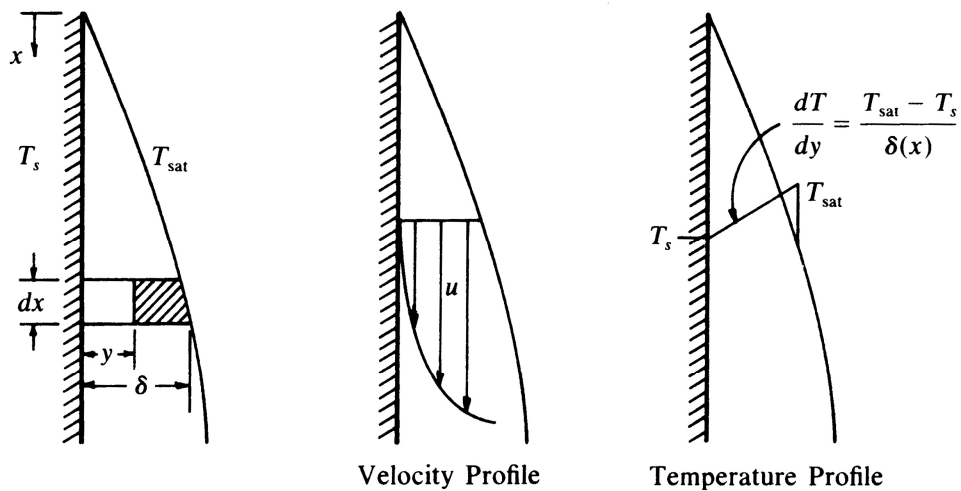


ρυθμοί μετάδοσης θερμότητας παρουσιάζονται πολύ μεγαλύτεροι από τους αντίστοιχους στην συμπύκνωση τύπου υμένα.

Κατά την συμπύκνωση υμένα, το υγρό συμπύκνωμα δημιουργείται αρχικά στην επιφάνεια, από την οποία στην συνέχεια ρέει προς τα κάτω υπό την επίδραση της βαρύτητας ή συμπαρασυρόμενο από τον κινούμενο ατμό. Αν η κίνηση του συμπυκνώματος είναι στρωτή ως είθισται στις περισσότερες περιπτώσεις, η θερμότητα μεταφέρεται από την διεπιφάνεια υγρού-ατμού στην στερεή επιφάνεια με αγωγή. Ο ρυθμός μετάδοσης θερμότητας εξαρτάται από το πάχος του υμένα (Σχήμα ΒΣ-6) και το τελευταίο τόσο από τον ρυθμό συμπύκνωσης, όσο και από τον ρυθμό απομάκρυνσης του προκύπτοντος συμπυκνώματος. Για κεκλιμένη επιφάνεια ο ρυθμός απομάκρυνσης είναι μικρότερος, διότι τότε αυξάνεται το πάχος του υμένα και ελαττώνεται συνακόλουθα ο ρυθμός μετάδοσης θερμότητας.



Σχήμα ΒΣ-6. Προφίλ πάχους, ταχύτητας και θερμοκρασίας υμένα κατά την συμπύκνωση

Σε κάθε περίπτωση ο σχηματισμός συμπυκνώματος δημιουργεί θερμική αντίσταση μεταξύ της επιφάνειας και του ατμού. Επειδή η αντίσταση αυτή αυξάνεται αυξανόμενου του πάχους του συμπυκνώματος, επιδιώκεται η χρήση κάθετων επιφανειών μικρού μήκους είτε δέσμης κυλινδρικών σωλήνων. Όσον αφορά στους ρυθμούς μετάδοσης θερμότητας, η συμπύκνωση με σταγονίδια αποτελεί μια σαφώς πιο ευνοϊκή επιλογή, διότι η αντίσταση του συμπυκνώματος είναι πολύ μικρότερη. Από την άλλη μεριά όμως, η επίτευξη συμπύκνωσης με σταγονίδια αποτελεί μια πιο δύσκολα υλοποιήσιμη διεργασία, που απαιτεί κατά κανόνα την λήψη ειδικών μέτρων (π.χ. την χρήση δικτυωτών επιφανειών). Ακόμη και στην περίπτωση που έχουν ληφθεί ειδικά μέτρα, η διατήρηση- για μεγάλο χρονικό διάστημα- συνθηκών συμπύκνωσης με σταγονίδια κάθε άλλο παρά εύκολη θα μπορούσε να χαρακτηριστεί. Για τους λόγους που αναλύθηκαν παραπάνω, οι υπολογισμοί στον σχεδιασμό γίνονται με βάση την συμπύκνωση τύπου υμένα.

