



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ  
ΣΧΟΛΗ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ  
ΤΟΜΕΑΣ ΘΕΡΜΟΤΗΤΑΣ

## ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

---

Η ΘΕΡΜΟΡΕΥΣΤΟΜΗΧΑΝΙΚΗ ΤΩΝ  
ΘΕΡΜΑΝΤΙΩΝ ΑΠΟΡΡΟΦΗΣΗΣ  
 $\text{NH}_3 - \text{H}_2\text{O}$

ΜΑΝΤΑ ΒΑΣΙΛΙΚΗ

ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ: Ε.ΡΟΓΔΑΚΗΣ

ΑΘΗΝΑ, ΟΚΤΩΒΡΙΟΣ 2012







## ΠΡΟΛΟΓΟΣ

Η παρούσα διπλωματική εργασία εκπονήθηκε στο πλαίσιο της ολοκλήρωσης των σπουδών μου στη Σχολή Μηχανολόγων Μηχανικών του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου, κατά τη χρονική περίοδο από τον Μάρτιο έως τον Οκτώβριο του 2012.

Θα ήθελα να εκφράσω τις ειλικρινείς μου ευχαριστίες προς τους ανθρώπους που συνέβαλλαν στη δημιουργία της διπλωματικής αυτής εργασίας. Ιδιαίτερα θα ήθελα να ευχαριστήσω τον επιβλέποντα μου κ. Ε. Ρογδάκη, Καθηγητή του Τομέα Θερμότητας της Σχολής Μηχανολόγων Μηχανικών, για την ανάθεση του θέματος και την πολύτιμη καθοδήγηση κατά τη διάρκεια εκπόνησης της εργασίας. Επίσης θα ήθελα να ευχαριστήσω τον υποψήφιο Διδάκτορα κ. Δ. Τερτίπη για την καθοριστική συμβολή του στην ολοκλήρωση της εργασίας.

Τέλος, θα ήθελα να ευχαριστήσω τους γονείς μου και τους φίλους μου, για την αμέριστη συμπαράστασή τους, την υπομονή τους και τη στήριξη που μου προσέφεραν καθ' όλη τη διάρκεια των σπουδών μου.

Ας μου επιτραπεί να αφιερώσω την παρούσα διπλωματική εργασία στον άνθρωπο, του οποίου των προσδοκιών πάντα προσπαθώ να φανώ αντάξια και ελπίζω να μου χαμογελάει κι ας μην είναι πια εδώ. Στη γιαγιά μου.



## ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

1.	Εισαγωγή.....	1
2.	Περιγραφή των αντλιών θερμότητας με απορρόφηση.....	3
2.1.	Λειτουργία και σχήμα της εγκατάστασης.....	3
2.2.	Νερό θέρμανσης.....	4
2.3.	Θερμομόνωση στη ατμογεννήτρια.....	8
3.	Μοντελοποίηση των τμημάτων της εγκατάστασης.....	12
3.1.	Συσκευή στρωμάτων έγχυσης.....	12
3.1.1.	Μεταφορά θερμότητας και μάζας μέσω των στρωμάτων έγχυσης . .....	13
3.1.2.	Απορροφητής.....	19
3.1.3.	Συμπυκνωτής.....	26
3.1.4.	Διαχωριστής νερού.....	29
3.1.5.	Μεταφορά θερμότητας στο νερό θέρμανσης.....	31
3.1.6.	Εξέταση της παραμέτρου των απωλειών στη διαδικασία υπολογισμών.....	32
3.2.	Αναβελτιωτής.....	36
3.2.1.	Βαθμός συναλλαγής δαπέδου.....	36
3.2.2.	Μέθοδοι υπολογισμού.....	42
3.3.	Ατμοποιητής και εναλλάκτες θερμότητας.....	49
3.3.1.	Μεταφορά θερμότητας.....	49
3.3.2.	Απώλειες πίεσης.....	52
3.3.3.	Μετάδοση θερμότητας από το περιβάλλον.....	53
3.3.4.	Μέθοδοι υπολογισμού.....	56
3.3.5.	Συμπεριφορά της διαφοράς θερμοκρασίας στον ατμοποιητή....	58
3.4.	Θερμαντήρας και εναλλάκτης θερμότητας καυσαερίων.....	60
3.4.1.	Καυστήρας και λέβητας.....	62
3.4.2.	Εναλλάκτης θερμότητας καυσαερίων.....	66
3.5.	Εκτονωτικές βαλβίδες και αντλίες του διαλύματος.....	69
4.	Διαστασιολόγηση και ερμηνεία.....	70
4.1.	Υπολογισμός της διαδικασίας.....	70
4.2.	Δεδομένα της ερμηνείας.....	75

<b>5.</b>	<b>Εξισώσεις και διαγράμματα.....</b>	<b>89</b>
5.1.	Θερμοκρασία περιβάλλοντος.....	89
5.2.	Νερό θέρμανσης .....	93
5.3.	Μίγμα αμμωνίας – νερού .....	96
5.3.1.	Απορροφητής .....	122
5.3.2.	Συμπυκνωτής .....	130
5.3.3.	Διαχωριστής νερού .....	136
5.4.	Ατμοποιητής και εναλλάκτης θερμότητας.....	141
5.5.	Βαθμός απόδοσης .....	151
<b>6.</b>	<b>Περίληψη &amp; Συμπεράσματα .....</b>	<b>155</b>
	<b>Βιβλιογραφία .....</b>	<b>157</b>



## ΣΥΜΒΟΛΑ

$a$	Συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας
$A$	Εμβαδόν
$C_p$	Ειδική θερμοχωρητικότητα υπό σταθερή πίεση
$d, D$	Διάμετρος
$d_H$	Υδραυλική διάμετρος
$D$	Συντελεστής διαχύσεως
$E_T, E_Y$	Συντελεστές διόρθωσης των $\alpha$ και $\beta$
$\dot{E}$	Ροή εξέργειας
$g$	Επιτάχυνση βαρύτητας
$h$	Ειδική ενθαλπία
$\hat{h}_i$	Μερική μοριακή ενθαλπία
$H_u$	Θερμογόνος ικανότητα
$i$	Μεταβλητές, συστατικά
$k$	Συντελεστής θερμοπερατότητας, σταθερά ταχύτητας αντίδρασης
$K_c$	Σταθερά ισορροπίας
$l, L$	Μήκος
$\dot{m}$	Παροχή μάζας
$M$	Μοριακή μάζα
$\dot{n}$	Παροχή
$p$	Πίεση
$P$	Ισχύς
$q$	Ειδική θερμότητα
$\dot{Q}$	Ροή θερμότητας
$r, R$	Ακτίνα
$s$	Πάχος τοιχώματος
$t$	Θερμοκρασία (°C)
$T$	Απόλυτη θερμοκρασία

$u$	Ταχύτητα
$v$	Λόγος επιστροφής/ ανακυκλοφορίας
$\dot{V}$	Παροχή όγκου
$w$	Ταχύτητα
$x$	Γραμμομοριακή σύσταση του υγρού μίγματος σε αμμωνία
$x^+$	Υγρασία
$\dot{x}$	Περιεκτικότητα σε ατμό
$y$	Γραμμομοριακή σύσταση του αερίου μίγματος σε αμμωνία
$z$	Μήκος
$\alpha$	Συντελεστής μεταφοράς θερμότητας
$\beta$	Συντελεστής μεταφοράς μάζας, θερμικός βαθμός απόδοσης
$\delta$	Πάχος στρώματος
$\zeta$	Εξεργειακός βαθμός απόδοσης
$\eta$	Δυναμική συνεκτικότητα, βαθμός απόδοσης
$\kappa$	Συντελεστής αντίστασης
$\lambda$	Συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας, λόγος αέρα
$\nu$	Κινηματική συνεκτικότητα, βαθμός απώλειας εξέργειας, στοιχειομετρική σταθερά
$\xi$	Κατά μάζα σύσταση σε αμμωνία, βαθμός ωφέλιμης ενέργειας
$\rho$	Πυκνότητα
$\sigma$	Τάση επιφανείας (ορθή)
$\tau$	Διατμητική τάση
$\phi$	Σχετική υγρασία
$\psi$	Σχετική παροχή
$\omega$	Συντελεστής χαλάρωσης

## ΔΕΙΚΤΕΣ

a	Φτωχό μίγμα, εξωτερικός
A	Απορροφητής, ερμηνεία, έξοδος
B	Καύσιμο
d , D	Ατμός
Dif	Διάχυση
E	Είσοδος
f , F	Υγρό
g , G	Αέριο
G	Ατμογεννήτρια
H	Θέρμανση
i	Εσωτερικός, συνεχής μεταβλητή
K	Συμπυκνωτής, ψύξη, λέβητας
Konv	Συναγωγή
KT	Εναλλάκτης ψύχους
lam	Στρωτή ροή
LP	Αντλία διαλύματος
LWT	Εναλλάκτης θερμότητας διαλύματος
max	Μέγιστο
min	Ελάχιστο
pr	Κύριο μίγμα
Q	Θερμότητα
r	Πλούσιο μίγμα
Rück	Ανακυκλοφορία
S	Κορεσμός, συνθήκες ισορροπίας
turb	Τυρβώδης ροή
u	Περιβάλλον
v	Απώλεια

V	Ατμοποιητής, καυσαέριο
Vor	Διαδρομή
W	Τοίχος
^	Μοριακός
·	Διορθωμένο μέγεθος
*	Ανηγγμένο στην επιφάνεια μέγεθος
0	Συνθήκες αναφοράς
'	Κορεσμένο υγρό
"	Κορεσμένος ατμός

## 1. Εισαγωγή

Η παρούσα διπλωματική εργασία αποτελεί μια προσπάθεια ανάλυσης των θερμαντλιών απορρόφησης, που χρησιμοποιούν ως εργαζόμενο μέσο το μίγμα αμμωνίας – νερού ( $\text{NH}_3 - \text{H}_2\text{O}$ ), από πλευράς θερμοδυναμικής και ρευστομηχανικής. Οι συγκεκριμένες αντλίες θερμότητας χρησιμοποιούνται - στο εξωτερικό - για θέρμανση κατοικιών και λειτουργούν με φυσικό αέριο. Η εργασία αυτή αποτελείται αφενός από τη θεωρητική ανάλυση των αντλιών θερμότητας και των διεργασιών που συντελούνται, αφετέρου από την κατάσταση των εξισώσεων που περιγράφουν τις διεργασίες αυτές και από τη χάραξη των αντίστοιχων διαγραμμάτων. Η θεωρητική βάση της εργασίας βρίσκεται στις μελέτες του V.D.I. (Vereins Deutscher Ingenieure) συγκεκριμένα στο τεύχος 9/19 “Auslegung von Absorptionswärmepumpen” J. Zimmermann και στις σχέσεις που έχει αναπτύξει ο M. Conde για τα μίγματα αμμωνίας – νερού.

Στο πρώτο μέρος παρουσιάζεται το θεωρητικό υπόβαθρο της εργασίας και αναπτύσσονται μοντέλα για την περιγραφή των επιμέρους διαδικασιών στις αντλίες θερμότητας με απορρόφηση, μέσω των οποίων αναλύεται κάθε διάταξη και καθίσταται εφικτή η προσομοίωση των διαδικασιών υπό διαφορετικές συνθήκες λειτουργίας. Η σύνθεση όλων των μοντέλων εξασφαλίζει την πλήρη περιγραφή της κατάστασης λειτουργίας μιας θερμαντλίας δεδομένης κατασκευής, δηλαδή δεδομένων διαστάσεων. Ως εργαζόμενο μέσο έχει επιλεγεί το μίγμα αμμωνίας – νερού, βασικό χαρακτηριστικό του οποίου είναι, όπως στην πλειονότητα των μιγμάτων, ότι οι διεργασίες στη διφασική περιοχή, δηλαδή η συμπύκνωση και η ατμοποίηση, δεν συντελούνται υπό σταθερή θερμοκρασία. Για τον λόγο αυτό δεν ισχύει η υπόθεση των σταθερών συντελεστών μεταφοράς θερμότητας και μάζας, οι οποίοι υπολογίζονται με βάση τα χαρακτηριστικά του μίγματος σε κάθε διάταξη. Επίσης παρατίθενται οι τιμές των θερμοδυναμικών χαρακτηριστικών του εργαζόμενου μέσου και του νερού θέρμανσης, καθώς και της ισχύος και του βαθμού απόδοσης της εγκατάστασης για δεδομένες συνθήκες λειτουργίας.

Στο δεύτερο μέρος ακολουθεί η περιγραφή των εξισώσεων που χρησιμοποιούνται και η γενίκευσή τους σε ένα μεγαλύτερο εύρος λειτουργίας. Τα υπολογιστικά φύλλα, τα οποία εμπεριέχονται στην εργασία, δημιουργήθηκαν με χρήση του υπολογιστικού προγράμματος Mathcad. Το βασικότερο τμήμα τη θερμαντλίας είναι σαφώς ο απορροφητής, στην ανάλυση του οποίου δίνεται ιδιαίτερη βαρύτητα. Οι εξισώσεις καταστρώθηκαν υπό σταθερή πίεση, κυρίως συναρτήσει τριών μεταβλητών συνθηκών: της κατά μάζα σύστασης του μίγματος σε αμμωνία ( $\xi_2$ ), της θερμοκρασίας του μίγματος αμμωνίας – νερού ( $t$ ) και του αριθμού Reynolds της ροής ( $Re$ ). Τα διαγράμματα παρουσιάζουν παραστατικά την προσομοίωση του συστήματος σε διαφορετικές συνθήκες και συμβάλλουν καθοριστικά στην εποπτική θεώρηση της εγκατάστασης.

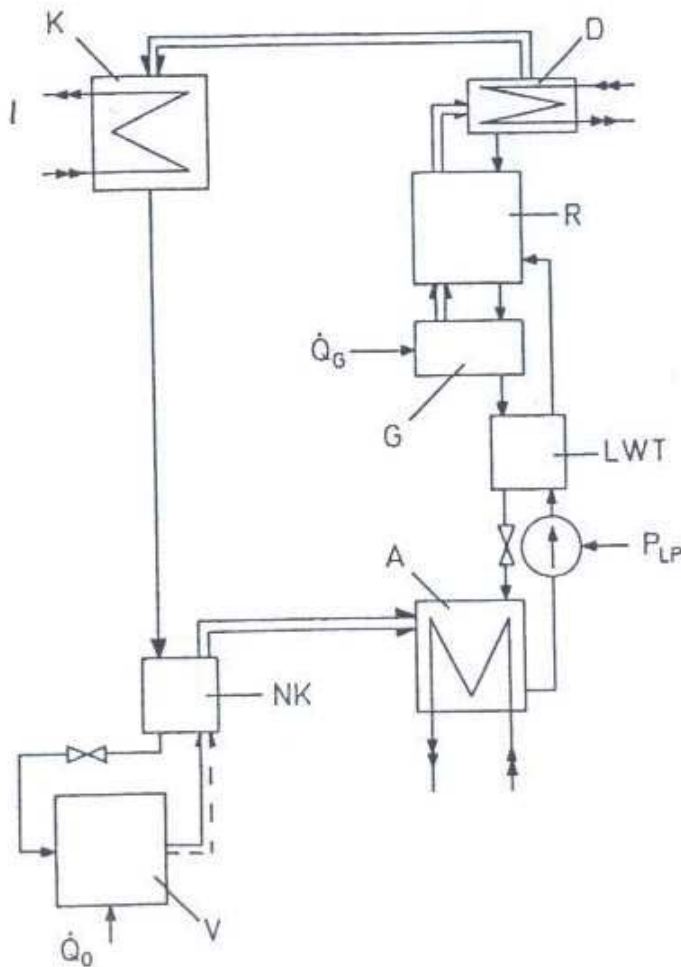
Σε όλους τους υπολογισμούς λαμβάνονται υπόψη εκτός από τις θερμοδυναμικές ιδιότητες του μίγματος αμμωνίας – νερού, η ειδική θερμοχωρητικότητα, η πυκνότητα, η δυναμική και κινηματική συνεκτικότητα, η τάση επιφανείας και ο συντελεστής διάχυσης και για τις δύο φάσεις του μίγματος. Για την ανάπτυξη του μοντέλου

χρησιμοποιήθηκαν πολλές βιβλιογραφικά γνωστές εξισώσεις και περιγραφές για κάθε διάταξη, από διαφορετικές πηγές. Το υπολογιστικό μέρος της εργασίας βασίζεται σε δύο παραδοχές: πρώτον ότι επεκτείνεται το εύρος ισχύος των εξισώσεων που αφορούν στο μίγμα  $\text{NH}_3 - \text{H}_2\text{O}$  και έχουν ληφθεί από τα βιβλία του M. Conde· δεύτερον ότι πλησιάζοντας στο κρίσιμο σημείο της αμμωνίας ( $T_{2c} = 132.4^\circ\text{C}$ ) το μίγμα δεν υπακούει στις δεδομένες εξισώσεις και για τον λόγο αυτό δεν γίνεται αναφορά στις συγκεκριμένες περιοχές.

2. Περιγραφή των αντλιών θερμότητας με απορρόφηση

2.1. Λειτουργία και σχήμα της εγκατάστασης

Η παρακάτω θεωρητική έρευνα για την αντλία θερμότητας με απορρόφηση αφορά στην κλασική διαδικασία ενός σταδίου, ανάλογη με αυτή της εγκατάστασης απορρόφησης ψύχους, όπως φαίνεται στο *Σχήμα 2.1*. Η εγκατάσταση απορροφά θερμότητα από τη ατμογεννήτρια *G*, ενώ ταυτόχρονα οδηγείται θερμότητα στον ατμοποιητή *V* από τη θερμοκρασία περιβάλλοντος. Η θερμότητα αποδίδεται στον συμπυκνωτή *K*, τον διαχωριστή νερού *D* και τον απορροφητή *A* μέσω ενός μέσου θερμοκρασιακού επιπέδου. Για την ολοκλήρωση της διεργασίας κρίνονται αναγκαίοι και οι εναλλάκτες θερμότητας *NK* και *LWT*, καθώς μέσω της εσωτερικής συναλλαγής θερμότητας η παροχή μάζας οδηγείται στις επιμέρους διατάξεις στην ευνοϊκότερη θερμοδυναμική κατάσταση και με την ελάχιστη απώλεια εξέργειας. Για καλύτερη κατανόηση η διαδικασία αναλύεται περαιτέρω.



Σχήμα 2.1: Διάγραμμα ροής της αντλίας θερμότητας με απορρόφηση με στήλη διόρθωσης

Στην ατμογεννήτρια G προσδίδεται θερμότητα, η οποία οδηγεί το διάλυμα σε βρασμό. Ο αυξανόμενος ατμός περιέχει πολύ μικρό ποσοστό νερού, οπότε ο εμπλουτισμός του σε αμμωνία συνεχίζεται στη στήλη διόρθωσης R, η οποία είναι συνδεδεμένη με τον διαχωριστή νερού D. Στη συνέχεια ο καθαρός ατμός αμμωνίας οδηγείται στον συμπυκνωτή K, όπου υγροποιείται πλήρως και στον ψύκτη NK (εναλλάκτης θερμότητας) όπου ψύχεται έως ότου γίνει υπόψυκτο υγρό. Μετά τον στραγγαλισμό στην πίεση του ατμοποιητή V το εργαζόμενο μέσο λαμβάνει το ρεύμα θερμότητας  $\dot{Q}_0$  από το περιβάλλον. Μέσω της συναλλαγής θερμότητας με τον ψύκτη NK επιτυγχάνεται η πλήρης ατμοποίηση. Στον απορροφητή A λαμβάνει χώρα η απορρόφηση του παραγόμενου ατμού από το φτωχό διάλυμα, το οποίο έχει επίσης στραγγαλιστεί στη χαμηλή πίεση. Ο κύκλος κλείνει όταν η αντλία LP αυξάνει την πίεση του πλούσιου πλέον διαλύματος. Η μετάδοση θερμότητας στον εναλλάκτη LWT καθιστά δυνατή την αποφυγή επιπλέον θέρμανσης του πλούσιου διαλύματος για την θερμοκρασιακή του ανύψωση στο επίπεδο της στήλης διόρθωσης R. Η απορριπτόμενη θερμότητα στον συμπυκνωτή, τον απορροφητή και τον διαχωριστή νερού λαμβάνεται από το νερό θέρμανσης.

Περαιτέρω βελτιώσεις στις αντλίες θερμότητας με απορρόφηση μπορούν να επιτευχθούν με διάφορες αλλαγές: επανακυκλοφορία του διαλύματος στον απορροφητή, επανακυκλοφορία του διαλύματος στην ατμογεννήτρια και επανακυκλοφορία του διαλύματος στον διαχωριστή νερού στη θέση του νερού θέρμανσης. Λόγω των υψηλών λειτουργικών εξόδων και τις έως τώρα δυσκολίες τεχνικού ελέγχου με μικρή επίδραση στον θερμικό βαθμό απόδοσης, σε αυτή την έρευνα δεν θα γίνει αναφορά σε τέτοια κυκλώματα.

Ο θερμικός βαθμός απόδοσης ορίζεται ως:

$$\beta = \frac{|\dot{Q}_A| + |\dot{Q}_D| + |\dot{Q}_K|}{\dot{Q}_G + P_{LP}} \quad (2.1)$$

## 2.2. Νερό θέρμανσης

Λόγω της επιλογής του αέρα περιβάλλοντος ως πηγή θερμότητας, προκύπτουν και άλλα μεγέθη που επηρεάζουν τη λειτουργία της αντλίας θερμότητας με απορρόφηση. Η ροή του νερού θέρμανσης εισάγει επιπλέον παράγοντες, οι οποίοι πρέπει να ληφθούν υπόψη στην ανάλυση των αντλιών θερμότητας. Μεγάλη επιρροή έχουν η πίεση στον συμπυκνωτή  $p_K$  και η θερμοκρασία  $t_{GA}$  του φτωχού διαλύματος στην έξοδο της ατμογεννήτριας, δηλαδή οι μέγιστες τιμές πίεσης και θερμοκρασίας στην εγκατάσταση. Στη συνέχεια θα γίνει σύγκριση μεταξύ τριών διαφοροποιήσεων στις διατάξεις του νερού θέρμανσης:

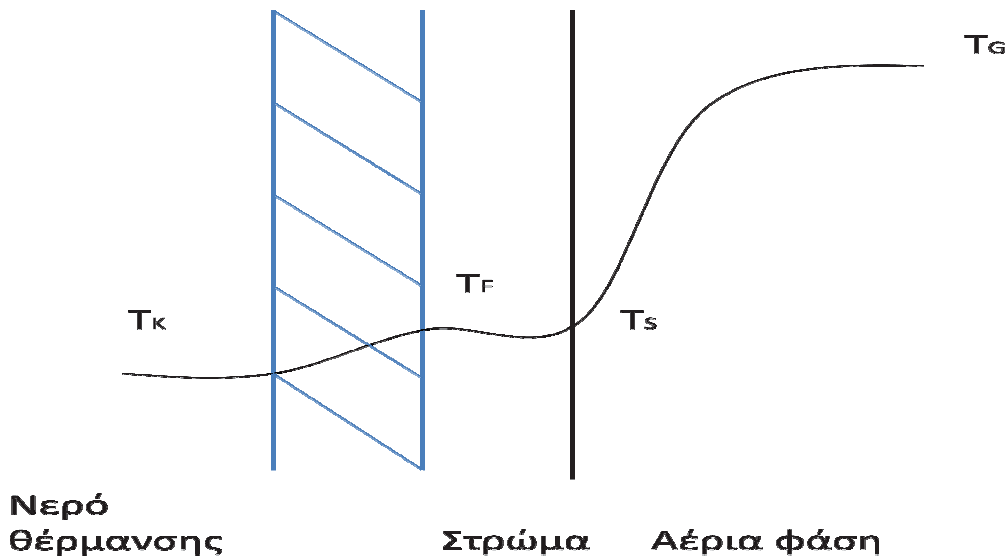
- i. Παράλληλη μετατόπιση με συμπυκνωτή και διαχωριστή νερού από τη μία πλευρά και απορροφητή από την άλλη (KAD)
- ii. Αλλαγή σειράς: συμπυκνωτής, απορροφητής, διαχωριστής νερού (KAD)
- iii. Αλλαγή σειράς: συμπυκνωτής, διαχωριστής νερού, απορροφητής (KDA)



Επειδή η ελάττωση της θερμοκρασίας του νερού θέρμανσης μειώνει την πίεση του συμπυκνωτή και αυξάνει τη διαλυτότητα του μίγματος, η διάταξη της παράλληλης μετατόπισης είναι η προτιμότερη. Ωστόσο δεν θα πρέπει να παραβλεφθεί το ότι και στον διαχωριστή νερού λαμβάνει χώρα διαδικασία συμπύκνωσης· ο Meckel απέδειξε με μετρήσεις ότι στον διαχωριστή νερού υφίστανται μεγαλύτερες θερμοκρασιακές διαφορές  $\Delta T_{\min}$  μεταξύ του νερού θέρμανσης και του ατμού, σε σχέση με τον συμπυκνωτή και τον απορροφητή. Μόνο μέσω αυτής της διεργασίας επιτυγχάνεται ο επιθυμητός λόγος επιστροφής.

Εξαιτίας του γεγονότος ότι τα λιγότερο πτητικά συστατικά συμπυκνώνονται περισσότερο από τα πιο πτητικά, εμφανίζεται μικρή θερμοκρασιακή διαφορά μεταξύ του στρώματος συμπύκνωσης και του νερού θέρμανσης, το οποίο λειτουργεί ως ψυκτικό μέσο. Αντιθέτως η θερμοκρασιακή διαφορά μεταξύ του στρώματος αυτού και της ατμώδους φάσης είναι πολύ μεγαλύτερη, τόσο ώστε για το θερμοκρασιακό προφίλ που παρουσιάζεται στο Σχήμα 2.2 ισχύει:

Σύμφωνα με τον Fullatron και τον Schlünder πρόκειται για συμπύκνωση με μεταφορά μάζας.



Σχήμα 2.2: Κατανομή θερμοκρασιών κατά τη συμπύκνωση

Κατά συνέπεια οι υποθέσεις του Meckel κατά την κατασκευή της εργαστηριακής του εγκατάστασης, ότι μεταξύ του διαχωριστή νερού και της αμογεννήτριας θα μπορούσε να συμβεί ένα φαινόμενο θερμού σωλήνα και να υπάρξει πλήρης ανακυκλοφορία, είναι σύμφωνα με τις ίδιες του τις μετρήσεις αβάσιμες. Η μείωση της θερμοκρασίας του νερού θέρμανσης θα μπορούσε να βελτιώσει τον βαθμό απόδοσης του διαχωριστή

νερού. Με αυτόν τον τρόπο θα μειωνόταν και η θερμοκρασία άρα και η πίεση του υφιστάμενου ατμού της αμμωνίας, δηλαδή η θερμοκρασία του νερού θέρμανσης καθορίζει την μέγιστη πίεση της εγκατάστασης.

Οι μετρήσεις του Meckel έδειξαν ότι οι τιμές για την ελάχιστη θερμοκρασιακή διαφορά στον συμπυκνωτή και τον απορροφητή, οι οποίες χρησιμοποιούνται από τα θεωρητικά θερμοδυναμικά μοντέλα, είναι εφικτές. Τις βάσεις για αυτά τα μοντέλα και για την ερμηνεία των αντλιών θερμότητας με απορρόφηση έθεσε το υπολογιστικό πρόγραμμα του Molt. Παρ'όλα αυτά έπρεπε να γίνουν μετατροπές στη σειρά του κυκλώματος για την επαναληπτική επιβεβαίωση των θερμοκρασιών του νερού θέρμανσης. Κατά βάση όμως το πρόγραμμα του Molt δεν υπέστη αλλαγές, οπότε στην παρούσα εργασία δεν θα επαναληφθούν όλες οι διαδικασίες υπολογισμού. Εξαιτίας ορισμένων αποτελεσμάτων από τις μετρήσεις της προσομοίωσης για κάθε διάταξη ξεχωριστά, δημιουργήθηκε η αντίληψη ότι ο κορεσμένος ατμός αφήνει τον διαχωριστή νερού αλλαγμένο σε τέτοιο βαθμό που μπορούν να παρατηρηθούν ακόμα και παρασυρόμενα σταγονίδια λόγω ενός ποσοστού υγρασίας (1-3%). Εκτός αυτού, από τον ορισμό του θερμοκικού βαθμού απόδοσης  $\beta$  (2.1) μπορεί να υπολογιστεί η ισχύς της αντλίας  $P_{LP}$ .

Η απόδοση που επιτυγχάνεται για την εκάστοτε θερμοκρασία περιβάλλοντος θα πρέπει να αναλυθεί με βάση την κατανομή θερμότητας, η οποία χαρακτηρίζεται από τις μέγιστες θερμοκρασίες ροής και ανακυκλοφορίας για την ελάχιστη θερμοκρασία περιβάλλοντος. Η ζήτηση σε θερμότητα κρίνεται από την επιθυμητή θερμοκρασία του θερμαινόμενου χώρου  $t_R$  και από τη μετάδοση θερμότητας από τα θερμαντικά σώματα στον αέρα του χώρου. Οι θερμοκρασίες ροής και ανακυκλοφορίας ορίζονται στις *Εξισώσεις 2.2* και *2.3* για σταθερή παροχή μάζας νερού.

$$t_R = 20^\circ\text{C}$$

Μέση  
θερμοκρασία  
χώρου

$$t_{Vor} = t_R + (t_H^{max} - t_R) * \theta^m + \Delta t_H^{max} * \theta / 2 \quad (2.2)$$

$$t_{Ruck} = t_R + (t_H^{max} - t_R) * \theta^m - \Delta t_H^{max} * \theta / 2 \quad (2.3)$$

Όπου:

$$\theta = \frac{t_R - t_u}{t_R - t_u^{min}}$$

$$t_H^{max} = \frac{(t_{Vor}^{max} + t_{Ruck}^{max})}{2}$$

$$\Delta t_H^{max} = t_{Vor}^{max} - t_{Ruck}^{max}$$

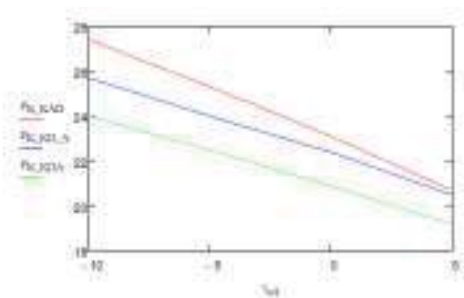
$$m = 0,75$$

Για κατανομή θερμότητας σύμφωνα με τον *Πίνακα 2.1*, προκύπτουν, από τον υπολογισμό της διαδικασίας για μία αντλία θερμότητας με τους συντελεστές απωλειών του *Πίνακα 2.2*, τα αποτελέσματα που εμφανίζονται στα *Σχήματα 2.3, 2.4* και

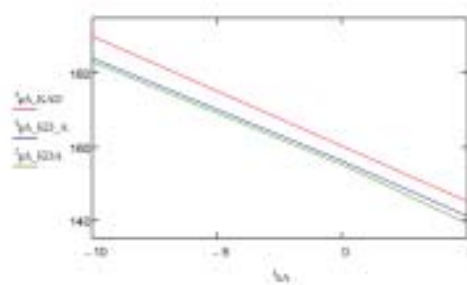
2.5. Η βελτιστοποίηση της διαδικασίας, που περιλαμβάνεται στους υπολογισμούς, εξασφαλίζει τον μέγιστο θερμικό βαθμό απόδοσης για θερμοκρασία περιβάλλοντος  $t_u$  που κυμαίνεται από  $-10^{\circ}\text{C}$  έως  $5^{\circ}\text{C}$ . Αυτή η θερμοκρασία  $t_u$  είναι η θερμοκρασία σχεδιασμού  $t_{uA}$  της αντλίας θερμότητας και διαφέρει από την ελάχιστη θερμοκρασία περιβάλλοντος  $t_u^{\min}$ .

Θερμοκρασία ροής	$t_{Vor}^{\max}$	$56^{\circ}\text{C}$
Θερμοκρασία ανακυκλοφορίας	$t_{Rück}^{\max}$	$44^{\circ}\text{C}$
Θερμοκρασία νερού θέρμανσης	$t_H^{\max}$	$50^{\circ}\text{C}$
Θερμοκρασιακή διαφορά	$\Delta t_H^{\max}$	$12^{\circ}\text{C}$
Θερμοκρασία περιβάλλοντος	$t_u^{\min}$	$-15^{\circ}\text{C}$

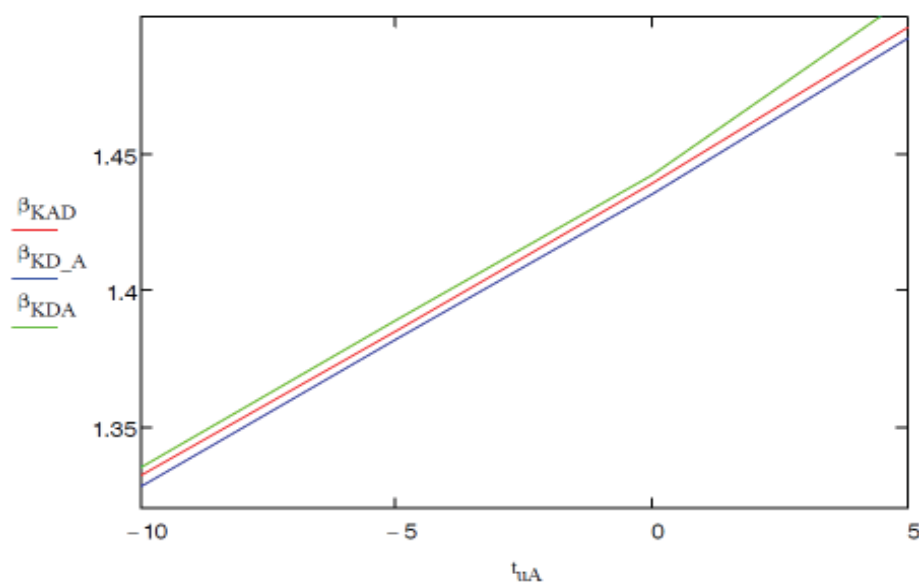
Πίνακας 2.1: Χαρακτηριστικές θερμοκρασίες



Σχήμα 2.3: Θερμοκρασία διαλύματος  $t_{gA}$  σε σχέση με τη θερμοκρασία σχεδιασμού  $t_{uA}$



Σχήμα 2.4: Πίεση συμπυκνωτή  $p_k$  σε σχέση με τη θερμοκρασία σχεδιασμού  $t_{uA}$



Σχήμα 2.5: Βαθμός απόδοσης  $\beta$  σε σχέση με τη θερμοκρασία σχεδιασμού  $t_{uA}$

Από τα σχήματα προκύπτει ότι η διάταξη με αλλαγή σειράς Συμπυκνωτής, Διαχωριστής νερού, Απορροφητής (KDA) οδηγεί σε μικρότερες τιμές όσον αφορά τη θερμοκρασία του διαλύματος  $t_{gA}$  και την πίεση του συμπυκνωτή  $p_K$ , ενώ ο βαθμός απόδοσης είναι σχεδόν ίδιος και για τις τρεις διατάξεις. Για υψηλότερες θερμοκρασίες σχεδιασμού  $t_{uA}$  προκύπτει για τη διάταξη KDA ο μεγαλύτερος βαθμός απόδοσης.

Από τη μία η θερμοκρασία του διαλύματος δεν μπορεί να υπερβαίνει τους 180°C λόγω του κινδύνου διάβρωσης του μετάλλου, από την άλλη η πίεση δεν μπορεί να υπερβαίνει τα 25 bar λόγω του υψηλού κατασκευαστικού κόστους. Λαμβάνοντας υπόψη τους περιορισμούς αυτούς, η παρούσα εργασία θα βασιστεί στη διάταξη με αλλαγή σειράς KDA και τις θερμοκρασίες που παρουσιάζονται στον Πίνακα 2.1. Για υψηλότερα θερμοκρασιακά επίπεδα δεν ισχύουν οι περιορισμοί και τα δεδομένα αυτά.

Απώλειες πίεσης:	Στη στήλη παραγωγής	$\Delta p_{AS}$	0,06 bar
	Ατμού	$\Delta p_D$	0,05 bar
	Υγρής φάσης	$\Delta p_F$	0,06 bar
	Στον ατμοποιητή	$\Delta p_V$	0,03 bar
	Στη στήλη ενίσχυσης	$\Delta p_{VS}$	0,05 bar
Ελάχιστη θερμοκρασιακή διαφορά:	Απορροφητή	$\Delta t_A$	4 K
	Διαχωριστή νερού	$\Delta t_D$	17 K
	Συμπυκνωτή	$\Delta t_K$	4 K
	Εναλλάκτη θερμότητας	$\Delta t_{LWT}$	12 K
	Ψύκτη	$\Delta t_{NK}$	6 K
	Ατμοποιητή	$\Delta t_V$	5 K
Βαθμός απόδοσης	Απορροφητή	$\eta_A$	0,75
	Ατμογεννήτριας	$\eta_G$	0,90
	Αντλίας	$\eta_{LP}$	0,60
	Αναβελτιωτή	$\eta_R$	0,90
Υγρασία ατμού		$x_D^+$	2,5%

Πίνακας 2.2: Συντελεστές απωλειών σε μια αντλία θερμότητας με απορρόφηση

### 2.3. Θερμομόνωση στη ατμογεννήτρια

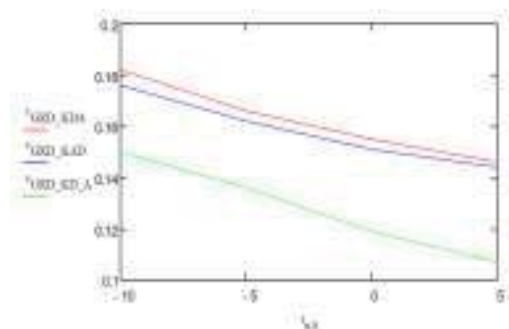
Η άμεση καύση του φυσικού αερίου επιφέρει υψηλές θερμοκρασίες στην αντλία, οπότε κατά τη μετάδοση θερμότητας οι απώλειες εξέργειας είναι σημαντικές. Η βελτίωση λοιπόν της παραγωγής και απορρόφησης της θερμότητας είναι αναγκαία και μπορεί να επιτευχθεί αν η απώλεια εξέργειας σε κάθε διάταξη γίνει η ελάχιστη δυνατή.

Με τη βοήθεια της διαδικασίας υπολογισμών που περιγράφηκε στην παράγραφο 2.2 καθορίζεται ο βαθμός απώλειας εξέργειας για τις επιμέρους διατάξεις της αντλίας θερμότητας. Ο βαθμός απώλειας εξέργειας ορίζεται ως:

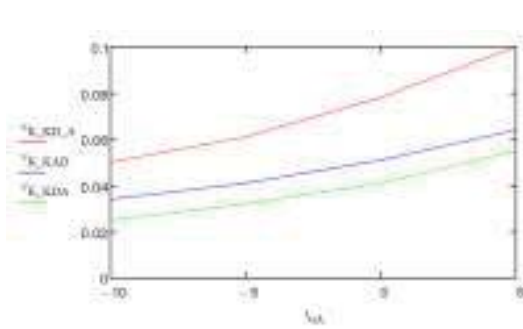
$$v_i = \frac{\dot{E}_{v,i}}{\dot{E}_{Q_G} + P_{LP}}$$

Όπου είναι  $\dot{E}_{v,i}$  η ισχύς της απώλειας θερμότητας της διάταξης  $i$ ,  $\dot{E}_{Q_G}$  η ισχύς της απορροφούμενης θερμότητας  $\dot{Q}_G$  για θερμοκρασία διαλύματος  $t_{gA}$ , όπως παρουσιάζονται στον Πίνακα 2.3.

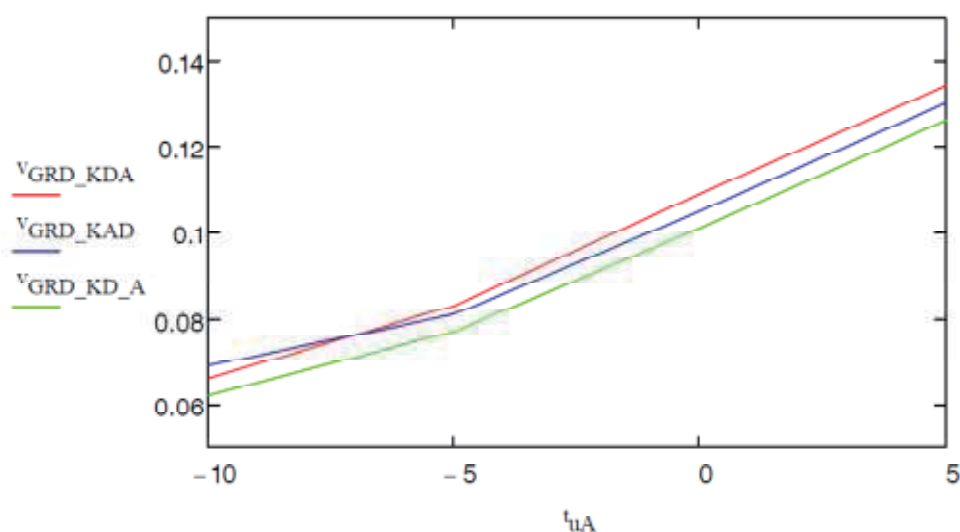
Στο υποσύστημα αμμογεννήτριας – στήλης διόρθωσης – διαχωριστή νερού (GRD) πραγματοποιείται η μεγαλύτερη απώλεια εξέργειας της αντλίας, όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.6 αυξανόμενης της θερμοκρασίας σχεδιασμού η ψυκτική ικανότητα του συμπυκνωτή παραμένει σχεδόν σταθερή, ενώ η ροή θερμότητας στον διαχωριστή νερού και η απώλεια εξέργειας στο υποσύστημα GRD μειώνεται. Αντίστροφη είναι η συμπεριφορά του βαθμού απώλειας εξέργειας, όπως φαίνεται στα Σχήματα 2.7 και 2.8. Είναι εμφανές από τα σχήματα ότι στη διάταξη KDA οι απώλειες έχουν μετατοπιστεί από τον συμπυκνωτή στο υποσύστημα GRD. Στον απορροφητή και τα υπόλοιπα μέρη του συστήματος δεν υπάρχουν διαφοροποιήσεις όσον αφορά τον βαθμό απώλειας εξέργειας.



Σχήμα 2.6: Βαθμός απώλειας εξέργειας  $v_{GRD}$  σε σχέση με τη θερμοκρασία σχεδιασμού  $t_{uA}$



Σχήμα 2.7: Βαθμός απώλειας εξέργειας  $v_k$  σε σχέση με τη θερμοκρασία σχεδιασμού  $t_{uA}$



Σχήμα 2.8: Βαθμός απώλειας εξέργειας  $v_A$  σε σχέση με τη θερμοκρασία σχεδιασμού  $t_{uA}$

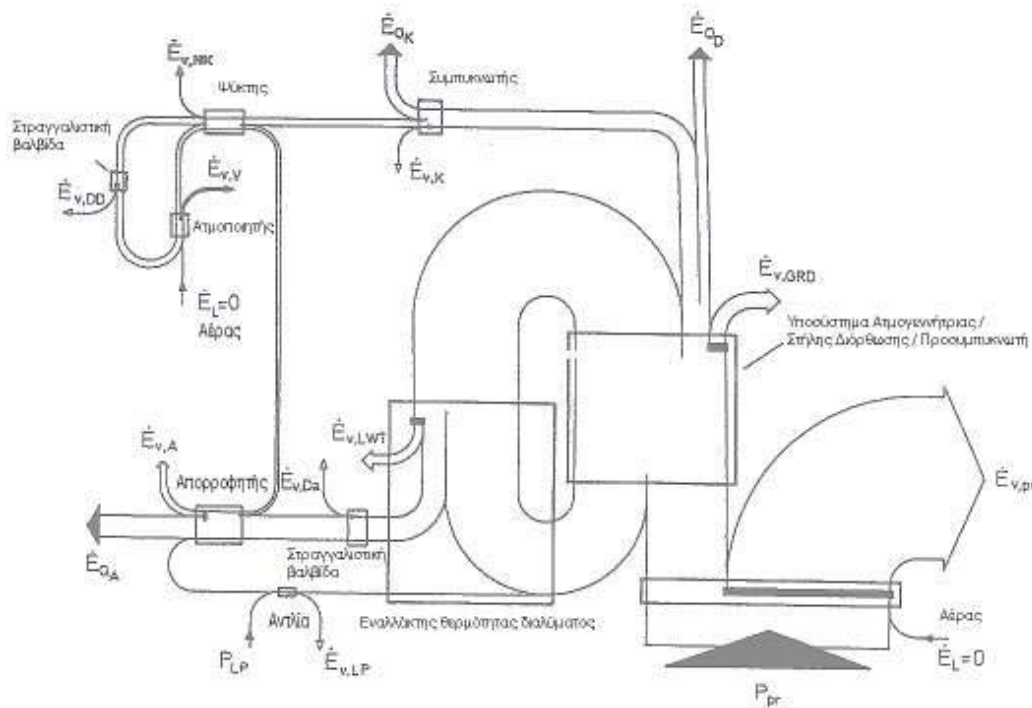
Ο Meckel κατέληξε στο συμπέρασμα ότι η κατασκευή του καυστήρα και η μονάδα μετάδοσης θερμότητας επηρεάζουν σημαντικά την απώλεια εξέργειας από την πλευρά της παραγωγής θερμότητας, λόγω των διαφορετικών βαθμών απόδοσης καύσης. Με βάση αυτά τα συμπεράσματα διαμορφώνεται το διάγραμμα ροής εξέργειας σε μια αντλία θερμότητας με απορρόφηση για θερμοκρασία σχεδιασμού  $t_{uA} = -10^{\circ}\text{C}$  χωρίς εναλλάκτη θερμότητας καυσαερίων, όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.9, και με τις παραδοχές ότι τα καυσαέρια εισέρχονται στην ατμογεννήτρια σε θερμοκρασία  $t_{RG1} = 1000^{\circ}\text{C}$  και εξέρχονται σε θερμοκρασία  $t_{RG2} = 200^{\circ}\text{C}$  και ότι κάθε επιμέρους διάταξη της εγκατάστασης συμπεριφέρεται αδιαβατικά. Η ισχύς της παρεχόμενης/πρωτεύουσας ενέργειας προκύπτει από την εξίσωση:

$$P_{pr} = \dot{m}_B * H_u = \dot{Q}_G / \eta_F$$

υπό τις προϋποθέσεις ότι ο βαθμός απόδοσης της καύσης είναι  $\eta_F = 0,75$ , το φυσικό αέριο έχει θερμογόνο ικανότητα  $H_u = 45 \text{ MJ/kg}$  και ο αέρας καύσης έχει συνθήκες περιβάλλοντος.

Ο ελάχιστος βαθμός απόδοσης της καύσης λήφθηκε από τις μετρήσεις του Meckel. Η εξέργεια των καυσαερίων υπολογίζεται ως απώλεια.

Από τα παραπάνω προκύπτει ότι η διάταξη GRD πρέπει να αναλυθεί προσεκτικά σε σχέση με το εργαζόμενο μέσο και την παραγωγή της θερμότητας. Η ψύξη των καυσαερίων σε έναν εναλλάκτη θερμότητας με το νερό θέρμανσης θα ήταν χρήσιμη για τη βελτίωση της εκμετάλλευσης της εξέργειας.



Σχήμα 2.9: Διάγραμμα ροής εξέργειας σε μια αντλία θερμότητας με απορρόφηση για θερμοκρασία σχεδιασμού  $t_{uA} = -10^{\circ}\text{C}$  χωρίς εναλλάκτη θερμότητας καυσαερίων

Εισερχόμενη και εξερχόμενη ισχύς εξέργειας:		
Παρεχόμενη ενέργεια	$P_{pr}$	4493,9 W
Αντλία διαλύματος	$P_{LP}$	38,4 W
Απορροφητής	$ \dot{E}_{Q_A} $	419,7 W
Διαχωριστής νερού	$ \dot{E}_{Q_D} $	212,7 W
Συμπυκνωτής	$ \dot{E}_{Q_K} $	167,7 W
Ισχύς της απώλειας εξέργειας:		
Απορροφητής	$\dot{E}_{v,A}$	98,6 W
Στραγγαλιστική βαλβίδα ατμού	$\dot{E}_{v,DD}$	3,8 W
Στραγγαλιστική βαλβίδα διαλύματος	$\dot{E}_{v,Da}$	15,6 W
Ατμογεννήτρια/Αναβελτιωτής/Διαχωριστής νερού	$\dot{E}_{v,GRD}$	265,7 W
Συμπυκνωτής	$\dot{E}_{v,K}$	36,7 W
Αντλία διαλύματος	$\dot{E}_{v,LP}$	12,5 W
Εναλλάκτης θερμότητας	$\dot{E}_{v,LWT}$	151,0 W
Ψύκτης	$\dot{E}_{v,NK}$	31,5 W
Ατμοποιητής	$\dot{E}_{v,V}$	51,9 W
Καυστήρας	$\dot{E}_{v,pr}$	3069,3 W

Πίνακας 2.3: Ισχύς εξέργειας του Σχήματος 2.9, για παροχή μάζας του ατμού αμμωνίας  $m_D=1$  g/s

### 3. Μοντελοποίηση των τμημάτων της εγκατάστασης

Οι επιμέρους διατάξεις μιας αντλίας θερμότητας με απορρόφηση πρέπει να επιτελούν το θερμικό έργο του διαλύματος και γι' αυτό πρέπει να πληρούν κάποιες τεχνικές προδιαγραφές. Ο σκοπός της εγκατάστασης είναι να συνδυάσει την υψηλή αξιοπιστία και τη μικρή περιβαλλοντική επιβάρυνση με τη βέλτιστη αξιοποίηση της παρεχόμενης πρωτογενούς ενέργειας και το μικρό κόστος επένδυσης και λειτουργίας. Οι απαιτήσεις λοιπόν από την εγκατάσταση είναι οι εξής:

- Χαμηλότερη πίεση συμπύκνωσης
- Μικρότερη ποσότητα αμμωνίας
- Συμπαγής και εύχρηστη εγκατάσταση
- Λιγότερα έξοδα λειτουργίας
- Άμεση είσοδος της παρεχόμενης θερμότητας
- Υψηλός βαθμός ωφέλιμης ενέργειας (βλ. Παράγραφο 4.2)

Οι διεργασίες των επιμέρους συσκευών μπορούν να πραγματοποιηθούν από διαφορετικές κατασκευές. Ωστόσο, οι αποφάσεις για ορισμένες διατάξεις περιορίζουν τις επιλογές. Απαιτείται λοιπόν ανάλυση των φυσικών διεργασιών.

#### 3.1. Συσκευή στρωμάτων έγχυσης

Στον απορροφητή, τον συμπυκνωτή και τον διαχωριστή νερού λαμβάνει χώρα ταυτόχρονη συναλλαγή θερμότητας και μάζας. Ιδιαίτερα στην εξώθερμη απορρόφηση της αμμωνίας στο νερό θα πρέπει να δοθεί προσοχή, ώστε η μεταφορά της μάζας να μην εμποδίζεται λόγω ανεπαρκούς απαγωγής θερμότητας. Ο λόγος, για τον οποίο συμβαίνει αυτό, είναι η μείωση της διαλυτότητας της αμμωνίας στο νερό αυξανόμενης της θερμοκρασίας. Παρόμοια με την απορρόφηση είναι και η συμπεριφορά κατά τη συμπύκνωση, όπου μετά τον σχηματισμό ενός στρώματος συμπυκνώματος ξεκινούν οι διαδικασίες απορρόφησης. Επομένως προκύπτει η ίδια ανάγκη για μεγάλες επιφάνειες συναλλαγής για τη μεταφορά θερμότητας και μάζας. Οι ανάγκες αυτές καλύπτονται με την επιλογή χρήσης στρωμάτων έγχυσης.

Μια άλλη κατασκευαστική δυνατότητα είναι ο απορροφητής φυσαλίδων, στον οποίο ο ατμός αμμωνίας με τη μορφή μικρών διαχωρισμένων φυσαλίδων ανεβαίνει μέσα από το υγρό και η θερμότητα απορρόφησης αποδίδεται μέσω ενός δικτύου σωλήνων. Σε αυτή την περίπτωση όμως οι απώλειες πίεσης είναι μεγαλύτερες λόγω της μεγαλύτερης ποσότητας υγρού διαλύματος.

Επιπροσθέτως θα πρέπει το νερό θέρμανσης ως μέσο ψύξης να είναι σε θέση να λαμβάνει ομαλά τη θερμότητα της διεργασίας. Επειδή σε σύγκριση με τις μεγάλες μηχανές ψυκτικής απορρόφησης χρειάζεται πολύ μικρότερη παροχή νερού ψύξης, θα πρέπει να προβλεφθεί και μικρότερη διατομή ροής ώστε να επιτευχθεί ο επιθυμητός βαθμός μετάδοσης θερμότητας. Λαμβάνοντας υπόψη τις γνωστές μεθόδους κατασκευής συσκευών στρωμάτων έγχυσης, καταλήγουμε στο ότι και οι δύο δυνατότητες κατασκευής δεν μπορούν να έχουν οριζόντιες ή κάθετες δέσμες σωλήνων και ότι μόνο μια συσκευή διασταυρούμενων σωληνώσεων πληρεί τις

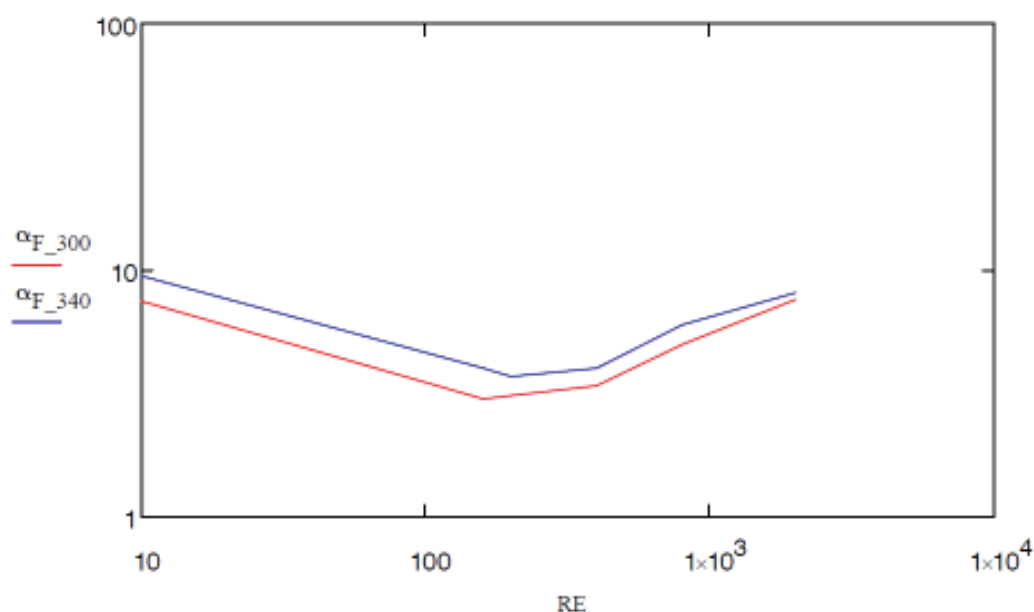


προϋποθέσεις. Ένα ακόμα πλεονέκτημα αυτής της συσκευής είναι η χρήση του δοχείου αδράνειας του απορροφητή και του συμπυκνωτή για ρύθμιση της ροής.

### 3.1.1. Μεταφορά θερμότητας και μάζας μέσω των στρωμάτων έγχυσης

Σε αυτή την παράγραφο θα γίνει μια σύντομη περιγραφή των προβλημάτων κατά την μεταφορά θερμότητας και μάζας μέσω των στρωμάτων έγχυσης. Στο τέλος της θα παρουσιαστούν όλες οι βασικές εξισώσεις που περιγράφουν το φαινόμενο. Ακολουθεί εξειδίκευση στις επιμέρους διατάξεις.

Οι βάσεις για τη θεωρητική περιγραφή της μεταφοράς θερμότητας τέθηκαν από τον Nusselt. Δυστυχώς πειραματικά δεδομένα έδειξαν, ότι οι υποθέσεις του ισχύουν μόνο για στρωτή ροή στρώματος με πολύ μικρούς αριθμούς Reynolds ( $Re < 8$ ). Για μεγαλύτερους αριθμούς Reynolds δημιουργούνται αρχικά ημιτονικά κύματα και έπειτα έντονη ασυνέχεια της ροής. Ο κρίσιμος αριθμός Reynolds είναι  $Re_{krit} = 400$ , αν και μπορεί να διαφοροποιηθεί λόγω της τραχύτητας των τοιχωμάτων ή της ύπαρξης ενεργών ουσιών στην επιφάνεια των σωληνώσεων. Το Σχήμα 3.1 δείχνει ότι η μεταφορά θερμότητας μειώνεται μέχρι να βελτιωθεί η τυρβώδης ροή.



Σχήμα 3.1: Συντελεστής μεταφοράς θερμότητας  $\alpha_F$  σε σχέση με τον αριθμό Reynolds  $Re$ , για απορροφητή με θερμοκρασίες στρωμάτων  $T_F = 300$  K και 340 K και με  $\xi_{NH_3} = 0,2$  και  $p = 2$  bar

Με βάση πειραματικά αποτελέσματα οι Wilke και Brauer κατέστρωσαν εξισώσεις για τους συντελεστές μεταφοράς θερμότητας. Οι σχέσεις τους ισχύουν μόνο για τη συγκεκριμένη ροή παραβλέποντας το υδροδυναμικό και θερμικό μεταβατικό μήκος. Ο Nakogayakon καθόρισε τη συμπεριφορά του θερμικού μεταβατικού μήκους  $z^*$  ως προς το πάχος του στρώματος  $\delta$  για την απορρόφηση του βρωμιούχου λιθίου από το νερό ως:

$$\left(\frac{z^*}{\delta}\right) \approx 75$$

Συνεπώς το πάχος του στρώματος είναι σημαντικά μικρότερο από 1 mm. Λόγω του αναμενόμενα μικρού πάχους στρώματος απαιτείται στην απορρόφηση ένα δόκιμο προφίλ ταχύτητας, θερμοκρασίας και συγκέντρωσης για την είσοδο της διασταυρούμενης ροής.

Ο Wilke περιέγραψε τα αποτελέσματα των ερευνών του για τη μεταφορά θερμότητας από το τοίχωμα προς ένα θερμό στρώμα έγχυσης μέσω της αδιάστατης εξίσωσης:

$$Nu_F = C_1 * Re_F^{n_1} * Pr_F^{m_1} \quad (3.1)$$

όπου οι συντελεστές που εξαρτώνται από την περιοχή του στρώματος λαμβάνονται από τον Πίνακα 3.1. Ο Horn εισήγαγε τον βαθμό σκληρότητας, ώστε η Εξίσωση 3.1 να μπορεί να χρησιμοποιηθεί και για ψύξη:

$$Nu_F = C'_1 * Re_F^{n'_1} * Pr_F^{m'_1} * \left(\frac{\eta_F}{\eta_{FW}}\right)^{O'_1}$$

Επειδή οι υπολογισμοί του Schroth, σύμφωνα με το μοντέλο των Wilke και Brauer, συνέπεσαν σε μεγάλο βαθμό με τα πειραματικά δεδομένα για την απορρόφηση της αμμωνίας στο νερό χωρίς τη χρήση των συντελεστών διόρθωσης ως προς το τοίχωμα, σε αυτή την εργασία θα παραβλεφθούν οι συντελεστές αυτοί. Η Εξίσωση 3.1 ισχύει ακόμα και όταν η επιφάνεια των στρωμάτων δεν είναι αδιαβατική.

Ο Brauer ανέπτυξε ένα μοντέλο για τη συναλλαγή μάζας μεταξύ του στρώματος έγχυσης και της παρακείμενης αέριας φάσης, στο οποίο η κύρια αντίσταση ασκείται στο στρώμα έγχυσης όχι κοντά στην επιφάνεια αλλά κοντά στο τοίχωμα. Υπό την προϋπόθεση ότι η διεύθυνση της ταχύτητας είναι ευθεία στο οριακό στρώμα κοντά στο τοίχωμα, προκύπτει η ακόλουθη σχέση μεταξύ του συντελεστή μεταφοράς μάζας και της διατμητικής τάσης στο τοίχωμα:

$$\beta_F = \frac{D_F}{\eta_F} * \frac{\tau}{w'}$$

Η οριακή ταχύτητα  $w'$  παραμένει σύμφωνα με τον Brauer για ευρείες περιοχές του αριθμού Reynolds και για διαφορετικές ουσίες σταθερή και ίση με:  $w' = 0,066$  m/s.

Αν και αυτό το μοντέλο φαινομενικά ισχύει μόνο για την περιοχή του οριακού στρώματος πάνω στο τοίχωμα, οι κινήσεις των κυμάτων μπορούν να επηρεάσουν τη συναλλαγή μάζας. Η διατμητική τάση του τοιχώματος αλλάζει με τη δομή της επιφάνειας του στρώματος ταυτόχρονα στον πυρήνα του στρώματος έγχυσης λαμβάνει χώρα μεταφορά μάζας με συναγωγή λόγω της συνδυασμένης επίδρασης των κυμάτων. Η ροή μάζας από τη διφασική περιοχή στο υγρό διάλυμα προκαλεί μια αλλαγή της παροχής μάζας στο στρώμα έγχυσης κατά  $\Delta \dot{m}$ . Για το Συστατικό 1 του ποσοστού διάχυσης ισχύει:

$$(\Delta \dot{m}_1)_{Dif} = \beta_F * \rho_F * (\xi_{FS} - \xi_F)$$

Η διατμητική τάση του τοιχώματος  $\tau$  μπορεί να υπολογιστεί με βάση τον αριθμό αντίστασης  $\psi$ , ο οποίος εξαρτάται από τον αριθμό Reynolds:

$$\tau = \psi * \rho * \frac{w^2}{2}$$

Από τα παραπάνω προκύπτει για τη μεταφορά μάζας η αδιάστατη *Εξίσωση 3.2*, της οποίας οι συντελεστές προέρχονται από τον *Πίνακα 3.2* με τις αντίστοιχες περιοχές ισχύος τους:

$$Sh_F = C_2 * Re_F^{n_2} * \frac{(g * v_F)^{1/3}}{w'} \quad (3.2)$$

Για κάθετες σωληνώσεις, των οποίων η διάμετρος  $d$  είναι πολύ μεγαλύτερη του πάχους του στρώματος  $\delta$ , ισχύουν για τους αδιάστατους δείκτες οι γνωστοί ορισμοί:

$$Re_F = \frac{\dot{m}_F / \pi * d}{\eta_F}$$

$$Pr_F = \frac{v_F}{\dot{a}_F}$$

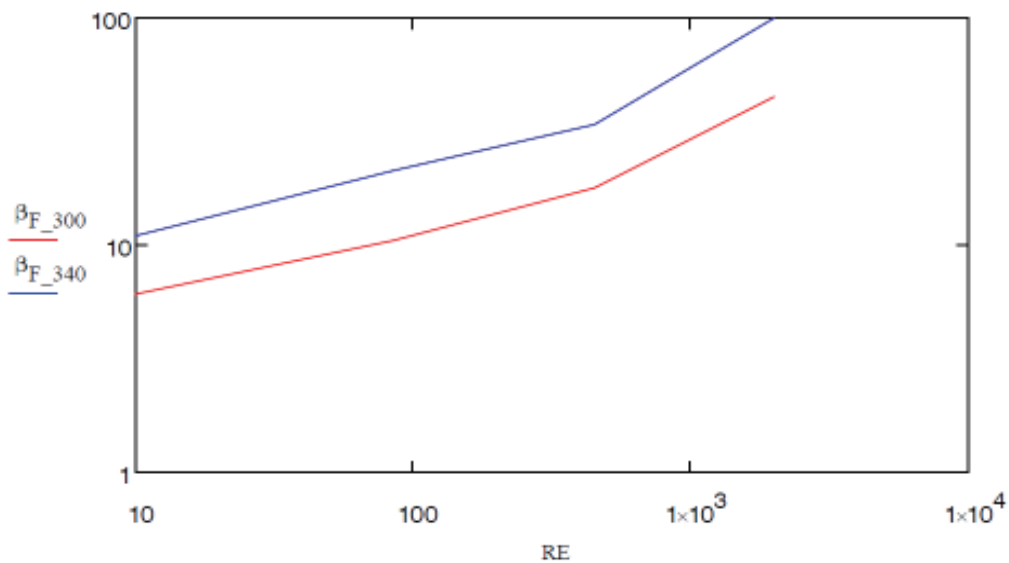
$$Nu_F = \frac{\alpha_F * \delta}{\lambda_F}$$

$$Sh_F = \frac{\beta_F * \delta}{D_F}$$

Στη βρετανική και αμερικάνικη βιβλιογραφία χρησιμοποιείται συχνά ως χαρακτηριστικό μήκος για τον αριθμό Reynolds η κατά παραδοχή υδραυλική διάμετρος ( $d_H=4*\delta$ ), ώστε να λαμβάνεται αριθμός Reynolds κατά 4 φορές μεγαλύτερος. Κατά το υπολογισμό του μέσου πάχους του στρώματος γίνεται διαχωρισμός μεταξύ στρωτής και τυρβώδους ροής. Κατά τον Brauer είναι:

$$\delta_{lam} = \left( \frac{3 * v_F^2}{g} \right)^{1/3} * Re_F^{1/3} \quad \text{για } Re < Re_{krit}$$

$$\delta_{turb} = 0,302 * \left( \frac{3 * v_F^2}{g} \right)^{1/3} * Re_F^{8/15} \quad \text{για } Re \geq Re_{krit}$$



Σχήμα 3.2: Συντελεστής μεταφοράς μάζας  $\beta_F$  σε σχέση με τον αριθμό Reynolds  $Re$ , για απορροφητή με θερμοκρασίες στρωμάτων  $T_F=300$  K και 340 K και με  $\xi_{NH_3}=0,2$  και  $p=2$  bar

Περιοχή	Εξίσωση 3.1			Εξίσωση 3.3		
	$C_1$	$n_1$	$m_1$	$C_1^+$	$n_1^+$	$m_1^+$
$Re < Re_{\bar{u}} = 615 \cdot Pr^{0,646}$ , για $Pr > 2$	1,88	0	0	1,30	-1/3	0
$Re_{\bar{u}} \leq Re < 400$	0,0614	8/15	0,344	0,0426	1/5	0,344
$400 \leq Re < 800$	0,00112	6/5	0,344	0,00257	2/3	0,344
$800 \leq Re$	0,0066	14/15	0,344	0,0152	2/5	0,344

Πίνακας 3.1: Συντελεστές μεταφοράς θερμότητας κατά Wilke

Περιοχή	Εξίσωση 3.2		Εξίσωση 3.4	
	$C_2$	$n_2$	$C_2^+$	$n_2^+$
$Re < Re_i = 0,72 \cdot K_F^{1/10}$	2,080	2/3	1,442	1/3
$Re_i \leq Re < Re_{w2} = 1,35 \cdot K_F^{1/10}$	0,267	4/3	0,185	1
$Re_{w2} \leq Re < Re_c = 0,018 \cdot K_F^{1/3}$ (ασταθής περιοχή)	2,912	2/3	2,019	1/3
$Re_c \leq Re < Re_{krit} = 400$	5,201	8/15	3,606	1/5
$400 \leq Re < 800$	0,0957	6/5	0,220	2/3
$800 \leq Re$	0,4743	14/15	1,090	6/15

Πίνακας 3.2: Συντελεστές μεταφοράς μάζας κατά Brauer

Οι τιμές του αριθμού Reynolds επαρκούν για την οριοθέτηση των περιοχών ισχύος των συντελεστών μεταφοράς θερμότητας. Αντιθέτως δεν επαρκούν για τη μεταφορά μάζας, οπότε υιοθετούνται άλλες οριακές τιμές ως συνάρτηση του αριθμού των στρωμάτων:

$$K_f = \frac{\rho_F * \sigma^3}{g * \eta_F^4}$$

Σύμφωνα με τον Brauer οι αριθμοί Sh και Sc δεν εξαρτώνται ο ένας από τον άλλον. Οι μελέτες του σε διαφορετικές ουσίες και ζεύγη μιγμάτων στην περιοχή  $221 < Sc < 1060$ , το επιβεβαιώνουν.

