



ΧΡΥΣΟΥΝ ΜΕΤΑΛΛΙΟΝ
ΑΚΑΔΗΜΙΑΣ ΑΘΗΝΩΝ

ΑΝΩΤΕΡΕΣ ΔΗΜΟΣΙΕΣ ΣΧΟΛΕΣ ΕΜΠΟΡΙΚΟΥ ΝΑΥΤΙΚΟΥ

ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΗ ΘΕΡΜΟΔΥΝΑΜΙΚΗ

ΚΩΝΣΤΑΝΤΙΝΟΥ Ζ. ΠΑΓΩΝΑΡΗ

γ' έκδοση

ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ



ΙΔΡΥΜΑ ΕΥΓΕΝΙΔΟΥ
ΧΡΥΣΟΥΝ ΜΕΤΑΛΛΙΟΝ ΑΚΑΔΗΜΙΑΣ ΑΘΗΝΩΝ



ΕΚΠΑΙΔΕΥΤΙΚΟ ΚΕΙΜΕΝΟ
Α.Δ.Σ.Ε.Ν.
ΥΠΟΥΡΓΕΙΟ ΕΜΠΟΡΙΚΗΣ ΝΑΥΤΙΛΙΑΣ

ΙΔΡΥΜΑ ΕΥΓΕΝΙΔΟΥ

ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΤΟΥ ΝΑΥΤΙΚΟΥ

ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΗ ΘΕΡΜΟΔΥΝΑΜΙΚΗ

ΚΩΝΣΤΑΝΤΙΝΟΥ Ζ. ΠΑΓΩΝΑΡΗ

Πλοιάρχου (Μ) Π.Ν.
Μηχανολόγου - Μηχανικού
Ν. Ρ.Γ.Σ. ΗΠΑ

ΑΘΗΝΑ
2020



Α' ΕΚΔΟΣΗ 1982

Β' ΕΚΔΟΣΗ 1986

Γ' ΕΚΔΟΣΗ 2020

ISBN: 987-960-337-165-6

Copyright © 2020 Ίδρυμα Ευγενίδου

Απαγορεύεται η ολική ή μερική ανατύπωση του βιβλίου και των εικόνων με κάθε μέσο καθώς και η διασκευή, η προσαρμογή, η μετατροπή και η κυκλοφορία του (Άρθρο 3 του ν. 2121/1993).

ΠΡΟΛΟΓΟΣ ΙΔΡΥΜΑΤΟΣ ΕΥΤΕΝΙΔΟΥ

Το 1952 ο Ευγένιος Ευγενίδης (1882-1954) όρισε με τη διαθήκη του τη σύσταση του Ιδρύματος Ευγενίδου, του οποίου ως μοναδικό σκοπό έταξε «να συμβάλει εις τήν εκπαίδευσιν νέων ελληνικής υπηκοότητος έν τῷ έπιστημονικῷ καί τεχνικῷ πεδίῳ». Ο ιδρυτής και χορηγός του Ιδρύματος Ευγενίδου ορθά προέβλεψε ότι αναγκαίο παράγοντα για την πρόοδο της Ελλάδος αποτελεί η άρτια κατάρτιση των Ελλήνων τεχνιτών κατὰ τα πρότυπα της επαγγελματικής εκπαίδευσης άλλων ευρωπαϊκών χωρών.

Την 23η Φεβρουαρίου του 1956 εγκρίθηκε η σύσταση του κοινωφελούς Ιδρύματος Ευγενίδου, την διοίκηση και διαχείριση του οποίου κατὰ την ρητή επιθυμία του ιδρυτή του ανέλαβε η αδελφή του Μαριάνθη Σίμου (1895-1981). Τότε ξεκίνησε η υλοποίηση του σκοπού του Ιδρύματος και η εκπλήρωση μίας από τις βασικότερες ανάγκες του εθνικού μας βίου από την Μαριάνθη Σίμου και τους επιστημονικούς συνεργάτες της.

Το έργο της Μαριάνθης Σίμου συνέχισε από το 1981 ο πολύτιμος συνεργάτης και διάδοχος του Ευγενίου Ευγενίδη, Νικόλαος Βερνίκος-Ευγενίδης (1920-2000). Από το 2000 το έργο του Ιδρύματος Ευγενίδου συνεχίζει ο Λεωνίδας Δημητριάδης-Ευγενίδης, ο οποίος υλοποιεί τον σκοπό του Ιδρύματος προσαρμόζοντας το όραμα του ιδρυτή του στις σύγχρονες εξελίξεις.

Μία από τις πρώτες δραστηριότητες του Ιδρύματος Ευγενίδου, ευθύς μετά την ίδρυσή του, υπήρξε η συγγραφή και έκδοση εκπαιδευτικών βιβλίων για τους μαθητές των τεχνικών σχολών, καθώς διαπιστώθηκε ότι αποτελεί πρωταρχική ανάγκη ο εφοδιασμός τους με σειρές από βιβλία, τα οποία θα έθιγαν τα ορθά θεμέλια για την παιδεία τους και θα αποτελούσαν συγχρόνως πολύτιμη βιβλιοθήκη για κάθε τεχνικό. Καρπός αυτής της δραστηριότητας είναι η Βιβλιοθήκη του Τεχνίτη, η οποία αριθμεί 32 τίτλους, η Βιβλιοθήκη του Τεχνικού, που περιλαμβάνει 50 τίτλους, η Τεχνική Βιβλιοθήκη με 11 τίτλους και η Βιβλιοθήκη του Τεχνικού Βοηθού Χημικού με 3 τίτλους. Επιπλέον, από το 1977 μέχρι σήμερα έχουν εκδοθεί 171 τίτλοι για τους μαθητές των Τεχνικών και Επαγγελματικών Λυκείων και 16 για τους μαθητές των Σχολών Μέσης Τεχνικής και Επαγγελματικής εκπαίδευσης.

