

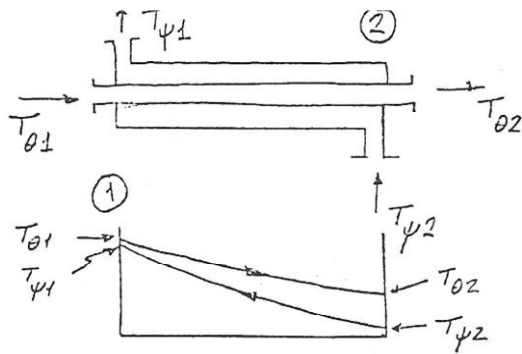
Παράδειγμα 4δ

Ελαφρύ λιπαντικό έλαιο ($c_p=2090 \text{ J/kg}^\circ\text{K}$) ψύχεται με νερό ($c_p=4271 \text{ J/kg}^\circ\text{K}$) σε εναλλάκτη τύπου διπλού σωλήνα. Το έλαιο έχει θερμοκρασία εισόδου 395°K και ρέει με παροχή 5.0 kg/s . Νερό είναι διαθέσιμο σε θερμοκρασία 280°K και με μέγιστη παροχή 2.0 kg/s . Εχουμε $U_0=1136 \text{ Watt m}^{-2}\text{K}^{-1}$.

- (α) Υπολογίστε την απαιτούμενη επιφάνεια για αντιρροή.
- (β) Υπολογίστε το ελάχιστο ποσό νερού που μπορεί να χρησιμοποιηθεί
- (γ) Ποιό είναι το ελάχιστο ποσό νερού που θα ήταν απαραίτητο για αυτή τη ψύξη, αν ο εναλλάκτης λειτουργούσε κατ' ομορροή;
- (δ) Αν η επιφάνεια του εναλλάκτη είναι 5 m^2 και λειτουργεί κατ' αντιρροή με παροχή νερού 2.0 kg/s , ποιά θα είναι η θερμοκρασία εξόδου του ελαίου (θερμοκρασία εισόδου= 395°K);

Λύση

(α) Έχουμε:



$$T_{\theta 1} = 395 \text{ } ^\circ\text{K}$$

$$T_{\theta 2} = 305 \text{ } ^\circ\text{K}$$

$$T_{\psi 1} = ;$$

$$T_{\psi 2} = 280 \text{ } ^\circ\text{K}$$

$$\dot{m}_{\theta} = 5.0 \text{ kg/s} \quad , \quad \dot{m}_{\psi} = 2.0 \text{ kg/s}$$

$$c_{p\theta} = 2090 \text{ J/kg}^\circ\text{K} \quad , \quad c_{p\psi} = 4271 \text{ J/kg}^\circ\text{K}$$

$$U_0 = 1136 \text{ W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{K} \quad , \quad A_0 = ;$$

Υπολογισμός του $T_{\psi 1}$

Από ισοζύγιο ενέργειας έχουμε (αμελώντας απώλειες στο περιβάλλον)

$$Q = \dot{m}_{\theta} c_{p\theta} (T_{\theta 1} - T_{\theta 2}) = \dot{m}_{\psi} c_{p\psi} (T_{\psi 1} - T_{\psi 2}) \quad (1)$$

$$\Rightarrow T_{\psi 1} = T_{\psi 2} + \frac{\dot{m}_{\theta} c_{p\theta}}{\dot{m}_{\psi} c_{p\psi}} (T_{\theta 1} - T_{\theta 2})$$

$$= 280 + \frac{5.0 \times 2090}{2.0 \times 4271} (395 - 305) = 390.1 \text{ } ^\circ\text{K} \quad (2)$$

Επίσης,

$$Q = \dot{m}_{\theta} c_{p\theta} (T_{\theta 1} - T_{\theta 2}) = 5.0 \times 2090 (395 - 305)$$

$$= 940500 \text{ W} = 940.5 \text{ kW} \quad (3)$$

Υπολογισμός του A_0 (εξωτερική επιφάνεια του εσωτερικού σωλήνα)

Έχουμε

$$Q = U_0 A_0 (\Delta T)_{\ell m} \quad (4)$$

με
$$(\Delta T)_{\ell m} = \frac{(T_{\theta 2} - T_{\psi 2}) - (T_{\theta 1} - T_{\psi 1})}{\ln \frac{(T_{\theta 2} - T_{\psi 2})}{(T_{\theta 1} - T_{\psi 1})}} \quad (5)$$

$$(5) \rightarrow (\Delta T)_{\ell m} = \frac{(305 - 280) - (395 - 390.1)}{\ln \frac{(305 - 280)}{(395 - 390.1)}} = 12.33 \text{ } ^\circ K \quad (6)$$

$$(4) \rightarrow A_0 = \frac{Q}{U_0 (\Delta T)_{\ell m}} = \frac{940500}{1136 \times 12.33} = 67.15 \text{ } m^2 \quad (7)$$

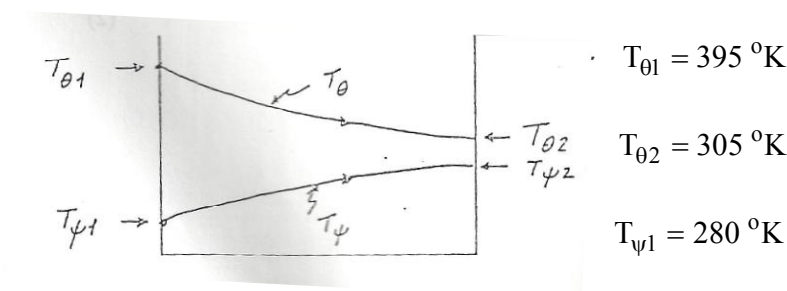
(β) Από την (1) έχουμε

$$\dot{m}_{\psi} = \dot{m}_{\theta} \frac{c_{p\theta} (T_{\theta 1} - T_{\theta 2})}{c_{p\psi} (T_{\psi 1} - T_{\psi 2})} \quad (8)$$

Για $c_{p\theta}$, $c_{p\psi}$, $T_{\theta 1}$, $T_{\theta 2}$ και $T_{\psi 2} = \text{σταθ.}$, το \dot{m}_{ψ} γίνεται ελάχιστο για $T_{\psi 1} = T_{\psi 1, \max}$. Αλλά, $T_{\psi 1, \max} = T_{\theta 1} = 395^\circ K$ (πράγμα που συμβαίνει αν $A_0 \rightarrow \infty$). Έτσι,

$$\dot{m}_{\psi, \min}^{(\alpha \nu \tau)} = \dot{m}_{\theta} \frac{c_{p\theta} (T_{\theta 1} - T_{\theta 2})}{c_{p\psi} (T_{\theta 1} - T_{\psi 2})} = 5.0 \frac{2090(395 - 305)}{4271(395 - 280)} = 1.915 \text{ } Kg/s \quad (9)$$

(γ) Αν ο εναλλάκτης λειτουργούσε κατ' ομορροή θα είχαμε την ακόλουθη εικόνα:



$$\dot{m}_\theta = 5.0 \text{ kg/s}$$

Υπ' αυτές τις συνθήκες:

$$Q = \dot{m}_\theta c_{p\theta} (T_{\theta 1} - T_{\theta 2}) = \dot{m}_\psi c_{p\psi} (T_{\psi 2} - T_{\psi 1}) \quad (10)$$

$$\Rightarrow \dot{m}_\psi = \dot{m}_\theta \frac{c_{p\theta} (T_{\theta 1} - T_{\theta 2})}{c_{p\psi} (T_{\psi 2} - T_{\psi 1})} \quad (11)$$

$$\text{και } \dot{m}_\psi = \dot{m}_{\psi, \min} \quad \text{για } T_{\psi 2} = T_{\psi 2, \max} = T_{\theta 2} \quad (12)$$

$$\Rightarrow \dot{m}_{\psi, \min}^{(\text{ομ})} = \dot{m}_\theta \frac{c_{p\theta} (T_{\theta 1} - T_{\theta 2})}{c_{p\psi} (T_{\theta 2} - T_{\psi 1})} = 5.0 \frac{2090(395 - 305)}{4271(305 - 280)} = 8.808 \text{ Kg/s} \quad (13)$$

(δ) Στην περίπτωση αυτή πρέπει να προσδιορίσουμε τις θερμοκρασίες εξόδου, $T_{\theta 2}$ και $T_{\psi 1}$, ταυτόχρονα. Από την (1) έχουμε:

$$\frac{\dot{m}_\theta c_{p\theta}}{\dot{m}_\psi c_{p\psi}} (T_{\theta 1} - T_{\theta 2}) = T_{\psi 1} - T_{\psi 2}$$

$$\text{ή } T_{\psi 1} + \frac{\dot{m}_\theta c_{p\theta}}{\dot{m}_\psi c_{p\psi}} T_{\theta 2} = T_{\psi 2} + \frac{\dot{m}_\theta c_{p\theta}}{\dot{m}_\psi c_{p\psi}} T_{\theta 1} \quad (14)$$

Από τις (1), (3) και (4) έχουμε

$$\frac{(T_{\theta 2} - T_{\psi 2}) - (T_{\theta 1} - T_{\psi 1})}{\ln \frac{(T_{\theta 2} - T_{\psi 2})}{(T_{\theta 1} - T_{\psi 1})}} = \frac{\dot{m}_\theta c_{p\theta}}{U_0 A_0} (T_{\theta 1} - T_{\theta 2}) \quad (15)$$

Χρησιμοποιώντας τις αριθμητικές τιμές των παραμέτρων $\dot{m}_\theta = 5.0 \text{ kg/s}$, $\dot{m}_\psi = 2.0 \text{ kg/s}$, $c_{p\theta} = 2090 \text{ J/kg}^\circ\text{K}$, $c_{p\psi} = 4271 \text{ J/kg}^\circ\text{K}$, $T_{\psi 2} = 280^\circ\text{K}$, $T_{\theta 1} = 395^\circ\text{K}$, $U_0 = 1136 \text{ W/m}^2\text{K}$, και $A_0 = 5.0 \text{ m}^2$, οι (14) και (15) δίνουν:

$$T_{\psi 1} + 1.2234 T_{\theta 2} = 763.23 \quad , \quad (^\circ\text{K}) \quad (16)$$

$$\frac{(T_{\theta 2} - 280) - (395 - T_{\psi 1})}{\ln \frac{(T_{\theta 2} - 280)}{(395 - T_{\psi 1})}} = 1.8398 (395 - T_{\theta 2}), \quad (^{\circ}\text{K}) \quad (17)$$

Το σύστημα αυτό λύνεται εύκολα με δοκιμή-και-σφάλμα:

$T_{\theta 2} (^{\circ}\text{K})$	$\xrightarrow{(16)}$	$T_{\psi 1} (^{\circ}\text{K})$		Αριστ. Σκέλος (17)		Δεξιό Σκέλος (17)
350	\rightarrow	335.04	\Rightarrow	64.85	$<$	82.79
355	\rightarrow	328.92	\Rightarrow	70.45	$<$	73.59
356	\rightarrow	327.70	\Rightarrow	71.56	$<$	71.75
356.1	\rightarrow	327.58	\Rightarrow	71.67	\approx	71.56

$$T_{\theta 2} \approx 356.1 \text{ } ^{\circ}\text{K} \quad , \quad T_{\psi 1} \approx 327.6 \text{ } ^{\circ}\text{K} \quad (18)$$

Παράδειγμα 4ε

Θέλουμε να θερμάνουμε ένα ρεύμα ψυχρού βενζολίου, που έχει μαζική παροχή $\dot{m}_{\psi} = 4455 \frac{\text{kg}}{\text{hr}}$ ($= 1.238 \text{ kg/s}$) από 27°C σε 50°C . Προς τούτο θα χρησιμοποιήσουμε ένα ρεύμα θερμού τολουολίου αρχικής θερμοκρασίας 72°C , ψύχοντάς το σε 38°C . Οι πυκνότητες του βενζολίου και τολουολίου σε 20°C είναι $\rho_{\psi}=880 \text{ kg/m}^3$ και $\rho_{\theta}=870 \text{ kg/m}^3$, αντίστοιχα. Οι άλλες ιδιότητες των ρευστών αυτών μπορούν να βρεθούν σε πίνακες. Θα πρέπει να λάβουμε υπόψη μας ένα συντελεστή ρυπάνσεως $0.0002 \text{ m}^2\text{K/W}$ για κάθε ρεύμα. Η επιτρεπτή πτώση πίεσης σε κάθε ρεύμα είναι 0.75 atm ($=73.55 \text{ kPa}$). Διαθέτουμε αρκετές «φουρκέτες» μήκους 6.3 m και με ονομαστικές διαμέτρου $D_2=2 \text{ in}$ (πραγματική τιμή $2.067 \text{ in} = 52.5 \text{ mm}$), $D_1 = 1\frac{1}{4} \text{ in}$ (δηλ. $1.66 \text{ in}=42.2 \text{ mm}$), ενώ $D_0=1.38 \text{ in} = 35.05 \text{ mm}$. Πόσες φουρκέτες χρειαζόμαστε; (Προφανώς, χρειαζόμαστε αντιρροή.)