ΒΣ.5.1 ΣΥΜΠΥΚΝΩΣΗ ΣΤΡΩΤΟΥ ΥΜΕΝΑ ΣΕ ΚΑΘΕΤΗ ΠΛΑΚΑ

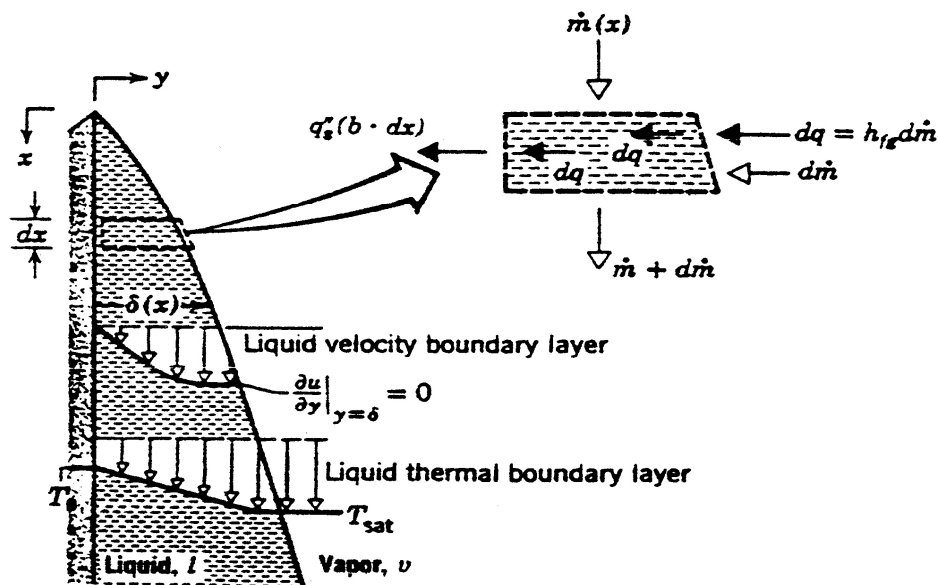
Επειδή οι περισσότερες επιφάνειες συμπυκνωτών είναι μικρές, όπως άλλωστε και η ταχύτητα του σχηματιζόμενου υμένα, η συμπύκνωση που λαμβάνει χώρα είναι συνήθως αυτού του τύπου. Σε αυτήν την περίπτωση, η ανάλυση Nusselt δίνει μια εικόνα για τον μηχανισμό βάσει του οποίου πραγματοποιείται η συμπύκνωση.

Από ισοζύγιο δυνάμεων ανά μονάδα πλάτους του γραμμοσκιασμένου τμήματος του σχήματος ΒΣ-7, αγνοώντας τις δυνάμεις αδράνειας (χαμηλή ταχύτητα), παίρνουμε:

$$\frac{1}{g_c} \mu_l \frac{du}{dy} dx = \frac{1}{g_c} g(\rho_l - \rho_v)(\delta - y) dx \quad (\text{B}\Sigma.20)$$

Ο όρος στο αριστερό σκέλος της εξίσωσης (BΣ.20) αποτελεί την ιξώδη διατμητική τάση στην διεύθυνση y και ο όρος στα δεξιά την διαφορά του βάρους και των δυνάμεων άωσης. Οι βασικές υποθέσεις που έγιναν αναφέρονται ακολούθως:

- ❖ Η μεταφορά ορμής και ενέργειας στον υμένα θεωρείται ότι γίνεται μόνο με διάχυση σε κατεύθυνση κάθετη στην ροή του υμένα. Η παραδοχή αυτή είναι λογική, δεδομένου ότι οι ταχύτητες του συμπυκνώματος είναι πολύ χαμηλές, και συνεπάγεται ότι η μετάδοση θερμότητας στον υμένα πραγματοποιείται μόνο με τον μηχανισμό της αγωγής, με αποτέλεσμα το θερμοκρασιακό προφίλ αυτού να είναι γραμμικό.
- ❖ Σταθερή επιφανειακή θερμοκρασία T_s .
- ❖ Η αέρια φάση είναι καθαρός ατμός σε θερμοκρασία κορεσμού T_{sat} . Η κλίση της θερμοκρασίας στον ατμό είναι μηδενική και η μετάδοση θερμότητας γίνεται μόνο με συμπύκνωση στην διεπιφάνεια και όχι με αγωγή από τον ατμό.
- ❖ Στρωτή ροή και σταθερές ιδιότητες ρευστού μέσα στον υμένα.
- ❖ Αμελητέα διατμητική τάση στην διεπιφάνεια υγρού-ατμού, δηλαδή χαμηλή ταχύτητα ατμού.