Επειδή αφ'ενός το έργο των Wilke και Brauer αλληλοσυμπληρώνεται, αφ'ετέρου οι εξισώσεις τους έχουν εφαρμοστεί επιτυχώς και για το μίγμα αμμωνίας – νερού, σε αυτή την εργασία δε θα γίνει περαιτέρω σύγκριση με άλλους συγγραφείς.

Κυρίως στη ρώσικη βιβλιογραφία απαντάται μια προσπάθεια ανασχηματισμού των εξισώσεων μεταφοράς θερμότητας και μάζας, ώστε το  $\left(\frac{v_F^2}{g}\right)^{1/3}$  να χρησιμοποιείται ως μέτρο αναφοράς των αριθμών Reynolds και Sherwood:

$$Nu_F^+ = \frac{\alpha_F}{\lambda_F} * \left(\frac{v_F^2}{g}\right)^{1/3} = C_1^+ * Re_F^{n_1^+} * Pr_F^{m_1^+} \quad (3.3)$$

$$Sh_F^+ = \frac{\beta_F}{D_F} * \left(\frac{v_F^2}{g}\right)^{1/3} = C_2^+ * Re_F^{n_2^+} * \frac{(g * v_F)^{1/3}}{w'} \quad (3.4)$$

Μέσω της μερικής απαλοιφής του πάχους του στρώματος μένει στην αριστερή πλευρά των *Εξισώσεων 3.1* και *3.2* μόνο η επίδραση της ποσότητας της μάζας. Οι τροποποιημένοι συντελεστές συνοψίζονται στους *Πίνακες 3.1* και *3.2*.

Για την περιγραφή της ταυτόχρονης μεταφοράς θερμότητας και μάζας στην ατμώδη φάση θα πρέπει οι εξισώσεις του οριακού στρώματος να διορθωθούν. Οπότε μέσω της μεταφοράς μάζας διαμορφώνονται το προφίλ θερμοκρασίας και συγκέντρωσης στο οριακό στρώμα. Οι συντελεστές που προκύπτουν είναι οι  $a_G$  και  $\beta_G$ .

Άρα σε ένα διφασικό μίγμα η μεταδιδόμενη θερμότητα (*Εξίσωση 3.5*) και η συμπυκνούμενη δηλαδή απορροφούμενη ποσότητα συστατικών (*Εξίσωση 3.6*) θα είναι:

$$\dot{q}_G = \frac{\dot{Q}_G}{A_0} = a_G * (T_G - T_S) + (\Delta \dot{n}_1^* * \hat{h}_{GS,1} + \Delta \dot{n}_2^* * \hat{h}_{GS,2}) \quad (3.5)$$

$$\begin{aligned} \Delta \dot{n}_1^* &= \frac{\Delta \dot{n}_1}{A_0} = (\Delta \dot{n}_1^*)_{Dif} + (\Delta \dot{n}_1^*)_{Konv} \\ &= -[\hat{\beta}_G * \hat{\rho}_G * (y_G - y_S) + \hat{u}_{GS} * \hat{\rho}_{GS,1}] \end{aligned} \quad (3.6)$$

Όπου:  $\hat{h}_{GS,i}$  η μερική μοριακή ενθαλπία του ατμώδους συστατικού του μίγματος i,  $\hat{u}_{GS}$  η ταχύτητα συναγωγής, η οποία είναι κάθετη στην επιφάνεια του στρώματος σε

μοριακό επίπεδο αναφοράς και έχει κατεύθυνση προς την ατμώδη φάση. Επίσης ισχύουν οι παρακάτω εξισώσεις για τους διορθωμένους συντελεστές:

$$\alpha_G = E_T * \alpha_G$$

$$\hat{\beta}_G = E_y * \hat{\beta}_G$$

Στον Πίνακα 3.3 παρουσιάζονται συνολικά οι εξισώσεις για τους συντελεστές διόρθωσης. Οι κανόνες υπολογισμού των  $\alpha_G$  και  $\hat{\beta}_G$  καθορίζονται με βάση τις ισχύουσες υδροδυναμική συμπεριφορά.

Μεταφορά Θερμότητας	$E_T = \frac{\Phi_T}{1 - e^{-\Phi_T}}$ όπου $\Phi_T = \frac{\Delta n^* \cdot \hat{c}_{pG}}{\alpha}$
Μεταφορά Μάζας	$E_y = \frac{\Phi_y}{1 - e^{-\Phi_y}}$ όπου $\Phi_y = \frac{\Delta n^*}{\hat{\rho}_G \cdot \hat{\beta}_G}$

Πίνακας 3.3: Συντελεστές διόρθωσης των συντελεστών μεταφοράς θερμότητας και μάζας

Οι εξισώσεις χρησιμοποιούν ως σύστημα αναφοράς την ταχύτητα του κέντρου βάρους και γι' αυτό η διαμόρφωση για τη ροή της μάζας κάθε συνιστώσας πάνω από τα όρια της διφασικής περιοχής είναι:

$$\Delta \dot{m}_1^* = \beta_G^* * \rho_G * (\xi_G - \xi_{GS}) - u_{GS} * \rho_{GS,1} \quad (3.7)$$

Από τη σύγκριση των διαχεόμενων κλασμάτων μεταφοράς προκύπτει η σχέση μεταξύ των συντελεστών μεταφοράς μάζας που λαμβάνονται από το γραμμομοριακό κλάσμα και η κατά μάζα σύσταση σε αμμωνία αντίστοιχα:

$$\beta_G^* = \hat{\beta}_G * \frac{M_1}{M(y)} * \frac{y - y_s}{\xi_G - \xi_{GS}}$$

Υπό την προϋπόθεση ότι η ροή μάζας με μεταφορά θα έχει στην ατμώδη φάση κάθετη κατεύθυνση ως προς την επιφάνεια του στρώματος, η μερική πυκνότητα, η ταχύτητα συναγωγής και το ποσοστό μεταφοράς συναγωγής είναι:

$$\rho_{GS,1} = \xi_{GS} * \rho_{GS}$$

$$u_{GS} = - \frac{\Delta \dot{m}^*}{\rho_{GS}}$$

$$(\Delta \dot{m}_1^*)_{konv} = \xi_{GS} * \Delta \dot{m}^*$$

Η Εξίσωση 3.7 με την προσθήκη των κατά μάζα συστάσεων  $\xi_G^{Dif}$  και  $\xi_G^{Konv}$  μπορεί να γραφτεί ως εξής:

$$\Delta \dot{m}_1^* = \Delta \dot{m}_1^* = \beta_G^* * \rho_G * (\xi_G^{Dif} - \xi_{GS}) + \xi_G^{Konv} * \Delta \dot{m}^*$$

Η σύνθεση του αερίου στην κορεσμένη και την υπέρθερμη κατάσταση του ατμού είναι:

$$\xi_G^{Dif} = \xi_G \quad \text{κ.μ.σ. στον πυρήνα της ατμώδους φάσης}$$

$$\xi_G^{Konv} = \xi_{GS} \quad \text{κ.μ.σ. στη διεπαφή των φάσεων}$$

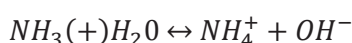
Αυτός ο τρόπος γραφής της *Εξίσωσης 3.7* επιτρέπει την παρατήρηση του υγρού ατμού. Αν το  $\xi_G^{Dif}$  αντικατασταθεί από την ισοδύναμη έκφραση με θερμοκρασία ( $T_G$ ) και πίεση ( $p$ ), τότε η φόρτιση των σταγόνων της ροής μάζας με μεταφορά θα μπορεί να συμπεριληφθεί στην κατά μάζα σύσταση  $\xi_G^{Konv}$ . Στις επόμενες παραγράφους θα χρησιμοποιηθεί η *Εξίσωση 3.7* για την ειδική περίπτωση της υπέρθερμης αέριας φάσης, με σκοπό την πιο απλή της διαδικασίας ταυτόχρονης συναλλαγής θερμότητας και μάζας. Ο υπολογισμός της διαδικασίας όμως περιλαμβάνει και τον υγρό ατμό.

Οι εξισώσεις που παρουσιάστηκαν σε αυτή την παράγραφο για την περιγραφή της μεταφοράς θερμότητας και μάζας στη διαστρωματική συσκευή έγχυσης/διάχυσης, βασίζονται σε επόμενες, λεπτομερείς αναλύσεις για την απορρόφηση και συμπύκνωση. Για τον λόγο αυτό γίνεται η υπόθεση ότι στην επιφάνεια του στρώματος πάντα επικρατεί ισορροπία φάσεων και ότι οι διαδικασίες εκτελούνται αδιαβατικά.

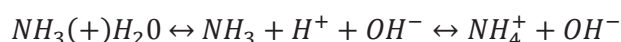
### 3.1.2. Απορροφητής

Στον απορροφητή μιας αντλίας θερμότητας με απορρόφηση πρέπει ο σχεδόν καθαρός ατμός της αμμωνίας να αναμιγνύεται πλήρως με το φτωχό διάλυμα αμμωνίας – νερού. Κατά βάση, αυτό επιτυγχάνεται με τη βοήθεια φυσικών ή χημικών αντιδράσεων. Οι παρακάτω εξισώσεις περιορίζονται μόνο στις διαδικασίες απορρόφησης μέσω διάχυσης και συναγωγής, οπότε πρέπει να αποδειχθεί ότι οι χημικές αντιδράσεις δεν παίζουν κανένα ρόλο στην απορρόφηση.

Για το διμερές μίγμα  $NH_3 - H_2O$  θα εξεταστούν οι εξισώσεις αντιδράσεων πολλών συγγραφέων στα πλαίσια της απορρόφησης. Καταρχάς μέσω των μετρήσεων απορρόφησης ήχου διευκρινίζεται επιτυχώς ο μηχανισμός της αντίδρασης. Λόγω των αποτελεσμάτων αυτών μπορεί να γραφτεί η αμφίδρομη αντίδραση:



άμεσα και χωρίς την ενδιάμεση παράκαμψη



Οι συντελεστές ταχύτητας διάσπασης και σύνθεσης είναι:

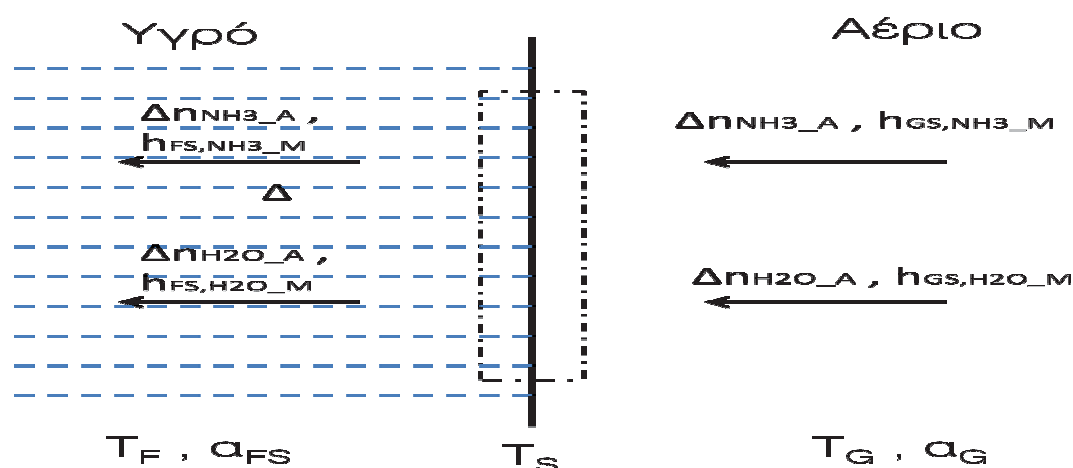
$$k_{zerfall} = 4,5 * 10^{-5} \quad 1/s$$

Μαζί με τη μοριακή συγκέντρωση όγκου  $c_i = n_i/V$  προκύπτει ο συντελεστής ισορροπίας:

—————

Με βάση αυτά μπορεί να γίνει η υπόθεση ότι μόνο πάνω στην επιφάνεια του στρώματος συμβαίνει μια πολύ γρήγορη αντίδραση. Η ζώνη της αντίδρασης συμπίπτει επομένως με την οριακή επιφάνεια των φάσεων, οπότε η συναλλαγή θερμότητας και μάζας δεν εμποδίζεται από καμία χημική αντίδραση.

Ιδιαίτερως στην αρχή της διαδρομής των στρωμάτων έγχυσης/διάχυσης η θερμότητα απορρόφησης είναι τόσο μεγάλη, λόγω της έντονης μεταφοράς μάζας που προκαλείται από την ανισοροπία σε σχέση με τη θερμοκρασία και τη συγκέντρωση των δύο φάσεων, που το ψυκτικό μέσο δεν μπορεί να την απορροφήσει πλήρως. Μέσω αυτού η θερμοκρασία του στρώματος αυξάνεται έντονα, ώστε να μπορεί να ατμοποιηθεί νερό από το φτωχό διάλυμα. Πειραματικές μελέτες δείχνουν άνοδο της θερμοκρασίας στην επιφάνεια του στρώματος μεγαλύτερη από 10 K σε σχέση με τη μέση θερμοκρασία στρώματος. Για να μπορέσει να γίνει μια προσεγγιστική περιγραφή των δύο αυτών αποτελεσμάτων, καταστρώθηκε ένα ισοζύγιο ενέργειας για την επιφάνεια του στρώματος, το οποίο αντιπροσωπεύει τη διαδικασία που παρουσιάζεται στο *Σχήμα 3.3*.



Σχήμα 3.3: Όγκος ελέγχου στην επιφάνεια του στρώματος

Ο καθορισμός της θερμοκρασίας επιφανείας  $T_s$  από την εξίσωση ισορροπίας συνδέεται με δύο συνθήκες:



- Πρέπει να υπάρχει μια κατάλληλη σχέση για τον συντελεστή  $\alpha_{FS}$ , που περιγράφει τη μεταφορά θερμότητας από τον πυρήνα στην επιφάνεια του στρώματος.
- Η μερική μοριακή ενθαλπία των συστατικών πρέπει να καθορίζεται από μια εξίσωση.

Ο συντελεστής μεταφοράς μάζας  $\beta_F$  σχετίζεται με τη διαφορά κατά μάζα σύστασης:

$$\Delta\xi = \xi_{FS} - \xi_F$$

Ο συντελεστής μεταφοράς θερμότητας  $\alpha_{FS}$  με τη θερμοκρασιακή διαφορά:

$$\Delta T = T_S - T_F$$

Οπότε λόγω της αναλογίας  $Nu_F = Sh_F$  ισχύει για τους δύο αυτούς συντελεστές η παρακάτω εξίσωση, όπου ο αριθμός Sherwood  $Sh_F$  υπολογίζεται από την *Εξίσωση 3.2*:

$$\alpha_{FS} = \frac{\beta_F * \lambda_F}{D_F}$$

Παρατηρώντας την εξίσωση κατάστασης, οι υπολογισμένες από τον Ziegler τιμές για τη μοριακή ενθαλπία ταιριάζουν επαρκώς με τις μετρούμενες τιμές, αν και από θεωρητικής απόψεως η εξίσωση κατάστασης λαμβάνεται υπόψη μόνο για την ενθαλπία του μίγματος στην υγρή φάση ενώ για την αέρια φάση θεωρείται ιδανικό μίγμα πραγματικών συστατικών.

Επιπλέον για το ισοζύγιο ενέργειας χρειάζονται και άλλες δύο εξισώσεις ως προς τη διερεύνηση της ροής μάζας  $\Delta\dot{m}_{NH_3}^*$  και  $\Delta\dot{m}_{H_2O}^*$  στα όρια των φάσεων. Από την *Εξίσωση 3.7* προκύπτει για την πλευρά του αερίου:

$$\Delta\dot{m}_{NH_3}^* = \beta_G^* * \rho_G * (\xi_G - \xi_{GS}) + \xi_{GS} * \Delta\dot{m}^*$$

Από την πλευρά του υγρού για τη μεταφορά μάζας με διάχυση και συναγωγή:

$$\Delta\dot{m}_{NH_3}^* = \beta_F^* * \rho_F * (\xi_{FS} - \xi_F) + u_{FS} * \rho_{FS, NH_3}$$

Η ταχύτητα συναγωγής με διεύθυνση κάθετη προς την επιφάνεια του στρώματος και φορά προς τη μέση του στρώματος, όπου η επιφάνεια του στρώματος θεωρείται παράλληλη με το τοίχωμα, είναι:

$$u_{FS} = \frac{\Delta\dot{m}^*}{\rho_{FS}}$$

Μαζί με την παρακάτω εξίσωση μαζών μπορεί πλέον να καταστρωθεί το σύστημα εξισώσεων για τους τρεις αγνώστους  $T_S$ ,  $\Delta\dot{m}_{NH_3}^*$  και  $\Delta\dot{m}_{H_2O}^*$ .

$$\Delta\dot{m}^* = \Delta\dot{m}_{NH_3}^* + \Delta\dot{m}_{H_2O}^*$$

Το σύστημα θα είναι:

$$a_{FS} * (T_F - T_S) + a_G * (T_G - T_S) + \Delta \dot{m}_{NH_3}^* * (h_{GS,NH_3} - h_{FS,NH_3}) + \Delta \dot{m}_{H_2O}^* * (h_{GS,H_2O} - h_{FS,H_2O}) = 0 \quad (3.8)$$

$$\Delta \dot{m}_{NH_3}^* = \beta_G * \rho_G * (\xi_G - \xi_{GS}) + \xi_{GS} * (\Delta \dot{m}_{NH_3}^* + \Delta \dot{m}_{H_2O}^*) \quad (3.9)$$

$$\Delta \dot{m}_{NH_3}^* = \beta_F * \rho_F * (\xi_{FS} - \xi_F) + \xi_{FS} * (\Delta \dot{m}_{NH_3}^* + \Delta \dot{m}_{H_2O}^*) \quad (3.10)$$

Η θεωρητική υπόθεση των διαδικασιών στην αέρια φάση θα πρέπει να επιβεβαιώνει το μοντέλο του αναδευόμενου δοχείου. Με αυτή την παρουσίαση του μοντέλου η αέρια φάση θεωρείται ότι αναμιγνύεται πλήρως. Η μετάδοση θερμότητας αναδευόμενου δοχείου περιγράφεται από την παρακάτω σχέση, η οποία μπορεί να μεταφερθεί και στη συναλλαγή μάζας.

$$Nu = 0,27 * Re^{0,7} * Pr^{1/3}$$

$$Re = \left( \frac{N * d^2 * \rho}{\mu} \right) = \frac{N * d^2}{\nu}$$

με N αριθμό αναδευτήρων και d μέση διάμετρο αναδευτήρα.

Με τη βοήθεια της αναγωγής μπορεί ο αριθμός Reynolds να απαλειφθεί από τα ασύμβατα μεγέθη του αριθμού αναδευτήρων και τα χαρακτηριστικά μήκη. Η σχέση μεταξύ των συντελεστών μεταφοράς θερμότητας και μάζας προκύπτει πλέον από την εξίσωση:

$$\alpha_G = \beta_G * \left( \rho_G * c_{pG} * \frac{\lambda_G^2}{D_G^2} \right)^{1/3}$$

Λόγω των πειραματικών αποτελεσμάτων της προσομοίωσης για την τεχνική ερμηνεία των αντιδραστήρων αερίου/υγρού ο Laurent πέτυχε – υπό την προϋπόθεση του ίδιου χρόνου διεπαφής στο εργαστηριακό μοντέλο και στον βιομηχανικό αντιδραστήρα – να ταξινομήσει τα χαρακτηριστικά μεγέθη προσομοίωσης για κάθε επιμέρους διάταξη και να καθορίσει τη σειρά των μεγεθών αυτών. Ένα τέτοιο συγκεκριμένο ως προς τη συσκευή χαρακτηριστικό μέγεθος είναι ο συντελεστής μεταφοράς μάζας  $\beta_G$ . Σύμφωνα με τον Laurent για ένα διαστρωματικό απορροφητή ισχύει:

$$\beta_G = 0,003 \text{ m/s}$$

Με την καθιέρωση αυτού ως σταθερή τιμή πρέπει να σημειωθεί ότι η τιμή του συντελεστή μεταφοράς θερμότητας που αναλογεί είναι μικρότερη από αυτή της διαδικασίας αντιρροής στη μερική συμπύκνωση (βλέπε Παράγραφο 3.1.4).

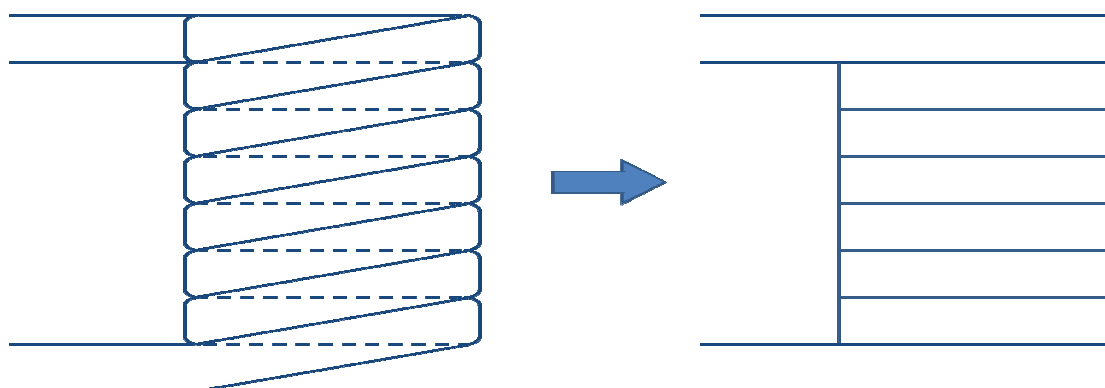
Για να μπορεί να χρησιμοποιηθεί ουσιαστικά το σύστημα εξισώσεων (3.8 – 3.10) επιβάλλεται ο διαχωρισμός των διαδρομών των στρωμάτων έγχυσης/διάχυσης σε μεμονωμένα τμήματα. Οι επιφάνειες ψύξης προσφέρονται για διαχωρισμό σε αυτόνομες σπείρες λόγω της γεωμετρικής δομής του απορροφητή σαν συσκευή με ταινίες σωλήνων, όπως φαίνεται στο *Σχήμα 3.4*. Αν και για μικρές επιλεγμένες διαμέτρους σωλήνων οι δακτύλιοι αλληλεπικαλύπτονται, θα πρέπει λόγω της πλήρους

υπερχείλισης ο κάθε δακτύλιος να είναι πανομοιότυπος με το κομμάτι ενός κάθετου τοίχου. Σε κάθε τμήμα θα πρέπει να ισχύει και το ισοζύγιο ενέργειας του στρώματος, βλέπε Σχήμα 3.5:

Με τους συντελεστές θερμοπερατότητας:

$$\text{-----} \quad (3.11)$$

Οι επιφάνειες  $A_F$  και  $A_K$  αντιπροσωπεύουν την εξωτερική και εσωτερική επιφάνεια του σωλήνα. Ο υπολογισμός του συντελεστή μεταφοράς θερμότητας  $\alpha_K$  για την πλευρά του νερού περιγράφεται στην Παράγραφο 3.1.5. στο τοίχωμα και την επιφάνεια του στρώματος θεωρούνται σταθερές θερμοκρασίες κατά μήκος του ύψους του τμήματος  $\Delta z$ . Το ύψος  $\Delta z$  είναι το μισό της εξωτερικής έκτασης του σωλήνα.

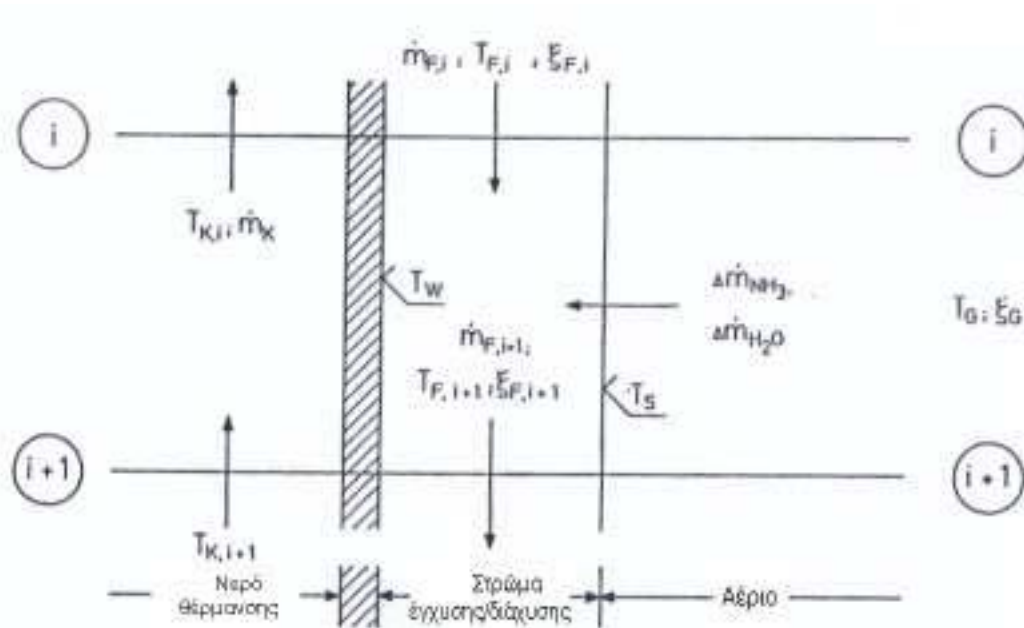


Σχήμα 3.4: Κατάτμηση της ψυκτικής επιφάνειας

Η απορρόφηση ξεκινά να υπολογίζεται πρώτα από μια σπείρα σωλήνων, με βάση τα εξής:

- Γεωμετρικές διαστάσεις
- Αριθμός των πηνίων και των δακτυλίων της σπείρας
- Μεγέθη εισόδου του φτωχού διαλύματος (
- Μεγέθη εξόδου του νερού θέρμανσης (

Και τα χαρακτηριστικά μεγέθη της απορρόφησης και τα καταστατικά μεγέθη της αέριας και της υγρής φάσης  $p_{Abs}$ ,  $T_G$ ,  $\xi_G$ .



Σχήμα 3.5: Τμήμα της επιφάνειας απορρόφησης

Θα πρέπει να γίνουν πολλές επαναλήψεις ανά τμήμα για να μπορεί να γίνει εκτίμηση των αλλαγών στα γνωστά μεγέθη της τομής από το  $i$  στο  $i+1$ . Λόγω της υπόθεσης της πλήρως αναμεμιγμένης αέριας φάσης η θερμοκρασία και η συγκέντρωση παραμένουν σταθερές πάνω από το ύψος του απορροφητή. Με τις τιμές για τις θερμοκρασίες  $T_{K,i}$  και  $T_{F,i}$  μπορούν πρώτα να καθοριστούν οι θερμοκρασίες του τοιχώματος από την πλευρά του νερού και του στρώματος:

$$T_{KW} = T_{K,i} + \frac{k_i * A_i * (T_{F,i} - T_{K,i})}{a_{K,i} * A_K}$$

$$T_{FW} = T_{F,i} + \frac{k_i * A_i * (T_{F,i} - T_{K,i})}{a_{F,i} * A_F}$$

Στη συνέχεια με επαναληπτική διαδικασία στην *Εξίσωση 3.8* προκύπτει η θερμοκρασία επιφανείας  $T_s$ . Σε αυτό το σημείο θα γίνει ο υπολογισμός των συναλασσόμενων παροχών μάζας στα όρια των φάσεων και για τα δύο συστατικά του μίγματος από τα ισοζύγια μάζα (3.9, 3.10). Το ισοζύγιο ενέργειας για κάθε τμήμα οδηγεί τελικά στις μέσες τιμές των θερμοκρασιών του στρώματος και του νερού:

$$\bar{T}_F = \frac{1}{2} * (T_{F,i} + T_{F,i+1}) \quad \text{με} \quad T_{F,i+1} = T(h_{F,i+1}, p, \xi_{F,i+1})$$

$$\bar{T}_K = \frac{1}{2} * (T_{K,i} + T_{K,i+1}) \quad \text{με} \quad T_{K,i+1} = T_{K,i} - \dot{Q}_A / (\dot{m}_K * c_{pK})$$

Όπως έδειξαν τα υπολογιστικά αποτελέσματα, αυτές οι τιμές πρέπει να χρησιμοποιηθούν στον καθορισμό των θερμοκρασιών των τοιχωμάτων  $T_{KW}$  και  $T_{FW}$

καθώς και της θερμοκρασίας επιφανείας  $T_s$ , αντί των  $T_{k,i}$  και  $T_{F,i}$  που χρησιμοποιούνται μόνο στην αρχικό υπολογισμό.

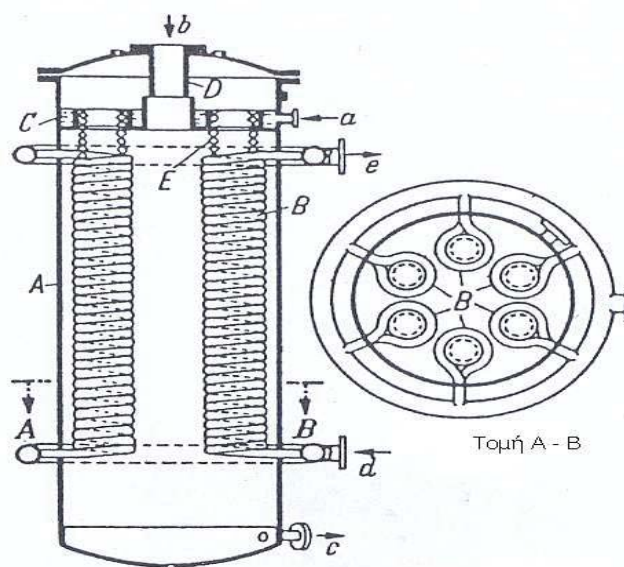
Με παράλληλη μετατόπιση πολλών πανομοιότυπων δακτυλίων ενισχύεται το αποτέλεσμα. Από το συνολικό ισοζύγιο προκύπτουν οι συνθήκες εισόδου του ατμού.

$$\dot{m}_{D,zu} = \dot{m}_{F,ab} - \dot{m}_{F,zu}$$

$$\xi_{D,zu} = (\xi_{F,ab} * \dot{m}_{F,ab} - \xi_{F,zu} * \dot{m}_{F,zu}) / \dot{m}_{D,zu}$$

$$h_{D,zu} = (|\dot{Q}_A| + \dot{m}_{F,ab} * h_{F,ab} - \dot{m}_{F,zu} * h_{F,zu}) / \dot{m}_{D,zu}$$

Από τα αποτελέσματα αυτών των υπολογισμών διεξήχθησαν υπολογιστικές μελέτες σχετικά με τον αριθμό των δακτυλίων, οι οποίες υποστηρίζουν την επιλεγμένη από τους Maiuri και Ruhemann κατασκευή του απορροφητή με έξι σπείρες σωληνώσεων. Στο εξής ως δομή του απορροφητή για τους υπολογισμούς θα λαμβάνεται αυτή που παρουσιάζεται στο *Σχήμα 3.6*.



Σχήμα 3.6: Διαστρωματικός Απορροφητής

A Λέβητας απορροφητή, B Σύστημα σωληνώσεων, C Ενδιάμεσο δάπεδο, D Στέλεχος σωλήνα, E Μεταλλική αλυσίδα, a Είσοδος του φτωχού διαλύματος, b Είσοδος του ατμού αμμωνίας, c Έξοδος του πλούσιου διαλύματος, d Είσοδος του νερού, e Έξοδος του νερού

### 3.1.3. Συμπυκνωτής

Ο συμπυκνωτής είναι επίσης σχεδιασμένος ως συσκευή με πηνία σωλήνων. Το νερό ρέει σε αντιστροφή με το στρώμα έγχυσης/διάχυσης και η ψυκτική επιφάνεια είναι χωρισμένη σε σπειρώματα δακτυλίων, όπως φαίνεται στο *Σχήμα 3.4*. Ο παρεχόμενος ατμός συμπυκνώνεται πλήρως στους σωλήνες και ισχύει η υπόθεση του μοντέλου ότι το αέριο αναμιγνύεται πλήρως. Η Εξίσωση 3.6 για τη μεταφορά μάζας στην αέρια φάση με σχετική παροχή μάζας στα όρια των φάσεων  $\psi_{NH_3}$  γίνεται:

$$\psi_{NH_3} = \frac{\Delta \dot{n}_{NH_3}^*}{\Delta \dot{n}^*} = \frac{\Delta \dot{n}_{NH_3}}{\Delta \dot{n}}$$

$$\psi_{NH_3} * \Delta \dot{n}^* = \hat{\beta}_G^* * \hat{\rho}_G * (y - y_S) + y_S * \Delta \dot{n}^* \quad (3.6a)$$

Για τη μεταφορά μάζας στην υγρή φάση η συμπύκνωση στις σπείρες του σωλήνα χωρίζεται σε δύο διαδικασίες, οι οποίες θα πρέπει να μοντελοποιηθούν με απλές υποθέσεις.

Στον πάνω δακτύλιο εμφανίζεται η πρώτη σταγόνα και γι'αυτό το συμπύκνωμα θεωρείται μη αναμεμιγμένο στρώμα υγρού. Το γραμμομοριακό κλάσμα της αμμωνίας στο υγρό, που εγκαταλείπει τον δακτύλιο, είναι εξίσου μεγάλο με τη σχετική παροχή μάζας  $\psi_{NH_3}$ . Αυτό ισχύει και για την εξίσωση ισορροπίας στην επιφάνεια του υγρού στον ανώτερο δακτύλιο.

$$x_S = \psi_{NH_3} = \frac{\Delta \dot{n}_{NH_3}}{\Delta \dot{n}}$$

Σε όλους του παρακείμενους δακτύλιους το στρώμα του συμπυκνώματος θα πρέπει να είναι πλήρως αναμεμιγμένο. Αυτή η προϋπόθεση πληρείται, γιατί το στρώμα δεν ρέει ομοιόμορφα προς τα κάτω πάνω σε έναν κάθετο τοίχο, αλλά η ροή του διακόπτεται συνεχώς ανάμεσα στους δακτύλιους. Συνεπώς το γραμμομοριακό κλάσμα της αμμωνίας στο στρώμα είναι ίδιο με αυτό στην επιφάνεια:

$$x_S = x_i$$

Το ισοζύγιο μάζας της Εξίσωσης 3.6α αναπαριστά το ισοζύγιο ενέργειας για το στρώμα, όπως στην απορρόφηση για το σημείο (i+1):

$$\begin{aligned} \dot{Q}_{K,i} &= k_i * A_i * (\bar{T}_F - \bar{T}_K) \\ &= \Delta \dot{n}_1 [\psi_{NH_3} * \hat{h}_{GS,NH_3} + (1 - \psi_{NH_3}) * \hat{h}_{GS,H_2O} \\ &\quad - \hat{h}_{F,i+1}] + \dot{a}_G * A_0 * (T_G - T_S) - \dot{n}_{F,i} (\hat{h}_{F,i+1} - \hat{h}_{F,i}) \end{aligned} \quad (3.12)$$

Με τον καθορισμό του συντελεστή θερμοπερατότητας  $k_i$  από την *Εξίσωση 3.11*, δε θα χρησιμοποιηθεί ο συντελεστής μεταφοράς θερμότητας κατά Wilke (3.1). Βάσει των πειραματικών αποτελεσμάτων για τη συμπύκνωση μίγματος  $NH_3-H_2O$  σε οριζόντιο σωλήνα, θα χρησιμοποιηθεί η εξίσωση που ανέπτυξε ο Χατζιδάκης:

$$\alpha_F = C * Re^{-0,13} * Pr_F^{-0,78} * \left(\frac{d}{d_0}\right)^{-0,4} \quad (3.13)$$

όπου  $C = 23860 \text{ W/m}^2\text{K}$ ,  $d_0 = 100 \text{ mm}$

Το βασικό πλεονέκτημα της *Εξίσωσης 3.13* είναι ότι και στις δύο ειδικές περιπτώσεις όπου δεν υπάρχει πλήρης διαβροχή ή/και εμφανίζονται κύματα δακτυλίων ή ψεκασμοί στο στρώμα έγχυσης/διάχυσης του υγρού, συμπεριλαμβάνονται οι βασικές τιμές των μεγεθών συμπύκνωσης σε οριζόντιους σωλήνες. Άρα δεν χρειάζεται να ακολουθηθεί ο συνηθισμένος τρόπος υπολογισμού του μέσου συντελεστή μεταφοράς θερμότητας σωλήνα με μητρώα:

1. Υπολογισμός του  $\alpha_{F1}$  κατά Nusselt

$$\alpha_{F1} = 0,725 * \left(\frac{\Delta h_v * (\rho_F - \rho_D) * g * d^3}{(T_S - T_W) * \nu_F * \lambda_F}\right)^{1/4}$$

2. Υπολογισμός του  $\alpha_{Fi}$ ,  $i=2$ , των υποκείμενων σωλήνων κατά Collier

$$\frac{\alpha_{F,i}}{\alpha_{F1}} = i^{5/6} - (i - 1)^{5/6}$$

Επίσης η ειδική περίπτωση της συμπύκνωσης της καθαρής αμμωνίας σε έναν οριζόντιο σωλήνα τίθεται σωστά από την *Εξίσωση 3.13* στα πλαίσια της δεδομένης ακρίβειας. Νέα αποτελέσματα μετρήσεων υποστηρίζουν το τελευταίο και δείχνουν ταυτόχρονα ότι για γωνία κλίσης  $\gamma > 30^\circ$  ο συντελεστής  $\alpha_F$  επηρεάζεται. Έτσι μπορεί να υπολογιστεί η συμπύκνωση σε σωλήνες με μεγάλη κλίση.

Η μέση θερμοκρασία  $\bar{T}_F$  της στρωτή ροής του στρώματος στο υπολογιζόμενο τμήμα υπόκειται στις παρακάτω παραδοχές:

- Γραμμική κατανομή θερμοκρασιών
- Παραβολική κατανομή ταχυτήτων

Υπό σταθερή πίεση και για σταθερό γραμμομοριακό κλάσμα η μέση ενθαλπία είναι:

$$\hat{h}_F = \hat{h}(T_W) + \frac{5}{8} * \hat{c}_p * (T_S - T_W)$$

Για τη συμπύκνωση του τυρβώδους στρώματος μεταβάλλονται γραμμικά η θερμοκρασία στο θερμικό υπόστρωμα πάχους  $\delta_t$  και η ταχύτητα στο στρώμα ροής πάχους  $\delta_w$ . Πάνω από τα υπόλοιπα πάχη στρώματος τα μεγέθη αυτά θα πρέπει να παραμένουν σταθερά. Το πάχος των δύο ειδικών στρωμάτων είναι:

$$\delta_t = \frac{\lambda_F}{\alpha_F}$$

$$\delta_W = \delta - \sqrt{\delta^2 - \frac{\eta_F * \dot{m}_F}{g * \rho^2 * \delta * \pi * d_W}}$$

Η τελευταία εξίσωση απορρέει από την ισορροπία δυνάμεων στο στρώμα σε κάθετη κατεύθυνση. Για τον λόγο αυτόν προκύπτει:

$$\hat{h}_F = \hat{h}(T_W) + \hat{c}_p * (T_S - T_W) * \left( \delta - \frac{1}{6} * \frac{\delta_W^2}{\delta_t} - \frac{1}{2} * \delta_t \right) / \left( \delta - \frac{\delta_W}{2} \right) \quad \text{για } \delta_t \geq \delta_W$$

$$\hat{h}_F = \hat{h}(T_W) + \hat{c}_p * (T_S - T_W) * \left( \delta - \frac{1}{6} * \frac{\delta_t^2}{\delta_W} - \frac{1}{2} * \delta_W \right) / \left( \delta - \frac{\delta_W}{2} \right) \quad \text{για } \delta_t < \delta_W$$

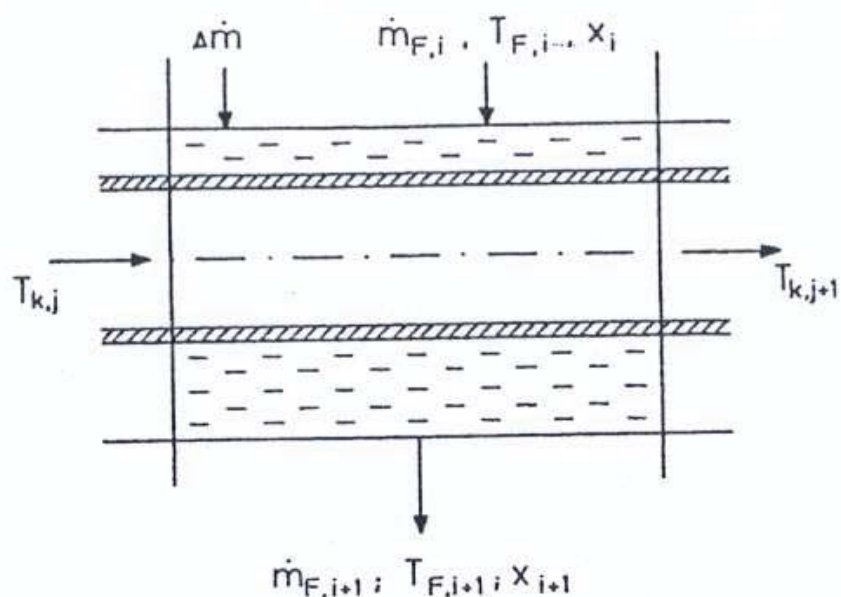
Η ανάπτυξη του υπολογιστικού μοντέλου της συμπύκνωσης διαμορφώνεται αντίστοιχα με του απορροφητή. Τα γνωστά μεγέθη είναι:

- Γεωμετρικές διαστάσεις
- Αριθμός των πηνίων και των δακτυλίων της σπείρας
- Μεγέθη εξόδου του νερού θέρμανσης ( $T_{K,ab}$ ,  $\dot{m}_K$ )
- Χαρακτηριστικά δεδομένα συμπύκνωσης, τα καταστατικά μεγέθη της αέριας φάσης ( $p_{Kond}$ ,  $x_G$ ,  $\xi_G$ )

Τα αποτελέσματα των μεγεθών εισόδου της ροής του υγρού δείχνουν ότι το στρώμα έγχυσης/διάχυσης σχηματίζεται στον πρώτο δακτύλιο. Για την περιγραφή της αέριας φάσης χρησιμοποιείται αντί για τη θερμοκρασία  $T_G$  η περιεκτικότητα σε ατμό  $x_G$ , επειδή το μίγμα αμού στην κατάσταση οδηγεί στην επιφανειακή συμπύκνωση σταγονιδίων στον συμπυκνωτή. Αντίστοιχα με τον παραπάνω διαχωρισμό περιπτώσεων για τον υπολογισμό της συμπύκνωσης διαμορφώνεται για κάθε τμήμα μια επανάληψη, όπως φαίνεται στο Σχήμα 3.7. Στην πρώτη περίπτωση του ανώτερου δακτυλίου, η θερμοκρασία επιφάνειας  $T_s$  υπολογίζεται επαναληπτικά από την εξίσωση ισορροπίας της αέριας φάσης (3.6). Στη δεύτερη περίπτωση για τους υποκείμενους δακτύλιους, η θερμοκρασία επιφάνειας στο υπολογιζόμενο τμήμα είναι γνωστή με την γραμμομοριακή σύσταση του υγρού μίγματος σε αμμωνία  $x_s$ . Μέσω της επίλυσης της Εξίσωσης 3.6α για την τοπική σχετική παροχή στρώματος, λαμβάνοντας υπόψη τον Πίνακα 3.3, μπορεί να υπολογιστεί η συμπυκνούμενη ροή  $\Delta \dot{n}$  με επαναλήψεις από την 3.12.

$$\psi_{NH_3} = \frac{y_s - y * \exp\left(\frac{\Delta \dot{n}^*}{\hat{\rho}_G * \hat{\beta}_G}\right)}{1 - \exp\left(\frac{\Delta \dot{n}^*}{\hat{\rho}_G * \hat{\beta}_G}\right)}$$





Σχήμα 3.7: Τμήμα του συμπυκνωτή

Οι θερμοκρασίες του στρώματος και του νερού υπολογίζονται αναλόγως με τον υπολογισμό του απορροφητή. Από το συνολικό ισοζύγιο προκύπτουν οι συνθήκες εισόδου του ατμού.

$$\dot{m}_{D,zu} = \dot{m}_{F,ab}$$

$$\xi_{D,zu} = \xi_{F,ab}$$

$$h_{D,zu} = (|\dot{Q}_K| + \dot{m}_{F,ab} * h_{F,ab}) / \dot{m}_{D,zu}$$

Οι υπολογισμοί αυτοί έδειξαν ότι λόγω της μικρής ροής συμπύκνωσης χρειάζεται μόνο ένας δακτύλιος σωληνώσεων. Το αποτέλεσμα αυτό συνάδει και με πειραματικά στοιχεία της βιβλιογραφίας

#### 3.1.4. Διαχωριστής νερού

Στον διαχωριστή νερού λαμβάνει χώρα μερική συμπύκνωση του ατμού, ο οποίος ανεβαίνει από το ανώτερο επίπεδο του αναβελτιωτή. Αυτή η συσκευή πρέπει να συμβάλει στην ελάχιστη ανακυκλοφορία, βλέπε παράγραφο 3.2.1. Η διαδικασία συμπύκνωσης τρέχει με δύο περιορισμούς, ακριβώς όπως και ο συμπυκνωτής. Η πρώτη παραλλαγή αφορά στη ροή του αερίου, η οποία βρίσκεται σε αντιρροή με το στρώμα έγχυσης/διάχυσης. Η δεύτερη είναι η διαδρομή του νερού. Μόνο όταν το νερό είναι σε ομορροή με το στρώμα έγχυσης/διάχυσης, ώστε η θερμοκρασία του να είναι

ίδια με τη θερμοκρασία του σημείου δρόσου του ατμού, είναι δυνατός ο σχηματισμός επαρκούς συμπυκνώματος για την ελάχιστη επιφάνεια συναλλαγής.

Ενώ η επιστροφή της ροής του νερού είναι πιο απλή μέσω της αλλαγής προσήμου στην ενθαλπική μεταβολή του νερού, καθώς και της ανταλλαγής της ως γνωστόν θερμοκρασίας εισόδου του νερού αντί αυτής της εξόδου, η τελευταία επιτρέπει μια ιδιαίτερη παρατήρηση της αέριας φάσης. Η μεταφορά μάζας, η οποία αλλάζει από τη ροή του αερίου, περιγράφεται από τις εξισώσεις του Krevelen για τη στρωτή και την τυρβώδη περιοχή των σωληνώσεων:

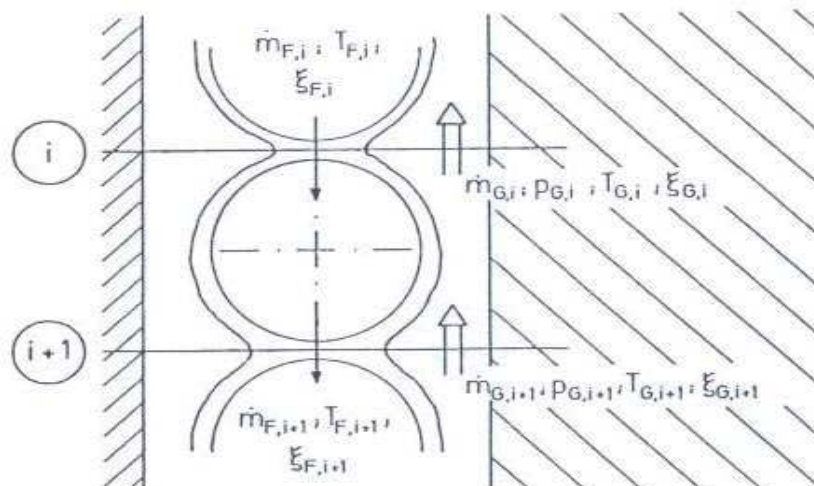
$$Sh_G = 2 * Re_G^{1/2} * Sc_G^{1/2} * \left(\frac{d}{z}\right)^{1/2} \quad \text{στρωτή ροή}$$

$$Sh_G = 0,03 * Re_G^{0,8} * Sc_G^{1/3} \quad \text{τυρβώδης ροή}$$

Τηρουμένων των αναλογιών υπάρχει σχέση μεταξύ των συντελεστών μεταφοράς θερμότητας και μάζας. Η βελτίωση της μεταφοράς θερμότητας και μάζας επιτυγχάνεται με την αύξηση της ταχύτητας του ατμού, μέσω της τοποθέτησης ενός μηχανισμού μεταβολής της διαμέτρου. Το αέριο ρέει λοιπόν διαμέσου ενός στομίου στους δακτύλιους, βλέπε *Σχήμα 3.8*. Η παραδοχή της ισόθλιπτης συμπύκνωσης δεν μπορεί πλέον να ισχύει. Ελλείπει πειραματικών αποτελεσμάτων η απώλεια πίεσης εκτιμάται μέσω μιας σταθερής παραμέτρου απωλειών  $\Delta p = \Delta p_{\text{Dephl}} = 0,01 \text{ bar}$ . Για τη μοντελοποίηση του διαχωριστή νερού χρησιμοποιούνται οι εξισώσεις από τον υπολογισμό της συμπύκνωσης της παραγράφου 3.1.3. Παρ'όλα αυτά δεν ισχύει πλέον η υπόθεση ότι από τον διαχωριστή νερού προκύπτει μια ενιαία κατάσταση ατμού. Πολύ περισσότερο εισάγονται στη θέση των ανάλογων δεδομένων τα καταστατικά μεγέθη του διαστρωματοποιημένου ατμού, όταν ο υπολογισμός διεξάγεται από πάνω προς τα κάτω. Τότε τα καταστατικά μεγέθη της αέριας φάσης μεταβάλλονται βάσει του ύψους του διαχωριστή νερού. Για τον καθορισμό της μεταβολής αυτής χρειάζεται ένας δεύτερος ισολογισμός ενέργειας, ο οποίος να περιλαμβάνει τον όγκο ελέγχου της αέριας και της υγρής φάσης, όπως στο *Σχήμα 3.8*.

$$\begin{aligned} \dot{Q}_{D,i} &= k_i * A_i * (\bar{T}_F - \bar{T}_K) \\ &= [\dot{n}_{F,i} * \hat{h}_{F,i} + \dot{n}_{G,i+1} * \hat{h}_{G,i+1}] \\ &\quad - [\dot{n}_{F,i+1} * \hat{h}_{F,i+1} + \dot{n}_{G,i} * \hat{h}_{G,i}] \end{aligned}$$

Με τον τρόπο αυτόν αυξάνονται τα άγνωστα μεγέθη στην τομή από το  $i$  στο  $i+1$  κατά τη θερμοκρασία  $T_{G,i+1}$ , η οποία μαζί με τη θερμοκρασία επιφανείας  $T_s$  και τη ροή  $\Delta \dot{n}$  πρέπει να υπολογιστεί επαναληπτικά όπως στην παράγραφο 3.1.3. Οι συγκεντρώσεις της αέριας φάσης στην τομή από το  $i$  στο  $i+1$  προκύπτουν από τον ισολογισμό μάζας. Ο διαδοχικός υπολογισμός όλων των δακτυλίων οδηγεί στα αναζητούμενα καταστατικά μεγέθη του ατμού και του συμπυκνώματος στα ανώτερα επίπεδα της στήλης διόρθωσης.



Σχήμα 3.8: Τμήμα του μερικού διαχωριστή

### 3.1.5. Μεταφορά θερμότητας στο νερό θέρμανσης

Για την περιγραφή της μετάδοσης θερμότητας στο νερό θέρμανσης χρησιμοποιούνται οι εξισώσεις του Hausen για τη ροή στους σωλήνες.

$$\overline{Nu}_{lam} = \left[ 3,66 + \frac{0,19 * (Re * Pr * \frac{d}{L})^{0,8}}{1 + 0,117 * (Re * Pr * \frac{d}{L})^{0,467}} \right] * \left( \frac{\eta_F}{\eta_W} \right)^{0,14}$$

$$\overline{Nu}_{turb} = 0,0235 * (Re^{0,8} - 230) * (1,8 * Pr^{0,3} - 0,8) * \left[ 1 + \left( \frac{d}{L} \right)^{2/3} \right] * \left( \frac{\eta_F}{\eta_W} \right)^{0,14}$$

Η βελτίωση της μετάδοσης θερμότητας, η οποία επιτυγχάνεται λόγω της ροής μέσω σπειροειδών έναντι οριζόντιων σωλήνων, δεν χρειάζεται επιπλέον υπολογισμούς γιατί οι διαθέσιμες εξισώσεις έχουν απόκλιση 15%. Επειδή σε προηγούμενες παραγράφους προηγήθηκε ο υπολογισμός των συσκευών του απορροφητή, του συμπυκνωτή και του μερικού διαχωριστή, η γνώση του τοπικού συντελεστή μεταφοράς θερμότητας  $a_L$  απαιτείται. Η σχέση μεταξύ αυτού και του μέσου συντελεστή μεταφοράς θερμότητας  $\bar{a}$  δίνεται από τη σχέση:

$$\bar{a} \equiv \frac{1}{L} \int_0^L a_z dz$$

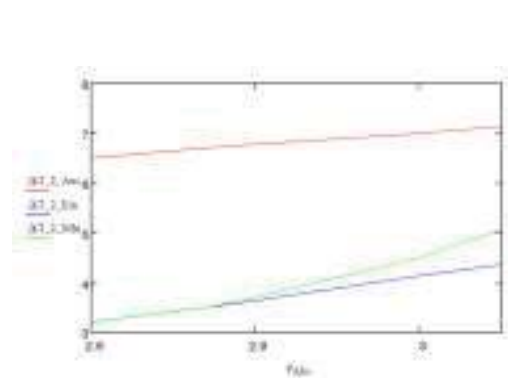
Όπου L είναι το μήκος του σωλήνα και z η συντεταγμένη μήκους του σωλήνα. Από τη διαφορίση κατά L προκύπτουν οι παρακάτω εξισώσεις για τη ροή, με σχεδόν σταθερές ιδιότητες για το νερό θέρμανσης:

$$\alpha_{L,lam} = \left\{ 3,66 + \frac{0,19 * (Re * Pr * \frac{d}{L})^{0,8}}{1 + 0,117 * (Re * Pr * \frac{d}{L})^{0,467}} * \left[ 1 - \frac{0,8 + \frac{1}{3} * 0,117 * (Re * Pr * \frac{d}{L})^{0,467}}{1 + 0,117 * (Re * Pr * \frac{d}{L})^{0,467}} \right] \right\} * \frac{\lambda}{d} * \left( \frac{\eta_F}{\eta_W} \right)^{0,14}$$

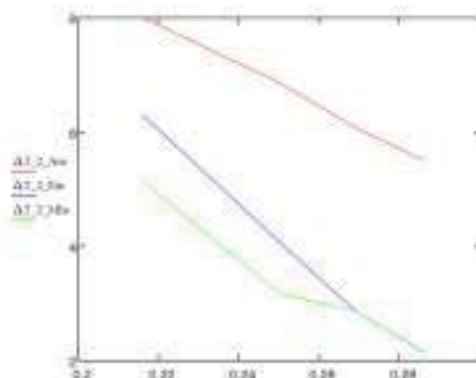
$$\alpha_{L,turb} = 0,0235 * (Re^{0,8} - 230) * (1,8 * Pr^{0,3} - 0,8) * \left[ 1 + \frac{1}{3} * \left( \frac{d}{L} \right)^{2/3} \right] * \frac{\lambda}{d} * \left( \frac{\eta_F}{\eta_W} \right)^{0,14}$$

### 3.1.6. Εξέταση της παραμέτρου των απωλειών στη διαδικασία υπολογισμών

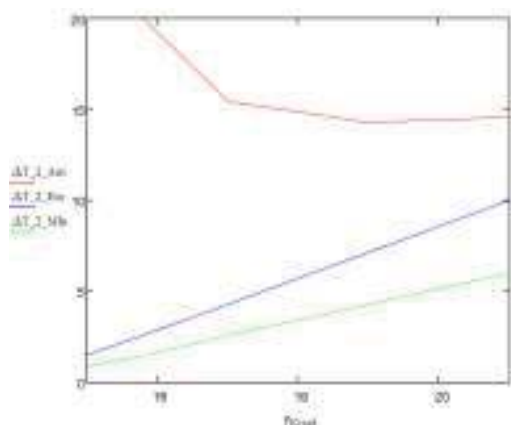
Σε όλες τις διαδικασίες υπολογισμού μιας αντλίας θερμότητας με απορρόφηση θεωρούνται οι μικρές θερμοκρασιακές διαφορές ως παράμετροι απωλειών των διατάξεων, στις οποίες λαμβάνει χώρα μεταφορά θερμότητας με και χωρίς μεταφορά μάζας. Σε καμία θέση της συσκευής δεν επιτρέπεται να υπάρχει η ελάχιστη θερμοκρασιακή διαφορά μεταξύ του νερού θέρμανσης ( $T_K$ ) και του εργαζόμενου μέσου ( $T_A$ ).  $\Delta T_{min} \leq T_A - T_K$ . Γενικά θεωρούνται μόνο συνθήκες εισόδου και εξόδου. Όμως όπως απέδειξε ο Molt σχετικά με τη συμπύκνωση, μπορεί να υπάρχει σε ένα μίγμα αυτή η ελάχιστη θερμοκρασιακή διαφορά ακόμα και εντός μιας διάταξης. Για τις τρεις διατάξεις (απορροφητή, συμπυκνωτή, διαχωριστή νερού) συνοψίζονται οι θερμοκρασιακές διαφορές σε σχέση με τα σημαντικότερα μεγέθη στα Σχήματα 3.9-3.14. Για τους υπολογισμούς αυτούς μεταβάλλεται κάθε φορά ένα μέγεθος.



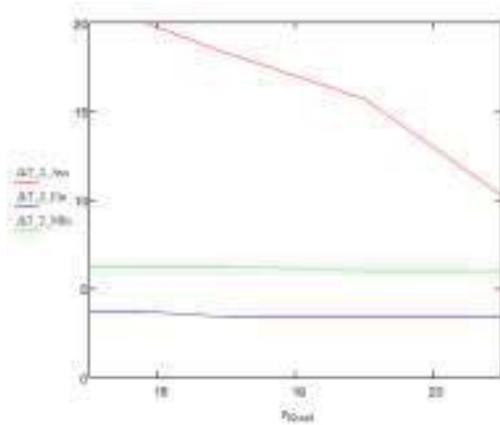
Σχήμα 3.9: Θερμοκρασιακή διαφορά  $\Delta T^{**}$  σε σχέση με την πίεση του απορροφητή



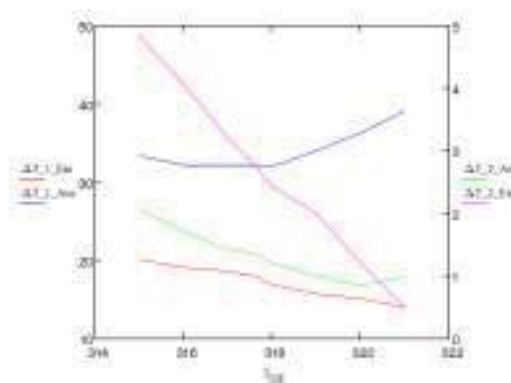
Σχήμα 3.10: Θερμοκρασιακή διαφορά  $\Delta T^{**}$  σε σχέση με την κατά μάζα σύσταση  $\xi_a$



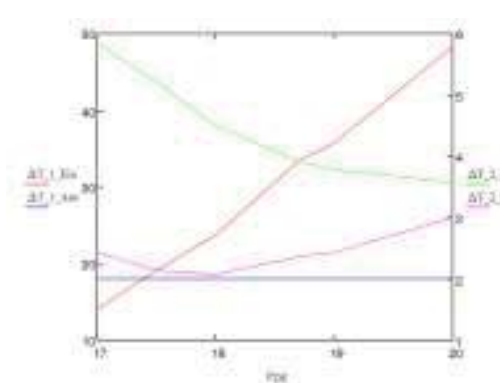
Σχήμα 3.11: Θερμοκρασιακή διαφορά  $\Delta T^{**}$  σε σχέση με την πίεση του συμπυκνωτή



Σχήμα 3.12: Θερμοκρασιακή διαφορά  $\Delta T^{**}$  σε σχέση με την κατά μάζα σύσταση  $\xi_{kond}$



Σχήμα 3.13: Θερμοκρασιακή διαφορά  $\Delta T^{**}$  και  $\Delta T^*$  σε σχέση με τη θερμοκρασία εισόδου Του νερού θέρμανσης στον διαχωριστή



Σχήμα 3.14: Θερμοκρασιακή διαφορά  $\Delta T^{**}$  και  $\Delta T^*$  σε σχέση με την πίεση εξόδου στον διαχωριστή νερού

Εισάγονται οι θερμοκρασιακές διαφορές:

$$\Delta T^* = T_G - T_K$$

$$\Delta T^{**} = T_F - T_K$$

Οι θερμοκρασίες  $T_F$  και  $T_G$  είναι οι τοπικές θερμοκρασίες του ψυχόμενου υγρού στη διάταξη  $T_K$  είναι η αντίστοιχη θερμοκρασία του νερού ψύξης. Εφόσον αφορούν στην είσοδο και έξοδο του νερού θέρμανσης, οι θερμοκρασιακές διαφορές  $\Delta T^*$  και  $\Delta T^{**}$  θα λάβουν και τους δείκτες Ein και Aus. Με τον δείκτη min συμβολίζεται η ελάχιστη θερμοκρασιακή διαφορά σε κάθε διάταξη.

Στις συσκευές των σπειροειδών σωληνώσεων οι θερμοκρασίες  $T_F$  και  $T_G$  δεν είναι ίδιες με τις θερμοκρασίες των εισερχόμενων και εξερχόμενων παροχών μάζας, όπως συνέβαινε στους έως τώρα υπολογισμούς. Υπό την προϋπόθεση ότι το διάλυμα ή/και το συμπύκνωμα φεύγουν από το δοχείο στην ίδια κατάσταση με το αποστάλλαγμα του κατώτερου δακτυλίου, η θερμοκρασιακή διαφορά στον απορροφητή και τον συμπυκνωτή κατά την είσοδο του νερού θέρμανσης είναι:

$$\Delta T_{Ein}^{**} = \Delta T^{**} = T_{F,ab} - T_{K,zu}$$

Η θερμοκρασιακή διαφορά  $\Delta T_{Aus}^*$  στην έξοδο του νερού θέρμανσης δεν μπορεί να υπολογιστεί άμεσα από τη θερμοκρασία της παροχής μάζας που εισέρχεται στο δοχείο. Τα καταστατικά μεγέθη  $p, T, \xi_{NH_3}$  καθορίζουν την κατάσταση της παροχής μάζας της θεωρητικά πλήρως αναμεμιγμένης αέριας φάσης, οπότε η ζητούμενη θερμοκρασιακή διαφορά είναι:

$$\Delta T_{Aus}^* = T_G - T_{K,ab} \neq T_{G,zu} - T_{K,ab}$$

Επειδή στον διαχωριστή νερού ο ατμός ρέει σε αντιρροή με το στρώμα έγχυσης/διάχυσης, ενώ το νερό θέρμανσης σε ομορροή, προκύπτει για τις θερμοκρασιακές διαφορές στην είσοδο του νερού:

$$\Delta T_{Ein}^* = T_{G,ab} - T_{K,zu}$$

Και για την έξοδο του νερού:

$$\Delta T_{Aus}^* = T_{G,zu} - T_{K,ab}$$

Στον απορροφητή, τον συμπυκνωτή και τον διαχωριστή νερού οι εμφανιζόμενες κατά τις μερικές διεργασίες θερμοκρασιακές διαφορές διαμορφώνονται από τη συμπεριφορά του συντελεστή θερμοπερατότητας  $k$  σύμφωνα με την *Εξίσωση 3.11* και από έναν υποθετικό συντελεστή μεταφοράς θερμότητας  $a_{GD}$  για τη μεταφορά της ροής θερμότητας  $\dot{Q}$  από το αέριο στο στρώμα:

$$\frac{k}{a_{GD}} = \frac{T_G - T_F}{T_F - T_K} \gg 2$$

Από αυτό προκύπτει ότι:

$$\Delta T^{**} \ll \Delta T^*$$

Θεωρούμε διαδικασίες στις οποίες ο υποθετικός συντελεστής αντίστασης μεταφοράς θερμότητας δια συναγωγής επικρατεί και ρυθμίζει τη ροή μάζας. Όπως φαίνεται στα *Σχήματα 3.9-3.12*, οι ελάχιστες θερμοκρασιακές διαφορές δεν εμφανίζονται μόνο στην είσοδο και την έξοδο του νερού θέρμανσης αλλά και σε οποιαδήποτε θέση της επιφάνειας συναλλαγής. Στην οριακή περίπτωση ισχύει:

$$\Delta T_{min}^{**} \leq \Delta T_{Ein}^{**}$$

Στα *Σχήματα 3.13, 3.14* παραθέτονται και οι δύο θερμοκρασιακές διαφορές  $\Delta T^*$ ,  $\Delta T^{**}$  για τη μερική συμπύκνωση που λαμβάνει χώρα στον διαχωριστή νερού. Όσο μικρότερη είναι η θερμοκρασιακή διαφορά  $\Delta T_{Ein}^*$ , τόσο μεγαλύτερη είναι η  $\Delta T_{Aus}^*$  και ταυτόχρονα τόσο μικρότερη η ανακυκλοφορία του συμπυκνώματος στον αναβελτιωτή (*Σχήμα 3.13*). Η αύξηση της πίεσης έχει αντίστροφα αποτελέσματα (*Σχήμα 3.14*).

Αέρια φάση στο δοχείο	Θερμοκρασία	$T_G$	325 K
	Πίεση	$p$	2,9 bar
	Συγκέντρωση	$\xi_G$	0,99
Εισαγόμενο φτωχό διάλυμα	Θερμοκρασία	$T_{F,zu}$	324 K
	Συγκέντρωση	$\xi_a$	0,25
	Παροχή μάζας	$\dot{m}_a$	21,3 g/s
Νερό ψύξης σε αντιρροή	Θερμοκρασία εξόδου	$T$	310 K
	Παροχή μάζας	$\dot{m}_K$	255 g/s

Πίνακας 3.4: Δεδομένα εξόδου για την απορρόφηση στα Σχήματα 3.9, 3.10

Αέρια φάση στο δοχείο	Θερμοκρασία	$T_G$	330 K
	Πίεση	$p$	19 bar
	Συγκέντρωση	$\xi_G$	0,997
Νερό ψύξης σε αντιρροή	Θερμοκρασία εξόδου	$T$	317 K
	Παροχή μάζας	$\dot{m}_K$	255 g/s

Πίνακας 3.5: Δεδομένα εξόδου για τη συμπύκνωση στα Σχήματα 3.11, 3.12

Εξερχόμενος ατμός	Θερμοκρασία	$T_{G,ab}$	335 K
	Πίεση	$p$	19 bar
	Συγκέντρωση	$\xi_{G,ab}$	0,99
Νερό ψύξης σε ομορροή	Θερμοκρασία εισόδου	$T_{DE}$	317 K
	Παροχή μάζας	$\dot{m}_K$	255 g/s

Πίνακας 3.6: Δεδομένα εξόδου για τη μερική συμπύκνωση στα Σχήματα 3.13, 3.14

## 3.2. Αναβελτιωτής

Όσο υψηλότερο είναι το περιεχόμενο του ψυκτικού κύκλου σε αμμωνία, τόσο μεγαλύτερη είναι η θερμότητα που αποδίδεται μέσω της θερμοκρασίας  $T_u$  στο περιβάλλον, για την ίδια πίεση ατμοποιητή. Η απλή απόσταξη στον λέβητα επιτυγχάνει ανεπαρκή συγκέντρωση ατμού, οπότε απαιτείται θερμικός διαχωρισμός στον αναβελτιωτή. Λόγω του μικρού όγκου ανακυκλοφορίας δεν μπορεί να χρησιμοποιηθούν ενδιάμεσα στρώματα πλήρωσης στον αναβελτιωτή.