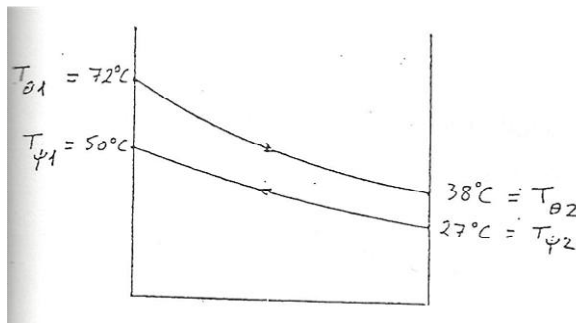
Λύση

(1) Ισοζύγιο Ενέργειας

Αγνοώντας απώλειες και υποθέτοντας σταθερές ιδιότητες έχουμε

$$Q = \dot{m}_\theta c_{p\theta} (T_{\theta 1} - T_{\theta 2}) = \dot{m}_\psi c_{p\psi} (T_{\psi 1} - T_{\psi 2})$$

Τώρα:



$$T_{\theta, \text{μεση}} = \frac{1}{2}(72 + 38) = 55^\circ \text{C}$$

$$T_{\psi, \text{μεση}} = \frac{1}{2}(50 + 27) = 38.5^\circ \text{C}$$

Από πίνακες:

$$c_{p\theta} = c_{p\theta} \Big|_{55^\circ \text{C}} = 1840 \text{ J/kg } ^\circ \text{K}$$

$$c_{p\psi} = c_{p\psi} \Big|_{38.5^\circ \text{C}} = 1780 \text{ J/kg } ^\circ \text{K}$$

Τώρα,

$$Q = \dot{m}_\psi c_{p\psi} (T_{\psi 1} - T_{\psi 2}) = 1.238 \times 1780 (50 - 27) = 50.66 \times 10^3 \text{ W}$$

$$\text{Άρα, } \dot{m}_\theta = \frac{Q}{c_{p\theta} (T_{\theta 1} - T_{\theta 2})} = 50.66 \times \frac{10^3}{1840(72 - 38)} = 0.8098 \text{ kg/s} = 2915 \text{ kg/hr}$$

(2) Υπολογισμός $(\Delta T)_{lm}$

$$(\Delta T)_{lm} = \frac{\Delta T_2 - \Delta T_1}{\ln \frac{\Delta T_2}{\Delta T_1}}$$

$$\Delta T_1 = T_{\theta 1} - T_{\psi 1} = 72 - 50 = 22 \text{ } ^\circ\text{K}$$

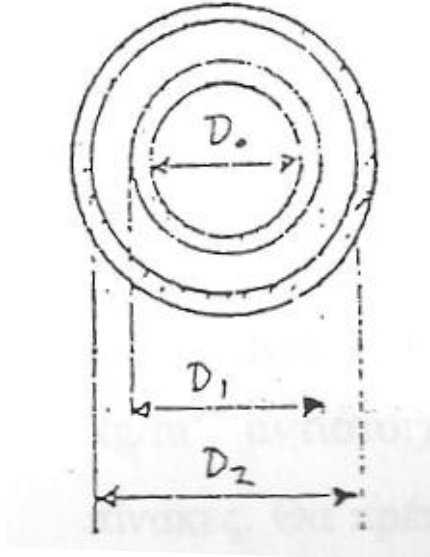
$$\Delta T_2 = T_{\theta 2} - T_{\psi 2} = 38 - 27 = 11 \text{ } ^\circ\text{K}$$

$$(\Delta T)_{lm} = \frac{22 - 11}{\ln\left(\frac{22}{11}\right)} = 15.87 \text{ } ^\circ\text{K}$$

(3) Θερμοκρασίες Μίξεως

Και τα δύο ρευστά είναι λεπτόρευστα στο ψυχρό άκρο του εναλλάκτη (τα ιξώδη είναι μικρότερα του $1 \text{ c}_p = 1 \text{ mPa}\cdot\text{s}$). Επιπλέον, οι διαφορές θερμοκρασίας είναι μέτριες. Έτσι, οι συντελεστές μεταφοράς θερμότητας $h_{εσ}$ και $h_{εξ}$ μπορούν να υπολογισθούν από τις ιδιότητες στις αντίστοιχες μέσες θερμοκρασίες, η δε τιμή του όρου $(\mu_b/\mu_w)^{0.14}$ θα ληφθεί ως 1.0.

$$\text{Έχουμε } T_{\theta, \text{μесеη}} = 55^\circ\text{C} \quad T_{\psi, \text{μесеη}} = 38.5^\circ\text{C}$$



Από τη γεωμετρία του διπλού σωλήνα βλέπουμε ότι η εσωτερική διατομή ροής είναι μεγαλύτερη από εκείνη του δακτυλιοειδούς αγωγού. Για να κρατήσουμε την πτώση πίεσεως μικρή τροφοδοτούμε τη μεγάλη παροχή (βενζόλιο) μέσω το εσωτερικού αγωγού.

Θερό Ρευστό (Τολουόλιο) Δακτυλιοειδής Αγωγός	Ψυχρό Ρευστό (Βενζόλιο) Εσωτερικός Αγωγός
<p>(4) <u>Επιφάνεια για Ροή</u></p> $S_{\theta} = \frac{1}{4} \pi (D_2^2 - D_1^2)$	$S_{\psi} = \frac{1}{4} \pi D_0^2 = \frac{\pi}{4} 0.03505^2 = 965 \times 10^{-6} \text{ m}^2$

$$= \frac{\pi}{4} (0.0525^2 - 0.0422^2)$$

$$= 766 \times 10^{-6} \text{ m}^2$$

$$D_e = \frac{(D_2^2 - D_1^2)}{D_1}$$

$$= \frac{(0.0525^2 - 0.0422^2)}{0.0422}$$

$$= 23.1 \times 10^{-3} \text{ m}$$

(5) Μαζική Ταχύτητα

$$G_\theta = \frac{\dot{m}_\theta}{S_\theta} = \frac{0.8098}{766 \times 10^{-6}} = 1057 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$$

(6) Αριθμός του Reynolds

$$\mu_\theta = \mu_\theta)_{55^\circ \text{C}} \stackrel{\text{πινακες}}{\downarrow} = 0.41 \text{ mPa.s}$$

$$\text{Re}_\theta = (\text{Re}_b)_\theta = \frac{D_e G_\theta}{\mu_\theta}$$

$$= \frac{23.1 \times 10^{-3} \times 1057}{0.41 \times 10^{-3}} = 59550$$

(7) Συντελεστής j_H του Colburn

$$\text{Re}_\theta = 59550 \xrightarrow[\text{Tate}]{\text{Διαγραμμα Sieder}} j_H \cong 170$$

$$\text{ή } j_{H_\theta} = 0.026 \text{ Re}_\theta^{0.8}$$

$$= 0.026 \times 59550^{0.8} = 172$$

(8) Αριθμός του Prandtl

$$c_{p\theta} = c_{p\theta})_{55^\circ \text{C}} = 1840 \text{ J/kg } ^\circ \text{K}$$

$$k_\theta = k_\theta)_{55^\circ \text{C}} \stackrel{\text{πινακες}}{\downarrow} = 0.147 \text{ W/m}^2 \text{K}$$

$$G_\psi = \frac{\dot{m}_\psi}{S_\psi} = \frac{1.238}{965 \times 10^{-6}} = 1283 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$$

$$\mu_\psi = \mu_\psi)_{38.5^\circ \text{C}} \stackrel{\text{πινακες}}{\downarrow} = 0.50 \text{ mPa.s}$$

$$\text{Re}_\psi = (\text{Re}_b)_\psi = \frac{D_0 G_\psi}{\mu_\psi}$$

$$= \frac{35.05 \times 10^{-3} \times 1283}{0.50 \times 10^{-3}} = 89940$$

$$\text{Re}_\psi = 89940 \xrightarrow[\text{Tate}]{\text{Διαγραμμα Sieder}} j_H \cong 235$$

$$\text{ή } j_{H_\psi} = 0.026 \text{ Re}_\psi^{0.8}$$

$$= 0.026 \times 89940^{0.8} = 239$$

$$c_{p\psi} = c_{p\psi})_{38.5^\circ \text{C}} = 1780 \text{ J/kg } ^\circ \text{K}$$

$$k_\psi = k_\psi)_{38.5^\circ \text{C}} \stackrel{\text{πινακες}}{\downarrow} = 0.157 \text{ W/m}^2 \text{K}$$

$$\begin{aligned}
 (\text{Pr}_b)_\theta &= \frac{c_{p\theta}\mu_\theta}{k_\theta} \\
 &= \frac{1840 \times 0.41 \times 10^{-3}}{0.147} = 5.13
 \end{aligned}$$

(9) Συντελεστής Μεταφοράς Θερμότητας

Από την Εξίσ. Sieder & Tate:

$$\begin{aligned}
 h_\theta &= j_{H\theta} \frac{k_\theta}{D_e} (\text{Pr}_b)_\theta^{1/3} \left(\frac{\mu_b}{\mu_w} \right)_\theta^{0.14} \\
 &= 172 \frac{0.147}{0.0231} (5.13)^{1/3} 1.0 \\
 &= 1888 \text{ W/m}^2 \text{ K}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 (\text{Pr}_b)_\psi &= \frac{c_{p\psi}\mu_\psi}{k_\psi} \\
 &= \frac{1780 \times 0.50 \times 10^{-3}}{0.157} = 5.65
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 h_\psi &= j_{H\psi} \frac{k_\psi}{D_0} (\text{Pr}_b)^{1/3} \left(\frac{\mu_b}{\mu_w} \right)_\psi^{0.14} \\
 &= 239 \frac{0.157}{0.03505} (5.65)^{1/3} 1.0 \\
 &= 1907 \text{ W/m}^2 \text{ K}
 \end{aligned}$$

(10) Διόρθωση Επιφανείας

Η τιμή $h_\psi = 1907 \text{ W/m}^2 \text{ K}$ αντιστοιχεί στην εσωτερική επιφάνεια του εσωτερικού σωλήνα. Αν πάρουμε για βάση την εξωτερική επιφάνεια του εσωτερικού σωλήνα, χρειάζεται η ακόλουθη διόρθωση:

$$\begin{aligned}
 h_{\psi, \varepsilon\xi} &= h_\psi \frac{D_0}{D_1} = 1907 \frac{35.05}{42.2} \\
 &= 1584 \text{ W/m}^2 \text{ K}
 \end{aligned}$$

(11) Ολικός Συντελεστής Μεταφοράς Θερμότητας $U_{\varepsilon\xi}$

Αγνοώντας τη θερμική αντίσταση του τοιχώματος του σωλήνα,

$$U_{\varepsilon\xi} = \left(\frac{1}{h_\theta} + \frac{1}{h_{\psi, \varepsilon\xi}} \right)^{-1} = \frac{h_\theta h_{\psi, \varepsilon\xi}}{h_\theta + h_{\psi, \varepsilon\xi}} = \frac{1888 \times 1584}{1888 + 1584} = 862 \text{ W/m}^2 \text{ K}$$

(12) Ολικός Συντελεστής Μεταφοράς Θερμότητας για Σχεδιασμό $U_{\varepsilon\xi, \sigma\chi}$

$$U_{\varepsilon\xi,\sigma\chi} = \frac{U_{\varepsilon\xi}}{1 + R_{\rho} U_{\varepsilon\xi}} \quad R_{\rho} = R_{\rho,\varepsilon\xi} + R_{\rho,\varepsilon\sigma}$$

Αρα, $R_{\rho} = 0.0002 + 0.0002 = 0.0004 \text{ m}^2 \text{ K/W}$

Ετσι,

$$U_{\varepsilon\xi,\sigma\chi} = \frac{862}{1 + 0.0004 \times 862} = \frac{862}{1 + 0.345} = 641 \text{ W/m}^2 \text{ K}$$

(13) Απαιτούμενη Επιφάνεια

$$Q = U_{\varepsilon\xi,\sigma\chi} A_{\varepsilon\xi} (\Delta T)_{\ell m} \Rightarrow A_{\varepsilon\xi} = \frac{Q}{U_{\varepsilon\xi,\sigma\chi} (\Delta T)_{\ell m}}$$

$$\Rightarrow A_{\varepsilon\xi} = \frac{50.66 \times 10^3}{641 \times 15.87} = 4.98 \text{ m}^2$$

(14) Απαιτούμενος Αριθμός Φουρκετών

Η εξωτερική επιφάνεια του εσωτερικού σωλήνα ανά φουρκέτα είναι

$$A_{\phi} = 2\pi D_1 \ell_{\phi}$$

όπου ℓ_{ϕ} = μήκος φουρκέτας

$$\Rightarrow A_{\phi} = 2\pi \times 0.0422 \times 6.3 = 1.67 \text{ m}^2$$

Τώρα $\frac{A_{\varepsilon\xi}}{A_{\phi}} = \frac{4.98}{1.67} = 2.98$

Αρα, **χρειαζόμαστε 3 φουρκέτες.**

Επειδή $3A_{\phi} = 5.01 \text{ m}^2 > A_{\varepsilon\xi}$, βλέπουμε ότι ο συντελεστής ρυπάνσεως R_{ρ} θα είναι κάπως μεγαλύτερος από την προδιαγραφή, δηλαδή έχουμε μεγαλύτερη ασφάλεια.

