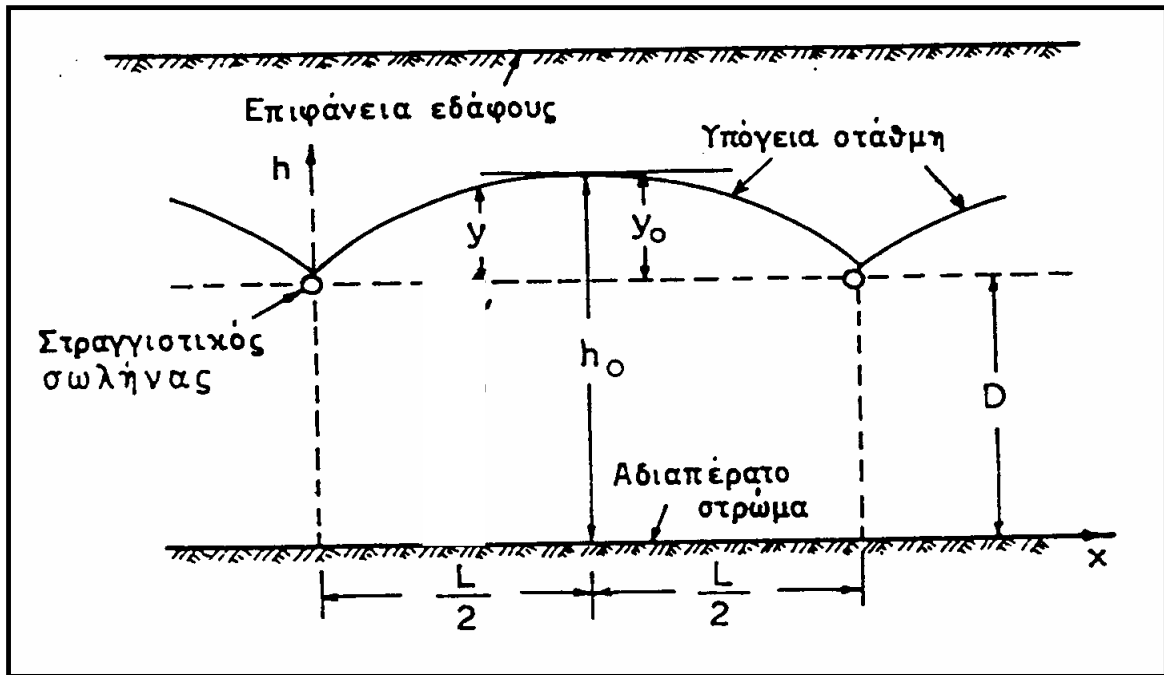
Για να εμπεδώσουμε καλύτερα τη φυσική έννοια αυτής της γραμμικοποίησης ας θεωρήσουμε την ειδική περίπτωση στράγγισης ενός ανοικτού υδροφόρου στρώματος με αδιαπέρατο οριζόντιο υπόστρωμα, με κλειστούς αγωγούς στράγγισης (π.χ. πηλοσωλήνες) που βρίσκονται πάνω σε ένα παράλληλο επίπεδο σε απόσταση D από το αδιαπέρατο υπόστρωμα, όπως φαίνεται στο σχήμα 6.2.

Επειδή $h = y + D$, όπου $D = \text{σταθερό}$ και $y = y(x, t)$, οι μερικές παράγωγοι του h , ως προς x και t , ισούνται με τις αντίστοιχες παραγώγους του y .

Επομένως η εξίσωση (6.12) γράφεται :

$$\frac{\partial^2 y}{\partial x^2} + \frac{1}{y + D} \left(\frac{\partial y}{\partial x} \right)^2 = \frac{S}{K(y + D)} \cdot \frac{\partial y}{\partial t} \quad (6.14)$$

Η εξίσωση (6.14) εξακολουθεί να είναι μη γραμμική μερική διαφορική εξίσωση του παραβολικού τύπου, όπως και η εξίσωση (6.1) με τη μόνη διαφορά ότι έχει σαν εξαρτημένη μεταβλητή το y , δηλαδή την κατακόρυφη απόσταση μεταξύ της υπόγειας στάθμης και του επιπέδου όπου βρίσκονται οι στραγγιστικοί σωλήνες.