### 3.2.1. Βαθμός συναλλαγής δαπέδου

Η περιγραφή του αναβελτιωτή βασίζεται στην υπόθεση ότι έχουμε το ιδανικό επίπεδο, το οποίο έχει τα εξής χαρακτηριστικά:

- Πλήρης ανάμιξη του υγρού σε κάθε βαθμίδα συναλλαγής
- Ισορροπία φάσεων μεταξύ του αυξανόμενου και χωρίς σταγόνες ατμού και του εκρέοντος υγρού

Στην πραγματικότητα τα επίπεδα δεν συμπεριφέρονται ιδανικά, οπότε προκύπτει μια ατελής συναλλαγή μάζας και θερμότητας. Αναγκαίως κρίνεται λοιπόν ο ορισμός ενός βαθμού συναλλαγής για τα διάφορα επίπεδα, ώστε να είναι εφικτή η σωστή σύγκρισή τους. Υπάρχουν διαφορετικοί ορισμοί, οι οποίοι προσαρμόζονται στις ανάγκες της παρούσης εργασίας.

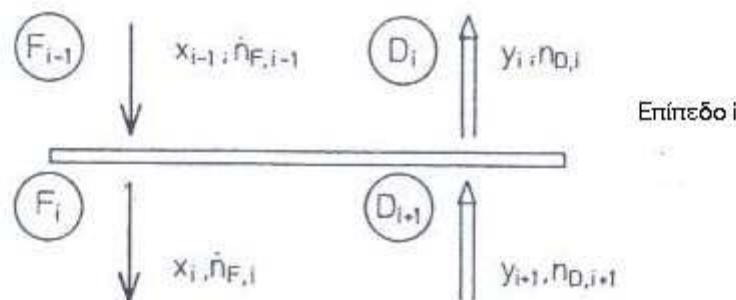
Ο Murphree δημιούργησε δύο βαθμούς συναλλαγής για τη μεταφορά μάζας, οι οποίοι εξαρτώνται από τη γραμμομοριακή σύσταση είτε του ατμού (3.14) ή του υγρού μίγματος (3.15) σε αμμωνία:

$$(\eta_{SM})_D = \frac{y_i - y_{i+1}}{y_i^* - y_{i+1}} \quad (3.14)$$

$$(\eta_{SM})_F = \frac{x_i - x_{i-1}}{x_i^* - x_{i-1}} \quad (3.15)$$

Όπου η γραμμομοριακή σύσταση του ατμού  $y_i^*$  αναπαριστά την ισοδύναμη σύσταση για εκρέον υγρό μίγμα σύστασης  $x_i$  και αντίστοιχα η γραμμομοριακή σύσταση του υγρού  $x_i^*$  αναπαριστά την ισοδύναμη σύσταση για ανερχόμενο ατμό σύστασης  $y_i$ . Η σύγκριση των δύο ρευμάτων (ατμού και υγρού) φαίνεται στα *Σχήματα 3.15 και 3.16*. γενικά πάντως χρησιμοποιείται ο βαθμός συναλλαγής της *Εξίσωσης 3.14*, καθώς αντικείμενο του αναβελτιωτή είναι η αλλαγή της σύστασης του ατμού.





Σχήμα 3.15: Αποτύπωση του επιπέδου συναλλαγής

Επειδή οι δύο βαθμοί συναλλαγής των *Εξισώσεων 3.14 και 3.15* δίνουν διαφορετικές τιμές, ο Hausen πρότεινε έναν νέο βαθμό συναλλαγής. Ενώ ο Murphree θεώρησε τις συγκεντρώσεις του ανερχόμενου ατμού  $y_{i+1}$  και του εκρέοντος υγρού  $x_i$  σε σύγκριση με αυτές ενός ιδανικού επιπέδου, ο Hausen θεώρησε τις τιμές  $x_{i-1}$  και  $y_{i+1}$  δεδομένες. Οπότε είναι:

$$(\eta_{SH})_D = \frac{y_i - y_{i+1}}{(y_i^*)_H - y_{i+1}}$$

$$(\eta_{SH})_F = \frac{x_{i-1} - x_i}{x_{i-1} - (x_i^*)_H}$$

Όπου  $(y_i^*)_H$  και  $(x_i^*)_H$  είναι οι συγκεντρώσεις για τον ατμό και το υγρό για την ισοδύναμη κατάσταση ενός αδιαβατικού μίγματος από τις παροχές  $D_{i+1}$  και  $F_{i-1}$ . Σημαντικό είναι ότι αυτή η συγκριτική κατάσταση ισχύει για τα ισοζύγια μάζας στα επιμέρους επίπεδα.

Στην περίπτωση της σταθερής παροχής μάζας οι δύο βαθμοί συναλλαγής  $(\eta_{SH})_D$  και  $(\eta_{SH})_F$  ταυτίζονται και δεν χρειάζεται να διαχωριστούν.

Στο Σχήμα 3.16 παρουσιάζεται το διάγραμμα ενθαλπίας – κατά μάζα σύστασης ( $\hat{h}$ ,  $x/y$ ) και ισχύει για τους διαφορετικούς βαθμούς συναλλαγής  $\eta_{SM}$  και  $\eta_{SH}$ , υπό την προϋπόθεση της κατάστασης κορεσμού για τα εξερχόμενα ρεύματα  $T_{F,i} \neq T_{D,i}$ .

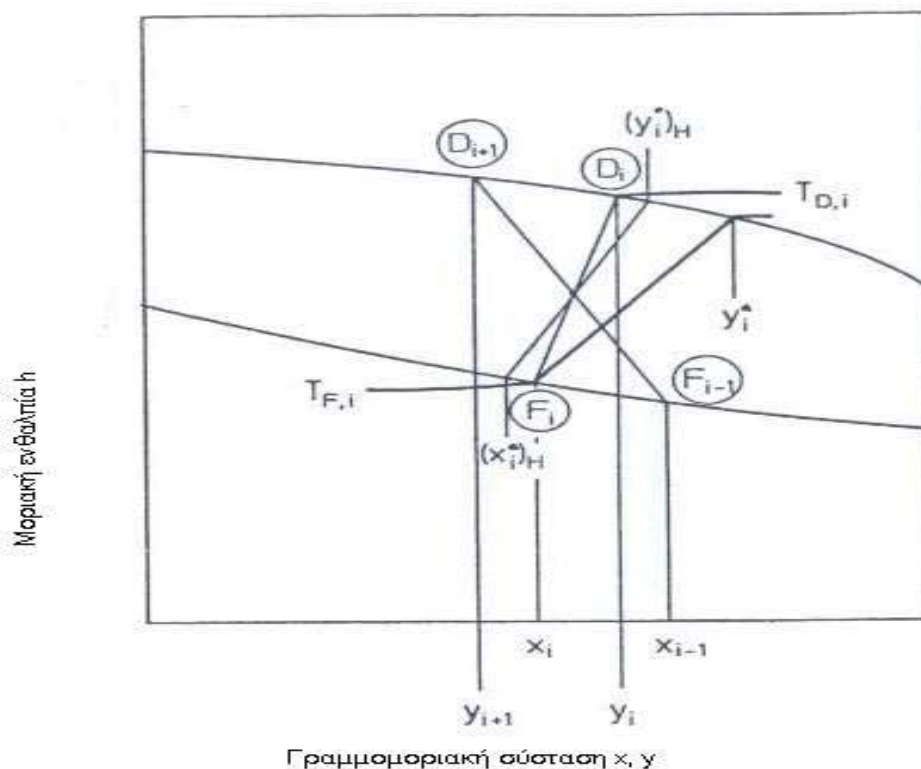
Μια άλλη δυνατότητα περιγραφής της ατελούς συναλλαγής μάζας δίνεται από τον βαθμό συναλλαγής ατμοποίησης, τον οποίο όρισε ο Holland αρχικά ως σχετική πτητικότητα. Για την ιδανική αέρια φάση αυτός είναι:

$$\eta_H = \frac{f_i''}{f_i'} = \frac{y_{ij}}{\gamma_{ij}^F * K_{ij} * x_{ij}}$$

Όπου  $i$  το επίπεδο,  $j$  το συστατικό,  $\gamma^F$  ο συντελεστής ενεργότητας,  $f''$  η πτητικότητα της αέριας φάσης,  $f'$  η πτητικότητα της υγρής φάσης. Η σταθερά ισορροπίας για το ιδανικό διάλυμα καθορίζεται από την πίεση και τη θερμοκρασία του εκρέοντος υγρού

μίγματος. Για λόγους απλοποίησης θεωρείται αυτή η θερμοκρασία ίση με τη θερμοκρασία του ατμού.

$$K_{ij} = \frac{y_{ij}^*}{x_{ij}}$$



Σχήμα 3.16: Διάγραμμα ενθαλπίας – κατά μάζα σύστασης για τους διαφορετικούς βαθμούς συναλλαγής  $\eta_{SM}$  και  $\eta_{SH}$

Ο βαθμός συναλλαγής ατμοποίησης  $\eta_H$  έχει αποδειχθεί από την υπολογιστική προσομοίωση του αναβελτιωτή για μεγάλα συστήματα μερικών μαζών.

Ωστόσο η πρόβλεψη των βαθμών συναλλαγής εμπεριέχει κι άλλες δυσκολίες. Επειδή υπάρχουν πειραματικά δεδομένα στην περίπτωση του αναβελτιωτή μίγματος αμμωνίας – νερού μόνο για τον σχετικό με τον ατμό βαθμό συναλλαγής  $\eta_{SD}$  του Murphree, μπορεί μόνο αυτός να χρησιμοποιηθεί για τη μοντελοποίηση της εγκατάστασης του αναβελτιωτή στην αντλία θερμότητας. Στο Σχήμα 3.17 παρουσιάζονται οι μετρήσεις του Sutherland και παρατηρείται μια σημαντική μείωση του  $\eta_{SD}$  για πολύ υψηλές και πολύ χαμηλές συγκεντρώσεις. Παρόμοια συμπεριφορά έχει παρατηρηθεί και σε άλλα μίγματα. Ο Sutherland κατέστησε σαφές, ότι η συγκέντρωση των μέσων επιπέδων υγρού συμπίπτει με τη σύνθεση του εκρέοντος υγρού. Η εξάρτηση του βαθμού συναλλαγής  $\eta_{SD}$  του Murphree από το γραμμομοριακό κλάσμα  $x$  του εκρέοντος υγρού επαναπροσδιορίζεται από τις παρακάτω εμπειρικές σχέσεις:

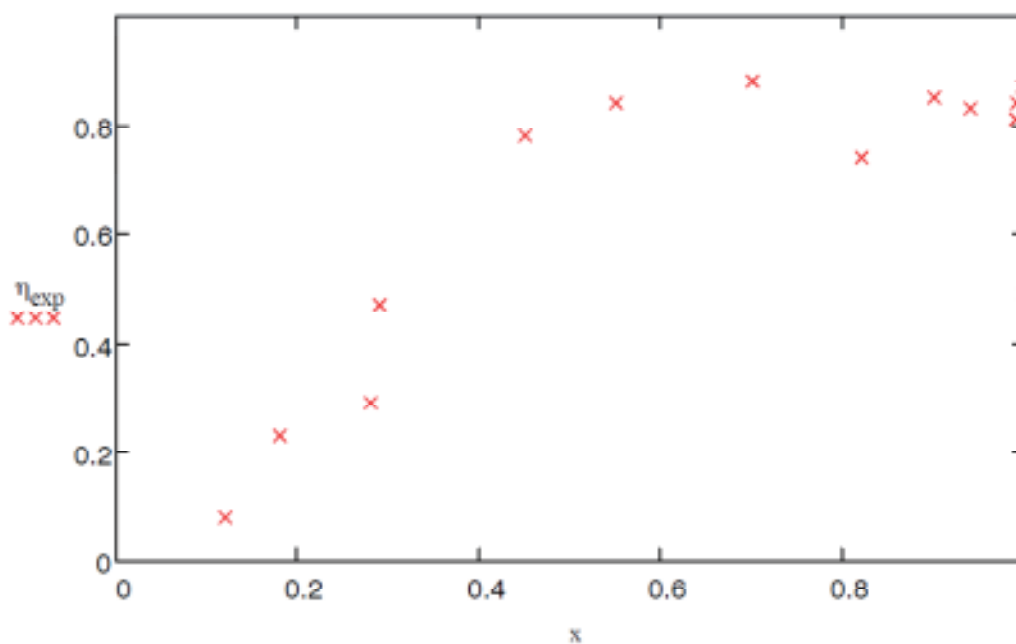
$$\eta_{SD} = 0,850 + 0,572 * \ln \left[ \sin \left( \frac{5\pi}{8} * x \right) \right] \quad \text{για } 0,12 \leq x \leq 0,8$$

$$\eta_{SD} = 0,85 \quad \text{για } 0,8 < x < 0,992$$

$$\eta_{SD} = 0,894 + 3,47 * 10^{-4} / \ln (x) \quad \text{για } 0,992 < x < 0,9995$$

(3.16)

Οι συντελεστές των παραπάνω εξισώσεων έχουν προσαρμοστεί στα πειραματικά αποτελέσματα του Sutherland. Η παράσταση του *Σχήματος 3.17* επιβεβαιώνει την άποψη του Sutherland για την καμπυλοειδή πορεία του βαθμού  $\eta_{SD}$ . Λόγω ελλειπών στοιχείων δεν μπορεί να γίνει συσχετισμός μεταξύ των συνθηκών της ροής και των επιπέδων.



Σχήμα 3.17: Πειραματικές τιμές για τον βαθμό συναλλαγής μάζας

Εφόσον δεν λαμβάνει χώρα πλήρης/τέλεια συναλλαγή μάζας σε κάποιο επίπεδο, υπάρχει μια θερμοκρασιακή διαφορά μεταξύ του ανερχόμενου ατμού και του εκρέοντος υγρού, όπως φάνηκε και από τη σύγκριση των βαθμών συναλλαγής του Murphree και του Hausen στο *Σχήμα 3.16*. Η ατελής μεταφορά θερμότητας αποδείχθηκε για πρώτη φορά πειραματικά από τον Carey. Ο Nord διαμόρφωσε, αναλόγως προς τον βαθμό συναλλαγής μάζας του Murphree, τους παρακάτω βαθμούς συναλλαγής θερμότητας:

$$\eta_{WD} = \frac{T_{D,i} - T_{D,i+1}}{T_{D,i}^* - T_{D,i+1}} \quad (3.17)$$

$$\eta_{WF} = \frac{T_{F,i} - T_{F,i-1}}{T_{F,i}^* - T_{F,i-1}} \quad (3.18)$$

Όπου οι θερμοκρασίες  $T_{D,i}^*, T_{F,i}^*$  αναπαριστούν τις ισοδύναμες θερμοκρασίες για εκρέον υγρό μίγμα και ανερχόμενο ατμό. Οι δύο βαθμοί συναλλαγής έχουν διαφορετικές τιμές. Κατά κανόνα στη συναλλαγή μάζας λαμβάνεται υπ'όψιν μόνο ο σχετικός με τον ατμό βαθμός συναλλαγής  $\eta_{WD}$  και η απόκλιση της θερμοκρασίας του υγρού από τη θερμοκρασία κορεσμού παραβλέπεται. Αυτό το καθιστά επιτρεπτό η αναβελτίωση του μίγματος αμμωνίας – νερού, καθώς το υγρό ρεύμα εξέρχεται κάθε επιπέδου σε κατάσταση κορεσμού πάντα.

Επειδή η μέγιστη θερμοκρασία εξόδου ατμού  $T_{D,i}$  δίνεται για πλήρως αναμεμιγμένη αέρια φάση από τη θερμοκρασία κορεσμού, προκύπτει για τον βαθμό συναλλαγής θερμότητας το παρακάτω όριο (Σχήμα 3.18):

$$T_{D,i}^{max} = T_s(p, y_i)$$

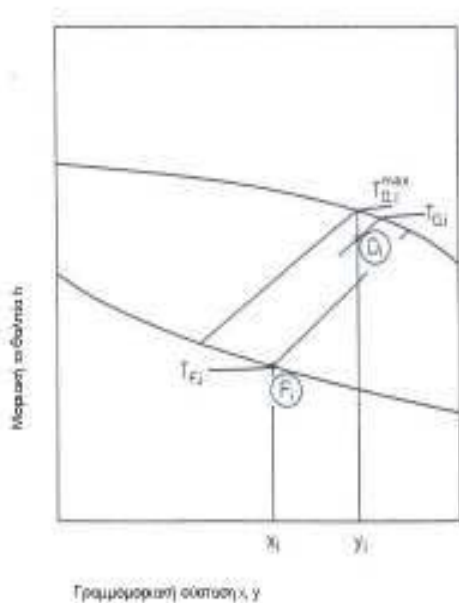
$$\eta_{WD}^{min} = \frac{T_s(p, y_i) - T_{D,i+1}}{T_{D,i}^* - T_{D,i+1}} \quad (3.19)$$

Αυξανόμενης της τιμής του βαθμού συναλλαγής θερμότητας μειώνεται η θερμοκρασία  $T_{D,i}$ , έως ότου να επιτευχθεί το θερμικό ισοζύγιο. Τότε ο βαθμός συναλλαγής έχει την τιμή της μονάδας. Επειδή η υγρασία του ανερχόμενου ατμού αλλάζει αυξανόμενης της τιμής του βαθμού συναλλαγής  $\eta_{WD}$ , μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την περιγραφή της ατελούς συναλλαγής θερμότητας και ο βαθμός υγρασίας:

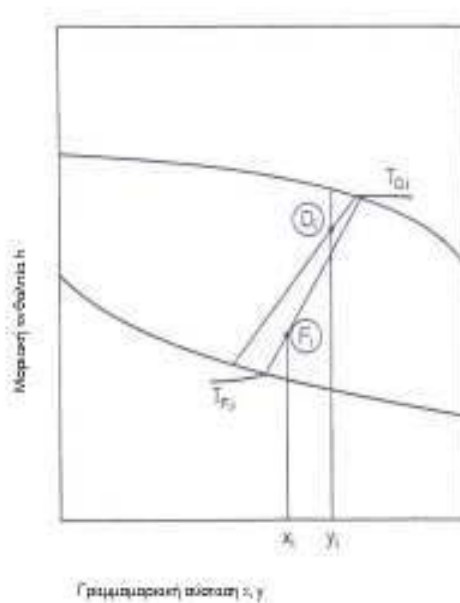
$$x_i^+ = \frac{\dot{n}'_{Di}}{\dot{n}_{Di}} = \frac{y_s(p_i, T_{D,i}) - y_i}{y_s(p_i, T_{D,i}) - x_s(p_i, T_{D,i})} \quad (3.20)$$

Όπου  $x_i^+$  είναι το ποσοστό μάζας των σταγονιδίων του υγρού ρεύματος, που έχουν παρασυρθεί στον ανερχόμενο υγρό ατμό.

Στην πραγματικότητα η θεώρηση ότι το υγρό ρεύμα εξέρχεται κάθε επιπέδου σε κατάσταση κορεσμού ισχύει μόνο για βαθμούς συναλλαγής κοντά στο κατώτερο όριο της *Εξίσωσης 3.19*. Αυξανόμενης της ταχύτητας του ατμού συμπαρασύρονται όλο και περισσότερα σταγονίδια. Συνεπώς προκαλείται δημιουργία αφρού, ο οποίος μπορεί να εκτείνεται μέχρι τον σωλήνα εκκένωσης. Σε αυτή την περίπτωση δεν μπορεί να ισχύει η υπόθεση ότι το εκρέον υγρό είναι κορεσμένο. Στο διάγραμμα ενθαλπίας – κατά μάζα σύστασης ( $\hat{h}$ ,  $x/y$ ) μετατοπίζεται το σημείο  $F_i$  από την καμπύλη κορεσμού στη διφασική περιοχή, όπως φαίνεται στο *Σχήμα 3.19*. Το οριακό φορτίο επιτυγχάνεται, όταν παραχθεί η μέγιστη ποσότητα ατμού, η οποία κινείται ανοδικά μέσω της στήλης διόρθωσης, οπότε και προκύπτει υπερχειλίση.



Σχήμα 3.18: Διάγραμμα ενθαλπίας – κατά μάζα σύστασης για τη μέγιστη θερμοκρασία  $T_{D,i}^{max}$



Σχήμα 3.19: Διάγραμμα ενθαλπίας – κατά μάζα σύστασης για τη διφασική ροή

Λόγω όλων των παραπάνω οι βαθμοί συναλλαγής που εισήγαγε ο Nord δεν είναι οι κατάλληλοι για την αποτύπωση της πραγματικής συμπεριφοράς του αναβελτιωτή. Οπότε πρέπει να δοθεί νέος ορισμός. Η παρακάτω εξίσωση δίνει μια τέτοια δυνατότητα, καθώς περιγράφει και τις οριακές συνθήκες:

$$\eta_{WD}^* = \frac{T_{D,i} - T_{D,i}^{max}}{T_{F,i} - T_{D,i}^{max}} \quad (3.21)$$

Οριακές συνθήκες:

$$\eta_{WD}^* = 0$$

$$T_{D,i} \neq T_{F,i}$$

$$\eta_{WD}^* = 1$$

$$T_{D,i} = T_{F,i} \text{ και}$$

$$x^+ \neq 0$$

Αντίστοιχα για το εκρέον υγρό ρεύμα θα ισχύει:

$$\eta_{WF}^* = \frac{T_{F,i} - T_{F,i}^{min}}{T_{D,i} - T_{F,i}^{min}}$$

Πλέον είμαστε σε θέση να συμπεριλάβουμε στον υπολογισμό του αναβελτιωτή τις πειραματικά αποδεδειγμένες πληροφορίες του Sutherland, ότι για μεγάλες θερμοκρασιακές διαφορές παρατηρείται δημιουργία αιωρούμενου συμπυκνώματος στην εισερχόμενη στα κατώτερα επίπεδα ροή υγρού και ατμού. Δυστυχώς εκλείπουν τα μετρητικά δεδομένα, για να διαμορφωθεί μια εμπειρική εξίσωση για την περιγραφή του  $\eta_{WD}^*$ , ώστε να θεωρηθεί μία σταθερή τιμή του βαθμού αυτού. Επειδή η επιλογή

αυτής τιμής γίνεται αυθαίρετα, μπορεί η ύπαρξη ομίχλης να γίνει καλύτερα αντιληπτή με τη βοήθεια του περιεχόμενου του ατμού σε υγρασία, στο οποίο δίνεται μια χαμηλή τιμή ( $x^+ \sim 0,01$ ). Με αυτόν τον τρόπο διασφαλίζεται ότι η θερμοκρασία  $T_{D,i}$  δεν θα είναι μικρότερη από τη θερμοκρασία  $T_{F,i}$ . Σε αυτό το σημείο μπορεί να γίνει σύγκριση και με τον Colburn.

### 3.2.2. Μέθοδοι υπολογισμού

Υπάρχουν πολλές διαφορετικές μέθοδοι για τον υπολογισμό της στήλης διόρθωσης/ του αναβελτιωτή για δεδομένο αριθμό επιπέδων, οι οποίες βασίζονται στις ίδιες υποθέσεις και εξισώσεις. Οι παραδοχές στις οποίες βασίζεται το σχέδιο του μοντέλου είναι οι εξής:

- Ο διαχωριστής νερού και ο λέβητας θεωρούνται ένα σώμα και για τα δύο αυτά ψευδοεπίπεδα ισχύουν ειδικές συνθήκες (ισοβαρή,  $\eta_{SD} = 1$ ,  $\eta_{WD}^* = 1$ )
- Με εξαίρεση τα ψευδοεπίπεδα, όλα τα επίπεδα θεωρούνται αδιαβατικά
- Οι απώλειες πίεσης υπολογίζονται ως μια δεδομένη τιμή για κάθε επίπεδο
- Η διαδικασία συναλλαγής σε κάθε επίπεδο περιγράφεται κατά προσέγγιση από τον βαθμό συναλλαγής θερμότητας και μάζας
- Τα μεμονωμένα καταστατικά μεγέθη σε κάθε επίπεδο συνδέονται με μια καταστατική εξίσωση

Το σύστημα εξισώσεων που προκύπτει από τις εξισώσεις ισορροπίας για κάθε επίπεδο είναι:

$$(\dot{n}_{G,1})_i + (\dot{n}_{F,1})_i - (\dot{n}_{G,1})_{i+1} - (\dot{n}_{F,1})_{i-1} - (\dot{n}_{z,1})_i = 0 \quad (3.22)$$

$$(\dot{n}_{G,2})_i + (\dot{n}_{F,2})_i - (\dot{n}_{G,2})_{i+1} - (\dot{n}_{F,2})_{i-1} - (\dot{n}_{z,2})_i = 0 \quad (3.23)$$

$$\dot{H}_i^G + \dot{H}_i^F - \dot{H}_{i+1}^G - \dot{H}_{i-1}^F - \dot{H}_{z,i} - \dot{Q}_i = 0 \quad (3.24)$$

Και από τις επιπλέον πληροφορίες:

$$\eta_{SD} = \eta(x_i)$$

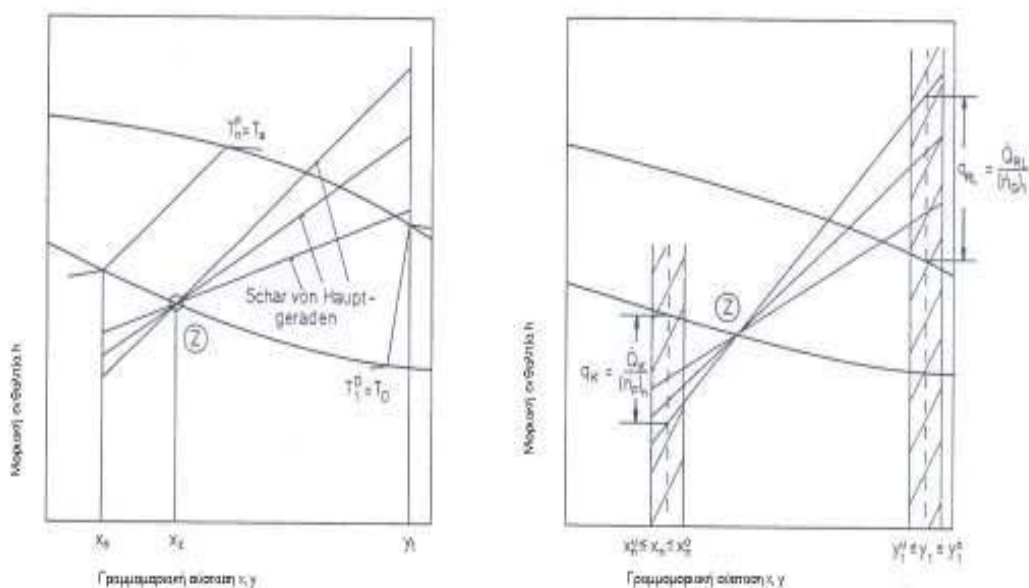
$$\eta_{WD}^* = \eta(y_i, x^+)$$

$$x_i = x_s(p_i, T_{F,i})$$

Με την θεώρηση ότι όλα τα σχετικά με τη διαδικασία μεγέθη είναι γνωστά  $p_z, T_z, x_z, \dot{n}_z$  υπάρχουν δύο βαθμοί ελευθερίας, για τον προσδιορισμό των οποίων υπάρχουν σε κάθε περίπτωση ένα καταστατικό μέγεθος για τον διαχωριστή νερού και την υπερχειλίση της στήλης, σύμφωνα με τους υπολογισμούς του Naphtali. Σε αυτό το σημείο πρέπει να γίνουν δύο διευκρινήσεις σχετικά με την πορεία του επαναληπτικού υπολογισμού. Πρώτον οι θερμοκρασίες του ατμώδους προϊόντος  $T_D$  και του εκρέοντος φτωχού διαλύματος  $T_a$  θεωρούνται γνωστές και δεύτερον η εξερχόμενη

ροή θερμότητας από τον ψύκτη ανακυκλοφορίας  $\dot{Q}_{RL}$  και η εισερχόμενη ροή θερμότητας στον μάγειρα  $\dot{Q}_G$  θεωρούνται γνωστές.

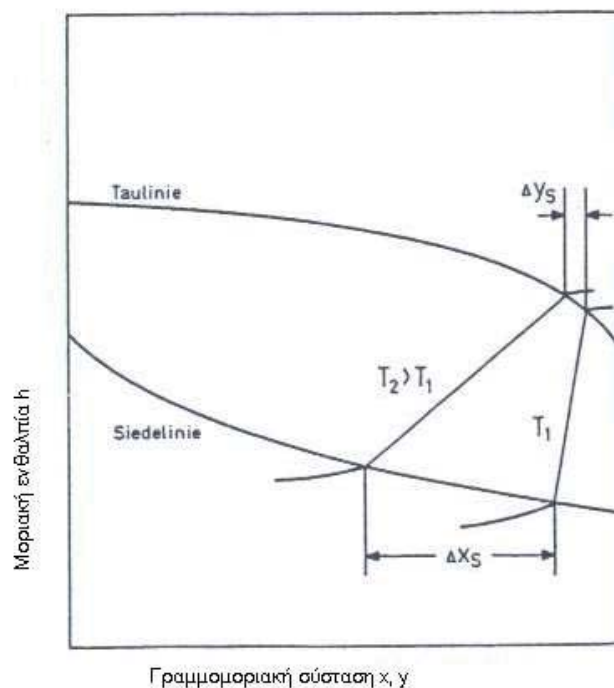
Δεδομένων των θερμοκρασιών της ανώτερης βαθμίδας και υπερχείλισης, καθορίζονται αμέσως και οι συγκεντρώσεις ισορροπίας. Όπως φαίνεται και στο *Σχήμα 3.20*, ο πόλος ενίσχυσης και ο πόλος παραγωγής μπορούν να βρίσκονται μόνο πάνω στις καθέτους  $x_n$ =σταθερό και  $y_i$ =σταθερό στο διάγραμμα  $\hat{h}$ ,  $x/y$ . Αντιθέτως από τη δεύτερη διευκρίνιση (*Σχήμα 3.21*) προκύπτει μια περιοχή συγκεντρώσεων, στην οποία μπορούν να κινούνται και οι δύο πόλοι κατά την επαναληπτική διαδικασία.



Σχήμα 3.20: Πιθανές περιοχές των πόλων ενίσχυσης και παραγωγής

Σχήμα 3.21: Πιθανές περιοχές των πόλων ενίσχυσης και παραγωγής

Αυτό επιδρά ιδιαίτερα στο διάλυμα αμμωνίας – νερού, καθώς στην περιοχή συγκεντρώσεων της σχεδόν καθαρής αμμωνίας μια μικρή αλλαγή της συγκέντρωσης ισορροπίας του κορεσμένου ατμού  $\Delta y_s$  προκαλεί μια πολλαπλώς μεγαλύτερη αλλαγή στη  $\Delta x_s$ , όπως φαίνεται στο *Σχήμα 3.22*. Μέσω αυτού υπάρχει ο κίνδυνος, κατά την ελαχιστοποίηση των υπολειπόμενων λειτουργιών να γίνει υπέρβαση των φυσικών ορίων των μεταβλητών. Για τον λόγο αυτό πρέπει όλα τα στάδια υπολογισμού να υποστούν βηματική διόρθωση, η οποία θα πραγματοποιηθεί με διαφορετικούς συντελεστές ατμοποίησης με βάση τη μέθοδο Quasi – Newton με και χωρίς αλληλοεξαρτώμενες διαδοχικές διαδικασίες. Παρόλα αυτά οι Gelbe και Ketchum υποδεικνύουν ότι σε ορισμένες περιπτώσεις μπορεί να υπάρξουν προβλήματα σύγκλισης. Για αρχικές τιμές, οι οποίες δεν είναι άμεσα κοντά στις τιμές του διαλύματος, δεν πρόκειται να επιτευχθεί καμία σύγκλιση.



Σχήμα 3.22: Συγκεντρώσεις ισορροπίας

Σε αυτή την εργασία παρατίθεται μια υπολογιστική μέθοδος, η οποία είναι αποδεδειγμένα επιτυχής αλλά σχετικά αργή στη σύγκλιση χωρίς μερικές παραγώγους, η μέθοδος χαλάρωσης. Το ισοζύγιο ενέργειας κάθε επιπέδου πρέπει να επιλυθεί ως προς τη θερμοκρασία  $T_{F,i}$  του εκρέοντος υγρού ρεύματος, ώστε η γνωστή σχέση της μοριακής ενθαλπίας από την καταστατική εξίσωση να χρησιμοποιηθεί και να γραφτεί ως εξής:

$$\hat{h} = c_{H1} + c_{H2} * T$$

Επειδή η μοριακή ενθαλπία δεν εξαρτάται γραμμικά από τη θερμοκρασία, οι δύο συντελεστές  $c_{H1}, c_{H2}$  μπορούν να εξαρτώνται από τη θερμοκρασία. Με την ελεύθερα επιλεγμένη εξίσωση για το  $c_{H1}$  καθορίζεται και το  $c_{H2}$ . Αυτή η επιλογή προφανώς επηρεάζει και την επαναληπτική διαδικασία, οπότε επιβάλλεται να βρεθεί ο κατάλληλος συνδυασμός μέσω πειραματικών υπολογισμών και μετρήσεων. Από την *Εξίσωση 3.24* προκύπτει:

$$\dot{n}_{D,i} * [c_{HD1} + c_{HD2} * T_{D,i}] + \dot{n}_{F,i} * [c_{HF1} + c_{HF2} * T_{F,i}] - \dot{H}_{i+1}^D - \dot{H}_{i-1}^F - \dot{H}_{z,i} - \dot{Q}_i = 0$$

Μετά την επίλυση της *Εξίσωσης 3.21* ως προς  $T_{D,i}$  και την αντικατάσταση προκύπτει:

$$\begin{aligned} & (\dot{n}_{D,i} * c_{HD2} * \eta_{WD}^* + \dot{n}_{F,i} * c_{HF2}) * T_{F,i} + \dot{n}_{D,i} \\ & * [c_{HD1} + c_{HD2} * (1 - \eta_{WD}^*) * T_{D,i}^{max}] + \dot{n}_{F,i} * c_{HF1} \\ & - \dot{H}_{i+1}^D - \dot{H}_{i-1}^F - \dot{H}_{z,i} - \dot{Q}_i = 0 \end{aligned} \quad (3.24a)$$



Για τον καθορισμό της θερμοκρασίας  $T_{D,i}^{\max} = T_s(p_i, y_i)$  πρέπει να είναι γνωστή η συγκέντρωση του ατμού σε αμμωνία  $y_i$ . Η τελευταία προκύπτει από την *Εξίσωση 3.14*:

$$y_i = \eta_{SD} * (y_i^* - y_{i+1}) + y_{i+1}$$

Όπου

$$y_i^* = y_s(p_i, T_{F,i})$$

Για τον επαναληπτικό υπολογισμό των παρακάτω μεταβλητών χρησιμοποιούνται οι *Εξισώσεις 3.22, 3.23, 3.24a* με βηματική διόρθωση  $\omega=0,1$ .

- Παροχή μάζας ατμού αμμωνίας  $(\dot{n}_{D,NH_3})_i$
- Παροχή μάζας υγρού νερού  $(\dot{n}_{F,H_2O})_i$
- Θερμοκρασία  $T_{F,i}$  του εκρέοντος υγρού ρεύματος

Ισχύει:

$$(\dot{n}_{D,NH_3})_i * (1 - \omega) - F_D * \omega = (\dot{n}_{D,NH_3})_i$$

$$(\dot{n}_{F,H_2O})_i * (1 - \omega) - F_F * \omega = (\dot{n}_{F,H_2O})_i$$

$$T_{F,i} * (1 - \omega) - F_T * \omega = T_{F,i}$$

Και οι εξισώσεις είναι:

$$F_D = (\dot{n}_{F,NH_3})_i - (\dot{n}_{D,NH_3})_{i+1} - (\dot{n}_{F,NH_3})_{i-1} - (\dot{n}_{z,NH_3})_i$$

$$F_F = (\dot{n}_{D,H_2O})_i - (\dot{n}_{D,H_2O})_{i+1} - (\dot{n}_{F,H_2O})_{i-1} - (\dot{n}_{z,H_2O})_i$$

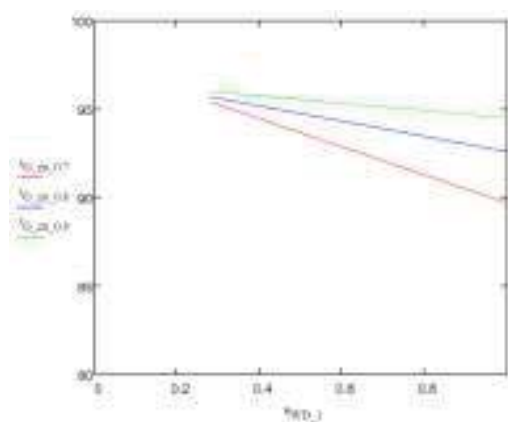
$$F_T = \{ \dot{n}_{D,i} * [c_{HD1} + c_{HD2} * (1 - \eta_{WD}^*) * T_{D,i}^{\max}] + \dot{n}_{F,i} * c_{HF1} - H_{i+1}^D - H_{i-1}^F - H_{z,i} - \dot{Q}_i \} / [ \dot{n}_{D,i} * c_{HD2} * \eta_{WD}^* + \dot{n}_{F,i} * c_{HF2} ]$$

Στα Σχήματα 3.23 – 3.26 παρουσιάζεται η επιρροή του βαθμού συναλλαγής μάζας και θερμότητας καθώς και της πίεσης του διαχωριστή νερού στη θερμοκρασία του ατμού  $T_{G,zu}$  και στην περιεκτικότητα σε ατμό  $\dot{x}$  στην είσοδο του διαχωριστή νερού για τα δεδομένα εισόδου του *Πίνακα 3.7*. Οι βαθμοί συναλλαγής  $\eta_S$  και  $\eta_W$  θεωρούνται ίσοι για κάθε επίπεδο.

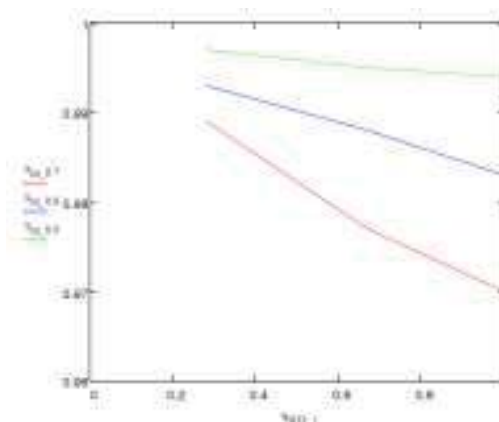
Οι απώλειες πίεσης αγνοούνται. Τα αποτελέσματα είναι τα ακόλουθα:

Όταν σε ένα επίπεδο ο ανερχόμενος ατμός και το εκρέον υγρό προσεγγίζουν τη θερμική ισορροπία, όταν δηλαδή το  $\eta_{WD}^*$  τείνει στη μονάδα, οι τιμές των  $t_{G,zu}$  και  $\dot{x}$  στην είσοδο του διαχωριστή νερού μειώνονται. Όπου εδώ το  $\dot{x}$  είναι το κλάσμα μάζας μεταξύ ατμού με και χωρίς σταγονίδια. Αυτή η μείωση αντιτίθεται στην καλύτερη συναλλαγή μάζας ( $\eta_{SD} \rightarrow 1$ ) ακριβώς όπως και μια μείωση της πίεσης. Για

παράδειγμα στον διαχωριστή νερού μια αυξανόμενη θερμοκρασία εισόδου ατμού  $t_{G,zu}$  με σταθερή τη θερμοκρασία εξόδου ατμού συνεπάγεται υψηλότερη απόδοση του διαχωριστή ( $\dot{Q}_D$ ).

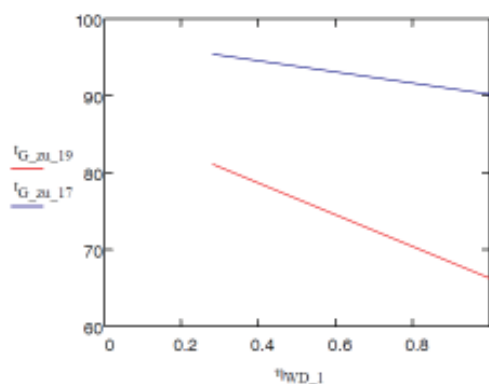


Σχήμα 3.23: Πίεση ατμού στην είσοδο του διαχωριστή σε σχέση με τους βαθμούς συναλλαγής  $\eta_{WD}^*$ ,  $\eta_S = 0,7 / 0,8 / 0,9$

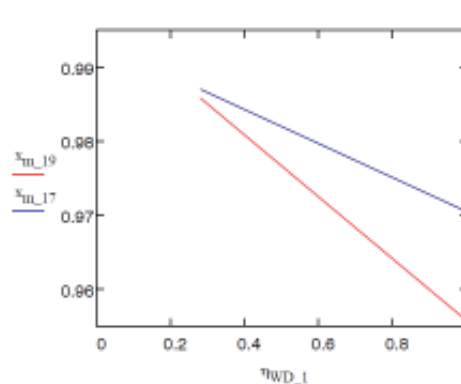


Σχήμα 3.24: Περιεκτικότητα σε ατμό στην είσοδο του διαχωριστή σε σχέση με τους βαθμούς συναλλαγής  $\eta_{WD}^*$ ,  $\eta_S = 0,7 / 0,8 / 0,9$

Για τον υπολογισμό της κατάστασης λειτουργίας μιας αντλίας θερμότητας με απορρόφηση η παραπάνω μέθοδος υπολογισμού παρουσιάζει παρ'όλα αυτά προβλήματα. Ο συμπυκνωτής καθορίζει την πίεση της στήλης με τέτοιο τρόπο, ώστε υπό αυτήν την πίεση να μπορεί να συμπυκνωθεί πλήρως η ποσότητα του παρεχόμενου ατμού. Για τον λόγο αυτό ο υπολογισμός σκοπίμως ξεκινάει από την συμπύκνωση. Έπειτα γίνεται ο υπολογισμός του διαχωριστή νερού, ο οποίος δίνει τα δεδομένα για τα ανώτερα επίπεδα του ανερχόμενου ατμού και για την ανακυκλοφορία. Για να γίνει αυτό θεωρείται ο διαχωριστής νερού το πρώτο ψευδοεπίπεδο και οι παράμετροι εισόδου για τον υπολογισμό της στήλης αλλάζουν. Το προφανές πλεονέκτημα έναντι της έως τώρα μοντελοποίησης είναι ότι η ενισχυμένη επίδραση της μερικής συμπύκνωσης συνυπολογίζεται και σχετικά με τα αριθμητικά σφάλματα του υπολογισμού παρατηρείται σημαντική βελτίωση. Η διαδικασία αλλάζει σε έναν πιο απλό υπολογισμό επίπεδο προς επίπεδο, ο οποίος διεξάγεται από πάνω προς τα κάτω.



Σχήμα 3.25: Θερμοκρασία εισόδου του ατμού στον διαχωριστή σε σχέση με την πίεση του διαχωριστή για  $\eta_S = 0,9$



Σχήμα 3.26: Περιεκτικότητα σε ατμό στην είσοδο του διαχωριστή σε σχέση με την πίεση του διαχωριστή

Για το ανώτερο επίπεδο οι συνθήκες του ατμού και του υγρού ρεύματος είναι γνωστές. Οι απώλειες πίεσης κάθε επιπέδου εκτιμώνται σε μια σταθερή τιμή της τάξης του  $\Delta p = 0,01 \text{ bar}$ . Για κάθε επίπεδο της στήλης ενίσχυσης πρέπει να υπολογιστεί επαναληπτικά η θερμοκρασία  $T_{F,i}$ . Η επαναληπτική διαδικασία ξεκινάει με τον υπολογισμό των ισοδύναμων συγκεντρώσεων  $x_i, y_i^*$ . Η σύνθεση του ανερχόμενου ατμού από τα υποκείμενα επίπεδα γίνεται με βάση την *Εξίσωση 3.14* για τον βαθμό συναλλαγής μάζας:

$$y_{i+1} = (y_i^* \cdot \eta_{SD} - y_i) / (\eta_{SD} - 1)$$

Στη θέση του βαθμού συναλλαγής θερμότητας  $\eta_{WD}^*$  εισέρχεται, όπως και στην Παράγραφο 3.2.1, για την περιγραφή της ατελούς συναλλαγής θερμότητας το ποσοστό υγρασίας  $x^+$ . Με τις τιμές των  $p_{i+1}, y_{i+1}$  υπολογίζονται οι θερμοκρασίες  $T_{G,i+1}$  και οι ισοδύναμες συγκεντρώσεις, οι οποίες είναι αναγκαίες για την εύρεση της μοριακής ενθαλπίας  $\hat{h}_{G,i+1}$ . Εν τέλει η επαναληπτική διαδικασία για την  $T_{F,i}$  πρέπει να συμφωνεί με τις παροχές και το ισοζύγιο ενέργειας, τα οποία χρησιμοποιούνται για τον καθορισμό της διορθωμένης τιμής της θερμοκρασίας.

$$\dot{n}_{F,i} = \dot{n}_{G,1} \frac{y_1 - y_{i+1}}{y_{i+1} - x_i}$$

$$\dot{n}_{G,i+1} = \dot{n}_{G,1} + \dot{n}_{F,i}$$

$$|\dot{Q}_D| + \dot{n}_{G,1} \cdot \hat{h}_{G,1} + \dot{n}_{F,i} \cdot \hat{h}_{F,i} - \dot{n}_{G,i+1} \cdot \hat{h}_{G,i+1} = 0$$

Για τα (υποκείμενα) επίπεδα εισροής λαμβάνουμε αντί της θερμοκρασίας  $T_{F,i}$ , τη θερμοκρασία  $T_z$  της εισροής. Η πίεση  $p_z$  πρέπει να ταυτίζεται με την πίεση επιπέδου  $p_i$ . Η παροχή  $\dot{n}_z$  και το γραμμομοριακό κλάσμα  $x_z$  λαμβάνονται από το εξωτερικό περιβάλλον του επιπέδου. Και τα δύο καθορίζονται μαζί με τις τιμές  $\dot{n}_D, x_D$  του εξερχόμενου από τον διαχωριστή νερού ατμού. Η επαναληπτική διαδικασία υπολογισμού της στήλης παραγωγής διεξάγεται στη συνέχεια με αρχική τιμή για την  $T_z$  ανάλογη με αυτήν της στήλης διόρθωσης. Για το κατώτερο επίπεδο όμως χρησιμοποιείται το παρακάτω ισοζύγιο για τον καθορισμό της  $T_z$ :

$$|\dot{Q}_D| + \dot{n}_{G,1} \cdot \hat{h}_{G,1} + \dot{n}_{F,n-1} \cdot \hat{h}_{F,n-1} - \dot{n}_{G,n} \cdot \hat{h}_{G,n} - \dot{n}_z \cdot \hat{h}_z = 0$$

Ενώ για τον καθορισμό της  $T_{F,n-1}$ , πρέπει να επιλυθεί η εξίσωση:

$$y_{n-1}^* - \left( y_n - \frac{y_{n-1}^* - y_n}{\eta_{SD,n-1}} \right) = 0$$

Αυτή η μέθοδος υπολογισμού δεν έχει κανένα πρόβλημα, καθώς:

- Υπάρχουν μικρότερες κλίσεις για τις συγκεντρώσεις ισορροπίας σε σύγκριση με το *Σχήμα 3.22*
- Για τη διόρθωση/ αναβελτίωση του μίγματος αμμωνίας – νερού χρειάζονται το πολύ δύο επίπεδα παραγωγής.

Θερμοκρασία του ανερχόμενου ατμού	$t_D$	50°C	
Θερμοκρασία του φτωχού διαλύματος	$t_a$	130°C	
Εισροή (Επίπεδο 3)	Πίεση	$p_z$	17,15 bar
	Θερμοκρασία	$T_z$	117°C
	Συγκέντρωση	$\xi_z$	0,35
	Παροχή μάζας	$\dot{m}_z$	40 g/s
Αριθμός επιπέδων	$n$	4	

Πίνακας 3.7: Δεδομένα εισόδου για τον υπολογισμό της ισοβαρούς διόρθωσης στα Σχήματα 3.23 - 3.26

### 3.3. Ατμοποιητές και εναλλάκτες θερμότητας

Με σκοπό την αποφυγή του εμπλουτισμού της μη πτητικής συνιστώσας (του νερού) και την αποθήκευση όσο το δυνατόν λιγότερου ψυκτικού μέσου, η ατμοποίηση πρέπει να λαμβάνει χώρα όχι σε ένα υπερχειλισμένο ατμοποιητή, αλλά σε έναν ατμοποιητή με σωλήνες με επιφανειακή διαμόρφωση. Με την αλλαγή φάσης σχηματίζονται διαφορετικές μορφές ροής στους σωλήνες του ατμοποιητή, οι οποίες επηρεάζουν σημαντικά τη μεταφορά θερμότητας. Αλλαγή φάσης συντελείται και στους δύο εναλλάκτες θερμότητας: Στον ψύκτη κατά κανόνα με την μεταεξάτμιση του υγρού, ενώ στον εναλλάκτη θερμότητας του διαλύματος σχηματίζεται η πρώτη φυσαλίδα ατμού στο πλούσιο διάλυμα. Λόγω του συμπαγούς τρόπου κατασκευής έχει επιλεγεί και για τις δύο διατάξεις ομοαξονικός εναλλάκτης. Τόσο στον ατμοποιητή όσο και στους δύο εναλλάκτες, οι σωλήνες πρέπει να είναι τοποθετημένοι οριζόντια.

#### 3.3.1. Μεταφορά θερμότητας

Σε αντίθεση με τη διφασική ροή σε κάθετους σωλήνες, η επίδραση της βαρύτητας στην οριζόντια τοποθέτηση σωλήνων μπορεί να οδηγήσει σε διαφορετικές διαστρωματικές μορφές ροής: στρωματική ροή, κυματοειδής ροή, χειμαρρώδης ροή. Σε αυτές τις περιπτώσεις βρέχεται μερικώς το εσωτερικό τοίχωμα των σωλήνων. Συνεπώς ο συντελεστής μεταφοράς θερμότητας εκτεταμένος κατά μέσο όρο  $\alpha_{2Ph}$  εξαρτάται εκτός από τις παραμέτρους της ροής, τις μάζες και των δύο φάσεων και το πάχος του στρώματος θερμότητας και από τον βαθμό διαβροχής των σωληνώσεων. Η πρόγνωση λοιπόν του συντελεστή μεταφοράς θερμότητας καθίσταται δύσκολη. Δεν υπάρχει καμία γενική θεωρία, οπότε πρέπει να ανατρέξουμε σε εμπειρικές και ημι-εμπειρικές σχέσεις. Παρ'όλα αυτά ο Shah κατάφερε να αναπαραστήσει τον αριθμό μεταφοράς θερμότητας για τη συνολική περιοχή βρασμού της ροής σε ένα διάγραμμα λαμβάνοντας υπ'όψιν τις τιμές μετρήσεων άλλων συγγραφέων. Ο Martin μετέτρεψε αυτό το διάγραμμα σε συναρτήσεις.

Για τον καθορισμό του συντελεστή μεταφοράς θερμότητας της διφασικής ροής  $\alpha_{2Ph}$  από τη συμπεριφορά του, χρησιμοποιήθηκαν από τον Shah οι γνωστοί χαρακτηριστικοί αριθμοί ( $Fr$ ,  $Bo$ ), καθώς και ένας νέος, ο αδιάστατος αριθμός μετάδοσης (Convection-number) ( $Co$ ):

$$\psi = \frac{\alpha_{2Ph}}{\alpha_F}$$

$$Fr = \frac{(\dot{m}/A)^2}{\rho_F^2 * g * d} \quad (\text{αριθμός Froude})$$

$$Bo = \frac{\dot{q}}{(\dot{m}/A) * \Delta h_v} \quad (\text{αριθμός Boiling})$$

$$Co = \left(\frac{1 - \dot{x}}{\dot{x}}\right)^{0,8} * \left(\frac{\rho_G}{\rho_F}\right)^{0,5}$$

Όπου  $\alpha_F$  είναι ο αριθμός μεταφοράς θερμότητας για τη μονοφασική ροή, ο οποίος υπολογίζεται από την εξίσωση Dittus – Boetler:

$$\alpha_F = 0,023 * \left[\frac{(\dot{m}/A) * d(1 - \dot{x})}{\eta_F}\right]^{0,8} * Pr^{0,8} * \frac{\lambda_F}{d_i} \quad (3.25)$$

Με την εισαγωγή του αριθμού Froude ο Shah κατέστησε δυνατό τον σωστό υπολογισμό της μερικής διαβροχής, σε οριζόντιες σωληνώσεις αυξανόμενης διαμέτρου. Για αριθμούς Froude  $Fr > 0,04$  προκύπτει, ότι η ροή διαβρέχει τα τοιχώματα ακριβώς όπως στους κάθετους σωλήνες. Αυτό χρησιμοποιήθηκε από τον Martin στον ορισμό ενός τροποποιημένου αδιάστατου αριθμού μετάδοσης (Convection-number):

$$Co^+ = Co * \left(\frac{0,04}{Fr}\right)^{0,286} \quad \text{για } Fr \leq 0,04$$

$$Co^+ = Co \quad \text{για } Fr > 0,04$$

Με τη βοήθειά τους μπορεί να αναπαρασταθεί η σχέση μεταξύ των χαρακτηριστικών αριθμών στο διάγραμμα του Shah μέσω των παρακάτω εξισώσεων:

$$\psi_{Konv} = \left[1 + \left(\frac{2}{Co^+}\right)^{1,6}\right]^{0,5} \quad (3.26)$$

$$\psi_{Blas} = 220 * \left\{Bo * \left[1 + \left(\frac{0,25}{Co^+}\right)^{1,4}\right]\right\}^{0,5} \quad (3.27)$$

Η εκάστοτε μεγαλύτερη τιμή του  $\psi$  χρησιμοποιείται για τον υπολογισμό του  $\alpha_{2Ph}$ . Επίσης για τον υπολογισμό του  $\alpha_{2Ph}$  του μίγματος αμμωνίας – νερού έχουν δοκιμαστεί και οι εξισώσεις του Chawla, ο οποίος τις ανέπτυξε μόνο για το ψυκτικό μέσο R11. Παρουσιάζονται σημαντικές διαφορές στις υπολογιζόμενες τιμές, γεγονός το οποίο μπορεί να οφείλεται στην μικρότερη ενθαλπία εξάτμισης του R11 έναντι αυτής της αμμωνίας και του νερού, η οποία δεν εμφανίζεται ως μεταβλητή στις εξισώσεις του Chawla.

$$\Delta h_{V,R11} \sim 200 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}, \Delta h_{V,NH_3} \sim 1000 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}, \Delta h_{V,H_2O} \sim 2500 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

Αντιθέτως ο Shah στην κατάρτιση του διαγράμματος δεν συμπεριέλαβε μόνο τα αποτελέσματα του Chawla, αλλά και τα δικά του σχετικά με την εξάτμιση της αμμωνίας. Η μέση σχετική απόκλιση των μετρήσεων δεν πρέπει να υπερβαίνει το 14% κατά τον Shah. Για τον λόγο αυτό, εισάγονται για τους υπολογισμούς της μεταφοράς θερμότητας σε διφασική ροή οι εξισώσεις κατά Shah/Martin. Στο σημείο αυτό γίνεται η υπόθεση ότι οι οριακές περιπτώσεις πολύ μικρών και πολύ μεγάλων ποσοστών ατμού

αναπαρίστανται επαρκώς. Εκτός αυτού οι *Εξισώσεις 3.26* και *3.27* ισχύουν για ένα διφασικό μίγμα. Η παραπάνω υπόθεση δεν πρέπει να ισχύει μόνο όταν ένα συστατικό υπερισχύει στο μίγμα, όπως συμβαίνει στον ατμοποιητή και τον ψύκτη (συγκέντρωση αμμωνίας  $\xi=0,99$ ), αλλά και κατά τη μερική εξάτμιση του πλούσιου διαλύματος στον εναλλάκτη θερμότητας. Επειδή η εξάτμιση λαμβάνει χώρα μόνο σε ένα μικρό τμήμα αυτής της συναλλαγής θερμότητας, η προηγούμενη περιγραφή της μεταφοράς θερμότητας αρκεί.

Εφόσον εμφανίζεται μονοφασική ροή, ο συντελεστής μεταφοράς θερμότητας για τη ροή στις σωληνώσεις υπολογίζεται από τις εξισώσεις του Hausen:

$$\overline{Nu}_{lam} = 3,66 + \frac{0,19 * \left( Pe * \frac{d}{L} \right)^{0,8}}{1 + 0,117 * \left( Pe * \frac{d}{L} \right)^{0,467}}$$

$$\overline{Nu}_{turb} = 0,0235 * (Re^{0,8} - 230) * (1,8 * Pr^{0,3} - 0,8) * \left[ 1 + \left( \frac{d}{L} \right)^{2/3} \right]$$

Για τη στρωτή και την τυρβώδη ροή στο διάκενο των δακτυλίων χρησιμοποιείται η εξίσωση του Stephan για την εσωτερική μεταφορά θερμότητας:

$$\overline{Nu} = \left( 3,96 + \frac{0,9}{0,95 * d_i/d_a} \right) + \left( 1 + 0,14 * \sqrt{d_a/d_i} \right) * \frac{0,19 * \left( Pe * \frac{d}{L} \right)^{0,8}}{1 + 0,117 * \left( Pe * \frac{d}{L} \right)^{0,467}} \quad (3.28)$$

Επειδή ο υπολογισμός του εναλλάκτη θερμότητας είναι ανάλογος με αυτόν που έγινε σε προηγούμενες παραγράφους για τον συμπυκνωτή, τον διαχωριστή νερού και τον απορροφητή, πρέπει να προκύπτουν από τις εξισώσεις για τον μέσο αριθμό Nusselt  $\overline{Nu}$ , οι τοπικές τιμές.

Σύμφωνα με την Παράγραφο 3.1.5, προκύπτει από τον ορισμό του μέσου αριθμού Nusselt με διαφόριση η ζητούμενη σχέση για τον τοπικό αριθμό Nusselt:

$$\overline{Nu} = \frac{1}{L} \int_0^L Nu_z dz$$

$$Nu_L = \overline{Nu}_{0-L} + L \frac{d\overline{Nu}}{dL}$$

### 3.3.2. Απώλειες πίεσης

Η πτώση πίεσης στη διφασική ροή μέσω οριζόντιων σωλήνων αποτελείται από δύο μέρη: την απώλεια πίεσης λόγω τριβής και λόγω επιβράδυνσης. Δεν εμφανίζεται πτώση πίεσης λόγω αλλαγής στο γεωδαιτικό ύψος, όπως συμβαίνει στη ροή σε κάθετους σωλήνες. Για να μπορούν να προβλεφθούν και οι δύο απώλειες πίεσης, έχουν αναπτυχθεί διαφορετικά μοντέλα. Σε αυτή την εργασία γίνεται αναφορά στα δύο πιο γνωστά, το ομογενές και το ετερογενές μοντέλο ροής. Ενώ σε ένα απλό ομογενές μοντέλο το υγρό και το αέριο αντιμετωπίζονται ως μία φάση, με κατάλληλα καθορισμένες μέσες τιμές για τα μεγέθη μάζας και μεταφοράς, σε ένα ετερογενές μοντέλο υπολογίζονται και οι δύο φάσεις με τις διαφορετικές τους ταχύτητες και ιδιότητες, καθώς και με την αντιτιθέμενη επιρροή τους στην ανταλλαγή ορμής.

Ο Chawla ανέπτυξε ένα διφασικό μοντέλο για τη ροή ατμοποιημένου ψυκτικού μέσου σε οριζόντιους σωλήνες. Σύμφωνα με αυτό προκύπτει από τη μεταβολή του ποσοστού του ατμού από  $\dot{x}_1$  σε  $\dot{x}_2$  κατά  $\Delta\dot{x}$ , μέσω ροής θερμότητας  $\dot{q} \neq 0$  κατά μήκος  $\Delta L$ , πτώση πίεσης λόγω τριβής (3.29) και λόγω επιβράδυνσης (3.30).

$$\Delta p_{Reib} = \frac{0,3164}{\left(\frac{\dot{m}}{A} * \frac{d}{\eta_G}\right)^{1/4}} * \frac{\left(\frac{\dot{m}}{A}\right)^3 * h_V}{8 * \dot{q} * \rho_G} * \int_{\dot{x}_2}^{\dot{x}_1} \left[ \dot{x}^{14} + \Gamma^* * \dot{x}^{14} * (1 - \dot{x})^{1/2} \right]^{19/8} d\dot{x} \quad (3.29)$$

$$\Delta p_B = \frac{\left(\frac{\dot{m}}{A}\right)^2}{\rho_G} * \left[ \dot{x}^2 - \frac{2}{\Gamma} * \left( \dot{x} - \frac{\dot{x}^2}{2} \right) + \frac{1}{\Gamma^* \Gamma} * \left\{ 2(1 - \dot{x})^{1/2} + \ln \frac{1 - (1 - \dot{x})^{1/2}}{1 + (1 - \dot{x})^{1/2}} + \frac{4}{3} (1 - \dot{x})^{3/2} \right\} + \frac{\Gamma^*}{5} * \left\{ 2(2\dot{x}^2 + \dot{x} + 2)(1 - \dot{x})^{1/2} \right\} \right]_{\dot{x}_1}^{\dot{x}_2} \quad (3.30)$$

Όπου η συντομογραφία  $\Gamma^*$  στις Εξισώσεις 3.29 και 3.30 σημαίνει:

$$\Gamma^* = \frac{\theta * \left(\frac{\dot{m}}{A}\right)^2}{0,27 * \Gamma * \eta_F^{1/6} * g^{1/6} * \rho_F^{1/3}} \quad \Gamma = \frac{\rho_F}{\rho_G}, \quad \theta = \frac{\eta_F}{\eta_G}$$

Η απώλεια πίεσης για τη μονοφασική ροή υπολογίζεται αποδεδειγμένα από την εξίσωση:

$$\Delta p = \frac{\rho}{2} * w^2 * \kappa * \frac{L}{d_h}$$

Ο αριθμός αντίστασης  $\kappa$  για στρωτή και τυρβώδη ροή είναι:



$$\kappa_{\text{lam}} = \frac{64}{\text{Re}} \quad , \quad \kappa_{\text{turb}} = \frac{0,3164}{\sqrt[4]{\text{Re}}}$$

Η υδραυλική περίμετρος εξαρτάται από τη διατομή της ροής  $A$  και το βρεχόμενο εμβαδόν  $U$ :

$$d_h = 4A/U$$

Για τη ροή μέσω ενός σωλήνα κυκλικής διατομής είναι:

$$d_h = d_i$$

Για το διάκενο των δακτυλίων είναι:

$$d_h = 2 * (r_a - r_i)$$

### 3.3.3. Μετάδοση θερμότητας από το περιβάλλον

Η ατμοποίηση των υπό την πίεση του απορροφητή συμπυκνωμάτων αμμωνίας θα πρέπει να συμβαίνει με απόδοση θερμότητας στον αέρα περιβάλλοντος. Λόγω των μικρών συντελεστών μεταφοράς θερμότητας του παρεχόμενου αέρα, σε σύγκριση με το σημείο βρασμού του ψυκτικού μέσου, επιλέγεται ένας εναλλάκτης θερμότητας με σωλήνα με επιφανειακή διαμόρφωση. Επειδή ο αέρας περιβάλλοντος είναι υγρός, η θερμότητα μεταφέρεται με δύο τρόπους: αφενός με συναγωγή και αφετέρου ενσωματωμένη στη μάζα, ώστε να αποφευχθεί η πιθανή δημιουργία συμπυκνώματος στον σωλήνα.

$$\dot{Q}_V = kA * (t_L - t_W) + \dot{m}_{H_2O} * (\Delta h_{V,H_2O} + r_{E,H_2O}) \quad (3.31)$$

Η θερμοκρασία αναφοράς για τα  $h_{V,H_2O}$  και  $r_{E,H_2O}$  είναι οι  $0^\circ\text{C}$ .

Η ροή θερμότητας με συναγωγή υπολογίζεται μέσω της θερμοκρασιακής διαφοράς μεταξύ του εξωτερικού αέρα ( $t_L$ ) και του τοιχώματος του σωλήνα ( $t_W$ ) καθώς και μέσω του σχήματος των σωλήνων. Στη θέση του βαθμού απόδοσης των σωληνώσεων θα χρησιμοποιηθεί για τον υπολογισμό της μεταφοράς θερμότητας στις δέσμες σωλήνων με επιφανειακή διαμόρφωση η εξίσωση που ανέπτυξε ο Wehle.

Λόγω πιθανής εμφάνισης επιφανειακού συμπυκνώματος πρέπει να διασφαλιστεί ότι μεταξύ των διαμορφώσεων θα υπάρχει μια επαρκής απόσταση ( $a = 4-5 \text{ mm}$ , Σχήμα 3.27). Εάν προκύψει δημιουργία πάγου, πρέπει να ληφθεί υπ'όψιν το μέσο πάχος επιφανειακού συμπυκνώματος στην εξίσωση για τους συντελεστές θερμοπερατότητας:

$$\delta_{Reif} = \frac{\lambda}{4}$$

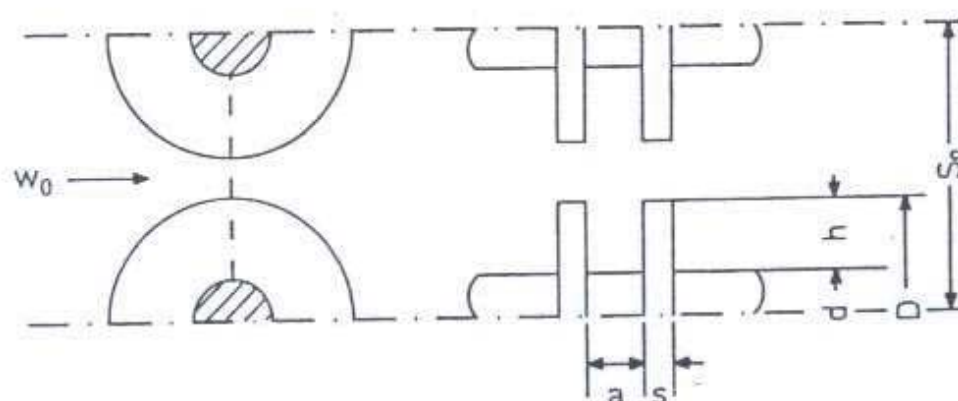
$$\frac{1}{k} = \frac{1}{\alpha_G} + \frac{\delta_{Reif}}{\lambda_{Reif}}$$

Ο συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας του επιφανειακού συμπυκνώματος λαμβάνεται ίσος με:

$$\lambda_{Reif} = 10^{-4} \text{ kW/mK}$$

Το ποσό συμπυκνώματος που προκύπτει, δίνεται από τη σχέση μεταφοράς μάζας:

$$\dot{n}_{H_2O}^* = \frac{\dot{n}_{H_2O}}{A} = \hat{\beta}_G * \hat{\rho}_G * \frac{y_{H_2O} - y_{S,H_2O}}{1 - y_{S,H_2O}}$$



Σχήμα 3.27:Επιφανειακή διαμόρφωση

Τόσο ο συντελεστής μεταφοράς θερμότητας  $\alpha_G$  όσο και ο συντελεστής μεταφοράς μάζας  $\hat{\beta}_G$  είναι διορθωμένοι (βλ. Πίνακα 3.2), γιατί στο οριακό στρώμα του αέρα συμβαίνει ταυτόχρονα μεταφορά μάζας και θερμότητας και οι δύο αυτές διαδικασίες αλληλοεπηρεάζονται. Για τη συγκεκριμένη περιοχή θερμοκρασιών ο σταθερός αριθμός Lewis για τον υγρό αέρα θα είναι:  $Le_L = 0,866$ .