Σχήμα BΣ-7. Οριακό στρώμα σε συμπύκνωση υμένα σε κάθετη επιφάνεια σύμφωνα με τις παραδοχές του Nusselt

Για οριακές συνθήκες μη-ολίσθησης, $u = 0$ για $y = 0$, από την ολοκλήρωση της (BΣ.20) απορρέει η σχέση που φαίνεται στην συνέχεια:

$$u = \frac{g(\rho_l - \rho_v)}{\mu_l} \left(y\delta - \frac{y^2}{2} \right) \quad (\text{B}\Sigma.21)$$

Η παροχή μάζας του συμπυκνώματος ανά μονάδα πλάτους \dot{m}' σε κάθε ύψος x δίνεται από τον τύπο (BΣ.22),

$$\dot{m}' = \int_0^{\delta} \rho_l u dy = \frac{\rho_l g (\rho_l - \rho_v) \delta^3}{3 \mu_l} \quad (\text{B}\Sigma.22)$$

από τον οποίο ο ρυθμός μεταβολής της παροχής μάζας ως προς το πάχος του συμπυκνώματος βρίσκεται ίσος με:

$$\frac{d\dot{m}'}{d\delta} = \frac{\rho_l g (\rho_l - \rho_v) \delta^2}{\mu_l} \quad (\text{B}\Sigma.23)$$

Η επιπλέον ροή μάζας $d\dot{m}'$ προέρχεται από την συμπύκνωση στην διεπιφάνεια και δίνεται από την σχέση (BΣ.24),

$$d\dot{m}' = \frac{dq'}{h_{fg}} \quad (\text{B}\Sigma.24)$$

όπου dq' είναι η θερμοροή ανά μονάδα πλάτους και h_{fg} : η ενθαλπία εξάτμισης. Επιπλέον, εφόσον η θερμότητα που ελευθερώνεται άγεται διαμέσου του υμένα, προκύπτει ότι:

$$dq' = \frac{k_l (T_{sat} - T_s)}{\delta} dx \quad (\text{B}\Sigma.25)$$

Συνδυάζοντας τις σχέσεις (BΣ.23), (BΣ.24) και (BΣ.25) λαμβάνεται κατόπιν ολοκλήρωσης μια συσχέτιση μεταξύ του πάχους δ του υμένα και του ύψους x :

$$\delta = \left[\frac{4 \mu_l k_l x (T_{sat} - T_s)}{\rho_l g (\rho_l - \rho_v) h_{fg}} \right]^{1/4} \quad (\text{B}\Sigma.26)$$

Εφόσον η θερμότητα που μεταφέρεται στον υμένα άγεται μέσω αυτού προς την στερεή επιφάνεια, έχουμε:

$$h_x (T_{sat} - T_s) = \frac{k_l (T_{sat} - T_s)}{\delta} \quad \text{ή} \quad h_x = \frac{k_l}{\delta} \quad (\text{B}\Sigma.27)$$

Συνδυασμός των δυο προηγούμενων εξισώσεων οδηγεί στην (BΣ.28):

$$\text{Nu}_x \equiv \frac{h_x x}{k_l} = \left[\frac{\rho_l g (\rho_l - \rho_v) h_{fg} x^3}{4 \mu_l k_l (T_{sat} - T_s)} \right]^{1/4} \quad (\text{B}\Sigma.28)$$