Σχήμα 6.2 Σκαρίφημα ενός προβλήματος στράγγισης για την εμπέδωση των γραμμικοποιήσεων

Αν η κλίση της υπόγειας στάθμης είναι μικρή (δηλαδή = μικρή) και η απόσταση μεταξύ υπόγειας στάθμης και αδιαπέρατου υποστρώματος είναι μεγάλη (δηλαδή $y + D =$ μεγάλη), τότε ο δεύτερος όρος της εξίσωσης (6.3) είναι πολύ μικρός και μπορεί να παραλειφθεί.

Επιπλέον, αν $y \ll D$, τότε $y + D = B = y_0/2 + D$. Άρα η εξίσωση (6.3) γίνεται :

$$\frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = \frac{1}{a} \cdot \frac{\partial y}{\partial t} \quad (6.15)$$

όπου $a = \frac{KB}{S} =$ σταθερό.

Η εξίσωση (6.15), όπως και η εξίσωση (6.13), είναι γραμμική μερική διαφορική εξίσωση παραβολικού τύπου δεύτερης τάξης, γνωστή στη βιβλιογραφία σαν εξίσωση του Fourier και όπως θα δούμε επιδέχεται αναλυτική λύση.

6.2.2.3 Δεύτερος τρόπος γραμμικοποίησης

Σε προβλήματα στραγγίσεων, στα οποία το βάθος h του κορεσμένου υδροφόρου στρώματος μέχρι το αδιαπέρατο στρώμα είναι σχετικά μικρό, ενώ η κλίση της υπόγειας στάθμης είναι σχετικά μεγάλη, ο δεύτερος όρος της εξίσωσης (6.12) δεν μπορεί να θεωρηθεί αμελητέος. Στις περιπτώσεις αυτές το h των παρονομαστών της εξίσωσης (6.12) μπορεί να αντικατασταθεί με μια μέση σταθερή τιμή (= σταθερή) και έτσι η εξίσωση (6.12) να πάρει τη μορφή

$$(2.5) \quad (6.16)$$

όπου $a = KB/S =$ σταθερό.

Η διαφορική εξίσωση (6.16) εξακολουθεί να είναι μη γραμμική λόγω του τετραγώνου του δευτέρου όρου της αλλά είναι λιγότερο μη γραμμική από όσο ήταν η εξίσωση (6.1).

Η εξίσωση (6.16) λέγεται και ημιγραμμική διαφορική εξίσωση γιατί μπορεί να μετασχηματισθεί στη γραμμική μορφή της εξίσωσης Fourier (6.13).

Πραγματικά, εισάγοντας μια νέα μεταβλητή $\omega(x, t)$ του Τερζίδη (1968) με τη γενικευμένη μορφή :

$$(2.6) \quad (6.17)$$

όπου c_1 και c_2 είναι αυθαίρετες σταθερές ολοκλήρωσης, οι μερικές παράγωγοι της εξίσωσης (6.16) γίνονται:

$$\text{Ομοίως :} \quad (6.19)$$

(2.7 β)

και

Αντικαθιστώντας τις σχέσεις (6.18), (6.19), (6.20), στην εξίσωση (6.16) και εκτελώντας τις πράξεις, παίρνουμε:

Η διαφορική εξίσωση (6.21) είναι γραμμική ως προς την εξαρτημένη μεταβλητή ω και έχει την ίδια ακριβώς μορφή με τη διαφορική εξίσωση Fourier (6.13). Έτσι σε προβλήματα στραγγίσεων, στα οποία οι αρχικές και οριακές συνθήκες μπορούν να μετασχηματισθούν, με τη βοήθεια της εξίσωσης (6.17), σε κατάλληλες γνωστές μορφές λυμένων προβλημάτων της θερμοδυναμικής, μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε αμέσως τις γνωστές λύσεις, τους πίνακες και τα διαγράμματα που υπάρχουν δημοσιευμένα σε περιοδικά και βιβλία της θερμοδυναμικής. Από τις λύσεις αυτές της γραμμικής εξίσωσης (6.21), ως προς ω , θα πάρουμε τις λύσεις της ημιγραμμικής εξίσωσης (6.16), ως προς h , με τη βοήθεια της εξίσωσης (6.17).

