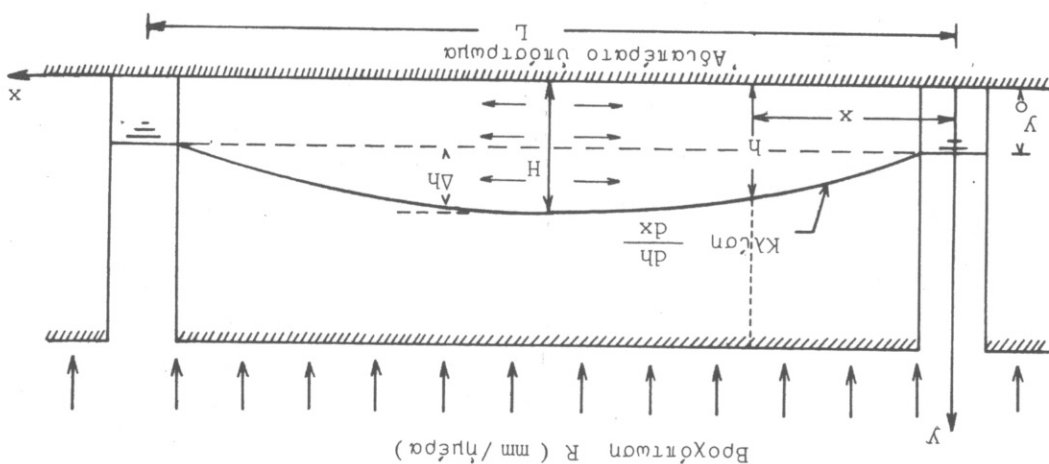


Το πλάτος της τάφου b θεωρείται αμελητέο σε σχέση με την ισταχύ L των τάφων. Θεωρούμε τώρα ένα κάθετο επίπεδο σε μια απόσταση x από την άρχη. Η παροχή που περνά από το κάθετο αυτό

$$R(L/2) = Q = \text{παροχή προς τάφο.}$$

το πρόβλημα είναι συμμετρικό θα έχουμε την ποσότητα του νερού που παροχετεύεται στις δύο τάφους και έτσι η ποσότητα που πέφτει στην επιφάνεια μεταξύ των δύο τάφων είναι ίση με βρίσκται σε ισορροπία σε σχέση με τη θροχή. Έτσι η ποσότητα του

Σχ. 23. Παράλληλες τάφοι με πυθμένα εδραζόμενα στο διάστημα υδροτόμια



Όπως φαίνεται στο σχ. 23 οι παράλληλες τάφοι φθάνουν μέχρι το διάστημα υδροτόμια και στην επιφάνεια του εδάφους υπάρχει μια ομοιομορφη ένταση θροχής R που προέρχεται, είτε από φυσική θροχή, είτε από άρδευση. Η θροχή αυτή διηθείται εξολοκλήρου προς τα κάτω. Η φερατική στάθμη

5.2.1. Παράλληλες τάφοι εδραζόμενες σε διάστημα υδροτόμια

5.2. Μόνιμη ποη

Επίπεδο Q_x είναι ίση με την ποσότητα του νερού που πέφτει στην επιφάνεια μεταξύ της διατομής x και της διατομής $(L/2)$, δηλ.

$$Q_x = + R \left(\frac{L}{2} - x \right). \quad (5.1)$$

Η υδραυλική κλίση της φρεατικής στάθμης είναι (dh/dx) και έτσι η παροχή που περνά από το κάθετο επίπεδο είναι

$$Q_x = + Kh \frac{dh}{dx} \quad (5.2)$$

Επειδή οι δύο παροχές είναι ίσες γράφουμε

$$R \left(\frac{L}{2} - x \right) = Kh \frac{dh}{dx} \quad (5.3)$$

$$Kh dh = R \left(\frac{L}{2} - x \right) dx.$$

Ολοκληρώνουμε την εξίσωση αυτή μεταξύ $x = 0$ ($h = y_0$) και $x =$

$$\frac{L}{2} \quad (h = H)$$

$$R \int_{L/2}^0 \left(\frac{L}{2} - x \right) dx = K \int_{y_0}^H h dh$$

$$R \frac{L^2}{8} = \frac{K}{2} (H^2 - y_0^2)$$

ή ακόμα

$$L^2 = \frac{R}{4K} (H^2 - y_0^2)$$

(5.4)

Η εξίσωση αυτή φέρει το όνομα του *Donnan* (*DONNAN, 1946*), έχει όμως εξαχθεί το 1936 από την *[HOOGHOUT]* [27]. Στην εξίσωση αυτή

είναι

$R =$ ένταση της βροχοπτώσεως σε $m/ημέρα$

$K =$ υδραυλική αγωγιμότητα σε $m/ημέρα$

$H =$ Το ύψος του νερού πάνω από το αδιαπερατό υπόστρωμα, στο μέσο της αποστάσεως μεταξύ των δύο τάφων.

$$\frac{R \cdot L^2}{8}$$

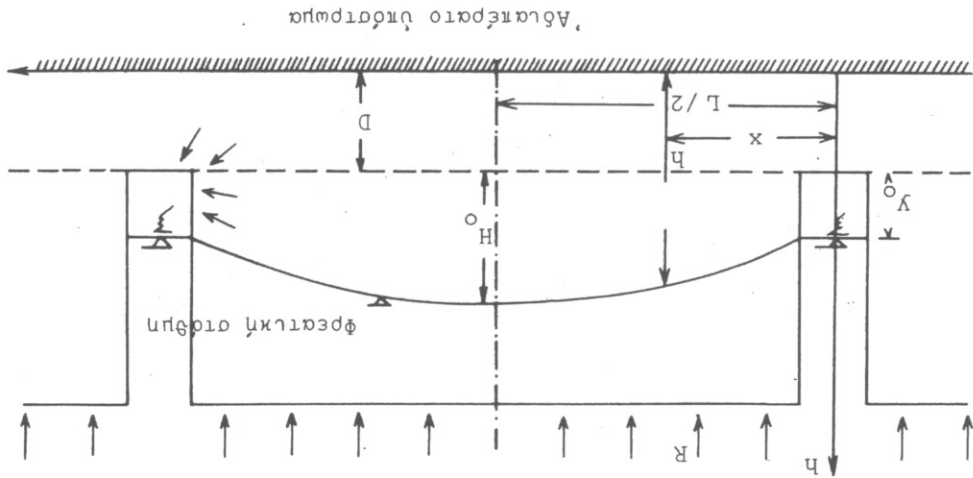
$$\frac{K \cdot h^2}{2}$$

$$K \int_0^{y_0} h dh$$

$y_0 = 0$ Το βάθος του νερού στην τάφο η το ύψος της στάθμης του νερού στα ντενιά πάνω από το άδιαπέρατο υπόστρωμα $L = H$ Η ισουόσταση μεταξυ των σφραγγιστικων άλωγων Η παραπάνω εξίσωση ισχύει τόσο για την περιπίτωση παραλλήλων τάφων, όσο και για την περιπίτωση παραλλήλων ντενιάων, έχει δε εξάχ- θεί με βάση τις άλγουστικες παραδοχές του Dupuit όπως φαίνεται από την παραπάνω άνάλυση.

5.2.2. Παράλληλες τάφοι πάνω από το άδιαπέρατο υπόστρωμα.

Θεωρούμε την περιπίτωση των τάφων του σχήματος 24 με σταθερή βροχόπτωση R που διηθείται προς τα κάτω με την ίδια ένταση, χωρίς δηλαδή να έχουμε επιφανειακή άποροπή, όπως και στο προηγούμενο παράδειγμα. Έδώ όμως ο πυθμένας της τάφου υπέκειται το άδιαπέρα- του υπόστρωμα κατά D .



Σχ. 24. Παράλληλες τάφοι πάνω από το άδιαπέρατο υπόστρωμα

Εφαρμόζουμε και εδώ τις παραδοχές του Dupuit και θεωρούμε όπως και πριν ένα κάθετο επίπεδο σε απόσταση x από την άρχη, όπου και εφαρμόζουμε την ισότητα των παροχών.

$$(5.5) \quad \int Kh dh = R \int \left(\frac{L}{2} - x \right) \cdot dx$$

Τα όρια ολοκλήρωσης για την περιπίτωση του σχ. 24 είναι :

όποτε η (5.5) γίνεται μετά την ολοκλήρωση για $x = 0$ $h = D + y_0$ για $x = \frac{L}{2}$, $h = D + H_0$

$$(D+H_0)^2 \frac{2}{(D+y_0)^2} - \frac{4K}{R \cdot L^2} = \frac{4K}{R \cdot L^2} - \frac{2}{(D+y_0)^2} = \frac{2}{(D+H_0)^2} - \frac{2}{(D+y_0)^2}$$

ή

$$L^2 = \frac{4K(H_0^2 - y_0^2)}{8KD(H_0 - y_0)} + \frac{R}{R} \quad (5.6)$$

Όταν φυσικά ο πυθμένας της τάφρου εδράζεται στο άδιαπέρατο υπόστρωμα έχουμε $D=0$ και η (5.6) συμπληρεί με την (5.4).

Στην πράξη θεωρούμε ότι το βάθος της τάφρου y_0 είναι μικρό και μπορεί να παραλειφθεί τότε η (5.6) γίνεται

$$L^2 = \frac{4KH_0^2}{8KD H_0} + \frac{R}{R} \quad \text{Duhur}$$

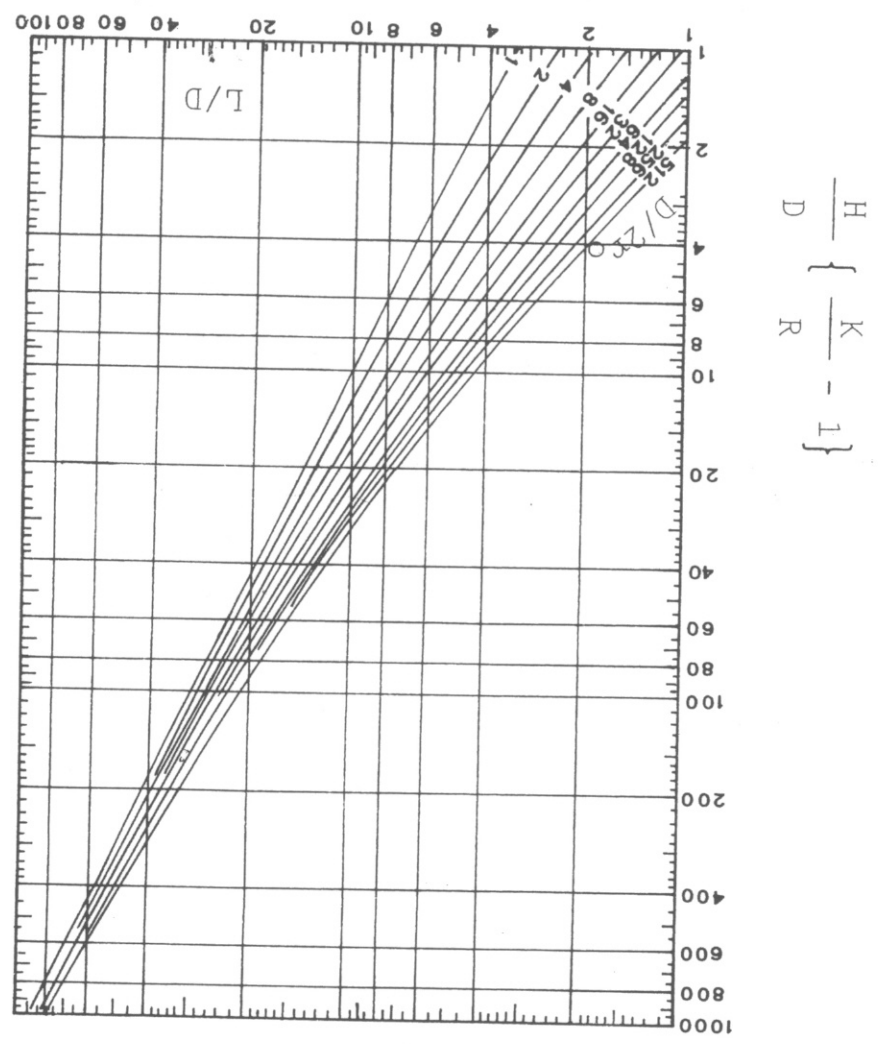
(5.7)

Ο τύπος αυτός ισχύει επίσης και για την περίπτωση υφαινω. Στο παραπάνω παράδειγμα θεωρήσαμε ότι με την παραδοχή του Dupuit η ποή είναι παράλληλη άκρη και στην περιοχή των τάφρων, όπου το νερό εισέρχεται από την κάθετη παρεία. Τοπο όμως δεν είναι σωστό γιατί στην περιοχή κοντά στην τάφρο οι γραμμές ποής συγκλίνουν και ένα μέρος της παροχής εισέρχεται από τον πυθμένα.

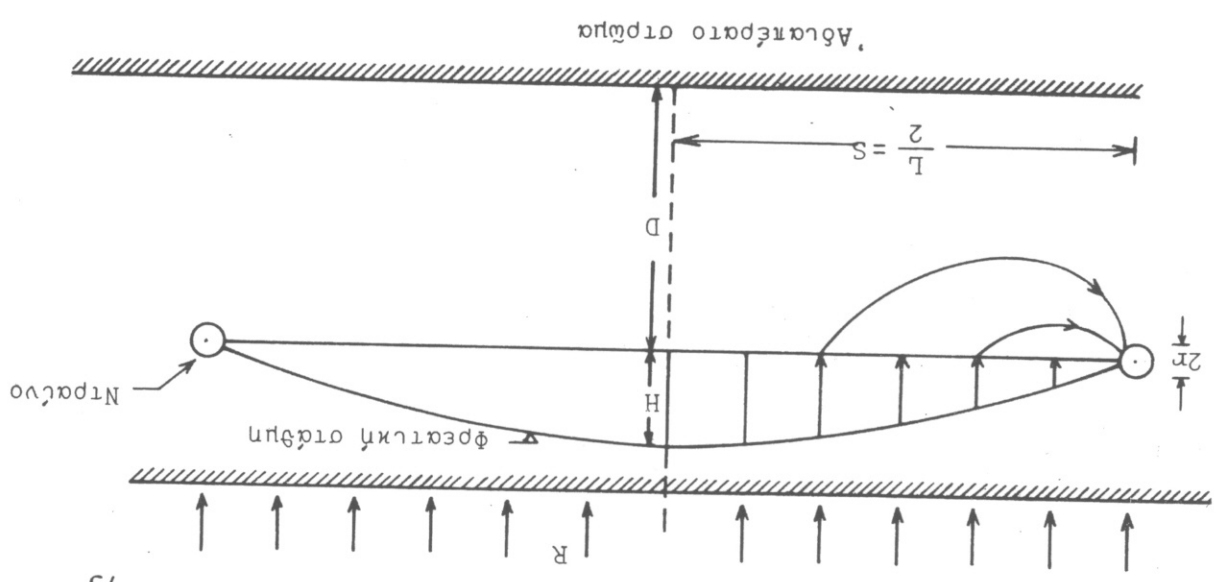
Για να απούλουν την απροσδιοριστία αυτή που δημιουργείται από τις παραδοχές του Dupuit, πολλοί ερευνητές έπραξαν κατά καιρούς με διάφορα άλλα μοντέλα που λιγότερο ή περισσότερο προσέγγισαν το πραγματικό φυσικό πρόβλημα.

Ο Kirkham [17] το 1958 επέλυσε κατευθείαν την εξίσωση του Laplace (εξ. 43 του 4ου κεφαλαίου) με σειρές Fourier και έλαβε ύψην του ύδατος τις πραγματικές συνθήκες του προβλήματος για την περίπτωση υφαινω με άκτινα r . Το πρόβλημα αυτό μελέτησε ο Kirkham φαιίνεται στο σχ. 25. Έτσι στο πρόβλημα αυτό ο Kirkham θεωρησε ότι η ποή του νερού είναι κατακόρυφη πάνω από το ορίζοντο επίπεδο των υφαινω, ενώ κάτω από το επίπεδο αυτό έχουμε κανονικές γραμμές ποής που συγκλίνουν στο υφαινω. Έτσι αναπτύσσοντας το δριανλικό φορτίο σε σειρές Fourier και παίρνοντας ύψην του τις όριακές συνθήκες του σχήματος (25) καταλήγει στην εξίσωση :

Σχ. 26. Νομογράφημα για την επίλυση της εξίσωσης (5.9).



Σχ. 25. Μοντέλο του Kirkham.



$$H = \frac{L \cdot R}{1} \cdot \frac{\pi}{L} \left\{ \ln \frac{L}{\pi r} + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{m} \left(\cos \frac{m \pi r}{L} - \cos m \pi \right) \left(\cot h \frac{2m \pi D}{L} - 1 \right) \right\} \quad (5.8)$$

Η εξίσωση αυτή που είναι αρκετά περίπλοκη με την μορφή αυτή, μεταρράπηκε άργότερα από τους Toksöz-Kirkham (1961) [23] στην ακό-

λουθη

$$\frac{D}{L} = \frac{H}{1} \frac{D}{R} \left(\frac{F_k}{K} - 1 \right) \quad \text{όπου} \quad (5.9)$$

$$F_k = \frac{1}{L} \left\{ \ln \frac{L}{\pi r} + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{m} \left(\cos \frac{m \pi r}{L} - \cos m \pi \right) \left(\cot h \frac{2m \pi D}{L} - 1 \right) \right\} \quad (5.10)$$

Στο σχ. 26 δίνεται η λύση της εξίσωσης (5.9) υπό μορφή νομογρ-
φηματος. Αξίζει να σημειωθεί ότι η εξίσωση (5.8) και η (5.9) εφαρμόζον-
ται επίσης για την περίπτωση τάφρων, μόνο που θα πρέπει να αντικατα-
στησουμε το r με το πλάτος του πυθμένα της τάφρου $b = 2r$.

5.2.3. Τύπος του Hooghoudt

Το 1940 ο Hooghoudt ασχολήθηκε επίσης με ένα ανάλογο πρόβλημα
όπως φαίνεται στο σχ. 27 και εξήγαγε μια εξίσωση, στην οποία έλαβε
ύψωση του δυο περιοχές ποής:

— Μία με όριζόντια παράλληλη ποή

— Μία με ακτινωτή ποή.