Οπότε ο συντελεστής μεταφοράς μάζας γράφεται:

$$\hat{\beta}_G = \frac{\alpha_G}{\hat{c}_{pG} * \hat{\rho}_G} * Le^{-0,666} = 1,1 * \frac{\alpha_G}{\hat{c}_{pG} * \hat{\rho}_G}$$

Και η παροχή μάζας συμπυκνώματος:

$$\dot{m}_{H_2O}^* = \left(1,1 \frac{E_y}{E_T}\right) * \frac{\alpha_G}{c_{pG}} * A * \frac{M_{H_2O}}{M_L} * \left(\frac{y_{H_2O} - y_{S,H_2O}}{1 - y_{S,H_2O}}\right) \quad (3.32)$$

Όπου  $\alpha_G = E_T * \alpha_G$  ο διορθωμένος συντελεστής μεταφοράς θερμότητας και  $M_L$  η μοριακή μάζα του υγρού αέρα.

Ο πρώτος παράγοντας στην *Εξίσωση 3.32* με τους δύο συντελεστές διόρθωσης είναι περίπου ίσος με τη μονάδα, οπότε τις περισσότερες φορές παραλείπεται.

$$f_m = 1,1 * \frac{E_y}{E_T}$$

Με γνωστά τα μετεωρολογικά δεδομένα (πίεση, θερμοκρασία, σχετική υγρασία) μπορούν να υπολογιστούν το ποσοστό νερού και το γραμμομοριακό κλάσμα του ατμού στον υγρό αέρα:

$$X = \frac{\dot{m}_{H_2O}}{\dot{m}_L} = 0,622 * \frac{p_s(t_L)}{\frac{p}{\phi} - p_s(t_L)}$$

$$y_{H_2O} = \frac{M_L}{M_{H_2O}} * \frac{X}{1 + X}$$

Η μοριακή μάζα  $M_L$  του υγρού αέρα είναι επίσης συνάρτηση του ποσοστού νερού  $X$ .

Για τον υπολογισμό του συντελεστή μεταφοράς θερμότητας στις δέσμες σωλήνων με επιφανειακή διαμόρφωση η εξίσωση που ανέπτυξε ο Wehle, όπως προαναφέρθηκε, θα είναι:

$$Nu = \frac{a_G * l'}{\lambda_\infty} = \frac{\bar{\xi} + \Phi}{\bar{\xi} + s + (h + d + s)2h/d} * \left( 0,3 + \sqrt{Nu_{lam}^2 + Nu_{turb}^2} \right) \quad (3.33)$$

$* n_A$

Ο αριθμός Nusselt για τη στρωτή και την τυρβώδη ροή δίνεται από τις σχέσεις:

$$Nu_{lam} = 0,664 * Pr^{1/3} * \sqrt{Re_e}$$

$$Nu_{turb} = \frac{0,037 * Pr * Re_e^{0,8}}{1 + 2,443 * Re_e^{-0,1} * (Pr^{2/3} - 1)}$$

Για τον ειδικό αριθμό Reynolds ο Wehle έδωσε την παρακάτω σχέση:

$$Re_e = \left( \frac{w_0 * l'}{v_\infty} \right) \frac{s_q * (\bar{\xi} + s)}{(s_q - d) * \bar{\xi} + (s_q - D) * s}$$

όπου  $w_0$  η ταχύτητα εισροής και  $l'$  το χαρακτηριστικό μήκος.

$$w_0 = \frac{\dot{V}_L}{A}$$

$$l' = \frac{\pi}{2} \sqrt{d^2 + h^2}$$

Η σημασία των συμβόλων για τις διαστάσεις της δέσμης σωλήνων με επιφανειακή διαμόρφωση παρουσιάζεται στο *Σχήμα 3.29*. Η συνάρτηση  $\Phi$  και ο συντελεστής ευθυγράμμισης  $n_A$  περιγράφονται στον *Πίνακα 3.8*.

Η κινηματική συνεκτικότητα  $\nu_\infty$  και ο συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας  $\lambda_\infty$  του αέρα εισάγονται με τη θερμοκρασία αναφοράς  $t_\infty$ , όπου  $t_a$  η θερμοκρασία εξόδου και  $t_e$  η θερμοκρασία εισόδου του ρεύματος αέρα.

$$t_\infty = \frac{t_a + t_e}{2}$$

$\Phi = \frac{s + \frac{(h + d + s)2h}{d} + \frac{2\Omega_1}{r_1} \left( \frac{r_2 h^2}{2} - \frac{h^3}{3} \right) + \frac{\Omega_2}{r_1} \left( \frac{r_2 h^3}{3} - \frac{h^4}{4} \right) + \frac{2\Omega_3}{3r_1} \left( \frac{r_2 h^4}{4} - \frac{h^5}{5} \right)}{1 + \Omega_1 h + \frac{1}{2}\Omega_2 h^2 + \frac{1}{3}\Omega_3 h^3}$		
$\Omega_1 = \frac{s}{2} m^2$	$\Omega_2 = m^2 \left( 1 + \frac{s}{2r_2} \right)$	$\Omega_3 = m^2 \left( \frac{1}{2r_2} + \frac{s}{2} \left( \frac{m^2}{2} + \frac{1}{r_2^2} \right) \right)$
$m^2 = \frac{2}{l' * s} \frac{\lambda_\infty}{\lambda_R} \left( 0,3 + \sqrt{Nu_{lam}^2 + Nu_{turb}^2} \right)$		
$r_1 = d/2$		$r_2 = D/2$
$n_A = 1 - e^{-22x} + \left[ 1,22 - 0,05 \left( 1 - \frac{\pi d}{4 s_l} \right) \right] e^{-200x}$		
$x = \left( \frac{\bar{v}}{d + h} \right)^{0,8} \left( \frac{h}{s_g} \right)^{0,47} \left( \frac{s}{\bar{v} + s} \right)^1$		$s_l = \text{κατά μήκος διατομή}$

Πίνακας 3.8: Η συνάρτηση  $\Phi$  και ο συντελεστής ευθυγράμμισης  $n_A$  της Εξίσωσης 3.33

### 3.3.4. Μέθοδοι υπολογισμού

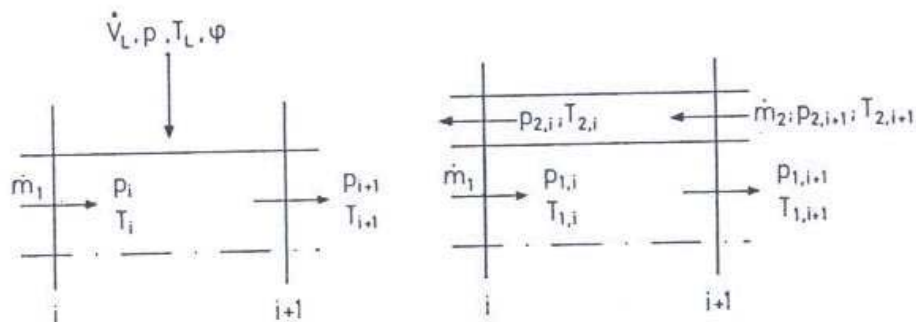
Στον ατμοποιητή ο αέρας οδηγείται πάνω στην εξωτερική πλευρά ενός σωλήνα με επιφανειακή διαμόρφωση σε αντιροή με το ψυκτικό μέσο, το οποίο ατμοποιείται στο εσωτερικό του σωλήνα. Στους ομοαξονικούς εναλλάκτες θερμότητας το απορροφόν θερμότητα μέσο μπορεί να οδηγηθεί τόσο μέσω του σωλήνα όσο και μέσω του διακένου των δακτυλίων. Υπό την προϋπόθεση μιας καλής θερμομόνωσης, προτιμάται η πρώτη εναλλακτική. Προπαντός στον ψύκτη ο σκοπός είναι να επιτευχθεί η όσο το δυνατόν πιο πλήρης εξάτμιση. Αυτό όμως καθίσταται δύσκολο, όταν λόγω της βαρύτητας σχηματίζεται στην οριζόντια διάταξη σωλήνων ένα φιλμ υγρού στην εσωτερική επιφάνεια του εξωτερικού σωλήνα.

Για τον υπολογισμό του ατμοποιητή και των εναλλακτών θερμότητας θεωρούμε την ιδανική μορφή της συσκευής, δηλαδή έναν μεγάλο μήκους οριζόντιο σωλήνα, ο οποίος είναι διαχωρισμένος σε επιμέρους τμήματα (Σχήμα 3.28). Η ροή που απορροφά θερμότητα στον σωλήνα έχει τον δείκτη 1, ενώ η ροή που αποδίδει θερμότητα στο εξωτερικό του σωλήνα τον δείκτη 2. Η προσδιδόμενη θερμότητα σε κάθε τμήμα θα είναι:

$$\dot{Q}_{Segm} = \dot{m}_1 * \left[ \left( h_{1,i+1} + \frac{1}{2} w_{1,i+1}^2 \right) - \left( h_{1,i} + \frac{1}{2} w_{1,i}^2 \right) \right]$$

Ειδικά για τον ατμοποιητή η προσδιδόμενη θερμότητα  $\dot{Q}_{Segm}$  είναι η ίδια με αυτή που λαμβάνεται από το περιβάλλον (Εξίσωση 3.31):

$$\dot{Q}_{Segm} = \dot{Q}_V$$



Σχήμα 3.28: Τμήματα του ατμοποιητή και των ομοαξονικών εναλλακτών θερμότητας

Ταυτόχρονα, υπό την προϋπόθεση της σταθερής θερμοκρασίας του τοιχώματος  $T_w$  για το εξεταζόμενο τμήμα, ισχύει:

$$\dot{Q}_{Segm} = \alpha_1 * A * (T_w - \bar{T}_1)$$

Όπου  $\bar{T}_1$  είναι η μέση θερμοκρασίας της ροής 1:

$$\bar{T}_1 = \frac{T_{1,i} - T_{1,i+1}}{2}$$

Δεν υπάρχει διαφοροποίηση μεταξύ της θερμοκρασίας της εσωτερικής και της εξωτερικής πλευράς του τοιχώματος. Άρα μπορεί να καθοριστεί η θερμοκρασία  $T_w$ , από την τιμή της οποίας εξαρτάται αν θα δημιουργηθεί συμπύκνωση ( $X > X_S(T_w)$ ) και αν σε αυτήν την περίπτωση θα υπάρχει επιστρωμα πάγου ( $T_w < T_{Trp} = 273,16 K$ ).

Υποθέτοντας ότι ο ατμός και το υγρό ρεύμα βρίσκονται σε θερμοδυναμική ισορροπία κατά την εξάτμιση του ψυκτικού μέσου και με γνωστά τα δεδομένα για τον αέρα περιβάλλοντος και την κατάσταση εισόδου της ροής 1, μπορούν να υπολογιστούν τα καταστατικά μεγέθη στην τομή της εξόδου  $i+1$  του ατμοποιητή.

Για τους ομοαξονικούς εναλλάκτες θερμότητας, η αποδιδόμενη θερμότητα για την ροή 2 θα είναι:

$$-\dot{Q}_{Segm} = \dot{m}_2 * \left[ \left( h_{2,i} + \frac{1}{2} w_{2,i}^2 \right) - \left( h_{2,i+1} + \frac{1}{2} w_{2,i+1}^2 \right) \right]$$

Για να καταλήξουμε στα καταστατικά μεγέθη στην τομή της εξόδου  $i+$ , πρέπει να ληφθεί υπόψη η εξίσωση μεταφοράς:

$$\dot{Q}_{\text{Segm}} = kA * (\bar{T}_2 - \bar{T}_1)$$

Ο συντελεστής θερμοπερατότητας υπολογίζεται από τη σχέση:

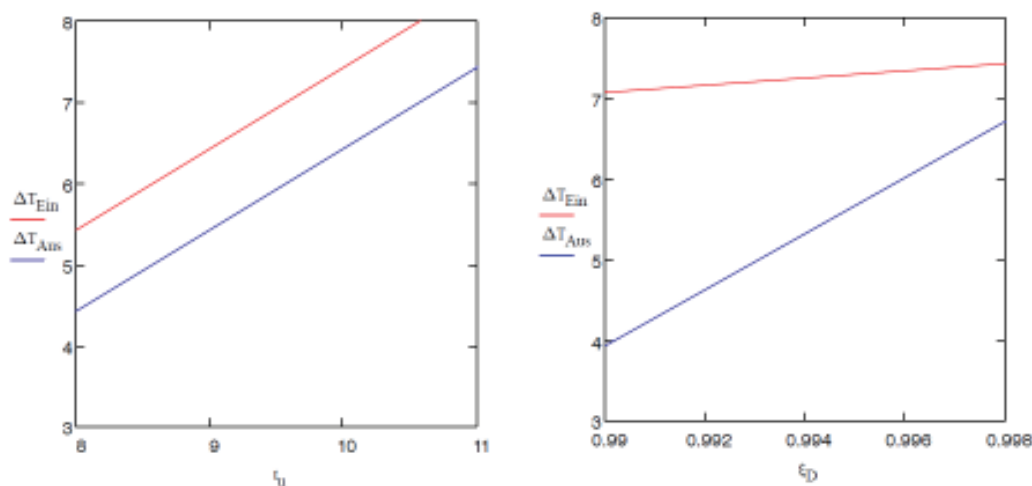
$$\frac{1}{kA} = \frac{1}{\alpha_1 A_1} + \frac{1}{2\pi\Delta z \lambda} * \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 A_2}$$

### 3.3.5. Συμπεριφορά της διαφοράς θερμοκρασίας στον ατμοποιητή

Στον ατμοποιητή με τις μετρήσεις του Πίνακα 4.3, Παράγραφος 4.2, γίνονται υπολογισμοί, στους οποίους η κατάσταση του εκρέοντος ψυκτικού μέσου και του εισρέοντος αέρα παραμένει σταθερή σύμφωνα με τον Πίνακα 3.9. Οι μεταβολές της θερμοκρασίας περιβάλλοντος  $T_u$  και της γραμμομοριακής σύστασης του ψυκτικού μέσου σε αμμωνία  $\xi_D$  παρουσιάζονται στα Σχήματα 3.29 και 3.30. οι καμπύλες αυτές περιγράφονται από τις παρακάτω σχέσεις για τη θερμοκρασιακή διαφορά στην είσοδο και την έξοδο του ατμοποιητή:

$$\Delta T_{Ein} = T_u - T_s(p_{V,ein}, \xi_D, \dot{x}_{V,ein})$$

$$\Delta T_{Aus} = T_u - T_s(p_{V,aus}, \xi_D, \dot{x}_{V,aus})$$



Σχήμα 3.29: Θερμοκρασιακή διαφορά στην είσοδο και έξοδο του ατμοποιητή σε σχέση με τη θερμοκρασία περιβάλλοντος για  $\xi_D = 0,997$  συγκέντρωση για  $t_u = 10^\circ\text{C}$

Αυξανόμενης της θερμοκρασίας περιβάλλοντος αυξάνονται και οι δύο θερμοκρασιακές διαφορές ισοδύναμα και γραμμικά. Αυξανόμενης της κατά μάζας σύστασης του νερού, μειώνεται ο βαθμός απόδοσης του ατμοποιητή και επειδή η θερμοκρασία βρασμού  $T_s$  του ψυκτικού μέσου αυξάνεται μειώνεται η θερμοκρασιακή διαφορά.

Εκρέον ψυκτικό μέσο:	$p$	4,7 bar
	$T$	273,85 K
	$\dot{m}$	2 g/s
Εισρέων αέρας:	$p$	1 bar
	$\varphi$	0,7
	$\dot{V}$	2700 m <sup>3</sup> /h

Πίνακας 3.9: Δεδομένα για τον υπολογισμό του ατμοποιητή

Κατά τη διάρκεια της εξάτμισης αλληλοεπικαλύπτονται δύο αποτελέσματα:

- Η αύξηση της θερμοκρασίας βρασμού  $T_s$  με την περιεκτικότητα σε ατμό  $x$
- Η μείωση της θερμοκρασίας βρασμού  $T_s$  λόγω της απώλειας πίεσης της ροής

Στα επιμέρους τμήματα του ατμοποιητή υπερισχύει η επίδραση της πτώσης πίεσης, οπότε η θερμοκρασία του ατμού δεν αυξάνεται, αντιθέτως μειώνεται ελαφρώς και δημιουργείται η μέγιστη θερμοκρασιακή διαφορά:

$$\Delta T_{max} = T_u - T_{s,min}$$

Άρα στη δυσμενέστερη περίπτωση μπορεί να δημιουργηθεί πάγος στο μέσο του ατμοποιητή, ακόμα και για σχετικά υψηλές θερμοκρασίες περιβάλλοντος ( $t_u = 5 \dots 7^\circ\text{C}$ ).

### 3.4. Θερμαντήρας και εναλλάκτης θερμότητας καυσαερίων

Η αντλία θερμότητας με απορρόφηση ενεργοποιείται με την πρόσδοση του ρεύματος θερμότητας  $\dot{Q}_G$  στην ατμογεννήτρια, στην οποία δημιουργείται πλούσιος σε αμμωνία ατμός από το κορεσμένο μίγμα. Υπάρχουν πολλές δυνατότητες για τη μετάδοση της θερμότητας αυτής στο εργαζόμενο διμερές μίγμα, οι οποίες εξαρτώνται από την πηγή ενέργειας. Επειδή οι αντλίες θερμότητας με απορρόφηση σχεδιάζονται για τη θέρμανση κατοικιών, αποκλείεται η χρήση θερμών καυσαερίων όπως συμβαίνει στις βιομηχανίες. Αντιθέτως η χρήση φυσικού αερίου ενδείκνυται, ιδιαίτερα στα πλαίσια της αντικατάστασης του πετρελαίου. Μπορεί να χρησιμοποιηθεί είτε καυστήρας φυσικής κυκλοφορίας ή καυστήρας βεβιασμένης κυκλοφορίας. Τα βασικά πλεονεκτήματα της καύσης φυσικού αερίου είναι ότι είναι εύχρηστο, οικονομικό, εύκολο στη ρύθμιση, αθόρυβο, εύκολο στη συντήρηση και χωρίς κινητά μέρη.

Ωστόσο ο ατμοσφαιρικός καυστήρας είναι λιγότερο οικονομικός από τον καυστήρα βεβιασμένης κυκλοφορίας, λόγω της μεγάλης περίσσειας αέρα. Η παροχή τόσο του κύριου ρεύματος αέρα από τον σωλήνα ανάμιξης, όσο και του δευτερεύοντος αέρα δεν μπορούν να ρυθμιστούν, οπότε προκύπτει στην περιοχή του μερικού φορτίου, μέσω της μείωσης της καθορισμένης παροχής καυσίμου, μεγαλύτερη περίσσεια αέρα από αυτή στο ονομαστικό φορτίο. Άρα πρέπει να συνυπολογιστεί μια απώλεια του βαθμού απόδοσης της τάξης του 5-8% σε σύγκριση με το πλήρες φορτίο, οπότε ο βαθμός απόδοσης καύσης δεν μπορεί να είναι μεγαλύτερος από 0,8.

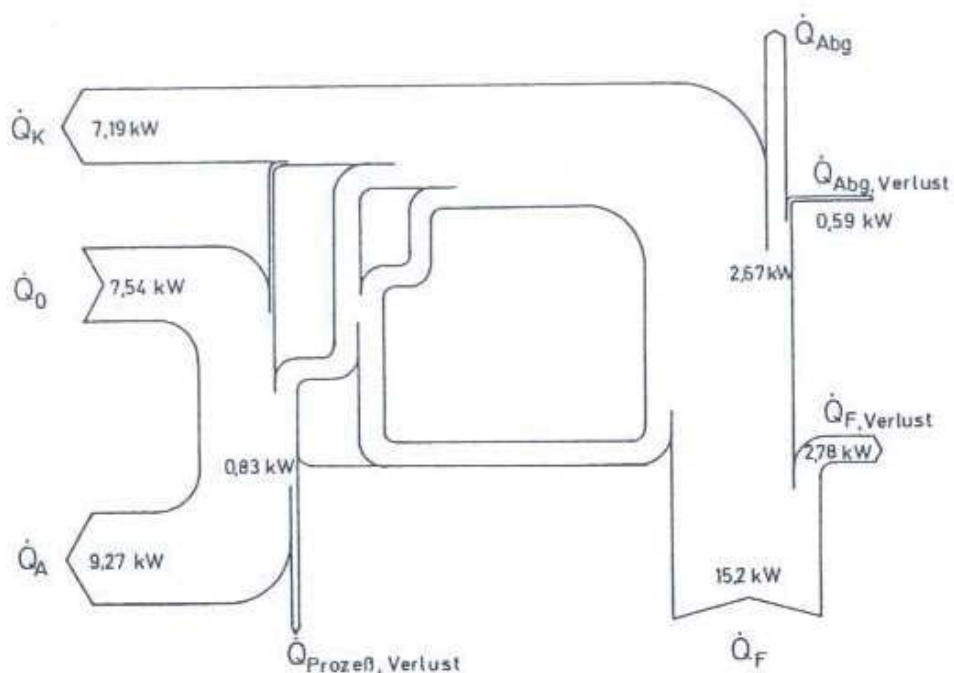
$$\eta_F = 1 - \frac{\dot{Q}_{Abg,Br}}{\dot{m}_B H_u}$$

Όπου  $\dot{Q}_{Abg,Br}$  η απορριπτόμενη θερμότητα καυσαερίων (Σχήμα 3.34).

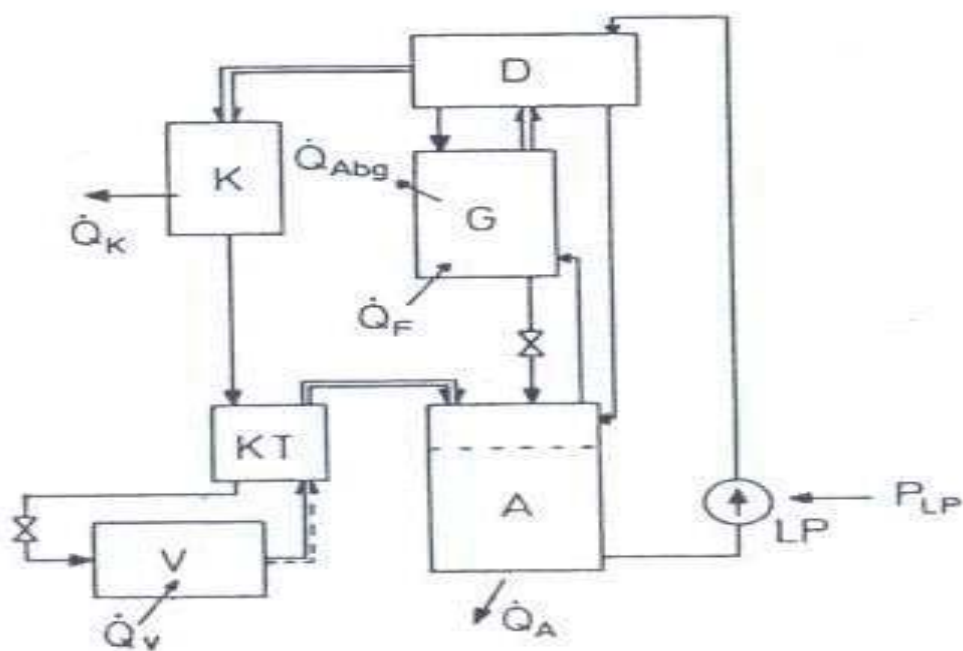
Το γεγονός ότι ειδικές κατασκευές καυστήρων, οι οποίες διαθέτουν επίπεδα συναλλαγής με κάθετη ροή καυσαερίων δεν επιτυγχάνουν σημαντική βελτίωση του βαθμού απόδοσης, οφείλεται στο ότι βασίζονται στην αρχή λειτουργίας του καυστήρα φυσικής κυκλοφορίας. Μόνο με εστία μικρότερου μεγέθους μπορούν να μειωθούν οι απώλειες ακτινοβολίας. Το διάγραμμα ροής θερμότητας του Mühlmann (Σχήμα 3.31) βασίζεται σε πειραματικά δεδομένα και παρουσιάζει τις αδυναμίες του συστήματος μετάδοσης θερμότητας στον καυστήρα/ λέβητα. Στη συγκεκριμένη περίπτωση ο βαθμός απόδοσης καύσης είναι  $\eta_F = 0,82$  και ο βαθμός απόδοσης λέβητα  $\eta_K = 0,64$ . Οι απώλειες λόγω ακτινοβολίας (18,2%) είναι πολύ μεγάλες έναντι αυτών των καυσαερίων (17,6%).

Ένα ακόμα μειονέκτημα του καυστήρα φυσικής κυκλοφορίας είναι ότι λόγω της μη ελεγχόμενης αναρρόφησης αέρα δεν μπορεί να καθοριστεί πλήρως η θερμοκρασία εξόδου του φτωχού διαλύματος από τον εναλλάκτη. Για τον λόγο αυτό προτείνεται ένα ενδιάμεσο κύκλωμα ροής θερμότητας, το οποίο όμως δεν είναι αποδεκτό λόγω υψηλού λειτουργικού κόστους και της προσθήκης μιας ακόμα πηγής απωλειών.





Σχήμα 3.31: Διάγραμμα ροής θερμότητας κατά Mühlmann



Σχήμα 3.32: Παραλλαγή του Σχήματος 3,31

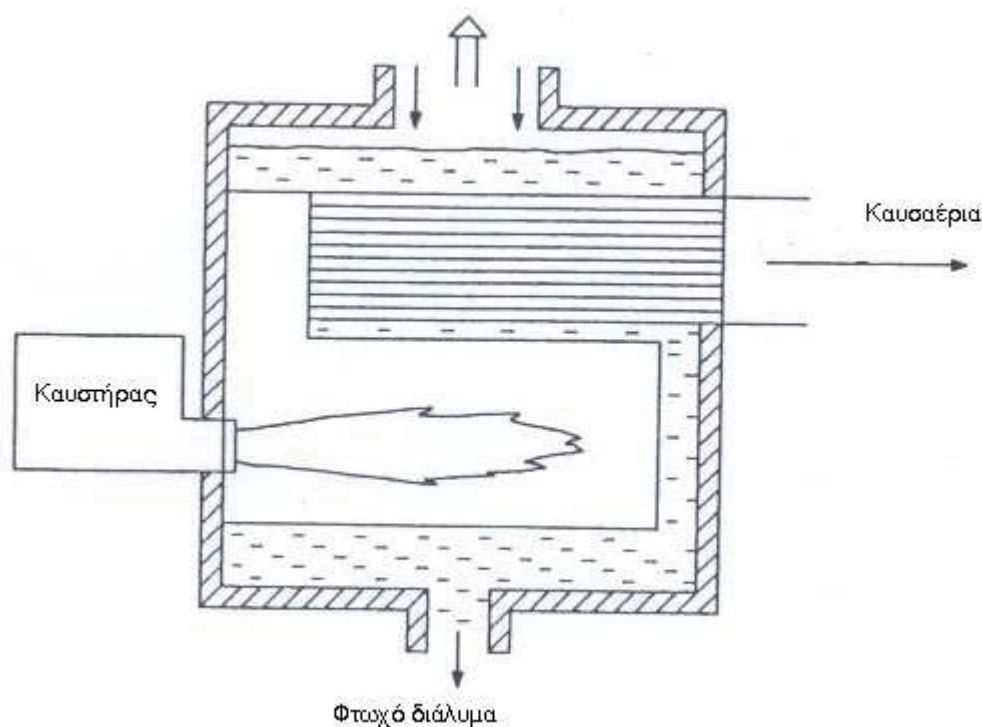
Αντιθέτως ένας καυστήρας βεβαιωμένης κυκλοφορίας εγγυάται υψηλότερο βαθμό απόδοσης μέσω της ακριβούς δοσολόγησης της παροχής αέρα και της καλής ανάμιξης, καθώς αναρροφάται μόνο όσος αέρας χρειάζεται για τη στοιχειομετρική

καύση. Επίσης για περίπου σταθερή σύνθεση αέρα καθορίζεται λόγος αέρα καύσης ίσος με 1 προς 7. Με τη βοήθεια του διαμορφώσιμου καυστήρα βεβιασμένης κυκλοφορίας μπορεί να διατίθεται η εκάστοτε απαιτούμενη θερμοκρασία στον εναλλάκτη.

Ανεξαρτήτως αυτών, η ενέργεια που είναι διαθέσιμη στα καυσαέρια δεν πρέπει να απορρίπτεται. Για τον λόγο αυτό εισάγεται στην εγκατάσταση ένας εναλλάκτης θερμότητας καυσαερίων. Σε αυτόν η θερμοκρασία μπορεί είναι χαμηλότερη από το σημείο δρόσου, γιατί το φυσικό αέριο δεν περιέχει θείο, οπότε δεν υπάρχει κίνδυνος διάβρωσης.

### 3.4.1. Καυστήρας και λέβητας

Με βάση τα προηγούμενα αποφασίστηκε ότι η θέρμανση θα γίνει με καυστήρα βεβιασμένης κυκλοφορίας. Ένας λέβητας, που να ταιριάζει σε αυτόν τον καυστήρα, αποτελείται από τον φλογοσωλήνα και τον καπναγωγό, όπως φαίνεται στο *Σχήμα 3.33*. ο λέβητας πρέπει να διασφαλίζει την καλή πρόσδοση θερμότητας στο μέσο και να παρέχει επαρκή μόνωση για τις απώλειες ακτινοβολίας. Κατά τον σχεδιασμό πρέπει να δοθεί προσοχή στο γεγονός ότι το μίγμα αμμωνίας – νερού στον εναλλάκτη μπορεί να αποκτήσει πίεση έως και 25 bar. Αντιστοίχως ισχυρά πρέπει να είναι και τα τοιχώματα του φλογοσωλήνα, οπότε επιλέγεται ένας φλογοσωλήνας με τοιχώματα κυματοειδούς διαμόρφωσης.



Σχήμα 3.33: Σκαρίφημα καυστήρα και λέβητα

Για τον υπολογισμό της διαδικασίας καύσης απαιτείται να είναι γνωστή η σύνθεση του φυσικού αερίου και η θερμογόνος ικανότητά του. Σύμφωνα με πληροφορίες από την "Hamburger Gaswerke" (Εγκαταστάσεις Φυσικού Αερίου του Αμβούργου), το φυσικό αέριο που τροφοδοτεί το δίκτυο σωληνώσεων της επιχείρησης έχει τα χαρακτηριστικά που περιγράφονται στον Πίνακα 3.10. Η θερμογόνος ικανότητα προκύπτει από την εξίσωση:

$$H_u = \frac{\sum y_{B,j} \sum (-v_{jk} \hat{h}_k^0)}{\sum y_{B,i} M_{B,i}}$$

$$H_u(25^\circ C) = 45.228 \frac{kJ}{kg}$$

Για τον υπολογισμό της θερμογόνου ικανότητας βασίζονται οι εξισώσεις των αντιδράσεων στον στοιχειομετρικό συντελεστή  $v_{jk}$  για την καύση των συστατικών  $j = CH_4, C_2H_6, C_3H_8, C_4H_{10}$  με οξυγόνο. Η μοριακή ενθαλπία  $\hat{h}_k^0$  των συστατικών που εμπλέκονται στη κάθε αντίδραση παρουσιάζεται επίσης στον Πίνακα 3.10.

	$y_{B,i}$ %	$M_{B,i}$ kg/kmol	$\hat{h}_k^0$ kJ/kmol
N <sub>2</sub>	4,10	28,0134	-
CO <sub>2</sub>	1,00	44,0100	-398,51
CH <sub>4</sub>	89,0	16,0430	-74,810
C <sub>2</sub> H <sub>6</sub>	4,07	30,0701	-84,680
C <sub>3</sub> H <sub>8</sub>	1,35	44,0970	-103,90
C <sub>4</sub> H <sub>10</sub>	0,40	58,1240	-124,70
Πεντάνιο, Βενζόλιο	0,08	(*)	(*)
O <sub>2</sub>			-
H <sub>2</sub> O <sup>G</sup>			-241,80

Πίνακας 3.10: Ανάλυση του φυσικού αερίου από την Hamburger Gaswerke (29.08.1984)

$$\hat{h}_k^0 = \hat{h}(p_0 = 1 \text{ atm}, T_0 = 298,15 \text{ K})$$

(\*) Η μοριακή μάζα του πεντανίου και του βενζολίου θεωρούνται αμελητέες, για τον λόγο αυτό τα δύο αυτά συστατικά δεν συμπεριλαμβάνονται στον υπολογισμό της καύσης.

Σύμφωνα με τον κατασκευαστή απαιτείται σταθερός λόγος αέρα  $\lambda = 1,2$ , οπότε συνυπολογίζοντας την υγρασία του αέρα καύσης μπορεί να υπολογιστεί η σύνθεση των καυσαερίων.

Το ρεύμα θερμότητας  $\dot{Q}_F$  που προσλαμβάνει το μίγμα και η μέση θερμοκρασία καυσαερίων  $T_G$  καθορίζονται από το ισοζύγιο ενέργειας για τον φλογοσωλήνα και την εξίσωση για τη μετάδοση θερμότητας μέσω ακτινοβολίας και συναγωγής:

$$\dot{Q}_F = \dot{m}_B * \{H_u(0^\circ\text{C}) + [c_{p,B}]_0^{t_B} t_B + [c_{p,FL}]_0^{t_{FL}} t_{FL} - \dot{m}_V^* [c_{p,V}]_0^{t_V} t_V\}$$

Ο δείκτης FL αντιπροσωπεύει τον υγρό αέρα.

$$\dot{Q}_F = \left( \frac{A_{ges}}{\frac{1}{\varepsilon_g} + \frac{1}{C_s \varepsilon_K} - 1} \right) \sigma_S (T_G^4 - T_K^4) + A_K a_K (T_G - T_K)$$

Όπου  $C_s = A_K / (A_K + A_W)$ ,  $\sigma_S = 5,6697 * 10^{-11} \text{ kW/m}^2\text{K}^4$  η σταθερά Stefan – Boltzmann,  $A_K$  η ψυχόμενη επιφάνεια,  $A_W$  η μονωμένη επιφάνεια,  $\varepsilon_K = 0,7$  η εκπεμπιμότητα του ψυκτικού τοιχώματος

Στη συνέχεια θα πρέπει να γίνει η υπόθεση της πλήρους ανάμιξης στον φλογοσωλήνα. Σε αυτήν την περίπτωση η θερμοκρασία των εξερχόμενων καυσαερίων  $T_V$  συμπίπτει με τη μέση θερμοκρασία καυσαερίων  $T_G$  στον φλογοσωλήνα. Η εκπεμπιμότητα για την ακτινοβολία των καυσαερίων περιγράφεται από την εξίσωση συσχέτισης για τη συνολική ακτινοβολία  $\dot{q}_{H_2O-CO_2}$ , με βάση τα δεδομένα του Škunca, όπως φαίνεται στον Πίνακα 3.11. Ο συντελεστής μεταφοράς θερμότητας δια συναγωγής εκτιμάται σύμφωνα με πειραματικά δεδομένα από τον Hottel  $\alpha_K = 0.05 \text{ kW/m}^2\text{K}$ .

$$\varepsilon_g = \varepsilon_{H_2O-CO_2} = \frac{\dot{q}_{H_2O-CO_2}}{\sigma_S T_G^4}$$

$\dot{q}_{H_2O-CO_2} = (A_1 + A_2 s + A_3 s^2) + (B_1 + B_2 s + B_3 s^2)t^2 + (C_1 + C_2 s + C_3 s^2)t^3$		
για $800 \leq t \leq 1200^\circ\text{C}$ $0,1 \leq s \leq 0,4 \text{ m}$		όπου $s = s_{gl} = 0,6 d_B$ $d_B = \eta \text{ διάμετρος του θάλαμου καύσης}$
$A_1 = 4,60 * 10^2$	$B_1 = 1,7 * 10^0$	$C_1 = 1,1667 * 10^{-3}$
$A_2 = 2,92 * 10^4$	$B_2 = 7,575 * 10^1$	$C_2 = 1,125 * 10^{-1}$
$A_3 = -2,5 * 10^4$	$B_3 = 5,75 * 10^1$	$C_3 = -9,1667 * 10^{-2}$

Πίνακας 3.11 Εξίσωση συσχέτισης για τη συνολική ακτινοβολία

Η μέση θερμοκρασία του τοιχώματος  $T_K$  στην εσωτερική πλευρά του φλογοσωλήνα συνδέεται με τη θερμοκρασία  $T_S$  του εν βρασμού ψυκτικού μέσου με την εξίσωση:

$$\dot{Q}_F = k_F A_K (T_K - T_S) \quad (3.34)$$

Για τον καθορισμό του συντελεστή θερμοπερατότητας από την παρακάτω εξίσωση πρέπει να είναι γνωστός ο συντελεστής μεταφοράς θερμότητας  $\alpha_i$  για το εν βρασμού διάλυμα.

$$\frac{1}{k_F} = \frac{s}{\lambda_W} + \frac{1}{a_i}$$

Ο Filatkin διερεύνησε εκτενώς τη συμπεριφορά βρασμού ενός μίγματος αμμωνίας – νερού και τα ερευνητικά του αποτελέσματα συνοψίζονται στην εξίσωση:

$$\frac{a_i}{\lambda'} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}} = C_1 Pr^{-0,45} \left[ \frac{C_3 c_p' T_s \rho' \sqrt{\sigma g(\rho' - \rho'')}}{(h_V \rho'')^2} \right]^{1/3} \left[ \frac{\rho'' h_V q}{C_3 T_s \lambda' g(\rho' - \rho'')} \right]^{C_2}$$

$$C_1 = 0,70 - 0,24(\xi'' - \xi')$$

$$C_2 = 0,083 + 0,33(\xi'' - \xi')$$

$$C_3 = 0,001$$

Επειδή το καύσιμο υλικό εξέρχεται του φλογοσωλήνα σε πολύ υψηλή θερμοκρασία ( $t_G \approx 400^\circ\text{C}$ ), διανέμεται στη συνέχεια σε ένα δίκτυο σωλήνων, ώστε κατά την απόψυξη του έως θερμοκρασίας  $t_V < 200^\circ\text{C}$  να προσδίδει επιπλέον θερμότητα στο ψυκτικό μέσο.

$$\dot{Q}_R = -\dot{m}_V ([c_{p,V}]_0^{t_{VA}} t_{VA} - [c_{p,V}]_0^{t_G} t_G) = a_{Vi} A (\bar{T}_V - T_K)$$

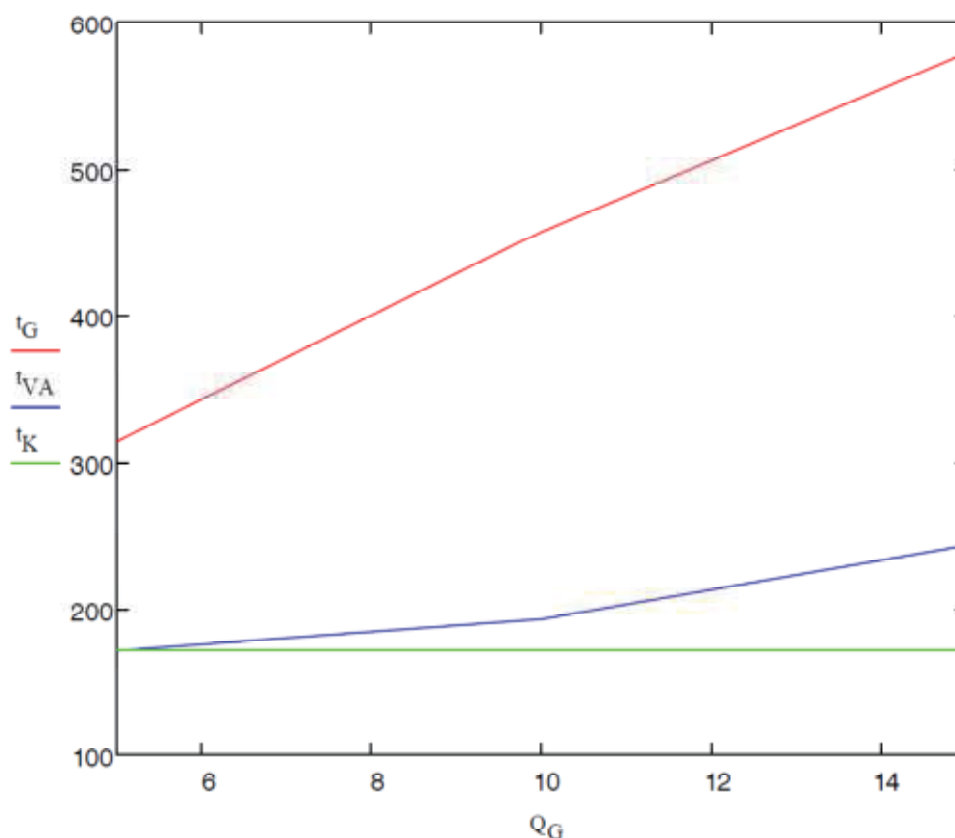
Επειδή κατά την περιγραφή της μετάδοσης θερμότητας κατά την καύση παρουσιάστηκε η αντίστοιχη σχέση (3.34) μεταξύ των θερμοκρασιών  $T_K, T_S$ , θεωρείται εδώ η  $T_K$  η μέση θερμοκρασία τοιχώματος στην εσωτερική πλευρά του σωλήνα. Η θερμοκρασιακή διαφορά  $\bar{T}_V - T_K$  έχει τον χαρακτήρα μιας μέσης τιμής πάνω στην επιφάνεια συναλλαγής.

Για τον υπολογισμό του συντελεστή μεταφοράς θερμότητας  $\alpha_{Vi}$  γίνεται αναδρομή στη γνωστή σχέση του Krausoldsche:

$$Nu = 0,032 Re^{0,8} Pr^{0,3} \left( \frac{d}{z} \right)^{0,054}$$

Συνεπώς, οποιοδήποτε ποσό θερμότητας  $\dot{Q}_G$  κι αν απαιτηθεί από την αντλία θερμότητας με απορρόφηση, για την εκάστοτε θερμοκρασία του εν βρασμού διαλύματος, θα προσαρμοστεί η δόση της παροχής μάζας του καυσίμου  $\dot{m}_B$ . Στη συνέχεια παρουσιάζονται η θερμοκρασία των καυσαερίων  $T_G$ , η μέση θερμοκρασία τοιχώματος στον θάλαμο καύσης  $T_K$ , καθώς και η θερμοκρασία εξόδου των καυσαερίων  $T_{VA}$ .

Με την προσομοίωση της καύσης με φυσικό αέριο σύνθεσης ίδιας με αυτή στον Πίνακα 3.10, σε έναν θάλαμο καύσης με τις διαστάσεις που περιγράφονται στην Παράγραφο 4.2, Πίνακας 4.4, προκύπτουν οι θερμοκρασιακές καμπύλες που παρουσιάζονται στο Σχήμα 3.34.



Σχήμα 3.34: Χαρακτηριστικές θερμοκρασίες της ατμογεννήτριας σε σχέση με την προσδιδόμενη θερμότητα για  $t_B = 25^\circ\text{C}$ ,  $t_L = -10^\circ\text{C}$ ,  $\lambda = 1,2$

### 3.4.2. Εναλλάκτης θερμότητας καυσαερίων

Ο Meckel απέδειξε με την έρευνά του ,ότι η χρήση ενός εναλλάκτη θερμότητας καυσαερίων είναι αποτελεσματική για την τελική θέρμανση του νερού θέρμανσης στην απαιτούμενη θερμοκρασία με τη βοήθεια των καυσαερίων από την ατμογεννήτρια. Για αυτή τη συναλλαγή θερμότητας προτιμάται μια διασταυρούμενη δέσμη σωλήνων. Ωστόσο για τον υπολογισμό δεν χρειάζεται διαφορετική διαδικασία, όπως στον ατμοποιητή, γιατί ο συντελεστής μεταφοράς θερμότητας δεν αλλάζει σχεδόν καθόλου κατά μήκος της επιφάνειας συναλλαγής. Σε αυτή την περίπτωση υπάρχει μια απλή διαδικασία υπολογισμού για τις μεταβολές της θερμοκρασίας, για κάθε παραλλαγή της μετάδοσης θερμότητας σε δέσμες σωλήνων διασταυρούμενης ροής, την οποία εισήγαγε ο Braun. Η χρήση της προϋποθέτει, ότι η παροχή μάζας που διαρρέει τον σωλήνα είναι πλήρως αναμεμιγμένη και ότι η θερμοκρασία εισόδου της εξωτερικής ροής είναι ομογενώς κατανομημένη. Ο αριθμός NTU από πλευράς αερίου και η απόδοση του ρεύματος για ίσο αριθμό  $n$  σειρών σωλήνων:

$$\bar{\epsilon}_i = \frac{k_i A_i}{\dot{m}_V c_{p,V}} = \frac{(kA)/n}{\dot{m}_V c_{p,V}}$$

$$b_i = \frac{\dot{m}_V c_{p,V}}{\dot{m}_W c_{p,W}}$$

Οι αδιάστατες θερμοκρασιακές διαφορές, οι οποίες συνδέονται μεταξύ τους με το ισοζύγιο ενέργειας για την αδιαβατική μετάδοση θερμότητας, προκύπτουν από τις σχέσεις του Braun (Πίνακας 3.12). Ισχύουν για ευθυγραμμισμένη τοποθέτηση σωλήνων διασταυρούμενης ροής και αντιρροής.

$$\Phi_W = \frac{t_{WE} - t_{WA}}{t_{WE} - t_{VE}}$$

$$\Phi_V = \frac{t_{VA} - t_{VE}}{t_{WE} - t_{VE}}$$

$$\Phi_V = \Phi_W / b_i$$

Μία σειρά σωλήνων (n=1):	$\Phi_W = 1 - 1/e^{\epsilon b}$
Τρεις σειρές σωλήνων και διασταυρώσεις (n=3):	$\Phi_W = 1 - \left\{ \left(1 - \frac{\epsilon}{2}\right)^2 e^{3\epsilon b} + \frac{\epsilon}{2} \left[ 1 + \left(1 - \frac{\epsilon}{2}\right) (1 - 2\epsilon b) \right] e^{\epsilon b} \right\}^{-1}$
Πέντε σειρές σωλήνων και διασταυρώσεις (n=5):	$\Phi_W = 1 - \left\{ \left(1 - \frac{\epsilon}{2}\right)^4 e^{5\epsilon b} + \frac{3}{2} \epsilon \left(1 - \frac{\epsilon}{2}\right)^2 \left[ 1 - 2 \left(1 - \frac{\epsilon}{2}\right) \left(\epsilon b + \frac{1}{6}\right) \right] e^{3\epsilon b} + \left(\frac{\epsilon^3}{8} + \epsilon \left(1 - \frac{\epsilon}{2}\right) \left[ \frac{3}{4} \epsilon + \left(1 - \frac{\epsilon}{2}\right)^2 - \left[ \left(1 - \frac{\epsilon}{2}\right) + \frac{\epsilon^2}{2} \right] \epsilon b + \frac{\epsilon}{2} \left(1 - \frac{\epsilon}{2}\right) (\epsilon b)^2 \right] \right\}^{-1}$
$\epsilon = 1 - e^{-a}$	
$\bar{\epsilon} = \frac{k \frac{A}{n}}{\dot{m}_V c_{p,V}}$	$b = \frac{\dot{m}_V c_{p,V}}{\dot{m}_W c_{p,W}}$

Πίνακας 3.12 Εξισώσεις για το  $\Phi_W$

Για να βελτιωθεί η εξωτερική μεταφορά θερμότητας οι σωλήνες φέρουν πτερύγια. Κατά συνέπια ο συντελεστής μεταφοράς θερμότητας για τα καυσαέρια μπορεί να υπολογιστεί από την *Εξίσωση 3.33* της Παραγράφου 3.3.3. Με την απλοποιημένη υπόθεση ότι  $Le=1$ , γράφεται ο διορθωμένος συντελεστής μεταφοράς θερμότητας για ταυτόχρονη συμπίκνωση:

$$a_V = a_V E_{Ty} \left[ 1 + \frac{M_{H_2O}}{M_V} \frac{\left( \frac{y_{H_2O} - y_{S,H_2O}}{1 - y_{S,H_2O}} \right)}{c_{p,V} (t_V - t_K)} \right] h_{V,H_2O}(t_K)$$

Όπου:

$$E_{Ty} = E_T = E_y = \frac{\Phi}{1 - \exp(-\Phi)}$$

$$\Phi = \frac{\Delta \dot{n}_{H_2O}^* \hat{c}_{p,V}}{a_V}$$

Αυτή η εξίσωση ισχύει για το  $a_V$  μόνο όταν η θερμοκρασία είναι χαμηλότερη του σημείου δρόσου των καυσαερίων. Οι ποσότητες συμπυκνώματος που προκύπτουν είναι κατά κανόνα μικρές.



### 3.5. Εκτονωτικές βαλβίδες και αντλίες του διαλύματος

Επειδή οι διαδικασίες μιας αντλίας θερμότητας με απορρόφηση λαμβάνουν χώρα σε δύο διαφορετικές πιέσεις, είναι αναγκαίος ο εξοπλισμός της εγκατάστασης με εκτονωτικές βαλβίδες και μια αντλία διαλύματος. Οι εκτονωτικές βαλβίδες φροντίζουν για την πτώση της πίεσης σε δύο περιπτώσεις:

- Από την πίεση του συμπυκνωτή στην πίεση του ατμοποιητή
- Από την πίεση της ατμογεννήτριας στην πίεση του απορροφητή

Ταυτόχρονα η εκτονωτική βαλβίδα επιφορτίζεται με τον ρόλο του ρυθμιστή της εισροής, ο οποίος καθιστά δυνατή τη μεταφορά του αποθηκευμένου εργαζόμενου μέσου από τον συμπυκνωτή στον απορροφητή και αντίστροφα. Η ρύθμιση της ροής θεωρείται αδιαβατική διαδικασία, οπότε ισχύει:

$$h_E + \frac{1}{2} w_E^2 = h_A + \frac{1}{2} w_A^2$$

Όπου ο δείκτης E σημαίνει είσοδος και ο δείκτης A έξοδος.

Στην αντλία διαλύματος αυξάνεται η πίεση του πλούσιου διαλύματος από το επίπεδο του απορροφητή στο επίπεδο της ατμογεννήτριας. Υπό την προϋπόθεση ότι το διάλυμα είναι ασυμπίεστο, το τεχνικό έργο της αντλίας διαλύματος είναι:

$$w_t = (p_A - p_E) v_f / \eta_{LP}$$

Μια πραγματοποιήσιμη τιμή για τον βαθμό απόδοσης είναι η  $\eta_{LP} = 0,6$ . Με σκοπό να συμψηφιστούν οι όποιες αποκλίσεις από την αρχική υπόθεση, ο ειδικός όγκος υπολογίζεται με βάση τη μέση τιμή:

$$v_f = \frac{1}{2} (v_{f,A} + v_{f,E})$$

#### 4. Διαστασιολόγηση και ερμηνεία

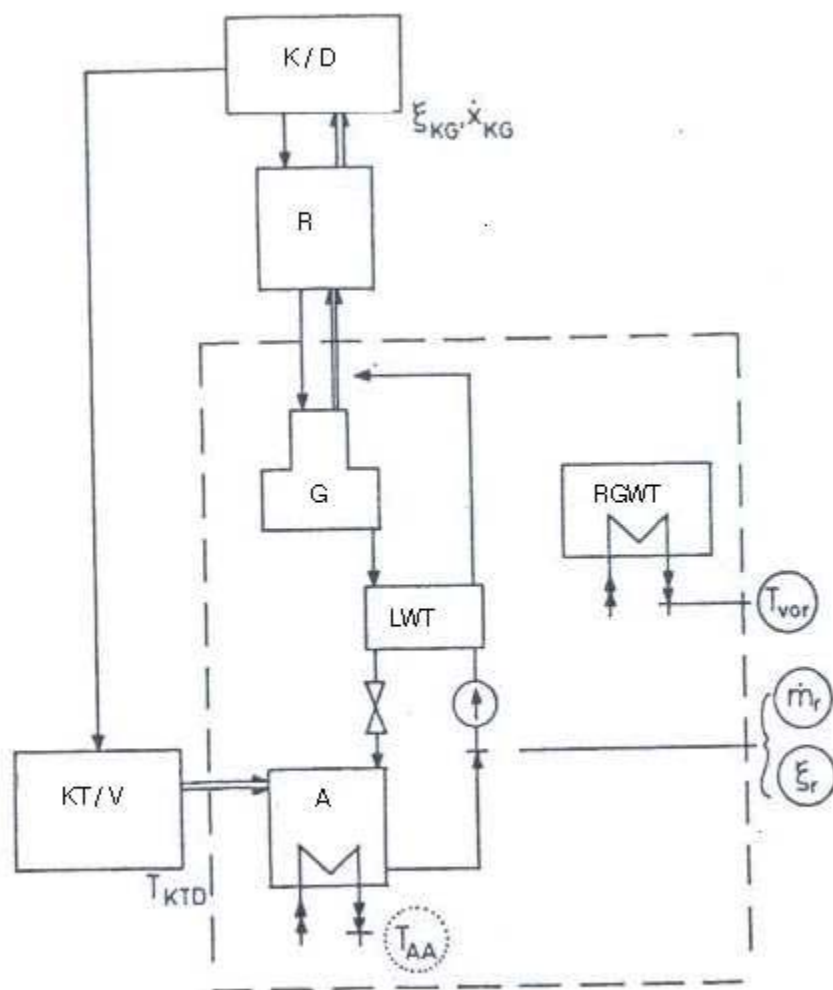
##### 4.1. Υπολογισμός της διαδικασίας

Με σκοπό να είναι πάντα άμεσα διαθέσιμη θερμότητα για τη θέρμανση των κατοικιών σε κάθε θερμοκρασία περιβάλλοντος  $t_u$ , θα πρέπει το νερό θέρμανσης να ρέει πάντα υπό σταθερή παροχή μάζας  $\dot{m}_K$  στη θερμοκρασία ανακυκλοφορίας του συστήματος  $t_{Ruck}$ , που καθορίζεται από την καμπύλη θέρμανσης. Η θερμοκρασία ροής  $t_{Vor}$  που αντιστοιχεί σε κάθε θερμοκρασία ανακυκλοφορίας (*Εξίσωση 2.2*), θα επιτυγχάνεται τότε μέσω της αντίστοιχης διαδικασίας.

Πριν ξεκινήσει ο υπολογισμός της διαδικασίας με τα μοντέλα που περιγράφηκαν στην Παράγραφο 3 για τις επιμέρους διατάξεις, πρέπει να προηγηθεί η λεπτομερής κατασκευή της εγκατάστασης. Πρέπει δηλαδή να διαστασιολογηθούν όλες οι επιφάνειες συναλλαγής θερμότητας και μάζας για ένα προεπιλεγμένο επίπεδο λειτουργίας. Με την υπόθεση ότι ο καυστήρας και η αντλία του διαλύματος είναι αβαθμίδωτα ρυθμιζόμενοι, λαμβάνουμε όλα τα μεγέθη που περιγράφουν τη διαδικασία για θερμοκρασία σχεδιασμού  $t_{uA}$ .

Ο διαχωρισμός της εγκατάστασης της αντλίας θερμότητας με απορρόφηση σε επιμέρους διατάξεις είναι αναγκαίος για τον επιτυχή υπολογισμό. Τα καταστατικά και τα χαρακτηριστικά της διαδικασίας μεγέθη στις διατάξεις αυτές θα υπολογίζονται σε σχέση με ανεξάρτητες μεταβλητές (που αναφέρονται στη συνέχεια) και θα ακολουθεί επαναληπτική διαδικασία έως ότου τα αποτελέσματα συγκλίνουν με τις απαιτήσεις σύνδεσης με την επόμενη διάταξη. Η προσομοίωση διεξάγεται έτσι ώστε ο κλάδος του ψυκτικού μέσου να υπολογίζεται χωριστά από το κύκλωμα του διαλύματος. Έχει αποδειχτεί ότι ο οικονομικότερος τρόπος είναι ο διαχωρισμός του κλάδου αυτού σε δύο υποσυστήματα: συμπυκνωτή, διαχωριστή νερού, στήλης ενίσχυσης και ψύκτη, εκτονωτικής βαλβίδας, ατμοποιητή. Το κύκλωμα του διαλύματος αποτελείται λοιπόν από την αμογεννήτρια με τη στήλη παραγωγής, τον εναλλάκτη θερμότητας του διαλύματος, την εκτονωτική βαλβίδα, τον απορροφητή και την αντλία. Μαζί με τον εναλλάκτη θερμότητας καυσαερίων διαχωρίζεται αυτός ο όγκος ελέγχου, όπως φαίνεται στο *Σχήμα 4.1*. Με αυτόν τον τρόπο υπολογίζεται ο κλάδος του ψυκτικού μέσου απλά, ώστε να είναι άμεσα γνωστά τα μεγέθη που χρειάζονται στον υπολογισμό του κυκλώματος του διαλύματος.

Ο υπολογισμός ξεκινά με το σύστημα διατάξεων συμπυκνωτή – διαχωριστή νερού. Ως αρχικές τιμές, οι οποίες είναι δεδομένες, επιλέγονται τα καταστατικά μεγέθη του πλήρως αναμεμιγμένου αερίου: η πίεση  $p_{KG}$ , η περιεκτικότητα σε ατμό  $\dot{x}_{KG}$ , η κατά μάζα σύσταση σε αμμωνία  $\xi_{KG}$  στο δοχείο του συμπυκνωτή, καθώς και η θερμοκρασία εξόδου του νερού θέρμανσης  $T_{KA}$ , βλ. *Σχήμα 4.2*. Ο υπολογισμός του συμπυκνωτή δίνει την παροχή μάζας του ατμού  $\dot{m}_D$ , η οποία θα πρέπει να επαληθευθεί με τον διαχωριστή νερού. Ταυτόχρονα προκύπτουν τα μεγέθη  $p_D, T_D, \xi_D$  του βελτιωμένου ατμού. Λόγω του ενιαίου κλάδου του νερού θέρμανσης ΚΔΑ η θερμοκρασία εισόδου του νερού θέρμανσης στον ψύκτη ανακυκλοφορίας είναι  $T_{DE} = T_{KA}$ , οπότε όλα τα μεγέθη εξόδου είναι γνωστά για τον υπολογισμό του διαχωριστή νερού.



Σχήμα 4.1: Σκαρίφημα διαδικασίας υπολογισμού

Λόγω της απαίτησης να συμπίπτει η θερμοκρασία του νερού θέρμανσης στην είσοδο του συμπυκνωτή με τη θερμοκρασία ανακυκλοφορίας και να συμπίπτει η περιεκτικότητα σε ατμό του ανερχόμενου από κάθε επίπεδο του αναβελτιωτή με την επιθυμητή τιμή σχεδιασμού, θα πρέπει οι τιμές των  $p_{KG}$ ,  $T_{KA}$  να εκπληρούν τις Εξισώσεις 4.1 και 4.2. συνεπώς παραμένουν ανεξάρτητες μεταβλητές η κατά μάζα σύσταση  $\xi_{KG}$  και η περιεκτικότητα σε ατμό  $\dot{x}_{KG}$ .

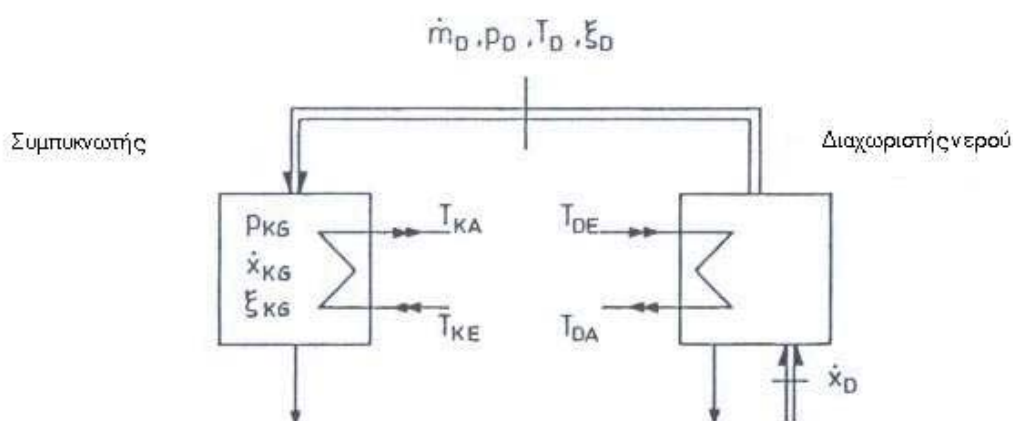
$$T_{KE} = T_{Ruck} \quad (4.1)$$

$$\dot{x}_D = (\dot{x}_D)_{soll} = 0,984 \quad (4.2)$$

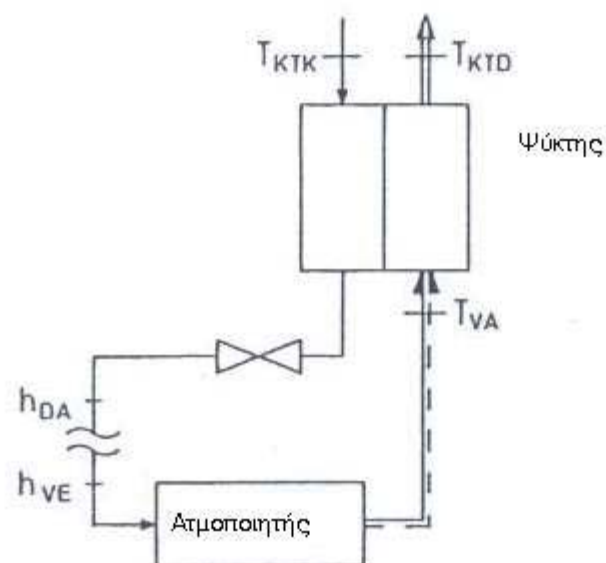
Μετά το πέρας της επαναληπτικής διαδικασίας γίνεται η σύνδεση με τον υπολογισμό του υποσυστήματος ψύκτη – στραγγαλιστικής βαλβίδας – ατμοποιητή, λαμβάνοντας υπόψιν τις παρακάτω υποθέσεις:

- Στον ατμοποιητή προσλαμβάνεται θερμότητα μόνο από το περιβάλλον
- Στον ψύκτη συμβαίνει μια μεταεξάτμιση

Με αυτά υπολογίζεται επαναληπτικά η πίεση του παραγόμενου ατμού στην έξοδο του ψύκτη, η οποία ταυτίζεται με την πίεση στον απορροφητή  $p_A$ . Η θερμοκρασία  $T_{KT D}$  του παραγόμενου ατμού στην έξοδο του ψύκτη πρέπει αφενός να είναι μικρότερη από τη θερμοκρασία συμπίκνωσης στην είσοδο  $T_{KT K}$ , αφετέρου η εξαρτημένη θερμοκρασία του υγρού ατμού  $T_{VA}$  στην έξοδο του ατμοποιητή να είναι μικρότερη από τη θερμοκρασία περιβάλλοντος, βλ. Σχήμα 4.3.



Σχήμα 4.2: Διάταξη συμπυκνωτή – διαχωριστή νερού



Σχήμα 4.3: Διάταξη ψύκτη – εκτονωτικής βαλβίδας - ατμοποιητή

Από τον υπολογισμό για το πρώτο υποσύστημα είναι γνωστά η παροχή μάζας του ψυκτικού μέσου και η κατάσταση του κατά την είσοδο στον ψύκτη. Η θερμοκρασία  $T_{KTD}$  είναι γνωστή και η πίεση του απορροφητή  $p_A$  εκτιμάται όπως προαναφέρθηκε. Στη συνέχεια πρέπει να υπολογιστούν βηματικά οι αλλαγές φάσης στον ατμοποιητή και τον ψύκτη. Το αποτέλεσμα είναι η ειδική ενθαλπία  $h_{DA}$  του ψυκτικού μέσου μετά την στραγγαλιστική βαλβίδα και η  $h_{VE}$  στην είσοδο του ατμοποιητή, οι οποίες πρέπει να είναι ίσες.

Η εκτίμηση για την πίεση του απορροφητή  $p_A$  προσεγγίζεται επαναληπτικά ώστε να ισχύει  $|h_{DA} - h_{VE}| \leq \varepsilon_H$ , όπου το  $\varepsilon_H$  είναι ένα προκαθορισμένο όριο.

Τώρα είναι αναγκαίος ο υπολογισμός του κυκλώματος του διαλύματος, ο οποίος είναι δομημένος κατά τέτοιο τρόπο, ώστε οι τρεις μεταβλητές  $T_{VOT}, \dot{m}_r, \xi_r$  να πρέπει να προκύψουν επαναληπτικά, για να πληρούνται οι προϋποθέσεις στα σημεία επαφής με τις υπόλοιπες διατάξεις. Με τη βοήθεια των ήδη γνωστών τιμών από το υποσύστημα συμπυκνωτή – διαχωριστή νερού ο υπολογισμός ξεκινά από τη στήλη διόρθωσης, την παροχή μάζας καυσίμου και την απόψυξη των καυσαερίων στον εναλλάκτη θερμότητας καυσαερίων. Επειδή τα καυσαέρια είναι το τελευταίο στάδιο θέρμανσης του νερού, γίνεται γνωστή η θερμοκρασία εξόδου του νερού θέρμανσης από τον απορροφητή, καθώς θα ισχύει  $T_{RGWTE} = T_{AA}$ . Στη συνέχεια με γνωστά τα καταστατικά μεγέθη  $P, T$  και  $\xi$  για το εκρέον από τον ατμοποιητή φτωχό διάλυμα και για το εισρέον πλούσιο, μπορούν να υπολογιστούν οι αλλαγές φάσης στον εναλλάκτη θερμότητας. Έτσι καθορίζονται επίσης η κατάσταση του φτωχού διαλύματος στην στραγγαλιστική βαλβίδα και του πλούσιου στην αντλία διαλύματος. Η τελευταία διάταξη για την οποία γίνεται υπολογισμός είναι ο απορροφητής. Εκτός από την κατά μάζα σύσταση  $\xi_{AG}$  και τη θερμοκρασία  $T_{AG}$  της αέριας φάσης, όλες οι υπόλοιπες τιμές είναι διαθέσιμες. Οπότε τόσο η ροή του φτωχού διαλύματος στον απορροφητή, όσο και η θερμοκρασία εξόδου του νερού θέρμανσης από αυτόν  $T_{AA}$  είναι γνωστές. Το ίδιο ισχύει και για την πίεση του απορροφητή. Τα μεγέθη  $\xi_{AG}$  και  $T_{AG}$  χρησιμοποιούνται για την επαλήθευση της σύνθεσης και της ειδικής ενθαλπίας του ατμού, τα οποία είχαν προκύψει από τον υπολογισμό του υποσυστήματος ψύκτη –στραγγαλιστικής βαλβίδας - ατμοποιητή.