Ξεχωριστή σειρά βιβλίων του Ιδρύματος Ευγενίδου αποτελεί η Βιβλιοθήκη του Ναυτικού (1967 έως σήμερα), η οποία είναι το αποτέλεσμα της συνεργασίας του Ιδρύματος Ευγενίδου με την Διεύθυνση Εκπαίδευσης Ναυτικών του Υπουργείου Ναυτιλίας. Η συγγραφή και έκδοση των εκπαιδευτικών βιβλίων για τους σπουδαστές των ναυτικών σχολών ανατέθηκε στο Ίδρυμα Ευγενίδου με την υπ' αριθμ. 61288/5031/9.8.1966 απόφαση του Υπουργείου Εμπορικής Ναυτιλίας, όποτε και λειτούργησε η αρμόδια Επιτροπή Εκδόσεων, η οποία είχε συσταθεί ήδη από το 1958. Η συνεργασία Ιδρύματος Ευγενίδου και Υπουργείου Εμπορικής Ναυτιλίας ανανεώθηκε και επικαιροποιήθηκε με Υπουργικές Αποφάσεις το 1999 και το 2005, με τις οποίες το ΎΕΝ ανέθεσε στο Ίδρυμα Ευγενίδου την συγγραφή των εκπαιδευτικών βοηθημάτων για τις Ακαδημίες Εμπορικού Ναυτικού (Α.Ε.Ν.). Η ανάθεση της αρμοδιότητας για την έκδοση των διδακτικών βιβλίων για τις Ακαδημίες επαναβεβαιώθηκε με νομοθετική ρύθμιση τον Μάρτιο του 2020 (Ν. 4676).

Στην Βιβλιοθήκη του Ναυτικού περιλαμβάνονται 137 διδακτικά βιβλία ναυτικής εκπαίδευσης, καθώς και οχετικές έρευνες και πρακτικά συνεδρίων. Όλα τα βιβλία της Βιβλιοθήκης του Ναυτικού ανταποκρίνονται στις ανάγκες των σπουδαστών των ΑΕΝ και είναι γενικότερα χρήσιμα για όλους τους αξιωματικούς του Εμπορικού Ναυτικού, που ασκούν το επάγγελμα ή εξελίσσονται στην ιεραρχία. Επιπλέον οι συγγραφείς και η Επιτροπή Εκδόσεων καταβάλλουν κάθε προσπάθεια ώστε τα διδακτικά βιβλία να είναι επιστημονικώς άρτια, να επικαιροποιούνται με βάση τα εκάστοτε αναλυτικά προγράμματα σπουδών των Α.Ε.Ν. και να παραμένουν συμβατά με τις μεταβαλλόμενες διεθνείς απαιτήσεις.

Η διαχρονική συμβολή του Ιδρύματος Ευγενίδου στη Ναυτική Εκπαίδευση επιτυγχάνεται όχι μόνο με την έκδοση των οχεικών εκπαιδευτικών βιβλίων αλλά και με δωρεές στις Ακαδημίες Εμπορικού Ναυτικού, υποτροφίες σε αξιωματικούς του Λιμενικού Σώματος, εκπόνηση μελετών/ερευνών και διεξαγωγή συνεδρίων για την ναυτική εκπαίδευση και την ναυτιλία γενικότερα, καθώς και παροχή πρόσβασης σε κορυφαίες ναυτιλιακές βάσεις δεδομένων μέσω της Βιβλιοθήκης του.

Με την προσφορά των εκδόσεών του στους καθηγητές, στους σπουδαστές των ΑΕΝ και σε όλους τους αξιωματικούς του Εμπορικού Ναυτικού, αλλά και με την πλειάδα εκδόσεων για Τεχνικούς, το Ίδρυμα Ευγενίδου συνεχίζει να συμβάλλει στην τεχνική εκπαίδευση της Ελλάδος, υλοποιώντας επί 60 και πλέον χρόνια το όραμα του ιδρυτή του, αείμνηστου ευεργέτη Ευγένιου Ευγενίδα.

ΕΠΙΤΡΟΠΗ ΕΚΔΟΣΕΩΝ ΙΔΡΥΜΑΤΟΣ ΕΥΓΕΝΙΔΟΥ

Ιωάννης Γκόλιας, Καθηγητής ΕΜΠ, Πρόεδρος.

Αχιλλέας Ματσάγγος, Αντιναύαρχος Λ.Σ. (ε.α.).

Γεώργιος Γεωργούλης, Πλοίαρχος Α' Ε.Ν., Ε.Δι.Π. Παν/μίου Αιγαίου.

Αντώνιος Βουτσινάς, Αντιπλοίαρχος Λ.Σ., Δ/ντής Ναυτ. Εκπαιδ., Υπ. Ναυτιλίας και Νησιωτικής Πολιτικής.

Κωνσταντίνος Σουφλέρης, Τμηματάρχης ΔΕΚΝ Α'.

Γραμματέας της Επιτροπής, **Ελευθερία Τελειώνη**.

Επιστημονικός Σύμβουλος για το βιβλίο «Εφαρμοσμένη Θερμοδυναμική» κ. **Σίμος Σιμόπουλος**, Δρ. Μηχανικός (PHD), Επιμελητής Ε.Μ.Π..

Διατελέσαντα μέλη της Επιτροπής

Πρόεδροι

Α. Παππάς (1955-1983) καθηγητής ΕΜΠ, Μ. Αγγελόπουλος (1983-2003) ομ. καθηγητής ΕΜΠ, Α. Σιαυρόπουλος ομ. καθηγητής Πανεπ. Πειραιώς (2003-2008), Ε. Δρns, Ομ. Καθηγητής ΕΜΠ (2008-2020)