Εξετάζοντας το παραπάνω αποτέλεσμα παρατηρείται ότι η αύξηση του πάχους του υμένα του συμπυκνώματος είναι ανάλογη της ανάπτυξης ενός οριακού στρώματος πάνω σε επίπεδη επιφάνεια, όπως συμβαίνει στα φαινόμενα συναγωγής απλής φάσης. Σε αντίθεση όμως με τα ισχύοντα στην απλή συναγωγή, η αύξηση του πάχους του υμένα προκαλεί ελάττωση του συντελεστή μετάδοσης θερμότητας (BΣ.27). Ολοκληρώνοντας την τοπική τιμή του h_x για όλο το ύψος L της επιφάνειας, εξάγεται μια σχέση ορισμού του μέσου συντελεστή μετάδοσης θερμότητας:

$$\bar{h} = \frac{4}{3} h_L = (0.943) \left[\frac{\rho_l g (\rho_l - \rho_v) h_{fg} k_l^3}{\mu_l L (T_{sat} - T_s)} \right]^{1/4} \quad (\text{B}\Sigma.29)$$

Γενικεύοντας για κεκλιμένη επιφάνεια με γωνία κλίσης ϕ από το οριζόντιο επίπεδο, η παραπάνω σχέση μορφοποιείται ως εξής:

$$\bar{h} = (0.943) \left[\frac{\rho_l g (\rho_l - \rho_v) h_{fg} k_l^3}{\mu_l L (T_{sat} - T_s)} \sin \phi \right]^{1/4} \quad (\text{B}\Sigma.30)$$

Πειραματικά δεδομένα αποδεικνύουν ότι αυτή η εξίσωση παράγει συντηρητικά αποτελέσματα και συγκεκριμένα περίπου 20% χαμηλότερα από τις μετρούμενες τιμές. Έτσι η προτεινόμενη συσχέτιση για κεκλιμένες επιφάνειες (συμπεριλαμβανομένων και των κάθετων επιφανειών) είναι:

$$\bar{h} = (1.13) \left[\frac{\rho_l g (\rho_l - \rho_v) h_{fg} k_l^3}{\mu_l L (T_{sat} - T_s)} \sin \phi \right]^{1/4} \quad (\text{B}\Sigma.31)$$

BΣ.5.1.1 Κάθετοι σωλήνες

Η εξίσωση (BΣ.31) για $\sin \phi = 1$ ισχύει τόσο για τις εσωτερικές, όσο και για τις εξωτερικές επιφάνειες κάθετων σωλήνων, με την προϋπόθεση ότι οι σωλήνες διαθέτουν αρκετά μεγάλη διάμετρο D συγκρινόμενη με το πάχος του υμένα δ . Ωστόσο, η (BΣ.31) δεν ισχύει για πολύ κεκλιμένους σωλήνες, αφού η ροή του υμένα δεν θα ήταν παράλληλη με τον άξονα του σωλήνα.

BΣ.5.1.2 Οριζόντιοι σωλήνες

Μια ανάλυση τύπου Nusselt για εξωτερική συμπύκνωση δίνει:

$$\bar{h} = (0.725) \left[\frac{\rho_l g (\rho_l - \rho_v) h_{fg} k_l^3}{\mu_l D (T_{sat} - T_s)} \right]^{1/4} \quad (\text{B}\Sigma.32)$$

Όταν έχουμε συμπύκνωση σε ένα πλήθος n οριζόντιων σωλήνων τοποθετημένων σε κάθετη σειρά (δέσμη), το συμπύκνωμα από τον πάνω σωλήνα ρέει στους παρακάτω σωλήνες επηρεάζοντας τον ρυθμό μετάδοσης θερμότητας. Σε αυτήν την περίπτωση η μετάδοση θερμότητας δύναται να εκτιμηθεί, απουσία εμπειρικών σχέσεων, με αντικατάσταση του όρου D από τον όρο nD .

BΣ.5.2 ΣΥΜΠΥΚΝΩΣΗ ΤΥΡΒΩΔΟΥΣ ΥΜΕΝΑ

Όταν ο υμένας του υγρού βρίσκεται σε τυρβώδη κατάσταση, η θερμότητα δεν μεταδίδεται μόνο με αγωγή, αλλά και με τυρβώδη διάχυση (eddy diffusion). Αυτό μπορεί να συμβεί σε σχετικά μεγάλου ύψους κάθετες επιφάνειες ή σε συστοιχίες οριζόντιων σωλήνων τοποθετημένων σε κάθετη σειρά (δέσμη). Όταν λαμβάνουν χώρα τέτοια φαινόμενα, δεν μπορούν να χρησιμοποιηθούν οι αντίστοιχες σχέσεις που ισχύουν στην περίπτωση της στρωτής ροής. Η εν λόγω μεταβολή συμβαίνει όταν ο αριθμός Reynolds Re_f του υμένα που ορίζεται ως

$$Re_f \equiv \frac{VD_h \rho_l}{\mu_l} = \frac{4\rho_l AV}{P\mu_l} \quad (\text{B}\Sigma.33)$$

είναι περίπου 1800. Εδώ η υδραυλική διάμετρος $D_h \equiv 4A/P$ είναι το χαρακτηριστικό μήκος, A : η επιφάνεια πάνω στην οποία ρέει το συμπύκνωμα και P : η διαβρεχόμενη περίμετρος.