Με την επιτυχή ολοκλήρωση της επαναληπτικής διαδικασίας μπορούμε να υπολογίσουμε τα σφάλματα των τελικών παραδοχών:

$$F_1 = \frac{\dot{m}_D - \dot{m}_{G,zu}}{\dot{m}_D}$$

$$F_2 = \frac{T_{AE} - T_{DA}}{T_{DA}}$$

$$F_3 = (\dot{Q}_G + \dot{Q}_V - |\dot{Q}_K| - |\dot{Q}_D| - |\dot{Q}_A| + P_{LP}) / (\dot{Q}_V - |\dot{Q}_K| - |\dot{Q}_D|)$$

Το  $F_1$  για την παροχή μάζας ατμού στον απορροφητή, το  $F_2$  για τη θερμοκρασία εισόδου του νερού θέρμανσης στον απορροφητή και το  $F_3$  για τη ροή ενθαλπίας του πλούσιου διαλύματος κατά την έξοδο από τον απορροφητή. Η επίλυση του συστήματος των τριών εξισώσεων  $F_i = 0 \quad i = 1,2,3$  δίνει τις ζητούμενες τιμές των

μεταβλητών  $T_{Vor}$ ,  $\dot{m}_r$ ,  $\xi_r$ . Η θερμοκρασία ροής  $T_{Vor}$  πρέπει να συμπίπτει με την τιμή της καμπύλης θέρμανσης, οπότε οι ελεύθερες παράμετροι τις διαδικασίας μεταβάλλονται μέχρι να συμβεί αυτό. Οι παράμετροι αυτές είναι η περιεκτικότητα σε ατμό  $\dot{x}_{KG}$ , η κατά μάζα σύσταση σε αμμωνία  $\xi_{KG}$  στο δοχείο του συμπυκνωτή, καθώς και η θερμοκρασία  $T_{KTD}$  στον ψύκτη. Αν και δεν μπορεί να προκαθορισθεί μια περιοχή τιμών για τις συγκεκριμένες παραμέτρους, ο τρόπος αυτός προσέγγισης έχει αποδειχθεί επιτυχής. Αντιθέτως δεν μπορεί να επιλυθεί ένα σύστημα, το οποίο να περιγράφει ταυτόχρονα όλη τη διαδικασία με τουλάχιστον έξι μεταβλητές. Επειδή η δημιουργία των προσεγγιστικών παραδοχών για τις αριθμητικές μεθόδους οδηγεί λόγω της διαφορετικής επίδρασης των παραμέτρων στη διαδικασία στο να αποκλίνουν μεταξύ τους τα στοιχεία των πινάκων του Jacobi κατά πολλές τάξεις μεγέθους, έως και  $10^8$ . Η κλιμακοποίηση δεν προλαμβάνει την κακή κατάσταση αυτού του πίνακα. Εκτός αυτού τα σφάλματα  $F_i$  δεν μπορούν να συσταθούν με βάση την παρακάτω ρύθμιση, αλλά με βάση δύο όρους, οι οποίοι να αλλάζουν σε κάθε επανάληψη.

$$F_i = \frac{f_i - f_i^*}{f_i^*} \qquad f_i^* = \text{σταθερό}$$

Και οι δύο εκδοχές επιδρούν αρνητικά, στο ότι για τον καθορισμό των όρων  $f_i, f_i^*$  απαιτούνται περισσότερες επαναλήψεις τόσο από τον υπολογισμό των καταστατικών μεγεθών όσο και των μερικών διεργασιών στις επιμέρους διατάξεις και άρα ο αριθμός των αξιόπιστων θέσεων των  $f_i, f_i^*$  μεταξύ 3 και 4 είναι μικρότερος από την ακρίβεια του υπολογισμού. Η ακόλουθη δημιουργία διαφορών για τις προσεγγιστικές παραδοχές οδηγεί σε επιπλέον απώλεια αξιόπιστων θέσεων. Ούτε ο υπολογισμός με 16 αντί για 8 θέσεις, ούτε η χρήση μιας άλλης αριθμητικής μεθόδου χωρίς παραδοχές, της μεθόδου των τεμνουσών, επιφέρει βελτίωση. Επίσης με τη μέθοδο των τεμνουσών φαίνεται ότι για σχετικό σφάλμα 1%, οι διαφορές είναι πολύ μικρές και η απώλεια σε θέσεις πολύ μεγάλη.

Αντιθέτως μπορεί να απαιτηθεί για όλους τους υπολογισμούς, οι οποίοι οδηγούν στα σφάλματα του συστήματος 4.4, ένα σχετικό σφάλμα της τάξης του  $\varepsilon_i \leq 10^{-8}$

Έτσι τα σφάλματα ελαχιστοποιούνται για τιμές μικρότερες του  $\varepsilon_i \leq 10^{-5}$ .

Οι υπολογισμοί έγιναν στο υπολογιστικό σύστημα Sperry 1100/82 του Πανεπιστημίου του Ομόσπονδου Κρατιδίου του Αμβούργου. Η διάρκεια κάθε υπολογιστικού κύκλου ήταν μεταξύ 80 και 220 λεπτών.

#### 4.2. Δεδομένα της ερμηνείας

Για τη διαστασιολόγηση των διατάξεων της αντλίας θερμότητας με απορρόφηση καθορίζονται η θερμοκρασία σχεδιασμού  $t_{uA}$  και η απαραίτητη θερμική απόδοση, όπως παρουσιάζονται στον Πίνακα 2.1. Σκοπός είναι η βελτιστοποίηση της διαδικασίας της αντλίας θερμότητας σε σχέση με τον βαθμό απόδοσης, λαμβάνοντας υπ'όψιν ότι η πίεση της εγκατάστασης δεν πρέπει να υπερβαίνει τα 25 bar και η θερμοκρασία στις στήλες τους 180°C. Τα δεδομένα της απόδοσης των επιμέρους διατάξεων προκύπτουν από τον υπολογισμό της διαδικασίας, ο οποίος διεξήχθη χωρίς να είναι γνωστά τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά της εγκατάστασης και μόνο μέσω ισολογισμών ενέργειας και μάζας με τις αντίστοιχες παραμέτρους απωλειών. Επειδή όλα τα μεγέθη είναι ανηγμένα ανά 1 kg ατμού αμμωνίας, μόνο η παροχή μάζας του ατμού πρέπει να μετατραπεί για την θερμική απόδοση. Οι υπολογισμοί της Παραγράφου 3 εκτελούνται για τη διαστασιολόγηση των επιφανειών συναλλαγής των επιμέρους διατάξεων. Η θερμοτεχνική μέθοδος υπολογισμού της Παραγράφου 4.1 καθιστά δυνατό τον υπολογισμό όλων των συνθηκών στην εγκατάσταση, μέσω της σύνδεσης όλων των διατάξεων.

Η θερμοκρασία σχεδιασμού είναι  $t_{uA} = -10^{\circ}\text{C}$  και η θερμική απόδοση  $\dot{Q}_H(t_{uA}) = 11 \text{ kW}$ . Ως βασικό υλικό για τις διατάξεις χρησιμοποιείται μη κραματωμένος χάλυβας με συντελεστή θερμικής αγωγιμότητας  $\lambda = 40 \text{ W/mK}$ .

Οι διαστρωματικές συσκευές έγχυσης/ διάχυσης συμπυκνωτής, διαχωριστής νερού και απορροφητής περιγράφονται από τις διαστάσεις των σπειροειδών σωληνώσεων: την εξωτερική διάμετρο του σωλήνα  $d_R$ , το πάχος του σωλήνα  $s_R$ , τη διάμετρο του σπειρώματος στη σειρά των σωληνώσεων  $D_W$ , τον αριθμό των δακτυλίων των σπειρωμάτων  $n_W$  (Πίνακας 4.1). Σε αντίθεση με τις άλλες δύο συσκευές στον απορροφητή είναι συνδεδεμένοι έξι σπειροειδείς σωλήνες ( $n_{RW}$ ) παράλληλα. Ο διαχωριστής νερού είναι εξοπλισμένος με έναν μηχανισμό μεταβολής της διαμέτρου  $D_K$ . Επίσης οι δύο ομοαξονικοί εναλλάκτες θερμότητας περιγράφονται ως συσκευές σωληνώσεων με εσωτερικές διαμέτρους του εσωτερικού σωλήνα  $d_R$  και του εξωτερικού σωλήνα  $D_R$  (Πίνακας 4.2).

Διάταξη	$d_R$	$s_R$	$D_W$	$n_W$	$n_{RW}$	$D_K$
	mm	mm	mm	-	-	mm
Συμπυκνωτής	6	1	70	15	1	-
Διαχωριστής νερού	5	1	100	18	1	93
Απορροφητής	6	1	70	30	6	-

Πίνακας 4.1: Διαστάσεις των συσκευών σπειροειδών σωληνώσεων

Διάταξη	$d_R$	$s_R$	$D_R$	$D_W$	$n_W$
	mm	mm	mm	mm	-
Εναλλάκτης θερμότητας	9	1	15	250	35
Ψύκτης	10	0,5	12	80	5

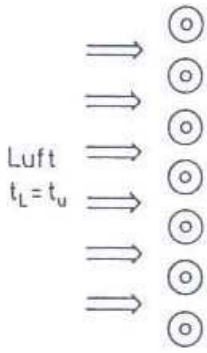
Πίνακας 4.2: Διαστάσεις των ομοαξονικών εναλλακτών θερμότητας



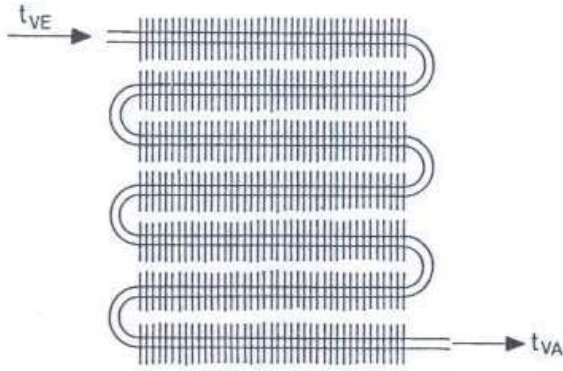
Η κατασκευή του ατμοποιητή προβλέπει ένα μητρώο σωλήνων με επιφανειακή διαμόρφωση, μέσω του οποίου ρέει το ψυκτικό μέσο, βλ. *Σχήμα 4.5*. Οι σωλήνες διαρρέονται με την ίδια παροχή μάζας από τον εξωτερικό αέρα (*Σχήμα 4.4*) και υπάρχει διασταυρούμενη ροή με μια σειρά σωλήνων. Εκτός από τον αριθμό των σωλήνων  $n_R$ , είναι αναγκαία και τα δεδομένα για την απόσταση των διαμορφώσεων  $a$ , το πάχος τους  $s$ , το ύψος τους  $h$ , την εγκάρσια διατομή τους  $s_q$  και τον αριθμό τους ανά σωλήνα  $n_{RR}$ , όπως παρουσιάζονται στον *Πίνακα 4.3*.

$d_R$	$s_R$	$a$	$s$	$h$	$s_q$	$n_{RR}$	$n_R$
mm	mm	mm	mm	mm	mm	-	-
15	1	3	1	22	66	340	21

Πίνακας 4.3: Διαστάσεις του ατμοποιητή



Σχήμα 4.4: Πλάγια όψη του ατμοποιητή



Σχήμα 4.5: Πρόσοψη του ατμοποιητή

Το ρεύμα της αποδιδόμενης στην εγκατάσταση θερμότητας προέρχεται από την καύση φυσικού αερίου σε έναν κυλινδρικό θάλαμο καύσης με μήκος  $L_B$ , διάμετρο  $D_B$ , πάχος τοιχωμάτων  $s_B$ . Πριν τα ζεστά καυσαέρια εξέλθουν από την ατμογεννήτρια ψύχονται περαιτέρω σε πολλαπλές διαδρομές καυσαερίων  $n_R$  με εξωτερική διάμετρο σωλήνων  $d_R$  και πάχος τοιχωμάτων  $s_R$ , *Πίνακας 4.4*. Ο εναλλάκτης θερμότητας καυσαερίων για την τελευταία θέρμανση του νερού είναι δομημένος όπως ο ατμοποιητής ως εναλλάκτης με σωλήνες με επιφανειακή διαμόρφωση (*Πίνακας 4.5*).

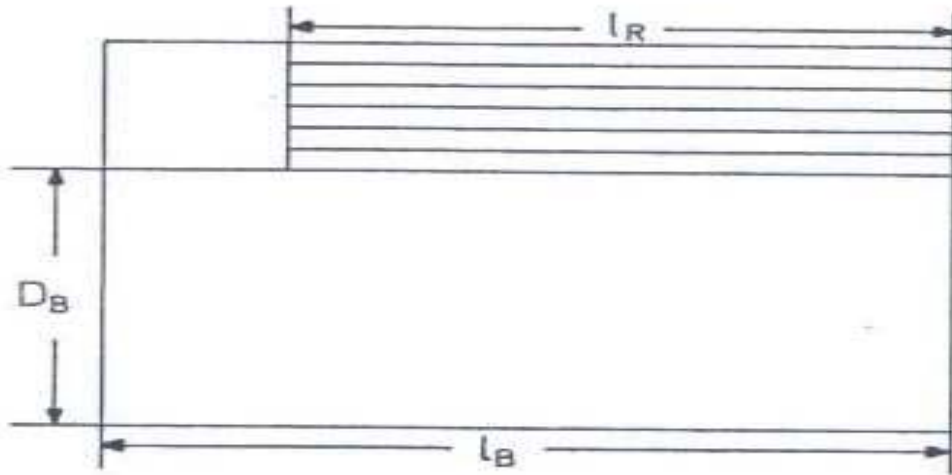
$L_B$	$D_B$	$s_B$	$d_R$	$s_R$	$n_R$
mm	mm	mm	mm	mm	-
500	300	5	20	1,8	36

Πίνακας 4.4: Διαστάσεις του θάλαμου καύσης σχετικά με τα καυσαέρια

$d_R$	$s_R$	$a$	$s$	$h$	$s_q$	$n_{RR}$	$n_R$
mm	mm	mm	mm	mm	mm	-	-
18	1,8	2	0,3	20	70	215	7

Πίνακας 4.5: Διαστάσεις του εναλλάκτη θερμότητας καυσαερίων





Σχήμα 4.6: Σκαρίφημα του λέβητα με τις σωληνώσεις των καυσαερίων

Η προετοιμασία του ατμού στον λέβητα επιτυγχάνεται από 6 επίπεδα διόρθωσης, 4 ενίσχυσης και 2 παραγωγής. Για τον ατμοποιητή θεωρείται σταθερή παροχή όγκου αέρα  $\dot{V}_L = 2700 \text{ m}^3/\text{h}$ . Ο εξωτερικός αέρας πρέπει για όλες τις συνθήκες περιβάλλοντος να έχει σχετική υγρασία 70%. Η αναγκαία ποσότητα καύσιμης ύλης υπολογίζεται όπως φαίνεται στην Παράγραφο 3.4.1.

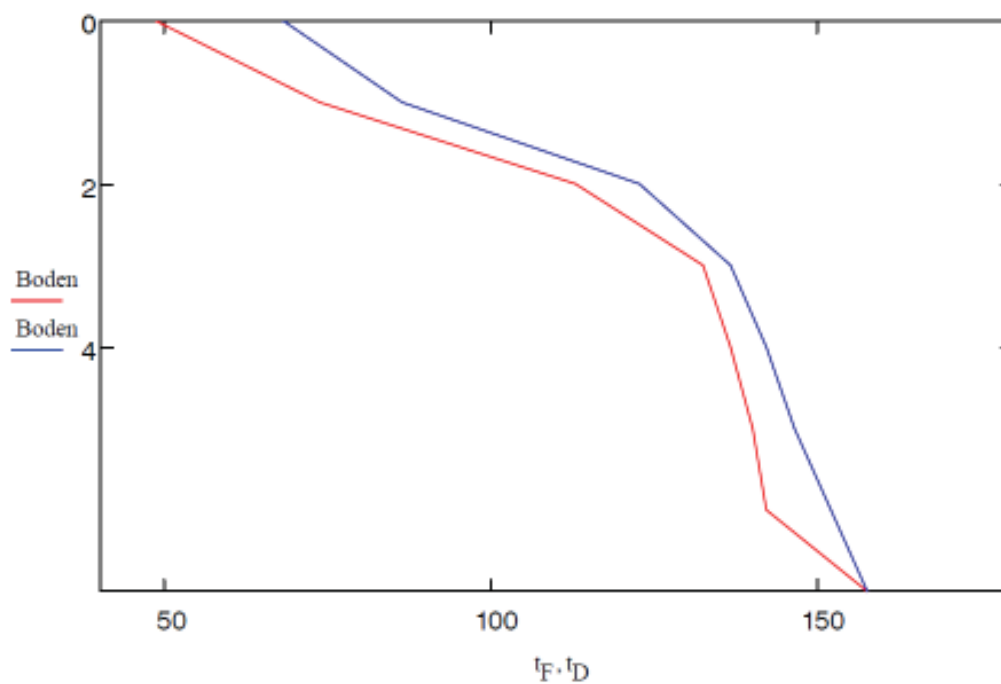
Οι παράμετροι απωλειών για την θερμοδυναμική ερμηνεία κατά τον Molt προσαρμόστηκαν στα πειραματικά αποτελέσματα του Meckel και συμπεριλήφθηκαν στην περιγραφή της διαδικασίας του ποσοστού υγρασίας του ατμού της αμμωνίας. Η θερμότητα που ανακτάται στον εναλλάκτη θερμότητας καυσαερίων διορθώνεται έμμεσα μέσω της διόρθωσης της θερμοκρασίας ροής σε μια ψευδο-θερμοκρασία

$$T'_{Vor} = T_{Vor} - \Delta T_{RGWT}$$

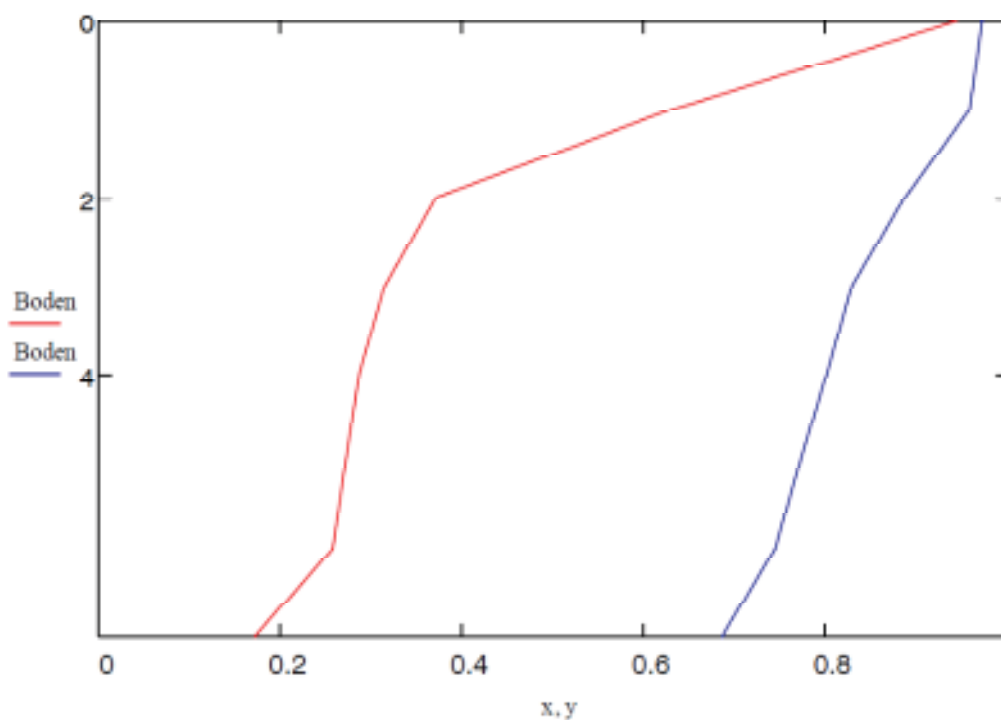
Το αποτέλεσμα της θερμοδυναμικής ερμηνείας είναι τα δεδομένα απόδοσης, τα οποία χρησιμοποιούνται ως προσεγγιστικές τιμές για τη διαστασιολόγηση. Στη βάση των αποτελεσμάτων αυτών γίνονται οι υπολογισμοί για τις επιμέρους διατάξεις στην Παράγραφο 3 και οι διαστάσεις των συσκευών προσαρμόζονται στις απαιτούμενες αποδόσεις. Υπάρχουν διαφοροποιήσεις των καταστατικών μεγεθών και των μεγεθών της διεργασίας μεταξύ των θερμοδυναμικών και των θερμοτεχνικών μεθόδων. Για παράδειγμα όπως προαναφέρθηκε ο συμπυκνωτής, ο διαχωριστής νερού και ο απορροφητής πρέπει να έχουν πολυάριθμες περιελίξεις στους σπειροειδείς σωλήνες. Το ανάλογο ισχύει και για τα διαχωριστικά επίπεδα του αναβελτιωτή. Συνεπώς υπάρχουν επιπλέον αποκλίσεις για όλες τις διατάξεις. Παρ'όλα αυτά πρέπει η αντλία θερμότητας με απορρόφηση να αποδίδει τα απαιτούμενα σε σχέση με τη δεδομένη κατανομή θερμότητας. Για τις συσκευές που διαστασιολογούνται με βάση τους Πίνακες 4.1-5 λαμβάνουμε σύμφωνα με τους υπολογισμούς της Παραγράφου 4.1 τα αποτελέσματα του Πίνακα 4.6. Με τα αποτελέσματα αυτά είναι γνωστές οι αλλαγές φάσης σε όλες τις συσκευές. Για την κατάσταση εξόδου από την ατμογεννήτρια θα γίνει περαιτέρω αναφορά στη συνέχεια.

1. Νερό θέρμανσης					
$\dot{m}_K = 254,98 \text{ g/s}$	$t_{Vor} = 52,87^\circ\text{C}$	$t_{Ruck} = 41,58^\circ\text{C}$			
$t_{Kond/Deph} = 44,22^\circ\text{C}$	$t_{Deph/Abs} = 46,35^\circ\text{C}$	$t_{Abs/RGWT} = 51,43^\circ\text{C}$			
2. Μίγμα NH <sub>3</sub> -H <sub>2</sub> O					
$\dot{m}_r = 19,915 \text{ g/s}$	$\dot{m}_D = 2,517 \text{ g/s}$	$\dot{m}_\alpha = 17,398 \text{ g/s}$			
$\xi_r = 0,269$	$\xi_D = 0,989$	$\xi_\alpha = 0,165$			
$p^{min} = 1,720 \text{ bar}$	$p^{max} = 18,622 \text{ bar}$	$t^{max} = 162,18^\circ\text{C}$			
Διάταξη					
		$\rho$	$t$	$\xi$	$h$
		bar	°C	-	J/g
Διαχωριστής νερού	Έξοδος ατμού	18,561	66,40	0,989	1328,98
	Εισροή πλούσιου διαλύματος	18,601	135,85	0,269	424,69
	Έκροή φτωχού διαλύματος	18,621	162,18	0,165	30594,32
Συμπυκνωτής	Είσοδος ατμού	18,561	66,40	0,989	1328,98
	Έξοδος συμπυκνώματος	18,561	45,97	0,989	212,12
Ψύκτης	Είσοδος υγρού διαλύματος	18,561	45,97	0,989	212,12
	Έξοδος υγρού διαλύματος	18,548	15,90	0,989	66,06
	Είσοδος ατμού	1,725	-13,21	0,989	1194,66
	Έξοδος ατμού	1,720	24,85	0,989	1340,92
Ατμοποιητής	Είσοδος	1,768	-21,33	0,989	65,12
	Έξοδος	1,725	-13,21	0,989	1194,66
Εναλλάκτης θερμότητας διαλύματος	Είσοδος φτωχού διαλύματος	18,621	162,18	0,165	594,32
	Έξοδος φτωχού διαλύματος	18,554	58,77	0,165	130,89
	Είσοδος πλούσιου διαλύματος	18,662	47,23	0,269	19,84
	Έξοδος πλούσιου διαλύματος	18,601	135,85	0,269	424,69
Απορροφητής	Εισροή φτωχού διαλύματος	1,720	58,85	0,165	129,95
	Είσοδος ατμού	1,720	24,85	0,989	1340,92
	Έκροή πλούσιου διαλύματος	1,720	46,67	0,269	15,85
3. Μεγέθη διεργασιών					
$P_{Pr} = 8,295 \text{ kW}$	$P_{LP} = 0,008 \text{ kW}$	$\dot{Q}_V = 2,896 \text{ kW}$			
$\dot{Q}_K = 2,811 \text{ kW}$	$\dot{Q}_D = 2,381 \text{ kW}$	$\dot{Q}_A = 5,320 \text{ kW}$			
$\dot{Q}_{RGWT} = 0,505 \text{ kW}$	$\dot{Q}_H = 11,017 \text{ kW}$				
$\dot{Q}_{KT} = 0,368 \text{ kW}$	$\dot{Q}_{LWT} = 8.063 \text{ kW}$	$\dot{Q}_G = 7,608 \text{ kW}$			
4. Πρόσθετες Πληροφορίες					
Βαθμός εκμετάλλευσης θέρμανσης		$\eta_F = 0,917$			
Θερμοκρασία καυσαερίων	Θάλαμος καύσης	$t = 392,77^\circ\text{C}$			
	Έξοδος ατμογεννήτριας	$t = 178,04^\circ\text{C}$			
	Έξοδος εναλλάκτη θερμότητας καυσαερίων	$t = 51,90^\circ\text{C}$			

Πίνακας 4.6: Αποτελέσματα των υπολογισμών για θερμοκρασία σχεδιασμού  $t_{uA} = -10^\circ\text{C}$



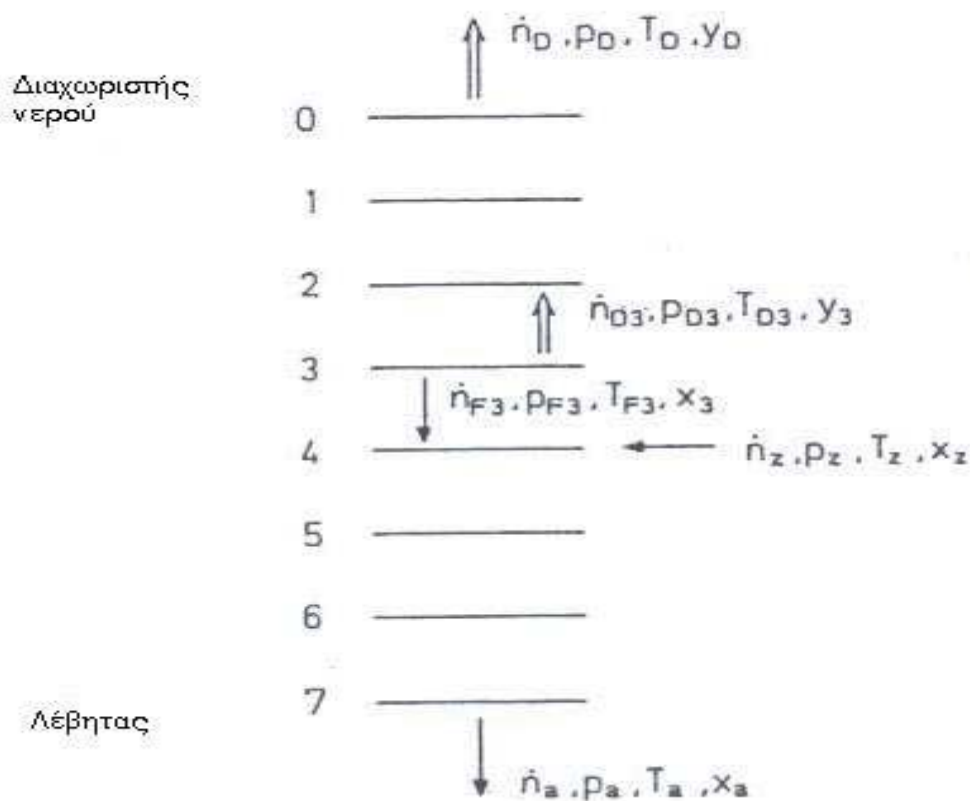
Σχήμα 4.7: Μεταβολή των θερμοκρασιών  $t_F$ ,  $t_D$  κατά την αναβελτίωση



Σχήμα 4.8: Μεταβολή των γραμμομοριακών συστάσεων x και y κατά την αναβελτίωση

Ο ανερχόμενος από το κάτω μέρος της στήλης διόρθωσης ατμός και το εν βρασμό υγρό διάλυμα είναι σε ισορροπία (Σημείο A στο Σχήμα 4.9). Με τον διαχωρισμό λόγω της συναλλαγής θερμότητας και μάζας στα επίπεδα της στήλης μειώνονται προς τα

πάνω οι θερμοκρασίες τόσο του ατμού όσο και του υγρού, ενώ η γραμμομοριακή σύσταση σε αμμωνία αυξάνεται (Σχήματα 4.7 και 4.8). Η μεταβολή της παροχής φαίνεται στον Πίνακα 4.7.



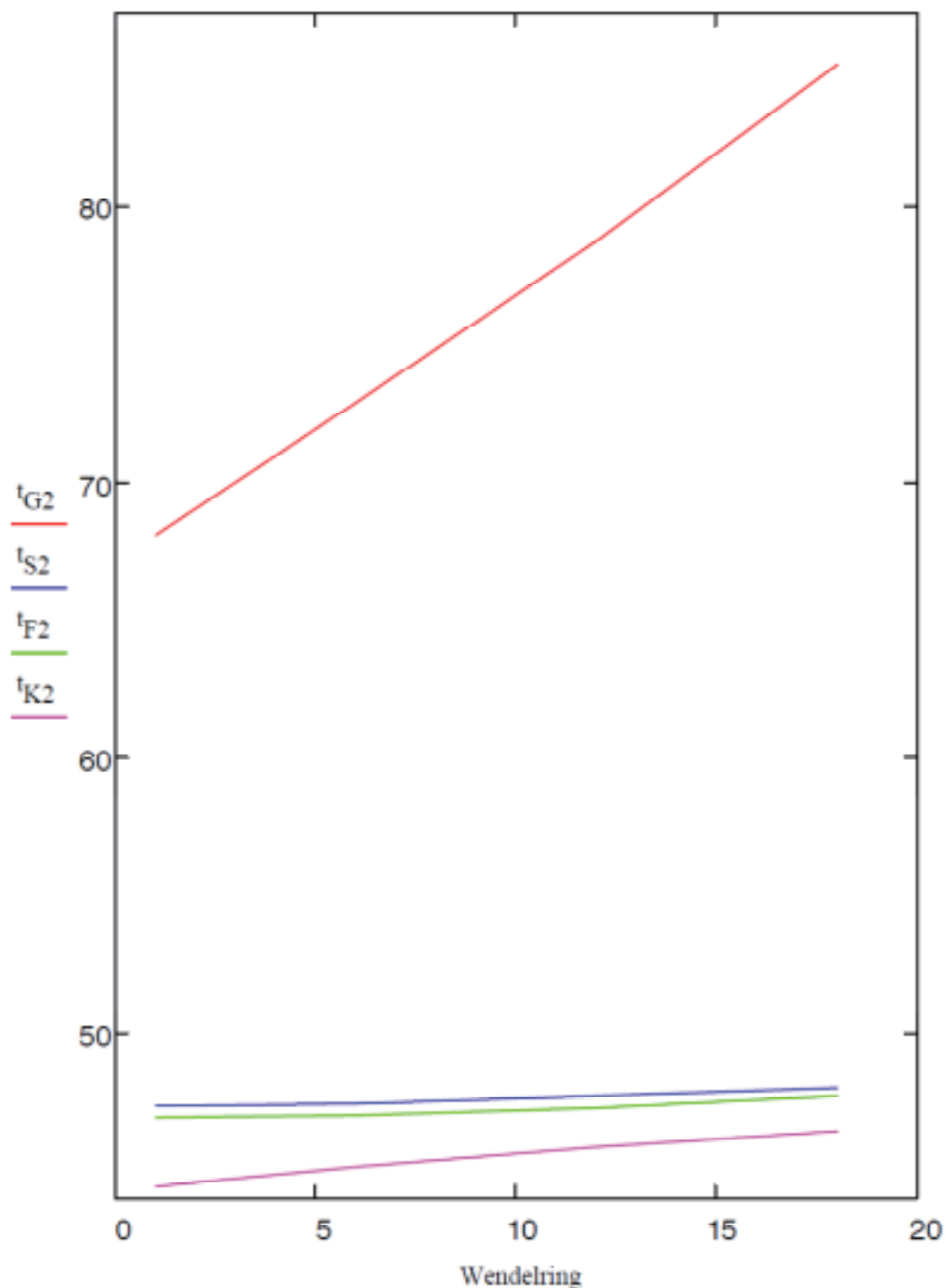
Σχήμα 4.9: Σκαρίφημα της στήλης διόρθωσης

	$\dot{n}_F$	$\dot{n}_D$
	mol/s	mol/s
0	0,1057	0,1477
1	0,0464	0,2534
2	0,0440	0,1941
3	0,4810	0,1917
4	1,1724	0,1958
5	1,1691	0,1975
6	1,1755	0,1942
7	0,9749	0,2006

Πίνακας 4.7: Μεταβολή των παροχών στον αναβελτιωτή

Η μερική συμπύκνωση που ακολουθεί στον διαχωριστή νερού διασφαλίζει την περαιτέρω ψύξη του ανερχόμενου ατμού (Σχήμα 4.10). Επειδή το νερό θέρμανσης ρέει σε αντirroή με τον ατμό, στον ανώτερο δακτύλιο έχουμε την πιο έντονη

δημιουργία συμπυκνώματος. Αυξανόμενου του πάχους του στρώματος συμπυκνώνεται όλο και λιγότερος ατμός και το ποσοστό της αμμωνίας μειώνεται στην ποσότητα που συμπυκνώνεται σε κάθε δακτύλιο, οπότε η κατά μάζα σύσταση  $\xi_F$  είναι μικρότερη (Σχήμα 4.11). Η θερμοκρασία του στρώματος υγρού αυξάνεται ελάχιστα, ενώ η θερμοκρασιακή διαφορά μεταξύ του στρώματος και του νερού θέρμανσης μειώνεται.

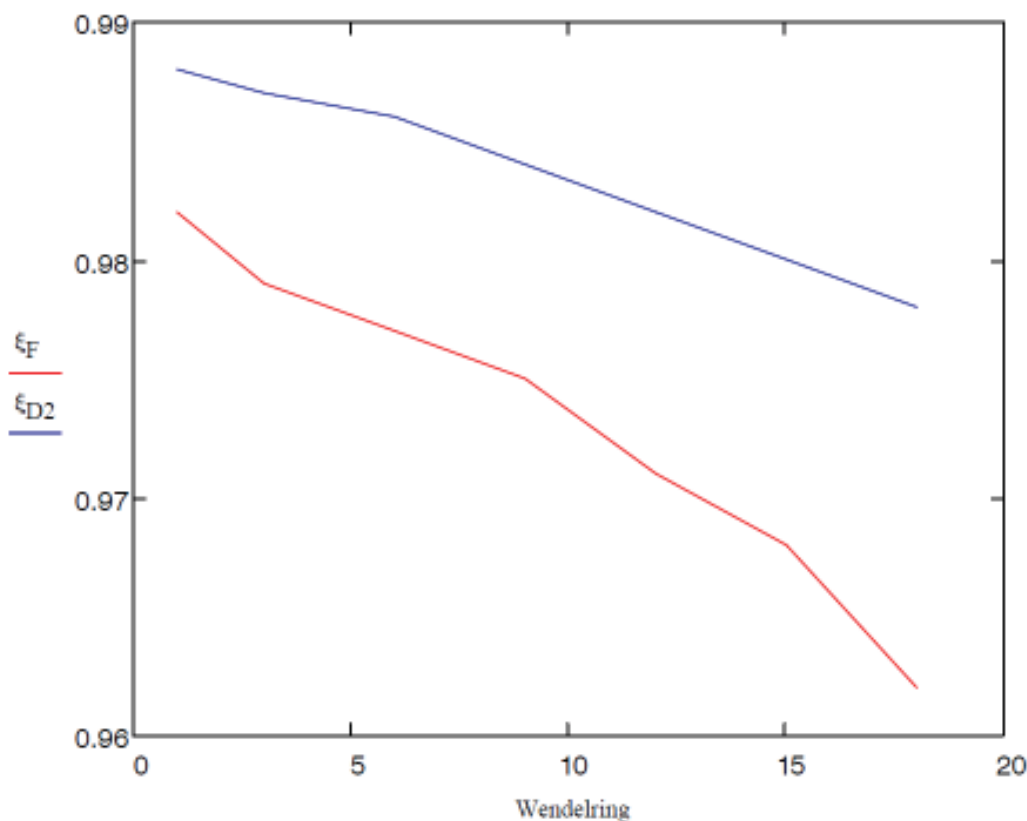


Σχήμα 4.10: θερμοκρασιακές μεταβολές κατά τη μερική συμπύκνωση

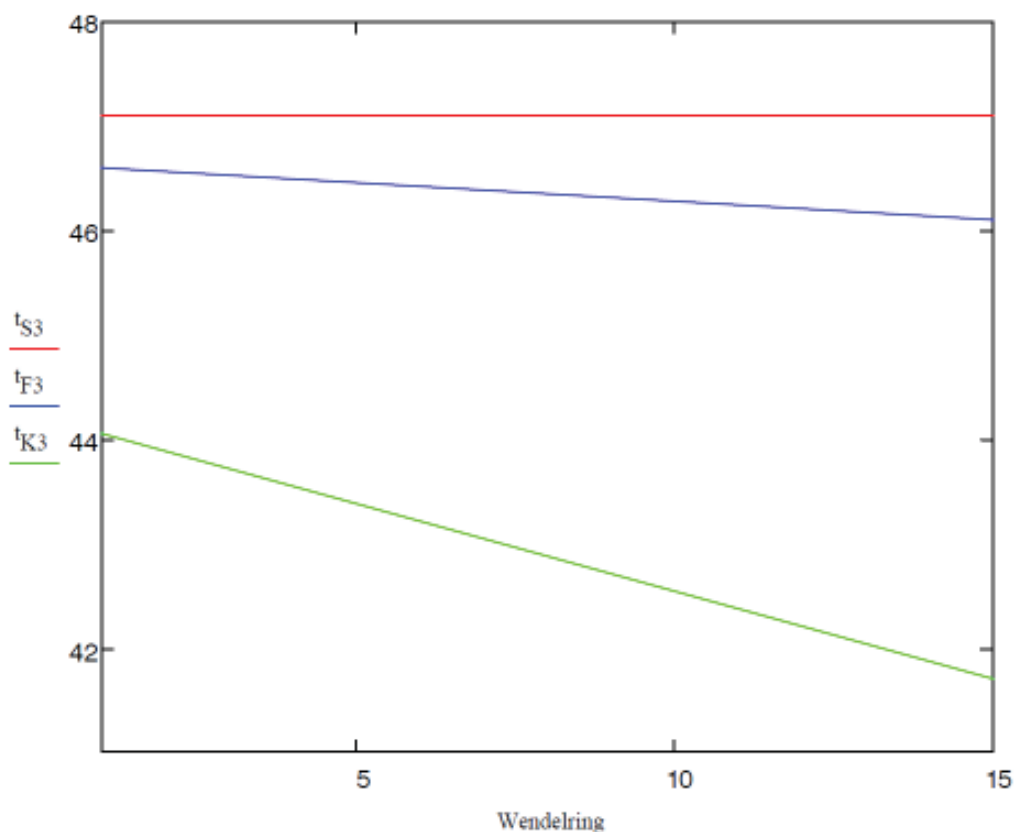
Ενώ ο διαχωριστής νερού πρέπει να υποστηρίζει τη στήλη διόρθωσης μέσω της ενισχυτικής επίδρασής του και να εξασφαλίζει την επιτυχή ανακυκλοφορία, η δουλειά του συμπυκνωτή είναι να συμπυκνώνει πλήρως τον ατμό που εξέρχεται από τον διαχωριστή νερού. Στην υπολογιζόμενη κατάσταση ο ατμός εισέρχεται στον συμπυκνωτή με θερμοκρασία  $t_D = 66,4^{\circ}C$ , όχι σε κατάσταση κορεσμού (όπως θεωρήθηκε) με κατά μάζα σύσταση  $\xi = \xi''(p_K, T_D) = 0,9964$ , αλλά λόγω της υγρασίας  $x_D^+ = 2,5\%$  με συγκέντρωση  $\xi_D < \xi''(p_K, T_D)$ . Μέσα στον συμπυκνωτή αναμιγνύεται ο ατμός με την αέρια φάση σύστασης  $\xi_G = 0,9909$ . Η θερμοκρασία της αέριας φάσης είναι  $t_G = 58,6^{\circ}C$ . Όπως φαίνεται στο Σχήμα 4.12, η τιμή αυτή είναι σαφώς μεγαλύτερη της θερμοκρασίας του στρώματος  $t_F$  και καθορίζει τα θερμοκρασιακά όρια της συμπύκνωσης. Επειδή το νερό θέρμανσης ρέει σε αντιρροή με το στρώμα έγχυσης/ διάχυσης, η θερμοκρασία του στρώματος  $t_F$  μειώνεται και καθιστά δυνατό τον εμπλουτισμό του στρώματος σε αμμωνία αυξανόμενου του ρυθμού συμπύκνωσης, ώστε το συμπύκνωμα τελικά να έχει την ίδια συγκέντρωση με τον εισερχόμενο ατμό. Πριν το συμπύκνωμα αμμωνίας να εκτονωθεί στην πίεση του ατμοποιητή στην εκτονωτική βαλβίδα, ψύχεται στον ψύκτη. Στο Σχήμα 4.13 παρουσιάζεται η θερμοκρασία του σε σχέση με το τυποποιημένο μήκος συναλλαγής

$$z_n = \frac{z}{l}$$

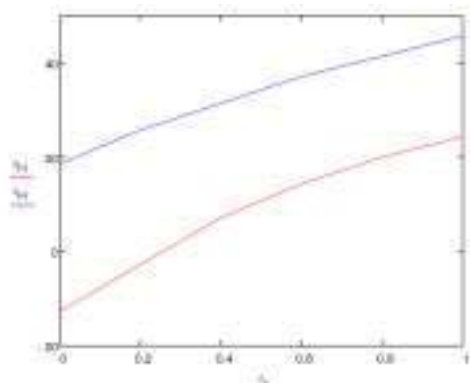
Όπου εδώ  $l = \pi D_W n_W$  το μήκος των σωλήνων του εναλλάκτη. Για  $z_n = 1$  συμβολίζεται η είσοδος του συμπυκνώματος στον ψύκτη.



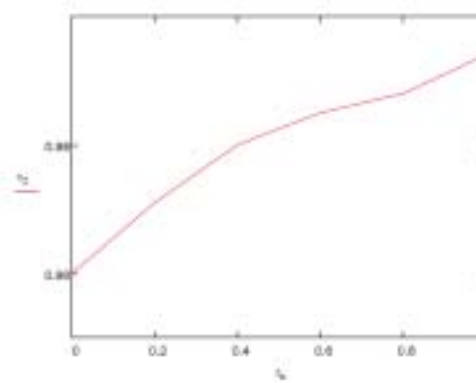
Σχήμα 4.11: Ενίσχυση στον διαχωριστή νερού



Σχήμα 4.12: Θερμοκρασιακές μεταβολές στον συμπυκνωτή



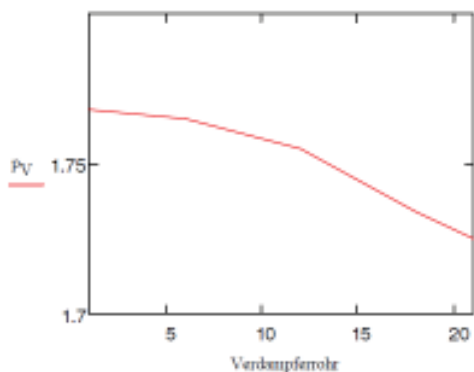
Σχήμα 4.13: Θερμοκρασιακές μεταβολές στον ψύκτη



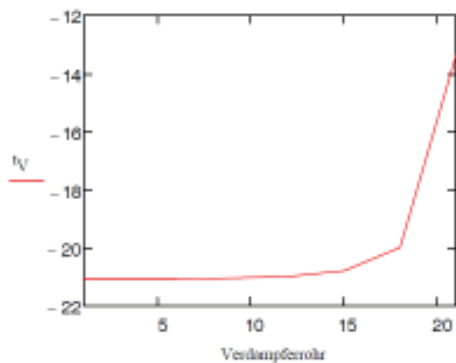
Σχήμα 4.14: Μεταβολή της περιεκτικότητας σε ατμό κατά τη μεταεξάτμιση στον ψύκτη

Η ατμοποίηση επηρεάζεται πολύ έντονα από τις μεταβολές της θερμοκρασίας  $t_v$  και της πίεσης  $p_v$  (Σχήματα 4.15, 4.16). Στους πρώτους σωλήνες του ατμοποιητή η πτώση της πίεσης οδηγεί σε σχεδόν σταθερή θερμοκρασία, οπότε το περιεχόμενο σε ατμό του ψυκτικού μέσου αυξάνεται σχεδόν γραμμικά (Σχήμα 4.17). Λόγω των ιδιοτήτων του ατμού της αμμωνίας, η ενθαλπική αύξηση οδηγεί σε αύξηση της θερμοκρασίας ατμοποίησης μετά τον 15° σωλήνα. Τότε αυξανόμενου του ποσοστού ατμού  $\dot{x}$  η ισοθερμική καμπύλη της  $t_v$  στη διφασική περιοχή είναι σχεδόν επίπεδη. Εξαιτίας της επιδεινούμενης μεταφοράς θερμότητας αυξανόμενου του ποσοστού ατμού δεν

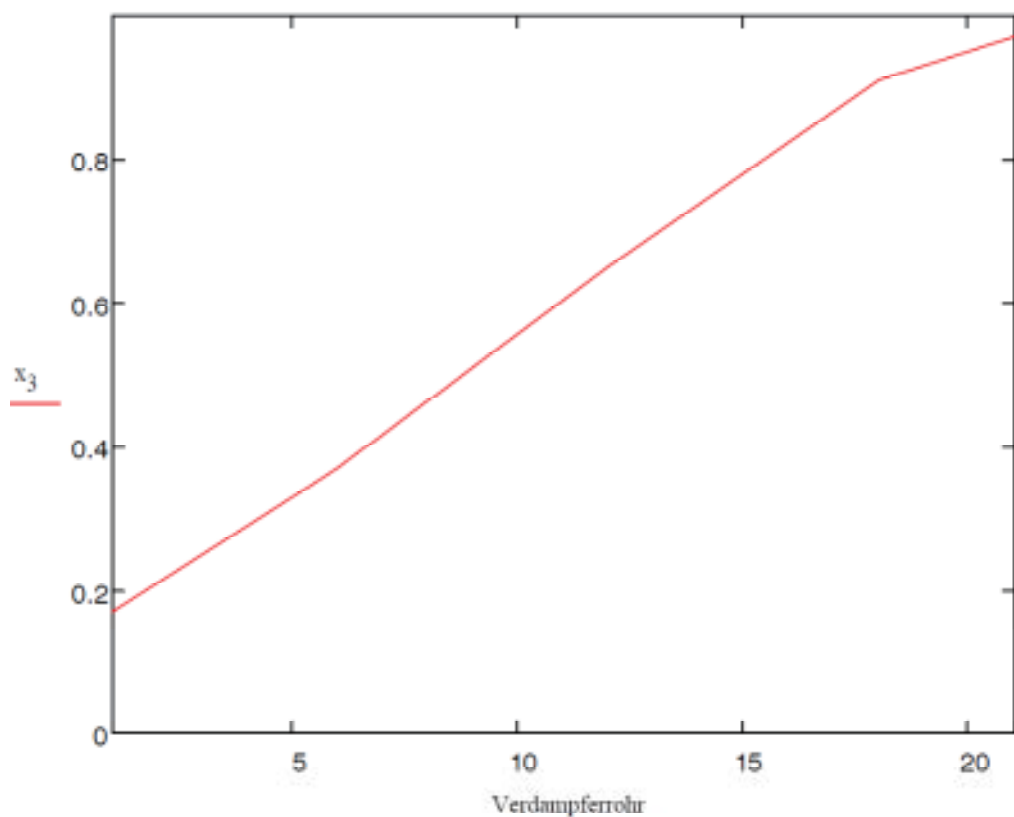
μπορεί να επιτευχθεί πλήρης ατμοποίηση. Ακόμα και η μεταεξάτμιση στον ψύκτη δεν μπορεί να αποτρέψει ότι ο ατμός που απορροφάται στον απορροφητή έχει ένα υπόλοιπο υγρασίας της τάξης του 0,7% (Σχήμα 4.14). Με θερμοκρασία  $t_{KTD} = 24,85^{\circ}\text{C}$  ο ατμός είναι πιο κρύος από το φτωχό διάλυμα που οδηγείται στον απορροφητή και έχει θερμοκρασία  $t_{aA} = 58,85^{\circ}\text{C}$ .



Σχήμα 4.15: Πτώση πίεσης κατά την ατμοποίηση



Σχήμα 4.16: Θερμοκρασιακές μεταβολές στον ατμοποιητή

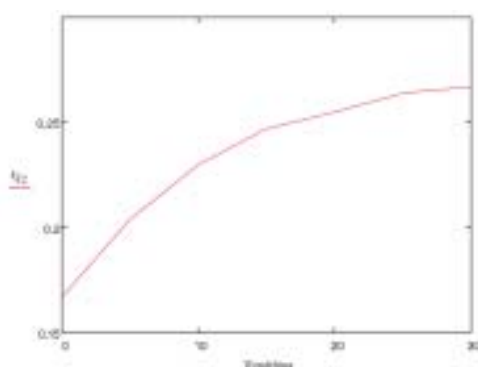


Σχήμα 4.17: Μεταβολή της περιεκτικότητας σε ατμό κατά την ατμοποίηση

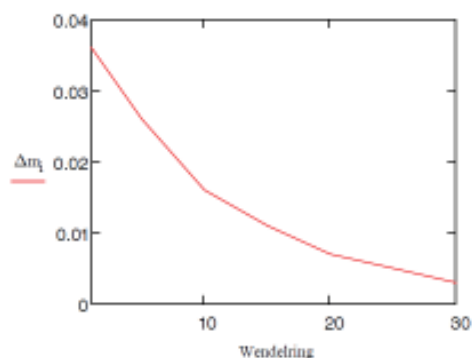


Στον απορροφητή δημιουργείται μια αέρια φάση με θερμοκρασία  $t_{AG} = 29,77^{\circ}\text{C}$  και κατά μάζα σύσταση  $\xi_{AG} = 0,926$ .

Το στρώμα έγχυσης/ διάχυσης στον απορροφητή ψύχεται μέσω του αντιρρέοντος νερού θέρμανσης και μπορεί παρά της αυξανόμενης κατά μάζα σύστασης  $\xi_F$  να απορροφά αμμωνία μέχρι και την τελευταία σπείρα σωληνώσεων (Σχήμα 4.18). Όσο περισσότερο ευθυγραμμίζονται οι θερμοκρασίες του στρώματος και του νερού θέρμανσης, τόσο λιγότερο μπορεί να ψυχθεί το στρώμα. Οπότε η απορροφούμενη μάζα  $\Delta\dot{m}_i$  σε κάθε σπείρα γίνεται μικρότερη (Σχήμα 4.19). ταυτόχρονα μειώνονται η απορρόφηση θερμότητας στην επιφάνεια του στρώματος και η αναγκαία για τη μεταφορά θερμοκρασιακή διαφορά μεταξύ του στρώματος και του νερού θέρμανσης. Το Σχήμα 4.20 δείχνει τις θερμοκρασιακές καμπύλες στον απορροφητή. Εντύπωση προκαλεί η υψηλή θερμοκρασία επιφανείας του στρώματος στον ανώτερο δακτύλιο, η οποία βασίζεται στην υψηλή θερμοκρασία εισόδου του φτωχού διαλύματος στον απορροφητή, σε συνδυασμό με τον υψηλό ρυθμό απορρόφησης. Επειδή ο ρυθμός απορρόφησης αυξάνεται μειούμενης της θερμοκρασίας του στρώματος, ενώ μειώνεται αυξανόμενης της κατά μάζα σύστασης  $\xi_F$  της αμμωνίας, η καμπύλη του  $\Delta\dot{m}_i$  πρέπει να διέρχεται από το μέγιστο δυνατό σημείο (Σχήμα 4.20). Αυτό επιτυγχάνεται αμέσως μετά τον δεύτερο δακτύλιο.

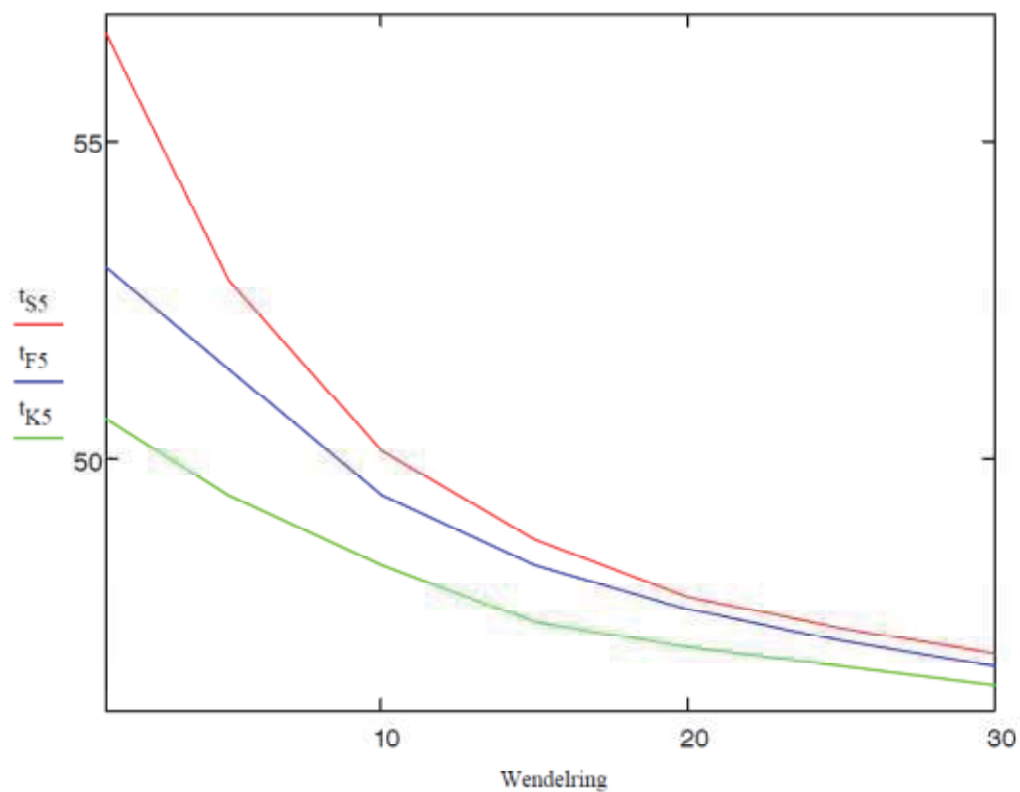


Σχήμα 4.18: Εμπλουτισμός στον απορροφητή

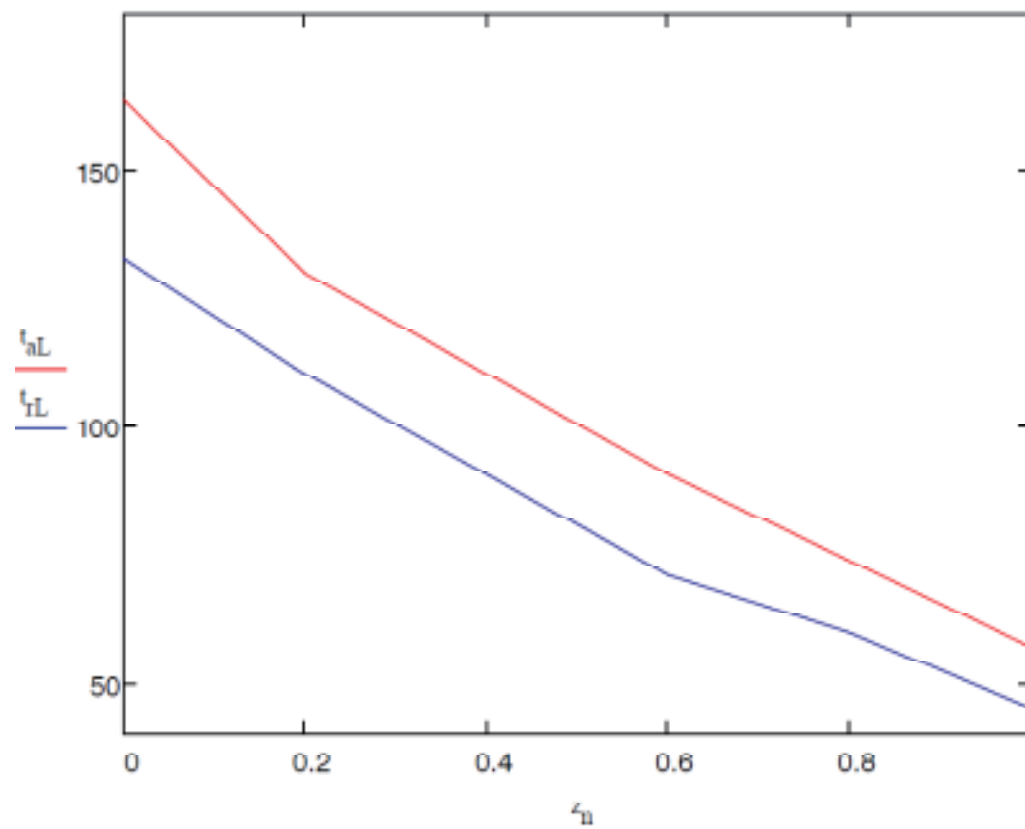


Σχήμα 4.19: Απορροφούμενη παροχή μάζας

Το πλούσιο διάλυμα που προκύπτει από τον απορροφητή συμπιέζεται στο επίπεδο πίεσης του εναλλάκτη από την αντλία. Με τη θέρμανση στον εναλλάκτη θερμότητας αποκτά συνθήκες πιο ευνοϊκές για την αναβελτίωση, οπότε υπάρχουν λιγότερες απώλειες εξέργειας κατά την τροφοδοσία στη στήλη διόρθωσης. Ταυτόχρονα το φτωχό διάλυμα ψύχεται πριν στραγγαλιστεί στην πίεση του απορροφητή, γεγονός που οδηγεί επίσης στη μείωση των απωλειών εξέργειας κατά τον στραγγαλισμό. Οι θερμοκρασιακές καμπύλες στον εναλλάκτη θερμότητας του διαλύματος φαίνονται στο Σχήμα 4.21.



Σχήμα 4.20: Θερμοκρασιακές μεταβολές κατά την απορρόφηση



Σχήμα 4.21: Θερμοκρασιακές μεταβολές στον εναλλάκτη θερμότητας διαλύματος

Εν κατακλείδι πρέπει να γίνει αξιολόγηση των επιμέρους διατάξεων και της συνολικής διεργασίας. Στον Πίνακα 4.8 απαριθμούνται οι εξεργειακές απώλειες όλων των συσκευών. Η απώλεια εξέργειας στην ατμογεννήτρια περιλαμβάνει τις απώλειες στον διαχωριστή νερού και τον αναβελτιωτή. Οι υπολογισμοί έχουν γίνει με την παραδοχή ότι η αύξηση της θερμότητας στην ατμογεννήτρια πραγματοποιείται στη θερμοκρασία βρασμού του φτωχού διαλύματος. Όπως ήταν αναμενόμενο, οι απώλειες κατά την παραγωγή της αναγκαίας θερμότητας με την καύση του φυσικού αερίου είναι πολύ μεγάλες. Η σύγκριση μεταξύ των συσκευών δείχνει, ότι οι απώλειες στην ατμογεννήτρια και τον εναλλάκτη θερμότητας είναι μεγαλύτερες από αυτές στις υπόλοιπες συσκευές. Επειδή από τη μία η συναλλαγή θερμότητας και μάζας στα επίπεδα της στήλης διόρθωσης επιβαρύνονται από μη αντιστρεπτές μεταβολές, από την άλλη στον εναλλάκτη προκύπτουν μεγάλες θερμοκρασιακές διαφορές, οι επιφάνειες συναλλαγής δεν μπορούν να είναι μεγάλες παρά την παροχή θερμότητας  $\dot{Q}_{LWT} = 8 \text{ kW}$ .

Διάταξη	$\dot{E}_V$
	kW
Συμπυκνωτής	0,044
Ψύκτης	0,030
Στραγγαλιστική βαλβίδα ατμού	0,036
Ατμοποιητής	0,138
Στραγγαλιστική βαλβίδα φτωχού διαλύματος	0,029
Απορροφητής	0,136
Αντλία διαλύματος	0,034
Εναλλάκτης θερμότητας διαλύματος	0,284
Ατμογεννήτρια	0,513
Θάλαμος κάυσης/ Εναλλάκτης καυσαερίων	5,123

Πίνακας 4.8: Απώλειες εξέργειας

Εκτός από τον θερμικό βαθμό απόδοσης (Εξίσωση 2.1), η αντλία θερμότητας αξιολογείται από τον εξεργειακό βαθμό απόδοσης:

$$\zeta_{AWP} = \frac{\dot{E}_{Q_K} + \dot{E}_{Q_D} + \dot{E}_{Q_A}}{\dot{E}_{Q_G} + P_{LP}} \quad (4.5)$$

Οι απώλειες εξέργειας για την παραγωγή της θερμότητας  $\dot{Q}_G$  παραβλέπονται. Αν κάποιος όμως θέλει να συσχετίσει τη δαπάνη εξέργειας με την αξιοποιούμενη πρωτεύουσα ενέργεια και να θεωρήσει την εξέργεια που κερδίζεται στον εναλλάκτη θερμότητας καυσαερίων ως ωφέλιμη εξέργεια, πρέπει να δημιουργήσει τον συνολικό εξεργειακό βαθμό απόδοσης:

$$\zeta = (\dot{E}_{Q_K} + \dot{E}_{Q_D} + \dot{E}_{Q_A} + \dot{E}_{Q_{RGWT}}) / \dot{E}_{pr}$$

Η εξέργεια στην πρωτεύουσα ενέργεια αποτελείται από την εξέργεια του φυσικού αερίου που καίγεται στον καυστήρα και την ενέργεια της καύσιμης ύλης, η οποία

απαιτείται για την κάλυψη της ηλεκτρικής ενέργειας για τη λειτουργία της αντλίας του διαλύματος.

$$\dot{E}_{pr} = \frac{e_B}{H_u} [(\dot{m}_B H_u)_{Brenner} + (\dot{m}_B H_u)_{Pumpe}]$$

Αν συμπεριληφθούν οι απώλειες για την παραγωγή και διανομή της ηλεκτρικής ενέργειας και για τη λειτουργία του κινητήρα της αντλίας του διαλύματος στον υπολογισμό μέσω του βαθμού απόδοσης  $\eta_{LP}$ , τότε ο συνολικός εξεργειακός βαθμό απόδοσης θα είναι:

$$\zeta = \frac{(\dot{E}_{Q_K} + \dot{E}_{Q_D} + \dot{E}_{Q_A} + \dot{E}_{Q_{RGWT}})}{\frac{e_B}{H_u} [(\dot{m}_B H_u)_{Brenner} + \frac{P_{LP}}{\eta_{LP}}]}$$

Όπου  $\frac{e_B}{H_u} = 1,05$  και  $\eta_{LP} = 0,25$ .

Ακόμα πιο χρήσιμος από τον  $\zeta$  είναι ο βαθμός ωφέλιμης ενέργειας:

$$\xi = \eta_V * \varepsilon$$

Όπου  $\eta_V$  ο βαθμός απόδοσης της κατανομής θερμότητας ( $\eta_V = 0,95 \dots 0,98$ ) και ο βαθμός ενεργειακής αξιοποίησης:

$$\varepsilon = \frac{(|\dot{Q}_K| + |\dot{Q}_D| + |\dot{Q}_A| + |\dot{Q}_{RGWT}|)}{(\dot{m}_B H_u)_{Brenner} + \frac{P_{LP}}{\eta_{LP}}} = \frac{|\dot{Q}_H| + |\dot{Q}_{RGWT}|}{P_{pr} + \frac{P_{LP}}{\eta_{LP}}}$$

Η σχέση μεταξύ του  $\varepsilon$  και του θερμικού βαθμού απόδοσης  $\beta$ , του βαθμού απόδοσης καύσης  $\eta_F$  και της εκμετάλλευσης της αποβαλλόμενης θερμότητας  $q$  δίνεται από τη σχέση:

$$\varepsilon = \beta \eta_F (1 + q) \frac{(1 + \omega)}{\left(1 + \omega \frac{\eta_F}{\eta_{LP}}\right)}$$

Με  $q = \frac{\dot{Q}_{RGWT}}{\dot{Q}_H}$  και  $\omega = \frac{P_{LP}}{\dot{Q}_G}$

Τα ψηφία που υπολογίζονται για την κατάσταση της εγκατάστασης παρουσιάζονται στον Πίνακα 4.9. Λόγω του καλού βαθμού απόδοσης καύσης  $\eta_F$  και το θερμικό κέρδος  $q$  από τα καυσαέρια λαμβάνουμε βαθμό ωφέλιμης ενέργειας  $\xi$  κατά 9% μικρότερη του θερμικού βαθμού απόδοσης  $\beta$ . Αντιθέτως στην εγκατάσταση του Meckel υπήρχε μια διαφορά μεταξύ  $\xi$  και  $\beta$  της τάξης του 36%.

$\beta$	1,370	$\zeta_{AWP}$	0,615
$\xi$	1,260	$\zeta$	0,224

Πίνακας 4.9: Μεγέθη αξιολόγησης

## 5. Εξισώσεις και διαγράμματα

Στις παραγράφους που ακολουθούν, γίνεται αναλυτική παρουσίαση των εξισώσεων που χρησιμοποιήθηκαν για τον υπολογισμό των μεγεθών, τα οποία είναι αναγκαία για την περιγραφή των διεργασιών στις επιμέρους διατάξεις, καθώς και των διαγραμμάτων, τα οποία προκύπτουν για τις τιμές των μεγεθών αυτών σε ένα ευρύτερο πεδίο λειτουργίας. Οι υπολογισμοί πραγματοποιούνται για ένα μεγαλύτερο εύρος θερμοκρασιών και παρουσιάζουν σφάλμα της τάξης του 10%.

### 5.1. Θερμοκρασία περιβάλλοντος

Η θερμοκρασία περιβάλλοντος σε συνδυασμό με την επιθυμητή θερμοκρασία του θερμαινόμενου χώρου, καθορίζουν τη θερμοκρασία κυκλοφορίας και επιστροφής του νερού θέρμανσης.

Τα διαγράμματα παρουσιάζουν τη θερμοκρασία κύριας ροής και ανακυκλοφορίας του νερού θέρμανσης για διαφορετικές θερμοκρασίες χώρου συναρτήσει της θερμοκρασίας περιβάλλοντος, η οποία κυμαίνεται από  $-15^{\circ}\text{C}$  έως  $15^{\circ}\text{C}$ . Για τους υπολογισμούς στις επόμενες παραγράφους έχει επιλεγεί ως μέση θερμοκρασία του νερού θέρμανσης οι  $40^{\circ}\text{C}$ .