Λοιπά μέλη

Γ. Κακριδής (1955-1959) Καθηγητής ΕΜΠ, Α. Καλογεράς (1957-1970) Καθηγητής ΕΜΠ, Χ. Καβουνίδης (1955-1984) Μπχ. Ηλ. ΕΜΠ, Μ. Αγγελόπουλος (1970-1983), Ομ. Καθηγητής ΕΜΠ, Σπ. Γουλιέλμος (1958) Αντιπλοίαρχος, Ξ. Αντωνιάδης (1959-1966) Αντιπλοίαρχος, Δ/ντής Ναυτ. Εκπαιδ., Π. Γ. Τσακίρης (1967-1969) Πλοίαρχος, Δ/ντής Ναυτ. Εκπαιδ., Ελλ. Σίδερης (1967-1969) Υποναύαρχος, Π. Φουσιέρης (1969-1971) Αντιπλοίαρχος Λ.Σ., Δ/ντής Ναυτ. Εκπαιδ., Αλ. Μοσχονάς (1971-1972) Αντιπλοίαρχος Λ.Σ., Δ/ντής Ναυτ. Εκπαιδ., Ι. Χρυσανθοκόπουλος (1972-1974) Αντιπλοίαρχος Λ.Σ., Δ/ντής Ναυτ. Εκπαιδ., Αθαν. Σωτηρόπουλος (1974-1977) Πλοίαρχος Λ.Σ., Δ/ντής Ναυτ. Εκπαιδ., Γ. Σπαριώτης (1977) Αντιπλοίαρχος Λ.Σ., προσωρινός Δ/ντής Ναυτ. Εκπαιδ., Θ. Πουλάκης (1977-1979) Πλοίαρχος Λ.Σ., Δ/ντής Ναυτ. Εκπαιδ., Π. Λυκούδης (1979-1981) Πλοίαρχος Λ. Σ., Δ/ντής Ναυτ. Εκπαιδ., Αναστ. Δημαράκης (1981-1982) Πλοίαρχος Λ.Σ., Δ/ντής Ναυτ. Εκπαιδ., Κ. Τσαντήλας (1982-1984) Πλοίαρχος Λ.Σ., Δ/ντής Ναυτ. Εκπαιδ., Ε. Τζαβέλας (1984-1986) Πλοίαρχος Λ.Σ., Δ/ντής Ναυτ. Εκπαιδ., Γ. Γρηγοράκος (1986-1988) Πλοίαρχος Λ.Σ., Δ/ντής Ναυτ. Εκπαιδ., Α. Μπαρκασιός (1988-1989) Αρχιπλοίαρχος Λ.Σ., Δ/ντής Ναυτ. Εκπαιδ., Κ. Παπαναστασίου (1989) Αρχιπλοίαρχος Λ.Σ., Δ/ντής Ναυτ. Εκπαιδ., Γ. Λάμπρου (1989-1992) Πλοίαρχος Λ.Σ., Δ/ντής Ναυτ. Εκπαιδ., Κ. Κοκορέτσιος (1992-1993) Πλοίαρχος Λ.Σ., Δ/ντής Ναυτ. Εκπαιδ., Κ. Μαρκάκης (1993-1994) Πλοίαρχος Λ.Σ., Δ/ντής Ναυτ. Εκπαιδ., Ι. Ζουμπούλης (1994-1995) Πλοίαρχος Λ.Σ., Φ. Ψαρράς (1995-1996) Πλοίαρχος Λ.Σ., Δ/ντής Ναυτ. Εκπαιδ., Γ. Καλαρώνης (1996-1998) Πλοίαρχος Λ.Σ., Δ/ντής Ναυτ. Εκπαιδ., Θ. Ρενιζοπέρης (1998-2000) Αντιπλοίαρχος Λ.Σ., Δ/ντής Ναυτ. Εκπαιδ., Ι. Σιεφανιάκος (2000-2001) Πλοίαρχος Λ.Σ., Δ/ντής Ναυτ. Εκπαιδ., Κ. Μαρίνος (2001) Πλοίαρχος Λ.Σ., Δ/ντής Ναυτ. Εκπαιδ., Π. Εξαρχόπουλος (2001-2003) Πλοίαρχος Λ.Σ., Δ/ντής Ναυτ. Εκπαιδ., Κ. Μπριλάκης (2003-2004) Πλοίαρχος Λ.Σ., Δ/ντής Ναυτ. Εκπαιδ., Ν. Θεμέλαρος (2003-2004) Αντιπλοίαρχος Λ.Σ., Δ/ντής Ναυτ. Εκπαιδ., Π. Κουβέλης (2004-2005) Πλοίαρχος Λ.Σ., Δ/ντής Ναυτ. Εκπαιδ., Δ. Βασιλάκης (2005-2008) Πλοίαρχος Λ.Σ., Δ/ντής Ναυτ. Εκπαιδ., Π. Πειρόπουλος (2008-2009) Πλοίαρχος Λ.Σ., Δ/ντής Ναυτ. Εκπαιδ., Α. Ματσάγγος (2009-2011) Πλοίαρχος Λ.Σ., Δ/ντής Ναυτ. Εκπαιδ., Ι. Σέργης (2011-2012) Αρχιπλοίαρχος Λ.Σ., Δ/ντής Ναυτ. Εκπαιδ., Ι. Τζαβάρας, (2004-2013) Αντιναύαρχος Λ.Σ. (Ε.Α.), Ι. Τεγόπουλος (1988-2013) Ομ. Καθηγητής ΕΜΠ, Α. Θεοφανόπουλος (2012-2014) Πλοίαρχος Λ.Σ., Δ/ντής Ναυτ. Εκπαιδ., Β. Καλλιπολίτου (2014-2017) Αντιπλοίαρχος Λ.Σ. Δ/ντρια Ναυτ. Εκπαιδ., Σ. Μπέλλας (2017-2018) Αρχιπλοίαρχος Λ.Σ. Δ/ντής Ναυτ. Εκπαιδ., Α. Τσελίκης (2018-2019) Αρχιπλοίαρχος Λ.Σ. Δ/ντής Ναυτ. Εκπαιδ.

ΠΡΟΛΟΓΟΣ

Ο σκοπός αυτού του βιβλίου, που έχει συγγραφεί σύμφωνα με το αντίστοιχο αναλυτικό πρόγραμμα του Υ.Ε.Ν., είναι να βοηθήσει τους σπουδαστές των Ανωτέρων Δημοσίων Σχολών Εμπορικού Ναυτικού (μηχανικούς) να καιανοήσουν την Εφαρμοσμένη Θερμοδυναμική, που αποτελεί ένα από τα βασικότερα μαθήματα όχι μόνο για τους μηχανικούς των ναυτικών εγκαταστάσεων, αλλά και γενικότερα των εγκαταστάσεων παραγωγής ενέργειας. Η εφαρμοσμένη Θερμοδυναμική ασχολείται με βασικά λειτουργικά και θερμοδυναμικά χαρακτηριστικά των μηχανών και μηχανημάτων, όπως Μηχανές Εσωτερικής Καύσης, Σιρόβιλοι, Αεροσυμπιεστές, Ψυκτικές Εγκαταστάσεις κ.λπ., αποτελεί δηλαδή την εφαρμογή στην πράξη των θεωρητικών αρχών και νόμων της κλασικής θεωρητικής Θερμοδυναμικής. Κατά συνέπεια, για να μελετήσει κανείς την Εφαρμοσμένη Θερμοδυναμική θα πρέπει απαραίτητα να γνωρίζει τις κλασικές αυτές αρχές και τους νόμους στους οποίους λειτουργούν οι πιο πάνω μηχανικές εγκαταστάσεις.

Είσι το βιβλίο αυτό αποτελείται ουσιαστικά από δύο μέρη. Το πρώτο μέρος είναι αφιερωμένο στην ανάπτυξη των νόμων της θεωρητικής Θερμοδυναμικής· το δεύτερο μέρος αναφέρεται στην εφαρμογή αυτών στις πραγματικές εγκαταστάσεις.