Οι αυθαίρετες σταθερές c_1 και c_2 της εξίσωσης (6.17) συνήθως προσδιορίζονται από τις οριακές και αρχικές συνθήκες κατά τέτοιο τρόπο ώστε να είναι μεν απλούστερη η μορφή της εξίσωσης (6.17), αλλά και οι συνθήκες που θα προκύψουν για την επίλυση της διαφορικής εξίσωσης (6.21) να έχουν την κατάλληλη μορφή για να χρησιμοποιηθεί γνωστή αναλυτική λύση της θερμοδυναμικής.

Για την εμπέδωση αυτής της γραμμικοποίησης ας θεωρήσουμε, αναφερόμενοι στο σχήμα 6.2, το συγκεκριμένο παράδειγμα: Αν η κλίση της υπόγειας στάθμης δεν είναι μικρή και το βάθος D είναι σχετικά μεγάλο, τότε $y + D = B = y_0 / 2 + D$, αλλά ο δεύτερος όρος της εξίσωσης (6.14) δεν μπορεί να παραλειφθεί.

Στην περίπτωση αυτή η εξίσωση (6.13) γίνεται :

$$(2.9) \quad (6.22)$$

Η εξίσωση (6.22) εξακολουθεί να είναι μη γραμμική εξαιτίας του τετραγώνου του δευτέρου όρου. Οποσδήποτε όμως η εξίσωση (6.22) είναι λιγότερο μη γραμμική από ό,τι η εξίσωση (6.14) γιατί οι συντελεστές του δεύτερου και τρίτου όρου της εξίσωσης (6.14) περιέχουν στους παρονομαστές τους και την εξαρτημένη μεταβλητή y .

Η εξίσωση (6.22) καλείται ημιγραμμική γιατί μπορεί να μετασχηματισθεί σε γραμμική διαφορική εξίσωση.

Πραγματικά, χρησιμοποιώντας μία νέα μεταβλητή (Τερζίδης, 1968)
ή (6.23)

οι μερικές παράγωγοι της εξίσωσης (6.22) γίνονται:

(6.24)

Αντικαθιστώντας τις σχέσεις (6.24) στην εξίσωση (6.22) παίρνουμε:

Μετά την εκτέλεση των αλγεβρικών πράξεων η παραπάνω εξίσωση γίνεται :

(6.25)

Η εξίσωση (6.25), με την εξαρτημένη μεταβλητή ω , είναι γραμμική και έχει την ίδια ακριβώς μορφή με την εξίσωση (6.15). Κατά συνέπεια οι λύσεις της εξίσωσης Fourier, που έχουν επιτευχθεί από τους ερευνητές της θερμοδυναμικής και άλλων κλάδων της Φυσικής, μπορούν άνετα να χρησιμοποιηθούν και για την επίλυση των προβλημάτων γραμμικής και ημιγραμμικής στράγγισης.

6.2.2.4 Τρίτος τρόπος γραμμικοποίησης

Αν στη μη γραμμική διαφορική εξίσωση του Boussinesq (6.10) θεωρήσουμε σαν σταθερό μόνο το h του παρονομαστή του δεύτερου μέλους της, δηλαδή του h που βρίσκεται έξω από τη χρονική παράγωγο, τότε η εξίσωση αυτή γίνεται :

(6.26)

όπου

Η διαφορική εξίσωση (6.26) εξακολουθεί να είναι μη γραμμική λόγω του τετραγώνου και του παρονομαστή του δεύτερου όρου του αριστερού μέλους της. Δηλαδή η διαφορική εξίσωση (6.26) έχει το ίδιο ακριβώς δεξιό μέλος με τις διαφορικές εξισώσεις (6.16) και (6.13).

Κατά συνέπεια η μη γραμμικότητα της εξίσωσης (6.26) είναι ανάμεσα στις μη γραμμικότητες των εξισώσεων (1.10) και (6.6).