(15) Πτώση Πίεσεως

Αμελώντας τις υψομετρικές διαφορές παίρνουμε:

Δακτυλιοειδής Αγωγός	Εσωτερικός Σωλήνας
$D_v = D_2 - D_1$ $= 0.0525 - 0.042 = 10.5 \times 10^{-3} \text{ m}$	
$Re_{v,\theta} = \frac{D_v G_\theta}{\mu_\theta} = \frac{10.5 \times 10^{-3} \times 1057}{0.041 \times 10^{-3}}$ $= 27070$	$Re_\psi = 89940$ (από το βήμα 6)
Για λείο αγωγό $\left(\frac{e}{D_v} \cong 10^{-6} \right)$	Για λείο σωλήνα $\left(\frac{e}{D_1} \cong 10^{-6} \right)$
$f_\theta = 0.024$	$f_\psi = 0.0185$
Αμελώντας τις ελάχιστονες απώλειες:	Αμελώντας τις ελάχιστονες απώλειες:
$(\Delta p)_\theta = \rho_\theta f_\theta \frac{6\ell_\phi}{D_v} \frac{1}{2} < v_\theta >^2$	$(\Delta p)_\psi = \rho_\psi f_\psi \frac{6\ell_\phi}{D_o} \frac{1}{2} < v_\psi >^2$
Αλλά	Αλλά
$G_\theta = \rho_\theta < v_\theta >$	$G_\psi = \rho_\psi < v_\psi >$
$\Rightarrow (\Delta p)_\theta = f_\theta \frac{6\ell_\phi}{D_v} \frac{G_\theta^2}{2\rho_\theta}$ $= 0.024 \frac{6 \times 6.3}{10.5 \times 10^{-3}} \frac{1057^2}{2 \times 870}$ $= 55.5 \times 10^3 \text{ Pa} = 55.5 \text{ kPa}$ $(\Delta p)_\theta = 55.5 \text{ kPa} = 0.566 \text{ atm}$	$\Rightarrow (\Delta p)_\psi = f_\psi \frac{6\ell_\phi}{D_o} \frac{G_\psi^2}{2\rho_\psi}$ $= 0.0185 \frac{6 \times 6.3}{35.05 \times 10^{-3}} \frac{1283^2}{2 \times 880}$ $= 18.7 \times 10^3 \text{ Pa} = 18.7 \text{ kPa}$ $(\Delta p)_\psi = 18.7 \text{ kPa} = 0.190 \text{ atm}$

Η πτώση πίεσεως και στους δύο αγωγούς είναι αρκετά χαμηλότερη από την επιτρεπτή. Έχουμε περιθώριο για τις ελάχιστονες απώλειες (που αγνοήσαμε) καθώς και για μια μικρή αύξηση της τραχύτητας λόγω ρυπάνσεως των επιφανειών.

Πίνακας 4.2 Χαρακτηριστικά Χαλύβδινων Σωλήνων, IPS (=Iron Pipe Size)

Nominal pipe size, IPS, in.	OD, in.	Schedule No.	ID, in	Flow area per pipe, in. ²	Surface per lin ft, ft. ² /ft		Weight per lin ft, lb steel
					Outside	Inside	
1/8	0.405	40*	0.269	0.058	0.106	0.070	0.25
		80+	0.215	0.036		0.056	0.32
1/4	0.540	40*	0.364	0.104	0.141	0.095	0.43
		80+	0.302	0.072		0.079	0.54
3/8	0.675	40*	0.493	0.192	0.177	0.129	0.57
		80+	0.423	0.141		0.111	0.74
1/2	0.840	40*	0.622	0.304	0.220	0.163	0.85
		80+	0.546	0.235		0.143	1.09
3/4	1.05	40*	0.824	0.534	0.275	0.216	1.13
		80+	0.742	0.432		0.194	1.48
1	1.32	40*	1.049	0.864	0.344	0.274	1.68
		80+	0.957	0.718		0.250	2.17
1 ¼	1.66	40*	1.380	1.50	0.435	0.362	2.28
		80+	1.278	1.28		0.335	3.00
1 ½	1.90	40*	1.610	2.04	0.498	0.422	2.72
		80+	1.500	1.76		0.393	3.64
2	2.38	40*	2.067	3.35	0.622	0.542	3.66
		80+	1.939	2.95		0.508	5.03
2 ½	2.88	40*	2.469	4.79	0.753	0.647	5.80
		80+	2.323	4.23		0.609	7.67
3	3.50	40*	3.068	7.38	0.917	0.804	7.58
		80+	2.900	6.61		0.760	10.3
4	4.50	40*	4.026	12.7	1.178	1.055	10.8
		80+	3.826	11.5		1.002	15.0
6	6.625	40*	6.065	28.9	1.734	1.590	19.0
		80+	5.761	26.1		1.510	28.6
8	8.625	40*	7.981	50.0	2.258	2.090	28.6
		80+	7.625	45.7		2.000	43.4
10	10.75	40*	10.02	78.8	2.814	2.62	40.5
		60	9.75	74.6		2.55	54.8
12	12.75	30	12.09	115	3.338	3.17	43.8
14	14.0	30	13.25	138	3.665	3.47	54.6
16	16.0	30	15.25	183	4.189	4.00	62.6
18	18.0	20 ⁺⁺	17.25	234	4.712	4.52	72.7
20	20.0	20	19.25	291	5.236	5.05	78.6
22	22.0	20 ⁺⁺	21.25	355	5.747	5.56	84.0
24	24.0	20	23.25	425	6.283	6.09	94.7

* Commonly known as standard.

+ Commonly known as extra heavy.

++ Approximately

4.5 Εναλλάκτες Τύπου Κελύφους-Αυλών με Ομορορή και Αντιρορή

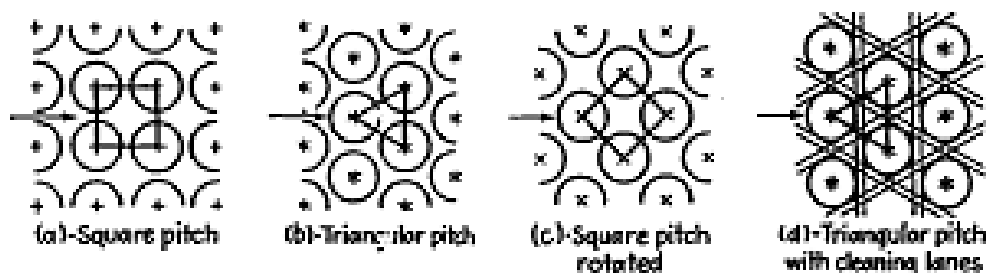
4.5-1 Αυλοί Εναλλακτών Θερμότητας

Οι σωλήνες εναλλακτών θερμότητας καλούνται επίσης και αυλοί ή σωλήνες συμπυκνωτών και είναι ειδικού τύπου. Προς τούτο δεν πρέπει να συγχέονται με τους κοινούς σωλήνες για μεταφορά υγρών. Ένα χαρακτηριστικό των αυλών εναλλακτών είναι ότι η ονομαστική εξωτερική τους διάμετρος είναι με μεγάλη ακρίβεια ίση με την πραγματική εξωτερική τους διάμετρο.

Οι σωλήνες αυτοί κατασκευάζονται από διάφορα μέταλλα, όπως: χάλυβες, χαλκός, ορείχαλκος, 70-30 χαλκός-νικέλιο, αλουμίνιο, κράμματα αλουμινίου κλπ. Το πάχος του τοιχώματος καθορίζεται από τον αριθμό BWG (Birmingham wire gage) του σωλήνα ή ανάλογους αριθμούς. Τα κυριότερα μεγέθη σωλήνων που απαντούν στην πράξη δίνονται στον Πίνακα 4.3. Οι σωλήνες με εξωτερική διάμετρο $\frac{3}{4}$ in και 1 in είναι οι πιο συνηθισμένοι στην κατασκευή εναλλακτών.

4.5-2 Διάταξη των Σωλήνων και των Χωρισμάτων

Οι πιο κοινές διατάξεις των σωλήνων φαίνονται στο Σχήμα 4.25.



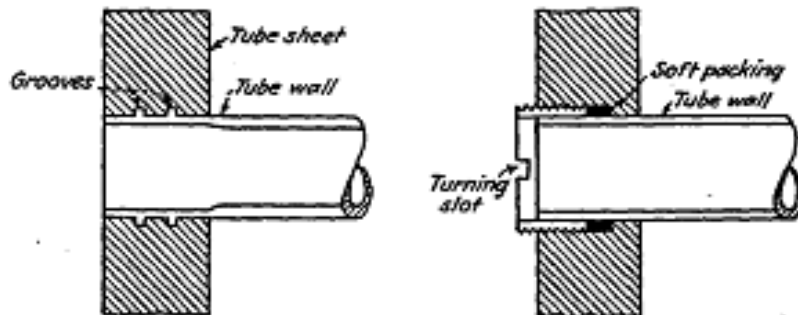
Σχήμα 4.25 Κοινές διατάξεις σωλήνων εναλλακτών

Πίνακας 4.3 Χαρακτηριστικά Αυλών Εναλλακτών Θερμότητας

Διάμετρος Σωλήνα OD, in	BWG	Πάχος τοιχού in	ID, in	Επιφάνεια Διατομής in ²	Επιφάνεια ανά 1 ft μήκους ft ²		Βάρος ανά 1 ft μήκους για χάλυβα lb
					Εξωτερική	Εσωτερική	
1/2	12	0.109	0.282	0.0625	0.1309	0.0748	0.493
	14	0.083	0.334	0.0876		0.0874	0.403
	16	0.065	0.370	0.1076		0.0969	0.329
	18	0.049	0.402	0.127		0.1052	0.258
	20	0.035	0.430	0.145		0.1125	0.190
3/4	10	0.134	0.482	0.182	0.1963	0.1263	0.965
	11	0.120	0.510	0.204		0.1335	0.884
	12	0.109	0.532	0.223		0.1393	0.817
	13	0.095	0.560	0.247		0.1466	0.727
	14	0.083	0.584	0.268		0.1529	0.647
	15	0.072	0.606	0.289		0.1587	0.571
	16	0.065	0.620	0.302		0.1623	0.520
	18	0.058	0.634	0.314		0.1660	0.469
1	8	0.165	0.670	0.355	0.2618	0.1754	1.61
	9	0.148	0.704	0.389		0.1843	1.47
	10	0.134	0.732	0.421		0.1916	1.36
	11	0.120	0.760	0.455		0.1990	1.23
	12	0.109	0.782	0.479		0.2048	1.14
	13	0.095	0.810	0.515		0.2121	1.00
	14	0.083	0.834	0.546		0.2183	0.890
	15	0.072	0.856	0.576		0.2241	0.781
	16	0.065	0.870	0.594		0.2277	0.710
	18	0.058	0.884	0.613		0.2314	0.639
1 ¼	8	0.165	0.920	0.665	0.3271	0.2409	2.09
	9	0.148	0.954	0.714		0.2498	1.91
	10	0.134	0.982	0.757		0.2572	1.75
	11	0.120	1.01	0.800		0.2644	1.58
	12	0.109	1.03	0.836		0.2701	1.45
	13	0.095	1.06	0.884		0.2775	1.28
	14	0.083	1.08	0.923		0.2839	1.13
	15	0.072	1.11	0.960		0.2896	0.991
	16	0.065	1.12	0.985		0.2932	0.900
	18	0.058	1.13	1.01		0.2969	0.808
1 ½	8	0.165	1.17	1.075	0.3925	0.3063	2.57
	9	0.148	1.20	1.14		0.3152	2.34
	10	0.134	1.23	1.19		0.3225	2.14
	11	0.120	1.26	1.25		0.3299	1.98
	12	0.109	1.28	1.29		0.3356	1.77
	13	0.095	1.31	1.35		0.3430	1.56
	14	0.083	1.33	1.40		0.3492	1.37
	15	0.072	1.36	1.44		0.3555	1.20
	16	0.065	1.37	1.47		0.3587	1.09
	18	0.058	1.38	1.50		0.3623	0.978
		0.049	1.40	1.54		0.3670	0.831

Πηγή: D.Q. KERN, "Process Heat Transfer", Mc Graw Hill, 1950.

Οι σωλήνες κρατιούνται στη θέση τους στηριζόμενοι με τα άκρα τους επάνω σε δύο ειδικά τοιχώματα. Τυπικές μέθοδοι στηρίξεως φαίνονται στο Σχήμα 4.26.



Σχήμα 4.26 Τυπικοί τρόποι στηρίξεως των σωλήνων εναλλάκτη

Τυπική διάταξη σωλήνων και χωρισμάτων για την καθοδήγηση της εξωτερικής ροής φαίνεται στο Σχήμα 4.27.

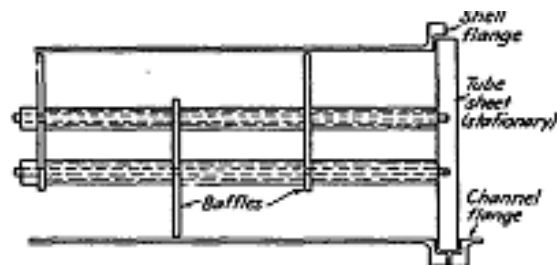


FIG. 7.5. Baffle spacer detail (enlarged).