Το πρώτο μέρος είναι σχεικά σύντομο σε σχέση με το δεύτερο, που αποτελεί βασικά το αντικείμενο του βιβλίου και που ενδιαφέρει περισσότερο τους μηχανικούς.

Πριν όμως προχωρήσει ο σπουδαστής στη μελέτη του δεύτερου μέρους, είναι χρήσιμο και αναγκαίο να καιανοήσει καλά πρώτα τις θεωρητικές αρχές της Θερμοδυναμικής, ώστε να μπορέσει με ευκολία να προχωρήσει στην εφαρμογή τους. Για τον λόγο αυτό παρέχεται σημαντικός αριθμός παραδειγμάτων που πιστεύω ότι θα τον βοηθήσουν να εμπεδώσει τις νέες του γνώσεις. Σημαντικός αριθμός παραδειγμάτων υπάρχει επίσης και στο δεύτερο μέρος, για τον ίδιο ακριβώς λόγο. Φυσικά με κανέναν τρόπο δεν θα πρέπει να νομίζεις ότι με την παρακολούθηση μόνο των παραδειγμάτων είναι δυνατόν να εμπεδωθούν οι γνώσεις αυτές. Η λύση των ασκήσεων είναι απαραίτητη και η μόνη που αποδεικνύει ότι ο σπουδαστής έχει καταλάβει αυτά που διδάχθηκε.

Επειδή, όπως είπαμε, το κύριο αντικείμενο του βιβλίου είναι η εφαρμογή των θεωρητικών αρχών, γι' αυτό δεν δίδονται οι μαθηματικές αποδείξεις των περισσότερων εξισώσεων. Για τον σπουδαστή που θα θελήσει να εμβαθύνει και να διερευνήσει τις εξισώσεις αυτές προβλέφθηκε το Παράρτημα «Α», στο οποίο θα μπορέσει να βρει τις αντίστοιχες αποδείξεις.

Τα τελευταία δύο κεφάλαια αυτού του βιβλίου αναφέρονται σε ένα ξεχωριστό προς τη Θερμοδυναμική αντικείμενο, πλην όμως πολύ ενδιαφέρον για έναν μηχανικό, τη μετάδοση της θερμότητας. Μια και η μετάδοση της θερμότητας έχει έμμεση μόνο σχέση με τη Θερμοδυναμική, η ανάπτυξή της καλύπτει συνοπτικά ένα μόνο μέρος της και έχει ως σκοπό να δώσει στον ενδιαφερόμενο σπουδαστή τις εισαγωγικές εκείνες γνώσεις που είναι απαραίτητες για την περαιτέρω μελέτη της Μετάδοσης της Θερμότητας.

Οι πίνακες και τα διαγράμματα που χρειάζονται για τη λύση των ασκήσεων υπάρχουν στα παραρτήματα «Β» και «Γ», που θα αποτελέσουν ιδιαίτερο τεύχος των εκδόσεων του Ιδρύματος Ευγενίδου.

Από τη θέση αυτή θα ήθελα να εκφράσω τις ευχαριστίες μου προς τον Επιμελητή της Έδρας της Πυρηνικής Τεχνολογίας του Ε.Μ.Π. κ. Σ. Σιμόπουλου, για τις συνεχείς προσπάθειες που κατέβαλε για τη βελτίωση αυτού του βιβλίου.

Ο συγγραφέας

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1 ► Εισαγωγή

1.1	Γενικά	1
1.2	Στοιχειώδης εγκατάσταση ατμού	2
1.3	Άλλες θερμικές μηχανές	3
1.4	Εγκατάσταση γεωθερμικής ενέργειας	5
1.5	Ηλιακή ενέργεια.....	6

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2 ► Ορισμοί και μονάδες μέτρησης μεγεθών

2.1	Γενικά	7
2.2	Ουσία ή ύλη στη θερμοδυναμική	7
2.3	Η έννοια του συστήματος.....	8
2.4	Ιδιότητες της ύλης.....	10
2.5	Διεργασία και θερμοδυναμικός κύκλος.....	10
2.6	Βασικές μονάδες του Διεθνούς Συστήματος (SI)	11
2.7	Πίεση.....	12
2.8	Θερμοκρασία.....	15
2.9	Ασκήσεις	18

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3 ► Έργο και θερμότητα

3.1	Γενικά	19
3.2	Έργο.....	19
3.2.1	Έργο κλειστού συστήματος	22
3.2.2	Δυναμική και κινητική ενέργεια	25
3.3	Θερμότητα	26
3.3.1	Τρόποι μετάδοσης θερμότητας	27
3.3.2	Αδιαβατική διεργασία	29
3.3.3	Μερικές έννοιες επάνω στη θερμότητα	29
3.4	Ασκήσεις	31

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4 ► Ο Πρώτος Νόμος της Θερμοδυναμικής

4.1	Γενικά	33
4.2	Πρώτος Θερμοδυναμικός Νόμος – Μηχανικό ισοδύναμο της θερμότητας.....	33
4.3	Αρχή της Διατήρησης της Μάζας	35
4.4	Ο Νόμος της Διατήρησης της Ενέργειας.....	37

4.5	Πρώτος Θερμοδυναμικός Νόμος σε κλειστά και ανοικτά συστήματα	38
4.5.1	Κλειστά συστήματα	38
4.5.2	Ανοικτά συστήματα	44
4.6	Στραγγαλισμός	52
4.7	Ασκήσεις	54

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5 ► Ιδιότητες καθαρής ουσίας

5.1	Γενικά	56
5.2	Το νερό ως καθαρή ουσία	56
5.3	Στερεά, υγρή και αέρια φάση	56
5.4	Ιδιότητες υδρατμών	58
5.5	Ισορροπία στερεάς, υγρής και αέριας φάσης	60
5.6	Πίνακες θερμοδυναμικών ιδιοτήτων νερού και ατμού	60
5.6.1	Κεκορεσμένο νερό και ατμός	60
5.6.2	Υγρός ατμός	61
5.6.3	Υπέρθερμος ατμός	64
5.6.4	Υπόψυκτο νερό	68
5.7	Πίνακες θερμοδυναμικών ιδιοτήτων αμμωνίας και Freon 12	69
5.8	Ασκήσεις	70

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 6 ► Ιδανικό Αέριο – Διεργασίες

6.1	Γενικά	71
6.2	Νόμος του Boyle	71
6.3	Νόμος του Charles	72
6.4	Καταστατική εξίσωση τέλει αερίου	73
6.5	Ειδική θερμότητα	77
6.6	Διεργασίες αερίων	79
6.6.1	Κλειστά συστήματα	79
6.6.2	Ανοικτά συστήματα	88
6.7	Ασκήσεις	94