Επειδή η θεωρητική ανάπτυξη της μεθόδου του Hooghoudt εξεφύγει
από το σκοπό του παθήματος δίνουμε μόνο τον τελικό τύπο του Hoo-

$$\frac{Q}{K \cdot h} = \frac{D \cdot L}{2 \pi r} + \frac{2 \pi}{L} \cdot \frac{\sin \frac{\pi \sqrt{2}}{D} \sqrt{\frac{L}{D} \operatorname{ch} \left(4 \pi \frac{L}{D} \right) - \cos \left(\pi \sqrt{\frac{2}{D}} \right)}}{\pi \sqrt{\frac{2}{D}} \operatorname{sh} \left(\frac{\pi \sqrt{2}}{D} \right) \left(\frac{L}{2 \pi D} \right)} \cdot \frac{8 \frac{L}{D}}{\left(1 - \frac{L}{D} \sqrt{2} \right)^2} \quad (5.11)$$

Όπου \hat{d} = Η απόσταση μεταξύ των υφαινωμάτων, L = Η απόσταση από τα K_1 και K_2 μέχρι το κέντρο της δοκού, r = ακτίνα των υφαινωμάτων, $L = \text{ισαροχή των υφαινωμάτων και } a = \text{μία συνάρτηση του } L \text{ που δίνεται από τη μορφή}$

$$\frac{\hat{d}}{d} = \left\{ 1 + \frac{L}{d} \left(\frac{\pi}{8} \ln \left(\frac{r}{d} \right) - a \right) \right\}^{-1}, \quad 0 \leq \frac{L}{d} \leq 0.3 \quad (5.13)$$

τον Moody [19]

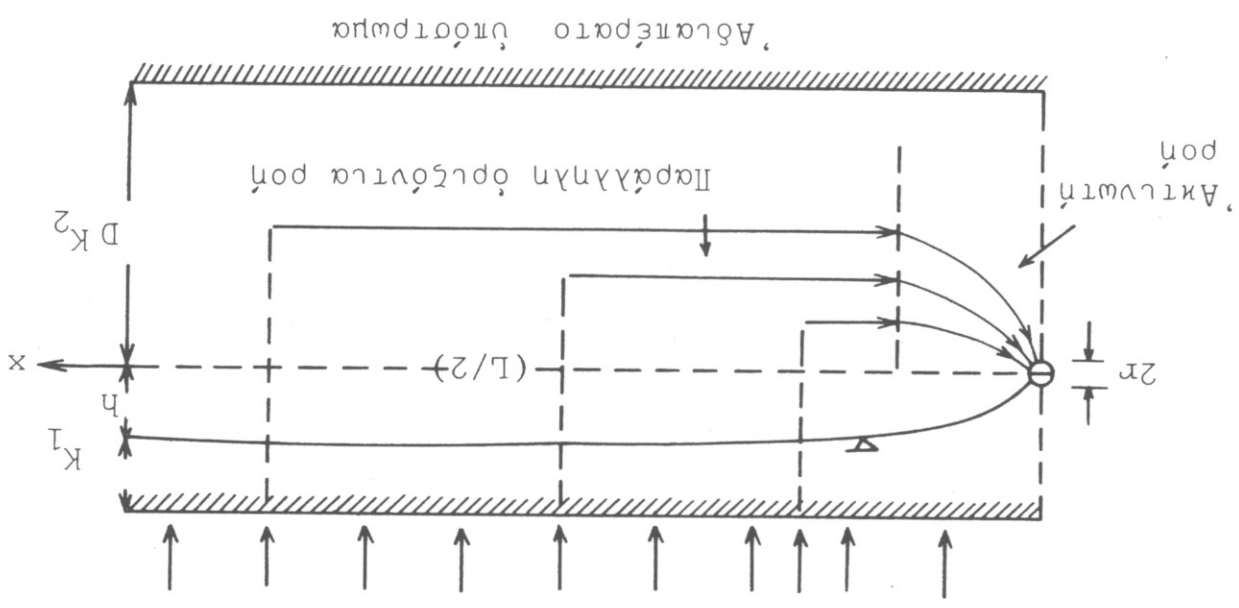
Το \hat{d} του $Hooghoudt$ δίνεται προσεγγιστικά από

- L , και της ακτίνας των υφαινωμάτων r .
- $\hat{d} =$ Το λεγόμενο $Hooghoudt$, συνάρτηση των D ,
- $R =$ Η ένταση της προχορτώσεως
- στάσεως L .
- $h =$ Το ύψος του νερού πάνω από τα υφαινωμάτων και στο μέσον της από-υφαινωμάτων.
- $K_2 =$ Η υδραυλική αγωγιμότητα του εδαφικού στρώματος κάτω από τα υφαινωμάτων.
- $K_1 =$ Η υδραυλική αγωγιμότητα του εδαφικού στρώματος πάνω από τα υφαινωμάτων.
- $L =$ Η απόσταση μεταξύ των υφαινωμάτων.

$$L^2 = \frac{4K_1 h^2}{8K_2 \cdot h \cdot \hat{d}} + \frac{R}{R} \quad (5.12)$$

Οι διάφοροι συμβολισμοί που χρησιμοποιούνται στην εξίσωση (5.11) είναι αυτοί που φαίνονται στο σχήμα 27. Από πρακτικής από-ψευς χρησιμοποιούμε συνήθως την κατά προσέγγιση λύση

Σχ. 27. Μοντέλο του $Hooghoudt$.



$$a = 3.55 - 1.6 \frac{L}{d} + 2 \left(\frac{L}{d} \right)^2 \quad (5.14)$$

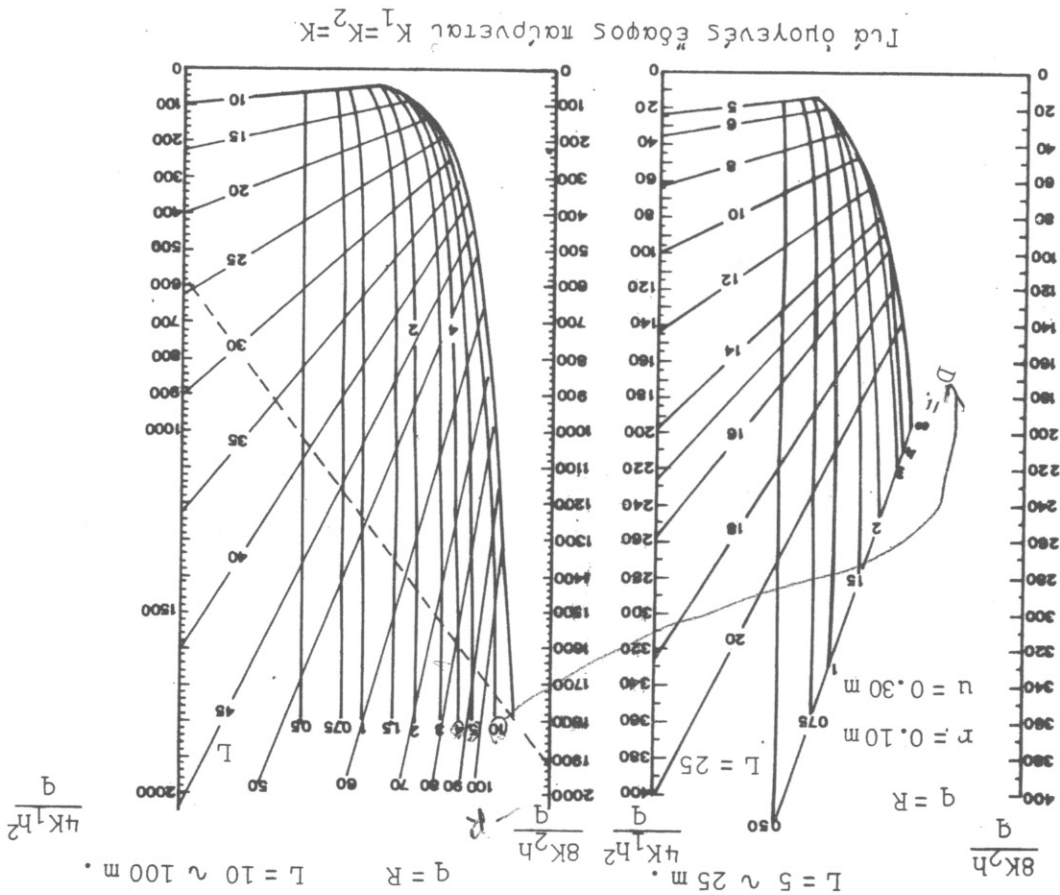
και που για πρακτικους λογους παιρνουμε $a = 3.4$.
Για $(d/L) > 0.3$ ο παρανωω τυπος γινεται

$$\frac{d}{a} = \left\{ \frac{\pi}{8} \ln \left(\frac{r}{L} \right) - 1.15 \right\}^{-1} \quad (5.15)$$

Οι τυποι (5.13), (5.15) χρησιμοιοιονται ετσιγης και για την περι-
πτωση ανοικτων αγωγων με την διαφορα οτι στην περιπτωση αυτη
παιρνουμε

$$r = 2R_p$$

ουπου R_p = η υδραυλικη ακτινα της διατομης ταφου.

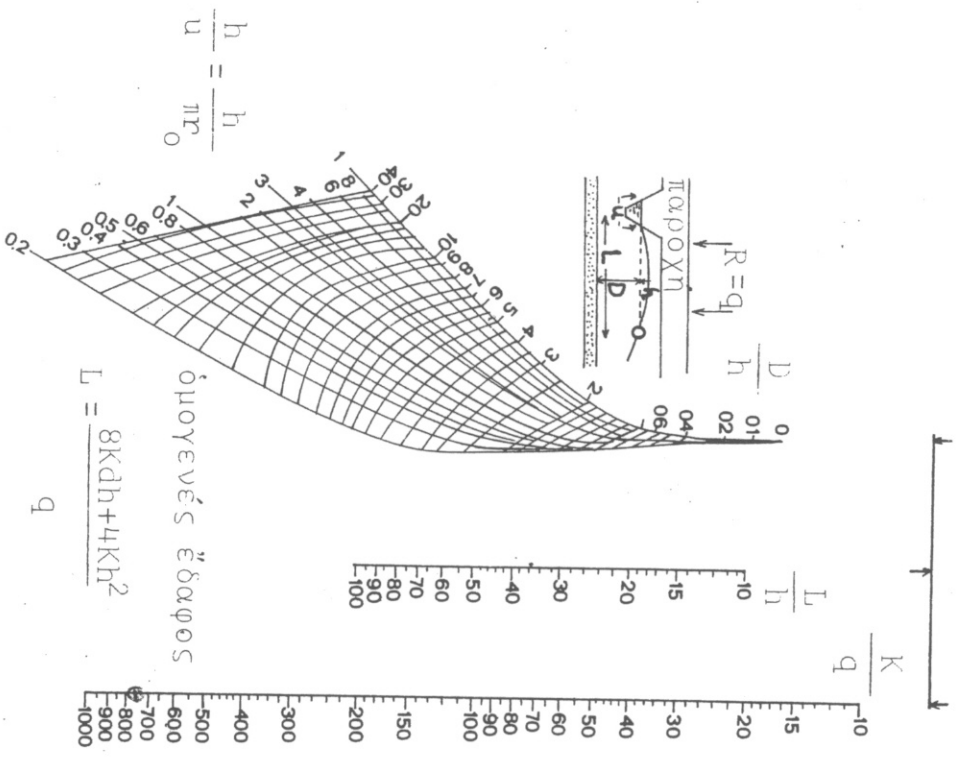
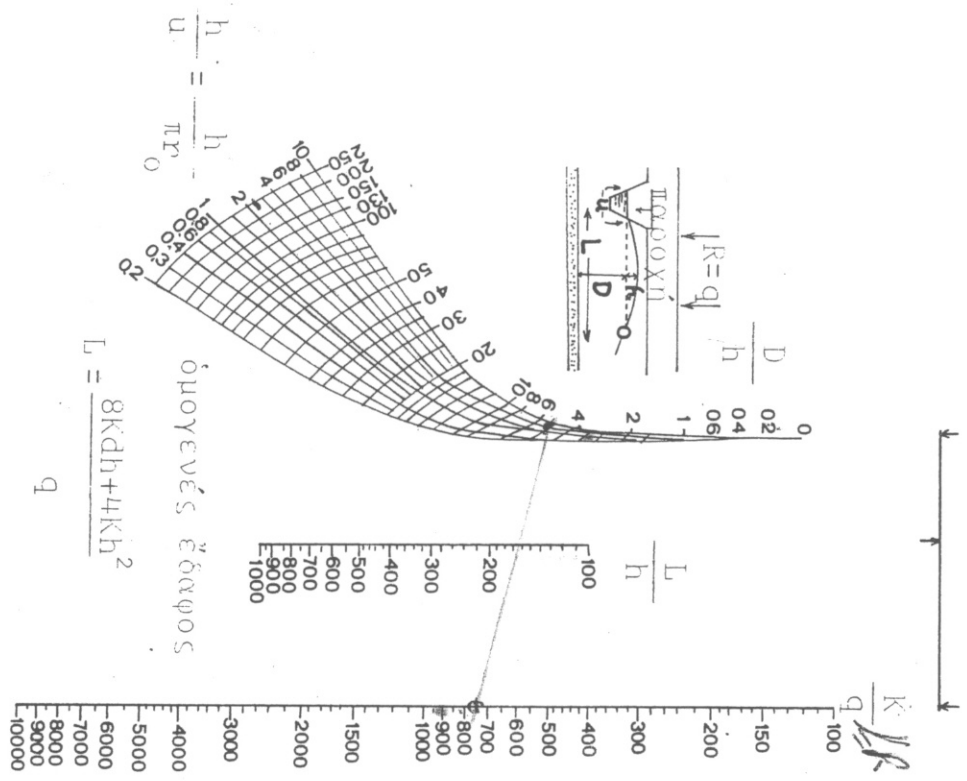


Σχ. 28. Νομογραφημα για τον προσδιορισμο της ισουαχης των υφραίνων.

Πίνακας προσδιορισμού των ποσοτήτων $8h/R$ (πρώτο ψηφίο) και $4h^2/R$ (δευτέρο ψηφίο)

(Παράδειγμα: $h=0,5 \text{ m}$ $R = 7 \text{ mm/ήμέρα}$ ($8h/R = 570$ ($4h^2/R$) = 145 R σε mm/ήμέρα)

$h,$ m	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
0.1	800 - 40	400 15	265 10	200 10	160 8	135 8	115 5	100 5	90 5	60 5
0.2	1600 160	800 80	530 55	400 40	320 32	265 30	230 25	200 20	180 20	160 15
0.3	2400 360	1200 180	800 120	600 90	480 70	400 60	345 50	300 45	270 40	240 35
0.4	3200 640	1600 320	1070 215	800 160	640 130	530 110	455 90	400 80	360 70	320 65
0.5	4000 1000	2000 500	1340 335	1000 250	800 200	665 165	570 145	500 125	445 110	400 100
0.6	4800 1440	2400 720	1600 480	1200 360	960 290	800 240	685 205	600 180	535 160	480 145
0.7	5600 1960	2800 980	1860 650	1400 490	1200 390	930 325	800 280	700 245	620 215	560 195
0.8	6400 2560	3200 1280	2140 850	1600 640	1280 510	1070 425	915 365	800 320	710 185	640 255
0.9	7200 3240	3600 1620	2400 1080	1800 810	1440 630	1200 540	1030 460	900 405	800 370	720 325
1.0	8000 4000	4000 2000	2700 1330	2000 1600	1600 800	1330 665	1140 570	1000 500	890 445	800 400
1.1	8600 4840	4400 2420	2940 1600	2200 1210	1760 970	1460 805	1260 690	1100 680	980 535	880 485
1.2	9600 5760	4800 2880	3200 1920	2400 1440	1920 1150	1600 960	1370 820	1200 720	1000 640	960 575



Σχ. 29. Νομογράφημα του Boumans για τον προσδιορισμό της ίσατοχής των τάφων.

Ζητείται να υπολογιστεί η ισάροχη των υφαινωμάτων όταν περιμένουμε ότι η φρεατική στάθμη θα θρискεται τουλάχιστο 1,20 m κάτω από την επιφάνεια του εδάφους.

α) Χρησιμοποίηση του τύπου (5.7) που προέκυψε με τις παραδοχές του

Dupuit

Έχουμε

$$K = 0,8 \text{ m/ημέρα}$$

$$H_0 = 0,60 \text{ m}$$

$$R = 0,002 \text{ m/ημέρα}$$

$$D = 5 \text{ m}$$

Ο τύπος (5.7) με τις τιμές αυτές γίνεται

$$L^2 = \frac{4 \cdot 0,8 \cdot 0,6^2}{8 \cdot 0,8 \cdot 5 \cdot 0,6} + \frac{0,002}{0,002} = 576 + 9600 = 10176 \text{ m}^2$$

$$L = 100,87 \text{ m}$$

β) Χρησιμοποίηση του νομογράφου του σχ. 26 (εξίσωση των Toksöz-Kirkham).

Υπολογίζουμε την παράσταση

$$\frac{H}{K} \left\{ \frac{D}{R} - 1 \right\} = \frac{0,60}{0,8} \left\{ \frac{5,00}{0,002} - 1 \right\} = 47,88.$$

Υπολογίζουμε τώρα την παράσταση

$$\frac{D}{2r} = \frac{5}{0,20} = 25.$$

$$L = 17$$

Με τις τιμές αυτές βρίσκουμε από το νομογράφημα

$$\frac{D}{L} = 17 \Rightarrow L = 85 \text{ m}.$$

γ) Χρησιμοποίηση του νομογράφου του σχ. 28 (εξίσωση του Hoo-ghoudt).

Υπολογίζουμε την παράσταση

$$\frac{R}{8Kh} = \frac{0,002}{8 \cdot 0,8 \cdot 0,6} = 1920.$$

Επίσης υπολογίζουμε την παράσταση

$$\frac{R}{4Kh^2} = \frac{R}{4 \cdot 0,8 \cdot 0,6^2} = 576.$$

Ενώνουμε τα σημεία $(8Kh/R) = 1920$ και $(4Kh^2/R) = 576$ με μία εὐ-
θεια που τέμνει την εὐθεία $D = 5 \text{ m}$ εἰς ένα σημείο ὅπου και διαβάζουμε

$$L = 89 \text{ m}.$$

δ) Χρησιμοποίηση της εξίσωσης (5.12) με τις βοηθητικές σχέσεις
(5.13), (5.15) τοῦ ἰσοδύναμου βάρους.

Ἀπὸ τὴν εξίσωση (5.7) προέκυψε $L \approx 100 \text{ m}$, ἐπιμέπως εἶναι

$$\frac{d}{L} = \frac{L}{100} = 0,05 < 0,3$$

καὶ ἐφαρμόζεται ὁ τύπος (5.13). Παίρνουμε $a = 3,4$

$$\frac{\hat{d}}{5} = \left\{ 1 + 0,05 \left(\frac{\pi}{8} \ln \left(\frac{0,1}{5} \right) - 3,4 \right) \right\}^{-1} = 0,752 \Rightarrow \hat{d} = 3,76 \text{ m}.$$

Εφαρμόζουμε τὴν εξίσωση (5.12)

$$L^2 = \frac{4 \cdot 0,8 \cdot 0,6^2}{8 \cdot 0,8 \cdot 3,76 \cdot 0,6} + \frac{0,002}{0,002} = 576 + 7219 = 7 \cdot 795,2 \Rightarrow L = 88,29 \text{ m}.$$

2ος κύκλος

Έχουμε τώρα

$$\frac{L}{d} = \frac{L}{88,29} = 0,0566$$

$$\frac{\hat{d}}{5} = \left\{ 1 + 0,0574 \left(\frac{\pi}{8} \ln \left(\frac{0,1}{5} \right) - 3,4 \right) \right\}^{-1} = 0,726 \Rightarrow \hat{d} = 3,64 \text{ m}$$

$$L^2 = 576 + \frac{0,002}{8 \cdot 0,8 \cdot 3,64 \cdot 0,6} = 576 + 6999 = 7575 \Rightarrow L = 87 \text{ m}.$$

3ος κύκλος

$$\frac{L}{d} = 0,0574$$

$$\frac{d}{5} = \left[1 + 0,0574 \left(\frac{\pi}{8} \ln \left(\frac{0,1}{5} \right) - 3,4 \right) \right]^{-1} = 0,726 \Rightarrow \hat{d} = 3,63 \text{ m}$$

$$L = 87 \text{ m}$$

Με βάση τα παραπάνω αποτελέσματα σχημάτισε τον πίνακα.