## Θερμοκρασία περιβάλλοντος

Θερμοκρασία  
χώρου:

$$t_R := 20$$

Θερμοκρασία  
σχεδιασμού:

$$t_{uA} := -10$$

Επιτάχυνση της  
βαρύτητας:

$$g := 9.81 \frac{\text{m}}{\text{s}^2}$$

Εκθέτης έκφρασης θερμοκρασίας κύριας  
ροής:

$$m_{\text{exp}} := 0.75$$

Μέγιστη θερμοκρασία κύριας  
ροής:

$$t_{\text{Vor\_max}} := 56$$

Μέγιστη θερμοκρασία  
ανακυκλοφορίας:

$$t_{\text{Ruck\_max}} := 44$$

Μέγιστη θερμοκρασία νερού θέρμανσης:

$$t_{\text{H\_max}} := 50$$

Μέγιστη θερμοκρασιακή  
διαφορά:

$$\Delta t_{\text{H\_max}} := 12$$

Ελάχιστη θερμοκρασία  
περιβάλλοντος:

$$t_{u\_min} := -15$$

Θερμοκρασία  
περιβάλλοντος:

$$t_u := 0$$

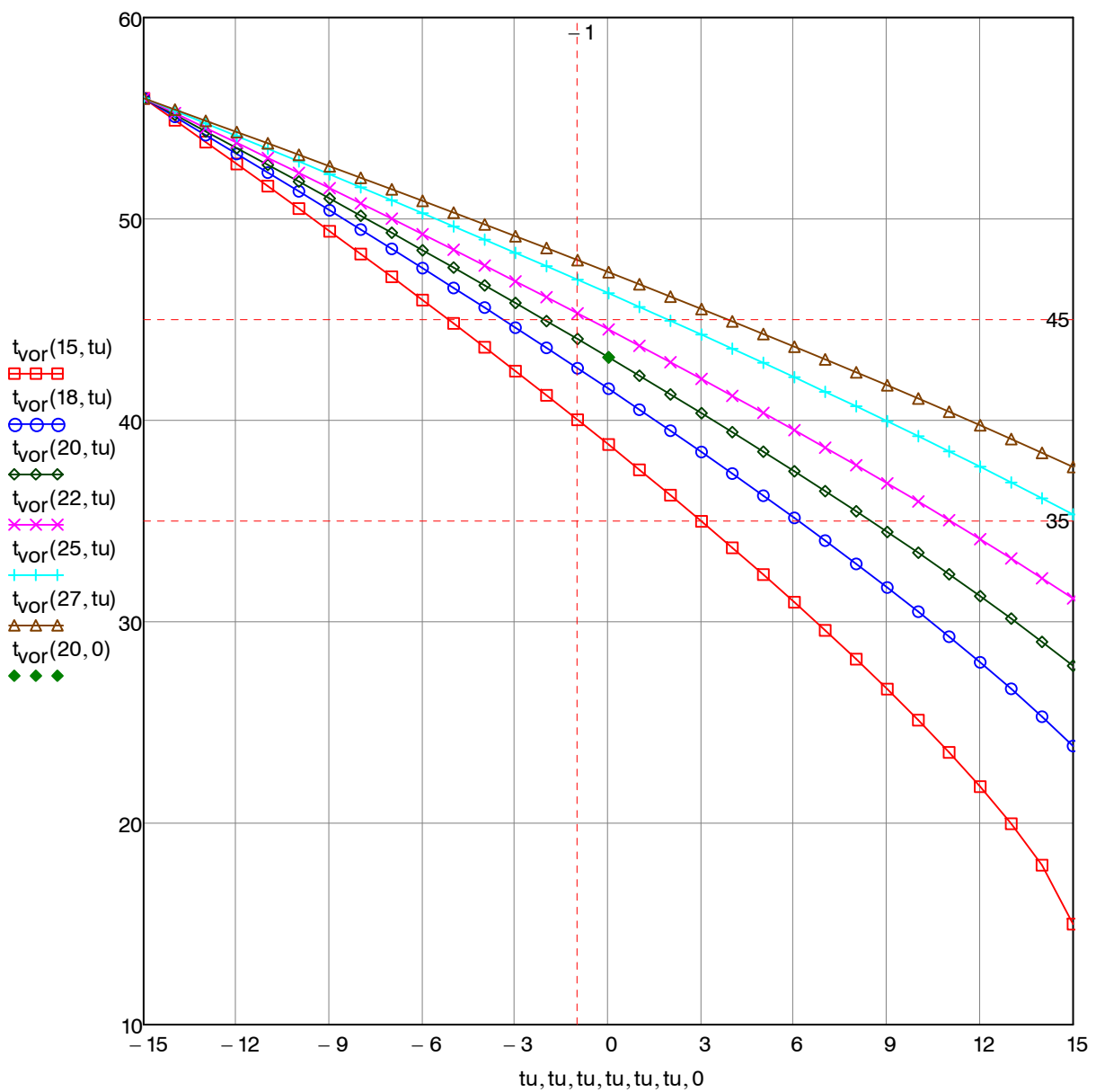
Θερμοκρασία κυκλοφορίας (κύριας ροής) του νερού θέρμανσης:

$$t_{\text{vor}}(t_R, \Theta) := t_R + (t_{H\_max} - t_R) \cdot \Theta^{m_{\text{exp}}} + \Delta t_{H\_max} \cdot \frac{\Theta}{2}$$

$$\Theta(t_R, t_u) := \frac{t_R - t_u}{t_R - t_{u\_min}}$$

$$t_{\text{vor}}(t_R, t_u) := t_{\text{vor}}(t_R, \Theta(t_R, t_u))$$

$$t_u := t_{u\_min} + t_{u\_min} + 1..15$$

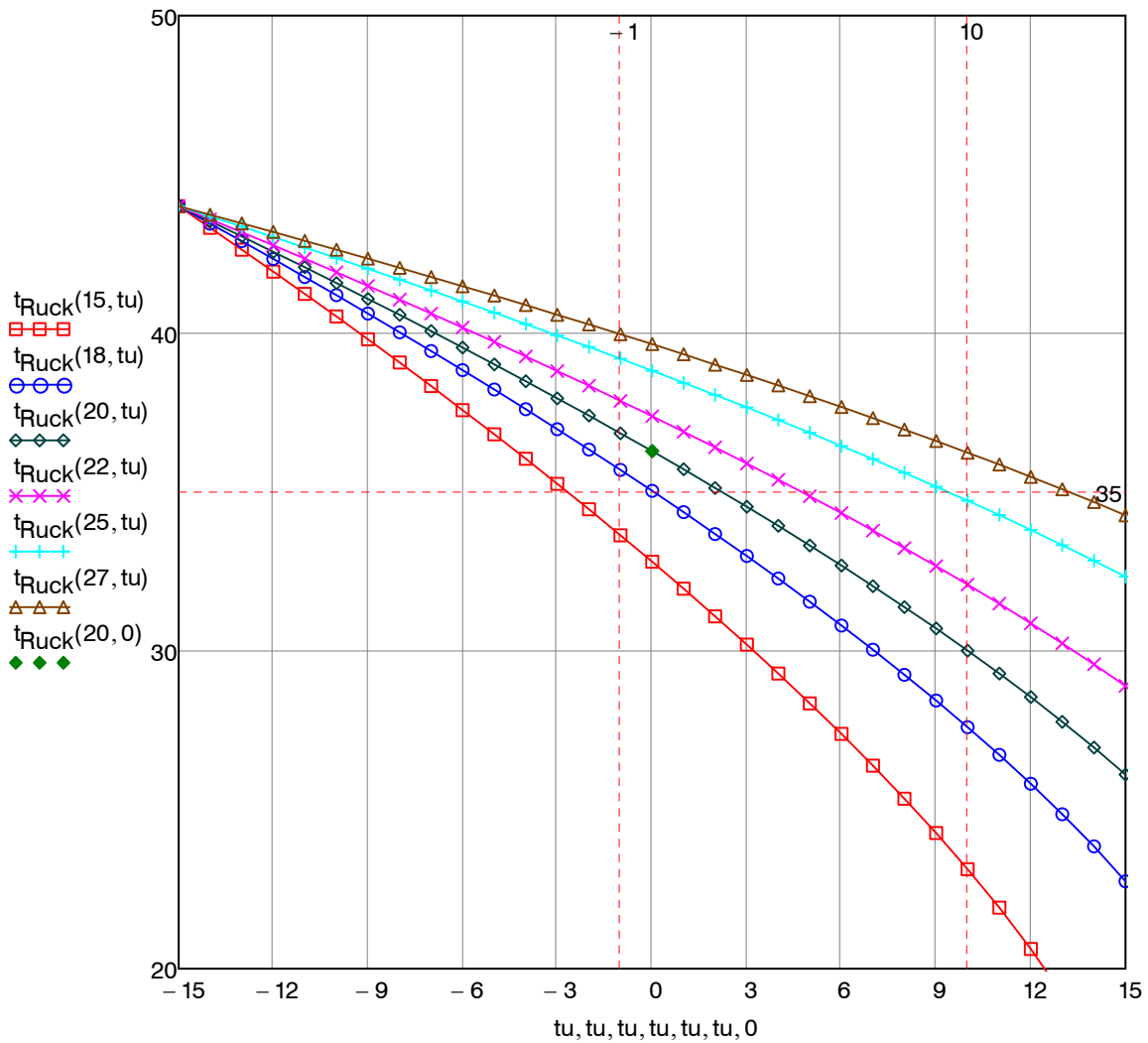


Σχήμα 5.1: Θερμοκρασία κυκλοφορίας του νερού θέρμανσης συναρτήσει της θερμοκρασίας περιβάλλοντος

Θερμοκρασία ανακυκλοφορίας/επιστροφής του νερού θέρμανσης:

$$t_{Ruck}(t_R, \Theta) := t_R + (t_{H\_max} - t_R) \cdot \Theta^{m_{exp}} - \Delta t_{H\_max} \cdot \frac{\Theta}{2}$$

$$t_{Ruck}(t_R, t_u) := t_{Ruck}(t_R, \Theta(t_R, t_u))$$



Σχήμα 5.2: Θερμοκρασία ανακυκλοφορίας του νερού θέρμανσης συναρτήσει της θερμοκρασίας περιβάλλοντος



## 5.2. Νερό θέρμανσης

Το νερό θέρμανσης ρέει σε ένα κλειστό κύκλωμα και διέρχεται από τους εναλλάκτες θερμότητας της θερμαντίας και από τα θερμαντικά σώματα του θερμαινόμενου χώρου. Στην αρχική μελέτη έχουν επιλεγεί ως επιθυμητή θερμοκρασία χώρου οι 20°C και ως θερμοκρασία περιβάλλοντος οι 0°C.

Τα διαγράμματα παρουσιάζουν τον αριθμό Nusselt της ροής, καθώς και τον συντελεστή μεταφοράς θερμότητας, συναρτήσει του αριθμού Reynolds, οι οποίοι θα χρησιμοποιηθούν σε υπολογισμούς στις επόμενες παραγράφους. Τα δεδομένα έχουν ληφθεί για θερμοκρασία 40°C από τη βιβλιογραφία.

## Νερό θέρμανσης

Αριθμός Nusselt για τη ροή του νερού θέρμανσης:

Αριθμός Prandtl:  $Pr := 4.62$

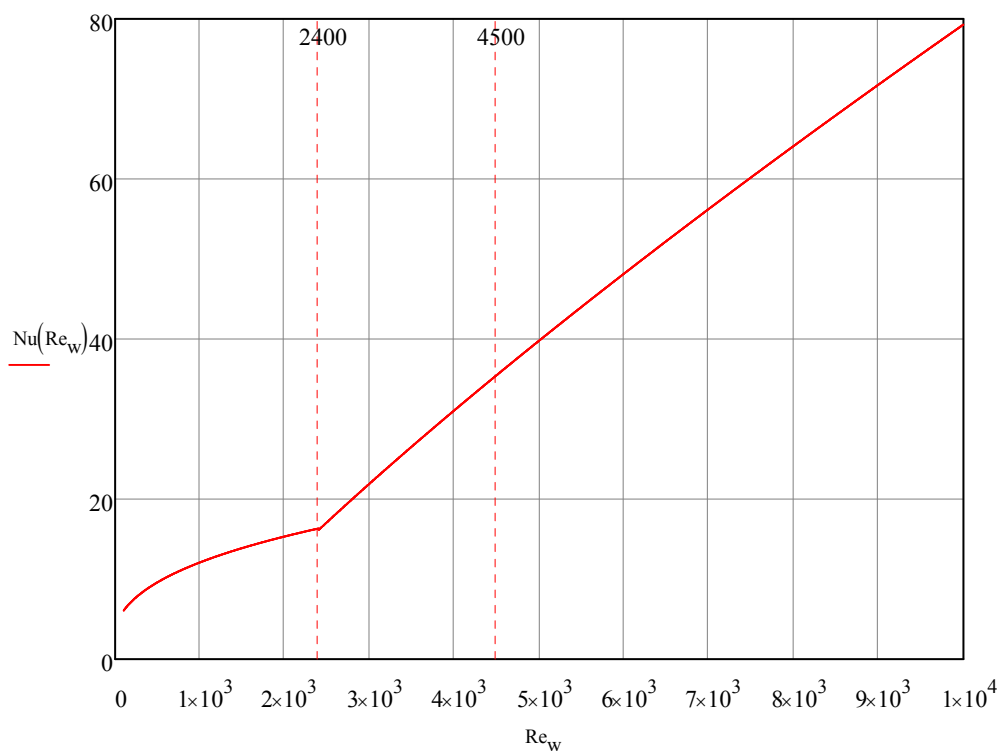
Χαρακτηριστικό μήκος ροής:  $dL := 0.1$

$$dL = \frac{d}{L}$$

Κρίσιμος αριθμός Reynolds:  $Re_{krit} := 2400$

$Re_w := 100..10000$

$$Nu(Re_w) := \begin{cases} \left[ 3.66 + \frac{0.19 \cdot (Re_w \cdot Pr \cdot dL)^{0.8}}{1 + 0.117 \cdot (Re_w \cdot Pr \cdot dL)^{0.467}} \right] & \text{if } Re_w < 2400 \\ \left[ 0.0235 \cdot (Re_w^{0.8} - 230) \cdot (1.8 \cdot Pr^{0.3} - 0.8) \cdot \left( 1 + \frac{dL}{3} \right) \right] & \text{otherwise} \end{cases}$$



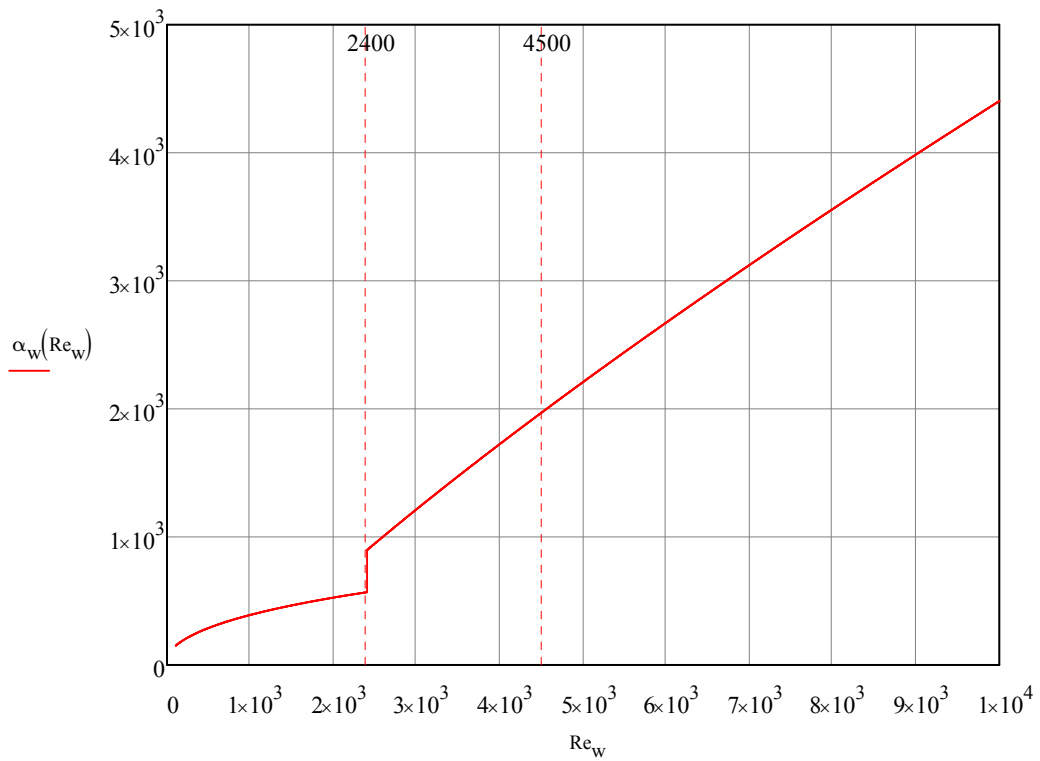
Σχήμα 5.3: Αριθμός Nusselt για τη ροή του νερού θέρμανσης συναρτήσει του αριθμού Reynolds

Συντελεστής μεταφοράς θερμότητας:

$$d := 0.01$$

$$\lambda := 0.63$$

$$\alpha_w(Re_w) := \begin{cases} \left[ 3.66 + \frac{0.19 \cdot (Re_w \cdot Pr \cdot dL)^{0.8}}{1 + 0.117 \cdot (Re_w \cdot Pr \cdot dL)^{0.467}} \right] \cdot \left[ 1 - \frac{0.8 + \frac{1}{3} \cdot 0.117 \cdot (Re_w \cdot Pr \cdot dL)^{0.467}}{1 + 0.117 \cdot (Re_w \cdot Pr \cdot dL)^{0.467}} \right] \cdot \frac{\lambda}{d} & \text{if } Re_w < 2400 \\ 0.0235 \cdot \left[ (Re_w^{0.8} - 230) \cdot (1.8 \cdot Pr^{0.3} - 0.8) \cdot \left( 1 + \frac{1}{3} \cdot \frac{2}{dL} \right) \right] \cdot \left( \frac{\lambda}{d} \right) & \text{otherwise} \end{cases}$$



Σχήμα 5.4: Συντελεστής μεταφοράς θερμότητας του ερού θέρμανσης συναρτήσε του αριθμού Reynolds

### 5.3. Μίγμα αμμωνίας – νερού

Στην παρούσα παράγραφο γίνεται ανάλυση των ιδιοτήτων του υγρού διαλύματος και του ατμού του μίγματος αμμωνίας – νερού. Όλα τα μεγέθη υπολογίζονται υπό σταθερή πίεση με βάση τρεις μεταβλητές: την κατά μάζα σύσταση του μίγματος σε αμμωνία, τη θερμοκρασία και τον αριθμό Reynolds της ροής. Συγκεκριμένα, παρατίθενται οι εξισώσεις για τα εξής: ειδική θερμοχωρητικότητα, πυκνότητα, δυναμική και κινηματική συνεκτικότητα, θερμική αγωγιμότητα, αριθμός Nusselt, αριθμός Sherwood, ταχύτητα, πάχος οριακού στρώματος, υδραυλική περίμετρος, συντελεστής διάχυσης, τάση, σχετική παροχή, γενικοί συντελεστές μεταφοράς θερμότητας και μάζας. Ειδικότερα οι τελευταίοι χαρακτηρίζονται ως γενικοί, καθώς στη συνέχεια θα υπολογισθούν νέοι συντελεστές για τις επιμέρους διατάξεις.

Οι εξισώσεις και τα διαγράμματα της συγκεκριμένης παραγράφου προστίθενται σε κάθε επόμενη παράγραφο ως ένθετα.



## Μίγμα αμμωνίας - νερού

ORIGIN ≡ 1

Μοριακά βάρη:  $M_1 := 18.015$   $M_2 := 17.03$

Κατά μάζα σύσταση:  $\xi_2 := 0, 0.1.. 1$

Γραμμομοριακή σύσταση του υγρού και του αέριου μίγματος σε αμμωνία:

$$x_2(\xi_2) := \frac{\xi_2}{0.94533 + 0.05467 \cdot \xi_2} \quad y_2(\xi_2) := \frac{\xi_2}{0.94533 + 0.05467 \cdot \xi_2}$$

Κρίσιμες θερμοκρασίες συστατικών:  $T_{1c} := 647.14$

$T_{2c} := 405.4$

Κρίσιμη θερμοκρασία μίγματος:

$$a := \begin{pmatrix} 647.14 \\ -199.822371 \\ 109.035522 \\ -239.626217 \\ 88.689691 \end{pmatrix}$$

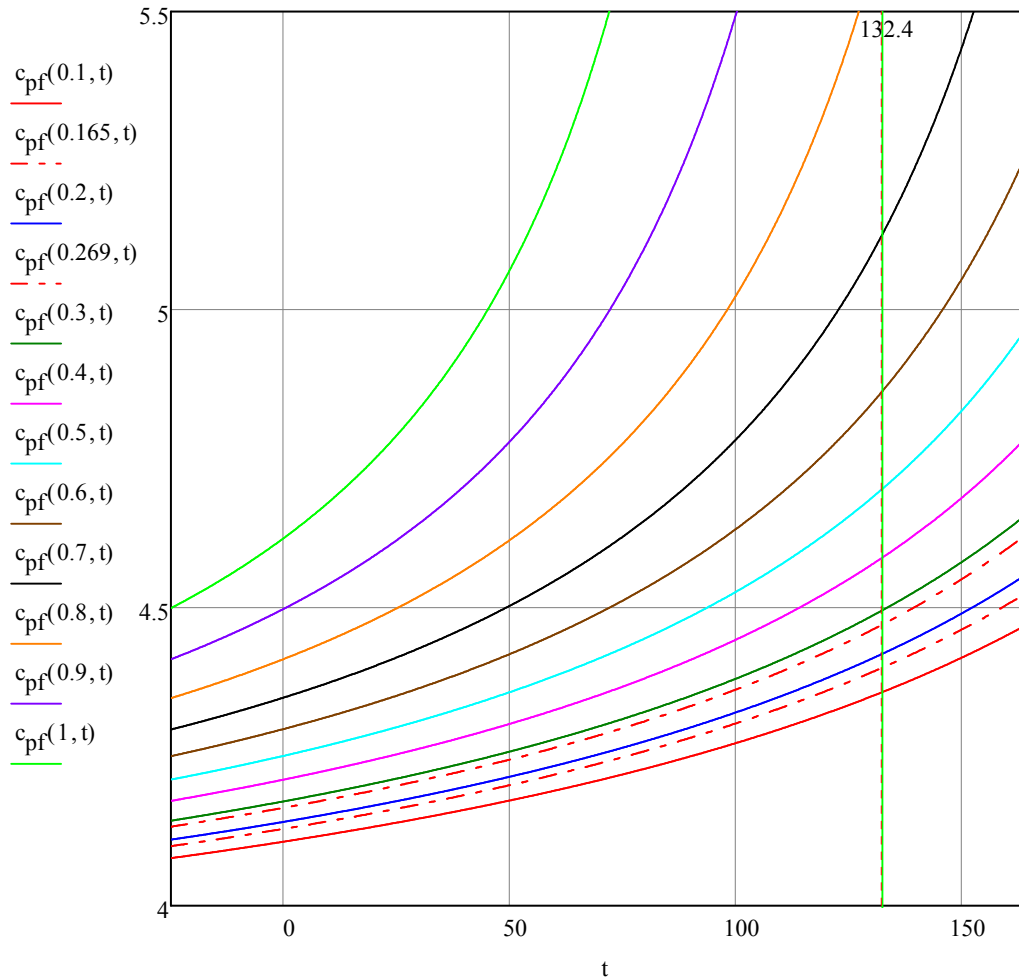
$$T_c(\xi_2) := \sum_{i=1}^5 \left( a_i \cdot x_2(\xi_2)^{i-1} \right)$$

## Ειδική θερμοχωρητικότητα

$$c_{p2f}(\xi_2, t) := 3.875648 + 0.242125 \cdot \left( 1 - \frac{t + 273}{T_c(\xi_2)} \right)^{-1}$$

$$c_{p1f}(\xi_2, t) := 3.665785 + 0.236312 \cdot \left( 1 - \frac{t + 273}{T_c(\xi_2)} \right)^{-1}$$

$$c_{pf}(\xi_2, t) := x_2(\xi_2) \cdot c_{p2f}(\xi_2, t) + (1 - x_2(\xi_2)) \cdot c_{p1f}(\xi_2, t)$$



Σχήμα 5.5: Ειδική θερμοχωρητικότητα του υγρού μίγματος συναρτήσει της κατά μάζα σύστασης και της θερμοκρασίας

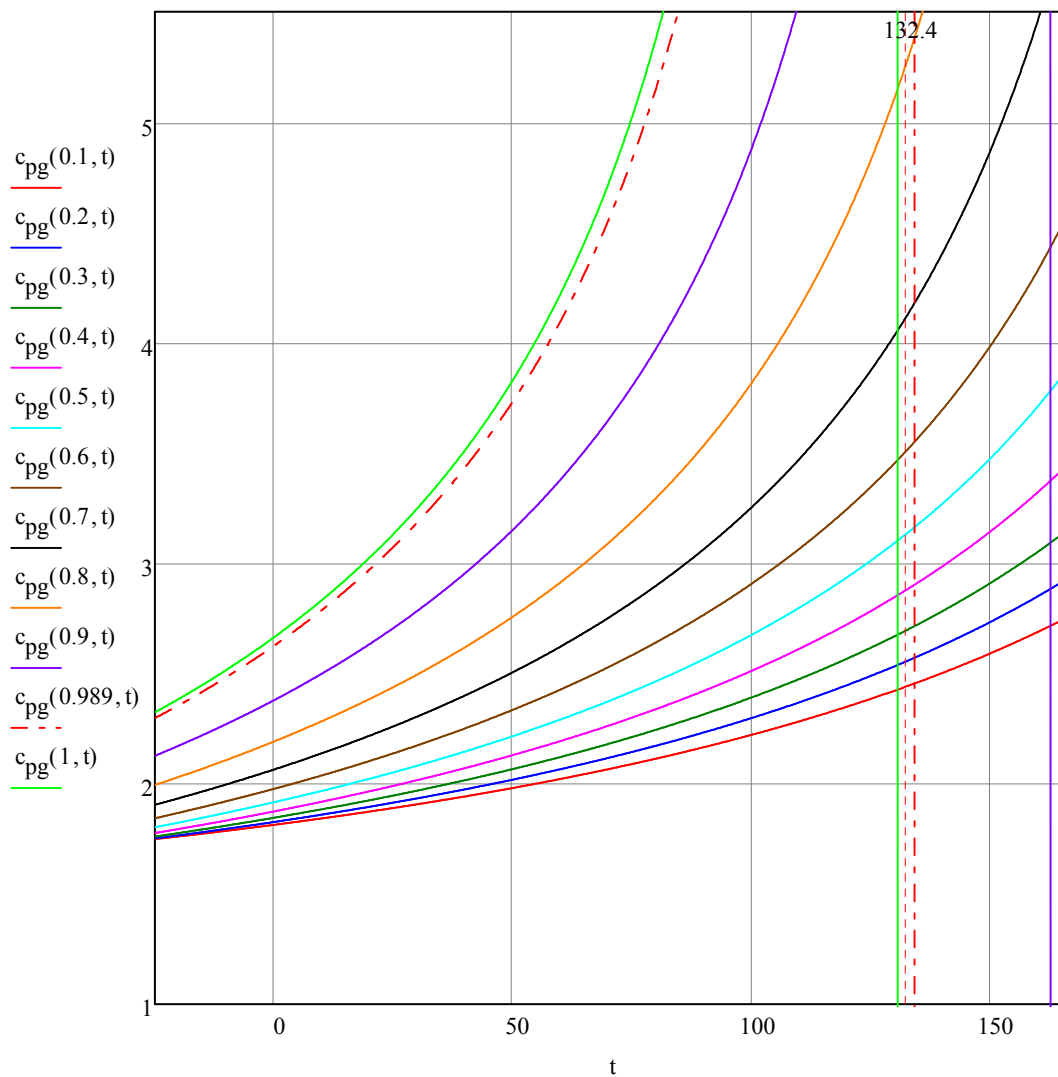
$$c_{p2g}(\xi_2, t) := -1.199197086 + 1.240129495 \cdot \left(1 - \frac{t+273}{T_c(\xi_2)}\right)^{\frac{-1}{3}} + 0.924818752 \cdot \left(1 - \frac{t+273}{T_c(\xi_2)}\right)^{\frac{-2}{3}} \dots$$

$$+ 0.018199633 \cdot \left(1 - \frac{t+273}{T_c(\xi_2)}\right)^{\frac{-5}{3}} - 0.245034 \cdot 10^{-3} \cdot \left(1 - \frac{t+273}{T_c(\xi_2)}\right)^{\frac{-7.5}{3}}$$

$$c_{pg}(\xi_2, t) := 3.461825651 - 4.987788063 \cdot \left(1 - \frac{t + 273}{T_c(\xi_2)}\right)^{\frac{-1}{3}} + 2.994381770 \cdot \left(1 - \frac{t + 273}{T_c(\xi_2)}\right)^{\frac{-2}{3}} \dots$$

$$+ 6.259308 \cdot 10^{-3} \cdot \left(1 - \frac{t + 273}{T_c(\xi_2)}\right)^{\frac{-5}{3}} - 8.262961 \cdot 10^{-6} \cdot \left(1 - \frac{t + 273}{T_c(\xi_2)}\right)^{\frac{-7.5}{3}}$$

$$c_{pg}(\xi_2, t) := y_2(\xi_2) \cdot c_{p2g}(\xi_2, t) + (1 - y_2(\xi_2)) \cdot c_{p1g}(\xi_2, t)$$



Σχήμα 5.6: Ειδική θερμοχωρητικότητα του αέριου μίγματος συναρτήσει της κατά μάζα σύστασης και της θερμοκρασίας

## Πυκνότητα

Κρίσιμες πυκνότητες συστατικών:  $\rho_{1c} := 322$

$\rho_{2c} := 225$

$$A1 := \begin{pmatrix} 1 \\ 1.993771843 \\ 1.0985211604 \\ -0.5094492996 \\ -1.761912427 \\ -44.9005480267 \\ -723692.2618632 \end{pmatrix} \quad b1 := \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{3} \\ \frac{2}{3} \\ \frac{5}{3} \\ \frac{16}{3} \\ \frac{43}{3} \\ \frac{110}{3} \end{pmatrix} \quad A2 := \begin{pmatrix} 1 \\ 2.02491283 \\ 0.84049667 \\ 0.30155852 \\ -0.20926619 \\ -74.60250177 \\ 4089.79277506 \end{pmatrix} \quad b2 := \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{3} \\ \frac{2}{3} \\ \frac{5}{3} \\ \frac{16}{3} \\ \frac{43}{3} \\ \frac{70}{3} \end{pmatrix}$$

$$\rho_{1f}(t) := \rho_{1c} \cdot \sum_{i=1}^7 \left[ A1_i \cdot \left( 1 - \frac{t+273}{T_{1c}} \right)^{b1_i} \right]$$

$$\rho_{2f}(t) := \rho_{2c} \cdot \sum_{i=1}^7 \left[ A2_i \cdot \left( 1 - \frac{t+273}{T_{2c}} \right)^{b2_i} \right]$$

$$A_1 := \begin{pmatrix} -2.41 \\ 8.31 \\ -6.924 \end{pmatrix}$$

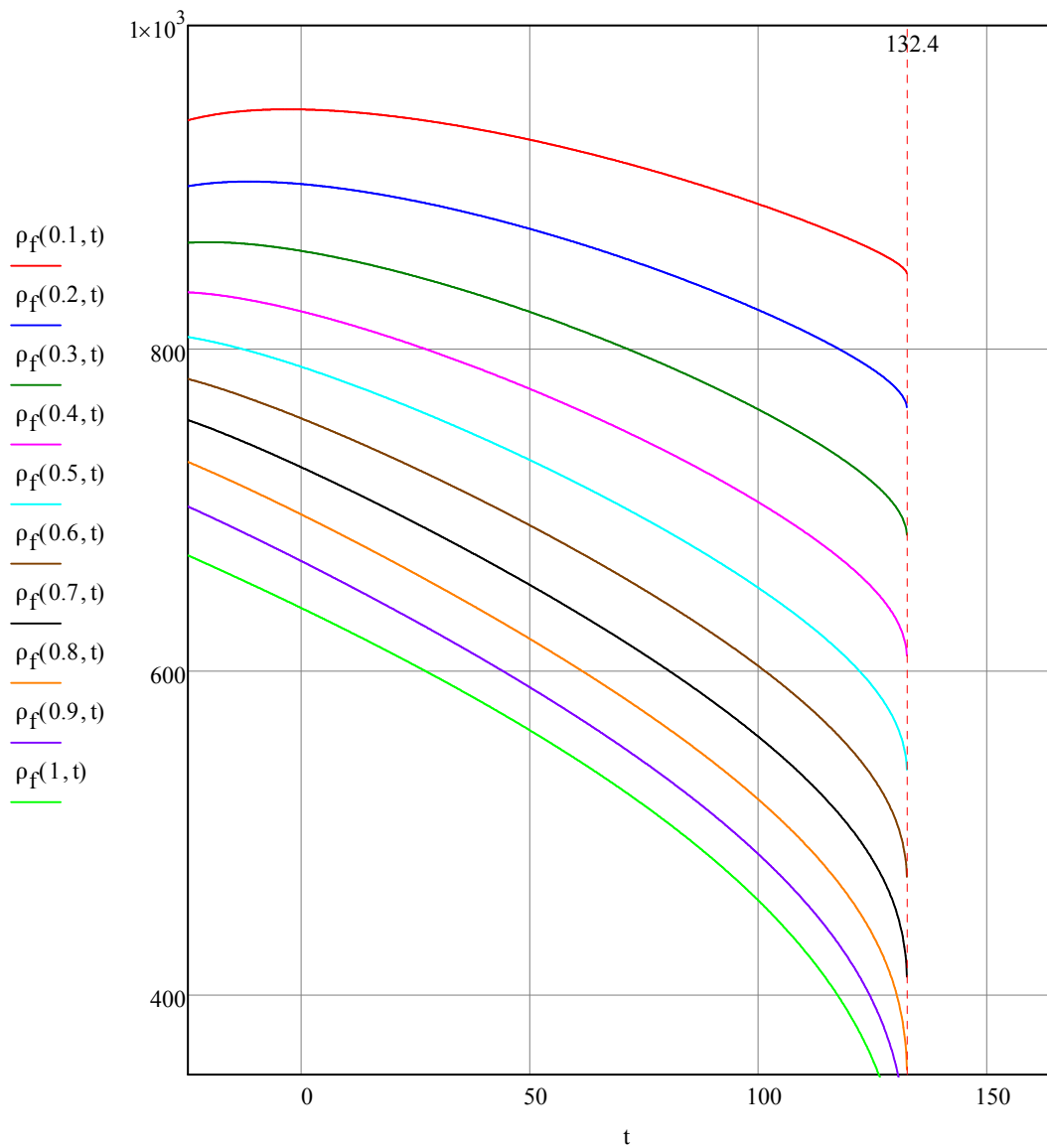
$$A_2 := \begin{pmatrix} 2.118 \\ -4.05 \\ 4.443 \end{pmatrix}$$

$$A_f(\xi_2, t) := \sum_{i=1}^3 \left[ A1_i \cdot \left( \frac{t+273}{T_{1c}} \right)^{i-1} \right] + \frac{\sum_{i=1}^3 \left[ A2_i \cdot \left( \frac{t+273}{T_{1c}} \right)^{i-1} \right]}{x_2(\xi_2)}$$



$$\Delta\rho_f(\xi_2, t) := \left[ x_2(\xi_2) \cdot (1 - x_2(\xi_2)) - A_f(\xi_2, t) \cdot x_2(\xi_2)^2 \cdot (1 - x_2(\xi_2)) \right] \cdot \rho_{2f}(t)^{\frac{1}{2}} \cdot \rho_{1f}(t)^{\frac{1}{2}}$$

$$\rho_f(\xi_2, t) := x_2(\xi_2) \cdot \rho_{2f}(t) + (1 - x_2(\xi_2)) \rho_{1f}(t) + \Delta\rho_f(\xi_2, t)$$



Σχήμα 5.7: Πυκνότητα του υγρού μίγματος συναρτήσει της κατά μάζα σύστασης και της θερμοκρασίας

$$A3 := \begin{pmatrix} -2.025450113 \\ -2.701314216 \\ -5.359161836 \\ -17.343964539 \\ -44.618326953 \\ -64.869052901 \end{pmatrix} \quad b := \begin{pmatrix} \frac{1}{3} \\ \frac{2}{3} \\ \frac{4}{3} \\ \frac{3}{3} \\ 3 \\ \frac{37}{6} \\ \frac{71}{6} \end{pmatrix} \quad A4 := \begin{pmatrix} -1.43097426 \\ -3.31273638 \\ -4.44425769 \\ -16.84466419 \\ -37.79713547 \\ -97.82853834 \end{pmatrix}$$

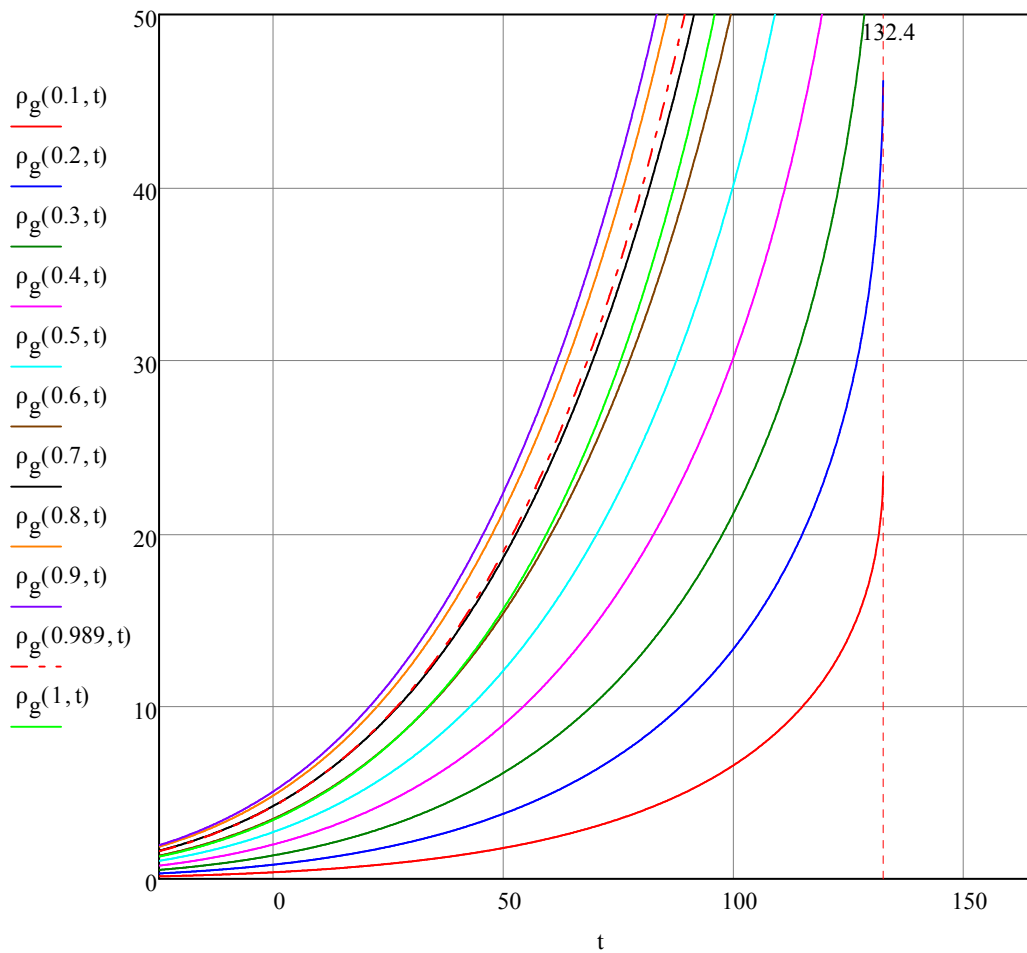
$$\rho_{1g}(t) := \rho_{1c} \cdot e^{\sum_{i=1}^6 \left[ A3_i \cdot \left( 1 - \frac{t+273}{T_{1c}} \right)^{b_i} \right]}$$

$$\rho_{2g}(t) := \rho_{2c} \cdot e^{\sum_{i=1}^6 \left[ A4_i \cdot \left( 1 - \frac{t+273}{T_{2c}} \right)^{b_i} \right]}$$

$$\Delta\rho_{\max}(t) := e^{9.952 - \frac{3.884}{\left( \frac{t+273}{T_{1c}} \right)}}$$

$$\Delta\rho_g(\xi_2, t) := 82 \cdot \left[ (1 - y_2(\xi_2))^{0.5} \right] \cdot \left( 1 - e^{-0.05 \cdot y_2(\xi_2)^{2.75}} \right) \cdot \Delta\rho_{\max}(t)$$

$$\rho_g(\xi_2, t) := y_2(\xi_2) \cdot \rho_{2g}(t) + (1 - y_2(\xi_2)) \cdot \rho_{1g}(t) + \Delta\rho_g(\xi_2, t)$$



Σχήμα 5.8: Πυκνότητα του αέριου μίγματος συναρτήσει της κατά μάζα σύστασης και της θερμοκρασίας

### Δυναμική συνεκτικότητα

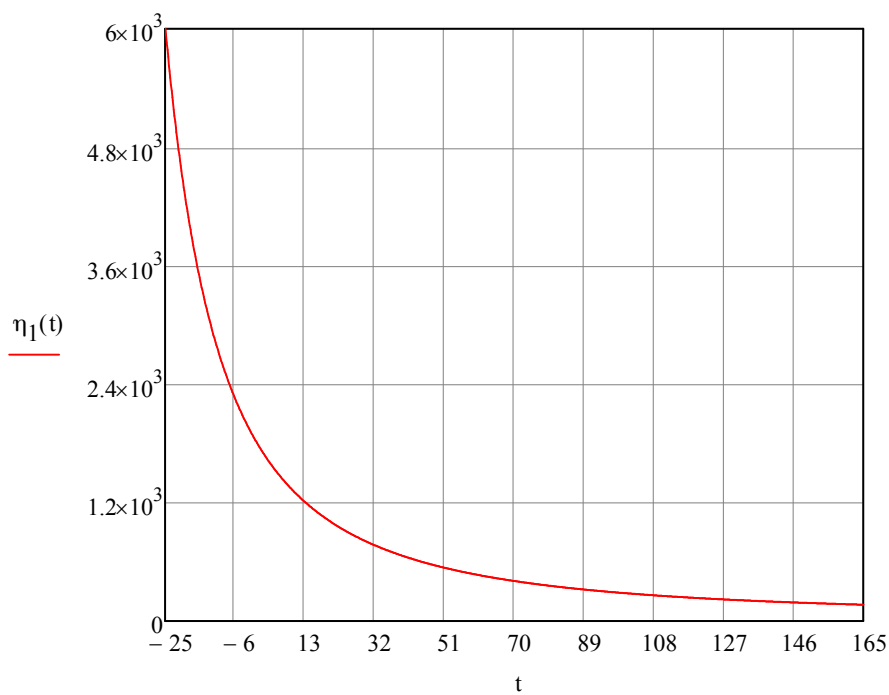
$$HA := \begin{pmatrix} 1 \\ 0.978197 \\ 0.579829 \\ -0.202354 \end{pmatrix}$$

$$\eta_{01}(t) := \left( \frac{t + 273}{647.226} \right)^{0.5} \cdot \left[ \sum_{i=1}^4 \left[ HA_i \cdot \left( \frac{t + 273}{647.226} \right)^{-(i-1)} \right] \right]^{-1}$$

$$GH := \begin{pmatrix} 0.5132047 & 0.2151778 & -0.2818107 & 0.1778064 & -0.0417661 & 0 & 0 \\ 0.3205656 & 0.7317883 & -1.070786 & 0.460504 & 0 & -0.01578386 & 0 \\ 0 & 1.241044 & -1.263184 & 0.2340379 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1.476783 & 0 & -0.4924179 & 0.1600435 & 0 & -0.0036294 \\ -0.7782567 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0.1885447 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\eta_{11}(t) := e^{\left(\frac{\rho_{1f}(t)}{317.7}\right) \cdot \sum_{i=1}^6 \sum_{j=1}^7 \left[ GH_{i,j} \cdot \left[ \left( \frac{t+273}{647.226} \right)^{-1} - 1 \right]^{i-1} \cdot \left[ \left( \frac{\rho_{1f}(t)}{317.7} \right)^{-1} \right]^{j-1} \right]}$$

$$\eta_1(t) := 55.071 \cdot \eta_{01}(t) \cdot \eta_{11}(t)$$



Σχήμα 5.9: Δυναμική συνεκτικότητα του νερού συναρτήσει της θερμοκρασίας

$$AH := \begin{pmatrix} 4.9931822 \\ -0.61122364 \\ 0 \\ 0.18535124 \\ -0.1160946 \end{pmatrix}$$

$$\Sigma_{\eta}(t) := e^{\sum_{i=1}^5 \left( AH_i \cdot \ln \left( \frac{t+273}{386} \right)^{i-1} \right)}$$

$$\eta_{02}(t) := \frac{2.3157 \cdot (t + 273)^{0.5} \cdot M_2^{0.5}}{0.2957^2 \cdot \Sigma_{\eta}(t)}$$

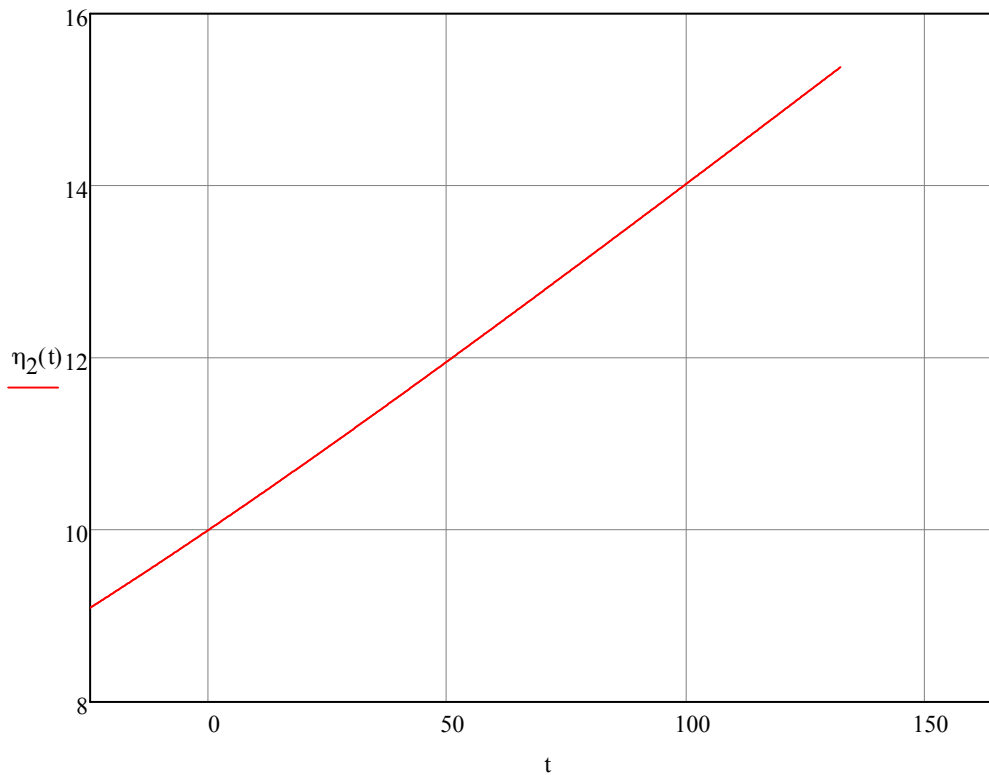
$$CH := \begin{pmatrix} -0.17999496 \cdot 10^1 \\ 0.46692621 \cdot 10^2 \\ -0.53460794 \cdot 10^3 \\ 0.33604074 \cdot 10^4 \\ -0.13019164 \cdot 10^5 \\ 0.3341423 \cdot 10^5 \\ -0.58711743 \cdot 10^5 \\ 0.71426686 \cdot 10^5 \\ -0.59834012 \cdot 10^5 \\ 0.33652741 \cdot 10^5 \\ -0.1202735 \cdot 10^5 \\ 0.24348205 \cdot 10^4 \\ -0.20807957 \cdot 10^3 \end{pmatrix}$$

$$B(t) := 0.6022137 \cdot \eta_{02}(t) \cdot (0.2957)^3 \cdot \sum_{f=1}^{13} \left[ CH_f \cdot \left( \sqrt{\frac{t+273}{386}} \right)^{-(f-1)} \right]$$

$$DH := \begin{pmatrix} 0 & -0.17366936 \cdot 10^{-2} & 0 \\ 0 & -0.64250359 \cdot 10^{-2} & 0 \\ 2.19664285 \cdot 10^{-1} & 0 & 1.67668649 \cdot 10^{-4} \\ 0 & 0 & -1.49710093 \cdot 10^{-4} \\ -0.83651107 \cdot 10^{-1} & 0 & 0.77012274 \cdot 10^{-4} \end{pmatrix}$$

$$\Delta\eta_2(t) := \frac{\rho_{2g}(t)}{10^3 \cdot M_2} \cdot B(t) + \sum_{i=1}^3 \left[ \frac{\rho_{2g}(t)}{10^3 \cdot M_2} \cdot \sum_{j=1}^5 \frac{DH_{j,i}}{\left(\frac{t+273}{386}\right)^{j-1}} \right]$$

$$\eta_2(t) := \eta_{02}(t) + \Delta\eta_2(t)$$

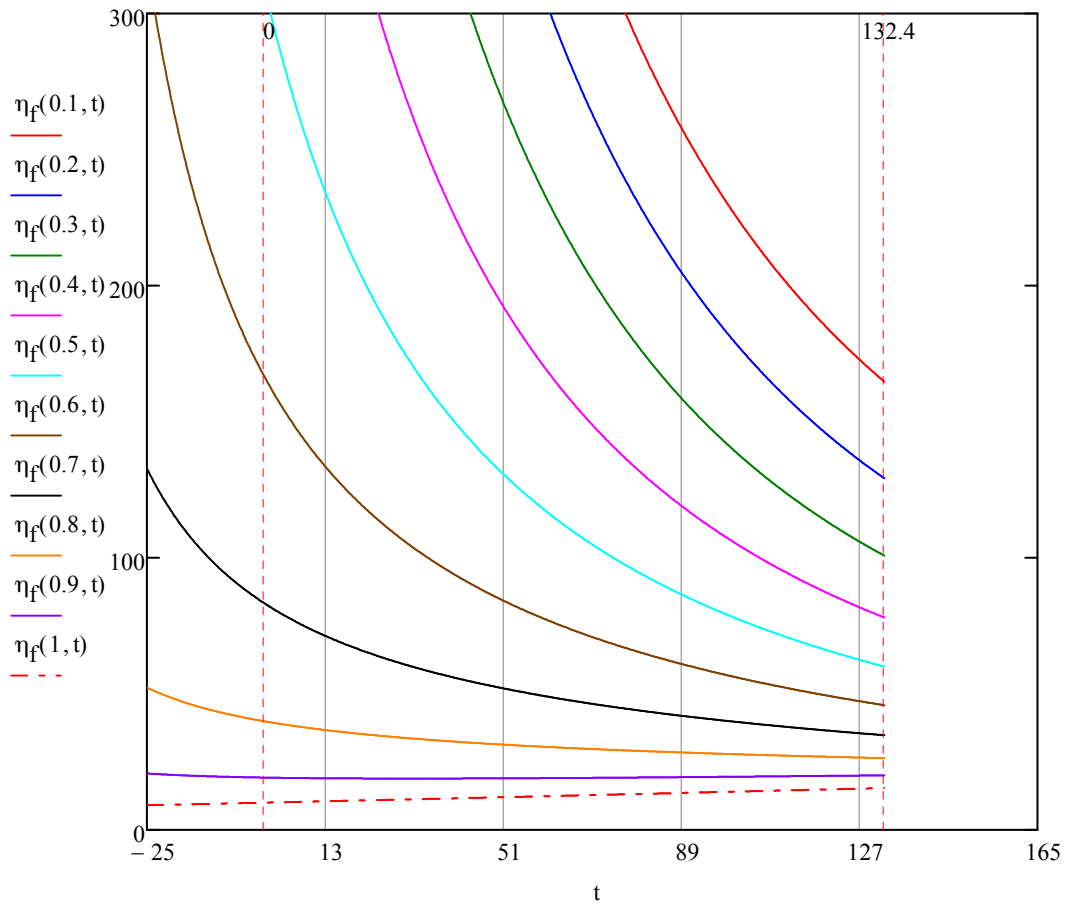


Σχήμα 5.10: Δυναμική συνεκτικότητα της αμμωνίας συναρτήσει της θερμοκρασίας

$$I(\xi_2, t) := 6.38 \cdot (1 - x_2(\xi_2))^{1.125 \cdot x_2(\xi_2)} \cdot \left[ 1 - e^{-0.585 \cdot x_2(\xi_2) \cdot (1 - x_2(\xi_2))^{0.18}} \right] \cdot \ln(\eta_1(t)^{0.5} \cdot \eta_2(t)^{0.5})$$

$$\Delta\eta_f(\xi_2, t) := \left( 0.534 - 0.815 \cdot \frac{t+273}{T_{1c}} \right) \cdot I(\xi_2, t)$$

$$\eta_f(\xi_2, t) := e^{\left[ x_2(\xi_2) \cdot \ln(\eta_2(t)) + (1 - x_2(\xi_2)) \cdot \ln(\eta_1(t)) + \Delta\eta_f(\xi_2, t) \right]}$$

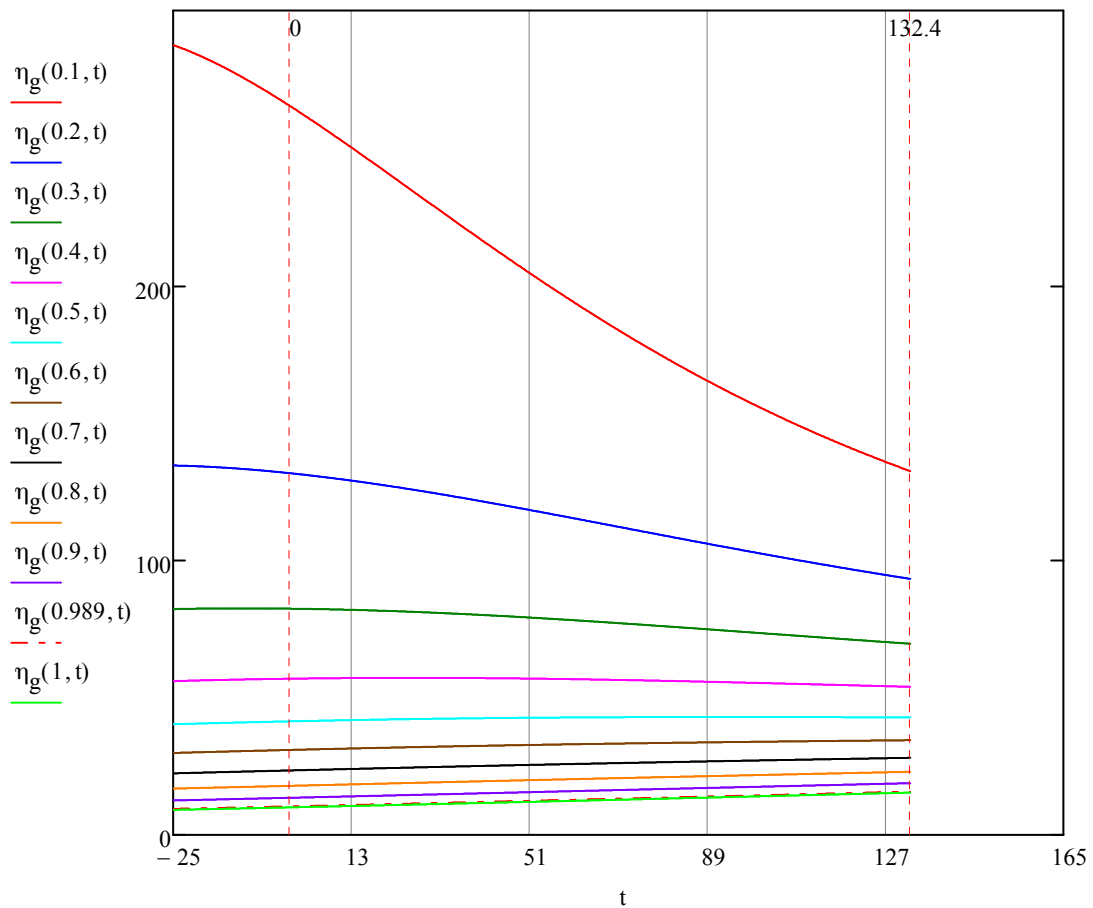


Σχήμα 5.11: Δυναμική συνεκτικότητα του υγρού μίγματος συναρτήσει της κατά μάζα σύστασης και της θερμοκρασίας

$$\Phi_{12}(t) := \frac{\left[ 1 + \left( \frac{\eta_2(t)}{\eta_1(t)} \right)^{0.5} \cdot \left( \frac{M_1}{M_2} \right)^{0.25} \right]^2}{\left[ 8 \cdot \left( 1 + \frac{M_2}{M_1} \right) \right]^{0.5}}$$

$$\Phi_{21}(t) := \Phi_{12}(t) \cdot \frac{\eta_1(t)}{\eta_2(t)} \cdot \frac{M_2}{M_1}$$

$$\eta_g(\xi_2, t) := \frac{y_2(\xi_2) \cdot \eta_2(t)}{y_2(\xi_2) + (1 - y_2(\xi_2)) \cdot \Phi_{12}(t)} + \frac{(1 - y_2(\xi_2)) \cdot \eta_1(t)}{(1 - y_2(\xi_2)) + y_2(\xi_2) \cdot \Phi_{21}(t)}$$



Σχήμα 5.12: Δυναμική συνεκτικότητα του αέριου μίγματος συναρτήσει της κατά μάζα σύστασης και της θερμοκρασίας

### Συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας

$$L1 := \begin{pmatrix} 0.0102811 & -0.29707 & 0.0701309 & 0.642857 \\ 0.0299621 & 0.400302 & 0.011852 & -4.11717 \\ 0.0156146 & 1.06 & 0.00169937 & -6.17937 \\ -0.00422464 & -0.171587 & -1.02 & 0.00308976 \\ 0 & 2.39219 & 0 & 0.0822994 \\ 0 & 0 & 0 & 10.0932 \end{pmatrix}^T$$

$$A\Lambda := \begin{pmatrix} 8.902275 \cdot 10^2 \\ -0.69235 \\ -2.401 \cdot 10^{-3} \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$\lambda_{01}(t) := \left( \frac{t + 273}{647.26} \right)^{0.5} \cdot \sum_{i=1}^4 \left[ L1_{i,1} \cdot \left( \frac{t + 273}{647.26} \right)^{i-1} \right]$$



$$\lambda_{11f}(t) := L1_{2,1} + L1_{2,2} \cdot \frac{\rho_{1f}(t)}{317.7} + L1_{2,3} \cdot e^{L1_{2,4} \cdot \left( \frac{\rho_{1f}(t)}{317.7} + L1_{2,5} \right)^2}$$

$$\Delta T_1(t) := \left| \frac{t + 273}{647.26} - 1 \right| + L1_{4,4}$$

$$\Lambda_0(t) := \begin{cases} \frac{1}{\Delta T_1(t)} & \text{if } \frac{t + 273}{647.26} \geq 1 \\ \frac{L1_{4,6}}{\Delta T_1(t)^{\frac{3}{5}}} & \text{otherwise} \end{cases}$$

$$\Lambda_1(t) := 2 + \frac{L1_{4,5}}{\Delta T_1(t)^{\frac{3}{5}}}$$

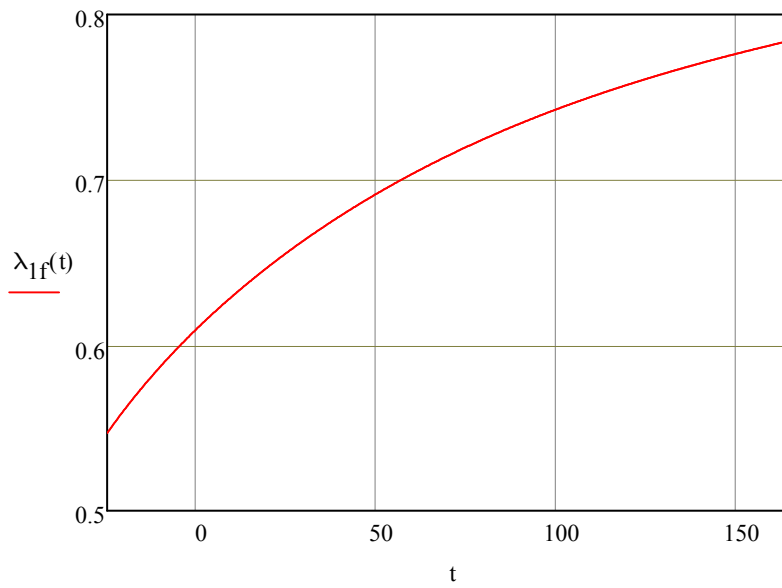
$$\Lambda_{1f}(t) := \left[ \frac{L1_{3,1}}{\left( \frac{t + 273}{647.26} \right)^{10}} + L1_{3,2} \right] \cdot \left( \frac{\rho_{1f}(t)}{317.7} \right)^{\frac{9}{5}} \cdot e^{L1_{4,1} \cdot \left[ 1 - \left( \frac{\rho_{1f}(t)}{317.7} \right)^{\frac{14}{5}} \right]}$$

$$\Lambda_{2f}(t) := L1_{3,3} \cdot \Lambda_0(t) \cdot \left( \frac{\rho_{1f}(t)}{317.7} \right)^{\Lambda_1(t)} \cdot e^{\left( \frac{\Lambda_1(t)}{1 + \Lambda_1(t)} \right) \cdot \left[ 1 - \left( \frac{\rho_{1f}(t)}{317.7} \right)^{1 + \Lambda_1(t)} \right]}$$

$$\Lambda_{3f}(t) := L1_{3,4} \cdot e^{L1_{4,2} \cdot \left( \frac{t + 273}{647.26} \right)^{\frac{3}{2}} + \frac{L1_{4,3}}{\left( \frac{\rho_{1f}(t)}{317.7} \right)^5}$$

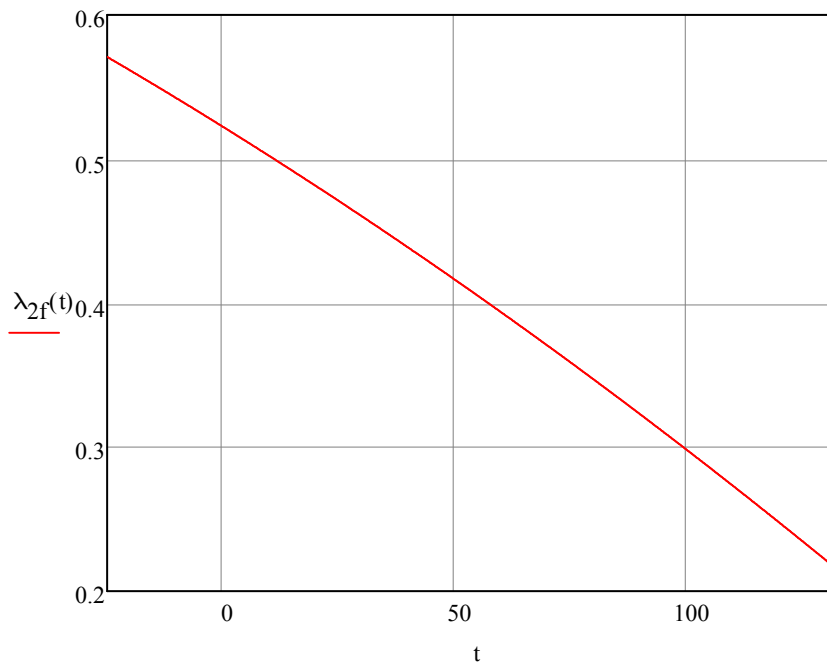
$$\lambda_{21f}(t) := \Lambda_{1f}(t) + \Lambda_{2f}(t) + \Lambda_{3f}(t)$$

$$\lambda_{1f}(t) := \lambda_{01}(t) + \lambda_{11f}(t) + \lambda_{21f}(t)$$



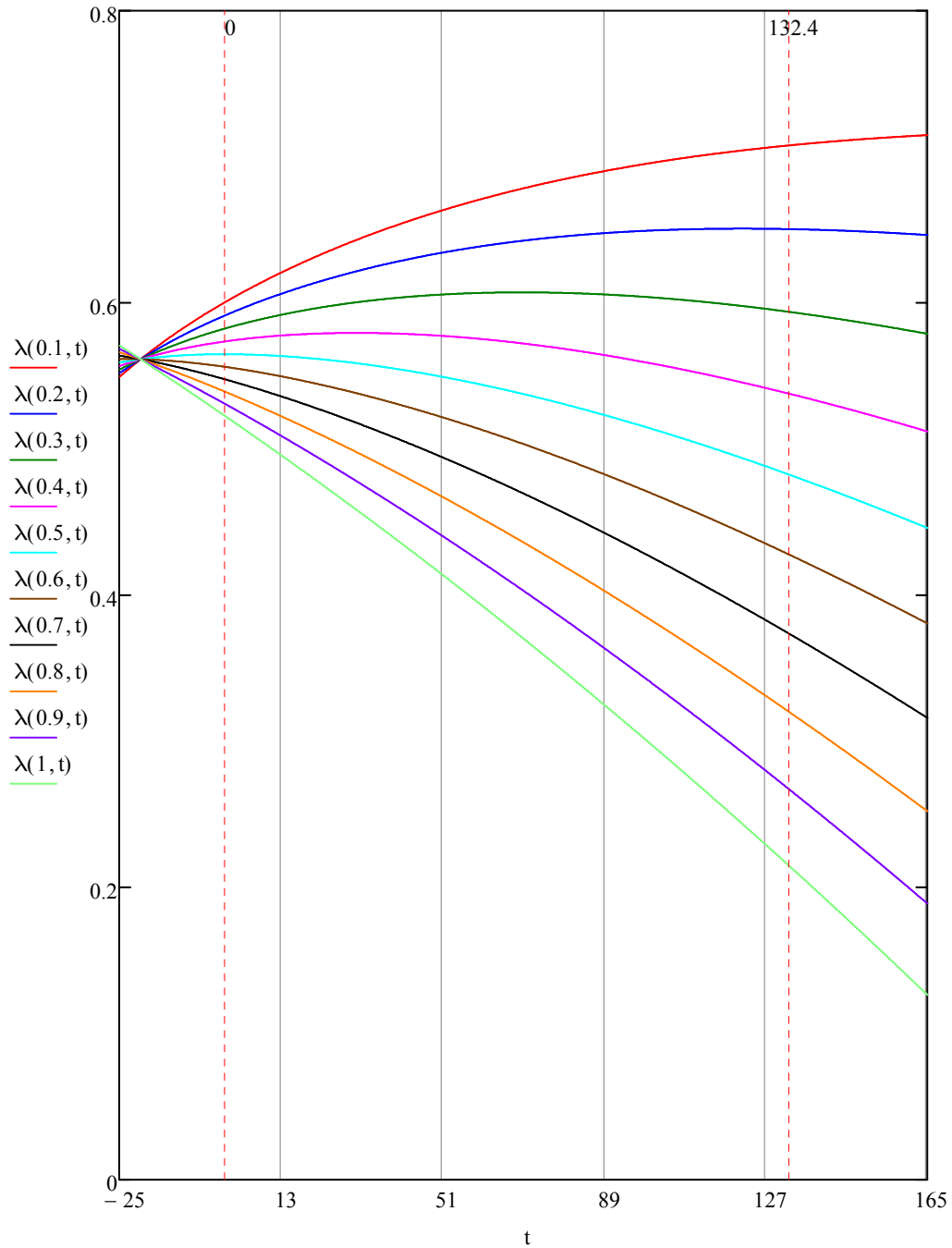
Σχήμα 5.13: Συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας του νερού συναρτήσει της θερμοκρασίας

$$\lambda_{2f}(t) := \sum_{i=1}^4 \left[ A\Lambda_i \cdot (t + 273)^{i-1} \right] \cdot 10^{-3}$$



Σχήμα 5.14: Συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας της αμμωνίας συναρτήσει της θερμοκρασίας