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 7 ► Ο Δεύτερος Νόμος της Θερμοδυναμικής και ο κύκλος Carnot

7.1	Γενικά	95
7.2	Ο Δεύτερος Θερμοδυναμικός Νόμος σε έναν κύκλο	95
7.3	Η αρχή της αναστρεψιμότητας	97
7.3.1	Κίνηση ενός σώματος χωρίς τριβή	97
7.3.2	Αδιαβατική εκτόνωση αερίου	98
7.3.3	Ισοθερμοκρασιακή συμπίεση ατμού	98
7.4	Βαθμός απόδοσης μηχανής	99
7.5	Ο κύκλος και η μηχανή Carnot	100
7.6	Βαθμός απόδοσης κύκλου Carnot	102

7.7 Ο αντίστροφος κύκλος Carnot.....	107
7.8 Ασκήσεις.....	110

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 8 ► Εντροπία

8.1 Η έννοια της εντροπίας.....	111
8.2 Η εντροπία συστήματος.....	112
8.3 Η εντροπία σε κλειστό και σε ανοικτό σύστημα.....	113
8.4 Υπολογισμός της εντροπίας για τέλεια αέρια.....	115
8.5 Η εντροπία καθαρής ουσίας.....	118
8.5.1 Διάγραμμα θερμοκρασίας – εντροπίας (T-s).....	118
8.5.2 Διάγραμμα Mollieer ενθαλπίας - εντροπίας (h-s).....	121
8.6 Ασκήσεις.....	125

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 9 ► Κύκλοι ισχύος ατμού

9.1 Γενικά.....	127
9.2 Ο κύκλος Carnot με ατμό.....	128
9.3 Ο κύκλος ισχύος ατμού ή κύκλος Rankine.....	129
9.3.1 Περιγραφή μηχανικού κύκλου.....	130
9.3.2 Μελέτη του θερμοδυναμικού κύκλου Rankine.....	134
9.3.3 Βαθμός απόδοσης θερμοδυναμικού κύκλου.....	141
9.3.4 Σύγκριση μεταξύ θεωρητικού και πραγματικού κύκλου.....	143
9.4 Αναγεννητικοί κύκλοι.....	145
9.4.1 Αναγεννητικός κύκλος με έναν προθερμαντήρα.....	146
9.4.2 Αναγεννητικός κύκλος με τρεις προθερμαντήρες.....	151
9.5 Κύκλος με αναθέρμανση.....	155
9.6 Αναγεννητικός κύκλος με αναθέρμανση.....	158
9.7 Πραγματικοί κύκλοι ατμού.....	162
9.8 Ασκήσεις.....	174

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 10 ► Κύκλοι ισχύος μηχανών εσωτερικής καύσης

10.1 Γενικά.....	176
10.2 Κύκλος Diesel.....	177
10.2.1 Θερμοδυναμικός κύκλος.....	177
10.2.2 Στοιχειώδης περιγραφή μηχανής Diesel - Μηχανικός κύκλος.....	177
10.2.3 Ανάλυση θερμοδυναμικού κύκλου.....	183
10.3 Κύκλος Otto.....	192
10.3.1 Στοιχειώδης περιγραφή βενζινομηχανής. Μηχανικός κύκλος.....	192
10.3.2 Ανάλυση θερμοδυναμικού κύκλου.....	193
10.3.3 Σύγκριση των κύκλων Diesel και Otto.....	195
10.4 Μικτός κύκλος (Dual Cycle).....	197
10.5 Πραγματικός θερμοδυναμικός κύκλος Diesel και Otto.....	199

10.6 Σύγκριση πραγματικών κύκλων βενζινομηχανής και Diesel	202
10.7 Μηχανή Vankel	203
10.8 Ασκήσεις.....	204

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 11 ► Αεριοστρόβιλοι

11.1 Γενικά.....	205
11.2 Ο κύκλος Brayton.....	205
11.2.1 Περιγραφή μηχανικού κύκλου.....	206
11.2.2 Ανάλυση θερμοδυναμικού κύκλου	210
11.3 Κύκλος Brayton με προθερμαντήρα αέρα.....	217
11.4 Κύκλος Brayton με προθερμαντήρα αέρα και αναθερμαντήρα καυσαερίων.....	219
11.5 Συνδυασμένος κύκλος αεριοστρόβιλου	220
11.6 Ασκήσεις.....	221

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 12 ► Αεροσυμπιεστές

12.1 Γενικά.....	223
12.2 Παλινδρομικός αεροσυμπιεστής	223
12.2.1 Αεροσυμπιεστής χωρίς διάκενα	226
12.2.2 Αεροσυμπιεστής με διάκενα	227
12.3 Ογκομετρικός βαθμός απόδοσης	231
12.4 Πολυβάθμιοι αεροσυμπιεστές	234
12.5 Συντελεστές απόδοσης αεροσυμπιεστών	239
12.6 Περιστροφικός αεροσυμπιεστής	240
12.7 Ασκήσεις.....	241

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 13 ► Μείγματα αερίων και υδρατμών

13.1 Γενικά.....	243
13.2 Νομός του Dalton.....	243
13.3 Αδιαβατική ανάμειξη τέλειων αερίων.....	246
13.4 Μείγματα τέλειων αερίων - ατμών	252
13.4.1 Μείγματα αέρα - ατμού. Αέρια κατάσταση	252
13.4.2 Μείγματα ατμού - νερού - αέρα	253
13.5 Υπολογισμός υγρασίας αέρα (ψυχομετρία) – Ψυχομετρικό διάγραμμα.....	257
13.6 Αδιαβατικός κορεσμός μείγματος αέρα - υδρατμού	267
13.7 Ασκήσεις.....	268

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 14 ► Καύσιμα και καύση

14.1 Γενικά.....	269
14.2 Χημική σύνθεση της ύλης	269
14.3 Καύσιμα.....	270

14.4	Διεργασία της καύσης	271
14.5	Καύση με αέρα.....	272
14.6	Λόγος αέρα-καυσίμου.....	274
14.7	Ανάλυση προϊόντων καύσης (Μέθοδος Orsat).....	278
14.8	Αποβαλλόμενη θερμότητα με τα καυσαέρια	283
14.9	Θερμογόνος δύναμη καυσίμου	284
14.10	Βαθμοί απόδοσης θαλάμων καύσης.....	285
14.11	Ασκήσεις.....	288