- Για κεκλιμένες επιφάνειες με πλάτος W , $\frac{A}{P} = \frac{LW}{L} = L$
- Για κάθετους σωλήνες, $\frac{A}{P} = \frac{\pi DL}{\pi D} = L$
- Για οριζόντιους σωλήνες, $\frac{A}{P} = \frac{\pi DL}{L} = \pi D$

Στην πραγματικότητα διακρίνουμε τρεις περιοχές ροής κατά μήκος της επιφάνειας, αφού ο Re_f είναι συνάρτηση του D_h :

- Στρωτή ροή για $Re_f \leq 30$
- Στρωτή, κυματώδης ροή για $30 \leq Re_f \leq 1800$
- Τυρβώδης ροή για $Re_f \geq 1800$

Πρέπει να σημειωθεί σε αυτό το σημείο ότι ο μεταβατικός αριθμός Reynolds για τους οριζόντιους σωλήνες είναι 3600 αντί του 1800, αφού ο υμένας ρέει και από τις δύο πλευρές του σωλήνα. Αυτό βέβαια είναι κάπως θεωρητικό, γιατί η τυρβώδης ροή είναι σπάνια σε οριζόντιους σωλήνες λόγω της μικρής κάθετης διάστασης.

Εφόσον ισχύουν οι ισότητες $\dot{m}' = \rho_l AV$ και $\dot{m}' = \dot{m}/P$, ο αριθμός Reynolds του υμενίου εκφράζεται ως

$$Re_f = \frac{4\dot{m}'}{\mu_l} \quad (\text{B}\Sigma.34)$$

όπου \dot{m}' είναι η ροή μάζας του συμπυκνώματος ανά μονάδα πλάτους (για επιφάνειες) ή ανά μονάδα μήκους (για σωλήνες). Η μέγιστη τιμή της αποκτάται στο κατώτερο άκρο της επιφάνειας.

BΣ.5.2.1 Κάθετες επιφάνειες

Ο μέσος συντελεστής μετάδοσης θερμότητας για κάθετες επιφάνειες, που αναπτύχθηκε από τον Kirkbride, είναι ο προκύπτων από την σχέση (BΣ.35),

$$\bar{h} = (0.0076)Re_f^{0.4} \left[\frac{\rho_l g (\rho_l - \rho_v) k_l^3}{\mu_l^2} \right]^{1/3} \quad (\text{B}\Sigma.35)$$

και ισχύει για $Re_f > 1800$.

BΣ.5.3 ΠΡΟΣΔΙΟΡΙΣΜΟΣ ΤΗΣ ΡΟΗΣ ΥΜΕΝΙΟΥ

Αφού η ταχύτητα του συμπυκνώματος V είναι άγνωστη στην σχέση (BΣ.33), η μέθοδος δοκιμής και σφάλματος αποδεικνύεται ιδιαίτερα χρήσιμη και τελικά καθίσταται απαραίτητη. Εκφράζοντας την παροχή μάζας με όρους μετάδοσης θερμότητας καταλήγουμε στην εξίσωση (BΣ.36),

$$\dot{m} = \frac{q}{h_{fg}} = \frac{\bar{h}A(T_{sat} - T_s)}{h_{fg}} \quad (\text{B}\Sigma.36)$$

και αντικαθιστώντας στην (BΣ.34) παίρνουμε μια ακόμη έκφραση του αριθμού Reynolds:

$$\text{Re}_f = \frac{4\bar{h}A(T_{sat} - T_s)}{P\mu_l h_{fg}} \quad (\text{B}\Sigma.37)$$