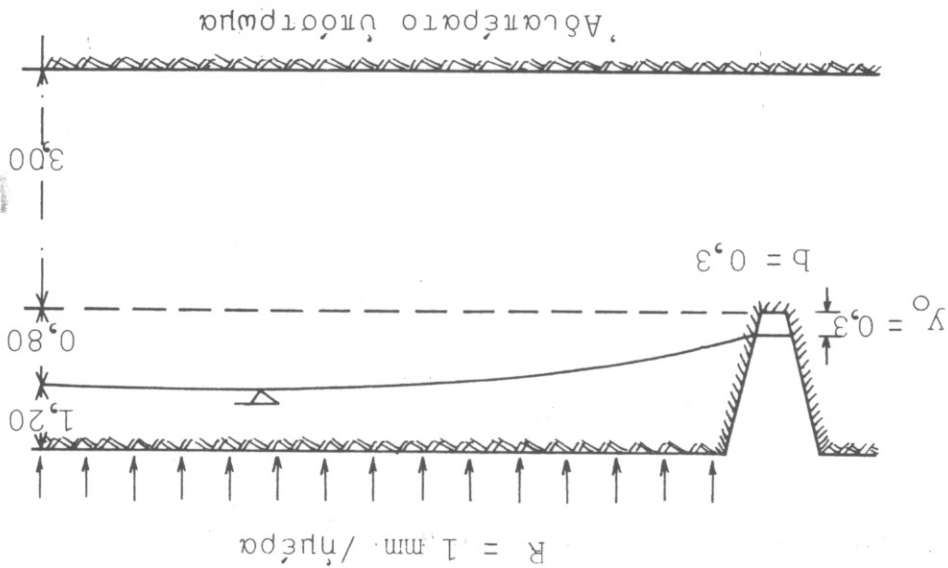
Εφαρμοζόμενη μέθοδος	Ίσαροχη L (m)
Έξιωση (5.7). Παραδοχές του Dupuit	100,87
Έξιωση των Tokzök-Kirkham Ζχ. 26	85,00
Έξιωση του Hooghoudt. Νομογράφημα Van Beers:	89,00
Έξιωση του Hooghoudt. Ίσοδύναμο	87,00

Παρατηρούμε ότι από τις τέσσερις μεθόδους που εφαρμόσαμε οι τρεις τελευταίες παρουσιάζουν μικρή απόκλιση μεταξύ τους, ενώ η έξι-
ωση (5.7) με τις παραδοχές του Dupuit (ορίζοντα ποή) παρουσιάζει
απόκλιση της τάξεως περίπου 15% ως προς τις άλλες. Για την πράξη
χρησιμοποιούνται συνήθως τα νομογράφημα των σχ. 26, 28 και 29.

2) Δίνεται μια άρδευόμενη περιοχή που πρόκειται να εξυγιάνουμε
με σύστημα άνοικτων τάφων με πλάτος πυθμένα $b = 0,30 \text{ m}$. Ο πυθμέ-
νας των τάφων εδράζεται σε άδιαπέρατο υπόστρωμα που βρίσκεται σε
βάθος $z \text{ m}$ από την επιφάνεια του εδάφους. Το έδαφος θεωρείται όμογε-
νός με βόρυσλική αγωγιμότητα $K = 0,9 \text{ m/ημέρα}$. Η επιφάνεια άρδευε-
ται με καταιονισμό, ή δε ένταση της τεχνικής βροχής είναι 1 mm/
ημέρα. Να υπολογιστεί η ισάροχη των υφαινων για την περιπτώση που
θέλουμε να έχουμε τη φρεατική στάθμη τουλάχιστο $1,20 \text{ m}$ κάτω από την
επιφάνεια του εδάφους, και το νερό στις τάφους να άνεβαίνει στα 30
cm.

Άσκηση
Εφαρμόζουμε την έξιωση του Donnan (5.4). Στην προκειμένη περι-
πτωση έχουμε

Σχ. 32. Συνθήκες στρωγίσεως για το παράδειγμα.



Αύση

3) Η ίδια περίπτωση με την προηγούμενη, μόνο που εδώ ο πυθμένας των τάφρων υπέρκειται του αδιαπέρατου εδάφους κατά 3 m

$$L = 44,50 \text{ m}$$

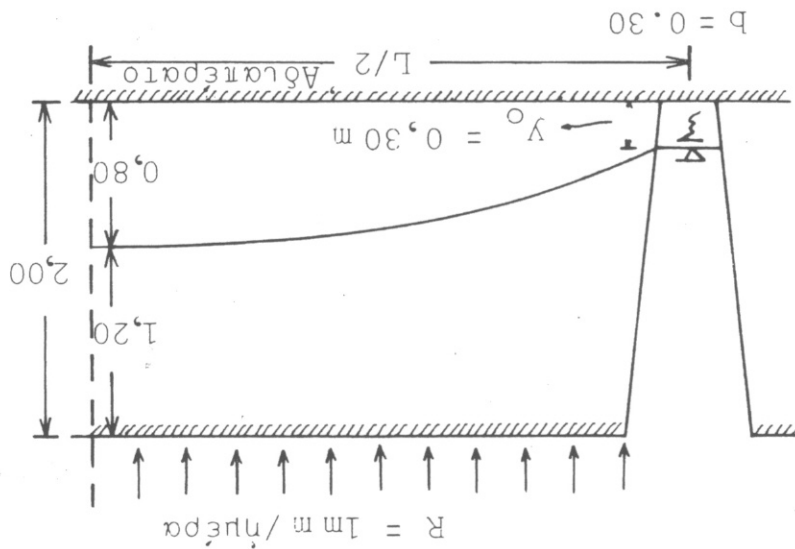
$$L^2 = \frac{R}{4K(H^2 - y_0^2)} = \frac{0,001}{4 \cdot 0,9(0,8^2 - 0,3^2)} = 1980 \text{ m}^2$$

$$R = 0,001 \text{ m/ημέρα}$$

$$H = 0,80 \text{ m} \quad y_0 = 0,30$$

$$K = 0,9 \text{ m/ημέρα}$$

Σχ. 31. Συνθήκες στρωγίσεως για το άρθητικό παράδειγμα.



α) Εφαρμόζουμε πρώτα τον τύπο (5.7)

$$L^2 = \frac{4KH_0^2}{8K \cdot D \cdot H_0} + \frac{R}{4 \cdot 0,9 \cdot 3 \cdot 0,8^2} = \frac{R}{8 \cdot 0,9 \cdot 3 \cdot 0,8} + \frac{0,001}{0,001} = 2304 + 17280 = 19584 \text{ m}^2$$

$$L = 139,94 \text{ m}$$

β) Εφαρμόζουμε τον τύπο των Toksöz-Kirkham (5.9) με το νομογράφημα του σχήματος (26)

Στην περίπτωση αυτή παίρνουμε $2r = b = 0,30 \text{ m}$. Βρίσκουμε πρώτα

την παράσταση

$$\frac{H}{K} \left\{ \frac{D}{R} - 1 \right\} = \frac{3}{0,8} \left\{ \frac{0,001}{0,9} - 1 \right\} = 239,73.$$

Στη συνέχεια βρίσκουμε το λόγο

$$\frac{D}{D} = \frac{2r}{b} = \frac{b}{0,3} = 10.$$

Με τις δύο αυτές τιμές βρίσκουμε

$$\frac{D}{L} = 45 \Rightarrow L = 135 \text{ m}$$

γ) Εφαρμόζουμε το νομογράφημα του Boumans (σχ. 29) για την επίδοση της εξίσωσης του Hooghoudt (5.12)

Έχουμε $u =$ θεχόμενη περιμετρος $\approx b + 2y_0 = 0,90 \text{ m}$, $q = R = 0,001$

mm/ήμερα

$$\frac{D}{3} = \frac{h}{0,80} = 3,75$$

$$\frac{h}{0,8} = \frac{u}{0,9} = 0,888$$

$$\frac{K}{0,9} = \frac{q}{0,001} = 900$$

$$\frac{L}{h} = 160 \Rightarrow L = 160 \cdot 0,8 = 128 \text{ m}$$

δ) Εφαρμόζουμε τους τύπους (5.13), (5.15) με το ισοδύναμο βάθος d .

Βρίσκουμε πρώτα την υδροστατική άκτινα R_u της διατομής

$$R_u = \frac{\text{Βρεχόμενη επιφάνεια}}{\text{Βρεχόμενη περιφέρεια}} \approx \frac{0,3^2}{0,9} = 0,1$$

Παίρνουμε τώρα $r = 2R_u = 0,2 \text{ m}$

Ιος κύκλος

Από τον τύπο (5.7) βρήκαμε $L = 139,94 \text{ m}$ άρα

$$\frac{L}{d} = \frac{139,94}{3} = 0,0214 < 0,3$$

Έχουμε

$$\frac{\hat{d}}{d} = \left\{ 1 + 0,0214 \left(\frac{\pi}{8} \ln \frac{0,2}{3} - 3,4 \right) \right\}^{-1} = \left\{ 1 + 0,0214 \cdot 3,495 \right\}^{-1} = 0,937$$

$$\hat{d} = 3 \cdot 0,937 = 2,79$$

Εφαρμόζουμε τον τύπο (5.12)

$$L^2 = \frac{4Kh^2}{8K \cdot h \cdot \hat{d}} + \frac{R}{4 \cdot 0,9 \cdot 0,8^2} + \frac{R}{8 \cdot 0,9 \cdot 0,8 \cdot 2,79} = \frac{R}{0,001} =$$

$$= 2 \cdot 304 + 16070 = 18374 \text{ m}^2$$

$$L = 135,55 \text{ m}$$

2ος κύκλος

$$\frac{L}{d} = \frac{135,55}{3} = 0,0221$$

$$\frac{\hat{d}}{d} = \left\{ 1 + 0,0221 \cdot 3,495 \right\}^{-1} = 0,928 \Rightarrow \hat{d} = 2,784$$

$$L^2 = 2304 + \frac{8 \cdot 0,9 \cdot 0,8 \cdot 2,784}{0,001} = 2304 + 16039 = 18343$$

$$L = 135,43 \approx 135,40$$

Σχηματίζουμε πάλι τον παρακάτω πίνακα

Θεωρούμε το σχ. 33, όπου ο πυθμένας της τάφου εδράζεται πάνω στη διαχωριστική επιφάνεια των δύο στρωμάτων με υδραυλικές αγωγιμότητες K_1 (επάνω στρώμα) και K_2 (κάτω στρώμα).

5.2.5.1. Παράδοχες του Dupuit

5.2.5. Περιπτώση δύο εδαφικών στρώσεων με υδραυλικές αγωγιμότητες K_1 και K_2

Πάντως θα πρέπει να τονιστεί ότι στην U.S.A εφαρμόζεται συνήθως *Hooghoudt* με τα νομογράφηματα των *Van Beers* και *Bouman*. Τότε η μέθοδος του *Hooghoudt* εφαρμόζεται ο τύπος του *Toksöz-Kirkham*.

Από τα παραπάνω προκύπτει το συμπέρασμα ότι θα πρέπει να εξετάσουμε προσεκτικά κάθε περίπτωση της πράξης και να βλέπουμε τον ισχύει ο κάθε τύπος. Έτσι όπως φαίνεται από το παραπάνω παράδειγμα, όταν ο πυθμένας της τάφου δεν απέχει πολύ από το διαπερατό υπόστρωμα ή εξίσωση (5.7) και η μέθοδος του *Hooghoudt* μας δίνουν περίπου τα ίδια αποτελέσματα. Ανεξαρτήτως όταν το d αυξάνει

Εξίσωση (5.7)	Εξίσωση των <i>Toksöz-Kirkham</i> (Σχ. 26)	Εξίσωση <i>Hooghoudt</i> . Ίσοδυναμιο βάθος
230	200	210
Εφαρμοζόμενη μέθοδος		
Ίσαρχη L (m)		

Εάν τώρα στο ίδιο ακριβώς παράδειγμα παραδεχθούμε ότι ο πυθμένας της τάφου υπέρκειται του διαπερατού υποστρώματος κατά 8 m, προκύπτουν τα ακόλουθα

Εξίσωση (5.7). Παράδοχη του Dupuit	Εξίσωση των <i>Toksöz-Kirkham</i> (Σχ. 26)	Εξίσωση του <i>Hooghoudt</i> . Νομογράφημα <i>Boumans</i>	Εξίσωση του <i>Hooghoudt</i> . Ίσοδυναμιο βάθος d
139,90	135	128	135,40
Εφαρμοζόμενη μέθοδος			
Ίσαρχη L (m)			

$$x=0, h=D+h_0, \quad x=L, h=D+H_0$$

Τα όρια ολοκλήρωσης στην (5.18) είναι

$$\int R \left(\frac{L}{2} - x \right) dx = \int \{ K_1 (h-D) + K_2 D \} dh \quad (5.18)$$

ή

$$R \left(\frac{L}{2} - x \right) = K_1 (h-D) \frac{dh}{dx} + K_2 D \frac{dh}{dx}$$

Εξισώνουμε τις (5.16) και (5.17) και παίρνουμε

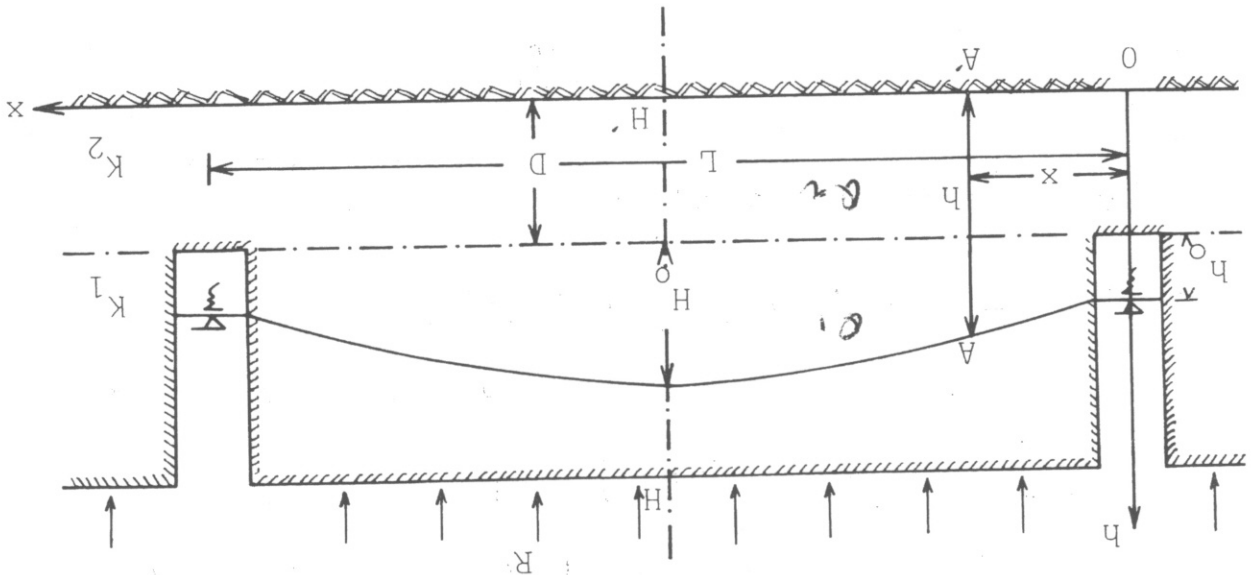
$$Q_x = Q_1 + Q_2 = K_1 (h-D) \frac{dh}{dx} + K_2 D \frac{dh}{dx} \quad (5.17)$$

Η ίδια παροχή περνά από την διατομή AA', δηλ.

$$Q_x = R \left(\frac{L}{2} - x \right) \quad (5.16)$$

Παίρνουμε όπως στην 5.2.1 ένα κάθετο επίπεδο σε απόσταση x από την άρχη. Η παροχή ανά μονάδα πλάτους που διηθείται προς τα κάτω μεταξύ της διατομής AA' και HH' είναι [22]

Σχ. 33. Περίπτωση σταγυρίσας με δύο στρώματα.



ότε η (5.18) μετά την ολοκλήρωση γίνεται

$$R \left(\frac{L}{2} x - \frac{x^2}{2} \right) \Big|_{L/2}^0 = \left\{ K_1 \left(\frac{2}{h} - Dx \right) + K_2 Dh \right\} \Big|_{D+H_0}^{D+H_0}$$

ή μετά την κρέαση των πράξεων

$$L^2 = \frac{4K_1}{8K^2D} (H_0^2 - h_0^2) + \frac{R}{8K^2D} (H_0 - h_0). \tag{5.19}$$

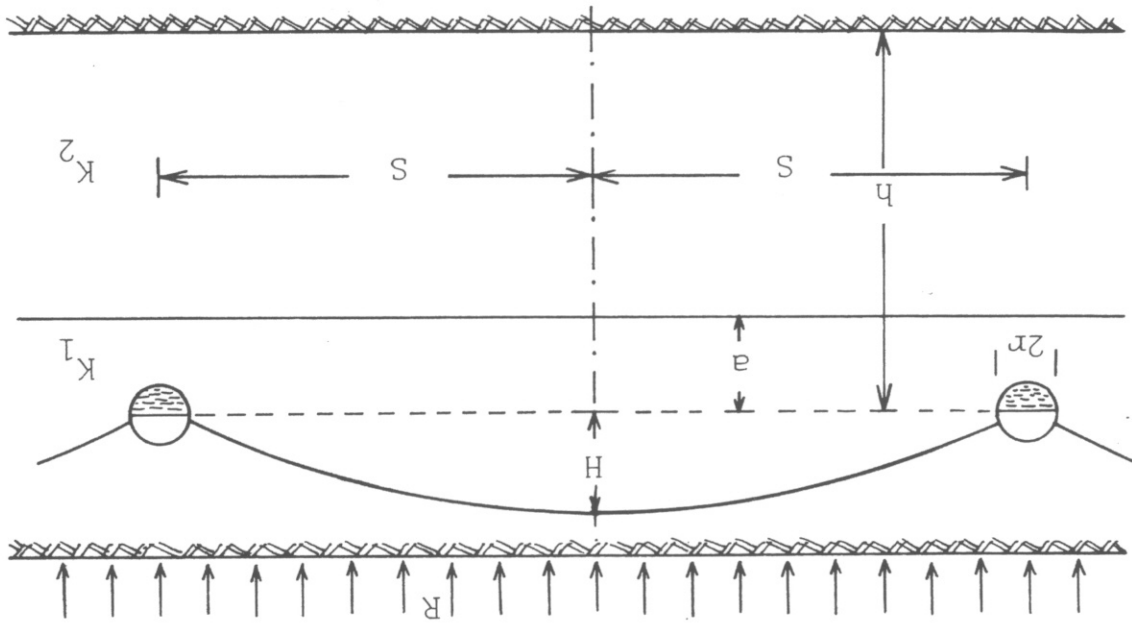
Στην πράξη το h_0 είναι μικρό και μπορεί να παραλειφθεί, οπότε η παραπάνω εξίσωση γίνεται

$$L^2 = \frac{4K_1 \cdot H_0^2}{8K^2DH_0} + \frac{R}{8K^2DH_0} \tag{5.20}$$

Η εξίσωση (5.20) για $K_1 = K_2 = K$ παίρνει την μορφή (5.7) ή (5.12) του Hooghoudt για όμοιες εδάφους

5.2.5.2. Εξίσωση και νομογραφήματα των Toksöz και Kirkham

Το 1971 οι Toksöz-Kirkham [24, 25] παρουσίασαν την επίλυση του προβλήματος της σπαργίσεως δύο στρωμάτων, όταν τα υφάλια είναι τοποθετημένα στην επάνω στρώση.