Η διαφορική εξίσωση (6.26) είναι επίσης ημιγραμμική, όπως η (6.16), γιατί μπορεί να μετασχηματισθεί στη γραμμική μορφή της εξίσωσης Fourier (6.13).

Πραγματικά, εισάγοντας μια νέα εξαρτημένη μεταβλητή u η οποία σχετίζεται με την παλαιά μεταβλητή h με τη γενικευμένη σχέση:

(6.27)

(2.14)

όπου είναι αυθαίρετες σταθερές ολοκλήρωσης, οι μερικές παράγωγοι των εξισώσεων (6.26) γίνονται:

(6.28)

(6.29)

Αντικαθιστώντας τις σχέσεις (6.28), (6.29) και (6.30) στην εξίσωση (6.26) και εκτελώντας τις πράξεις παίρνουμε:

(6.31)

Η διαφορική εξίσωση (6.31) είναι γραμμική ως προς την εξαρτημένη μεταβλητή u και έχει την ίδια ακριβώς μορφή με τη διαφορική εξίσωση Fourier (6.13).

Κατά συνέπεια γνωστές λύσεις, πίνακες και διαγράμματα της διαφορικής εξίσωσης Fourier, από δημοσιεύματα και βιβλία της θερμοδυναμικής, μπορούν να χρησιμοποιηθούν για την επίλυση της διαφορικής εξίσωσης (6.31) ως προς u και ύστερα με τη βοήθεια της εξίσωσης (6.14) να πάρουμε τη λύση, ως προς h , της ημιγραμμικής διαφορικής εξίσωσης (6.13).

Οι αυθαίρετες σταθερές c_1 και c_2 , της εξίσωσης (6.14) συνήθως προσδιορίζονται από τις οριακές και αρχικές συνθήκες κατά τέτοιο τρόπο ώστε να είναι απλούστερη και η μορφή της εξίσωσης (6.27) και η μορφή των βοηθητικών συνθηκών της διαφορικής εξίσωσης (6.31). Στα πιο συνηθισμένα προβλήματα έχουμε $c_1 = 0$ και $c_2 = 1$, οπότε $u = h^2$.

6.3 Ισαποχή των παραλλήλων στραγγιστικών αγωγών χωρίς επαναπλήρωση

6.3.1 Μέθοδος προσέγγισης με την πρώτη γραμμικοποίηση

Η λύση της γραμμικής διαφορικής εξίσωσης $\frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = \frac{1}{a} \cdot \frac{\partial y}{\partial t}$, η οποία προκύπτει με τον πρώτο τρόπο γραμμικοποίησης της εξίσωσης του Boussinesq, χρησιμοποιείται σήμερα από την Υ.Ε.Β. των Η.Π.Α. και βασίζεται στην παραδοχή ότι η υπόγεια στάθμη αρχικά έχει σχήμα που μπορεί να περιγραφεί από παραβολή τετάρτου βαθμού.

Συγκεκριμένα δέχονται ότι στην αρχική στιγμή ($t = 0$) της ασταθούς στράγγισης ισχύει η εξίσωση:

$$y(x,0) = 8 \cdot y_0 \cdot \left[\frac{x}{L} - 3 \cdot \left(\frac{x}{L} \right)^2 + 4 \cdot \left(\frac{x}{L} \right)^3 - 2 \cdot \left(\frac{x}{L} \right)^4 \right] \quad (6.32)$$

με τις οριακές συνθήκες :

$$y(0,t) = y(L,t) = 0 \text{ για } t \geq 0$$

Στο μεσοδιάστημα των στραγγιστικών αγωγών ($x = L/2$), η υπόγεια στάθμη είναι πάντοτε οριζόντια, ή αλλιώς η οριζόντια ταχύτητα είναι μηδενική, ήτοι ισχύει η εξίσωση:

$$\frac{\partial y}{\partial x} = 0 \text{ για } x = \frac{L}{2} \text{ και } t \geq 0.$$