Γνωρίζοντας ότι ο μεταβατικός αριθμός Reynolds για τον υμένα είναι $\text{Re}_f |_{\text{crit}} \approx 1800$, η διεργασία διευκολύνεται με την απλοποίηση (διαγραφή) του συντελεστή μετάδοσης θερμότητας στον αρχικό υπολογισμό του Re_f . Από τις εξισώσεις (BΣ.31) και (BΣ.37), η ροή σε κάθετες ή κεκλιμένες επιφάνειες και σε κάθετους σωλήνες είναι στρωτή, αν ισχύει:

$$(4.52) \left[\frac{\rho_l g (\rho_l - \rho_v) k_l^3 (T_{sat} - T_s)^3}{\mu_l^5 h_{fg}^3} L^3 \sin \varphi \right]^{1/4} < 1800 \quad (\text{B}\Sigma.38)$$

Από τις σχέσεις (BΣ.32) και (BΣ.37), η ροή σε κάθετη σειρά n οριζόντιων σωλήνων είναι στρωτή, αν ικανοποιείται η προϋπόθεση που εκφράζεται με την ακόλουθη ανισότητα:

$$(9.11) \left[\frac{\rho_l g (\rho_l - \rho_v) k_l^3 (T_{sat} - T_s)^3}{\mu_l^5 h_{fg}^3} n^3 D^3 \right]^{1/4} < 3600 \quad (\text{B}\Sigma.39)$$

Από τις (BΣ.35) και (BΣ.37), η ροή σε κάθετες επιφάνειες χαρακτηρίζεται ως στροβιλώδης, αν πληρείται η προϋπόθεση που μαθηματικά εκφράζεται με την ανισότητα:

$$(0.00296) \left[\frac{\rho_l g (\rho_l - \rho_v) k_l^3 (T_{sat} - T_s)^3}{\mu_l^5 h_{fg}^3} L^3 \right]^{5/9} > 1800 \quad (\text{B}\Sigma.40)$$

Αν οι προηγούμενες τρεις σχέσεις ικανοποιούνται, το αριστερό μέλος δίνει τον Re_f .

Ο μηχανισμός της συμπύκνωσης είναι κάπως διαφορετικός, αν ο συμπυκνόμενος ατμός είναι υπέρθερμος και όχι κορεσμένος. Πειραματικά αποτελέσματα έχουν δείξει ότι στις περισσότερες περιπτώσεις η επίδραση της υπερθέρμανσης δύναται να αγνοηθεί, καθώς και ότι οι εξισώσεις για τους κορεσμένους ατμούς μπορούν να χρησιμοποιηθούν με αμελητέο σφάλμα. Πρέπει να δοθεί έμφαση στο γεγονός ότι η θερμοκρασιακή διαφορά ($T_{sat} - T_s$) είναι και πάλι η κινούσα δύναμη και ότι η πραγματική θερμοκρασία του υπέρθερμου ατμού δεν υπεισέρχεται στους υπολογισμούς. Σε όλες τις εξισώσεις συμπύκνωσης οι ιδιότητες του συμπυκνώματος υπολογίζονται στην μέση θερμοκρασία υμένα:

$$T_f = \frac{T_{sat} + T_s}{2} \quad (\text{B}\Sigma.41)$$

Οι ιδιότητες του ατμού υπολογίζονται στην θερμοκρασία κορεσμού και ο όρος h_{fg} αντιστοιχεί στην θερμοκρασία του κορεσμένου ατμού.

ΠΑΡΑΔΕΙΓΜΑΤΑ

Παράδειγμα BΣ-1:

Αντίσταση διαμέτρου 1.0 mm και μήκους 150 mm είναι βυθισμένη οριζόντια σε νερό σε ατμοσφαιρικές συνθήκες. Στην αντίσταση εφαρμόζεται τάση 10.1 V, ενώ την διαπερνά ρεύμα εντάσεως 52.3 A. Υπολογίστε την πυκνότητα θερμορροής σε W/m² και κατά προσέγγιση την θερμοκρασία της αντίστασης.

Λύση:

Η ηλεκτρική ενέργεια είναι $q = EI = (10.1)(52.3) = 528.23 \text{ W}$

Η επιφάνεια της αντίστασης ισούται με $A = \pi DL = \pi(1.0 \cdot 10^{-3})(150 \cdot 10^{-3}) = 4.7124 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$

Άρα η πυκνότητα θερμορροής προκύπτει ότι είναι $\frac{q}{A} = \frac{528.23}{4.7124 \cdot 10^{-4}} = 1.121 \cdot 10^6 \text{ W/m}^2$