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 15 ► Ψυκτικά συστήματα και κλιματισμός

15.1	Γενικά.....	289
15.2	Ψυκτικός κύκλος	290
15.2.1	Αντίστροφος κύκλος Carnot.....	291
15.2.2	Συντελεστής λειτουργίας.....	293
15.3	Μονάδες μέτρησης ψυκτικών μεγεθών	294
15.4	Ψυκτικά μέσα	295
15.5	Ψυκτικός κύκλος με μηχανική συμπίεση ατμών	297
15.5.1	Περιγραφή μηχανικού ψυκτικού κύκλου.....	299
15.5.2	Ανάλυση θερμοδυναμικού ψυκτικού κύκλου	301
15.5.3	Διάγραμμα πίεσης - ενθαλπίας ($p - h$)	303
15.5.4	Υπόψυξη και υπερθέρμανση	304
15.6	Ψυκτικός κύκλος με απορρόφηση ατμών	308
15.7	Αντλία θερμότητας	310
15.8	Κλιματισμός	315
15.8.1	Κλιματισμός του αέρα το καλοκαίρι	315
15.8.2	Κλιματισμός του αέρα τον χειμώνα	320
15.9	Ασκήσεις.....	321

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 16 ► Ροή ρευστού σε προφύσια

16.1	Γενικά.....	323
16.2	Ροή ρευστού	323
16.3	Στάσιμες ιδιότητες.....	325
16.4	Αριθμός Mach	325
16.5	Προφύσια	326
16.5.1	Ροή ρευστού μέσα σε προφύσια.....	327
16.5.2	Ταχύτητα εκτόνωσης	328
16.5.3	Καθορισμός μορφής προφυσίου	329
16.5.4	Κρίσιμη πίεση.....	330
16.5.5	Βαθμός απόδοσης προφυσίου	332
16.6	Διασκορπιστήρας.....	335
16.7	Ασκήσεις.....	337

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 17 ► Μετάδοση θερμότητας

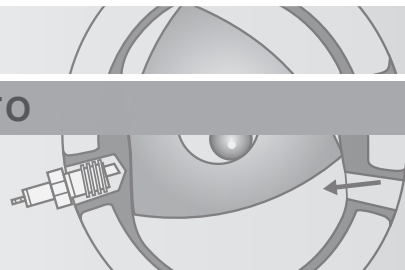
17.1	Γενικά.....	338
17.2	Τρόποι μετάδοσης θερμότητας.....	338
17.2.1	Μετάδοση θερμότητας με αγωγιμότητα	339
17.2.2	Μετάδοση θερμότητας με μεταφορά	344
17.2.3	Μετάδοση θερμότητας με ακτινοβολία.....	346
17.3	Μετάδοση θερμότητας με αγωγιμότητα και μεταφορά.....	348
17.3.1	Επίπεδη πλάκα με μεταφορά θερμότητας στις εξωτερικές επιφάνειες	348
17.3.2	Κυλινδρικός σωλήνας με μεταφορά θερμότητας στην εσωτερική και εξωτερική του επιφάνεια	351
17.3.3	Κρίσιμο πάχος μόνωσης	354
17.4	Ροή ρευστού και ο συντελεστής μεταφοράς θερμότητας α.....	356
17.4.1	Ιξώδης ροή ρευστού. Οριακό στρώμα	357
17.4.2	Θερμικό οριακό στρώμα	360
17.5	Θεωρία της ομοιότητας	361
17.5.1	Απαιτήσεις ομοιότητας	362
17.5.2	Αδιάστατοι αριθμοί.....	363
17.6	Συντελεστής μεταφοράς θερμότητας για στρωτή ροή σε επίπεδη πλάκα. (Βεβιασμένη κυκλοφορία).....	363
17.7	Εμπειρικές σχέσεις για τον συντελεστή μεταφοράς θερμότητας	366
17.7.1	Βεβιασμένη κυκλοφορία σε κυκλικό ευθύ σωλήνα. Στρωτή ροή.....	367
17.7.2	Βεβιασμένη κυκλοφορία σε επίπεδη πλάκα. Τυρβώδης ροή	368
17.7.3	Βεβιασμένη κυκλοφορία σε σωλήνα. Τυρβώδης ροή.....	369
17.7.4	Βεβιασμένη κυκλοφορία σε κάθετα περιρρεόμενο σωλήνα. Τυρβώδης ροή	371
17.7.5	Κάθετα περιρρεόμενη ομάδα σωλήνων.....	373
17.7.6	Φυσική κυκλοφορία σε κάθετη επίπεδη πλάκα. Στρωτή ροή.....	375
17.7.7	Φυσική κυκλοφορία γύρω από οριζόντιο σωλήνα. Στρωτή ροή	375
17.7.8	Φυσική κυκλοφορία σε κάθετη επίπεδη πλάκα. Τυρβώδης ροή.....	376
17.7.9	Φυσική κυκλοφορία σε οριζόντιο σωλήνα. Τυρβώδης ροή.....	376
17.8	Ασκήσεις.....	378

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 18 ► Εναλλάκτες θερμότητας

18.1	Γενικά.....	380
18.2	Συνολικός συντελεστής μετάδοσης θερμότητας	380
18.3	Τύποι εναλλακτών θερμότητας	382
18.4	Συντελεστές ρύπανσης	385
18.5	Μέση λογαριθμική θερμοκρασιακή διαφορά.....	386
18.6	Αποδοτικότητα εναλλακτών	396
18.7	Ασκήσεις.....	401
	Πίνακας συμβόλων.....	402
	Παράρτημα	405