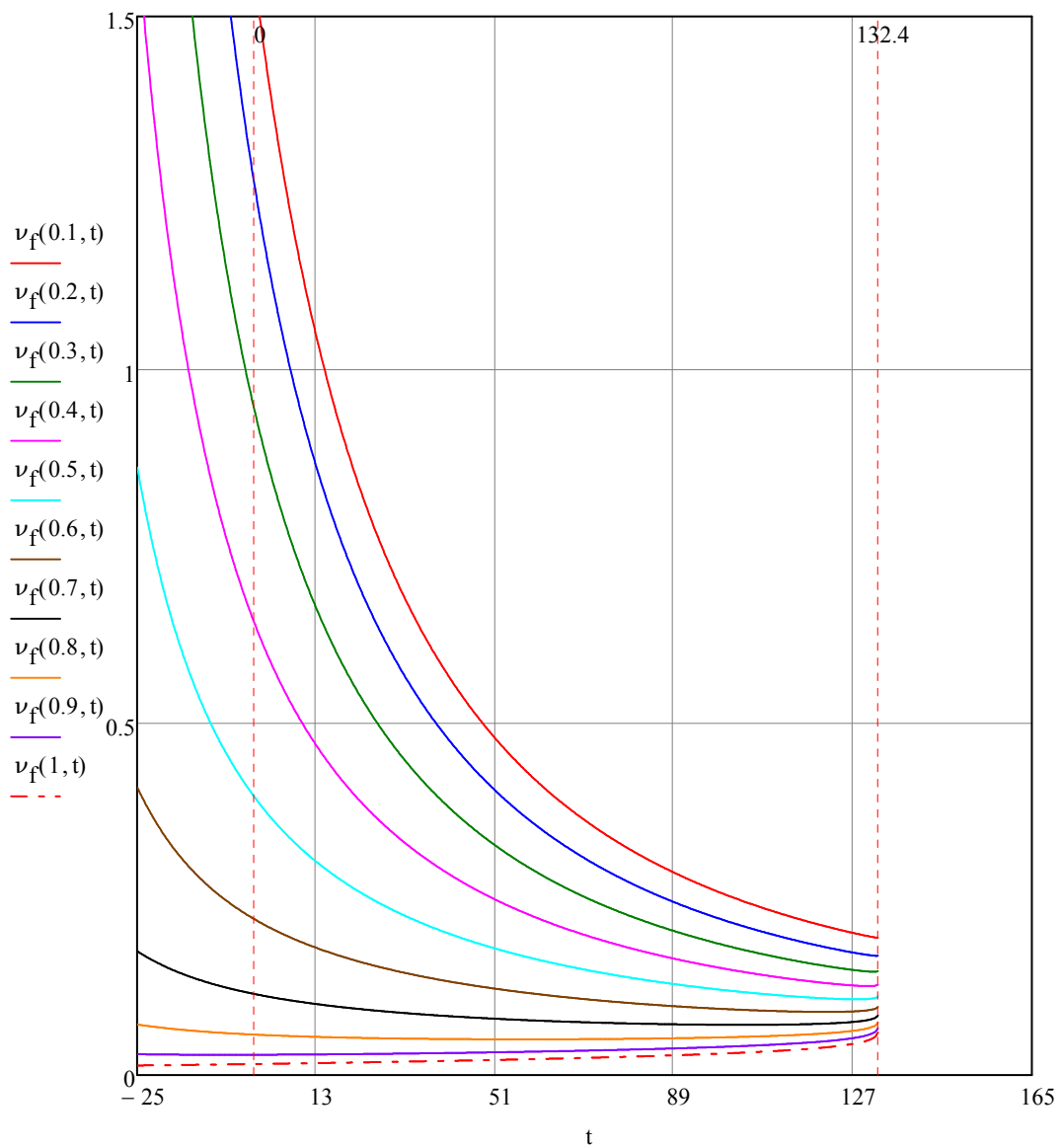
$$\lambda(\xi_2, t) := x_2(\xi_2) \cdot \lambda_{2f}(t) + (1 - x_2(\xi_2)) \cdot \lambda_{1f}(t)$$



Σχήμα 5.15: Συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας του μίγματος συναρτήσει της κατά μάζα σύστασης και της θερμοκρασίας

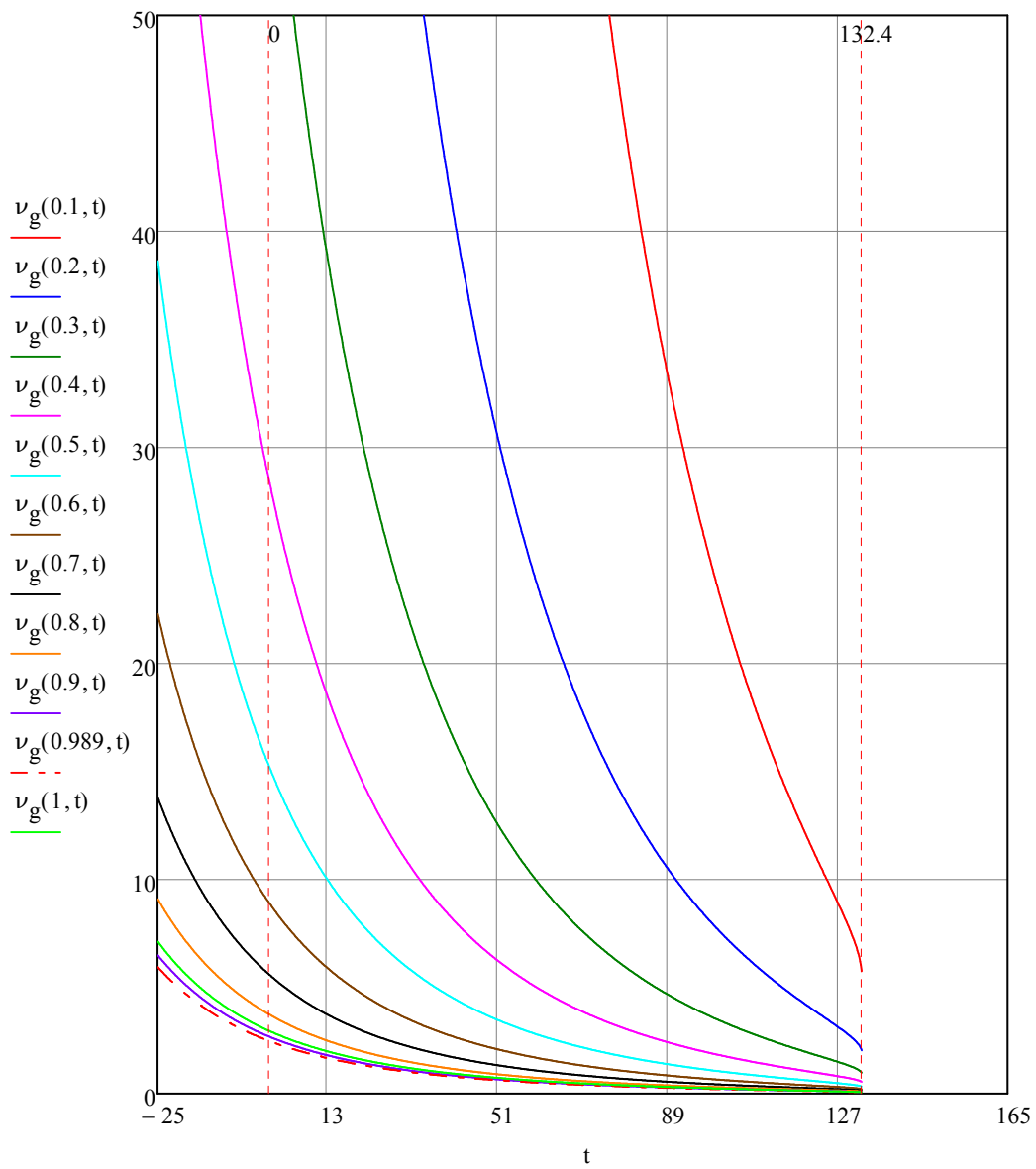
## Κινηματική συνεκτικότητα

$$v_f(\xi_2, t) := \frac{\eta_f(\xi_2, t)}{\rho_f(\xi_2, t)}$$



Σχήμα 5.16: Κινηματική συνεκτικότητα του υγρού μίγματος συναρτήσει της κατά μάζα σύστασης και της θερμοκρασίας

$$v_g(\xi_2, t) := \frac{\eta_g(\xi_2, t)}{\rho_g(\xi_2, t)}$$



Σχήμα 5.17: Κινηματική συνεκτικότητα του αέριου μίγματος συναρτήσει της κατά μάζα σύστασης και της θερμοκρασίας

Κρίσιμος αριθμός  
Reynolds:

$$\text{Re}_{\text{krit}} := 400$$

Αριθμός Prandtl:

$$\text{Pr}_F := 4.7$$

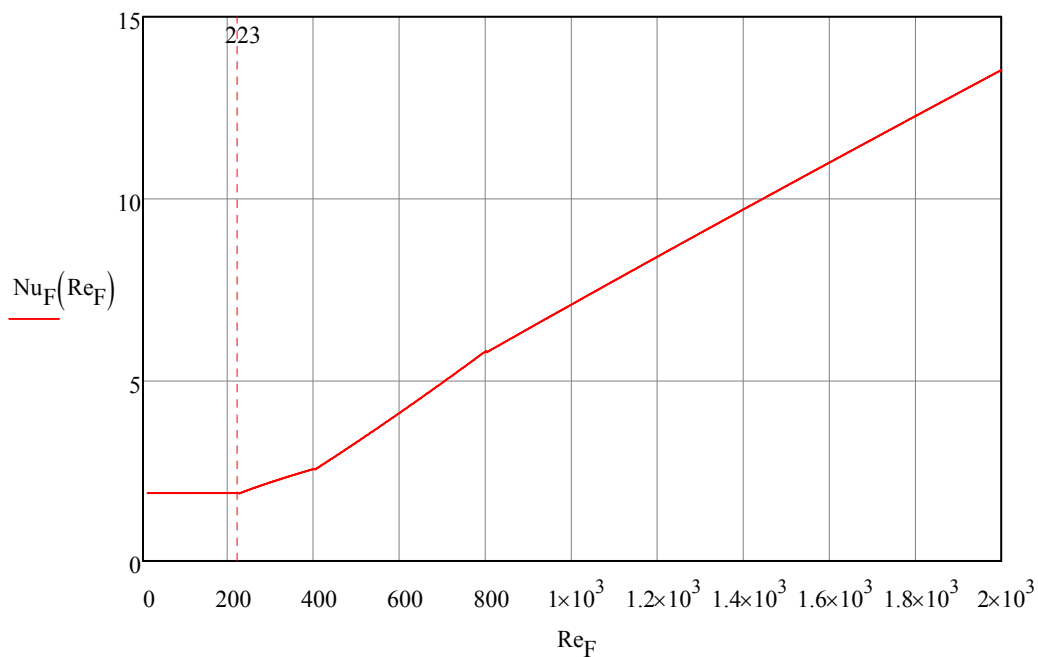
$$\text{Re}_F := 10, 11 \dots 2000$$

$$C_1(\text{Re}_F) := \begin{cases} 1.88 & \text{if } \text{Re}_F < 223 \\ 0.0614 & \text{if } 223 \leq \text{Re}_F < 400 \\ 0.00112 & \text{if } 400 \leq \text{Re}_F < 800 \\ 0.0066 & \text{otherwise} \end{cases}$$
$$n_1(\text{Re}_F) := \begin{cases} 0 & \text{if } \text{Re}_F < 223 \\ \frac{8}{15} & \text{if } 223 \leq \text{Re}_F < 400 \\ \frac{6}{5} & \text{if } 400 \leq \text{Re}_F < 800 \\ \frac{14}{15} & \text{otherwise} \end{cases}$$

$$m_1(\text{Re}_F) := \begin{cases} 0 & \text{if } \text{Re}_F < 223 \\ 0.344 & \text{otherwise} \end{cases}$$

Αριθμός Nusselt κατά Wilke:

$$\text{Nu}_F(\text{Re}_F) := C_1(\text{Re}_F) \cdot \text{Re}_F^{n_1(\text{Re}_F)} \cdot \text{Pr}_F^{m_1(\text{Re}_F)}$$



Σχήμα 5.18: Αριθμός Nusselt κατά Wilke συναρτήσει του αριθμού Reynolds

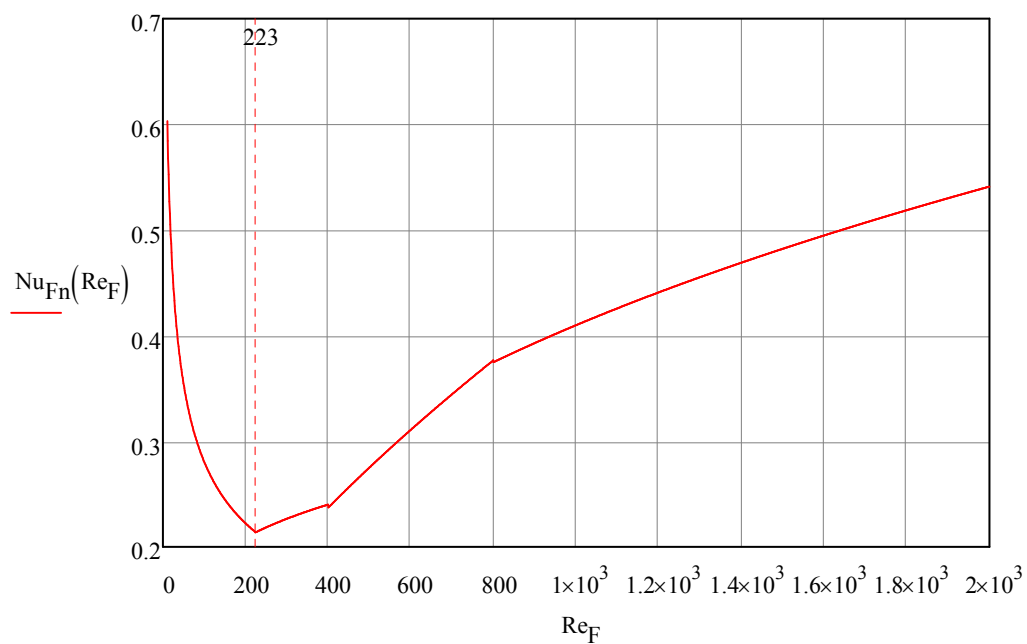
$$C_{1n}(Re_F) := \begin{cases} 1.3 & \text{if } Re_F < 223 \\ 0.0426 & \text{if } 223 \leq Re_F < 400 \\ 0.00257 & \text{if } 400 \leq Re_F < 800 \\ 0.0152 & \text{otherwise} \end{cases}$$

$$n_{1n}(Re_F) := \begin{cases} \frac{-1}{3} & \text{if } Re_F < 223 \\ \frac{1}{5} & \text{if } 223 \leq Re_F < 400 \\ \frac{2}{3} & \text{if } 400 \leq Re_F < 800 \\ \frac{2}{5} & \text{otherwise} \end{cases}$$

$$m_{1n}(Re_F) := \begin{cases} 0 & \text{if } Re_F < 223 \\ 0.344 & \text{otherwise} \end{cases}$$

Νέος Αριθμός Nusselt:

$$Nu_{Fn}(Re_F) := C_{1n}(Re_F) \cdot Re_F^{n_{1n}(Re_F)} \cdot Pr_F^{m_{1n}(Re_F)}$$



Σχήμα 5.19: Νέος αριθμός Nusselt συναρτήσει του αριθμού Reynolds

Οριακή ταχύτητα στο  
τοίχωμα:

$$w_{lim} := 0.066$$

Ταχύτητα:

$$w(\xi_2, t, Re_F) := \begin{cases} \left[ \left( \frac{9.81 \cdot \nu_f(\xi_2, t)}{3} \right)^{\frac{1}{3}} \cdot Re_F^{\frac{2}{3}} \right] & \text{if } Re_F \leq 400 \\ 400^{\frac{1}{3}} \cdot \left[ \left( \frac{9.81 \cdot \nu_f(\xi_2, t)}{3} \right)^{\frac{1}{3}} \cdot Re_F^{\frac{7}{15}} \right] & \text{otherwise} \end{cases}$$

Πάχος οριακού στρώματος:

$$\delta_F(\xi_2, t, Re_F) := \begin{cases} \left[ \left( \frac{\nu_f(\xi_2, t)^2}{3 \cdot 9.81} \right)^{\frac{1}{3}} \cdot Re_F^{\frac{1}{3}} \right] & \text{if } Re_F < 400 \\ 0.302 \cdot \left[ \left( \frac{\nu_f(\xi_2, t)^2}{3 \cdot 9.81} \right)^{\frac{1}{3}} \cdot Re_F^{\frac{8}{15}} \right] & \text{otherwise} \end{cases}$$

Υδραυλική διάμετρος:

$$d_H(\xi_2, t, Re_F) := 4 \cdot \delta_F(\xi_2, t, Re_F)$$

$$C_2(Re_F) := \begin{cases} 2.08 & \text{if } Re_F < 12 \\ 0.267 & \text{if } 12 \leq Re_F < 22 \\ 2.912 & \text{if } 22 \leq Re_F < 200 \\ 5.201 & \text{if } 200 \leq Re_F < 400 \\ 0.0957 & \text{if } 400 \leq Re_F < 800 \\ 0.4743 & \text{otherwise} \end{cases}$$

$$n_2(Re_F) := \begin{cases} \frac{2}{3} & \text{if } Re_F < 12 \\ \frac{4}{3} & \text{if } 12 \leq Re_F < 22 \\ \frac{2}{3} & \text{if } 22 \leq Re_F < 200 \\ \frac{8}{15} & \text{if } 200 \leq Re_F < 400 \\ \frac{6}{5} & \text{if } 400 \leq Re_F < 800 \\ \frac{14}{15} & \text{otherwise} \end{cases}$$

Αριθμός Sherwood κατά Brauer:

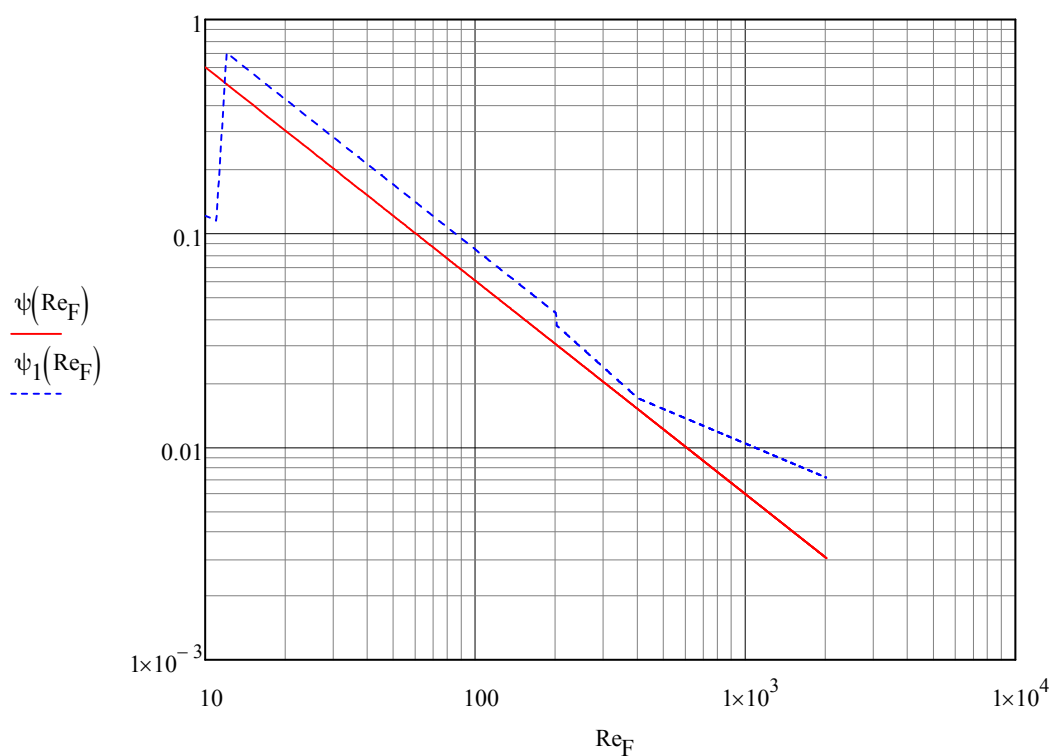
$$Sh_F(\xi_2, t, Re_F) := C_2(Re_F) \cdot Re_F^{n_2(Re_F)} \cdot \frac{\left( \frac{9.81 \cdot \nu_f(\xi_2, t)}{3} \right)^{\frac{1}{3}}}{w_{lim}}$$



Σχετική παροχή:

$$\psi(\text{Re}_F) := \frac{6}{\text{Re}_F}$$

$$\psi_1(\text{Re}_F) := \begin{cases} \left( 8.4 \cdot \text{Re}_F^{-1} \right) & \text{if } 12 \leq \text{Re}_F < 200 \\ \left( 15 \cdot \text{Re}_F^{\frac{-17}{15}} \right) & \text{if } 200 \leq \text{Re}_F < 400 \\ \left( 15 \cdot 400^{\frac{-3}{5}} \cdot \text{Re}_F^{\frac{-8}{15}} \right) & \text{otherwise} \end{cases}$$



Σχήμα 5.20: Σχετική παροχή συναρτήσει του αριθμού Reynolds

Τάση:

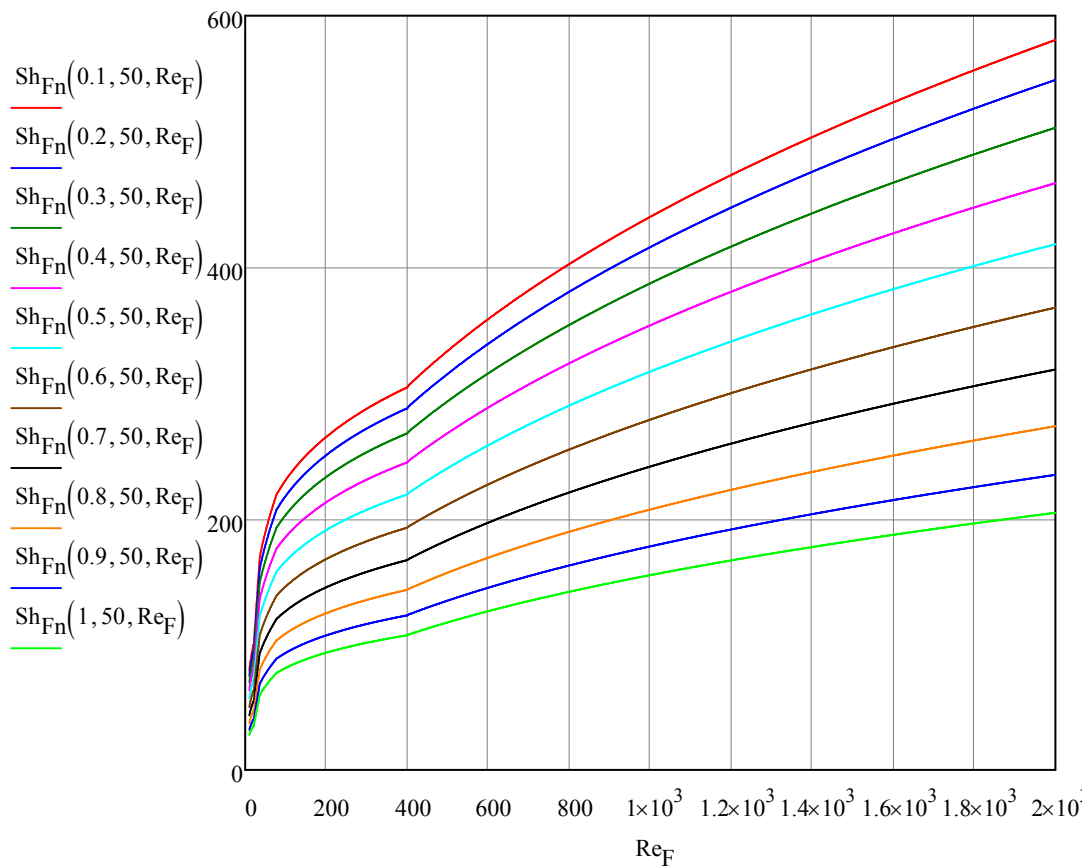
$$\tau(\xi_2, t, \text{Re}_F) := \psi_1(\text{Re}_F) \cdot \rho_f(\xi_2, t) \cdot \frac{w(\xi_2, t, \text{Re}_F)^2}{2}$$

$$K_F := 2.08 \cdot 10^{12}$$

$$C_{2n}(Re_F) := \begin{cases} 1.442 & \text{if } Re_F < 21 \\ 0.185 & \text{if } 21 \leq Re_F < 36 \\ 2.019 & \text{if } 36 \leq Re_F < 77 \\ 3.606 & \text{if } 77 \leq Re_F < 400 \\ 0.22 & \text{if } 400 \leq Re_F < 403 \\ 1.090 & \text{otherwise} \end{cases} \quad n_{2n}(Re_F) := \begin{cases} \frac{1}{3} & \text{if } Re_F < 21 \\ 1 & \text{if } 21 \leq Re_F < 36 \\ \frac{1}{3} & \text{if } 36 \leq Re_F < 77 \\ \frac{1}{5} & \text{if } 77 \leq Re_F < 400 \\ \frac{2}{3} & \text{if } 400 \leq Re_F < 403 \\ \frac{6}{15} & \text{otherwise} \end{cases}$$

Αριθμός Sherwood:

$$Sh_{Fn}(\xi_2, t, Re_F) := C_{2n}(Re_F) \cdot Re_F^{n_{2n}(Re_F)} \cdot \frac{(9.81 \cdot \nu_f(\xi_2, t))^{\frac{1}{3}}}{w_{lim}}$$



Σχήμα 5.21: Αριθμός Sherwood συναρτήσει του αριθμού Reynolds

$$\psi(\xi_2) := \frac{\xi_2}{0.94533 + 0.05467 \cdot \xi_2} \cdot 1.7 + \left( 1 - \frac{\xi_2}{0.94533 + 0.05467 \cdot \xi_2} \right) \cdot 2.6$$

$$M(\xi_2) := \frac{\xi_2}{0.94533 + 0.05467 \cdot \xi_2} \cdot 17.03 + \left( 1 - \frac{\xi_2}{0.94533 + 0.05467 \cdot \xi_2} \right) \cdot 18.01$$

Συντελεστής διαχύσεως:

$$D_F(\xi_2, t) := 117.282 \cdot 10^{-5} \cdot (t + 273.15) \cdot \frac{\sqrt{\psi(\xi_2) \cdot M(\xi_2)}}{\eta_f(\xi_2, t) \cdot \left( \frac{M_2}{\rho_{2f}(t)} \right)^{0.6}}$$

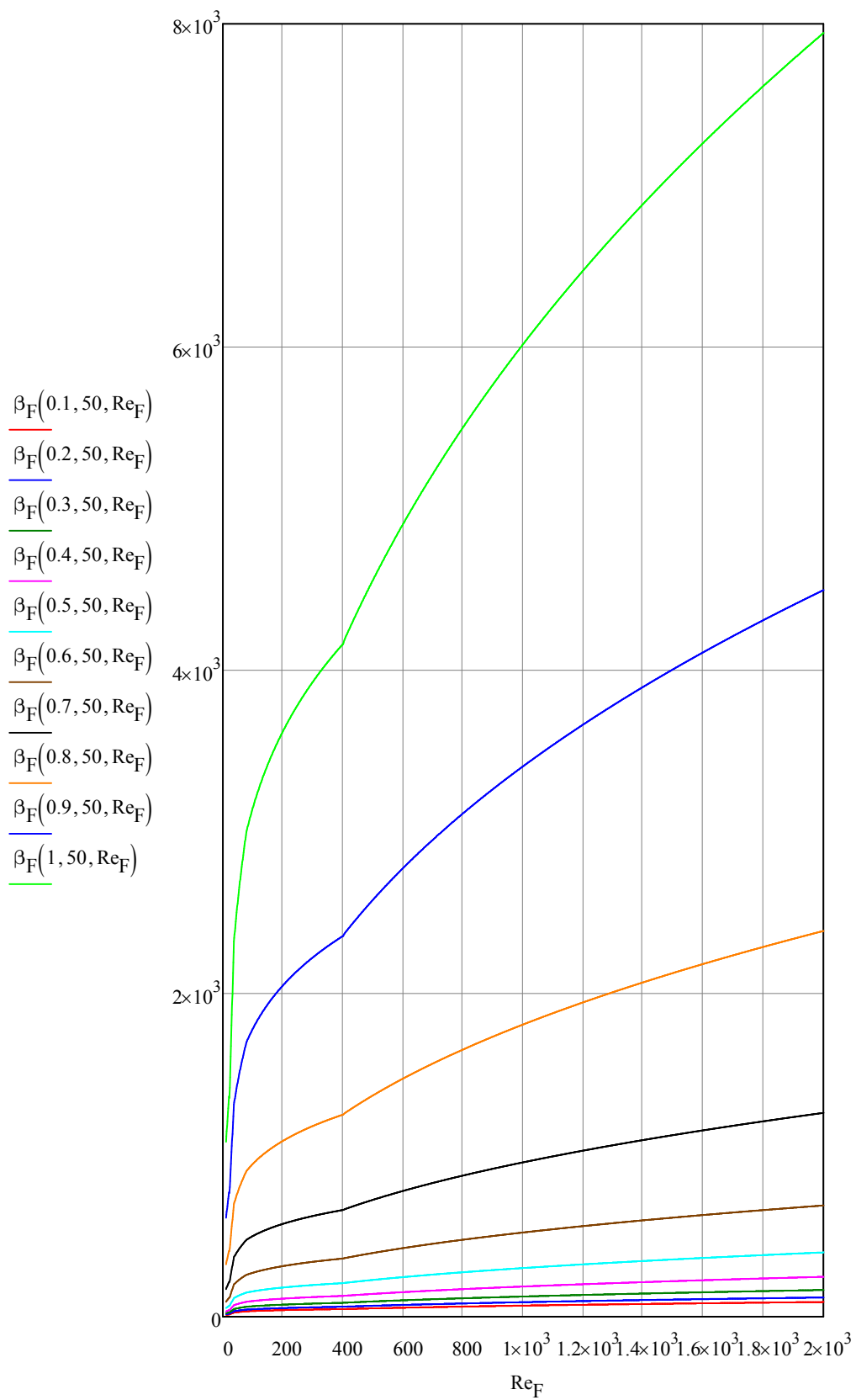
$$D_G(\xi_2, t) := 117.282 \cdot 10^{-18} \cdot (t + 273.15) \cdot \frac{\sqrt{\psi(\xi_2) \cdot M(\xi_2)}}{\eta_g(\xi_2, t) \cdot \left( \frac{M_2}{\rho_{2g}(t)} \right)^{0.6}}$$

Γενικευμένος συντελεστής μεταφοράς μάζας:

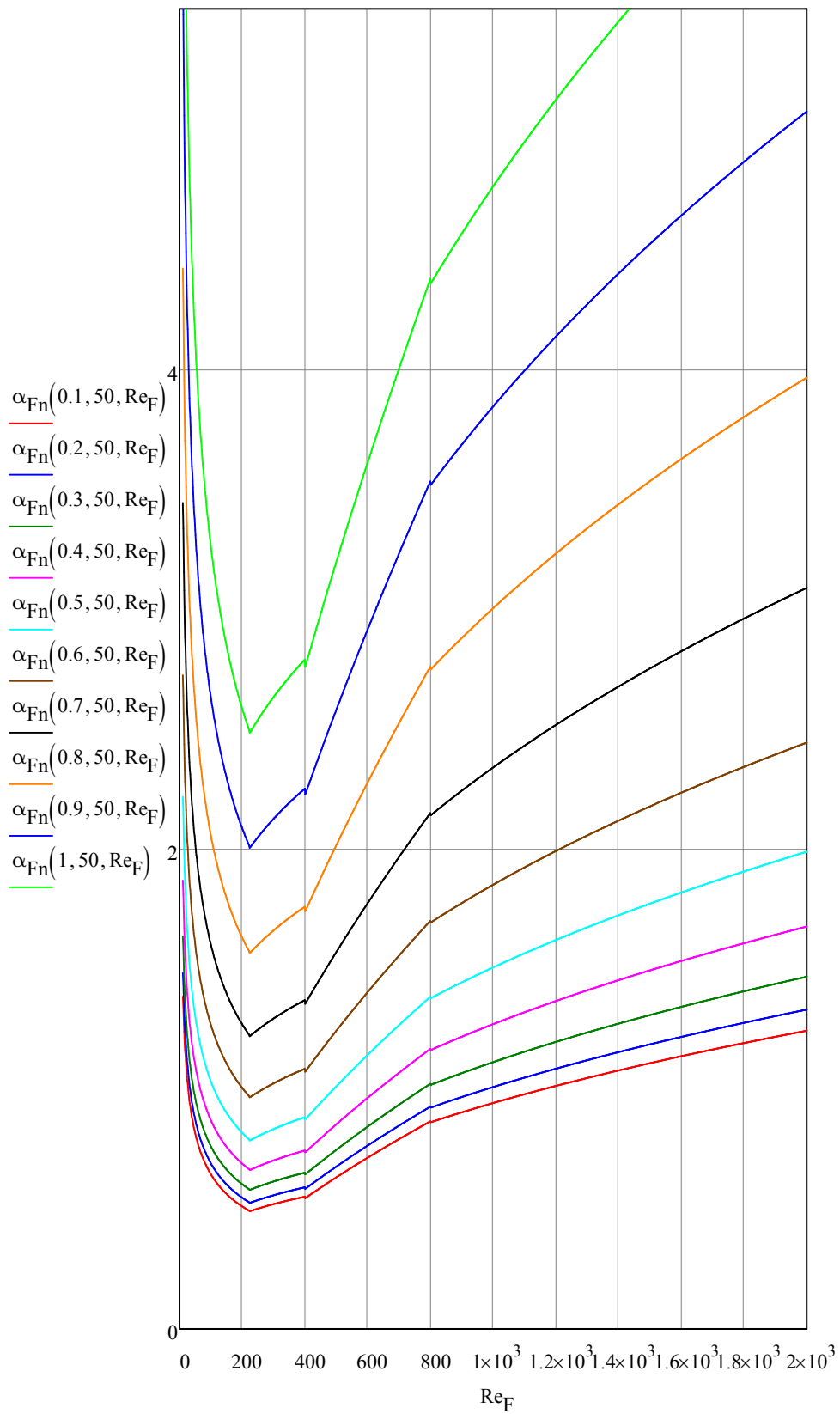
$$\beta_F(\xi_2, t, Re_F) := D_F(\xi_2, t) \cdot \left[ C_{2n}(Re_F) \cdot Re_F^{n_{2n}(Re_F)} \cdot \frac{(9.81 \cdot \nu_f(\xi_2, t))^{\frac{1}{3}}}{w_{lim}} \cdot \left( \frac{\nu_f(\xi_2, t)^2}{9.81} \right)^{\frac{-1}{3}} \right]$$

Γενικευμένος συντελεστής μεταφοράς θερμότητας:

$$\alpha_{Fn}(\xi_2, t, Re_F) := C_{1n}(Re_F) \cdot Re_F^{n_{1n}(Re_F)} \cdot Pr_F^{m_{1n}(Re_F)} \cdot \lambda(\xi_2, t) \cdot \left( \frac{\nu_f(\xi_2, t)^2}{9.81} \right)^{\frac{-1}{3}}$$



Σχήμα 5.22: Γενικευμένος συντελεστής μεταφοράς μάζας συναρτήσει του αριθμού Reynolds



Σχήμα 5.23: Γενικευμένος συντελεστής μεταφοράς θερμότητας συναρτήσει του αριθμού Reynolds

### 5.3.1. Απορροφητής

Ο απορροφητής αποτελεί την κυριότερη συσκευή της θερμαντλίας απορρόφησης και για τον λόγο αυτό συνιστά σημείο αναφοράς για τις τιμές που λαμβάνουν τα θερμοδυναμικά μεγέθη του μίγματος σε όλη την εγκατάσταση.

Παρουσιάζονται τα διαγράμματα των συντελεστών μεταφοράς θερμότητας και μάζας στο υγρό και στο αέριο μίγμα αμμωνίας – νερού, του συντελεστή θερμοπερατότητας, καθώς και της θερμότητας που προσδίδεται από το μίγμα στο νερό θέρμανσης. Όπως προκύπτει από τα διαγράμματα η θερμότητα επηρεάζεται κατά κύριο λόγο από τη θερμοκρασία του μίγματος και πολύ λιγότερο από τη σύσταση και τις συνθήκες της ροής.

5.2



5.3



## Απορροφητής

Διαστάσεις:

Εξωτ. διάμετρος σωλήνα:

$$d_R := 6$$

Πάχος σωλήνα:

$$s_R := 1$$

Διάμετρος σπειρώματος:

$$D_W := 70$$

Αριθμός σωλήνων:

$$n_W := 30$$

Αριθμός παράλληλων  
σπειρωμάτων:

$$n_{RW} := 6$$

Συνθήκες:

Πίεση:

$$p := 1.72$$

Θερμοκρασίες αναφοράς:

$$t_{in} := 58.85$$

$$t_{out} := 24.85$$

Θερμοκρασιακό εύρος:

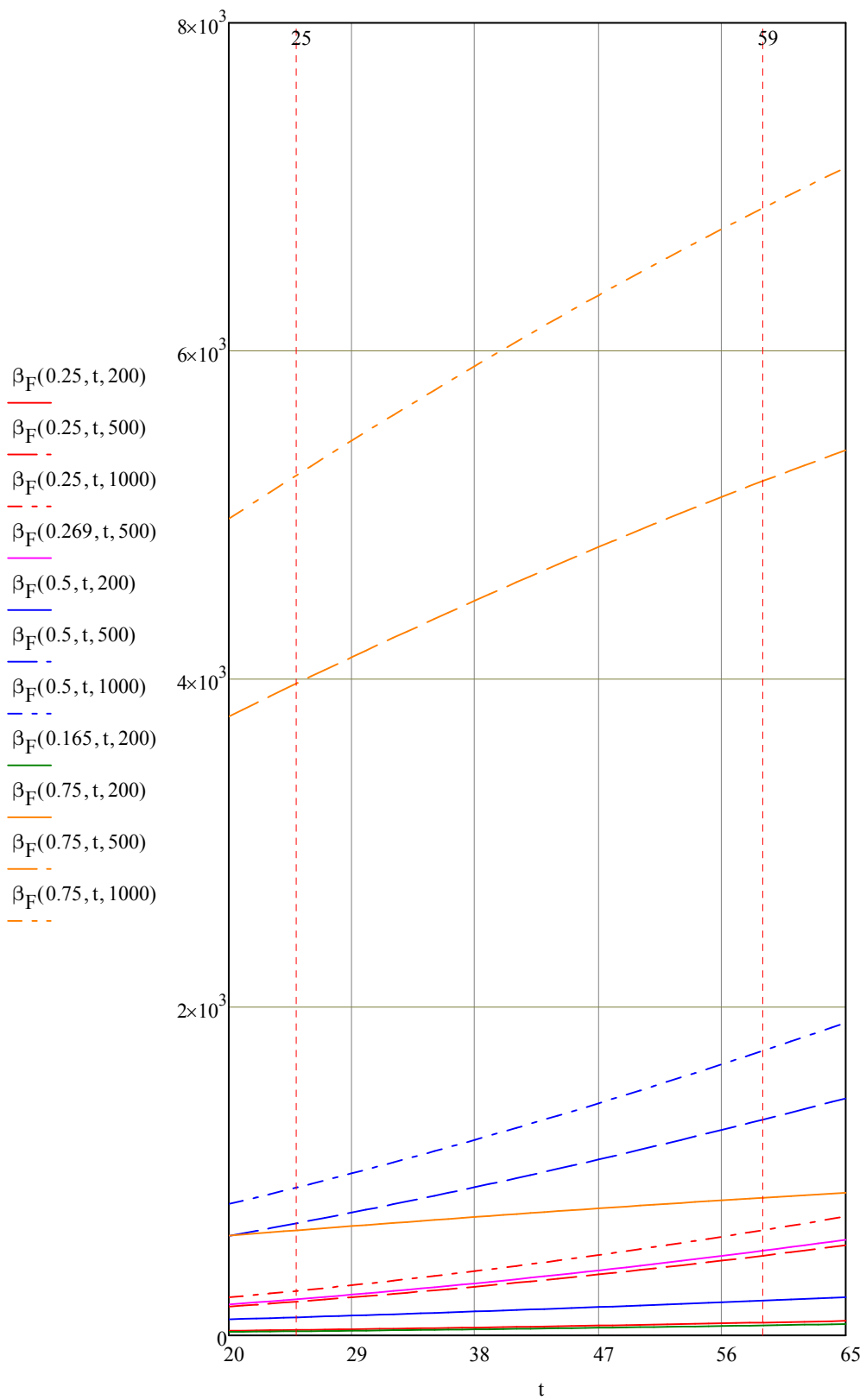
$$t := 20, 21.. 65$$

Συντελεστής θερμικής  
αγωγιμότητας σωλήνα:

$$\lambda_W := 40$$

Συντελεστής μεταφοράς  
μάζας υγρού:

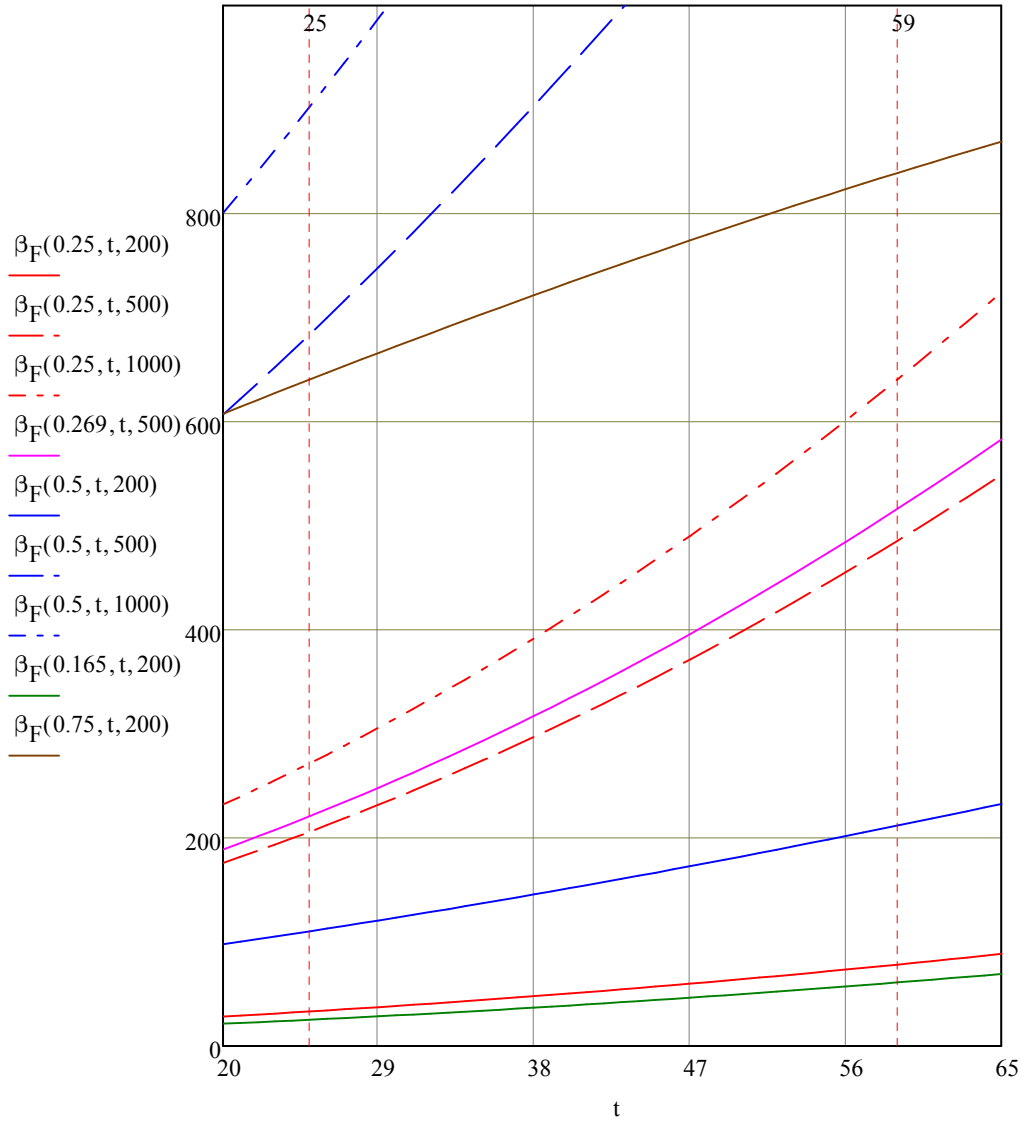
$$\beta_F(\xi_2, t, Re_F) := \frac{D_F(\xi_2, t)}{\eta_f(\xi_2, t)} \cdot \frac{\tau(\xi_2, t, Re_F)}{w_{lim}}$$



Σχήμα 5.24α: Συντελεστής μεταφοράς μάζας υγρού μίγματος συναρτήσει της κατά μάζα σύστασης, της θερμοκρασίας και του αριθμού Reynolds



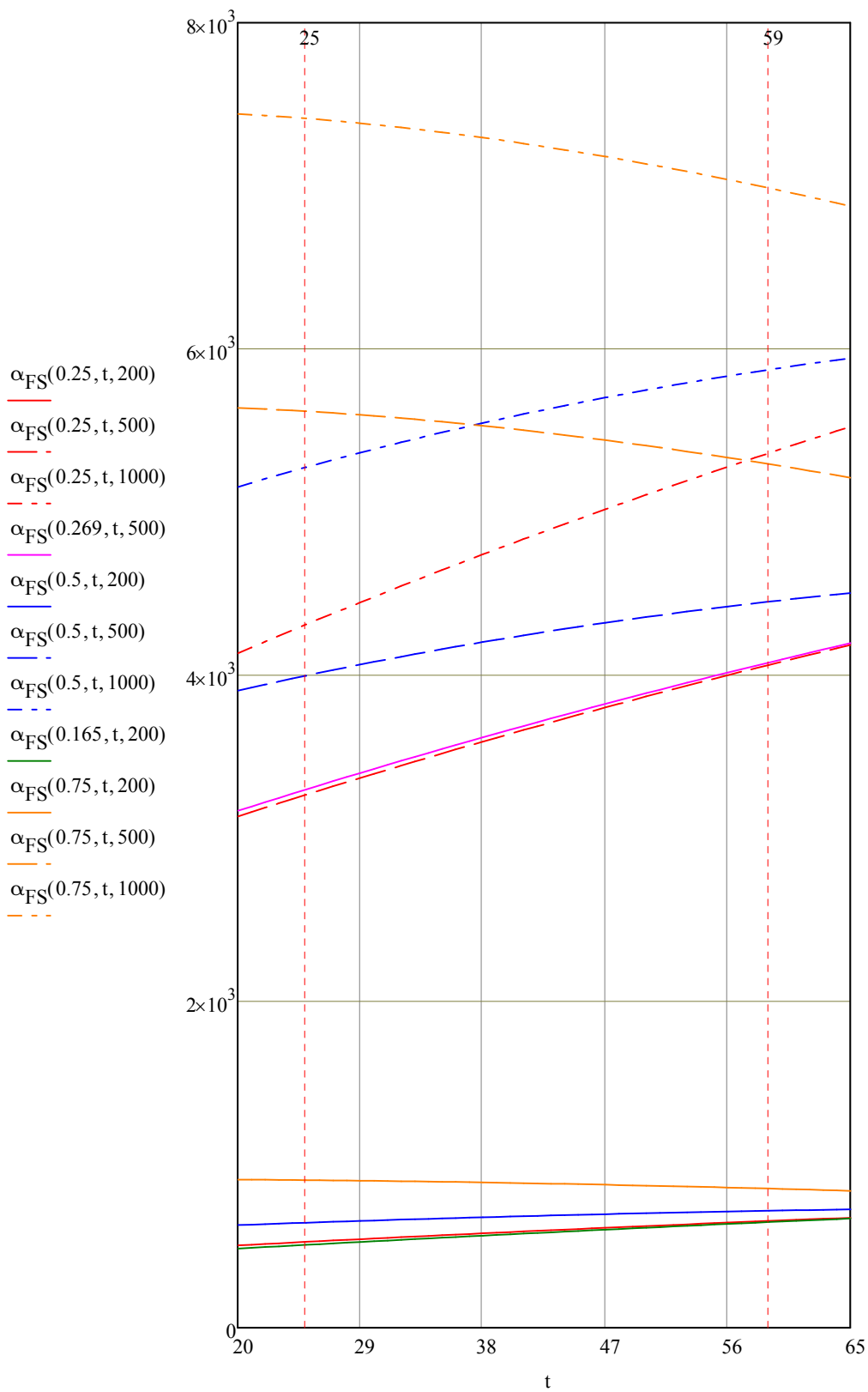
Σε μεγένθυση:



Σχήμα 5.24β: Συντελεστής μεταφοράς μάζας υγρού μίγματος συναρτήσει της κατά μάζα σύστασης, της θερμοκρασίας και του αριθμού Reynolds σε μεγένθυση

Σχέση συντελεστών  
μεταφοράς θερμότητας και  
μάζας υγρού:

$$\alpha_{FS}(\xi_2, t, Re_F) := \frac{\beta_F(\xi_2, t, Re_F) \cdot \lambda(\xi_2, t)}{D_F(\xi_2, t)}$$



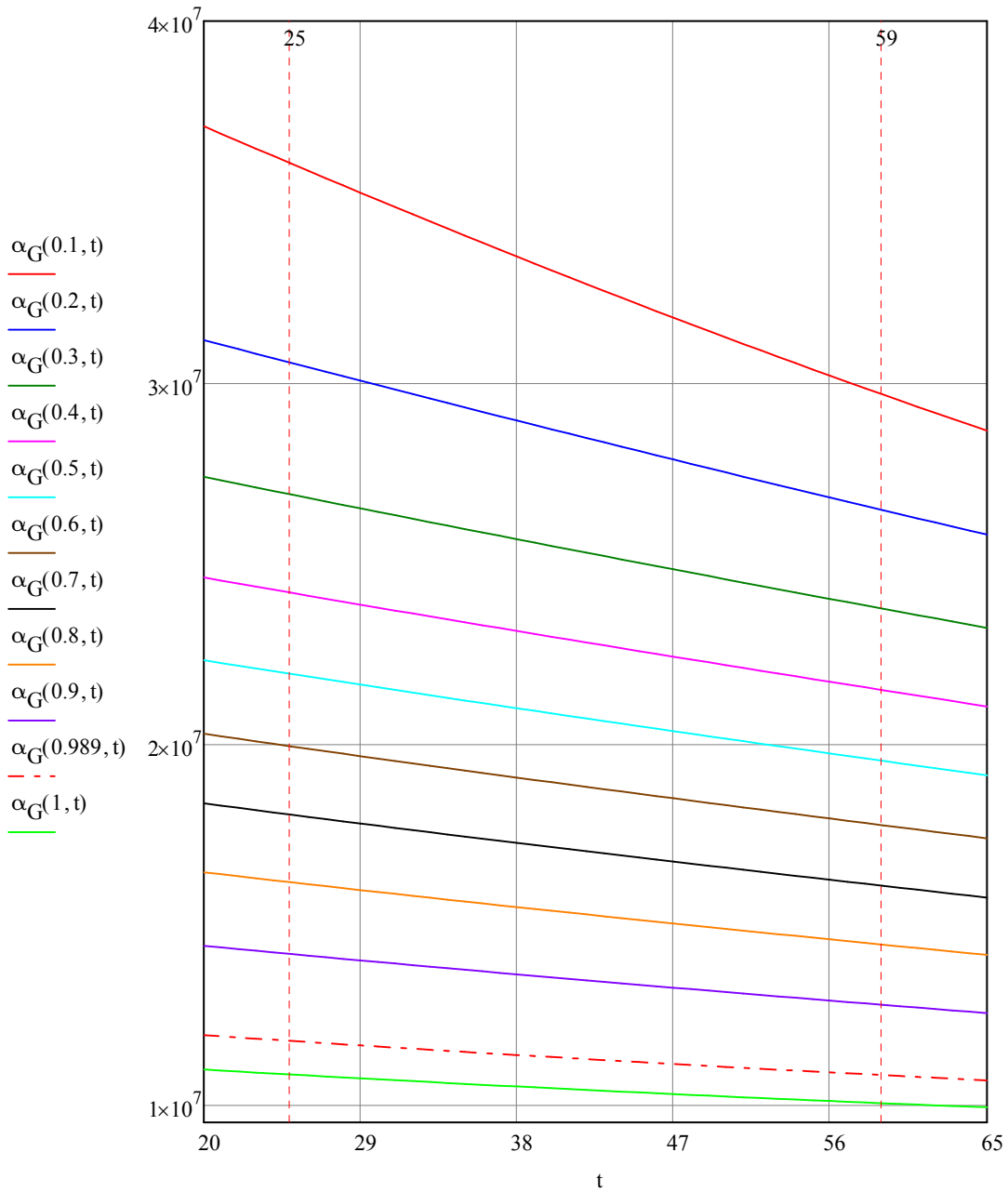
Σχήμα 5.25: Συντελεστής μεταφοράς θερμότητας υγρού μίγματος συναρτήσει της κατά μάζα σύστασης, της θερμοκρασίας και του αριθμού Reynolds

Συντελεστής μεταφοράς  
μάζας αερίου:

$$\beta_G := 0.003$$

Συντελεστής μεταφοράς  
θερμότητας αερίου:

$$\alpha_G(\xi_2, t) := \beta_G \cdot \left( \rho_g(\xi_2, t) \cdot c_{pg}(\xi_2, t) \cdot \frac{\lambda(\xi_2, t)^2}{D_G(\xi_2, t)^2} \right)^{\frac{1}{3}}$$



Σχήμα 5.26: Συντελεστής μεταφοράς θερμότητας αέριου μίγματος συναρτήσει της κατά μάζα σύστασης, της θερμοκρασίας και του αριθμού Reynolds

Διάμετροι:

$$A_F := \frac{D_W \cdot \pi \cdot n_W \cdot d_R}{10^6} = 0.04$$

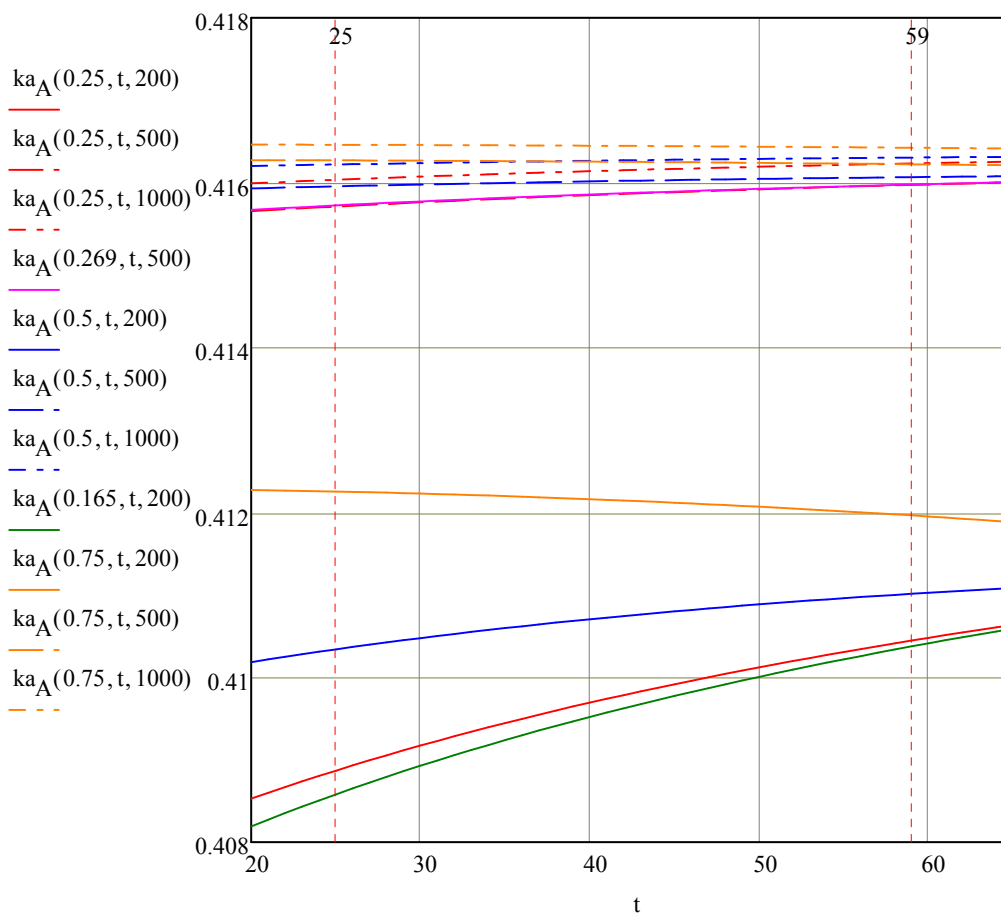
$$A_K := \frac{(D_W - d_R) \cdot \pi \cdot n_W \cdot d_R}{10^6} = 0.036$$

Ύψος:

$$\Delta z := \frac{A_F}{2} = 0.02$$

Συντελεστής θερμοπερατότητας:

$$ka_A(\xi_2, t, Re_F) := \left( \frac{1}{\alpha_{FS}(\xi_2, t, Re_F) \cdot A_F} + \frac{\ln\left(\frac{d_R}{d_R - s_R}\right)}{2 \cdot \pi \cdot \lambda_W \cdot \Delta z} + \frac{1}{\alpha_W(1000) \cdot A_K} \right)^{-1}$$

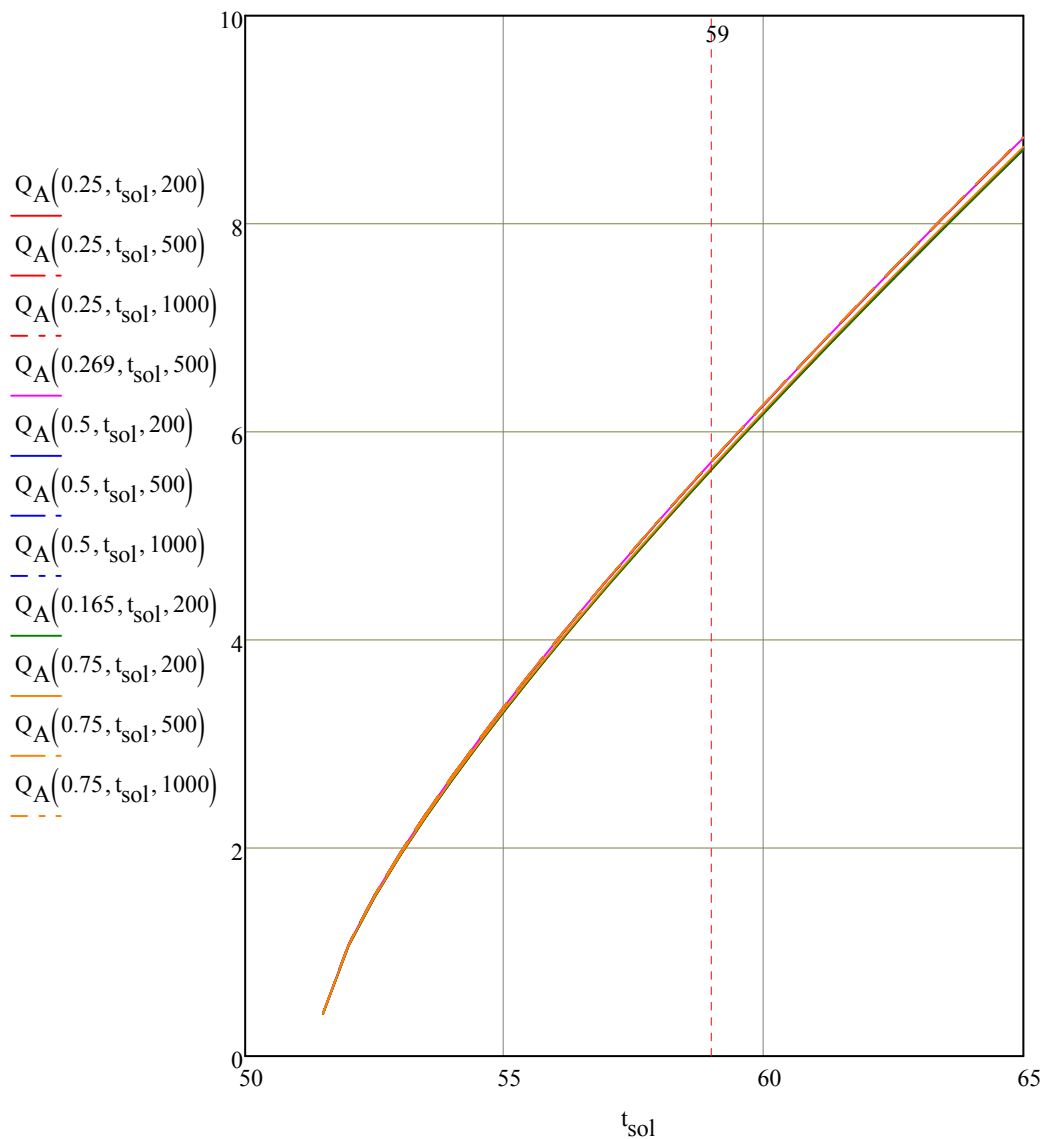


Σχήμα 5.27: Συντελεστής θερμοπερατότητας συναρτήσει της κατά μάζα σύστασης, της θερμοκρασίας και του αριθμού Reynolds

Προσδιδόμενη θερμότητα:

$t_{sol} := 50, 50.5 .. 65$

$$Q_A(\xi_2, t_{sol}, Re_F) := n_{RW} \cdot ka_A(\xi_2, t_{sol}, Re_F) \cdot \frac{[(t_{sol} - 51.43) - (46.67 - 46.35)]}{\ln \left[ \frac{(t_{sol} - 51.43)}{(46.67 - 46.35)} \right]}$$



Σχήμα 5.28: Θερμότητα συναρτήσει της κατά μάζα σύστασης, της θερμοκρασίας και του αριθμού Reynolds

### 5.3.2. Συμπυκνωτής

Στον συμπυκνωτή το νερό ρέει σε αντιρροή με το εργαζόμενο μέσο. Η βασική υπόθεση της συσκευής αυτής είναι ότι ο ατμός συμπυκνώνεται πλήρως και το αέριο είναι πλήρως αναμεμιγμένο.

Παρουσιάζονται τα διαγράμματα του συντελεστή μεταφοράς θερμότητας, του συντελεστή θερμοπερατότητας, καθώς και της θερμότητας που προσδίδεται από το μίγμα στο νερό θέρμανσης. Όπως προκύπτει από τα διαγράμματα η θερμότητα επηρεάζεται κατά κύριο λόγο από τη θερμοκρασία του μίγματος και πολύ λιγότερο από τις συνθήκες της ροής, η οποία είναι στρωτή.