Σχ. 34. Σχηματικό διάγραμμα σπαργίσεως δύο στρωμάτων με σωληνωτά υφάλια.
Αδραπέριτο σύστημα

$$(5.23) \quad \frac{K_1 \frac{K_2}{2m\pi a} \cot h \frac{2m\pi h}{a} \left(\frac{h}{a} \cdot \frac{2s}{a} \right) + \cot h \frac{2s}{a}}{1}$$

$$G \left(\frac{2s}{a}, \frac{h}{a}, \frac{K_1}{K_2} \right) = \frac{e^{(2m\pi/2s)} \sin h \left(\frac{2m\pi h}{a} \right)}{e^{(2m\pi/2s)}}$$

$$(5.22) \quad \left[\cos \left(m\pi \frac{2r}{a} \cdot \frac{2s}{a} \right) - \cos m\pi \right]$$

$$F \left(\frac{2s}{a}, \frac{2r}{a} \right) = \frac{1}{1} \cdot \frac{1}{1} \cdot \frac{m}{m} \left(-1 + \cot h \frac{m\pi h}{a} \right)$$

όπου

$$(5.21) \quad \frac{H}{K_1} \left(\frac{R}{K_1} - 1 \right) = \frac{a}{2s} (E + \Sigma F - \Sigma FG)$$

μορφή :

Η λύση στην οποία καταλήγουν οι Toksöz-Kirkham δίνεται με τη βοήθεια ορθολογικών σχετισμών, απειροστών τάχους και μήκους $2h$. Η δερματική αγωγιμότητα K_1 . Επίσης θεωρούν ότι τα υγρά είναι λεία συνεχή υφάσματα άφαιρα από το άμμοχάλικο και το αντικαθίστουν με ένα υφάσμα με μέρη με ιδιότητες άμμοχάλικο με άπειρη δερματική αγωγιμότητα. Στη συνέχεια, θεωρώντας ότι η περιοχή αυτή αποτελείται από μεταλλικές άφαιρα την περιοχή μεταξύ της φρεατικής στάθμης και του επιπέδου των πόρων είναι το ίδιο. Επίσης χρησιμοποιούν ορισμένα τεχνάσματα σ ότι δηλαδή σε οποιοδήποτε σημείο της διεπιφάνειας το δαίκο φορτίο εκτε-

$$\phi_1 = \phi_2$$

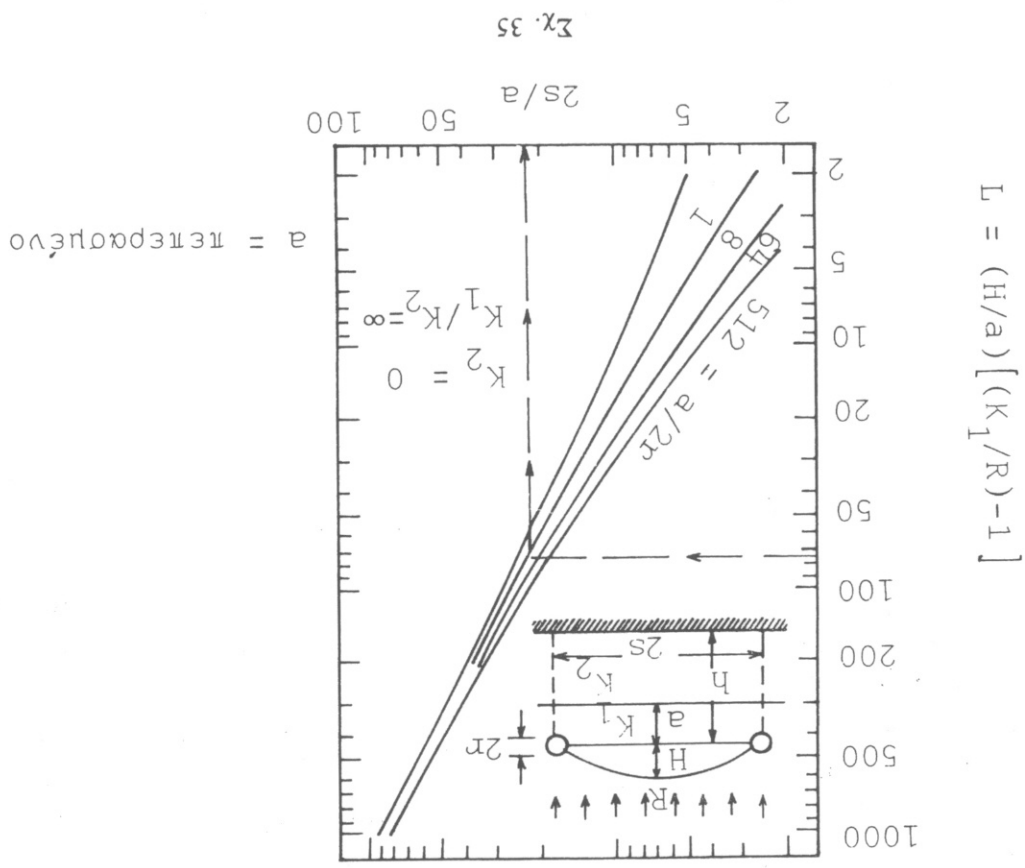
συνθήκη

ορισμένες συνθήκες του προβλήματος. Στην διεπιφάνεια χρησιμοποιούν τη $\nabla^2 \phi = 0$ και την επίλυση με σειρές Fourier παίρνοντας υπόψη τους τις σ.χ. 34 οι Kirkham-Toksöz χρησιμοποιούν την εξίσωση του Laplace λίστους με τους Kirkham-Toksöz. Για την επίλυση του προβλήματος του Για να αποφύγουμε τη σύγχυση χρησιμοποιούμε τους ίδιους συμβό-

$$E \left(\frac{2s}{a}, \frac{a}{2r} \right) = \frac{1}{1} \ln \sin \left\{ \frac{\pi}{2} \left(\frac{2r/a}{a/2s} \right) \right\} \quad (5.24)$$

η εξίσωση (5.21) είναι αδιάστατη και είναι πεπερασμένη ως προς $(2s/a)$, γιατί και δεν είναι δυνατή η επίλυση της. Έτσι οι Toksöz-Kirchham κατασκευάσαν μια σειρά νομογραφημάτων, που τα παρουσιάζουμε στα επόμενα σχήματα, και που η χρήση τους είναι πάρα πολύ άπλη. Στα επόμενα σχ. 35-41 δίνεται η επίλυση της εξίσωσης (5.21) για τιμές του (K_1/K_2) ίσες προς

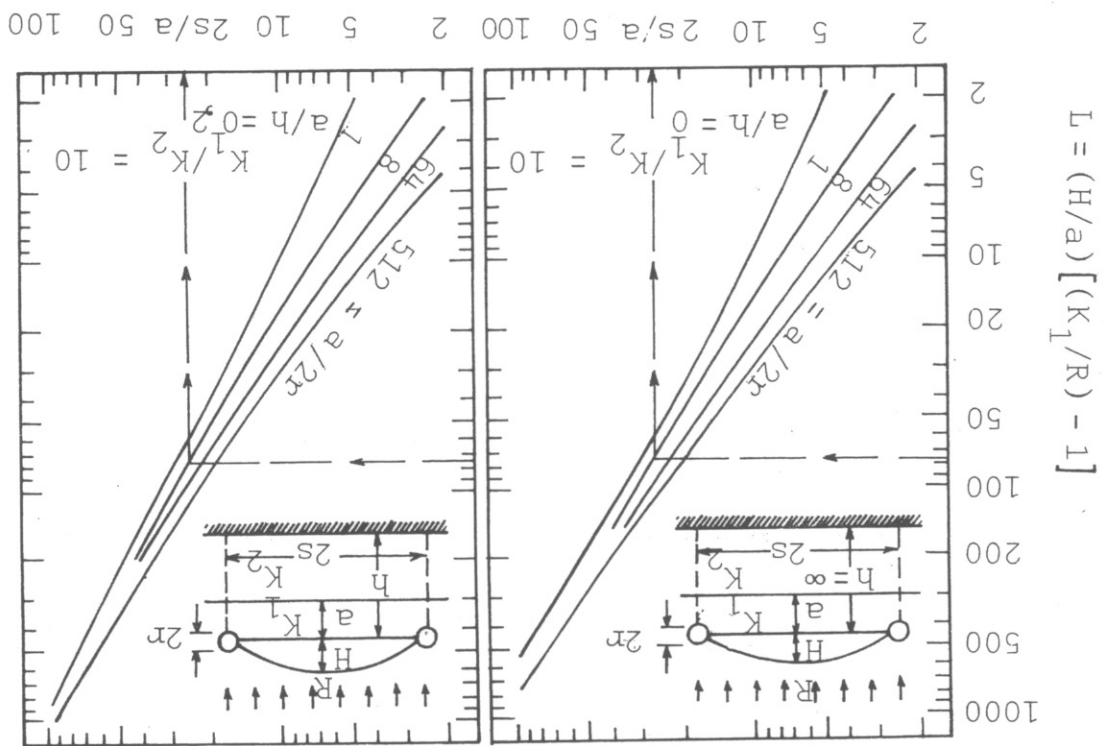
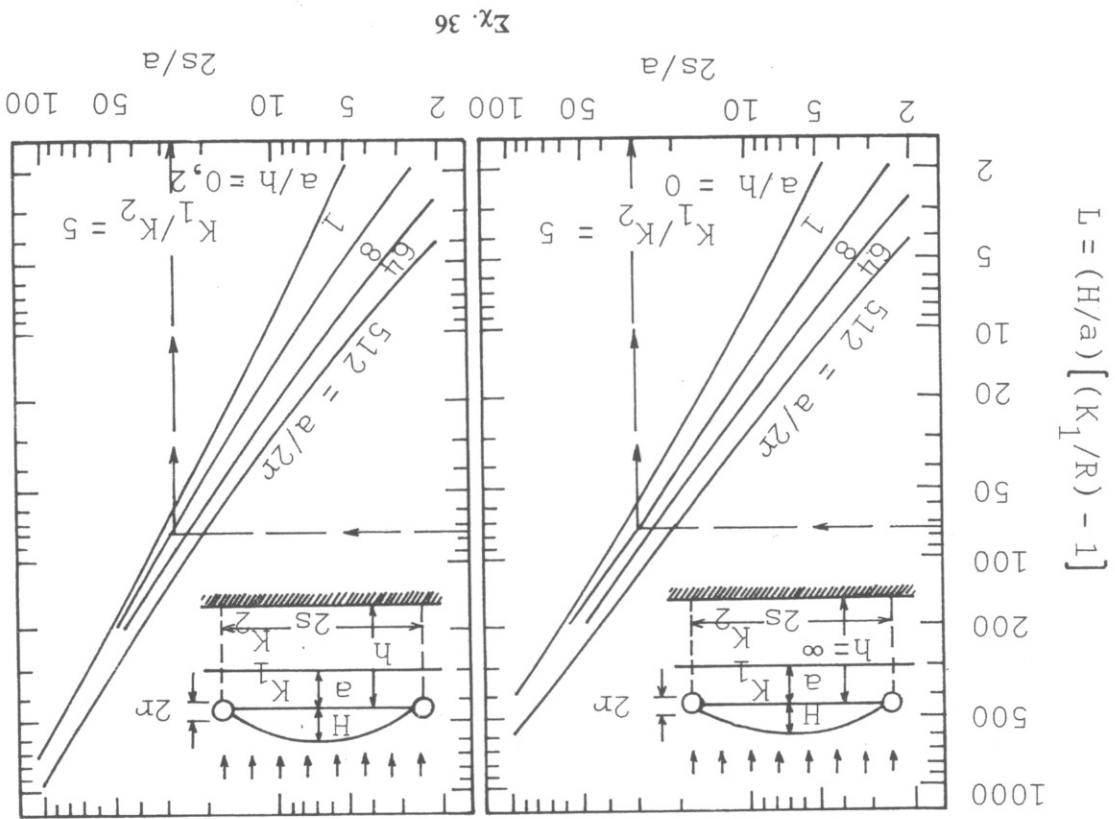
$\infty, 10, 5, 2, 1/2, 1/5, 1/10, 1/20, 0.$



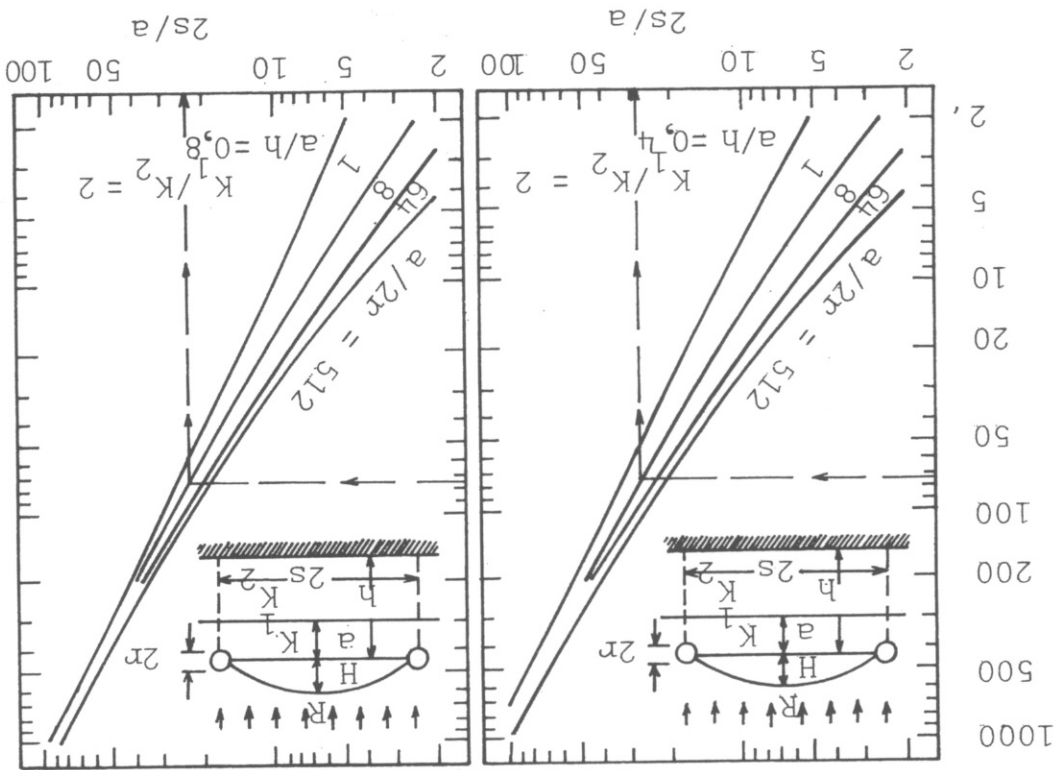
$5 = 4/1$

Σχ. 35

$a = \text{πεπερασμένο}$

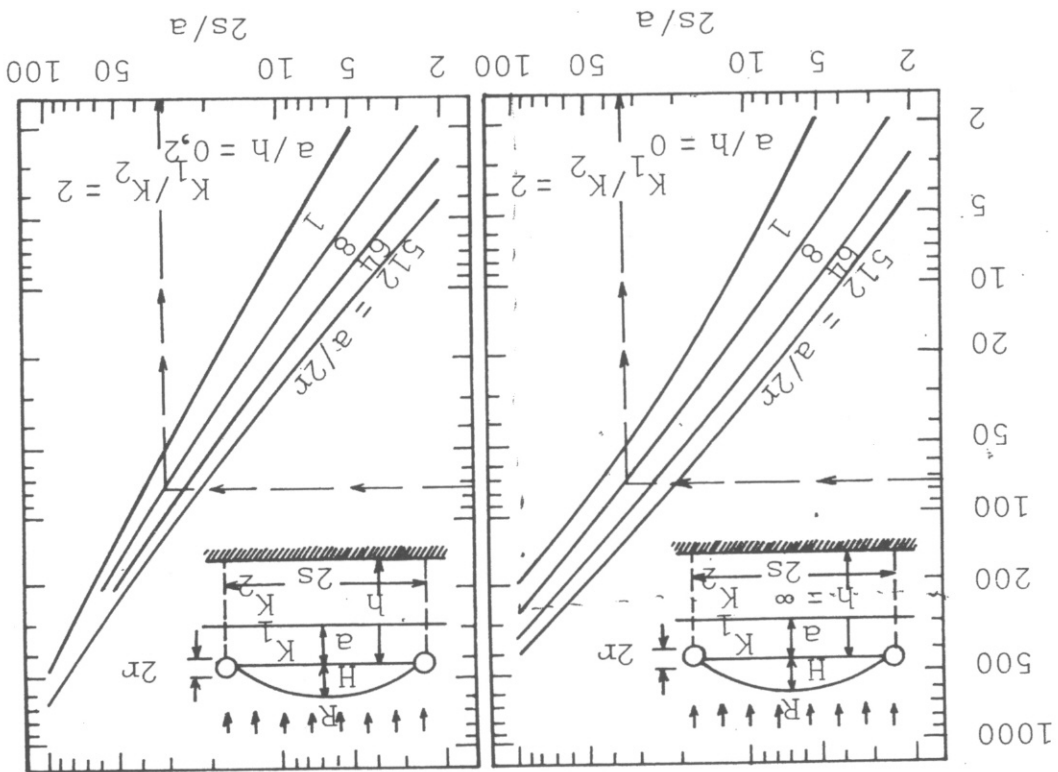


$$L = (H/a) [(K_1/R) - 1]$$



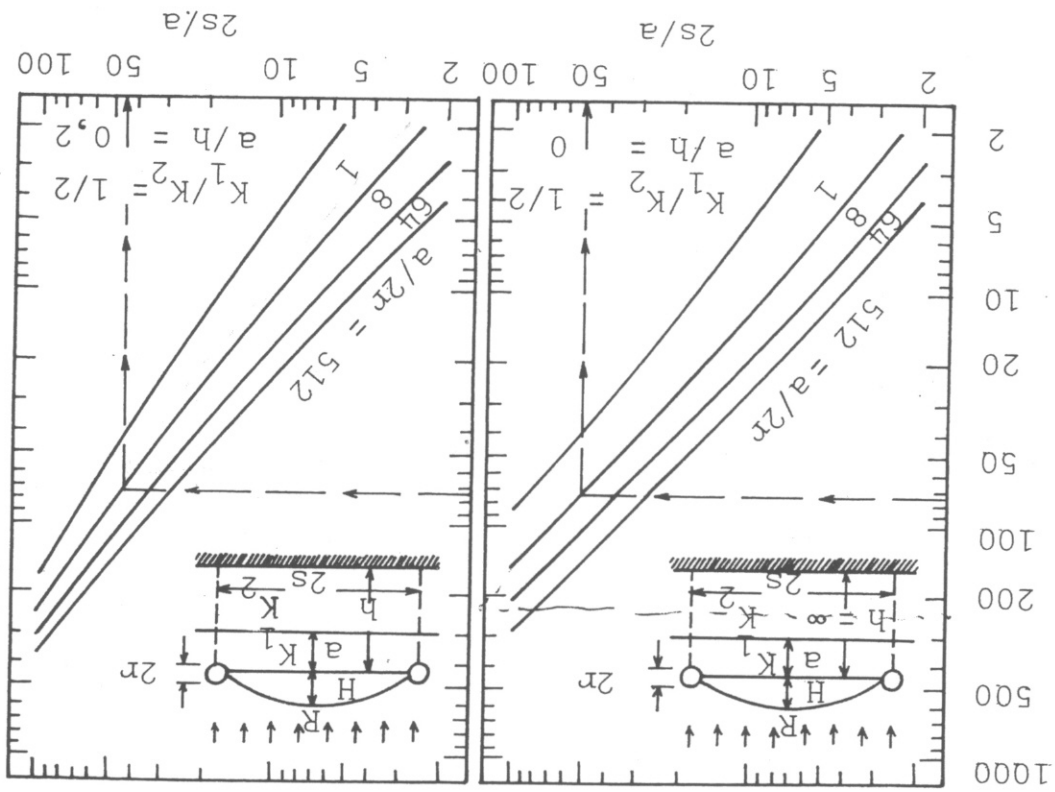
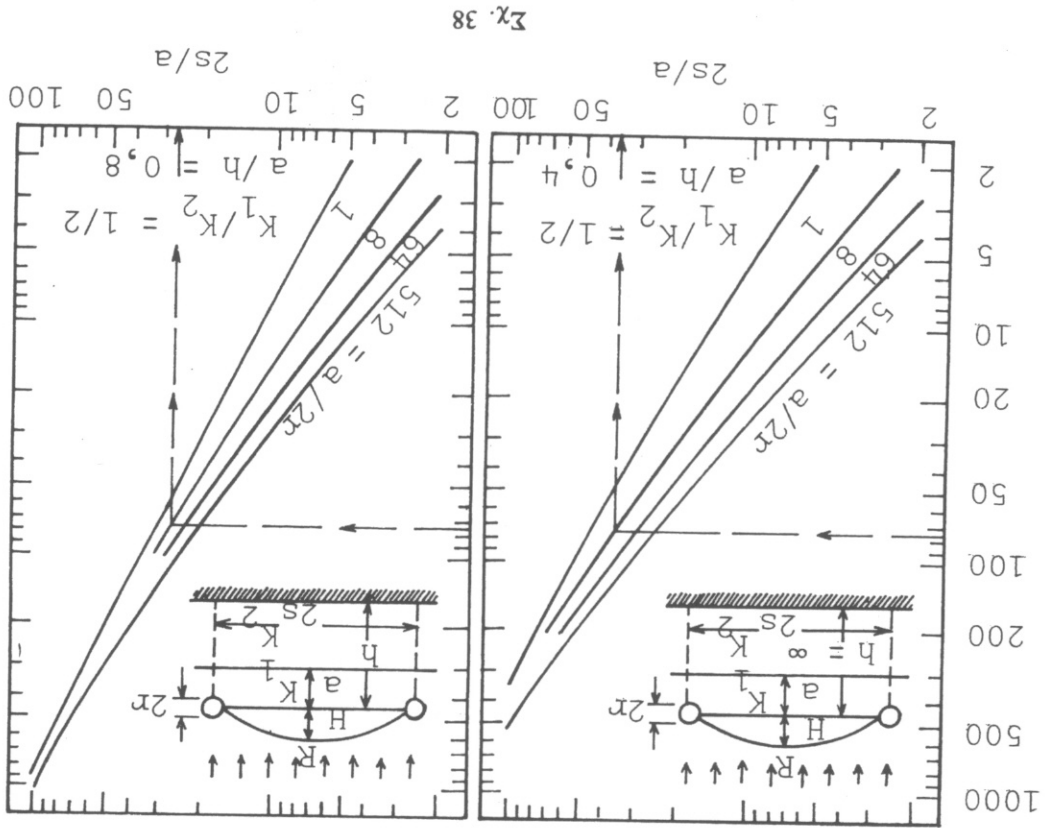
Ex. 37