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΠΡΩΤΟ

Εισαγωγή



1.1 Γενικά

Η μηχανική εγκατάσταση πρόωσης ενός πλοίου, ο σταθμός παραγωγής ηλεκτρικής ενέργειας και γενικά κάθε μηχανικό σύστημα μπορούμε να θεωρήσουμε ότι αποτελούνται από διάφορες συσκευές και μονάδες που έχουν ως σκοπό την ανταλλαγή και μετατροπή μιας μορφής ενέργειας σε άλλη. Για να γίνει αυτή η ανταλλαγή ή μετατροπή, μας χρειάζεται ένα μέσο μεταφοράς της ενέργειας, το οποίο μπορεί να έχει υγρή, αέρια ή στερεά μορφή. Έτσι για παράδειγμα, όπως θα δούμε αναλυτικότερα παρακάτω, η προωστήρια εγκατάσταση ενός πλοίου με ατμοστρόβιλο αποτελείται από τον λέβητα, τον στρόβιλο, τις αντλίες και άλλες μονάδες όπου μετατρέπεται η ενέργεια. Το μέσο μεταφοράς είναι ο ατμός, που μεταφέρει τη θερμική ενέργεια από τον λέβητα στον ατμοστρόβιλο για την παραγωγή μηχανικού έργου. Η θερμική αυτή ενέργεια μπορεί να προέρχεται είτε από την καύση ενός συμβατικού καυσίμου (πετρέλαιο, ντίζελ, μαζούτ κ.λπ.) είτε από πυρηνικές αντιδράσεις, π.χ. από σχάσεις U-235 με νετρόνια, σε πυρηνικό αντιδραστήρα. Η μετατροπή της θερμικής ενέργειας σε μηχανικό έργο έχει ως αποτέλεσμα την περιστροφή της έλικας που κινεί το πλοίο. Κάτι ανάλογο συμβαίνει και σε μία εγκατάσταση πρόωσης με μηχανή Ντίζελ. Στην περίπτωση αυτή, η πιο πάνω μετατροπή γίνεται στη μηχανή Ντίζελ. Το μέσο μεταφοράς της ενέργειας είναι τα προϊόντα της καύσης του καυσίμου με τον αέρα (καυσαέρια) και το τελικό αποτέλεσμα είναι και πάλι η περιστροφή της έλικας που κινεί το πλοίο. Φυσικά, εκτός απ' αυτές τις μετατροπές ενέργειας που αφορούν στην πρόωση ενός πλοίου, έχουμε και δευτερεύουσες μετατροπές, που είναι εξίσου σημαντικές για τη λειτουργία του. Έτσι η θερμική ενέργεια του ατμού μετατρέπεται με τη βοήθεια κατάλληλων μηχανημάτων σε ηλεκτρική ενέργεια, που με τη σειρά της, εκτός από τον φωτισμό, εξυπηρετεί ζωτικά μηχανήματα ενός πλοίου, όπως το πηδάλιο, την ψυκτική εγκατάσταση, τις κλιματιστικές συσκευές, τα όργανα ναυσιπλοΐας κ.λπ. Βλέπουμε λοιπόν ότι σε μία εγκατάσταση μπορεί να συναντήσουμε μία, δύο ή και περισσότερες μετατροπές ενέργειας, ανάλογα με το τι θέλουμε να πετύχουμε.

Για να καταλάβει κάποιος τον τρόπο που γίνονται αυτές οι μετατροπές της ενέργειας, τον σκοπό που εξυπηρετούν οι διάφορες μονάδες μιας εγκατάστασης και τελικά το πόσο αποδοτικά λειτουργεί μία τέτοια εγκατάσταση, θα πρέπει να γνωρίζει μερικές βασικές έννοιες και σχέσεις που συνδέουν την ύλη, την ενέργεια και τις ιδιότητές τους. Ενδεικτικά αναφέρουμε π.χ. μία από τις πιο βασικές σχέσεις: την

αρχή της διατήρησης της ενέργειας. Επίσης, ένα από τα πιο ενδιαφέροντα σημεία της μελέτης μιας εγκατάστασης είναι ο υπολογισμός του βαθμού απόδοσής της, που απλά θα μπορούσαμε να πούμε ότι δεν είναι τίποτε άλλο παρά η σχέση του «τι παίρνουμε από την εγκατάσταση» με το «τι δίνουμε σ' αυτή». Τα θέματα αυτά εξετάζονται από τη **Θερμοδυναμική**.

Στην ευρύτερη έννοια του όρου, Θερμοδυναμική είναι η φυσική επιστήμη που ασχολείται με την ενέργεια και τους νόμους μετατροπής της θερμικής ενέργειας σε άλλες μορφές και αντίστροφα.

Ο κλάδος της Θερμοδυναμικής που ενδιαφέρει περισσότερο τους μηχανικούς ονομάζεται συνήθως **Εφαρμοσμένη Θερμοδυναμική**: αυτή ασχολείται με βασικά λειτουργικά και θερμοδυναμικά χαρακτηριστικά μηχανών και μηχανημάτων όπως: μηχανές εσωτερικής καύσης, στρόβιλοι, λέβητες, αεροσυμπιεστές, ψυκτικές και κλιματιστικές εγκαταστάσεις κ.λπ., στα οποία μετατρέπεται η ενέργεια για να επιτευχθεί κάποιος συγκεκριμένος σκοπός.

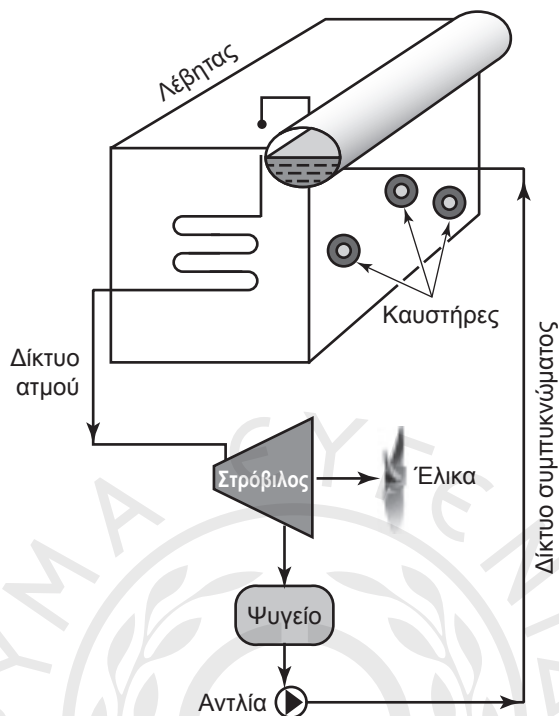
Στο βιβλίο αυτό, θα ασχοληθούμε πρώτα με ορισμένες βασικές θερμοδυναμικές έννοιες, που είναι απαραίτητες για να καταλάβει κάποιος τον τρόπο με τον οποίο επιτυγχάνεται η μετατροπή ή η ανταλλαγή της θερμικής ενέργειας για την παραγωγή του έργου στις μηχανικές εγκαταστάσεις. Θα αναφέρουμε συνοπτικά τα αποτελέσματα και συμπεράσματα των διάφορων μαθηματικών αναλύσεων και θα προχωρήσουμε με περισσότερες λεπτομέρειες στην εξέταση των εφαρμογών που βρίσκουν στην πράξη τα συμπεράσματα αυτά. Ακολούθως θα ασχοληθούμε με την εφαρμογή των θερμοδυναμικών συστημάτων στην καθημερινή ζωή και ειδικότερα σ' ένα πλοίο, όπου θερμοδυναμικά συστήματα είναι η προωστήρια εγκατάσταση, η ψυκτική και κλιματιστική εγκατάσταση κ.λπ.