Η γενική λύση της εξίσωσης (6.32) είναι :

$$y(x,t) = \frac{192 \cdot y_0}{\pi^5} \sum_{n=1,3,5,\dots}^{\infty} \frac{n^2 \cdot \pi^2 - 8}{n^5} \cdot e^{-\frac{n^2 \cdot \pi^2}{L^2} \cdot t} \cdot \sin \frac{n \cdot \pi \cdot x}{L} \quad (6.33)$$

Στο μεσοδιάστημα είναι $x=L/2$, οπότε $\sin \frac{n \cdot \pi \cdot x}{L} = (-1)^{\frac{n-1}{2}}$ και επομένως:

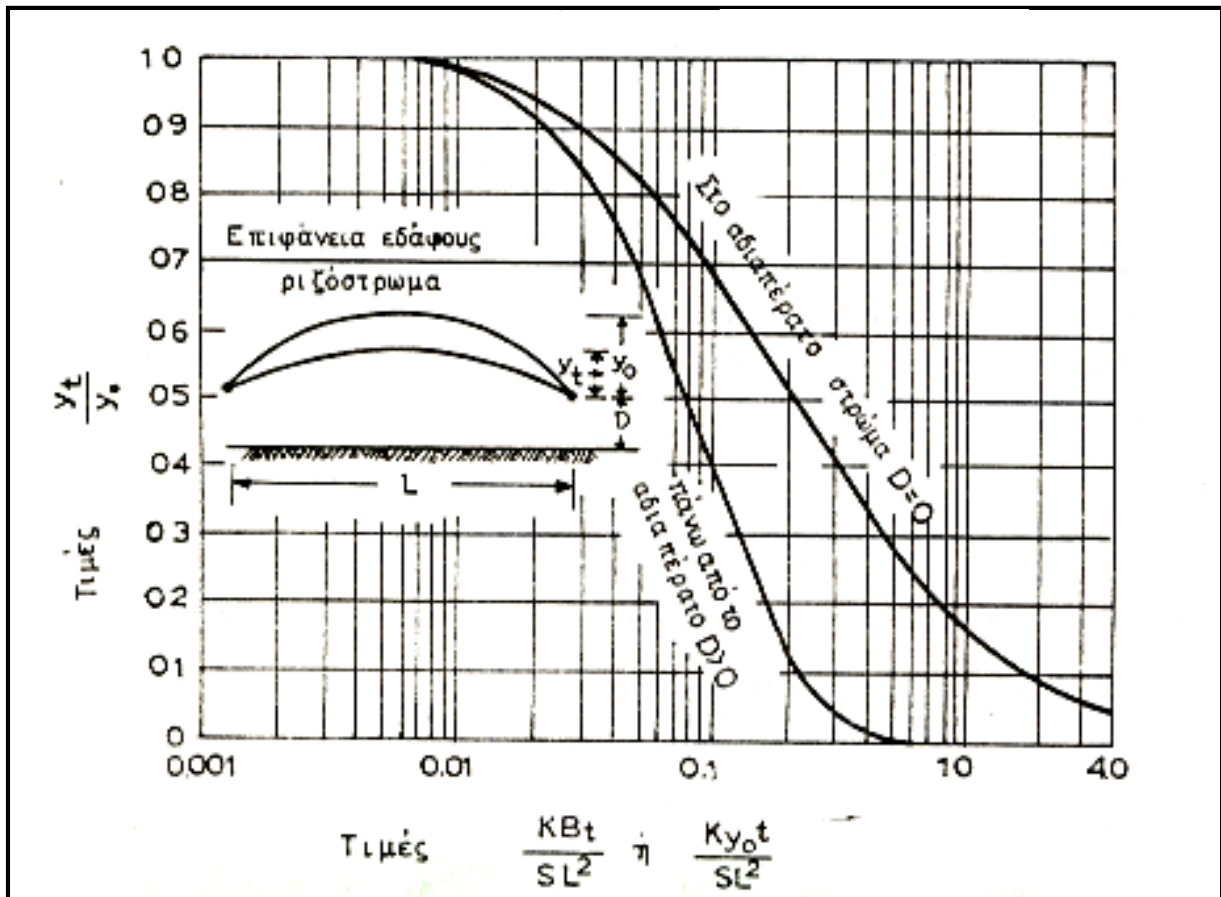
$$y\left(\frac{L}{2}, t\right) = \frac{192 \cdot y_0}{\pi^3} \sum_{n=1,3,5,\dots}^{\infty} (-1)^{\frac{n-1}{2}} \left(\frac{n^2 - \frac{8}{\pi^2}}{n^5} \right) \cdot e^{-\frac{n^2 \cdot \pi^2}{L^2} \cdot t} \quad (6.34)$$