$$L = (H/a) [(K_1/R) - 1]$$

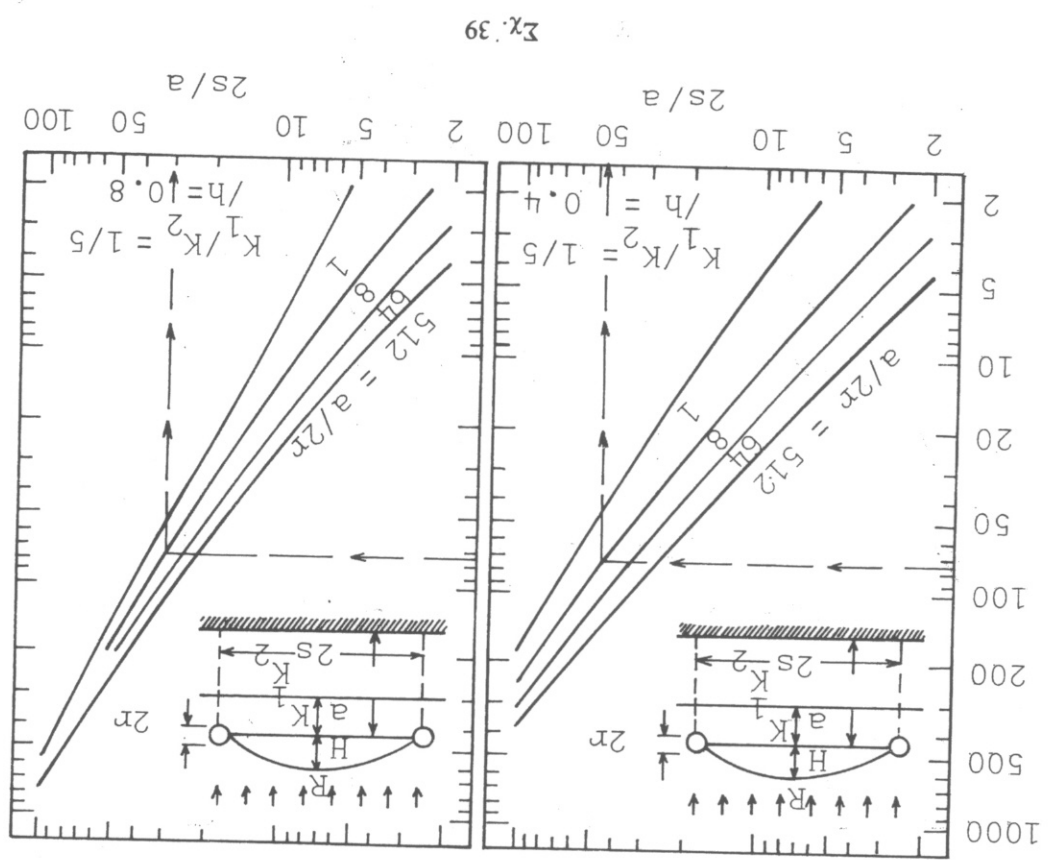


$$L = (H/a) [(K_1/R) - 1]$$

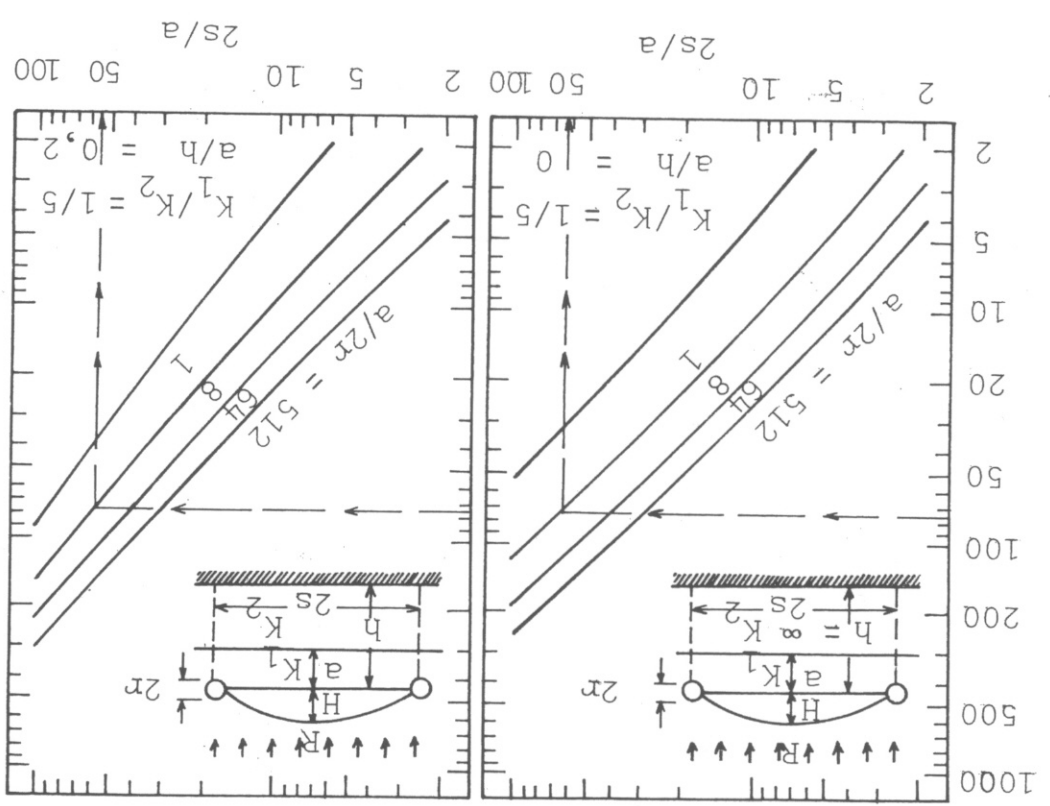
$$L = (H/a) [(K_1/R) - 1]$$



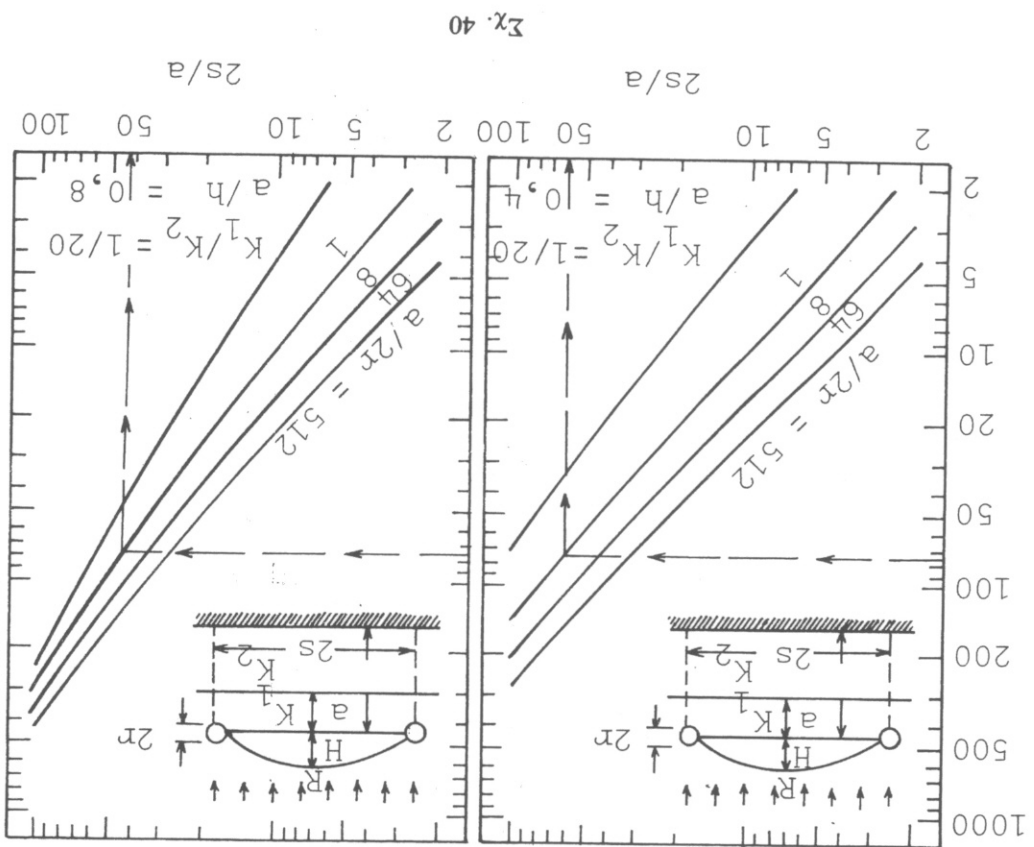
$$L = (H/a) [(K_1/R) - 1]$$



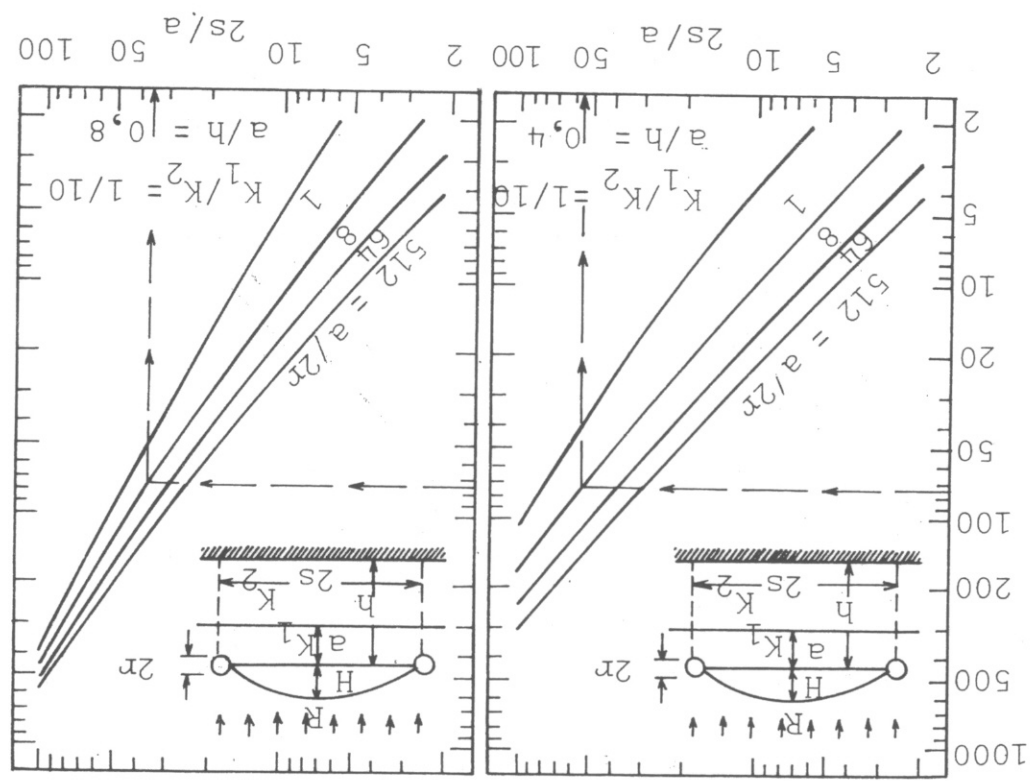
$$L = (H/a) [(K_1/R) - 1]$$



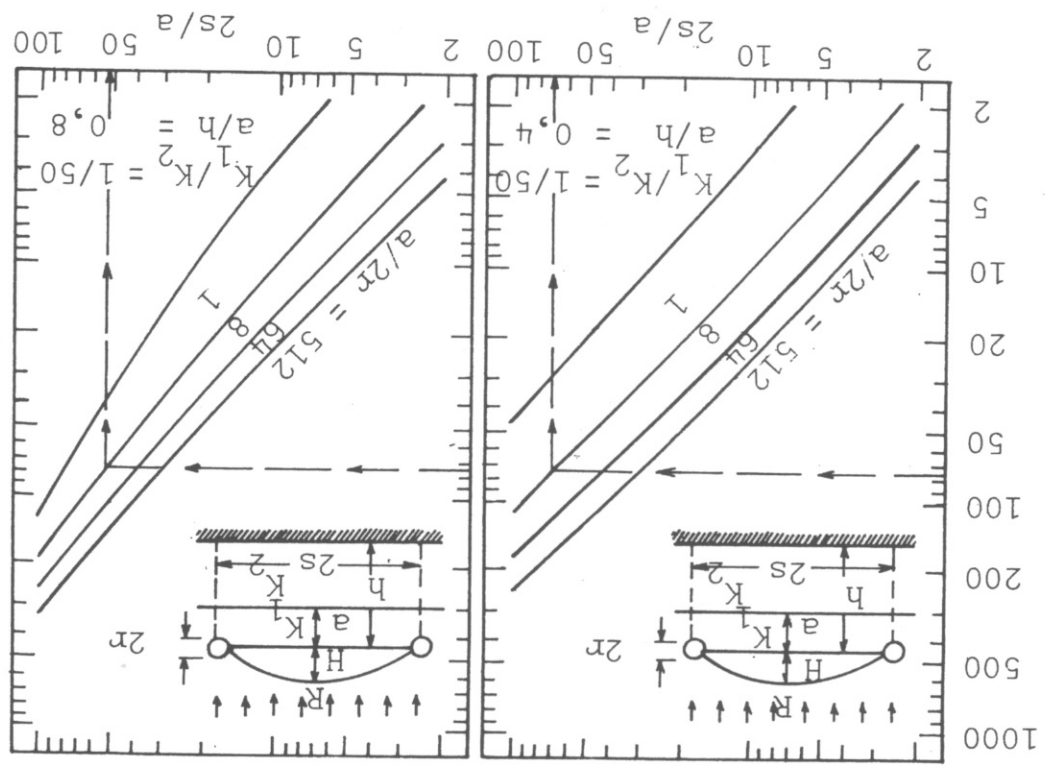
$$L = (H/a) [(K_1/R) - 1]$$



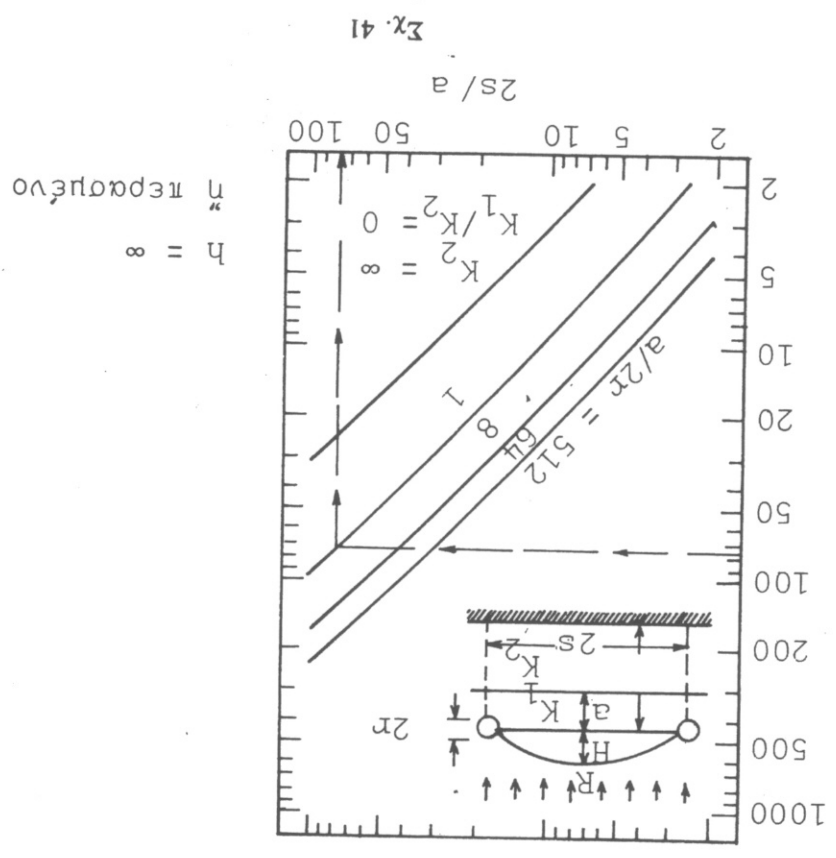
$$L = (H/a) [(K_1/R) - 1]$$



$$L = (H/a) [(K_1/R) - 1]$$



$$L = (H/a) [(K_1/R) - 1]$$



Эх. 41

5.2.5.3. Αριθμητικές εφαρμογές

1) Δίνεται μία άγροτική έκταση που αποτελείται από δύο στρώματα. Το επάνω στρώμα έχει ύψους $K_1=0,20$ και το κάτω έχει αγωγιμότητα $K_2 = 0,4$ (σε $m/ήμέρα$).