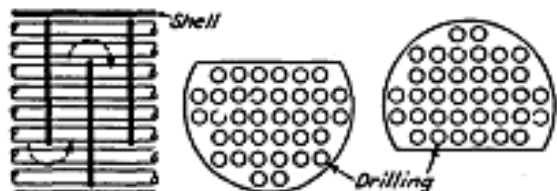
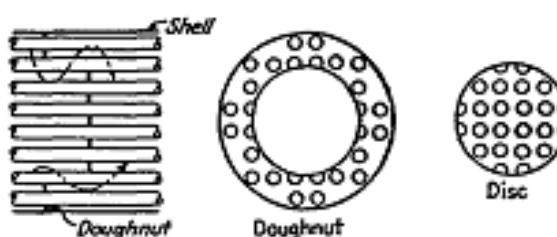


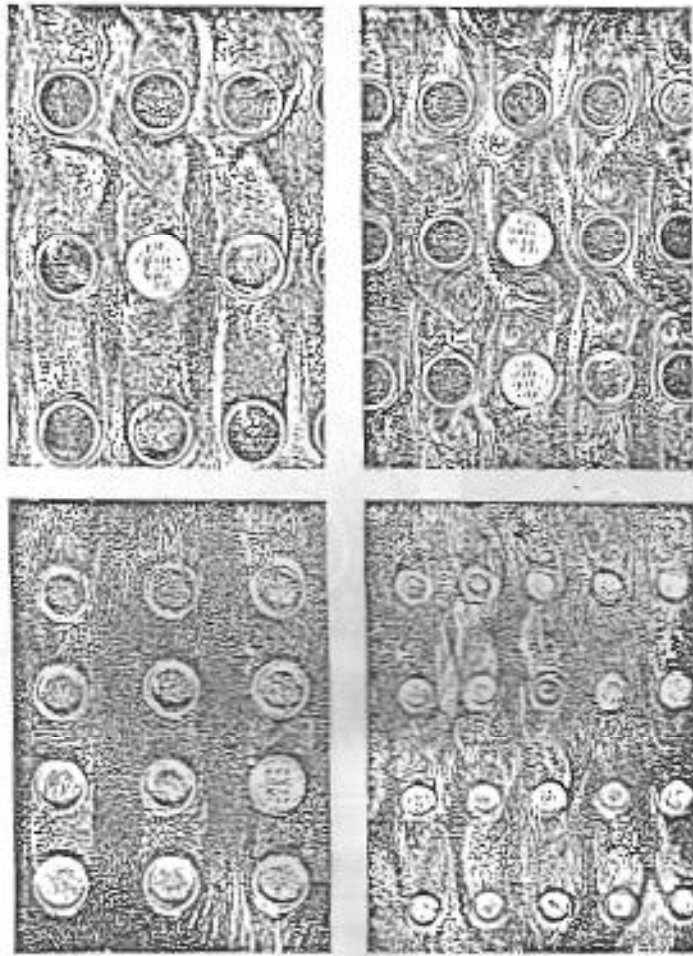
FIG. 7.6. Segmental baffle detail.



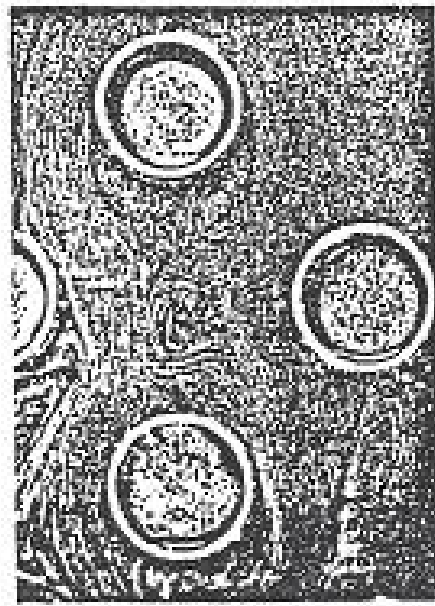
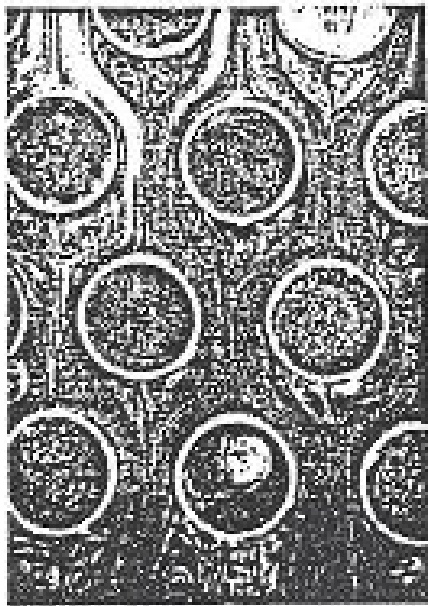
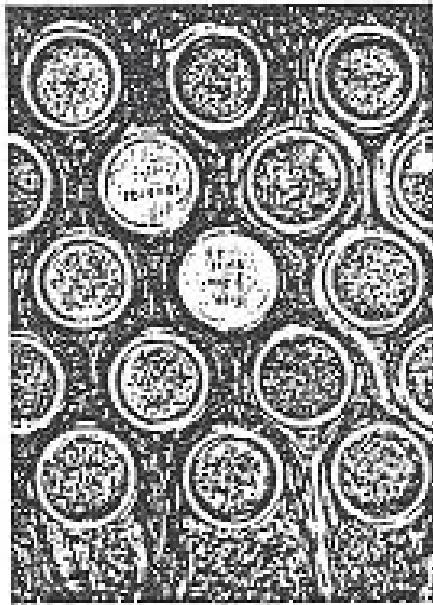
Σχήμα 4.27 Τυπική διάταξη σωλήνων και χωρισμάτων. Τα χωρίσματα που απεικονίζονται έχουν «κόψιμο 25%», δηλαδή τους λείπει 25% του ύψους για να είναι κυκλικά

Το διάστημα μεταξύ χωρισμάτων είναι μικρότερο της εσωτερικής διαμέτρου του κελύφους και μεγαλύτερο του ενός πέμπτου της. Τα χωρίσματα έχουν, συνήθως, κόψιμο 25%, αλλά όχι πάντα. Τόσο το διάστημα μεταξύ χωρισμάτων, όσο και το «κόψιμο» τους έχουν μεγάλη επίδραση στην εξωτερική ροή και τη λειτουργία του εναλλάκτη.

Τροχιές ροής για μερικές κοινές διατάξεις σωλήνων εναλλάκτη φαίνονται στα Σχήματα 4.28 και 4.29.



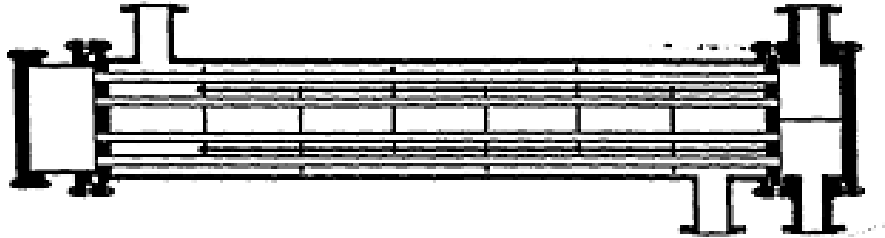
Σχήμα 4.28 Τροχιές ροής μεταξύ παραλλήλων σωλήνων με ορθογωνική διάταξη. Πηγή: R.D. Wallis, “Photographic Study of Fluid Flow Between Banks of Tubes”, *Engineering*, **148** (1933).



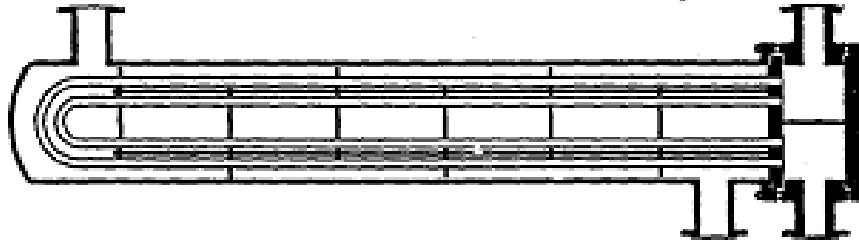
Σχήμα 4.29 Τροχιές ροής μεταξύ παραλλήλων σωλήνων με τριγωνική διάταξη. Πηγή: R.D. Wallis, “Photographic Study of Fluid Flow Between Banks of Tubes”, *Engineering*, **148** (1933).

4.5-3 Τυπικές Διατάξεις Εναλλακτών Τύπου Κελύφους-και-Σωλήνων

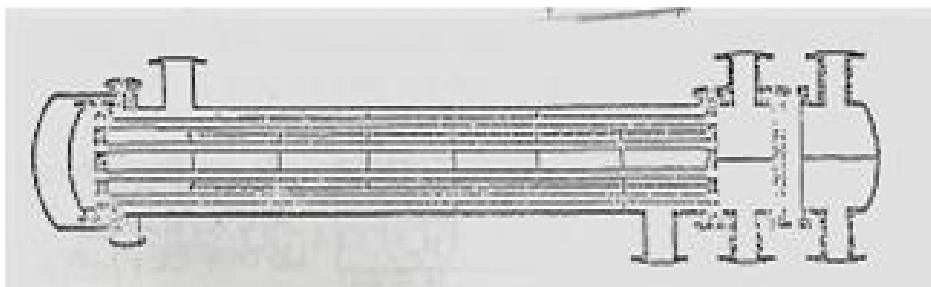
Μερικές τυπικές κατασκευές εναλλακτών εικονίζονται στα Σχήματα 4.30-4.34.



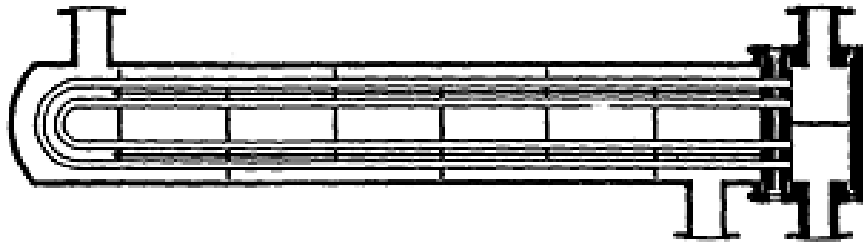
Σχήμα 4.30 Εναλλάκτης με ακίνητα τοιχώματα στηρίξεως. Το κέλυφος έχει πτυχή για να απορροφά τη διαφορά διαστολής κελύφους και σωλ ήνων. Τύπος 1×1.



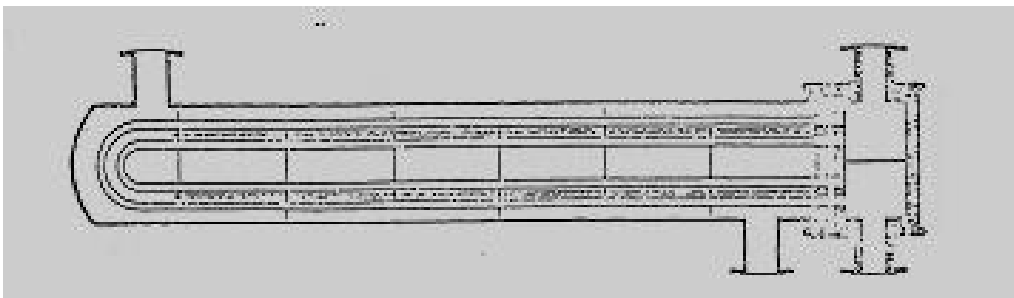
Σχήμα 4.31 Εναλλάκτης με ένα ολισθαίνον τοίχωμα στηρίξεως. Η εξωτερική ροή αποτελείται από μια διαδρομή ενώ η εσωτερική από δύο διαδρομές. Για τούτο, ο εναλλάκτης αυτός ανήκει στον τύπο 1-2.



Σχήμα 4.32 Ο εναλλάκτης αυτός είναι παρόμοιος με τον του Σχ. 31 με μια βελτίωση: το ολισθαίνον τοίχωμα στηρίξεως κινείται μέσα σε διογκωμένη κεφαλή, και έτσι γίνεται καλύτερη εκμετάλλευση του όγκου του εναλλάκτη.



Σχήμα 4.33 Εναλλάκτης τύπου 1-2 με σωλήνες σχήματος U. Δεν χρειάζεται ολισθαίνουσα κεφαλή και έχει μεγαλύτερη ασφάλεια στεγανότητας. Χωρά όμως λιγότερους σωλήνες και καθαρίζεται πιο δύσκολα.



Σχήμα 4.34 Ο εναλλάκτης αυτός είναι παρόμοιος με τον του Σχ. 33 με μια βελτίωση: το διάκενο μεταξύ των δύο τοιχωμάτων στηρίξεως (δεξιά) εξασφαλίζει το ότι ακόμα και αν γίνει διαρροή το εσωτερικό και εξωτερικό ρευστό δεν θα έλθουν σε επαφή. Μόλυνση λόγω διαρροής είναι δυνατή μόνο αν τρυπήσει κάποιος από τους σωλήνες.

4.5-4 Υπολογισμός Εναλλακτών Τύπου Κελύφους-Αυλών

(α) Υπολογισμός του Εξωτερικού Συντελεστή Μεταφοράς Θερμότητας

Ενας επιτυχής συσχετισμός για τυρβώδη ροή, με αριθμό Reynolds από 2000 μέχρι 1000000, χωρίς αλλαγή φάσεως (δηλ. χωρίς συμπύκνωση), για χωρίσματα με κόψιμο 25% είναι ο ακόλουθος (KERN, 1950):

$$\frac{h_0 D_e}{k} = 0.36 \left(\frac{D_e G_k}{\mu_b} \right)^{0.55} \left(\frac{c_{p,k} \mu_b}{k} \right)^{1/3} \left(\frac{\mu_b}{\mu_w} \right)^{0.14} \quad (31)$$

όπου: h_0 = εξωτερικός συντελεστής μεταφοράς θερμότητας

D_e = ισοδύναμη διάμετρος (βλ. κατωτέρω)

G_k = μαζική ταχύτητα (βλ. κατωτέρω)

k = συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας του εξωτερικού ρευστού

$c_{p,k}$ = ειδική θερμοχωρητικότητα του εξωτερικού ρευστού

μ_b = δυναμικό ιξώδες του εξωτερικού ρευστού στη θερμοκρασία μίξεως

μ_w = δυναμικό ιξώδες του εξωτερικού ρευστού στη θερμοκρασία του τοιχώματος

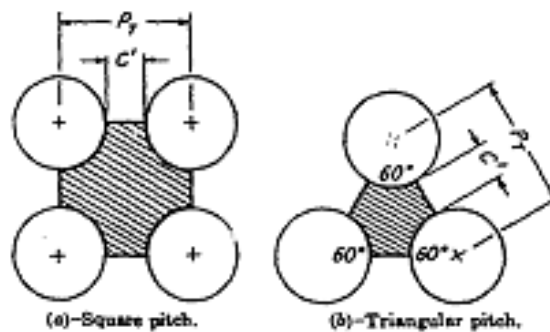
Η ισοδύναμη διάμετρος ορίζεται, εδώ, ως εξής:

$$D_e = 4 \frac{\text{επιφάνεια εγκάρσιας διατομής}}{\text{βρεχόμενη περίμετρος}} \quad (32)$$

Αναφερόμενοι στο Σχήμα 4.35 λαμβάνουμε τις ακόλουθες σχέσεις:

$$D_e = \frac{(4B_\sigma^2 - \pi d_0^2)}{\pi d_0} \quad (\text{τετραγωνική διάταξη}) \quad (33)$$

$$D_e = \frac{(2\sqrt{3}B_\sigma^2 - \pi d_0^2)}{\pi d_0} \quad (\text{τριγωνική διάταξη}) \quad (34)$$



Σχήμα 4.35 Υπολογισμός ισοδύναμης διαμέτρου. B_σ είναι το βήμα και C είναι το διάστημα. Η σκιασμένες επιφάνειες είναι οι στοιχειώδεις εγκάρσιες διατομές. d_0 είναι η εξωτερική διάμετρος του σωλήνα.