Η εξίσωση (6.34) δίνει την τιμή του y στο μεσοδιάστημα $x = L/2$ για οποιοδήποτε χρόνο t . Όπως μπορεί να αποδειχτεί η λύση αυτή είναι μία σειρά με άπειρους όρους η οποία συγκλίνει ταχύτατα και για το λόγο αυτό χρησιμοποιείται συνήθως ο πρώτος όρος, ή το πολύ οι τρεις πρώτοι όροι, ως οι πλέον σημαντικοί.

Στη συνέχεια δίνουμε δύο μεθόδους επίλυσης της εξίσωσης (6.34) από τις οποίες η πρώτη δίνει λύση με μορφή διαγράμματος και δεύτερη αναλυτική λύση.

6.3.1.1 Μέθοδος της Υπερσείας Εγγείων Βελτιώσεων των Η.Π.Α.

Το σχήμα 6.3 δίνει τη λύση της εξίσωσης (6.33) με μορφή αδιάστατου διαγράμματος, το οποίο μπορεί να χρησιμοποιηθεί εύκολα για τη λύση των ειδικών προβλημάτων της ασταθούς στράγγισης.



Σχήμα 6.3 Διάγραμμα της λύσης της Υ.Ε.Β. των Η.Π.Α.

Επειδή για τη σύνταξη του διαγράμματος δεν λήφθηκε υπόψη η σύγκλιση των γραμμών ροής κοντά στους στραγγιστικούς αγωγούς, όταν αυτοί βρίσκονται πάνω από το αδιαπέρατο υπόστρωμα, οι τιμές του L , που προκύπτουν από αυτό, είναι μεγαλύτερες από τις πραγματικές. Για τη διόρθωση του σφάλματος, εξαιτίας της σύγκλισης των γραμμών ροής, χρησιμοποιούνται οι ίδιες εξισώσεις όπως και στην περίπτωση της σταθερής στράγγισης.

6.3.1.2 Απλουστευμένη μέθοδος των Glover - Dumm - Van Beers

Χρησιμοποιώντας μόνο τον πρώτο όρο ($n=1$) της εξίσωσης (6.34) παίρνουμε :

$$\frac{y\left(\frac{L}{2}, t\right)}{y_0} = \frac{192 \cdot y_0}{\pi^3} \cdot \left(1 - \frac{8}{\pi^2}\right) \cdot e^{-\frac{\pi^2}{L^2} \cdot \alpha \cdot t} \Rightarrow \frac{y\left(\frac{L}{2}, t\right)}{y_0} = 1,173 \cdot e^{-\frac{\pi^2}{L^2} \cdot \alpha \cdot t} \quad (6.35)$$

Αν λύσουμε την (6.4) ως προς L και θέτοντας $\alpha = \frac{K \cdot B}{S}$ παίρνουμε :

$$L = \pi \cdot \sqrt{\frac{\frac{K \cdot B \cdot t}{S}}{\ln\left(1,173 \cdot \frac{y_0}{y_t}\right)}} \quad (6.36)$$

η οποία ισχύει για $D = 0$, δηλαδή για την περίπτωση που οι στραγγιστικοί αγωγοί είναι πάνω στο αδιαπέρατο υπόστρωμα.

Στην περίπτωση που $D > 0$, αντικαθιστούμε το D με το ισοδύναμο βάθος d του Hooghoudt οπότε $B = d + \frac{y_0}{2}$.