Πρόκειται να στραγγισουμε την περιοχή με ένα δικτυο στραγγιστικών τάφρων, που ο πυθμένας τους εδράζεται στη διαχωριστική επιφάνεια. Το πάχος της κάτω στρώσεως είναι $3 m$, το νερό στις τάφρους είναι $h_0=0,3 m$. Μετάξυ της φρεατικής επιφάνειας και του πυθμένα στις τάφρους υπάρχει ψωμετρική διαφορά $1,20 m$. Ζητείται η ισάροχη των τάφρων όταν η ένταση της ρεχλητικής βροχής είναι

$$R = 0,01 m/ήμέρα$$

Απάντηση

Από το σχ. 33 έχουμε τα ακόλουθα χαρακτηριστικά μεγέθη

$$\begin{aligned} K_1 &= 0,20 m/ήμέρα \\ K_2 &= 0,4 m/ήμέρα \\ R &= 0,01 m/ήμέρα \\ H_0 &= 1,20 m \\ D &= 3 m \end{aligned}$$

Εφαρμόζουμε τον τύπο (5.20) και παίρνουμε

$$L^2 = \frac{4K_1 \cdot H_0^2}{8K_2 \cdot D \cdot H_0} + \frac{R}{4 \times 0,20 \times 1,20^2} + \frac{R}{8 \times 0,4 \times 3 \times 1,2} = 115,20 + 1152 = 1267,19 m^2$$

$$L = 35,60 m$$

2) Δίνεται το ίδιο έδαφος όπως στο προηγούμενο παράδειγμα και

επιδιώκουμε τη στραγγιστή του με σύστημα σωληνωτών υφαινωτών ($r=0,05$) που τοποθετούνται $0,5 m$ πάνω από τη διαχωριστική επιφάνεια όπως φαίνεται στο σχ. 42

Για την περίπτωση αυτή μεταχειρίζομαστε το νομογράφημα των Toksöz-Kirkham του σχ. 38 για $(K_1/K_2) = (1/2)$. Έχουμε

$$\frac{H}{a} \left[\frac{R}{K_1} - 1 \right] = \frac{1,20}{0,5} \left[\frac{0,01}{0,20} - 1 \right] = 45,6$$

Σε πολλές περιοχές με περιοδική άδρευση ή με τεχνητή βροχή ύψη-
 λης πυκνότητας ή παραδοχή μιας μόνης τροφοδοτήσεως του υρογείου
 όριζοντα δεν ισχύει πια και πρέπει να εφαρμόζεται ή θεωρία της μη
 μόνης καταστάσεως. Στην περίπτωση αυτή μεγάλη εφαρμογή στην πρά-
 ξει έχει ή εξίσωση του *Boussinesq* που ή εξαγωγή της στηρίζεται στις
 άγνωστευτικές παραδοχές του *Dupuit* όπως αναφέρθηκαν στην παράφα-
 ρο 4.12. Θα πρέπει να σημειωθεί εδώ ότι ή *Pulobarinova-Cochina* [20] και
 ο *Bear* [2] αναφέρουν την άδρη τέτοιων προβλημάτων της ποής δια-
 πορώδους μέσου με τις παραδοχές του *Dupuit*, σαν την υδραυλική προσέγ-
 γιση του προβλήματος.

5.3.1. Εξίσωση του *Boussinesq*

5.3. Μη μόνη ποή

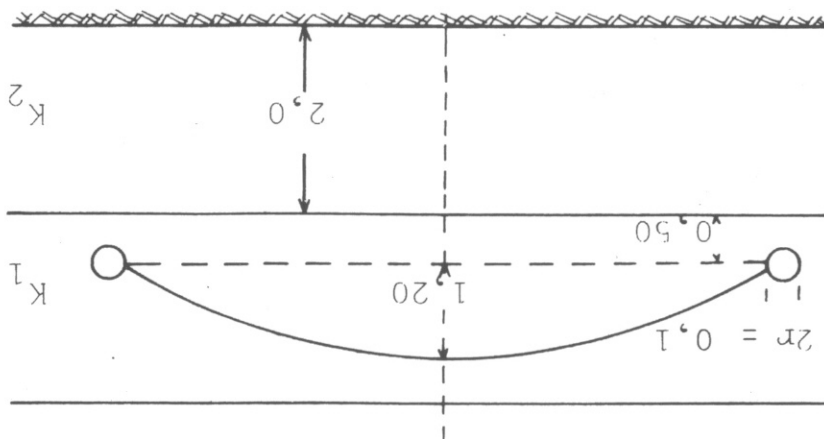
$$\frac{2s}{a} = 38 \Rightarrow L = 2s = 19 \text{ m}$$

Με τις τιμές αυτές θρικόουμε από το νομογράφημα

$$\frac{h}{a} = \frac{2,5}{0,5} = 0,2$$

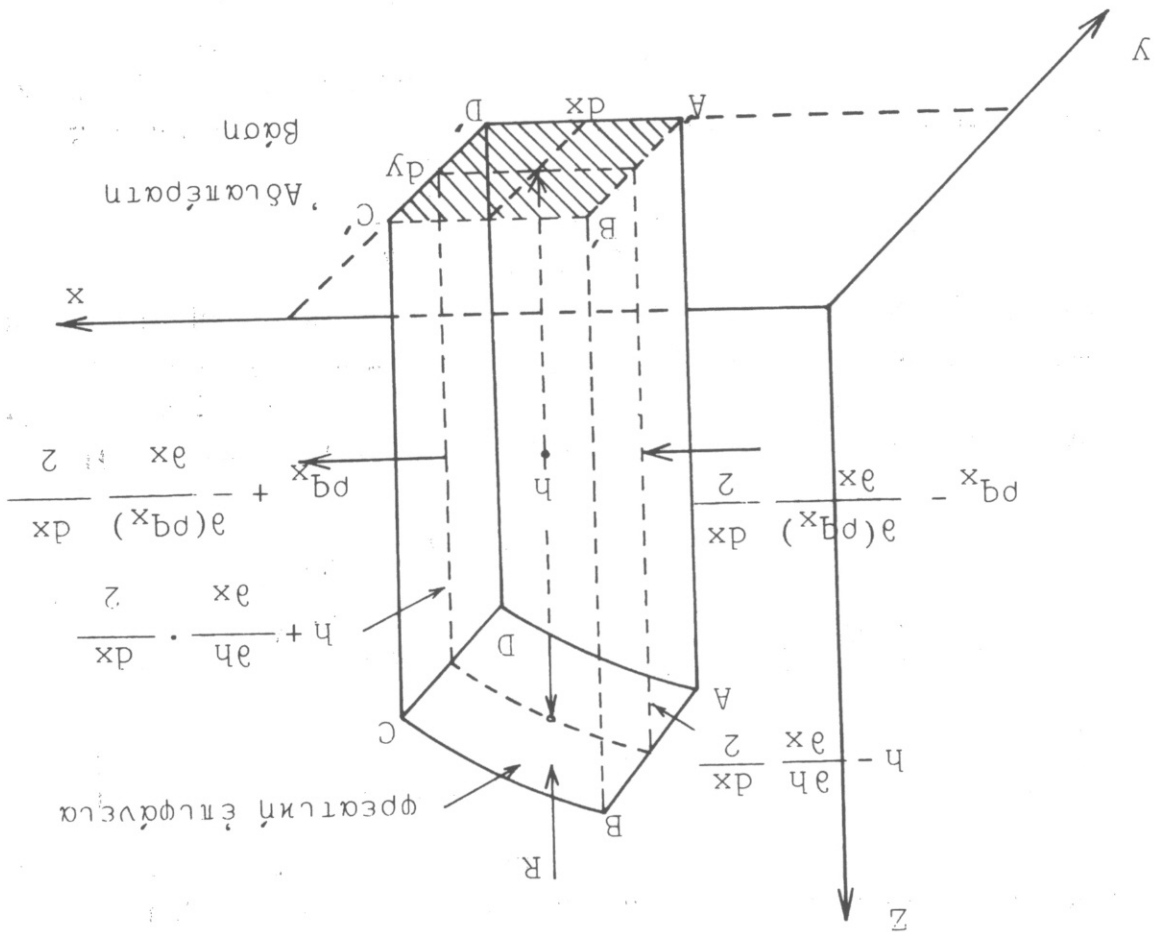
$$\frac{a}{2r} = \frac{0,5}{0,10} = 5$$

Σχ. 42. Περίπτωση στραγγίσεως με παράλληλα υφάλια.



Το μεγάλο πλεονέκτημα της βραχυκτικής αντιμετώπισης αυτών των προβλημάτων είναι ότι μειώνεται ο αριθμός των ανεξάρτητων μεταβλητών και έτσι η θέση της ελεύθερης επιφάνειας καθορίζεται πολύ πιο εύκολα.

Θεωρούμε στο σχ. 43 ένα στοιχειώδη όγκο έλεγχου (control volume).



Σχ. 43. Σχηματικό διάγραμμα για τον προσδιορισμό της μη μόνιμης ποής.

που η βάση του εδράζεται στο άδυστατο ορίζοντο υπόστρωμα, ενώ η πάνω επιφάνεια του αποτελεί την φρεατική επιφάνεια. Σύμφωνα με τις παραδοχές του Dupuit οι οριζόντιες συνιστώσες της ειδικής παροχής ή ταχύτητας Darcy q είναι

$$q_x = -K \frac{\partial h}{\partial x} \quad q_y = -K \frac{\partial h}{\partial y} \quad (5.25)$$

Η μάζα του νερού που εισέρχεται από το κατακόρυφο επίπεδο $ABB'A'$ στον χώρο dt είναι :

$$\left\{ pq^x - \frac{\partial x}{\partial x} \frac{\partial (pq^x)}{\partial x} \right\} \cdot \left\{ h - \frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial x} \right\} dy \cdot dt$$

ένω η μάζα του νερού που εξέρχεται από την επιφάνεια $DCC'D'$ είναι

$$\left\{ pq^x + \frac{\partial x}{\partial x} \frac{\partial (pq^x)}{\partial x} \right\} \cdot \left\{ h + \frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial x} \right\} dy \cdot dt$$

Έτσι η συνολική μάζα νερού που εξέρχεται κατά την διεύθυνση x

είναι η διαφορά των παραπάνω μαζών

$$\left\{ pq^x - \frac{\partial x}{\partial x} \frac{\partial (pq^x)}{\partial x} \right\} \cdot \left\{ h - \frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial x} \right\} dy \cdot dt - \left\{ pq^x + \frac{\partial x}{\partial x} \frac{\partial (pq^x)}{\partial x} \right\} \cdot \left\{ h + \frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial x} \right\} dy \cdot dt =$$

$$\left\{ h + \frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial x} \right\} dy \cdot dt = \left\{ h - \frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial x} \right\} dy \cdot dt - \left\{ pq^x + \frac{\partial x}{\partial x} \frac{\partial (pq^x)}{\partial x} \right\} dy \cdot dt =$$

$$\frac{\partial x}{\partial x} \frac{\partial (pq^x)}{\partial x} dy \cdot dt \quad (5.26)$$

Η παραπάνω έκφραση προκύπτει γιατί παραλείπονται οι όροι άνω-

τέρως τάξεως $0(dx^2)$,

Μία όμοια έκφραση προκύπτει και κατά την διεύθυνση y και έτσι

η συνολική μάζα που εισέρχεται στον στοιχειώδη όγκο του σχ. 43 είναι

$$- \left\{ \frac{\partial x}{\partial x} \frac{\partial (pq^x)}{\partial x} + \frac{\partial y}{\partial y} \frac{\partial (pq^y)}{\partial y} \right\} dx \cdot dy \cdot dt \quad (5.27)$$

Το διάστημα dt η μάζα του στοιχειώδους όγκου βρίσκεται μια

μεταβολή που είναι ίση με :

$$pn^2 dx dy \{ h^{t+dt} - h^t \} = pn^2 dx dy \frac{\partial h}{\partial t} dt \quad (5.28)$$

Την παραπάνω σχέση (5.28) μεταχειριζόμαστε το αντίστοιχο πο-

σώδες n^2 αντί του ποσού n , και θεωρούμε ότι αυτό είναι σταθερό.

Σύμφωνα με την άρχη της διατηρήσεως της μάζας, οι δύο μάζες (5.27)

και (5.28) είναι ίσες και έχουμε

$$\frac{\partial n^2}{\partial t} = \frac{\partial x}{\partial x} \frac{\partial (pq^x)}{\partial x} - \frac{\partial y}{\partial y} \frac{\partial (pq^y)}{\partial y}$$

η για $p = \text{σταθερό (άσυμπίστο βυστό)}$ παίρνουμε

Θεωρούμε την περίπτωση της μόνιμης στράγγισης ενός εδάφους με σωληνώτα υψάινα (σχ. 44). Οι Glover, Dumm, Glover, Mansland, Van de Leur [9] έλυσαν τὸ παρὰπάνω πρόβλημα με τις ακόλουθες συνθήκες :

α. Φυσικό πρόβλημα.

Ἐξισώσεις τῶν Glover-Dumm

5.3.2. Μή μόνιμη πόη, στράγγιση με σωληνώτα υψάινα.

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \left(\frac{K D}{n_e} \right) \left\{ \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 h}{\partial y^2} \right\} + \frac{n_e}{R} \quad (5.32)$$

Ἐτσι ἡ ἐξίσωση (5.31) γίνεται

θεωρήσουμε ἐπίσης ὅτι οἱ ὅροι $\left(\frac{\partial h}{\partial x}\right)^2$ καὶ $\left(\frac{\partial h}{\partial y}\right)^2$ εἶναι πολὺ μικροί.

καὶ μπορούμε νὰ τὸ ἀντικαταστήσουμε με μιά μέση τιμή D καὶ νὰ ζε πολλαπλές περιπτώσεις προβλημάτων τὸ h μεταβάλλεται πολὺ λίγο παραδοχές τοῦ Dupuit.

τὴν μή μόνιμη κίνηση τοῦ νεροῦ, γιὰ τὴν περίπτωση τοῦ ἰσχυροῦ οἱ Ἡ ἐξίσωση (5.31) καλεῖται ἐξίσωση τοῦ *Boussinesq* καὶ περιγράφει

$$n_e \frac{\partial h}{\partial t} = K \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(h \frac{\partial h}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(h \frac{\partial h}{\partial y} \right) \right\} + R. \quad (5.31)$$

γιὰ $K = \text{σταθερὸ (ἔδαφος ὁμογενές)} \text{ ἔχουμε}$

Ἀντικαθιστοῦμε τώρα στὴν ἐξίσωση (5.30) τις σχέσεις (5.25) καὶ

$$\frac{\partial h}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{q^x h}{q^x h} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{q^y h}{q^y h} \right) + R. \quad (5.30)$$

ὅποτε παίρνουμε

$$R \, dx \, dy \, dt$$

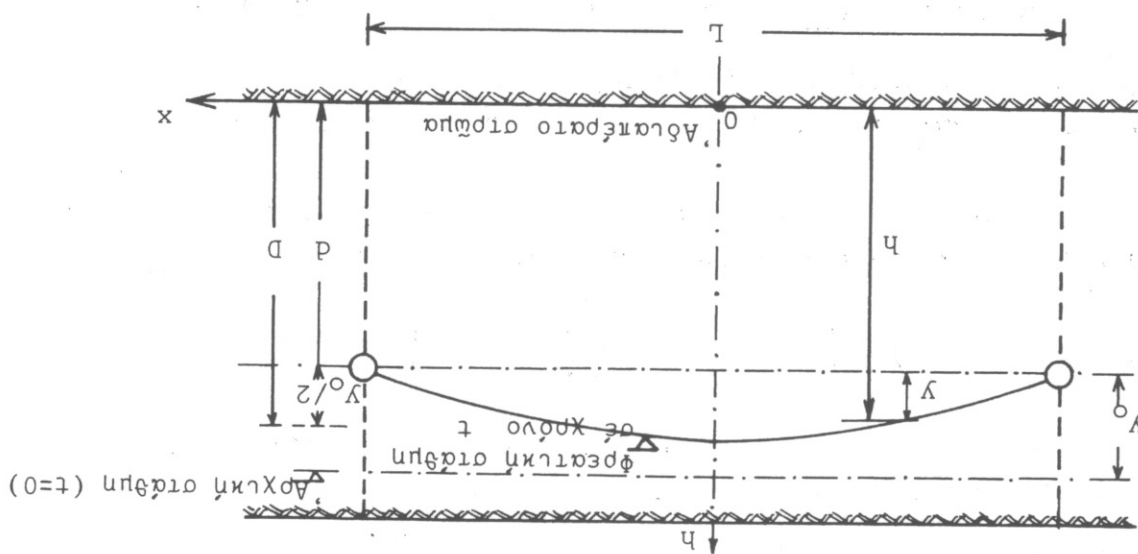
Ἐξίσωση συνεχείας πρέπει νὰ προστεθεῖ καὶ ὁ ὅρος R (θετική πρὸς τὰ κάτω) ἢ μιά ἐξάτμιση (ἀρνητική), τότε στὴν ἴδια τὴν περίπτωση τοῦ ἔχουμε κατὰ τὴ διεύθυνση z μιά βροχόπτω-

$$\frac{\partial h}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{q^x h}{q^x h} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{q^y h}{q^y h} \right). \quad (5.29)$$

— Η κίνηση θεωρείται μονοδιάστατη και παίρνεται $R=0$, επομένως η εξίσωση (5.32) γίνεται :

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{KD}{a^2 h} \frac{\partial^2 n_e}{\partial x^2} \quad (5.33)$$

Σημείωση: Στην Αμερικάνικη βιβλιογραφία χρησιμοποιείται ο όρος S =σταθερή ειδική απόδοση σε νερό του εδάφους (*specific yield*) αντί του όρου n_e = απορροσμητικό πορώδες.



Σχ. 44. Μη μόνιμη στράγγιση με σωληνωτά νερά.

— Αρχική συνθήκη ποής

Θεωρείται ότι σε χρόνο $t = 0$, πριν δηλαδή αρχίσει το φαινόμενο της στράγγισης, (ή ο υποθρομβασμός της φρεατικής επιφάνειας), η στάθμη του νερού βρίσκεται σε σταθερό επίπεδο

$$h = d + y_0 = h_0, \quad -\frac{L}{2} < x < \frac{L}{2} \quad (5.34)$$

— Οριακές συνθήκες

α. Στην θέση $x=0$ έχουμε λόγω συμμετρίας

$$\frac{\partial h}{\partial x} = 0, \quad t \geq 0. \quad (5.35)$$

β. Στη θέση $x = \pm \frac{L}{2}$ έχουμε

$$(5.36) \quad h = d \quad t > 0.$$

Για να λύσουμε το παραπάνω πρόβλημα της μη μόνιμης στάθμης, που περιγράφεται από τη διαφορική εξίσωση (5.33) και από τις συνθήκες (5.34), (5.35) και (5.36), προχωρούμε καταρχή σε μια άδιαστα-τοποίηση, που διευκολύνει τους υπολογισμούς και επιτρέπει την εξαγω-γή γενικών συμπερασμάτων.