Η μαζική ταχύτητα ορίζεται, εδώ, ως εξής:

$$\boxed{G_{\kappa} = \frac{\dot{m}_{\kappa}}{A_{\kappa}}} \quad (\text{kg/m}^2\text{s}) \quad (35)$$

όπου \dot{m}_{κ} είναι η μαζική παροχή του εξωτερικού ρευστού και A_{κ} =επιφάνεια εγκάρσια ροής μέσω της δεσμίδας των σωλήνων.

Εδώ, η A_{κ} δίνεται από τη σχέση

$$\boxed{A_{\kappa} = \frac{D_{\kappa} C B_{\chi}}{B_{\sigma}} = \frac{D_{\kappa} (B_{\sigma} - d_0) B_{\chi}}{B_{\sigma}}} \quad (\text{m}^2) \quad (36)$$

όπου D_{κ} =εσωτερική διάμετρος του κελύφους

C =διάστημα μεταξύ σωλήνων

B_{χ} =βήμα χωρισμάτων

B_{σ} =βήμα σωλήνων

Η Εξισ. (31) μπορεί να γραφεί ως

$$\boxed{j_H = 0.36 \text{Re}_{\kappa}^{0.55}} \quad (2 \times 10^3 < \text{Re}_{\kappa} < 10^6) \quad (37)$$

όπου

$$\boxed{j_H \equiv \left(\frac{h_0 D_e}{k} \right) \left(\frac{c_p \mu_b}{k} \right)^{-1/3} \left(\frac{\mu_b}{\mu_w} \right)^{-0.14}} \quad (38)$$

$$\boxed{\text{Re}_{\kappa} \equiv \frac{D_e G_{\kappa}}{\mu_b}} \quad (39)$$

Μια ευρύτερη σχέση μεταξύ j_H και Re_{κ} (για $10 \leq \text{Re}_{\kappa} \leq 10^6$) δίνεται στο Σχήμα 4.36. Η ροή είναι τυρβώδης ακόμη και για $\text{Re}_{\kappa} \sim 10$ λόγω της δαιδαλώδους δομής της δέσμης των σωλήνων.

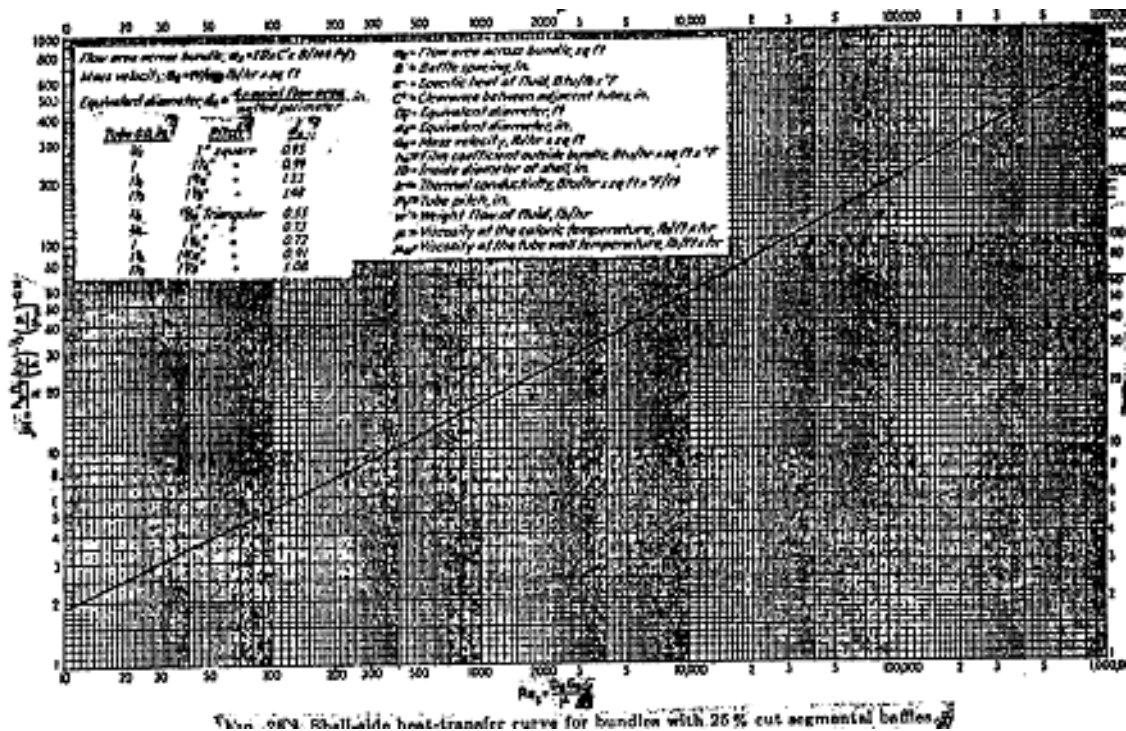


Fig. 4.36. Kern's heat-transfer curve for bundles with 25% cut segmental baffles.

$$Re_k \equiv \frac{D_e G_k}{\mu_b}$$

Σχήμα 4.36 Εξάρτηση του συντελεστή j_H από τον αριθμό Re_k για χωρίσματα με κόψιμο 25%. (Πηγή: Kern)

(β) Υπολογισμός του Εσωτερικού Συντελεστή Μεταφοράς Θερμότητας h_i

Το h_i υπολογίζεται από την εξίσωση των Sieder και Tate ή άλλη παρόμοια σχέση.

(γ) Υπολογισμός του Ολικού Συντελεστή Μεταφοράς Θερμότητας

Κατά τα γνωστά, έχουμε

$$U_0 = \frac{2}{d_0} \left(\frac{2}{d_i h_i} + \frac{\ell_n d_0}{k_\sigma} + \frac{2}{d_0 h_0} \right)^{-1} \quad (\text{W/m}^2\text{K}) \quad (40)$$

Για σχεδιασμό πρέπει συνήθως να λάβουμε υπόψη μας το συντελεστή ρυπάνσεως R_p οπότε λαμβάνουμε ένα διορθωμένο ολικό συντελεστή,

$$\boxed{U_{\sigma\chi} = \frac{U_0}{1 + R_p U_0}} \quad (\text{W/m}^2\text{K}) \quad (41)$$

(δ) Η Φαινομένη Διαφορά Θερμοκρασίας $(\Delta T)_\phi$ σ' ένα Εναλλάκτη Τύπου 1-2

Θα επιχειρήσουμε να προσδιορίσουμε την φαινομένη διαφορά θερμοκρασίας, $(\Delta T)_\phi$, έτσι ώστε να ισχύει η σχέση

$$\boxed{Q = U_{\sigma\chi} A_0 (\Delta T)_\phi} \quad \boxed{A_0 = N_{\sigma\ell} \sigma \pi d_0} \quad (42)$$

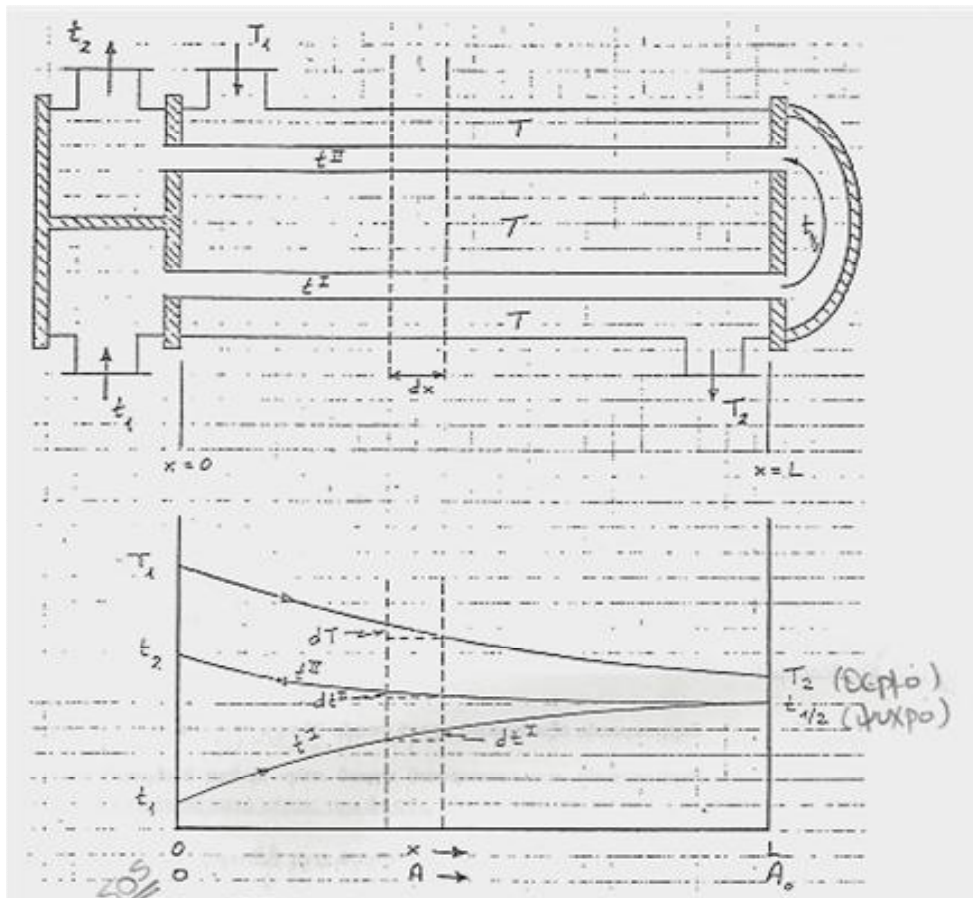
Εναλλακτικά, μπορούμε να γράψουμε

$$\boxed{Q = U_0 A_0 (\Delta T)_{\ell m} F_T} \quad (\text{J/s=W}) \quad (43)$$

όπου $(\Delta T)_{\ell m}$ είναι η λογαριθμική μέση διαφορά θερμοκρασία και F_T ορίζεται ως

$$F_T = \frac{(\Delta T)_\phi}{(\Delta T)_{\ell m}} = \text{συντελεστής διαφοράς θερμοκρασίας} \quad (44)$$

Ετσι, το πρόβλημα ανάγεται στον προσδιορισμό του F_T . Προς τούτο, ας θεωρήσουμε τον εναλλάκτη του Σχήματος 4.37.