Η πραγματική ισαποχή δίνεται τότε :

$$\alpha. \text{ Από την εξίσωση} \quad L_{\pi} = \pi \cdot \sqrt{\frac{K \cdot \left(d + \frac{y_0}{2}\right) \cdot t}{S \cdot \ln\left(1,173 \cdot \frac{y_0}{y_t}\right)}} \quad (6.37)$$

$$\beta. \text{ Από την εξίσωση του Van Beers} \quad L_{\pi} = \pi \cdot \sqrt{\frac{K \cdot \left(D + \frac{y_0}{2}\right) \cdot t}{S \cdot \ln\left(1,173 \cdot \frac{y_0}{y_t}\right)}} - D \cdot \ln\left(\frac{D}{\pi \cdot r_0}\right) \quad (6.38)$$

6.3.2 Μέθοδος προσέγγισης με την τρίτη γραμμικοποίηση

Η λύση της ημιγραμμικής διαφορικής εξίσωσης $\frac{\partial^2 h^2}{\partial x^2} = \frac{S}{K \cdot \bar{h}} \cdot \frac{\partial h_2}{\partial t}$, η οποία προκύπτει με τον τρίτο τρόπο γραμμικοποίησης της εξίσωσης του Boussinesq, με τις οριακές συνθήκες :

$h^2(x,0) = h_0^2$ και $h^2(0,t) = h^2(L,t) = D^2$, όπου $B = \bar{h} = \text{σταθερό}$, οδηγεί τελικά στη σχέση :

$$L = \pi \cdot \sqrt{\frac{K \cdot B \cdot t}{S \cdot \ln\left(1,273 \cdot \frac{h_0^2 - D^2}{h_t^2 - D^2}\right)}} \quad (6.39)$$

η οποία δίνει τη θεωρητική ισαποχή χωρίς τη διόρθωση λόγω σύγκλισης των γραμμών ροής.

Για τη διόρθωση αυτή μπορεί να χρησιμοποιηθεί η ίδια πορεία όπως και στην προηγούμενη παράγραφο οπότε η πραγματική ισαποχή δίνεται :

α. Από την εξίσωση

$$L_\pi = \pi \cdot \sqrt{\frac{K \cdot \left(d + \frac{y_0}{2}\right) \cdot t}{S \cdot \ln\left(1,273 \cdot \frac{h_0^2 - d^2}{h_t^2 - d^2}\right)}} \quad (6.40)$$

β. Από την εξίσωση του Van Beers

$$L_\pi = \pi \cdot \sqrt{\frac{K \cdot \left(D + \frac{y_0}{2}\right) \cdot t}{S \cdot \ln\left(1,273 \cdot \frac{h_0^2 - D^2}{h_t^2 - D^2}\right)}} - D \cdot \ln\left(\frac{D}{\pi \cdot r_0}\right) \quad (6.41)$$

6.3.3 Η μέθοδος του Τερζίδη με τη δεύτερη γραμμικοποίησης

Ο Γ. Τερζίδης το 1968 επέλυσε το πρόβλημα με προσέγγιση της δεύτερης γραμμικοποίησης και κατέληξε στην σχέση:

$$L = \pi \cdot \sqrt{\frac{K \cdot B \cdot t}{S \cdot \ln\left(1,273 \cdot \frac{1 - e^{y_0/B}}{1 - e^{y_t/B}}\right)}} \quad (6.42)$$

όπου $B = D + \bar{y} = D + \frac{y_0}{2}$ ή $B = D + \frac{y_0 + y_t}{4}$

η οποία δίνει τη θεωρητική ισαποχή χωρίς τη διόρθωση λόγω σύγκλισης των γραμμών ροής. Για τη διόρθωση αυτή μπορεί να ακολουθηθεί η ίδια πορεία όπως και προηγουμένως, οπότε η πραγματική ισαποχή δίνεται από τη σχέση :

$$L_\pi = \pi \cdot \sqrt{\frac{K \cdot B \cdot t}{S \cdot \ln\left(1,273 \cdot \frac{1 - e^{y_0/B}}{1 - e^{y_t/B}}\right)}} - D \cdot \ln\left(\frac{D}{\pi \cdot r_0}\right) \quad (6.43)$$