Για να βρούμε προσεγγιστικά την υπερθερμοκρασία από το σχήμα ΒΣ-4α, μετατρέπουμε την πυκνότητα θερμορροής στο βρετανικό σύστημα μονάδων, δηλαδή:

$$\frac{q}{A} = \frac{1.121 \cdot 10^6}{3.15248} = 355.573 \cdot 10^5 \text{ Btu/hr} \cdot \text{ft}^2$$

Από το σχήμα ΒΣ-4α έχουμε $\Delta T \approx (40) \left(\frac{5}{9} \right) = 22^\circ \text{C}$, οπότε $T_s = 100 + 22 = 122^\circ \text{C}$

Παράδειγμα ΒΣ-2:

Υπολογίστε την μέγιστη θερμορροή (σημείο C του σχήματος ΒΣ-1), σε W/m^2 , για νερό που βράζει σε κανονική ατμοσφαιρική πίεση. Η επιφανειακή τάση γ δίνεται ίση με 0.0584 N/m , το $g_c = 1.0 \text{ kg} \cdot \text{m/N} \cdot \text{s}^2$ και το $g = 9.80 \text{ m/s}^2$.

Λύση:

Έχουμε από τους πίνακες ατμού για ρ_l και ρ_v :

$$\rho_l = \left(\frac{1}{0.016715} \right) (16.02) = 958.42 \text{ kg/m}^3 \quad \& \quad \rho_v = \left(\frac{1}{26.8} \right) (16.02) = 0.60 \text{ kg/m}^3$$

$$\text{Επίσης } h_{fg} = \left(\frac{970.3}{0.454} \right) (1054.8) = 2.25 \cdot 10^6 \text{ J/kg}.$$

Οπότε από την σχέση (ΒΣ.4) προκύπτει:

$$\begin{aligned} \left. \frac{q}{A} \right|_{\max} &= (0.18) \rho_v h_{fg} \left[\frac{\gamma(\rho_l - \rho_v) g g_c}{\rho_v^2} \right]^{1/4} \left[\frac{\rho_l}{\rho_l + \rho_v} \right]^{1/2} \\ &= (0.18)(0.60)(2.25) \left[\frac{(0.0584)(958.42 - 0.60)(9.8)(1.0)}{(0.60)} \right]^{1/4} \left[\frac{(958.42)}{(958.42) + (0.60)} \right]^{1/2} \\ &= 1.517 \text{ MW/m}^2 \end{aligned}$$

Παράδειγμα ΒΣ-3:

Ένα καλώδιο από νικέλιο μήκους 6 in και διαμέτρου 0.040 in είναι βυθισμένο σε περιέκτη με νερό στα 100 psia και χρειάζεται 131.8 A στα 2.18 V για να διατηρήσει την θερμοκρασία του στους 350.08°F . Ποιος είναι ο συντελεστής μετάδοσης θερμότητας;

Λύση:

Από τους πίνακες ατμού η θερμοκρασία κορεσμού σε πίεση $p = 100 + 14.7 = 114.7$ psia είναι 337.92°F , οπότε:

$$\Delta T = 350.08 - 337.92 = 12.16^{\circ}\text{F}.$$

Το ισοζύγιο ενέργειας για το καλώδιο είναι $q = EI = hA\Delta T$.

Επομένως:

$$h = \frac{EI}{A\Delta T} = \frac{(2.18 \cdot 131.8) \cdot 3.413}{\pi \frac{0.040}{12} \frac{6}{12} \cdot 12.16} = 1.54 \cdot 10^4 \text{ Btu/hr} \cdot \text{ft}^2 \cdot ^{\circ}\text{F} = (1.54 \cdot 10^4)(5.68) = 87472 \text{ W/m}^2 \cdot ^{\circ}\text{C}$$

Παράδειγμα ΒΣ-4:

Ένας οριζόντιος σωλήνας με διάμετρο 2.0 in περιβάλλεται από κορεσμένο ατμό σε πίεση 2.0 psia. Ο σωλήνας διατηρείται στους 90°F . Υπολογίστε τον μέσο συντελεστή μετάδοσης θερμότητας.