Σχήμα 4.37 Σχέσεις θερμοκρασιών σ' ένα εναλλάκτη τύπου 1-2

Ο εναλλάκτης τύπου 1-2 λειτουργεί εν μέρει κατ' αντιρροή και εν μέρει κατ' ομορροή. Για την ανάλυση της λειτουργίας του θα κάνουμε μερικές απλοποιητικές υποθέσεις:

- 1 Η θερμοκρασία του εξωτερικού ρευστού, T , είναι ομοιόμορφη επάνω σε κάθε εγκαρσία διατομή (x =σταθ.)
- 2 Και οι δύο διαδρομές του εσωτερικού υγρού έχουν την ίδια επιφάνεια εναλλαγής
- 3 U_0 =σταθ. (ή $U_{σχ}$ =σταθ.)
- 4 Οι μαζικές παροχές και των δύο ρευμάτων είναι σταθερές
- 5 T_1 =σταθ., t_1 =σταθ.
- 6 Οι ειδικές θερμοχωρητικότητες και των δύο ρευστών είναι σταθερές
- 7 Δεν συμβαίνει αλλαγή φάσεως (ούτε συμπύκνωση, ούτε εξάτμιση)

8 Οι θερμικές και μαζικές απώλειες είναι αμελητέες

Τότε έχουμε από το ισοζύγιο ενέργειας:

$$Q = U_0 A_0 (\Delta T)_\phi = \dot{m}_\kappa c_{p,\kappa} (T_1 - T_2) = \dot{m}_\sigma c_{p,\sigma} (t_2 - t_1) \quad (45)$$

Ο δείκτης κ υποδηλώνει την πλευρά του κελύφους και ο δείκτης σ το εσωτερικό των σωλήνων. Λύνοντας για $(\Delta T)_\phi$ παίρνουμε

$$(\Delta T)_\phi = \frac{(T_1 - T_2)}{(U_0 A_0 / \dot{m}_\kappa c_{p,\kappa})} = \frac{(t_2 - t_1)}{(U_0 A_0 / \dot{m}_\sigma c_{p,\sigma})} \quad (45')$$

Θα θέσουμε:

$T =$ θερμοκρασία εξωτερικού υγρού σε μία θέση x

$t^I =$ θερμοκρασία του εσωτερικού υγρού στην πρώτη διαδρομή σε μια θέση x

$t^{II} =$ θερμοκρασία του εσωτερικού υγρού στη δεύτερη διαδρομή σε μία θέση x

$a_0 = A_0 / \ell_\sigma =$ εξωτερική επιφάνεια σωλήνων ανά μονάδα μήκους

$$= N_\sigma \pi d_0 \text{ (οπότε } dA = a_0 dx, A = a_0 x)$$

Τώρα, θεωρώντας έναν διαφορικό όγκο ελέγχου, μήκους dx , το ισοζύγιο ενέργειας μας δίνει

$$-\dot{m}_\kappa c_{p,\kappa} dT = U_0 \frac{dA}{2} (T - t^I) + U_0 \frac{dA}{2} (T - t^{II}) \quad (46)$$

$$\text{ή} \quad -\dot{m}_\kappa c_{p,\kappa} dT = U_0 dA \left(T - \frac{t^I + t^{II}}{2} \right) \quad (46')$$

Ολοκληρώνοντας λαμβάνουμε

$$\int_0^{A_0} \frac{U_0}{\dot{m}_\kappa c_{p,\kappa}} dA = - \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{\left(T - \frac{t^I + t^{II}}{2}\right)} \quad (47)$$

$$\text{ή} \quad \frac{U_0 A_0}{\dot{m}_\kappa c_{p,\kappa}} = - \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{\left(T - \frac{t^I + t^{II}}{2}\right)} \quad (48)$$

Το ολοκλήρωμα στην Εξισ. (48) δεν μπορεί να υπολογισθεί κατευθείαν γιατί δεν ξέρουμε ακόμη πως εξαρτώνται οι θερμοκρασίες t^I και t^{II} από την T . Προχωρούμε ως εξής.

Ισοζύγιο ενέργειας από $x=x$ μέχρι $x=\ell_\sigma$

$$\dot{m}_\kappa c_{p,\kappa} (T - T_2) = \dot{m}_\sigma c_{p,\sigma} (t^{II} - t^I) \quad (49)$$

Ισοζύγια ενέργειας κατά μήκος του dx στις δύο διαδρομές

$$\dot{m}_\sigma c_{p,\sigma} dt^I = U_0 \frac{dA}{2} (T - t^I) \quad (50)$$

$$\dot{m}_\sigma c_{p,\sigma} dt^{II} = -U_0 \frac{dA}{2} (T - t^{II}) \quad (51)$$

Επιλέγουμε να απαλείψουμε την t^{II} από τις (49)-(51). Διαιρώντας την Εξισ. (51) με την (50) λαμβάνουμε

$$\frac{dt^{II}}{dt^I} = - \frac{T - t^{II}}{T - t^I} \quad (52)$$

Λύνοντας την Εξισ. (49) για t^{II} παίρνουμε

$$t^{II} = \frac{\dot{m}_\kappa c_{p,\kappa}}{\dot{m}_\sigma c_{p,\sigma}} (T - T_2) + t^I \quad (53)$$

και διαφορίζοντας,

$$dt^{\text{II}} = \frac{\dot{m}_{\kappa} c_{p,\kappa}}{\dot{m}_{\sigma} c_{p,\sigma}} dT + dt^{\text{I}} \quad (54)$$

Υποκαθιστώντας τις Εξισ. (53) και (54) στην (52) και ανακατατάσσοντας παίρνουμε

$$-\frac{\dot{m}_{\kappa} c_{p,\kappa}}{\dot{m}_{\sigma} c_{p,\sigma}} \frac{dT}{dt^{\text{I}}} = 1 + \frac{T - t^{\text{I}} - \left(\frac{\dot{m}_{\kappa} c_{p,\kappa}}{\dot{m}_{\sigma} c_{p,\sigma}} \right) (T - T_2)}{T - t^{\text{I}}} \quad (55)$$

Η Εξισ. (55) περιέχει δύο εξαρτημένες μεταβλητές, T και t^{I} . Πρέπει να απαλειφθεί η μία από τις δύο.

Συνεχίζουμε ως εξής. Θέτουμε

$$\boxed{R = \frac{T_1 - T_2}{t_2 - t_1} = \frac{\dot{m}_{\sigma} c_{p,\sigma}}{\dot{m}_{\kappa} c_{p,\kappa}}} \quad \boxed{S = \frac{t_2 - t_1}{T_1 - t_1}} \quad (56)$$

Τώρα, η Εξισ. (46) μπορεί να γραφεί ως

$$\dot{m}_{\kappa} c_{p,\kappa} \frac{dT}{dA} + \frac{U_0}{2} (T - t^{\text{I}}) + \frac{U_0}{2} (T - t^{\text{II}}) = 0 \quad (57)$$

Από τις Εξισ. (56) και (57) παίρνουμε

$$\frac{dT}{dA} + \frac{U_0 R}{\dot{m}_{\sigma} c_{p,\sigma}} T - \frac{U_0 R}{2 \dot{m}_{\sigma} c_{p,\sigma}} (t^{\text{I}} + t^{\text{II}}) = 0 \quad (58)$$

Διαφορίζοντας ως προς A παίρνουμε

$$\frac{d^2 T}{dA^2} + \frac{U_0 R}{\dot{m}_{\sigma} c_{p,\sigma}} \frac{dT}{dA} - \frac{U_0 R}{2 \dot{m}_{\sigma} c_{p,\sigma}} \left(\frac{dt^{\text{I}}}{dA} + \frac{dt^{\text{II}}}{dA} \right) = 0 \quad (59)$$

Χρησιμοποιώντας τις Εξισ. (50) και (51) η Εξισ. (59) γίνεται

$$\frac{d^2 T}{dA^2} + \frac{U_0 R}{\dot{m}_{\sigma} c_{p,\sigma}} \frac{dT}{dA} - \frac{U_0^2 R}{(2 \dot{m}_{\sigma} c_{p,\sigma})} (t^{\text{II}} - t^{\text{I}}) = 0 \quad (60)$$

Τώρα,

$$(49) \Rightarrow t^{\text{II}} - t^{\text{I}} = \frac{\dot{m}_k c_{p,k}}{\dot{m}_\sigma c_{p,\sigma}} (T - T_2) \quad (61)$$

$$(61) \stackrel{(56)}{\Rightarrow} t^{\text{II}} - t^{\text{I}} = \frac{1}{R} (T - T_2) \quad (62)$$

$$(60) \stackrel{(62)}{\rightarrow} \boxed{\frac{d^2 T}{dA^2} + \frac{U_0 R}{\dot{m}_\sigma c_{p,\sigma}} \frac{dT}{dA} - \frac{U_0^2}{(2\dot{m}_\sigma c_{p,\sigma})^2} T = -\frac{U_0^2 T_2}{(2\dot{m}_\sigma c_{p,\sigma})^2}} \quad (63)$$

Η Εξισ. (63) είναι μια κανονική διαφορική εξίσωση δευτέρας τάξεως με σταθερούς συντελεστές, μη ομογενής, και μπορεί να ολοκληρωθεί με τη γνωστή μέθοδο για να πάρουμε

$$T = T_2 + C_1 \exp \left[-\frac{U_0 A}{2\dot{m}_\sigma c_{p,\sigma}} \left(R + \sqrt{R^2 + 1} \right) \right] + C_2 \exp \left[-\frac{U_0 A}{2\dot{m}_\sigma c_{p,\sigma}} \left(R - \sqrt{R^2 + 1} \right) \right] \quad (64)$$

Οι σταθερές C_1 και C_2 θα προσδιορισθούν από τις οριακές συνθήκες:

$$\text{Ο.Σ.1: } T(0) = T_1$$

$$\text{Ο.Σ.2: } T(A_0) = T_2$$

Η Ο.Σ.2 και η Εξισ. (64) δίνουν

$$-C_1 \exp \left[-\frac{U_0 A_0}{2\dot{m}_\sigma c_{p,\sigma}} \left(R + \sqrt{R^2 + 1} \right) \right] = C_2 \exp \left[-\frac{U_0 A_0}{2\dot{m}_\sigma c_{p,\sigma}} \left(R - \sqrt{R^2 + 1} \right) \right]$$

Πάιρνοντας λογαρίθμους και απλοποιώντας λαμβάνουμε

$$\frac{U_0 A_0}{\dot{m}_\sigma c_{p,\sigma}} = \frac{1}{\sqrt{R^2 + 1}} \ln \left(-\frac{C_1}{C_2} \right) \quad (65)$$

Η Ο.Σ.1 και η Εξίσ. (64) δίνουν

$$C_1 + C_2 = T_1 - T_2 \quad (66)$$

Οι Εξίσ. (65) και (66) μπορούν να λυθούν ως προς C_1 και C_2 . Θέτοντας

$$\Phi \equiv \frac{U_0 A_0}{\dot{m}_\sigma c_{p,\sigma}} \quad (67)$$

παίρνουμε

$$C_1 = -(T_1 - T_2) \frac{\exp(\Phi \sqrt{R^2 + 1})}{1 - \exp(\Phi \sqrt{R^2 + 1})} \quad (68)$$

$$C_2 = (T_1 - T_2) \frac{1}{1 - \exp(\Phi \sqrt{R^2 + 1})} \quad (69)$$

Άρα

$$T = T_2 + \frac{(T_1 - T_2)}{1 - \exp \left(\frac{U_0 A_0}{\dot{m}_\sigma c_{p,\sigma}} \sqrt{R^2 + 1} \right)} \left\{ \exp \left[-\frac{U_0 A}{2 \dot{m}_\sigma c_{p,\sigma}} (R - \sqrt{R^2 + 1}) \right] - \exp \left(-\frac{A}{2 A_0} \frac{R + \sqrt{R^2 + 1}}{\sqrt{R^2 + 1}} \right) \right\} \quad (70)$$

Η Εξίσ. (70) μας δίνει την κατανομή της θερμοκρασίας T . Το συντελεστή F_T προσδιορίζουμε ως εξής. Διαφορίζοντας την Εξίσ. (64) παίρνουμε

$$\begin{aligned} \frac{dT}{dA} = & -C_1 \frac{U_0}{2\dot{m}_\sigma c_{p,\sigma}} \left(R + \sqrt{R^2 + 1} \right) \exp \left[-\frac{U_0 A}{2\dot{m}_\sigma c_{p,\sigma}} \left(R + \sqrt{R^2 + 1} \right) \right] \\ & - C_2 \frac{U_0}{2\dot{m}_\sigma c_{p,\sigma}} \left(R - \sqrt{R^2 + 1} \right) \exp \left[-\frac{U_0 A}{2\dot{m}_\sigma c_{p,\sigma}} \left(R - \sqrt{R^2 + 1} \right) \right] \end{aligned} \quad (71)$$

Για $A=0$ η Εξίσ. (58) δίνει

$$\frac{dT(0)}{dA} = -\frac{U_0 R}{\dot{m}_\sigma c_{p,\sigma}} T_1 + \frac{U_0 R}{2\dot{m}_\sigma c_{p,\sigma}} (t_1 + t_2) \quad (72)$$

Ετσι, η Εξίσ. (71) για $A=0$ δίνει

$$R(t_1 + t_2) - 2RT_1 = -C_1(R + \sqrt{R^2 + 1}) - C_2(R - \sqrt{R^2 + 1}) \quad (73)$$

Από την Εξίσ. (66) παίρνουμε {πολλαπλασιάζοντας με $(R + \sqrt{R^2 + 1})$ }

$$(R + \sqrt{R^2 + 1})(T_1 - T_2) = C_1(R + \sqrt{R^2 + 1}) + C_2(R + \sqrt{R^2 + 1}) \quad (66')$$

Προσθέτοντας τις Εξίσ. (73) και (66) και λύνοντας ως προς C_2 παίρνουμε

$$C_2 = \frac{R(t_1 + t_2) + (T_1 - T_2)(R + \sqrt{R^2 + 1}) - 2RT_1}{2\sqrt{R^2 + 1}} \quad (74)$$

Υποκαθιστώντας στην (66) και λύνοντας ως προς C_1 παίρνουμε

$$C_1 = -\frac{(R + \sqrt{R^2 + 1})(T_1 - T_2) - 2\sqrt{R^2 + 1}(T_1 - T_2) - 2RT_1 + R(t_1 + t_2)}{2\sqrt{R^2 + 1}} \quad (75)$$

Εφόσον $R=(T_1-T_2)/(t_2-t_1)$, οι Εξίσ. (74) και (75) δίνουν

$$-\frac{C_1}{C_2} = \frac{(R - \sqrt{R^2 + 1})(t_1 - t_2) - (T_1 - t_1) - (T_1 - t_2)}{(R + \sqrt{R^2 + 1})(t_1 - t_2) - (T_1 - t_1) - (T_1 - t_2)} \quad (76)$$

Διαιρώντας με $(T_1 - t_1)$ και χρησιμοποιώντας τον ορισμό του S ως $S = (t_2 - t_1) / (T_1 - t_1)$, οπότε $1 - S = (T_1 - t_2) / (T_1 - t_1)$ η Εξισ. (76) γίνεται

$$-\frac{C_1}{C_2} = \frac{2 - S(R + 1 - \sqrt{R^2 + 1})}{2 - S(R + 1 + \sqrt{R^2 + 1})} \quad (77)$$

Οι Εξισ. (65) και (77) δίνουν

$$\frac{U_0 A_0}{\dot{m}_\sigma c_{p,\sigma}} = \frac{1}{\sqrt{R^2 + 1}} \ln \frac{2 - S(R + 1 - \sqrt{R^2 + 1})}{2 - S(R + 1 + \sqrt{R^2 + 1})} \quad (78)$$

Οι Εξισ. (45) και (78) δίνουν

$$(\Delta T)_\phi = \frac{(t_2 - t_1) \sqrt{R^2 + 1}}{\ln \frac{2 - S(R + 1 - \sqrt{R^2 + 1})}{2 - S(R + 1 + \sqrt{R^2 + 1})}} \quad (79)$$

Ορίζουμε τη λογαριθμική μέση θερμοκρασία ως

$$(\Delta T)_{\ell m} = \frac{(T_1 - t_2) - (T_2 - t_1)}{\ln \frac{(T_1 - t_2)}{(T_2 - t_1)}} \quad (80)$$

δηλαδή, ως να είχαμε καθαρή αντιρροή.