Προτεινόμενη Βιβλιογραφία

1. Μενέλαος Θεοχάρης, “ Στραγγίσεις”, Τ.Ε.Ι. Ηπείρου, Άρτα, 2012.
2. Μενέλαος Θεοχάρης, “Ασκήσεις Στραγγίσεων”, Τ.Ε.Ι. Ηπείρου, Άρτα, 2012.
3. Θεοχάρης Μ.: " Στραγγίσεις " , Άρτα 204
4. Θεοχάρης Μ.: " Ασκήσεις Στραγγίσεων " , Άρτα 2005
5. Θεοχάρης Μ.: " Αρδεύσεις - Στραγγίσεις " , Άρτα 1998
6. Θεοχάρης Μ.: " Αρδεύσεις - Στραγγίσεις, Εργαστηριακές Ασκήσεις", Άρτα 1998
7. Daugerty - Franzini : "Υδραυλική" Τόμοι I , II, Εκδόσεις Πλαίσιο , Αθήνα.
8. Davis- Sorensen : " Handbook of applied Hydraulics" Third edition McGraw-Hill Book Company, 1969.
9. Hansen V. - Israelsen : "Αρδεύσεις. Βασικοί Αρχαί και Μέθοδοι . Μετάφραση από τους Α. Νικολαΐδη και Α. Κοκκινίδη ", Αθήνα 1961.
- 10.Καρακατσούλης Π. : " Αρδεύσεις - Στραγγίσεις και Προστασία των Εδαφών ", Αθήνα 1993.
- 11.Τερζίδης Γ. - Καραμούζης Δ. : "Υδραυλική Υπόγειων Νερών ", Εκδόσεις Ζήτη , Θεσσαλονίκη 1985.
- 12.Τερζίδης Γ. - Καραμούζης Δ. : "Στραγγίσεις Γεωργικών Εδαφών " Εκδόσεις Ζήτη , Θεσσαλονίκη 1986.
- 13.Τερζίδης Γ. : "Μαθήματα Υδραυλικής" , Τόμοι I ,II , III, Θεσσαλονίκη 1986.
- 14.Τερζίδης Γ. - Παπαζαφειρίου Ζ. : "Γεωργική Υδραυλική ", Εκδόσεις Ζήτη , Θεσσαλονίκη 1997.
- 15.Τζιμόπουλος Χ. : " Στραγγίσεις - Υδραυλική Φρεάτων ", Θεσσ/νίκη 1983.
16. Χαλκιάς Ν. : "Στραγγίσεις γαιών ", Αθήνα 1972.

Σημείωμα Αναφοράς

Θεοχάρης Μενέλαος, (2015). Στραγγίσεις (Θεωρία). ΤΕΙ Ηπείρου.
Διαθέσιμο από:

<http://eclass.teiep.gr/courses/TEXG107/>

Σημείωμα Αδειοδότησης

Το παρόν υλικό διατίθεται με τους όρους της άδειας χρήσης Creative Commons Αναφορά Δημιουργού-Μη Εμπορική Χρήση-Όχι Παράγωγα Έργα 4.0 Διεθνές [1] ή μεταγενέστερη. Εξαιρούνται τα αυτοτελή έργα τρίτων π.χ. φωτογραφίες, Διαγράμματα κ.λ.π., τα οποία εμπεριέχονται σε αυτό και τα οποία αναφέρονται μαζί με τους όρους χρήσης τους στο «Σημείωμα Χρήσης Έργων Τρίτων».

[1] <http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/deed.el>



Ο δικαιούχος μπορεί να παρέχει στον αδειοδόχο ξεχωριστή άδεια να χρησιμοποιεί το έργο για εμπορική χρήση, εφόσον αυτό του ζητηθεί.

Επεξεργασία: Δημήτριος Κατέρης

Άρτα, 2015



Ευρωπαϊκή Ένωση
Ευρωπαϊκό Κοινωνικό Ταμείο



Με τη συγχρηματοδότηση της Ελλάδας και της Ευρωπαϊκής Ένωσης



ΕΥΡΩΠΑΪΚΟ ΚΟΙΝΩΝΙΚΟ ΤΑΜΕΙΟ