Θέτουμε λοιπόν νέες άδιαστατες μεταβλητές

$$H = \frac{h_0}{h}, \quad \zeta = \frac{2x}{L}, \quad \tau = \frac{4KD}{n^2 L^2} \cdot t = \frac{4at}{L^2}, \quad (a = \frac{n^e}{KD}).$$

Με βάση τις μεταβλητές αυτές η εξίσωση (5.33) γίνεται

$$(5.33) \quad \frac{\partial H}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 H}{\partial \zeta^2}.$$

Η άρχικη συνθήκη γίνεται

$$(5.34) \quad H = 1 \quad -1 < \zeta < 1$$

και οι όριακές συνθήκες (5.35) και (5.36) γίνονται

$$(5.35) \quad \alpha. \quad \frac{\partial H}{\partial \zeta} = 0, \quad \zeta = 0, \quad \tau \geq 0$$

$$(5.36) \quad \beta. \quad H = \frac{h_0}{d} = d_h, \quad \zeta = \pm 1 \quad \tau > 0$$

Για να διευκολύνουμε στη λύση του προβλήματος εισάγουμε νέα εξαρτημένη μεταβλητή

$$y = H - d_h.$$

όποτε οι παραπάνω σχέσεις γίνονται

$$(5.33) \quad \frac{\partial y}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 y}{\partial \zeta^2}$$

— Άρχικη συνθήκη

$$(5.34) \quad y = 1 - d_h \quad -1 < \zeta < 1$$

— Όριakές συνθήκες

α. $\frac{\partial y}{\partial \xi} = 0, \quad \xi = 0, \quad \tau \geq 0$ (5.35)

β. $y = 0, \quad \xi = \pm 1, \quad \tau > 0$ (5.36)

β. Επίλυση του προβλήματος με τη μέθοδο του χωρισμού των μεταβλητών
 Για να λύσουμε την παραπάνω εξίσωση με τη μέθοδο του χωρισμού των μεταβλητών, θεωρούμε ότι η συνάρτηση $y(\xi, \tau)$ είναι γινόμενο δύο συναρτήσεων $X(\xi)$ και $T(\tau)$:

(5.37) $y(\xi, \tau) = X(\xi) \cdot T(\tau).$

Παραγωγίζουμε την παραπάνω σχέση ως προς τ και ξ και παίρ-

νουμε :

(5.38) $\frac{\partial y}{\partial \tau} = X \cdot T',$

(5.39) $\frac{\partial^2 y}{\partial \xi^2} = X'' \cdot T.$

Αντικαθιστούμε τις δύο σχέσεις (5.38) και (5.39) στην εξίσωση (5.33) και παίρνουμε :

$X T' = X'' T$

ή

$\frac{T'(\tau)}{T(\tau)} = \frac{X''(\xi)}{X(\xi)}$

Στην παραπάνω εξίσωση κάθε μέλος είναι συνάρτηση μόνο μιας ανεξάρτητης μεταβλητής και επομένως για να ισχύει αυτό θα πρέπει η παραπάνω εξίσωση να ισχύει με μία σταθερή ποσότητα $-k^2$, δηλαδή

$\frac{T'}{T} = \frac{X''}{X} = -k^2.$

Από τη σχέση αυτή παίρνουμε

$T' + k^2 T = 0$

$\frac{dT}{T} = -k^2 dt$

ή

$\ln T = -k^2 t$

$$T = \exp[-k^2\tau]$$

(5.40)

Επίσης παίρνουμε τη δεύτερη σχέση

$$X'' + k^2X = 0.$$

Η λύση της παραπάνω διαφορικής εξίσωσης είναι

$$X = e^{ikz}$$

$$X = \exp[ikz] = \cos kz + i \sin kz.$$

(5.41)

Ετσι η σχέση (5.37), δηλαδή η λύση της διαφορικής εξίσωσης

(5.33) γίνεται

$$y = \exp[-k^2\tau] (\cos kz + i \sin kz).$$

(5.42)

Επειδή η διαφορική εξίσωση (5.33) είναι γραμμική, μπορεί να

εφαρμοστεί η αρχή της επαλληλίας, δηλαδή το άθροισμα πολλών λύ-

σεων της μορφής (5.42), πολλαπλασιασμένων με κατάλληλους συντελε-

στες, αποτελεί επίσης λύση της (5.33). Έτσι η γενική λύση της (5.33)

γράφεται ως εξής :

$$y = \sum_{n=1}^{\infty} C_n \sin k_n z \exp[-k_n^2\tau] + \sum_{m=1}^{\infty} D_m \cos k_m z \exp[-k_m^2\tau] \quad (5.43)$$

Ίκανοποίηση των οριακών συνθηκών

Από τη συνθήκη συμμετρίας έχουμε :

$$\left. \frac{\partial y}{\partial z} \right|_{z=0} = 0 = \sum_{n=1}^{\infty} C_n k_n \cos k_n z \exp[-k_n^2\tau] - \sum_{m=1}^{\infty} D_m k_m \sin k_m z \exp[-k_m^2\tau] = 0$$

$$= \sum_{n=1}^{\infty} C_n k_n \cos(k_n \cdot 0) \exp[-k_n^2\tau] = \sum_{n=1}^{\infty} C_n k_n \exp[-k_n^2\tau] = 0. \quad (5.44)$$

Γιά να ικανοποιηθεί η σχέση αυτή, πρέπει να ισχύει $C_n = 0$, γιατί στο διάστημα της μη μόνιμης στρώγλης ο όρος $\exp[-k_n^2\tau]$ δεν ισούται με μηδέν.

Χρησιμοποιούμε τώρα τη συνθήκη (5.36) για να προσδιορίσουμε τη σταθερή k_n έχουμε: Γιά

$$z = \pm l \quad y = 0$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} D_n \cos(k_n \cdot l) = 0 \rightarrow \cos k_n = 0$$

$$k_n = \frac{1}{2}\pi, \frac{3}{2}\pi, \frac{5}{2}\pi, \dots$$

ή

$$k_n = (2n-1) \frac{\pi}{2}.$$

Συνεπώς η γενική λύση του προβλήματος γράφεται ως εξής :

$$y(\xi, \tau) = \sum_{n=1}^{\infty} D_n \cos \left[(2n-1) \frac{\pi}{2} \xi \right] \exp \left[- (2n-1)^2 \frac{\pi^2}{4} \tau \right]. \quad (5.45)$$

Για να θρῶμε τη σταθερή D_n μεταχειρίζομαστε τώρα την άρχική συνθήκη, δηλαδή για

$$\tau = 0, \quad y = 1-d_h, \quad -1 < \xi < 1$$

ή

$$1 - d_h = \sum_{n=1}^{\infty} D_n \cos k_n \xi. \quad (5.46)$$

Πολλαπλασιάζουμε και τα δύο μέλη της εξίσωσης (5.46) επί $\cos k_m \xi$ και ολοκληρώνουμε από -1 έως 1

$$\int_{-1}^1 (1-d_h) \cos(k_m \xi) d\xi = \sum_{n=1}^{\infty} \int_{-1}^1 D_n \cos(k_m \xi) \cos(k_n \xi) d\xi.$$

Επειδή οι συναρτήσεις $\cos(k_n \xi)$ είναι ορθογωνικές ισχύει

$$\int_{-1}^1 \cos(k_m \xi) \cos(k_n \xi) d\xi = \begin{cases} 1 & m = n \\ 0 & m \neq n \end{cases}$$

Ετσι το δεξίρο μέλος της παραπάνω εξίσωσης γίνεται :

$$\sum_{n=1}^{\infty} \int_{-1}^1 D_n \cos(k_m \xi) \cos(k_n \xi) d\xi = D_m.$$

Από το πρώτο μέλος έχουμε

$$\int_{-1}^1 (1-d_h) \cos(k_m \xi) d\xi = (1-d_h) 2 \int_{-1}^1 \cos(k_m \xi) d\xi = (1-d_h) \frac{2 \sin k_m}{k_m} = \frac{k_n}{(-1)^{n+1}} = 2(1-d_h)$$

(αλλάζουμε το δείκτη m σε n).
Τελικά παίρνουμε :

και με την ίδια πορεία υπολογισμού, όπως αναπτύχθηκε πιο πάνω κατα-

$$y = 8y_0 \left(\frac{L}{x}\right) - 3 \left(\frac{L}{x}\right)^2 + 4 \left(\frac{L}{x}\right)^3 - 2 \left(\frac{L}{x}\right)^4$$

επιφάνεια έχει τη μορφή μιας παραβολής τετάρτου βαθμού:

Αργότερα ο *Dumm* [11] θεωρεί ότι για χρονο $t=0$ η φρεατική μεταβάλλεται με το χρονο.

στραγγιστικών υφαινων για την περιπτωση που η φρεατική στάθμη του *Glover* και χρησιμοποιήθηκε για τον υπολογισμό της διατομής των Η εξίσωση αυτή αναφέρεται στη διεύνη θιγαλογραφία σαν εξίσωση

$$m = 4y_0 \exp \left[-\frac{\pi^2 a t}{L^2} \right] \quad \eta \quad L^2 = \frac{\pi^2 a t}{\ln \left(\frac{4y_0}{m \cdot \pi} \right)}$$

$$k_1 = \frac{\pi}{2}, \quad y_0 = h_0 - d$$

οι οι υπολογισμοί είναι πολύ μικροί και έχουμε
Από το άθροισμα αυτό παίρνουμε μόνο τον πρώτο όρο, θεωρώντας

$$h-d = m = (h_0-d) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{k_n} (-1)^{n+1} \exp \left[-k_n^2 \frac{L^2}{4at} \right]$$

Η παραπάνω σχέση για $x=0$ γίνεται:

στροφή, θέτουμε στην εξίσωση (5.47β) $d=0$.

Για την περίπτωση που τα υφαινα εδράζονται πάνω στο άδιαπερατο

$$\frac{h-d}{h_0-d} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{k_n} (-1)^{n+1} \cos \left(k_n \frac{L}{2x} \right) \exp \left(-k_n^2 \frac{L^2}{4at} \right) \quad (5.47\beta)$$

και τελικά η λύση (5.47) γίνεται

$$y = H-d_h = \frac{h_0}{h} - \frac{h_0}{d} = \frac{h_0}{h-d}, \quad 1-d_h = \frac{h_0}{d} = \frac{h_0}{h_0-d}, \quad \xi = \frac{L}{2x}, \quad \tau = \frac{L^2}{4at}$$

Αλλά έχουμε

$$\text{όπου} \quad k_n = (2n-1) \frac{\pi}{2}$$

$$y(\xi, \tau) = (1-d_h) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{k_n} (-1)^{n+1} \cos(k_n \xi) \cdot \exp[-k_n^2 \tau] \quad (5.47\alpha)$$

και η γενική λύση (5.45) γίνεται

$$D_n = 2(1-d_h) \frac{k_n}{(-1)^{n+1}}$$

$$y = \frac{192y_0}{\pi^5} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\pi^5 (2m+1)^2 \pi^2 - 8}{(2m+1)^5} \cdot e^{-(2m+1)^2 \pi a^2 t L^2} \sin(2m+1) \pi \frac{L}{x} \quad (5.48a)$$

Για $x = \frac{L}{2}$ παίρνουμε πάλι με τον ίδιο τρόπο την εξίσωση

$$L^2 = \left(\frac{\pi^2 K D t}{n_e} \right) / \ln \left(\frac{3.65 y_0}{m \pi} \right), \quad (5.48\beta)$$

που είναι γωστή σαν εξίσωση των *Glover-Dumm*. Η μόνη διαφορά από την εξίσωση (5.48) είναι ο συντελεστής του y_0 που στην εξ (5.48) είναι 4 και στην (5.48β) είναι 3,65.
 Ο *Terzidis* [21] το 1968 χρησιμοποίησε την άρχική εξίσωση του *Boussinesq* και εκτέλεσε το μετασχηματισμό :

$$\omega = 1 - e^{-(y/D)}$$

και με μερική γραμμικοποίηση της εξίσωσης του *Boussinesq* καταλήγει στον τύπο της ισόχρονης

$$L^2 = \left(\frac{\pi^2 K D T}{n_e} \right) / \ln \left(\frac{\pi \{ 1 - e^{-(m/D)} \}}{4 \{ 2 - e^{-(y_0/D)} \}} \right) \quad (5.49)$$

Στα σχήματα 45, και 46 δίνεται η γραφική παράσταση της εξίσωσης (5.48), ενώ στο σχ. 47 δίνεται η γραφική παράσταση της εξίσωσης (5.49). Ο *Moody* (1966) θεωρεί ότι θα πρέπει να γίνεται ένας συνδυασμός των παραπάνω σχέσεων με τις εξισώσεις του *ισοδύναμου θάβους* { (5.13), (5.14), (5.15) }, έτσι ώστε να παίρνονται ύψη και η σύγκλιση των γραμμών προς στα κοινά στα υψή. Θα πρέπει να τονιστεί ιδιαίτερα ότι όλες οι παραπάνω ισχύουν και για την περίπτωση που έχουμε άνοικτες τάφους.

c. *Επίλυση του προβλήματος με το μετασχηματισμό του Laplace*

Εφαρμόζουμε στην εξίσωση (5.33) το μετασχηματισμό του *Laplace*

$$L \left\{ \frac{\partial y}{\partial t} \right\} = L \left\{ \frac{\partial^2 y}{\partial z^2} \right\} \quad \eta \quad s \bar{y} - y(x, 0) = y'' \bar{y} - s \bar{y} + (1-d_h) \bar{y} = 0.$$

Η λύση της εξίσωσης αυτής είναι :

$$y = C_1 e^{\sqrt{s}} + C_2 e^{-\sqrt{s}} + \frac{s}{(1-d_h)}$$

Εφαρμόζουμε το μετασχηματισμό του Laplace στις όριακές συνθήκες (5.35) και (5.36)

$$L \left(\frac{\partial \bar{y}}{\partial \xi} \right) = \bar{y}' = 0$$

$$L(\bar{y}) = \bar{y} = 0.$$

Από την πρώτη συνθήκη παίρνουμε :

$$\bar{y}' \Big|_{\xi=0} = \sqrt{s} [C_1 e^{\xi \sqrt{s}} - C_2 e^{-\xi \sqrt{s}}] = \sqrt{s} [C_1 - C_2] = 0.$$

$$C_1 = C_2.$$

Από τη δεύτερη συνθήκη παίρνουμε

$$\bar{y} \Big|_{\xi=1} = C_1 e^{\sqrt{s}} + C_2 e^{-\sqrt{s}} + \frac{s}{1-d_h} = 0$$

ή

$$C_1 \left[e^{\sqrt{s}} + e^{-\sqrt{s}} \right] = -\frac{s}{(1-d_h)}$$

$$C_1 = -\frac{s}{(1-d_h)} \cdot \frac{2 \cos h(\sqrt{s})}{1}$$

Επομένως η παραπάνω λύση γίνεται :

$$\bar{y} = -\frac{s}{(1-d_h)} \left(\frac{\cos h(\xi \sqrt{s})}{\cos h(\sqrt{s})} \right) \cdot \frac{s}{1-d_h} \cdot \frac{\cos h(\sqrt{s})}{s}$$

Εφαρμόζουμε τώρα τον αντίστροφο μετασχηματισμό του Laplace στην παραπάνω σχέση και παίρνουμε :

$$L^{-1} \left[\bar{y} \right] = -L^{-1} \left[\frac{s}{(1-d_h)} \left(\frac{\cos h(\xi \sqrt{s})}{\cos h(\sqrt{s})} \right) \right]$$

ή

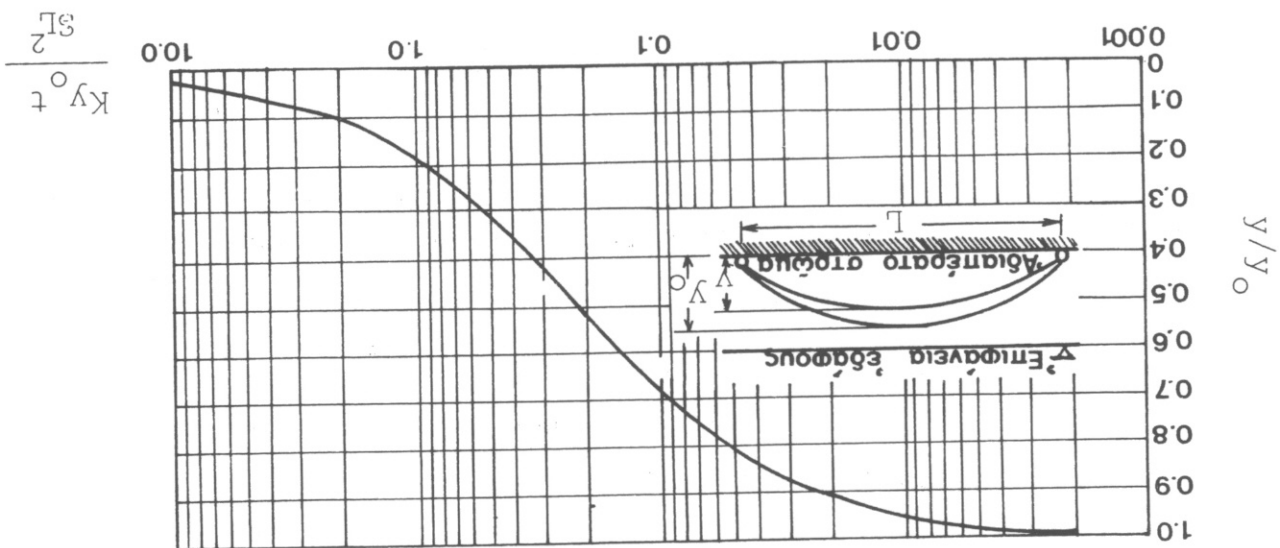
$$y = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{k_n}{2} (1-d_h)^{n+1} \cos(k_n \xi) \exp[-k_n^2 \tau]$$

ή ακόμη

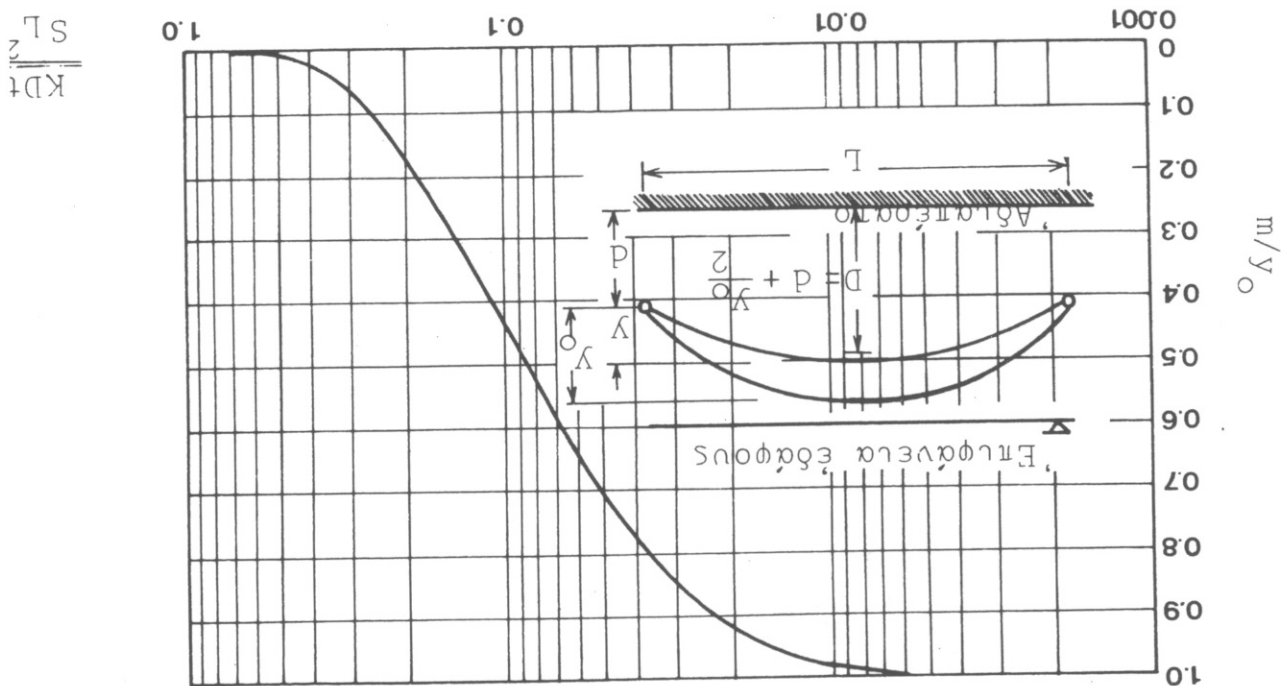
$$\frac{h-d}{h_0-d} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{k_n}{2} (1-d_h)^{n+1} \cos k_n \left(\frac{L}{2x} \right) \exp \left[-k_n^2 \frac{L^2 a}{4} \right]$$

Η λύση αυτή είναι ίδια με την εξίσωση (5.47β).