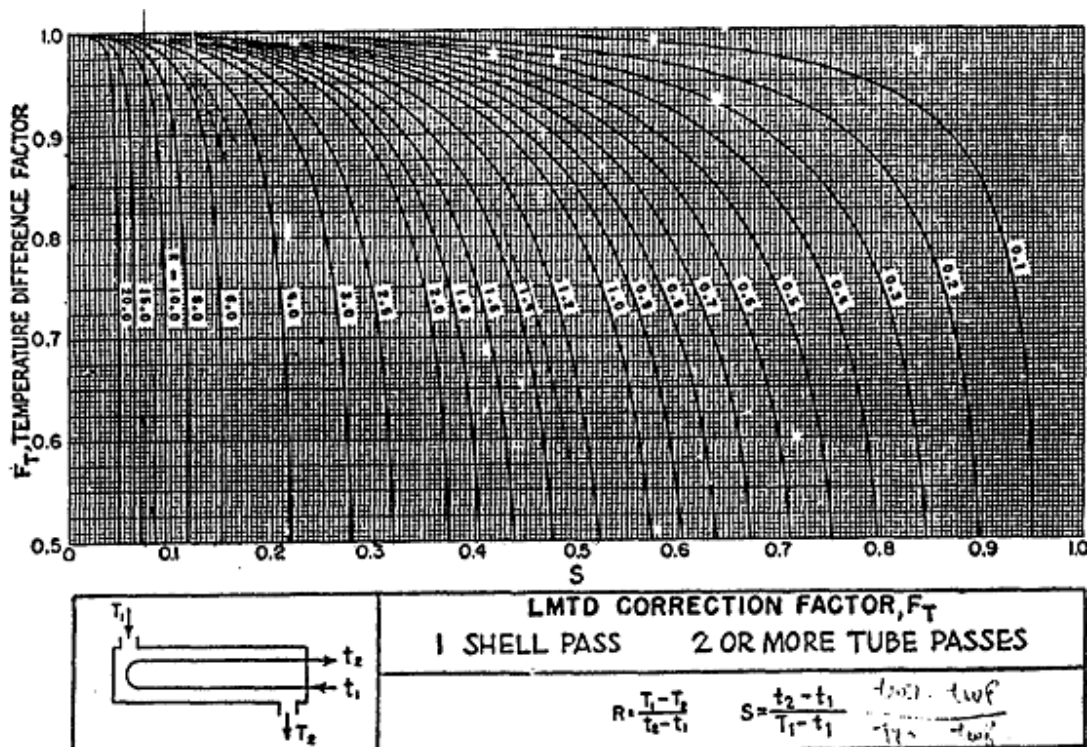
Βλέπουμε ότι οι Εξισ. (56) και (80) δίνουν

$$(\Delta T)_{\ell m} = \frac{(t_2 - t_1)(R - 1)}{\ln \frac{(1 - S)}{(1 - RS)}} \quad (81)$$

Τέλος, ο συντελεστής διαφοράς θερμοκρασίας λαμβάνεται διαιρώντας την Εξισ. (79) με την Εξισ. (80)

$$F_T = \frac{\sqrt{R^2 + 1} \ln \frac{(1-S)}{(1-RS)}}{(R-1) \ln \frac{2-S(R+1-\sqrt{R^2+1})}{2-S(R+1+\sqrt{R^2+1})}} \quad (82)$$

Διάγραμμα τιμών του F_T συναρτήσει τιμών των παραμέτρων R και S δίνονται στο Σχήμα 4.38.

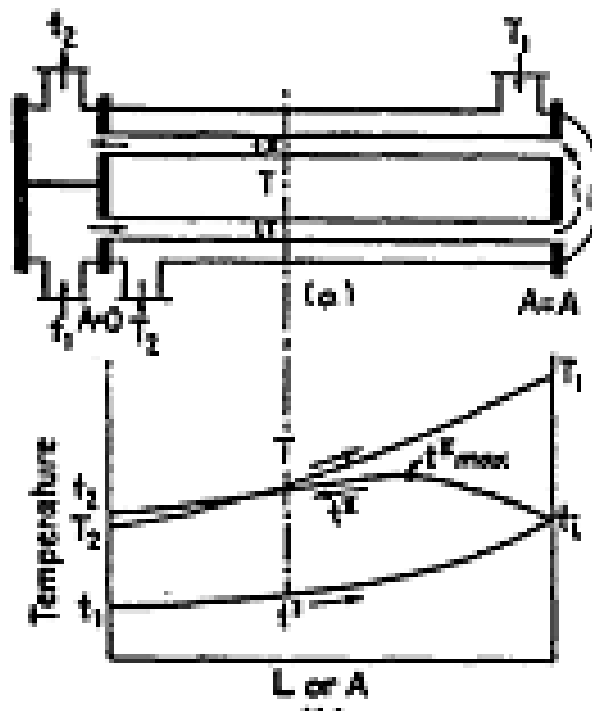


Σχήμα 4.38 Συντελεστής διαφοράς θερμοκρασίας για εναλλάκτες κελύφους-και-σωλήνων τύπου 1-2. Το διάγραμμα αυτό ισχύει και για όλους τους τύπους 1-2k (με $k=1,2,3,\dots$) (Πηγή: Standards of Tubular Exchanger Manufacturers Association).

Όταν οι τιμές των S και R αντιστοιχούν στο τμήμα της καμπύλης που είναι σχεδόν παράλληλο προς τον άξονα του F_T είναι καλύτερα αν χρησιμοποιεί κανείς κατευθείαν την Εξίσ. (82). Πάντως, στην πράξη δεν πρέπει να σχεδιάζουμε και χρησιμοποιούμε εναλλάκτες με $F_T < 0.75$. Πράγματι, το διάγραμμα του Σχ. 4.38 βασίζεται σε πολλές απλοποιητικές υποθέσεις που στην πράξη ισχύουν μόνο μερικώς. Έτσι για ένα εναλλάκτη με θεωρητικό $F_T \sim 0.75$ τυχόν αποκλίσεις από τις υποθέσεις ή και απρογραμμάτιστες

διαταραχές των θερμοκρασιών ή παροχών των δύο ρευμάτων μπορούν να οδηγήσουν σε πραγματικές τιμές του F_T που είναι εντελώς ανεπαρκείς. Κάτι τέτοιο μπορεί να έχει καταστροφικές συνέπειες για μια βιομηχανική εγκατάσταση.

Οι σχέσεις θερμοκρασιών στην περίπτωση που η κατεύθυνση του ρεύματος του κελύφους αντιστραφεί φαίνεται στο Σχήμα 4.39.



Σχήμα 4.39 Εναλλάκτης τύπου 1-2 με συμβατική διαρρύθμιση στομίων. Περίπτωση όπου $t_2 > T_2$.

Εδώ, κατά την πρώτη διαδρομή έχουμε αντιρροή ενώ κατά τη δεύτερη έχουμε ομορροή. Έτσι, η θερμοκρασία μεταξύ διαδρομών, $t_{1/2}$, είναι υψηλότερη, υπό τις ίδιες άλλες συνθήκες, από εκείνη της διατάξεως του Σχ. 37. Παρά ταύτα, ο Underwood έδειξε ότι οι τιμές του F_T είναι ακριβώς οι ίδιες, ισχύει δηλ. πάλι η Εξισ. (82). Παρατηρούμε ότι είναι δυνατόν η θερμοκρασία t^{II} να παρουσιάζει ένα μέγιστο. Επίσης είναι δυνατόν να έχουμε $t^{II} > T$ για μέρος της δεύτερης διαδρομής, οπότε το ρεύμα των σωλήνων επιστρέφει μέρος της κτηθείσας θερμότητας στο ρεύμα του κελύφους. Τούτο συμβαίνει αν $T_2 < t_2$.

Σε όλους του τύπους εναλλακτών που λειτουργούν εν μέρει κατ' αντιρροή και εν μέρει κατ' ομορροή η θερμοκρασία εξόδου του ψυχρού ρευστού δεν μπορεί να πλησιάσει πολύ τη θερμοκρασία εισόδου του θερμού. Καλούμε τη διαφορά (T_2-t_2) προσέγγιση θερμοκρασιών. Αν, τώρα, $t_2 > T_2$, καλούμε τη διαφορά (t_2-T_2) διασταύρωση θερμοκρασιών. Τέλος, καλούμε τις διαφορές (T_1-T_2) και (t_2-t_1) αλλαγές θερμοκρασιών. Βλέπουμε ότι

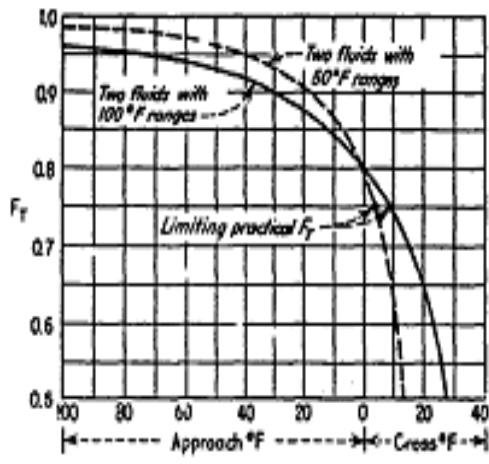
$$R = \frac{T_1 - T_2}{t_2 - t_1} = \frac{\text{Αλλαγή θερμοκρασίας ρευστού του κελύφους}}{\text{Αλλαγή θερμοκρασίας ρευστού των σωλήνων}}$$

$$S = \frac{t_2 - t_1}{T_1 - T_2} = \frac{\text{Αλλαγή θερμοκρασίας ρευστού των σωλήνων}}{\text{Διάστημα θερμοκρασιών}}$$

όπου T_1-t_1 =διάστημα θερμοκρασιών.

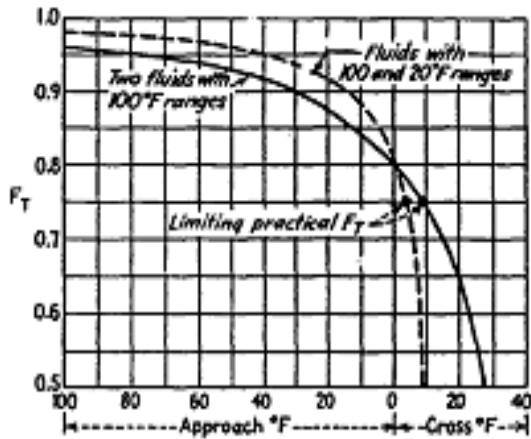
Είναι χρήσιμο να διερευνήσουμε μερικές τυπικές διαφορές θερμοκρασιών και να δούμε πως αυτές επηρεάζουν το συντελεστή F_T .

Στο Σχήμα 4.40 δίνεται η εξάρτηση του F_T από την διαφορά (T_2-t_2) ή (t_2-T_2) για δύο ρεύματα με ίσες αλλαγές θερμοκρασιών (είτε $T_1-T_2=t_2-t_1=100^\circ\text{F}$, είτε $T_1-T_2=t_2-t_1=50^\circ\text{F}$).



Σχήμα 4.40 Εξάρτηση του συντελεστή διαφοράς θερμοκρασίας F_T από την προσέγγιση θερμοκρασιών (T_2-t_2) , ή τη διασταύρωση θερμοκρασιών (t_2-T_2) , για δύο ρευστά με ίσες αλλαγές θερμοκρασιών (50°F ή 100°F). Οι πρακτικές τιμές του F_T είναι $F_T > 0.75$.

Ανάλογα αποτελέσματα για δύο ρεύματα με άνισες αλλαγές θερμοκρασιών ($T_1-T_2=100^\circ\text{F}$, $t_2-t_1=20^\circ\text{F}$) δίνονται στο Σχήμα 4.41.



Σχήμα 4.41 Εξάρτηση του συντελεστή διαφοράς θερμοκρασίας F_T από την προσέγγιση θερμοκρασιών (T_2-t_2) , τη διασταύρωση θερμοκρασιών (t_2-T_2) , για δύο ρευστά με άνισες ή ίσες αλλαγές θερμοκρασιών. Οι πρακτικές τιμές του F_T είναι $F_T > 0.75$.

Αξίζει να παρατηρήσουμε τις συνθήκες υπό τις οποίες το F_T μειώνεται γρήγορα. Η μείωση του F_T είναι πιο απότομη για (i) μικρότερες αλλαγές θερμοκρασίας, αν $T_1-T_2=t_2-t_1$, και (ii) για μεγαλύτερες διαφορές μεταξύ (T_1-T_2) και (t_2-t_1) , δηλαδή για μεγαλύτερες τιμές του R . Οι διασταυρώσεις θερμοκρασίας που επιτρέπονται είναι πολύ μικρές, της τάξεως των 8°F (ή 5°C).