Λύση:

Ο μέσος συντελεστής μετάδοσης θερμότητας δίνεται από την σχέση (ΒΣ.32). Οι ιδιότητες του υγρού υπολογίζονται στην μέση θερμοκρασία υμένα (ΒΣ.41), δηλαδή $T_f = (T_s + T_{sat}) / 2 = (126 + 90) / 2 = 108^{\circ}\text{F}$. Από τους πίνακες υγρών σε κορεσμένη κατάσταση και από τους πίνακες ατμού συλλέγονται τα ακόλουθα στοιχεία:

$$\begin{aligned} \rho_l &= 62.03 \text{ lbm/ft}^3 \\ \rho_v &= 0.00576 \text{ lbm/ft}^3 \text{ (στην } T_{sat}) \\ h_{fg} &= 1022.1 \text{ Btu/lbm (στην } T_{sat}) \\ k_l &= 0.364 \text{ Btu/hr} \cdot \text{ft} \cdot ^{\circ}\text{F} \\ \mu_l &= 4.26 \cdot 10^{-4} \text{ lbm/ft} \cdot \text{sec} \end{aligned}$$

Χρησιμοποιώντας αυτά τα δεδομένα στην εξίσωση (ΒΣ.32) έχουμε:

$$\bar{h} = (0.725) \left[\frac{\rho_l g (\rho_l - \rho_v) h_{fg} k_l^3}{\mu_l L (T_{sat} - T_s)} \right]^{1/4} \Leftrightarrow \bar{h} = (0.725) \left[\frac{62.03 \cdot 32.2 (62.03 - 0.00576) \cdot 1022.1 \cdot 0.364^3}{4.26 \cdot 10^{-4} \frac{2}{12} (126 - 90) \frac{1}{3600}} \right]^{1/4} \Leftrightarrow$$

$$\Leftrightarrow \bar{h} = 1241.6 \text{ Btu/hr} \cdot \text{ft}^2 \cdot ^{\circ}\text{F} = (1241.6)(5.68) = 7052.3 \text{ W/m}^2 \cdot ^{\circ}\text{C}$$

Παράδειγμα ΒΣ-5:

Οι εξισώσεις που δόθηκαν παραπάνω και αφορούν την συμπύκνωση είναι κάπως απλοποιημένες, αλλά είναι ως επί το πλείστον ακριβείς για τους περισσότερους υπολογισμούς, αφού δεν λαμβάνουν υπ' όψιν την μεταβολή της ενθαλπίας από την θερμοκρασία κορεσμού T_{sat} στην θερμοκρασία υμένα T , που μεταβάλλεται κατά μήκος του υμένα. Αυτή η λεπτομέρεια μπορεί να ληφθεί υπ' όψιν περιλαμβάνοντας την ολική μεταβολή της ενθαλπίας Δh_{fg} στους υπολογισμούς, καθώς ο ατμός συμπυκνώνεται και ψύχεται στην θερμοκρασία του υμένα. Η εξίσωση παίρνει την μορφή:

$$\Delta h_{fg} = \frac{1}{\dot{m}'} \int_0^{\delta} \rho_l u c_p (T_{sat} - T) dy$$

Υπολογίστε το Δh_{fg} για γραμμικό θερμοκρασιακό προφίλ στον συμπυκνούμενο υμένα, με

$$T = T_s + \frac{y}{\delta}(T_{sat} - T)$$

Λύση:

Χρησιμοποιώντας τις εξισώσεις (ΒΣ.21), (ΒΣ.22) και την $T = T_s + \frac{y}{\delta}(T_{sat} - T)$,

για u , \dot{m}' και T αντίστοιχα παίρνουμε:

$$\Delta h_{fg} = \frac{3\mu_l}{\rho_l g(\rho_l - \rho_v)\delta^3} \int_0^\delta \frac{\rho_l g(\rho_l - \rho_v)}{\mu_l} \left(y\delta - \frac{y^2}{2} \right) c_p \left[(T_{sat} - T_s) - \frac{y}{\delta}(T_{sat} - T_s) \right] dy \Leftrightarrow$$

$$\Delta h_{fg} = \frac{3c_p(T_{sat} - T_s)}{\delta^3} \int_0^\delta \left(y\delta - \frac{3}{2}y^2 + \frac{y^3}{2\delta} \right) dy = \frac{3c_p(T_{sat} - T_s)}{\delta^3} \left[\frac{y^2\delta}{2} - \frac{y^3}{2} + \frac{y^4}{8\delta} \right]_0^\delta \Leftrightarrow$$

$$\Delta h_{fg} = \frac{3}{8}c_p(T_{sat} - T_s)$$

Για πιο ακριβή αποτελέσματα το h_{fg} θα πρέπει να αντικατασταθεί με $h_{fg} + \Delta h_{fg} = h'_{fg}$.