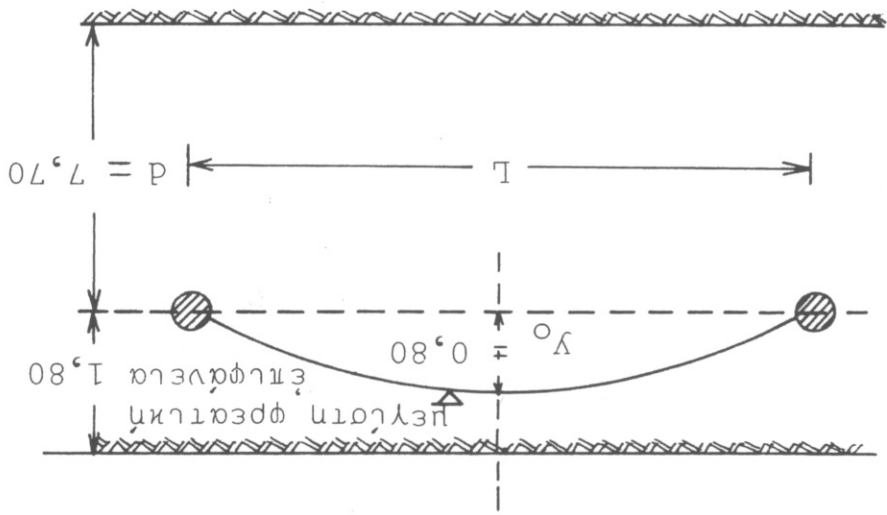
Σχ. 46. Γραφική παράσταση της συναρτήσεως (5.48) για την περίπτωση που τα υγρά είναι εδραζόμενα στο αδιαπέρατο στρώμα ($S=n_e$).



Σχ. 45. Γραφική παράσταση της εξίσωσης (5.48) ($S=n_e$).



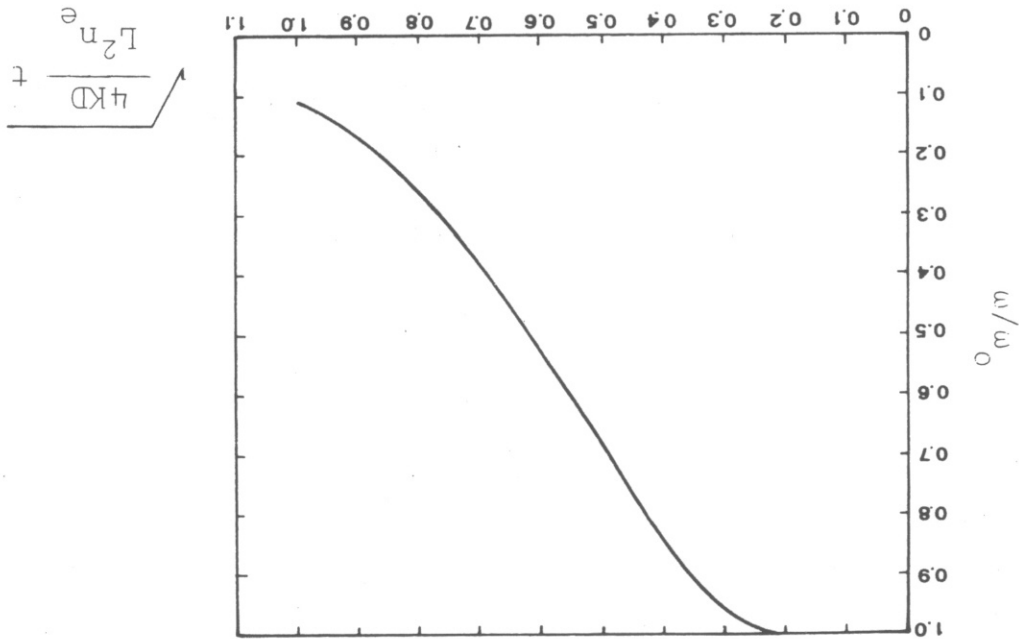
Σχ. 48. Σχηματική διάταξη του προβλήματος.



Δίνεται μια άρδευόμενη έκταση, που στραγγίζεται με παράλληλα υφάνια με άκτινα $r_0 = 0,1 \text{ m}$, τοποθετημένα σε απόσταση $1,80$ κάτω από την επιφάνεια του εδάφους. Το μέγιστο επιτρεπόμενο ύψος της

5.3.3. Αριθμητική εφαρμογή - Συμπεράσματα

Σχ. 47. Γραφική παράσταση της εξίσωσης (5.49).



φρεατικής επιφάνειας είναι l m κάτω από την επιφάνεια του εδάφους. Το νερό εφαρμόζεται κάθε 10 μέρες και προκαλεί μια απότομη αύξηση της φρεατικής επιφάνειας κατά $\Delta y = 0,5$ m. Εάν η υδραυλική αγωγιμότητα είναι $K = 1$ m/ημέρα να θρεθεί ή ισορροπία των ντράινων για να μη φεράσουμε το μέγιστο επιτρεπόμενο ύψος της φρεατικής επιφάνειας. Δίνεται $n_e = 0,05$

Λύση :

Επειδή θέλουμε να μην ξεπεράσουμε το μέγιστο επιτρεπόμενο ύψος της φρεατικής επιφάνειας, θα πρέπει στο χρονικό διάστημα των 10 ημερών η φρεατική στάθμη να πέσει 1,50 m κάτω από την επιφάνεια του εδάφους, έτσι ώστε με την απότομη άνοδο των $\Delta y = 0,5$ m που θα συμβεί μόλις εφαρμοστεί το νερό, να φθάσουμε στο επιθυμητό μέγιστο επιτρεπόμενο ύψος. Έτσι το μέγιστο ύψος της φρεατικής στάθμης σε χρόνο $t = 10$ μέρες θα είναι

$$m = 1,80 - 1,50 = 0,30 \text{ m}$$

1) Εξίσωση του Glover.

$$L^2 = \left(\frac{\pi^2 K \cdot D \cdot t}{n_e} \right) / \ln \left(\frac{4y_0}{m\pi} \right)$$

Έχουμε

$$K = 1 \text{ m/ημέρα}$$

$$D = d + (y_0/2) = 7,70 + 0,40 = 8,10 \text{ m}$$

$$n_e = 0,05$$

$$t = 10 \text{ ημέρες}$$

$$y_0 = 0,80 \text{ m}$$

$$m = 0,30 \text{ m}$$

$$r = 0,10 \text{ m}$$

$$L^2 = \left(\frac{\pi^2 \times 1 \times 8,10 \times 10}{0,05} \right) / \ln \left(\frac{4 \times 0,80}{0,30 \times \pi} \right) = 13.080 \text{ m}^2$$

$$L = 114,36 \text{ m}$$

α' κύκλος

$$\frac{L}{d} = \frac{114,36}{7,70} = 0,067 > 0,3, \text{ εφαρμόζεται η εξίσωση (5.13)}$$

δ' κύκλος

$$\frac{L}{d} = \frac{91}{7,70} = 0,0846$$

$$\frac{\hat{d}}{d} = \{1 + 0,0846 \times 7,66\}^{-1} = 0,606 \quad \hat{d} = 4,67 \quad D = 5,07$$

$$L^2 = 8190 \Rightarrow L = 90,50 \text{ m}$$

γ' κύκλος

$$\frac{L}{d} = \frac{94,15}{7,70} = 0,082$$

$$\frac{\hat{d}}{d} = \{1 + 0,082 \times 7,66\}^{-1} = 0,615$$

$$\hat{d} = 0,615 \times d = 4,73 \quad D = 4,73 + 0,40 = 5,13 \text{ m}$$
$$L^2 = \left(\frac{\pi^2 \times 1 \times 5,13 \times 10}{0,05} \right) / \ln \left(\frac{4 \times 0,80}{0,30 \times \pi} \right) = 8284 \text{ m}^2$$

$$L = 91,00 \text{ m}$$

και

$$L^2 = \left(\frac{\pi^2 \times 1 \times 5,49 \times 10}{0,05} \right) / \ln \left(\frac{4 \times 0,80}{0,30 \times \pi} \right) = 8.865 \text{ m}^2$$

$$L = 94,15 \text{ m}$$

$$D = \hat{d} + \frac{d}{2} = 5,09 + 0,40 = 5,49$$

β' κύκλος

Με το νέο ισόβιο βάθος επισκευής

$$\frac{\hat{d}}{d} = \left\{ 1 + 0,067 \left(\frac{\pi}{8} \ln \left(\frac{\pi}{7,70} \right) - 3,4 \right) \right\}^{-1} = 0,66$$
$$\hat{d} = 0,66 \times d = 5,09 \text{ m}$$

2) Επίσωση των Glover-Dumm

$$L^2 = \left(\frac{\pi^2 K \cdot D \cdot 1}{n_e} \right) / \ln \left(\frac{m \cdot \pi}{3,65 y_0} \right)$$

α' κύκλος

$$L^2 = \left(\frac{\pi^2 \times 1 \times 8,10 \times 10}{0,05} \right) / \ln \left(\frac{3,65 \times 0,80}{0,30 \times \pi} \right) = 14139 \text{ m}^2$$

$$L = 118,90 \text{ m}$$

$$\frac{L}{d} = \frac{118,90}{7,70} = 0,0647$$

$$\frac{\hat{d}}{d} = \{1 + 0,0647 \times 7,66\}^{-1} = 0,668 \quad \hat{d} = 5,14 \quad D = 5,54$$

β' κύκλος

$$L^2 = \left(\frac{\pi^2 \times 1 \times 5,54 \times 10}{0,05} \right) / 1,13 = 9670 \text{ m}^2$$

$$L = 98,34 \text{ m}$$

$$\frac{L}{d} = \frac{98,34}{7,70} = 0,0783$$

$$\frac{\hat{d}}{d} = \{1 + 0,0783 \times 7,66\}^{-1} = 0,625 \quad \hat{d} = 4,81 \quad D = 5,21$$

γ' κύκλος

$$L^2 = \left(\frac{\pi^2 \times 1 \times 5,21 \times 10}{0,05} \right) / 1,13 = 9099 \text{ m}^2$$

$$L = 95,39 \text{ m}$$

$$\frac{L}{d} = \frac{95,39}{7,70} = 0,0807$$

$$\frac{\hat{d}}{d} = \{1 + 0,0807 \times 7,66\}^{-1} = 0,617 \quad \hat{d} = 4,75 \quad D = 5,16 \text{ m}$$

δ' κύκλος

$$L^2 = \left(\frac{\pi^2 \times 1 \times 5,16 \times 10}{0,05} \right) / 1,13 = 9003 \text{ m}^2$$

$$L = 94,88 \approx 95 \text{ m}$$

3) Επίσωση του Τερζίου

Έχουμε

$$\omega = 1 - e^{-0.30} = 1 - e^{-0.0377}$$

$$\omega_0 = 1 - e^{-0.80} = 1 - e^{-0.1038} \quad \omega/\omega_0 = 0.363$$

Από το νομοπέσμα του σχήματος 47 παίρνουμε

$$\sqrt{4K \cdot D \cdot t} = a = 0.705 \Rightarrow L^2 = \frac{4K \cdot D \cdot t}{a^2 n^e} = \frac{4 \times 1 \times 10}{0.05} \frac{a^2}{D} = 800 \frac{a^2}{D}$$

$$L = \frac{28.28}{a} \sqrt{D} = \frac{28.28}{0.705} \sqrt{8.10} = 114.18 \text{ m}$$

$$\frac{d}{L} = \frac{7.70}{114.18} = 0.0674$$

$$\frac{\hat{d}}{d} = \{1 + 0.0783 \times 7.66\}^{-1} = 0.659 \quad \hat{d} = 5.08 \text{ m} \quad D = 5.48 \text{ m}$$

β' κύκλος

$$\omega = 1 - e^{-0.30/5.48} = -0.0562$$

$$\omega_0 = 1 - e^{-0.80/5.48} = -0.1572 \quad \omega/\omega_0 = 0.358$$

Από το νομοπέσμα παίρνουμε $a = 0.71$

$$L = \frac{28.28}{0.71} \sqrt{5.48} = 93.24 \text{ m}$$

$$\frac{d}{L} = \frac{7.70}{93.24} = 0.0826$$

$$\frac{\hat{d}}{d} = \{1 + 0.0826 \times 7.66\}^{-1} = 0.612 \quad \hat{d} = 4.71 \quad D = 5.11$$

γ' κύκλος

$$\omega = 1 - e^{-0.30/5.11} = -0.060$$

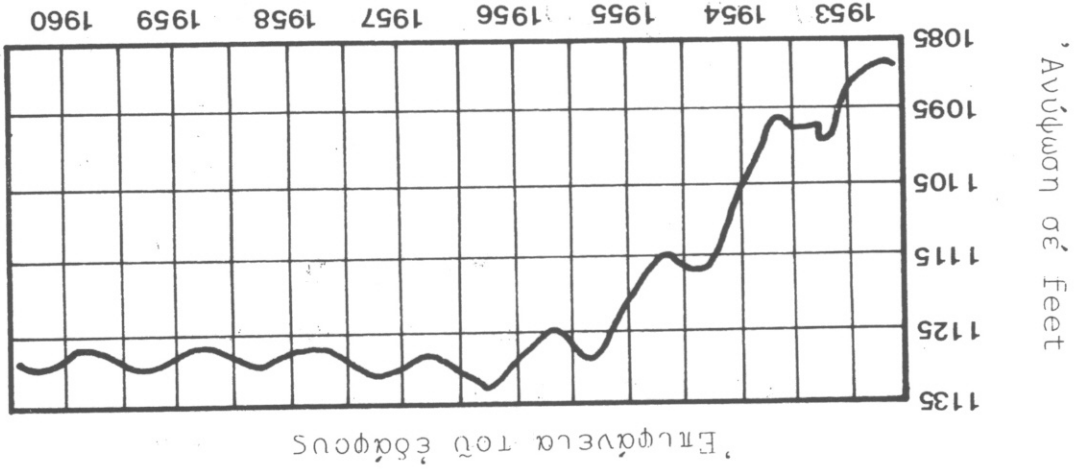
$$\omega_0 = 1 - e^{-0.80/5.11} = -0.169 \quad \omega/\omega_0 = 0.356 \quad a \approx 0.71$$

$$L = \frac{28.28}{0.71} \sqrt{5.11} = 90.03$$

Από τα παραπάνω διαπιστώνουμε ότι οι τρείς παραπάνω μέθοδοι είναι ισοδύναμες μεταξύ τους από πρακτικής πλευράς και για προβλεπόμενα τα της πράξης είναι δυνατό να εφαρμόζουμε οποιαδήποτε από τις τρείς, σε συνδυασμό με τις εξισώσεις του ισοδύναμου βάθους.

Η εξίσωση του Glover-Dunn παρουσιάζει μια διαφορά της τάξεως του 5% σε σχέση με τις άλλες δύο, που οφείλεται βεβαίως στη διαφορετική μορφή της φεατικής επιφάνειας που δέχεται ο Dunn σε χρόνο $t=0$, δηλαδή μια παραβολή τεταρτου βαθμού, αντί για γο σταθερό, όπως δέχονται οι Glover και Terzidis.

Θα προσπαθήσουμε τώρα να δώσουμε μια εξήγηση του σκοπού των νταίνων στη διατήρηση του βάθους υπόγειου ισογύγιου και σε ότι καλό μας δυναμική ισοπτία. (Dunn 1968 [12]). Εάν σε μια άρδευόμενη επιφάνεια ή ποσοτήτα του νερού που εισέρχεται στο έδαφος (είσοδη με οποιοδήποτε τρόπο (τεχνητό ή φυσικό) είναι μεγαλύτερη από την ποσότητα νερού που απορροφεί (άποδη), τότε η φεατική στάθμη ανερχεται προοδευτικά από έτος σε έτος (σχ. 49). Όταν η είσοδη γίνει ίση με την άποδη, τότε οι διακυμάνσεις της φεατικής στάθμης αποκτούν μια μέση σταθερή τιμή από έτος σε έτος και αυτή η συνθήκη ονομάζεται δυναμική ισοπτία.

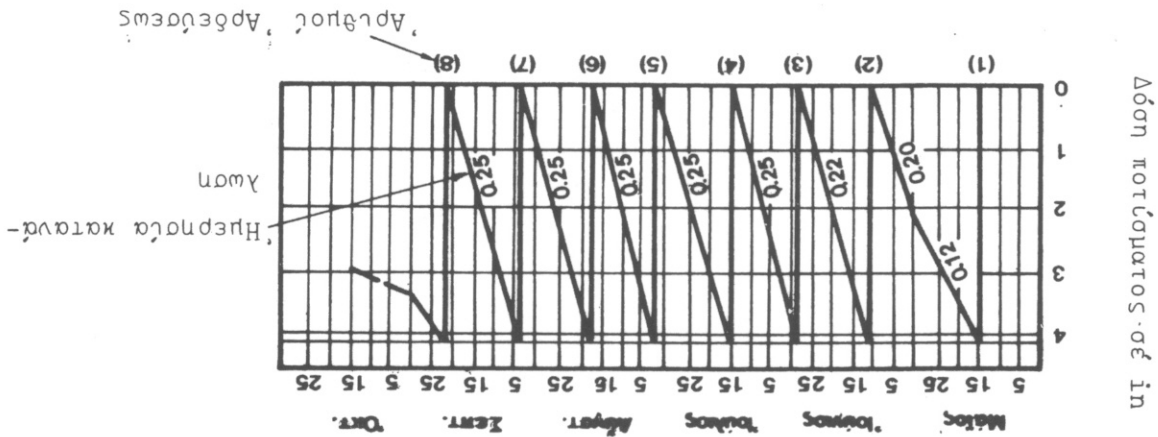


Σχ. 49. Υδρογράφημα που δείχνει την δυναμική ισοπτία με την παρέμβαση ενός δικτύου νταίνων (Dunn 1968)

Φυσικά αυτή η συνθήκη της δυναμικής ισοπτίας πετυχαίνεται σε μια περιοχή με την κατάλληλη διάταξη ενός στραγγιστικού δικτύου.

Ετσι σε κάθε πόρτισμα ή δόση ποτισματος σε *m*, που αντιστοιχεί και σε ανψωση της στάθμης και ή μεταξυ δύο ποτισμάτων ήμρησια καταλάωση, αν φυσικά δεχθούμε ότι ή κατανάλωση ακολούθει γραμμικό νόμο. Μ' αυτό λοιπόν τον τρόπο έχουμε περχει ή λεγόμενη δυναμική ίσορροπία που επιρπεται και την κανονική ανάπτυση των καλαιεργειών.

Σχ. 50. Διακύμωση της ύπόγειας στάθμης μεταξύ των ποτισμάτων.



Μελετούμε λοιπόν ένα τέτοιο σύστημα υφαιών που να μπορεί να αποχρεώσει αυτή την ποσότητα ή να κατεβάσει την φρεατική στάθμη σε ένα επιθυμητό ύψος, έτσι ώστε με την επανάληψη του ποτισματος ή νέα ανψωση να παραμένει μέσα σε επιθυμητά όρια. Έτσι στο σχ. 50 φαίνε-

$$\Delta h = (R_i/n_e) = 0.5 \text{ m}$$

ανψωση της φρεατικής στάθμης κατά $n_e = 0.05$ ή ποσότητα αυτή προκαλεί μια ζαφνική δεξ του εδάφους είναι $n_e = 0.05$ ή ποσότητα αυτή προκαλεί μια ζαφνική ζαφνική είσοη νερού $R_i = 0.025 \text{ m}$ και εάν το αποτέλεσμα πορώ-κάθε 10 ήμρες σε ποσότητα 25 mm. Στην περίπτωση αυτή έχουμε μια Για παράδειγμα αναφέρουμε μια περιοχή όπου το νερό εφαρμόζεται δύο άρδύσεως και τα προγράμματα άρδύσεως. καθώς έπίσης και τις ποσότητες νερού που εφαρμόζονται σε κάθε περίο-θεωρούμε όλα τα είδη των καλαιεργειών που έχει ή άρδύμενη έκταση. Έτσι όταν πρόκειται να μελετήσουμε τη σπάγγιση μιας περιοχής,