5.2



5.3



## Συμπυκνωτής

Διαστάσεις:

Εξωτ. διάμετρος σωλήνα:

$$d_R := 6$$

Πάχος σωλήνα:

$$s_R := 1$$

Διάμετρος σπειρώματος:

$$D_W := 70$$

Αριθμός σωλήνων:

$$n_W := 15$$

Αριθμός παράλληλων  
σπειρωμάτων:

$$n_{RW} := 1$$

Συνθήκες:

Πίεση:

$$p := 18.561$$

Θερμοκρασίες αναφοράς:

$$t_{in} := 66.4$$

$$t_{out} := 45.97$$

Θερμοκρασιακό εύρος:

$$t := 40, 41.. 70$$

Ανηγγμένη διάμετρος  
σωλήνα:

$$a_1 := \frac{d_R}{100} = 0.06$$

Συντελεστής θερμικής  
αγωγιμότητας σωλήνα:

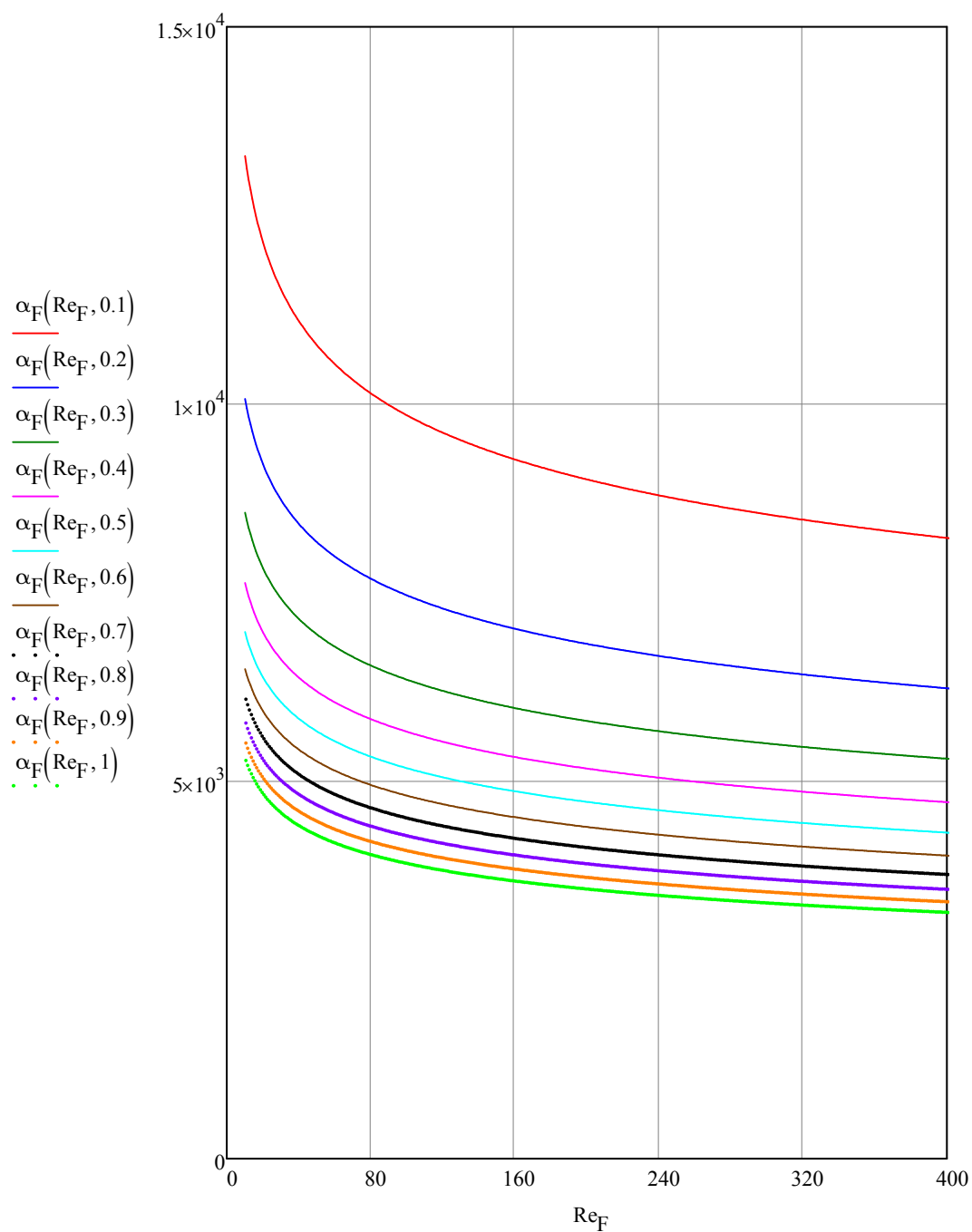
$$\lambda_W := 40$$

Συντελεστής μεταφοράς  
θερμότητας:

$$\alpha_F(\text{Re}_F, \text{al}) := 23860 \cdot \text{Re}_F^{-0.13} \cdot \text{Pr}_F^{-0.78} \cdot \text{al}^{-0.4}$$

Στρωτή ροή:

$$\text{Re}_F \leq 400$$



Σχήμα 5.29: Συντελεστής μεταφοράς θερμότητας του μίγματος συναρτήσει της κατά  
μάζα σύστασης, της θερμοκρασίας και του αριθμού Reynolds



Θερμικό υπόστρωμα μεταβολής θερμοκρασίας:  $\delta_t(\xi_2, t, Re_F, al) := \frac{\lambda(\xi_2, t)}{\alpha_F(Re_F, al)}$

Θερμικό υπόστρωμα μεταβολής ταχύτητας:

$$\delta_w(\xi_2, t, Re_F) := \delta_F(\xi_2, t, Re_F) - \sqrt{\delta_F(\xi_2, t, Re_F)^2 - \frac{\eta_f(\xi_2, t) \cdot m_f}{9.81 \cdot \rho_f(\xi_2, t) \cdot \delta_F(\xi_2, t, Re_F) \cdot \pi \cdot D_W}}$$

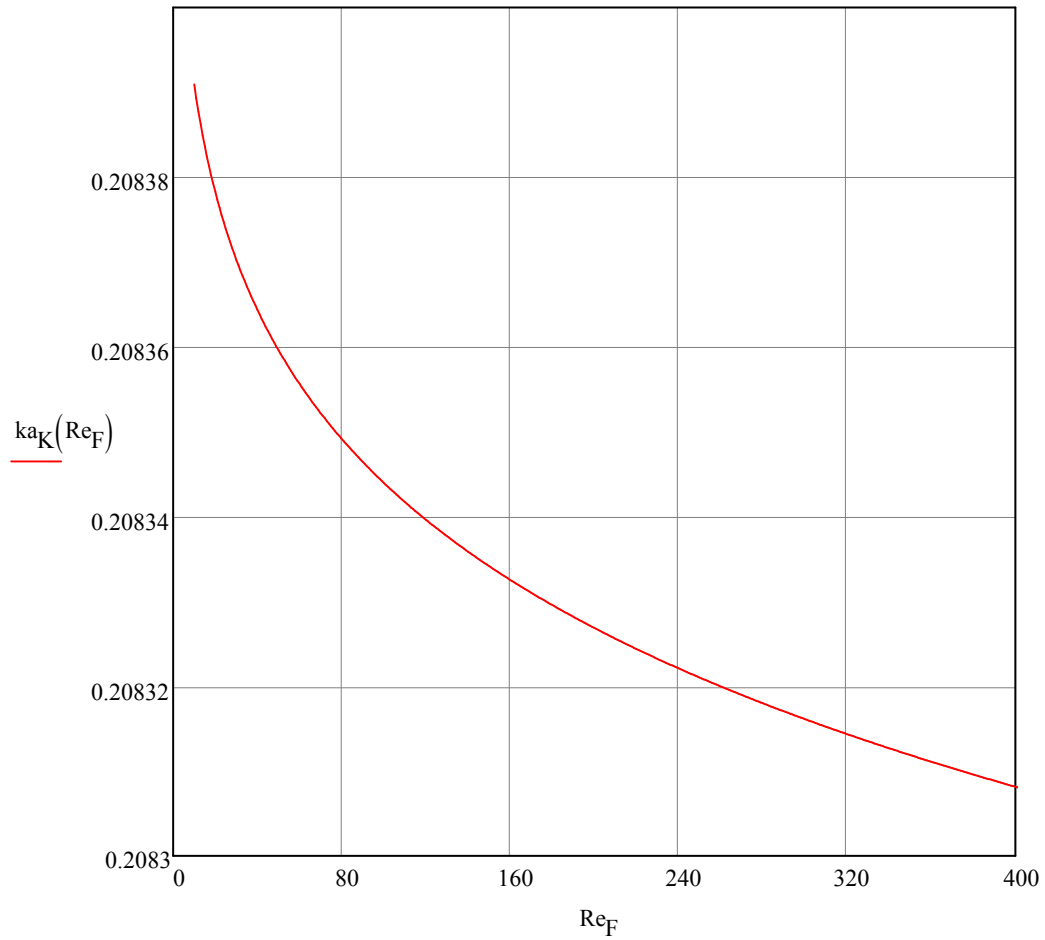
Διάμετροι:  $A_F := \frac{D_W \cdot \pi \cdot n_W \cdot d_R}{10^6} = 0.02$

$$A_K := \frac{(D_W - d_R) \cdot \pi \cdot n_W \cdot d_R}{10^6} = 0.018$$

Ύψος:  $\Delta z := \frac{A_F}{2} = 9.896 \times 10^{-3}$

Συντελεστής θερμοπερατότητας:

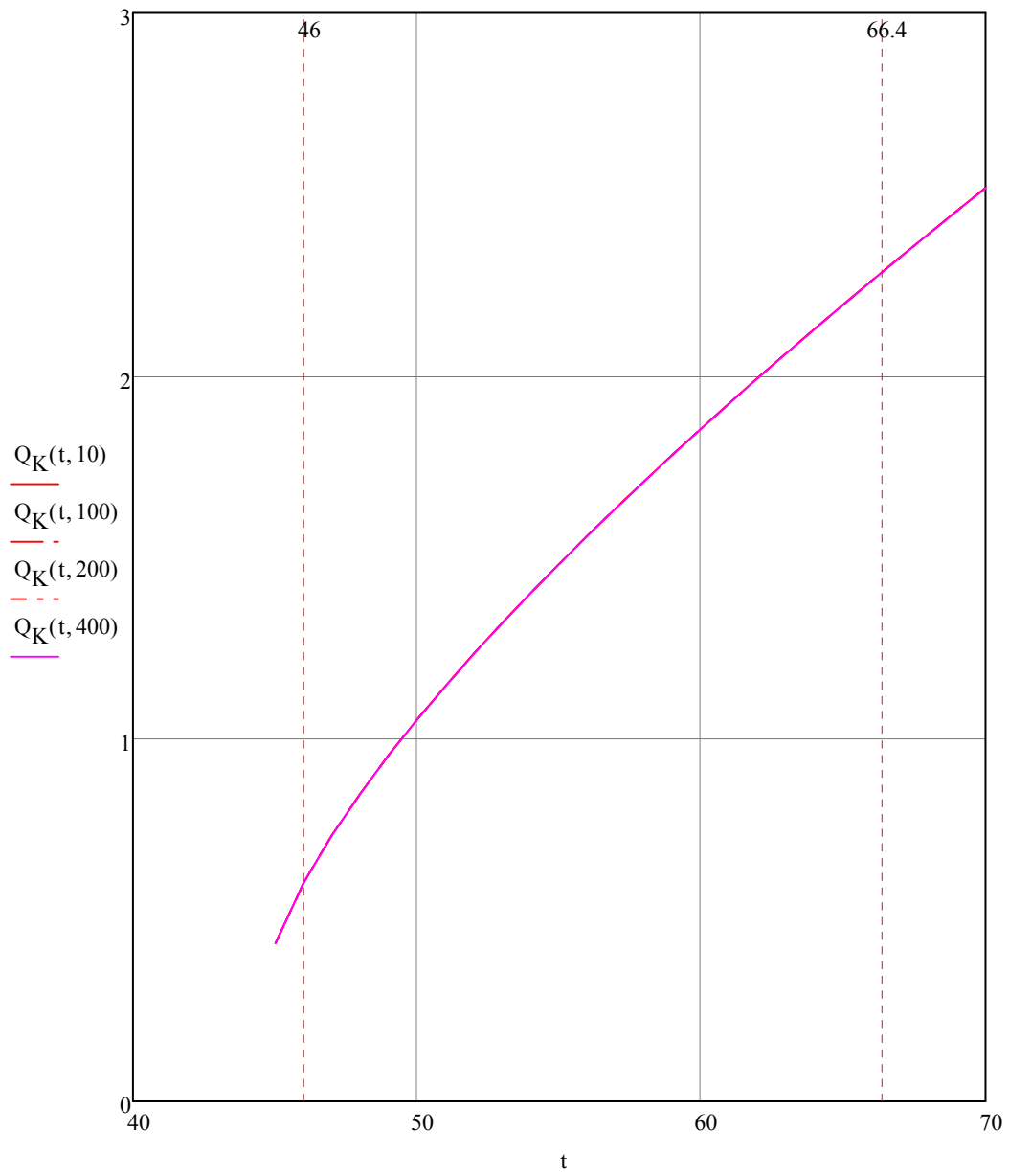
$$ka_K(Re_F) := \left( \frac{1}{\alpha_F(Re_F, al) \cdot A_F} + \frac{\ln\left(\frac{d_R}{d_R - s_R}\right)}{2 \cdot \pi \cdot \lambda_w \cdot \Delta z} + \frac{1}{\alpha_w(1000) \cdot A_K} \right)^{-1}$$



Σχήμα 5.30: Συντελεστής θερμοπερατότητας συναρτήσει της κατά μάζα σύστασης, της θερμοκρασίας και του αριθμού Reynolds

Προσδιδόμενη θερμότητα:

$$Q_K(t, Re_F) := n_{RW} \cdot ka_K(Re_F) \cdot \left[ \frac{(t - 44.22) - (45.97 - 41.58)}{\ln \left[ \frac{(t - 44.22)}{(45.97 - 41.58)} \right]} \right]$$



Σχήμα 5.31: Θερμότητα συναρτήσει της κατά μάζα σύστασης, της θερμοκρασίας και του αριθμού Reynolds

### 5.3.3. Διαχωριστής νερού

Στον διαχωριστή νερού το νερό θέρμανσης ρέει σε ομορροή με το εργαζόμενο μέσο. Η μεταφορά μεταβάλλει σημαντικά τη ροή και τα χαρακτηριστικά της.

Παρουσιάζονται τα διαγράμματα του συντελεστή μεταφοράς θερμότητας, του συντελεστή θερμοπερατότητας, καθώς και της θερμότητας που προσδίδεται από το μίγμα στο νερό θέρμανσης. Όπως προκύπτει από τα διαγράμματα η θερμότητα επηρεάζεται τόσο από τη θερμοκρασία του μίγματος όσο και τις συνθήκες της ροής. Συγκεκριμένα παρατηρείται μια πολύ μεγάλη αύξηση της θερμότητας αυξανόμενου του αριθμού Reynolds.

5.2



5.3



## Διαχωριστής νερού

Διαστάσεις:

Εξωτ. διάμετρος σωλήνα:

$$d_R := 5$$

Πάχος σωλήνα:

$$s_R := 1$$

Διάμετρος σπειρώματος:

$$D_W := 100$$

Αριθμός σωλήνων:

$$n_W := 18$$

Αριθμός παράλληλων  
σπειρωμάτων:

$$n_{RW} := 1$$

Πυρήνας μετατόπισης:

$$D_K := 93$$

Συνθήκες:

Πίεση:

$$p := 18.6$$

Θερμοκρασίες αναφοράς:

$$t_{outg} := 66.4$$

$$t_{inf} := 135.85$$

$$t_{outf} := 162.18$$

Θερμοκρασιακό εύρος:

$$t := 65, 70.. 130$$

Αριθμός Schmidt:

$$Sc(\xi_2, t) := \frac{\eta_f(\xi_2, t)}{\rho_f(\xi_2, t) \cdot D_G(\xi_2, t)}$$

$$d := 7$$

$$z := 90$$

Αριθμός Sherwood:

$$Sh_{lam}(Re_{lam}, \xi_2, t) := 2 \cdot Re_{lam}^{\frac{1}{2}} \cdot Sc(\xi_2, t)^{\frac{1}{2}} \cdot \left(\frac{d}{z}\right)^{\frac{1}{2}}$$

$$Sh_{turb}(Re_{turb}, \xi_2, t) := 0.03 \cdot Re_{turb}^{0.8} \cdot Sc(\xi_2, t)^{\frac{1}{3}}$$

Διάμετροι:

$$A_F := \frac{D_W \cdot \pi \cdot n_W \cdot d_R}{10^6} = 0.028$$

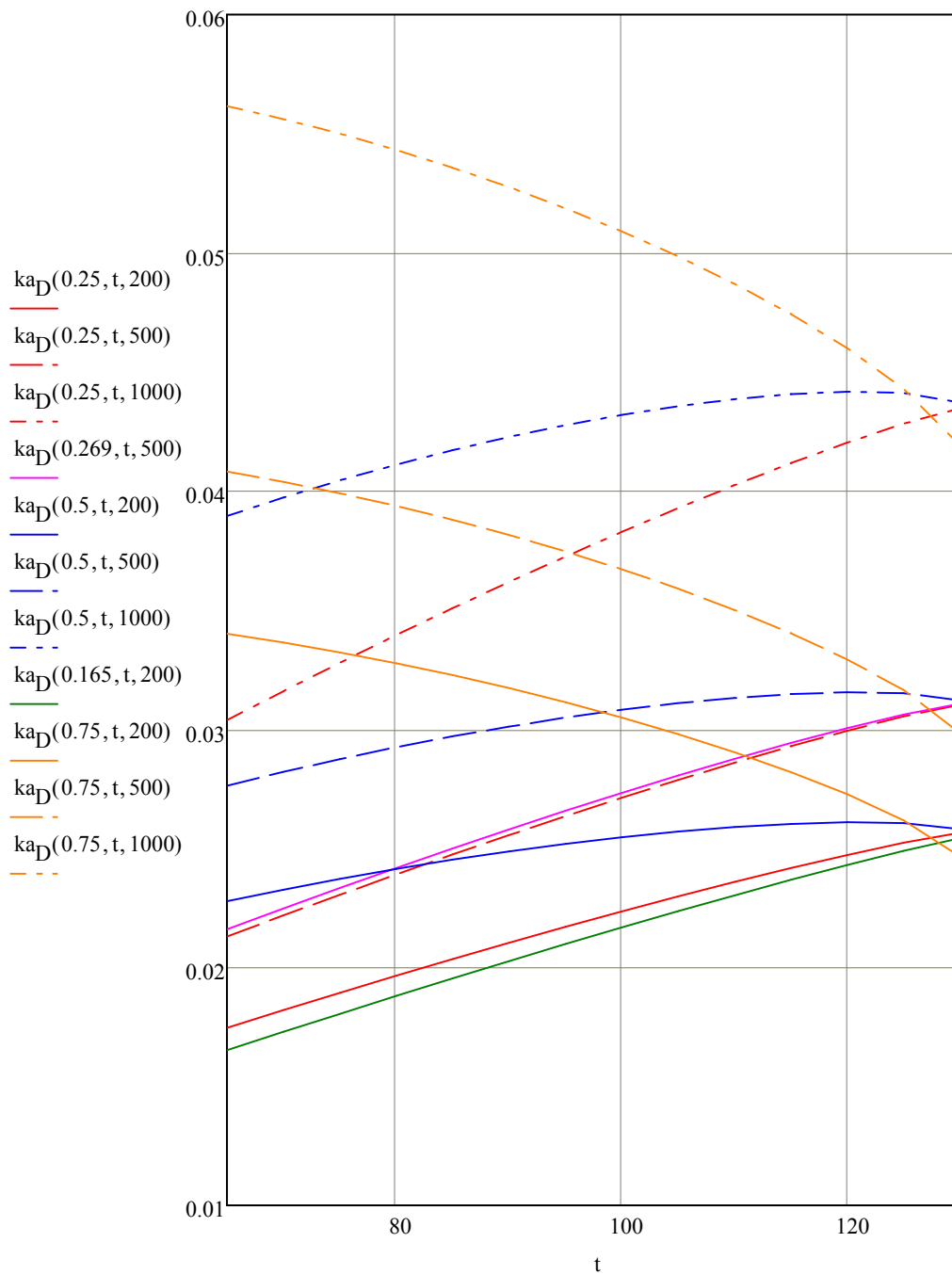
$$A_K := \frac{(D_W - d_R) \cdot \pi \cdot n_W \cdot d_R}{10^6} = 0.027$$

Ύψος:

$$\Delta z := \frac{A_F}{2} = 0.014$$

Συντελεστής θερμοπερατότητας:

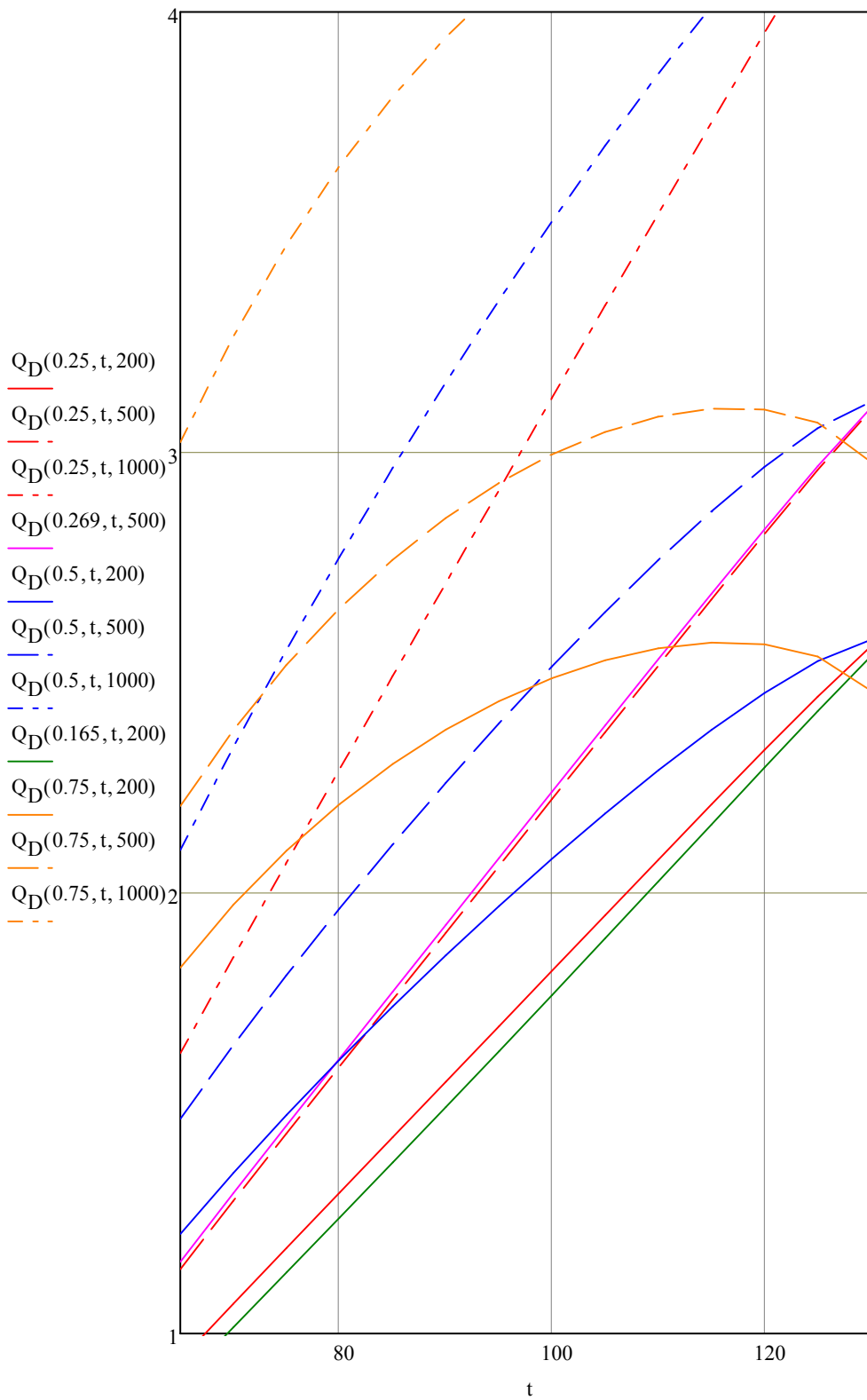
$$ka_D(\xi_2, t, Re_F) := \left( \frac{1}{\alpha_{Fn}(\xi_2, t, Re_F) \cdot A_F} + \frac{\ln\left(\frac{d_R}{d_R - s_R}\right)}{2 \cdot \pi \cdot \lambda_w \cdot \Delta z} + \frac{1}{\alpha_w(1000) \cdot A_K} \right)^{-1}$$



Σχήμα 5.32: Συντελεστής θερμοπερατότητας συναρτήσει της κατά μάζα σύστασης, της θερμοκρασίας και του αριθμού Reynolds

Προσδιδόμενη θερμότητα:

$$Q_D(\xi_2, t, Re_F) := n_{RW} \cdot ka_D(\xi_2, t, Re_F) \cdot \left[ \frac{(t - 46.35) - (162.18 - 44.22)}{\ln \left[ \frac{(t - 46.35)}{(162.18 - 44.22)} \right]} \right]$$



Σχήμα 5.33: Θερμότητα συναρτήσει της κατά μάζα σύστασης, της θερμοκρασίας και του αριθμού Reynolds



#### 5.4. Ατμοποιητής και εναλλάκτης θερμότητας

Στον ατμοποιητή, η ατμοποίηση λαμβάνει χώρα με απόδοση θερμότητας στο περιβάλλον. Επιλέγεται ατμοποιητής με διαμόρφωση επιφανείας, δηλαδή με εγκοπές. Παρουσιάζονται τα διαγράμματα του αριθμού Froude, του αδιάστατου αριθμού μετάδοσης (Convection number), της σχετικής παροχής, του συντελεστή μεταφοράς θερμότητας, ο συντελεστής θερμοπερατότητας, καθώς και της θερμότητας που προσδίδεται από τον ατμό στο περιβάλλον. Όπως προκύπτει από τα διαγράμματα η θερμότητα επηρεάζεται σχεδόν αποκλειστικά από την παροχή μάζας του ατμού.

Στον εναλλάκτη θερμότητας του διαλύματος συναλλάσσεται θερμότητα μεταξύ του ρεύματος του φτωχού και του πλούσιου διαλύματος. Τα δύο ρεύματα κινούνται σε αντιροή. Παρουσιάζονται τα διαγράμματα του συντελεστή θερμοπερατότητας και της θερμότητας που προσδίδεται από το μίγμα στο νερό θέρμανσης. Όπως προκύπτει από τα διαγράμματα η θερμότητα επηρεάζεται τόσο από τη θερμοκρασία του μίγματος όσο και τις συνθήκες της ροής. Συγκεκριμένα παρατηρείται μια πολύ μεγάλη αύξηση της θερμότητας αυξανόμενου του αριθμού Reynolds, γεγονός το οποίο ήταν αναμενόμενο δεδομένου του ότι ο εναλλάκτης αφορά αποκλειστικά στη ροή του διαλύματος.

5.2



5.3



## Ατμοποιητής

Διαστάσεις:

Εξωτ. διάμετρος σωλήνα:

$$d_R := 15$$

Πάχος σωλήνα:

$$s_R := 1$$

Εγκάρσια διατομή:

$$s_q := 66$$

Αριθμός σωλήνων:

$$n_R := 21$$

Αριθμός παράλληλων  
σπειρωμάτων:

$$n_{RR} := 340$$

Απόσταση ραβδώσεων:

$$a := 3$$

$$s := 1$$

Διατομή:

$$A_V := \pi \cdot \left( \frac{d_R}{2 \cdot 10^3} \right)^2 = 1.767 \times 10^{-4}$$

Παροχή μάζας ατμού:

$$m_D := 2.517$$

Συνθήκες:

Πίεση:

$$p := 1.72$$

Θερμοκρασίες αναφοράς:

$$t_{in} := -21.33$$

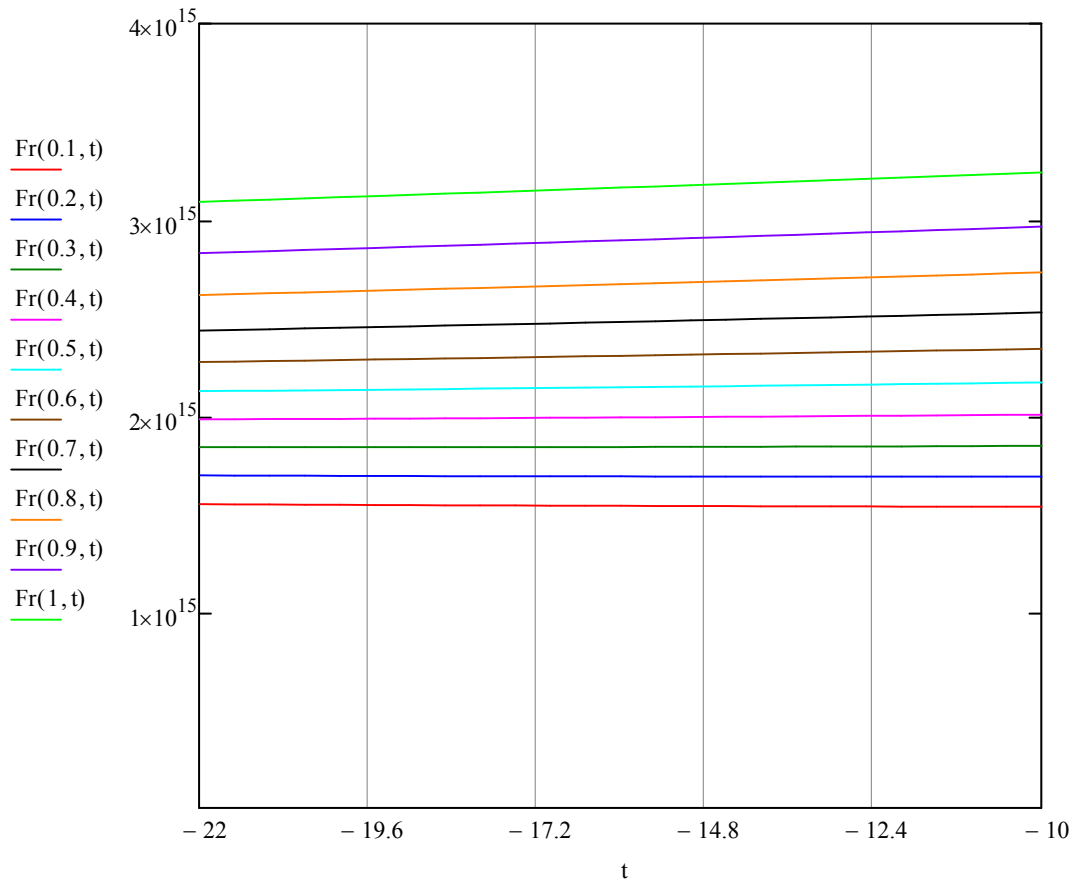
$$t_{out} := -13.21$$

Θερμοκρασιακό εύρος:

$$t := -22, -21.5 \dots -10$$

Αριθμός Froude:

$$Fr(\xi_2, t) := \frac{\left( \frac{m_D}{A_V \cdot 10^{-6}} \right)^2}{\rho_f(\xi_2, t)^2 \cdot 9.81 \cdot d_R \cdot 10^{-3}}$$



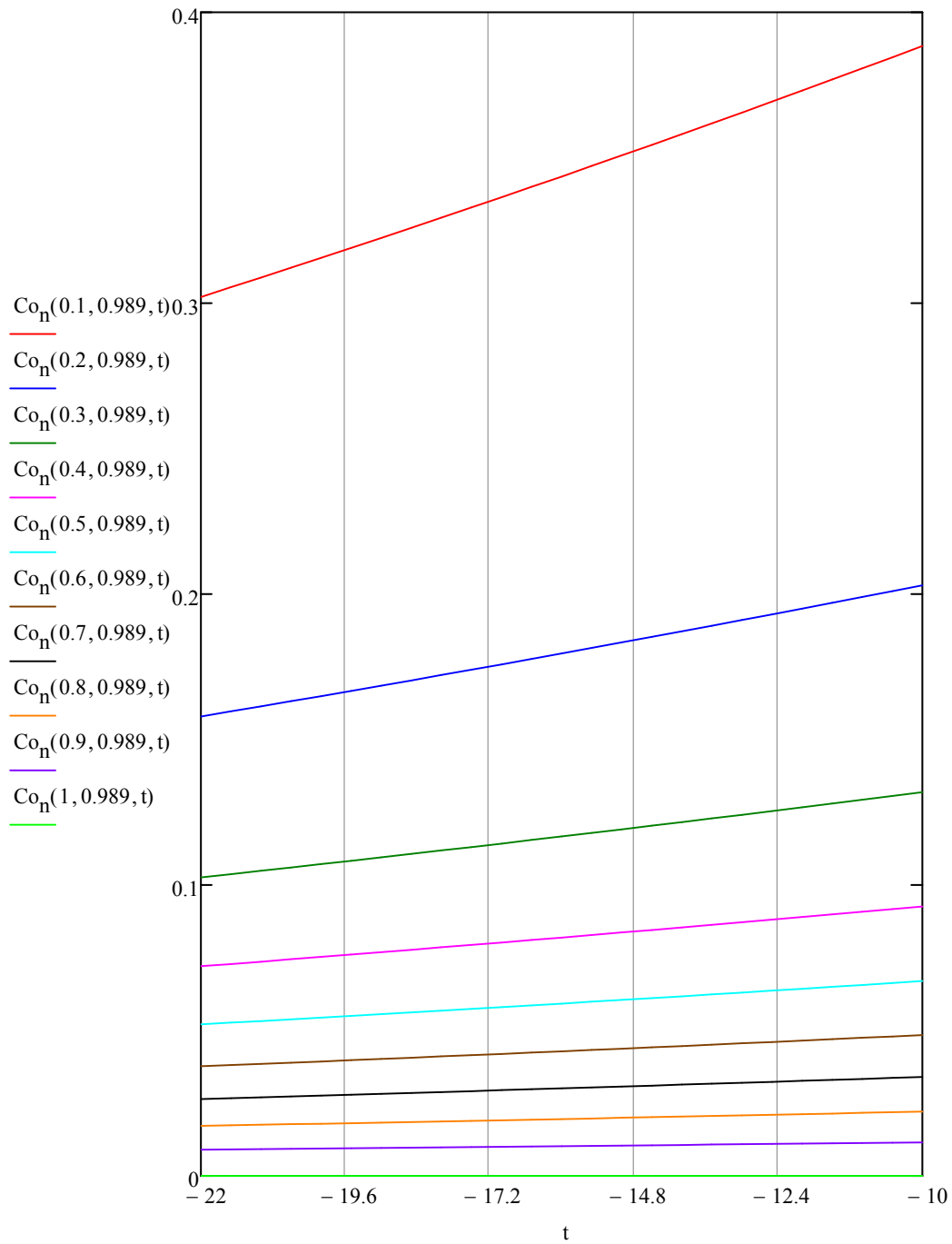
Σχήμα 5.34: Αριθμός Froude συναρτήσει της θερμοκρασίας και του αριθμού Reynolds

Περιοριστικότητα σε ατμό:  $x := 0..1$

Convection Number:

$$Co(x, \xi_2, t) := \left( \frac{1-x}{x} \right)^{0.8} \cdot \left( \frac{\rho_g(\xi_2, t)}{\rho_f(\xi_2, t)} \right)^{0.5}$$

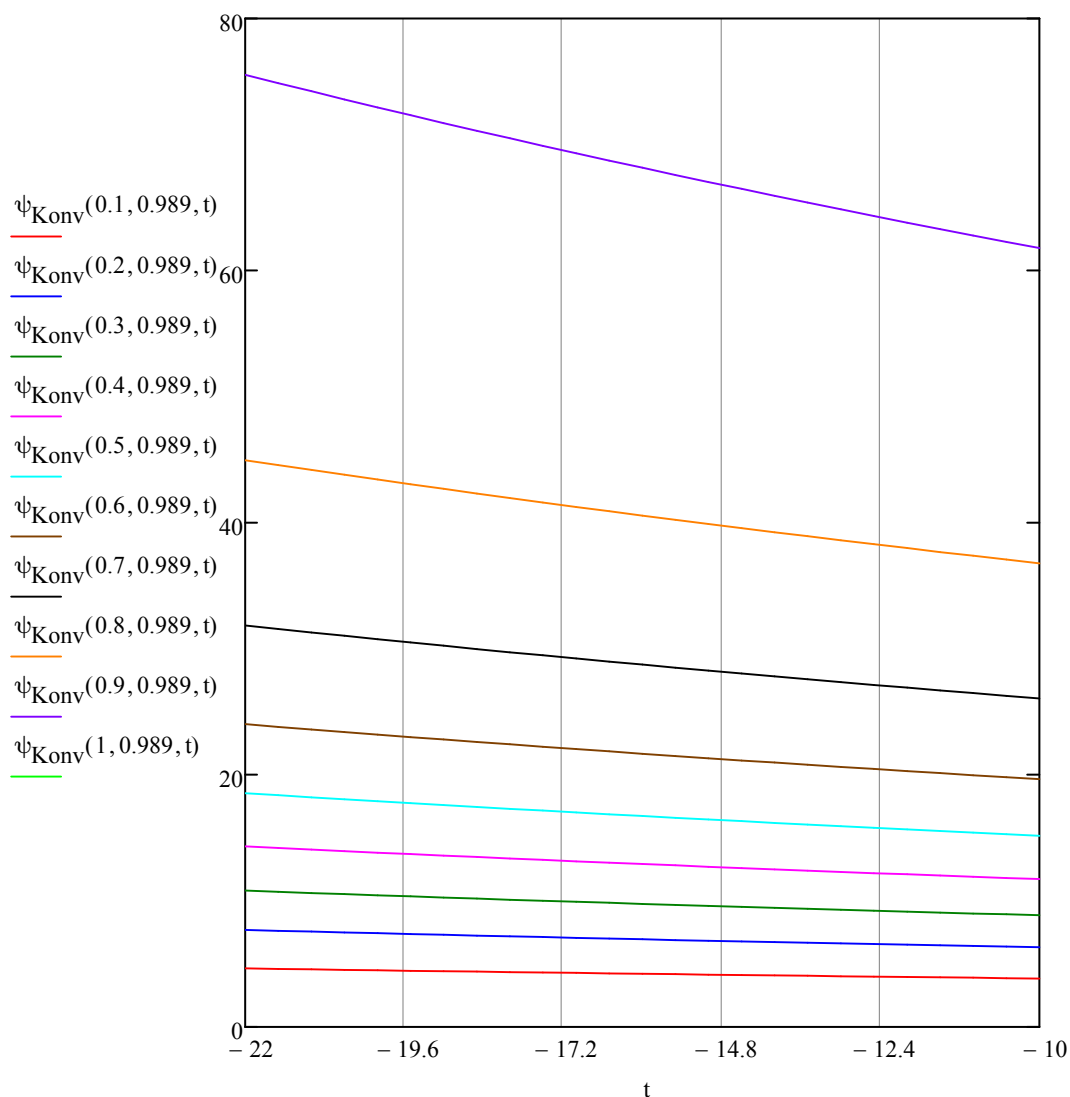
$$Co_n(x, \xi_2, t) := \begin{cases} \left[ Co(x, \xi_2, t) \cdot \left( \frac{0.04}{Fr(\xi_2, t)} \right)^{0.286} \right] & \text{if } Fr(\xi_2, t) \leq 0.04 \\ Co(x, \xi_2, t) & \text{otherwise} \end{cases}$$



Σχήμα 5.35: Convection number συναρτήσει της περιεκτικότητας σε ατμό, της κατά μάζα σύστασης και της θερμοκρασίας

Σχετική παροχή:

$$\psi_{Konv}(x, \xi_2, t) := \left[ 1 + \left( \frac{2}{Co_n(x, \xi_2, t)} \right)^{1.6} \right]^{0.5}$$



Σχήμα 5.36: Σχετική παροχή συναρτήσει της περιεκτικότητας σε ατμό, της κατά μάζα σύστασης και της θερμοκρασίας

Αριθμός Nusselt:

$$Re_{lam} := 10..400$$

$$Re_{turb} := 400..2000$$

$$dL := 75$$

$$dL = \frac{d}{L}$$

$$Nu_{lam}(\xi_2, t, Re_{lam}) := \left[ 3.66 + \frac{0.19 \cdot (Re_{lam} \cdot Pr_F \cdot dL)^{0.8}}{1 + 0.117 \cdot (Re_{lam} \cdot Pr_F \cdot dL)^{0.467}} \right]$$

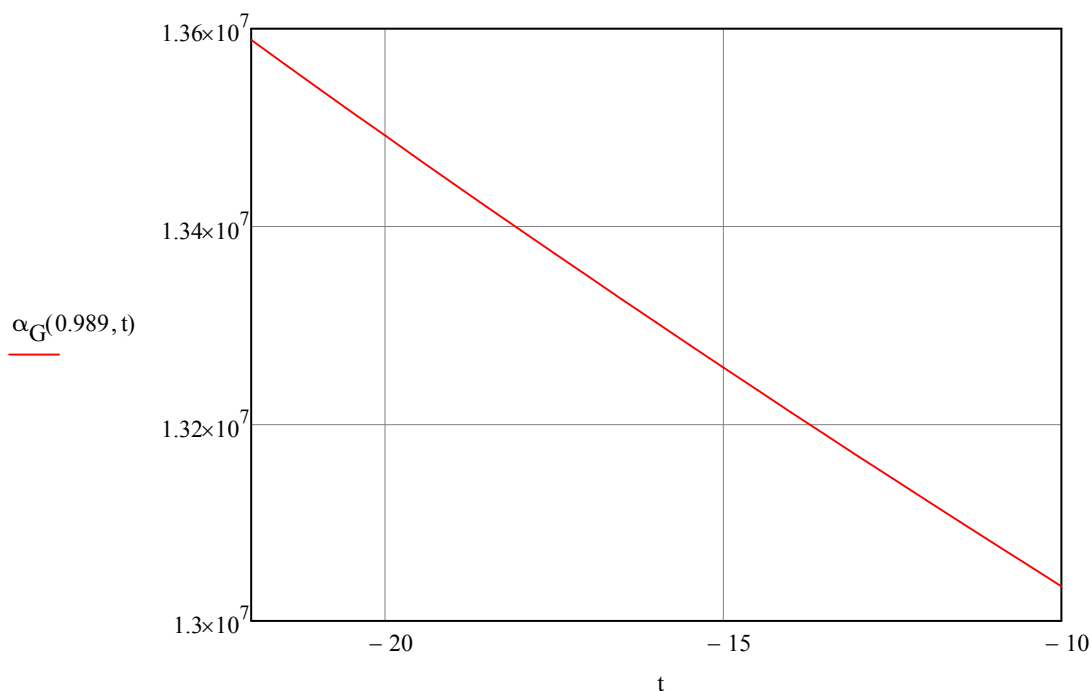
$$Nu_{turb}(\xi_2, t, Re_{turb}) := \left[ 0.0235 \cdot (Re_{turb}^{0.8} - 230) \cdot (1.8 \cdot Pr_F^{0.3} - 0.8) \cdot \left( 1 + \frac{dL}{3} \right) \right]$$

Συντελεστής μεταφοράς  
μάζας αερίου:

$$\beta_G := 0.003$$

Συντελεστής μεταφοράς  
θερμότητας αερίου:

$$\alpha_G(\xi_2, t) := \beta_G \cdot \left( \rho_g(\xi_2, t) \cdot c_{pg}(\xi_2, t) \cdot \frac{\lambda(\xi_2, t)^2}{D_G(\xi_2, t)^2} \right)^{\frac{1}{3}}$$



Σχήμα 5.37: Συντελεστής μεταφοράς θερμότητας αερίου μίγματος συναρτήσει της κατά μάζα σύστασης και της θερμοκρασίας

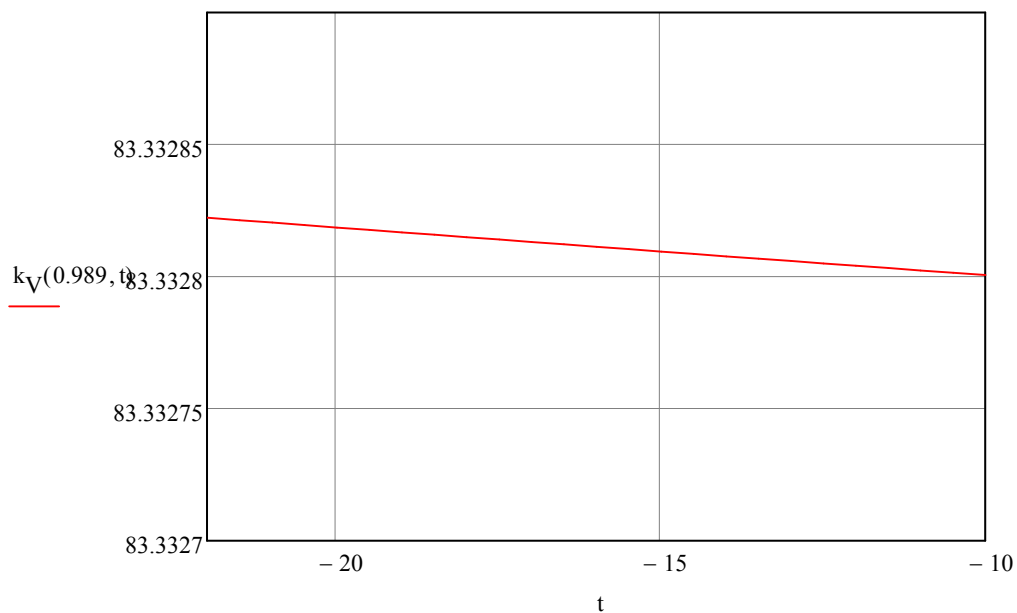
Επιφανειακό συμπύκνωμα:

$$\delta_{\text{Reif}} := 1.2 \cdot 10^{-3}$$

$$\lambda_{\text{Reif}} := 10^{-1}$$

Συντελεστής θερμοπερατότητας:

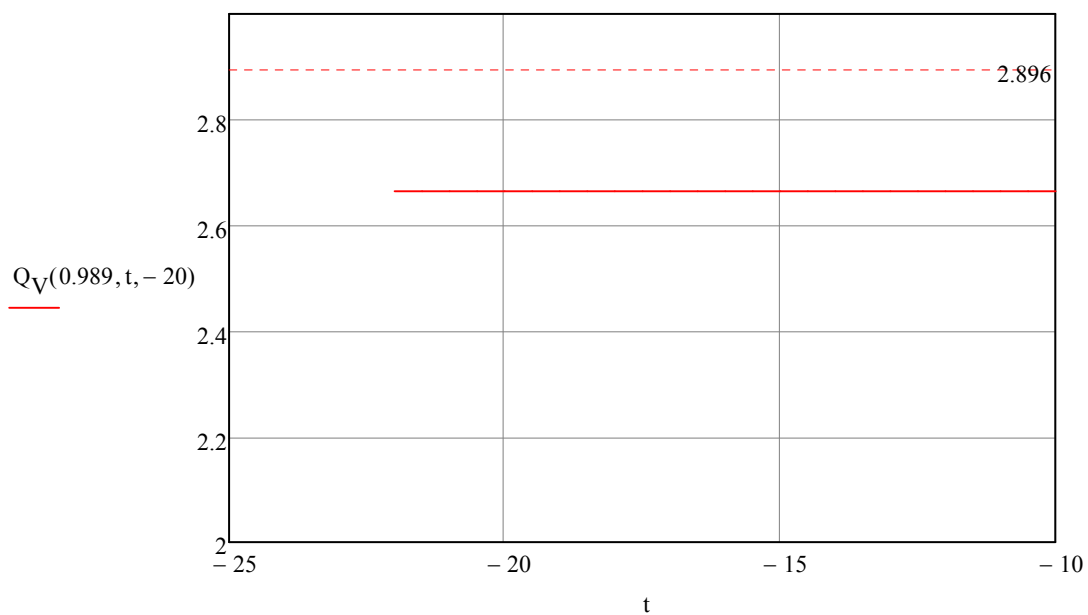
$$k_V(\xi_2, t) := \left( \frac{1}{\alpha_G(\xi_2, t)} + \frac{\delta_{\text{Reif}}}{\lambda_{\text{Reif}}} \right)^{-1}$$



Σχήμα 5.38: Συντελεστής θερμοπερατότητας συναρτήσει της κατά μάζα σύστασης και της θερμοκρασίας

Προσδιδόμενη θερμότητα:

$$Q_V(\xi_2, t, t_W) := k_V(\xi_2, t) \cdot A_V \cdot (-10 - t_W) + m_D \cdot 1$$



Σχήμα 5.39: Θερμότητα συναρτήσει της κατά μάζα σύστασης και της θερμοκρασίας

## Εναλλάκτης θερμότητας διαλύματος

Διαστάσεις:

Εξωτ. διάμετρος σωλήνα:

$$d_R := 9$$

Πάχος σωλήνα:

$$s_R := 1$$

Διάμετρος σπειρώματος:

$$D_W := 100$$

Αριθμός σωλήνων:

$$n_W := 35$$

Αριθμός παράλληλων  
σπειρωμάτων:

$$n_{RW} := 1$$

$$D_R := 15$$

Πίεση:

$$p := 18.621$$

Θερμοκρασιακό εύρος:

$$t_{sol} := 60, 65.. 130$$

Διάμετροι:

$$A_F := \frac{D_W \cdot \pi \cdot n_W \cdot d_R}{10^6} = 0.099$$

$$A_K := \frac{(D_W - d_R) \cdot \pi \cdot n_W \cdot d_R}{10^6} = 0.09$$

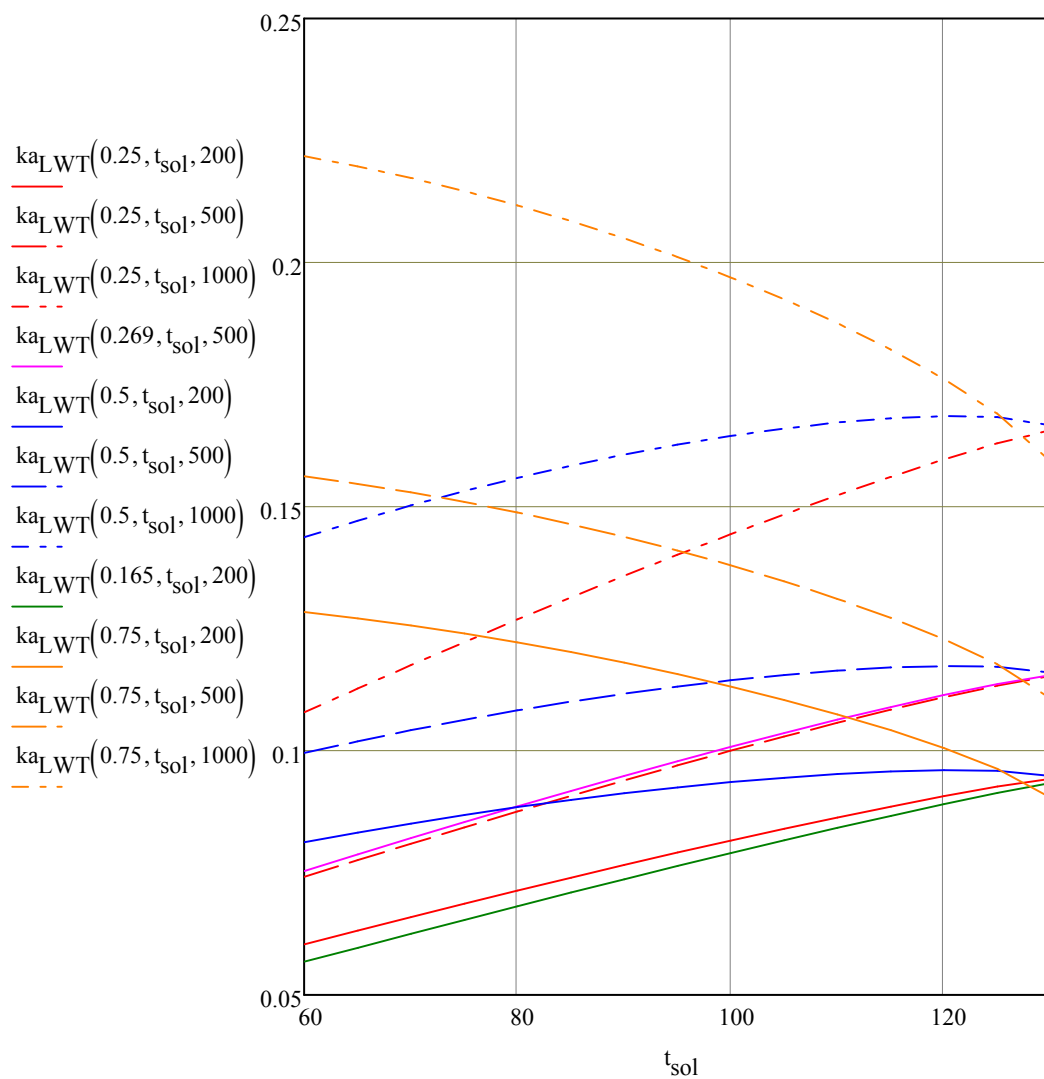
Ύψος:

$$\Delta z := \frac{A_F}{2} = 0.049$$

Συντελεστής θερμοπερατότητας:

$$ka_{LWT}(\xi_2, t_{sol}, Re_F) := \left( \frac{1}{\alpha_{Fn}(\xi_2, t_{sol}, Re_F) \cdot A_F} + \frac{\ln\left(\frac{d_R}{d_R - s_R}\right)}{2 \cdot \pi \cdot \lambda_W \cdot \Delta z} + \frac{1}{\alpha_w(1000) \cdot A_K} \right)^{-1}$$

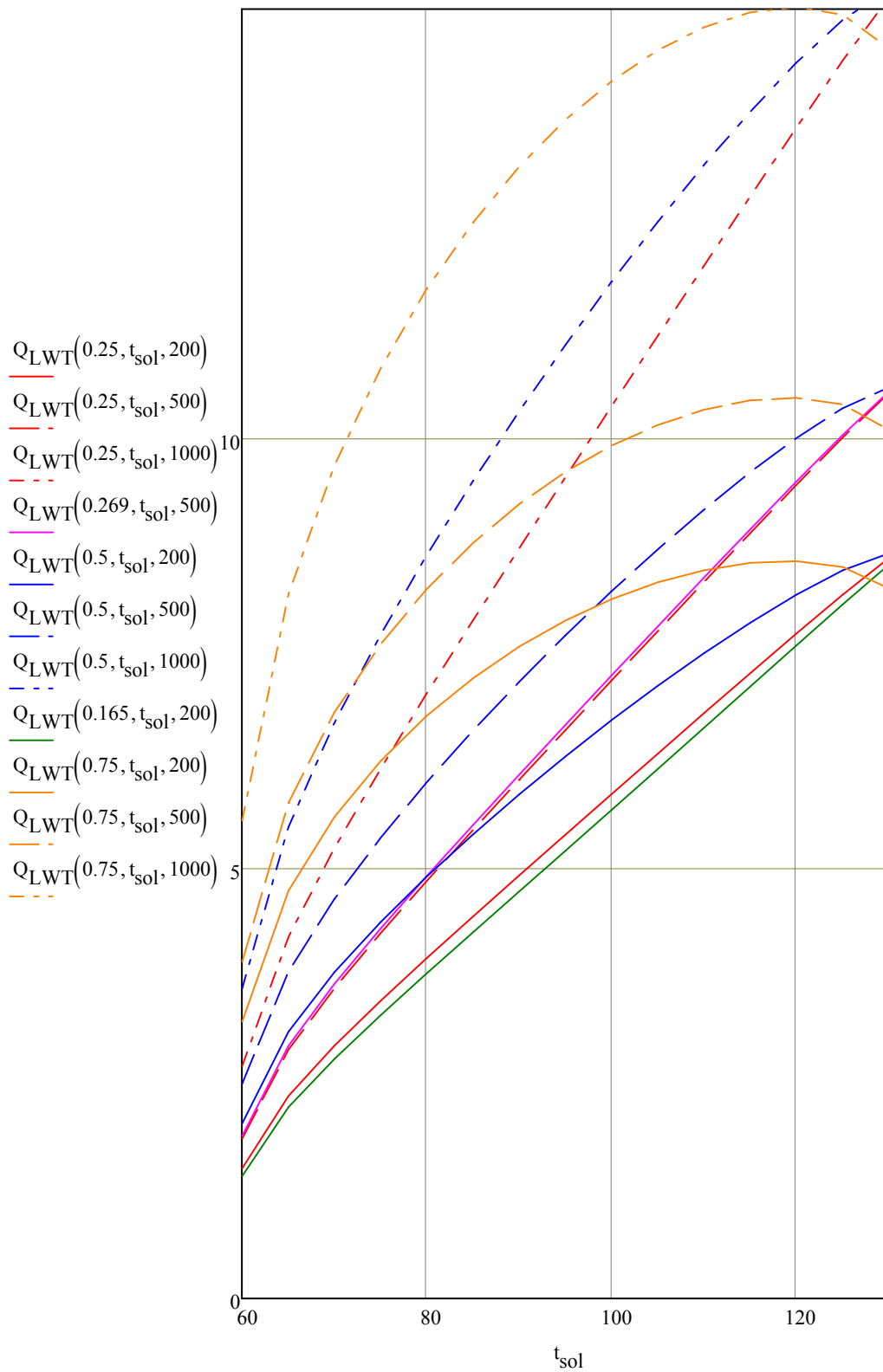




Σχήμα 5.40: Συντελεστής θερμοπερατότητας συναρτήσει της κατά μάζα σύστασης , της θερμοκρασίας και του αριθμού Reynolds

Συναλλασσόμενη θερμότητα:

$$Q_{LWT}(\xi_2, t_{sol}, Re_F) := n_{RW} \cdot ka_{LWT}(\xi_2, t_{sol}, Re_F) \cdot \frac{(t_{sol} - 58.77) - (162.18 - 47.23)}{\ln \left[ \frac{(t_{sol} - 58.77)}{(162.18 - 47.23)} \right]}$$



Σχήμα 5.41: Θερμότητα συναρτήσει της κατά μάζα σύστασης , της θερμοκρασίας και του αριθμού Reynolds

### 5.5. Βαθμός απόδοσης

Ο βαθμός απόδοσης της εγκατάστασης αποτελεί το βασικότερο κριτήριο αξιολόγησής της. Σε αυτήν την παράγραφο παρουσιάζονται ο θερμικός βαθμός απόδοσης, ο βαθμός ενεργειακής αξιοποίησης και ο βαθμός ωφέλιμης ενέργειας για τρεις περιπτώσεις, όπως παρουσιάζονται στον Πίνακα 5.1.. Η πρώτη περίπτωση είναι τα αποτελέσματα όπως αυτά δίνονται από τα δεδομένα, δηλαδή σύμφωνα με το πρωτότυπο κείμενο του V.D.I.. Η δεύτερη περίπτωση είναι τα αποτελέσματα του υπολογιστικού μοντέλου, το οποίο αναπτύχθηκε με τη βοήθεια των εξισώσεων που παρουσιάζονται το κεφάλαιο αυτό. Η τρίτη περίπτωση αφορά στην πρόταση αύξησης της θερμοκρασίας του διαλύματος κατά 2°C-5°C όπου επιτρέπεται και βελτιώνεται ο βαθμός απόδοσης της συσκευής

	Βαθμός απόδοσης (β)	Βαθμός ενεργειακής αξιοποίησης (ε)	Βαθμός ωφέλιμης ενέργειας (ξ)
Περίπτωση 1	1.38	1.326	1.26
Περίπτωση 2	1.337	1.286	1.222
Περίπτωση 3	1.437	1.378	1.309

Πίνακας 5.1: Συνοπτική παρουσίαση των βαθμών απόδοσης

Επιπλέον, εφόσον η θερμαντλία έχει σχεδιαστεί για θέρμανση κατοικιών γίνεται μια σύγκριση της κατανάλωσης πρωτογενούς ενέργειας σε σχέση με μια τυπική αντλία θερμότητας. Οι συντελεστές μετατροπής σε πρωτογενή ενέργεια είναι  $1,05 \text{ kWh}_{pr}/\text{kWh}_{th}$  για το φυσικό αέριο και  $2,90 \text{ kWh}_{pr}/\text{kWh}_{el}$  για το ηλεκτρικό ρεύμα, που καταναλώνει μια τυπική αντλία θερμότητας. Η σύγκριση γίνεται με βάση τον λόγο των βαθμών απόδοσης προς τους συντελεστές αυτούς, όπως φαίνεται στο υπολογιστικό φύλλο. Από τη σύγκριση προκύπτει ότι η θερμαντλία απορρόφησης υπερτερεί έναντι της τυπικής αντλίας θερμότητας.

5.2



5.3



5.3.1



5.3.2



5.3.3



5.4



## Βαθμός απόδοσης

Παρεχόμενη ισχύς:

$$P_{pr} := 8.295$$

$$t1 := -25, -20.. 130$$

Θερμότητα ατμογεννήτριας:

$$Q_G := 7.608$$

Ισχύς αντλίας διαλύματος:

$$P_{LP} := 0.008$$

Θερμότητα εναλλάκτη  
θερμότητας καυσαερίων:

$$Q_{RGWT} := 0.505$$

Βαθμός απόδοσης  
απορροφητή:

$$\eta_A := 0.75$$

Βαθμός απόδοσης  
ατμογεννήτριας:

$$\eta_{GE} := 0.90$$

Βαθμός απόδοσης αντλίας:

$$\eta_{LP} := 0.60$$

Βαθμός απόδοσης  
αναβελτιωτή:

$$\eta_R := 0.90$$

Βαθμός εκμετάλλευσης  
θέρμανσης:

$$\eta_F := 0.917$$

Βαθμός απόδοσης κατανομής  
θερμότητας:

$$\eta_V := 0.95$$

Αποτελέσματα με βάση  
τα δεδομένα

Θερμότητα συμπυκνωτή:

$$Q_{K1} := 2.811$$

Θερμότητα διαχωριστή νερού:

$$Q_{D1} := 2.381$$

Θερμότητα απορροφητή:

$$Q_{A1} := 5.320$$

$$BA1 := \frac{Q_{K1} + Q_{D1} + Q_{A1}}{Q_G + P_{LP}} = 1.38$$

Βαθμός ενεργειακής  
αξιοποίησης:

$$E1 := \frac{Q_{K1} + Q_{D1} + Q_{A1} + Q_{RGWT}}{P_{pr} + \frac{P_{LP}}{\eta_{LP}}} = 1.326$$

Βαθμός ωφέλιμης ενέργειας:

$$\Xi1 := \eta_V \cdot E1 = 1.26$$

Αποτελέσματα με βάση  
το υπολογιστικό  
μοντέλο

Θερμότητα συμπυκνωτή:

$$Q_{K2} := Q_K(66.4, 200) = 2.288$$

Θερμότητα διαχωριστή νερού:

$$Q_{D2} := Q_D(0.269, 130, 200) = 2.249$$

Θερμότητα απορροφητή:

$$Q_{A2} := Q_A(0.165, 59, 200) = 5.643$$

$$BA2 := \frac{Q_{K2} + Q_{D2} + Q_{A2}}{Q_G + P_{LP}} = 1.337$$

Βαθμός ενεργειακής  
αξιοποίησης:

$$E2 := \frac{Q_{K2} + Q_{D2} + Q_{A2} + Q_{RGWT}}{P_{pr} + \frac{P_{LP}}{\eta_{LP}}} = 1.286$$

Βαθμός ωφέλιμης ενέργειας:

$$\Xi2 := \eta_V \cdot E2 = 1.222$$

Αποτελέσματα με βάση την πρόταση για αύξηση της θερμοκρασίας του διαλύματος

Θερμότητα συμπυκνωτή:

$$Q_{K3} := Q_K(70, 200) = 2.517$$

Θερμότητα διαχωριστή νερού:

$$Q_{D3} := Q_D(0.269, 130, 200) = 2.249$$

Θερμότητα απορροφητή:

$$Q_{A3} := Q_A(0.165, 60, 200) = 6.179$$

$$BA3 := \frac{Q_{K3} + Q_{D3} + Q_{A3}}{Q_G + P_{LP}} = 1.437$$

Βαθμός ενεργειακής αξιοποίησης:

$$E3 := \frac{Q_{K3} + Q_{D3} + Q_{A3} + Q_{RGWT}}{P_{pr} + \frac{P_{LP}}{\eta_{LP}}} = 1.378$$

Βαθμός ωφέλιμης ενέργειας:

$$\Xi3 := \eta_V \cdot E3 = 1.309$$

Κατανάλωση πρωτογενούς ενέργειας:

Συντελεστές μετατροπής σε πρωτογενή ενέργεια:

$$PE_{el} := 2.9$$

$$PE_{\Phi A} := 1.05$$

Τυπική τιμή COP αντλίας θερμότητας:

$$COP := 3.5$$

$$KPE1 := \frac{BA1}{PE_{\Phi A}} = 1.315$$

$$KPE_{el} := \frac{COP}{PE_{el}} = 1.207$$

$$KPE2 := \frac{BA2}{PE_{\Phi A}} = 1.273$$

$$KPE3 := \frac{BA3}{PE_{\Phi A}} = 1.369$$

## 6. Περίληψη & Συμπεράσματα

Στην παρούσα διπλωματική εργασία αναπτύχθηκαν υπολογιστικά μοντέλα για την ανάλυση των θερμαντλιών απορρόφησης αμμωνίας – νερού και έγινε για πρώτη φορά μια προσπάθεια αναγωγής τους σε πραγματικές συνθήκες. Η μοντελοποίηση αυτή των επιμέρους διατάξεων για δεδομένη γεωμετρία επιτρέπει τον υπολογισμό των θερμοδυναμικών και ρευστομηχανικών μεγεθών σε κάθε επιμέρους διάταξη και στο σύνολο της εγκατάστασης. Η περαιτέρω ανάλυση με χρήση του υπολογιστικού προγράμματος Mathcad προσφέρει τη δυνατότητα της εποπτικής παρατήρησης των μεταβολών των μεγεθών αυτών με τη μεταβολή των συνθηκών. Η βασική παραδοχή για όλους τους υπολογισμούς είναι ότι η πίεση στο εσωτερικό κάθε διάταξης παραμένει σταθερή.

Κατασκευαστικά η χρήση του μίγματος αμμωνίας – νερού ως εργαζόμενο μέσο καθιστά αναγκαία την ύπαρξη του αναβελτιωτή. Συγκρίνοντας τα αποτελέσματα των υπολογισμών είναι εμφανές ότι όσον αφορά το νερό θέρμανσης η σειρά διάταξης συμπτυκνωτής – διαχωριστής νερού – απορροφητής (KDA) είναι η οικονομικότερη και η αποτελεσματικότερη ως προς την απόδοση θερμότητας. Επίσης λόγω των εσωτερικά κατανεμημένων δικτύων σωληνώσεων που διαθέτουν, ο συμπτυκνωτής και ο απορροφητής είναι σε θέση να αποθηκεύουν μίγμα αμμωνίας – νερού. Η ίδια δυνατότητα υπάρχει και στο δοχείο του λέβητα. Μεταξύ αυτών των αποθηκευτικών χώρων μπορούν να μεταφερθούν ποσότητες διαφορετικής σύνθεσης, χωρίς να χρειάζεται να χρησιμοποιηθούν επιπλέον ποσότητες αμμωνίας και νερού, σε περίπτωση που αλλάξουν οι συνθήκες λειτουργίας.

Συγκρίνοντας τα αποτελέσματα των υπολογισμών είναι εμφανές ότι για την αύξηση της απόδοσης θερμότητας η σειρά διάταξης συμπτυκνωτής – διαχωριστής νερού – απορροφητής (KDA) είναι η οικονομικότερη. Υπάρχουν παραλλαγές σχετικά με την πίεση του συμπτυκνωτή και τη θερμοκρασία στο δοχείο αποθήκευσης. Με σκοπό τη βέλτιστη αξιοποίηση της πρωτεύουσας ενέργειας, εγκαταστάθηκε ένας εναλλάκτης θερμότητας καυσαερίων, στον οποίο πραγματοποιείται η τελική θέρμανση του νερού θέρμανσης.

Οι μερικές διεργασίες σε κάθε συσκευή περιγράφονται για δεδομένες διαστάσεις όχι μόνο από την πλευρά της μεταφοράς θερμότητας, αλλά και της ταυτόχρονης συναλλαγής μάζας. Για τον λόγο αυτό χρησιμοποιούνται στις διαστρωματικές συσκευές έγχυσης/ διάχυσης συντελεστές μεταφοράς θερμότητας και μάζας για τα διαχωριστικά επίπεδα. Οι τιμές τους υπολογίζονται είτε από τις γνωστές σχέσεις των αριθμών Nusselt και Sherwood για ένα στρώμα έγχυσης/ διάχυσης, ή από τις υπάρχουσες εξισώσεις όπως αυτές έχουν προκύψει από τα πειραματικά δεδομένα. Οι ιδιότητες των ουσιών για το μίγμα αμμωνίας - νερού υπολογίζονται από τις εξισώσεις του Conde.

Η ανάλυση του συστήματος της αντλίας θερμότητας πραγματοποιείται για θερμοκρασία περιβάλλοντος  $t_{uA} = -10^{\circ}\text{C}$ , για την οποία αποδίδεται θερμότητα  $\dot{Q}_H = 11 \text{ kW}$ . Η κατανομή της θερμότητας καθορίζεται από τις μέγιστες θερμοκρασίες

ροής και ανακυκλοφορίας στους 56°C και 44°C αντίστοιχα για ελάχιστη εξωτερική θερμοκρασία  $t_{u,min} = -15^{\circ}\text{C}$ .

Όλα τα μεγέθη μετρώνται με βάση το S.I.. Ειδικότερα για τα μεγέθη που επανυπολογίζονται σε κάθε διάταξη, δηλαδή για τους συντελεστές μεταφοράς θερμότητας  $\alpha$  και μάζας  $\beta$  και για τον συντελεστή θερμοπερατότητας  $k$  οι μονάδες είναι  $[\text{W}/\text{m}^2\text{K}]$  και για την θερμότητα  $Q_i$   $[\text{kW}]$ .

Από την αριθμητική επίλυση των συστημάτων και από τη διαγραμματική απεικόνιση προκύπτει ότι αν αυξηθεί η θερμοκρασία, άρα και η ενθαλπία, του εργαζόμενου μέσου στο σύνολο της εγκατάστασης, θα σημειωθεί αύξηση του βαθμού απόδοσης και του βαθμού ωφέλιμης ενέργειας. Αυτό μπορεί να πραγματοποιηθεί χωρίς αύξηση της καταναλισκόμενης θερμότητας αν μειωθεί η παροχή μάζας του εργαζόμενου μέσου.

Η συνολική εικόνα της θερμαντλίας απορρόφησης συμπεριλαμβανομένης της θερμοκρασίας σχεδιασμού και των βαθμών απόδοσης είναι, όπως προκύπτει από την ανάλυση, πολύ θετική. Άρα θα μπορούσε να εγκατασταθεί και να λειτουργήσει σε περιοχές της Ελλάδας, όπου οι θερμοκρασίες περιβάλλοντος είναι πολύ χαμηλές (κοντά στη θερμοκρασία σχεδιασμού) και τα υπόλοιπα συστήματα θέρμανσης υστερούν, αλλά και σε νοτιότερα τμήματα της χώρας, όπου ο βαθμός απόδοσης θα είναι μεγαλύτερος καθώς θα είναι δυνατή η πρόσδοση περισσότερης θερμότητας από το περιβάλλον στον ατμοποιητή. Σε κάθε περίπτωση η θερμαντλία απορρόφησης αποτελεί μια πολύ καλή εναλλακτική λύση έναντι των συμβατικών μεθόδων θέρμανσης.



Βιβλιογραφία

- [1] Auslegung von Absorptionswärmepumpen, J. Zimmermann, Reihe 19: Wärmetechnik/Kältetechnik, Nr.19, Vereins Deutscher Ingenieure, Düsseldorf, 1986
- [2] Thermophysical Properties of {NH<sub>3</sub>+H<sub>2</sub>O} Solutions for the Industrial Design of Absorption Refrigeration Equipment, M Conde, M.Conde Engineering, 2004
- [3] Stoffaustausch beim Rieselfilm, H.Brauer, Chemie Ingenieur Technik, Volume 30, Issue 2, pages 75–84, February 1958
- [4] Wärmeübertragung im Dampferzeugern und Wärmeaustauschern, F.Brandt, FDBR, 1995
- [5] Condensation heat transfer coefficients of ammonia with a small content of water in a plate heat exchanger in an absorption refrigeration machine, Rui Magno, Dep. Physics, IST, Lisbon, Portugal, April 16, 2012
- [6] Local boiling heat transfer characteristics of ammonia/water binary mixture in a vertical plate evaporator, H. Arimaa, A. Okamoto, Y. Ikegami, International Journal of Refrigeration, Volume 34, Issue 3, May 2011, Pages 648–657
- [7] Theoretical and experimental analysis of absorption – condensation in a combined power and cooling cycle, Nitin Goel, University of Florida, 2005
- [8] Experimental and Analytical Investigation of Ammonia-Water Desorption in Microchannel Geometries, Matthew D. Determan, Georgia Institute of Technology, August, 2005
- [9] Absorption, distillation and cooling towers, W. S. Norman, John Wiley and Sons, Incorporated, New York (1961)
- [10] Perry's Chemical Engineer's Handbook, Section 2 Physical and Chemical Data, 8<sup>th</sup> Edition, George H. Thomson, Daniel G. Friend, Richard L. Rowley, W. Vincent Wilding Bruce E. Poling, Hill Professional, 2007
- [11] Release on the IAPWS Formulation 2011 for the Thermal Conductivity of Ordinary Water Substance, IAPWS, Czech Republic, Sept.2011
- [12] Θερμοδυναμική II, Ε.Ρογδάκης, Αθήνα, 2006
- [13] Αρχές Μεταφοράς Θερμότητας και Μάζης, Ξ.Κακάτσιος, Εκδόσεις Συμεών, Αθήνα, 2006
- [14] <http://www.heal-link.gr/journals/>
- [15] <http://onlinelibrary.wiley.com/>
- [16] <http://pubs.acs.org/>
- [17] <http://www.ammonia-properties.com/>

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

[18] <http://www.nist.gov/pml/data/index.cfm>

[19] <http://www.peacesoftware.de/>

[20] <http://faculty.ksu.edu.sa/default.aspx>

[21] <http://www.sciencedirect.com/>

[22] <http://www.energent.net/>

[23] <http://www.engineeringtoolbox.com/>

[24] <http://www.iapws.org/>