Μπορεί να δειχθεί ότι οι τιμές του F_T για εναλλάκτες τύπου 1-2 και εναλλάκτες τύπου 1-8 διαφέρουν το πολύ μέχρι 2%. Ετσι, το διάγραμμα του Σχ. 38 μπορεί να χρησιμοποιηθεί για εναλλάκτες τύπου 1-2k ($k=1,2,3,4,\dots$).

(4) Απώλειες Υδροστατικής Κεφαλής Μέσα στο Κέλυφος

Η πτώση πίεσης μεταξύ της εισόδου και της εξόδου του κελύφους δίνεται από την ακόλουθη ημιεμπειρική σχέση (Kern, 1950):

$$(\Delta p)_\kappa = (N_\chi + 1) f_\kappa \frac{D_\kappa}{D_e} \frac{\rho_\kappa}{2} \left(\frac{G_\kappa}{\rho_\kappa} \right)^2 \left(\frac{\mu_b}{\mu_w} \right)_\kappa^{-0.14} \quad (83)$$

όπου: $(\Delta p)_\kappa$ = πτώση πίεσης

ρ_κ = πυκνότητα του ρευστού του κελύφους

N_χ = αριθμός χωρισμάτων (χωρίς τα τοιχώματα στηρίξεως)

D_κ = εσωτερική διάμετρος κελύφους

$D_e =$ ισοδύναμη διάμετρος δέσμης σωλήνων, Εξισ. (32)

$G_k =$ μαζική ταχύτητα, Εξισ. (35)

$\mu_b, \mu_w =$ δυναμικό ιξώδες του ρευστού του κελύφους στην θερμοκρασία μίξεως και στη θερμοκρασία του τοίχου

$f_k =$ συντελεστής τριβής του κελύφους (Σχήμα 4.42)

Ο συντελεστής τριβής του κελύφους δίνεται ως συνάρτηση του αριθμού $Re_k = D_e G_k / \mu_b$ στο Σχήμα 4.42. Η τιμή του f_k περιλαμβάνει και τις απώλειες εισόδου και εξόδου.

Αξίζει να σημειωθεί ότι

$$N_{\chi} + 1 = \frac{\ell_{\sigma}}{B_{\chi}} \quad (84)$$

όπου $\ell_{\sigma} =$ μήκος σωλήνα.

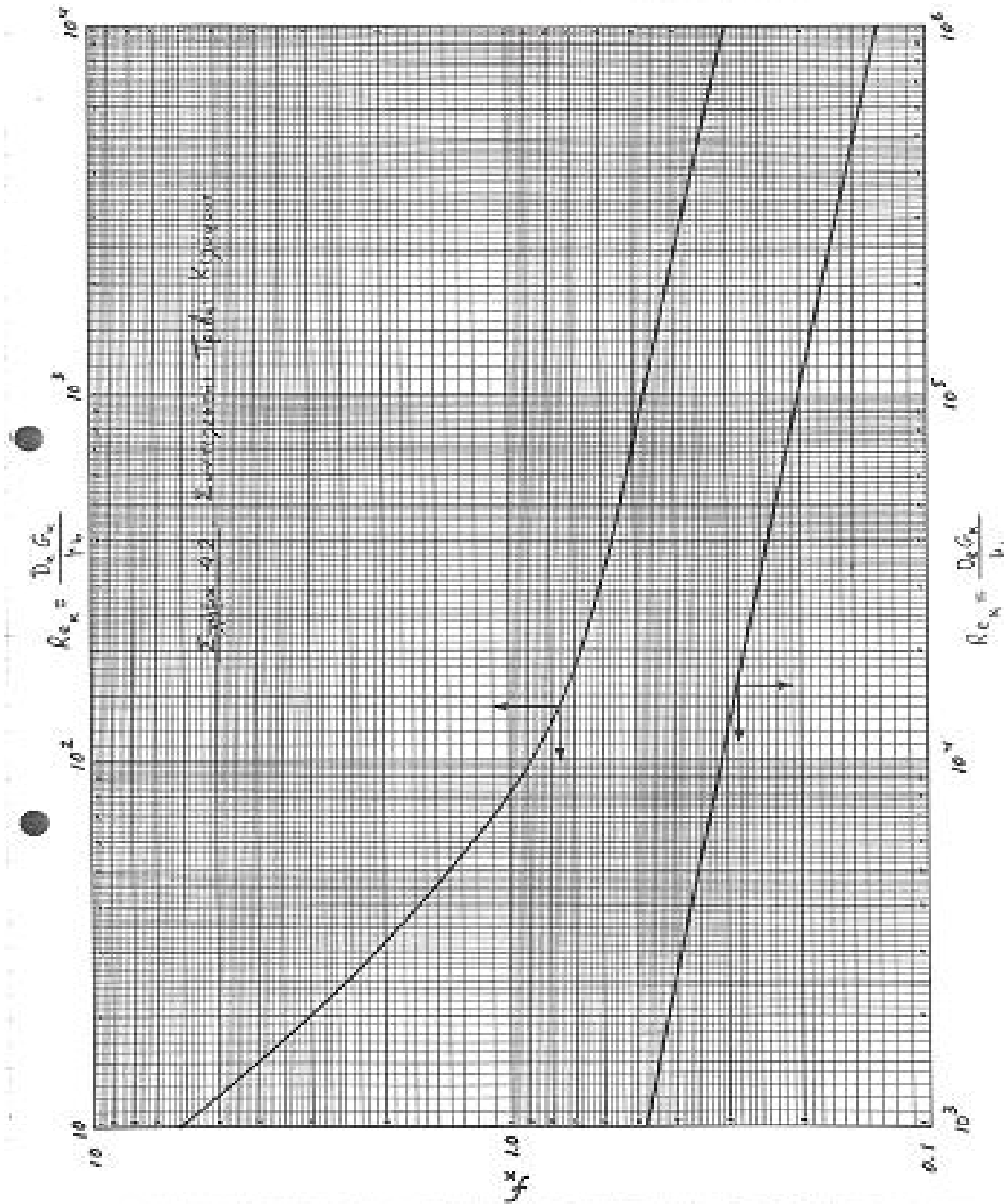
Παρατήρηση

Η εξίσωση (82) προσδιορίστηκε υποθέτοντας υποθέτοντας ότι το ψυχρό ρευστό διοχετεύεται μέσω των αυλών. Το ίδιο ακριβώς αποτέλεσμα λαμβάνεται αν θεωρήσουμε ότι το ψυχρό ρεύμα διοχετεύεται στην πλευρά του κελύφους. Έτσι, μπορούμε να θεωρούμε ότι στην Εξισ. (82) και το Σχ. 38 τα σύμβολα T και t μπορούν να ερμηνευθούν ως:

$T =$ θερμοκρασία ρευστού στην πλευρά του κελύφους

$t =$ θερμοκρασία ρευστού στους αυλούς

Το ίδιο ισχύει και για ανάλογα αποτελέσματα που δίνονται κατωτέρω.



(στ) Απώλεια Υδροστατικής Κεφαλής Μέσα στους Σωλήνες

Η απώλεια πίεσεως κατά μήκος των σωλήνων υπολογίζεται από τη σχέση

$$\boxed{(\Delta p)_{\sigma} = N_{\delta} f \frac{\ell_{\sigma}}{d_i} \frac{\rho_{\sigma}}{2} \left(\frac{G_{\sigma}}{\rho_{\sigma}} \right)^2 \left(\frac{\mu_b}{\mu_w} \right)^{-0.14}} \quad (85)$$

Επιπλέον, λαμβάνουμε υπόψη μας τις αλλαγές διαδρομής εκτιμώντας 4 κεφαλές ταχύτητας ανά διαδρομή. Οι απώλειες αυτές καλούνται απώλειες στροφών. Η αντίστοιχη πτώση πίεσεως, $(\Delta p)_{\sigma\tau}$, δίνεται από τη σχέση

$$\boxed{(\Delta p)_{\sigma\tau} = 2 N_{\delta} \rho_{\sigma} \left(\frac{G_{\sigma}}{\rho_{\sigma}} \right)^2} \quad (86)$$

Έτσι, η ολική απώλεια πίεσεως δίνεται από τη σχέση

$$\boxed{(\Delta p)_{\sigma,ολ} = (\Delta p)_{\sigma} + (\Delta p)_{\sigma\tau}} \quad (87)$$

Εδώ: N_{δ} = αριθμός διαδρομών

f = συντελεστής τριβής του Fanning = $f \left(Re_{\sigma}, \frac{e}{d_i} \right)$ με $Re_{\sigma} = \frac{d_i G_{\sigma}}{\mu_b}$

ℓ_{σ} = μήκος ενός σωλήνα (αυλού)

d_i = εσωτερική διάμετρος σωλήνα

ρ_{σ} = πυκνότητα ρευστού σωλήνων

G_{σ} = μαζική ταχύτητα ρευστού σωλήνων

μ_b, μ_w = δυναμικό ιξώδες του ρευστού σωλήνων στη θερμοκρασία μίξεως και τη θερμοκρασία τοίχου, αντίστοιχα

Η μαζική ταχύτητα δίνεται από τη σχέση

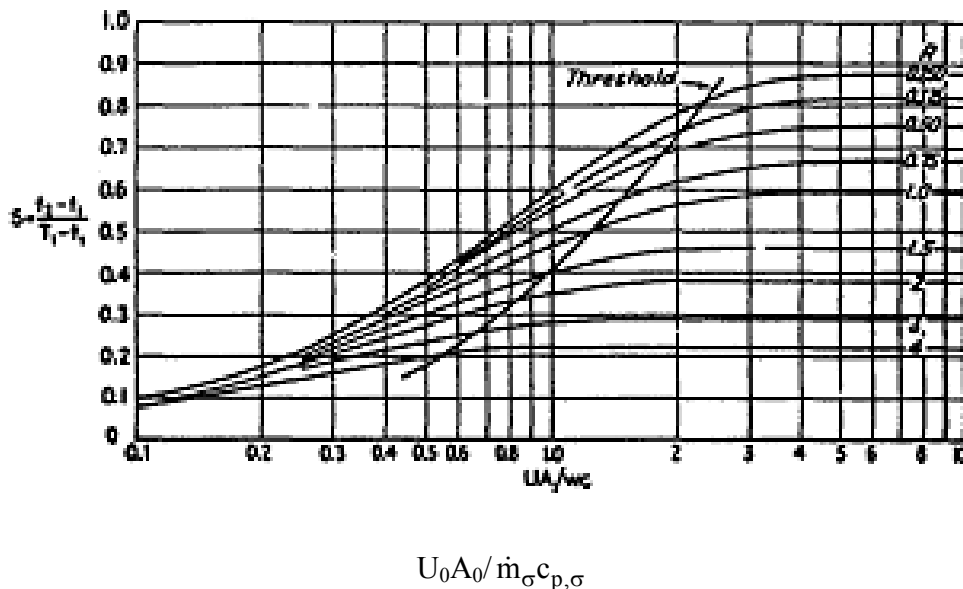
$$\boxed{G_{\sigma} = \frac{\dot{m}_{\sigma}}{A_{\sigma}}} \quad \text{με} \quad \boxed{A_{\sigma} = \frac{N_{\sigma}}{N_{\delta}} \frac{\pi}{4} d_i^2} \quad (88)$$

όπου: A_σ = επιφάνεια διατομών σωλήνων, ανά διαδρομή

N_σ = αριθμός σωλήνων μέσα στο κέλυφος

(ζ) Διάγραμμα Ten Broeck για τον Υπολογισμό του t_2 (ή του S)

Η Εξισ. (78) μας επιτρέπει να υπολογίσουμε το S ως συνάρτηση του όρου $U_0A_0/\dot{m}_\sigma c_{p,\sigma}$ και του R, χωρίς να περάσουμε από τον υπολογισμό του συντελεστή F_T . Αυτό το συνειδητοποίησε ο Ten Broeck ο οποίος και έδωσε τα σχετικά αποτελέσματα σε μορφή διαγράμματος, Σχήμα 4.44.



Σχήμα 4.44 Διάγραμμα Ten Broeck για τον υπολογισμό του t_2 (ή του S) για εναλλάκτες τύπου 1-2, 1-4, κλπ. (Πηγή: Kern).

Αν ο εναλλάκτης 1-2 είναι δεδομένος, τότε η ολική επιφάνεια A_0 είναι γνωστή. Για δεδομένα $\dot{m}_\sigma c_{p,\sigma}$ και $\dot{m}_k c_{p,k}$ το R είναι επίσης γνωστό, αφού $R = \dot{m}_\sigma c_{p,\sigma} / \dot{m}_k c_{p,k}$. Ο ολικός συντελεστής μεταφοράς θερμότητας U_0 μπορεί να υπολογισθεί κατά τα γνωστά, οπότε η αδιάστατη ομάδα $U_0A_0/\dot{m}_\sigma c_{p,\sigma}$ παίρνει γνωστή τιμή. Χρησιμοποιώντας το Σχ. 44 διαβάζουμε την τιμή του S που αντιστοιχεί στο $U_0A_0/\dot{m}_\sigma c_{p,\sigma}$ και R του προβλήματος.

Το t_2 λαμβάνεται από την $t_2=t_1+S(T_1-t_1)$. Η διαχωριστική γραμμή (threshold) είναι ο τόπος των σημείων στα οποία αρχίζει η διασταύρωση θερμοκρασιών (δηλ. $t_2>T_2$).