Μ' αυτόν τον τρόπο πιστεύουμε ότι ο σπουδαστής θα μπορέσει να εξοικειωθεί με τις βασικές έννοιες της Θερμοδυναμικής και παράλληλα να κατανοήσει τον τρόπο λειτουργίας των ναυτικών εγκαταστάσεων, με τις διάφορες μονάδες και συσκευές, ώστε να μπορεί να ερμηνεύσει από τη θερμοδυναμική σκοπιά χωρίς ιδιαίτερη δυσκολία και τα φαινόμενα που συχνά παρουσιάζονται στις μηχανικές εγκαταστάσεις.

Πριν αρχίσουμε τη συστηματική ανάπτυξη των επιμέρους θεμάτων, θεωρήσαμε σκόπιμο να περιγράψουμε μερικά από τα συστήματα που μπορούν να εξεταστούν θερμοδυναμικά, ώστε ο σπουδαστής να αποκτήσει μία ιδέα για το τι είδους συστήματα πρόκειται να μελετήσει.

1.2 Στοιχειώδης εγκατάσταση ατμού

Ένα από τα πιο συνηθισμένα συστήματα παραγωγής ενέργειας που συναντάμε στην πράξη, είναι και η εγκατάσταση ατμού. Αυτή τη χρησιμοποιούμε για την πρόωση των πλοίων και για την παραγωγή ηλεκτρικής ενέργειας τόσο στα πλοία όσο και σε εγκαταστάσεις ξηράς. Στο σχήμα 1.1 παρουσιάζεται μια πολύ απλοποιημένη μορφή τέτοιας εγκατάστασης. Όπως ακριβώς στους λέβητες κεντρικής θέρμανσης των πολυκατοικιών, έτσι και στον λέβητα της εγκατάστασης το καύσιμο καίγεται για



Σχ. 1.1
Απλή εγκατάσταση ατμού

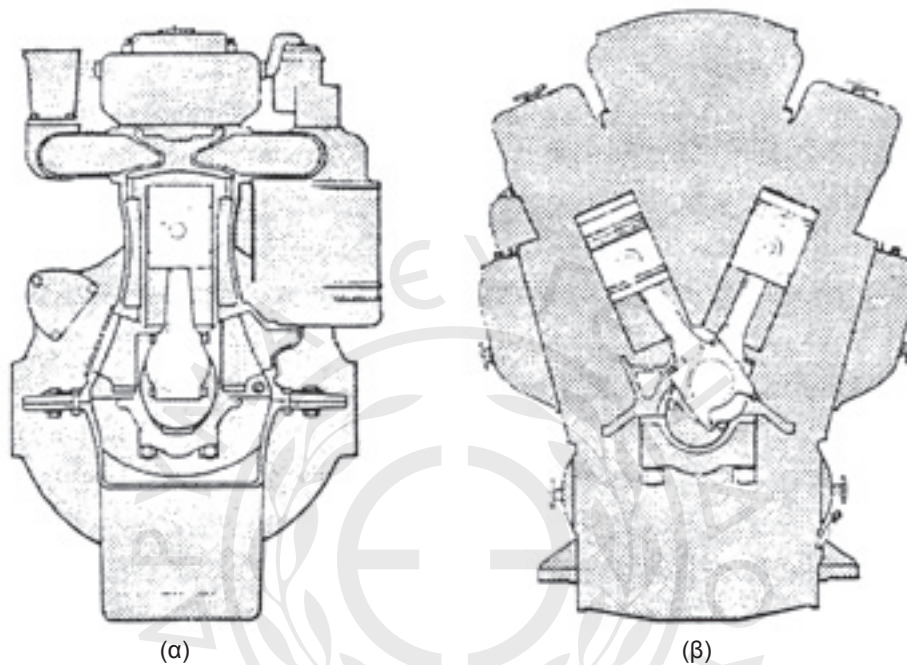
την παραγωγή θερμότητας. Αυτή η θερμότητα χρησιμοποιείται για την ατμοποίηση του νερού στον λέβητα. Ο ατμός φεύγει από τον λέβητα και περνά μέσα από τον στρόβιλο, όπου η πίεσή του μειώνεται, ο όγκος του μεγαλώνει και έτσι παράγεται το μηχανικό έργο που είναι απαραίτητο για να έχουμε την πρόωση ενός πλοίου ή την περιστροφή της γεννήτριας για την παραγωγή της ηλεκτρικής ισχύος. Στη συνέχεια ο ατμός συμπυκνώνεται (υγροποιείται) μέσα στο ψυγείο, από όπου με τη βοήθεια μιας αντλίας στέλνουμε το συμπύκνωμα (νερό) πάλι πίσω στον λέβητα για ατμοποίηση, κλείνοντας έτσι το κύκλωμα λειτουργίας της εγκατάστασης.

Όπως θα δούμε σε επόμενο κεφάλαιο, στην πράξη προσθέτουμε στην εγκατάσταση αυτή και πολλές άλλες μονάδες με σκοπό τη βελτίωση της απόδοσής της, όπως είναι οι προθερμαντήρες νερού, οι αναθερμαντήρες κ.ά.

1.3 Άλλες θερμικές μηχανές

Μία άλλη θερμική εγκατάσταση παραγωγής μηχανικού έργου είναι η γνωστή σε όλους μας μηχανή Diesel (Ντήζελ). Στο σχήμα 1.2 φαίνονται δύο από τις πιο γνωστές μορφές μηχανών Diesel. Στη μία οι κύλινδροι είναι τοποθετημένοι σε σειρά [σχ. 1.2(α)] και στην άλλη σχηματίζουν μεταξύ τους γωνία σχ. 1.2(β)]. Στη μηχανή Diesel, το μέσο μεταφοράς της ενέργειας είναι τα καυσάερια που ασκούν πίεση

επάνω στα έμβολα της μηχανής, τα οποία στη συνέχεια εκτελούν παλινδρομική κίνηση. Η κίνηση αυτή μετατρέπεται μέσω του στροφαλοφόρου άξονα σε περιστροφική κίνηση, η οποία τελικά στρέφει τον κινητήριο άξονα, π.χ. τον ελικοφόρο άξονα ενός πλοίου, τον άξονα μιας γεννήτριας ηλεκτρικού ρεύματος κ.λπ.



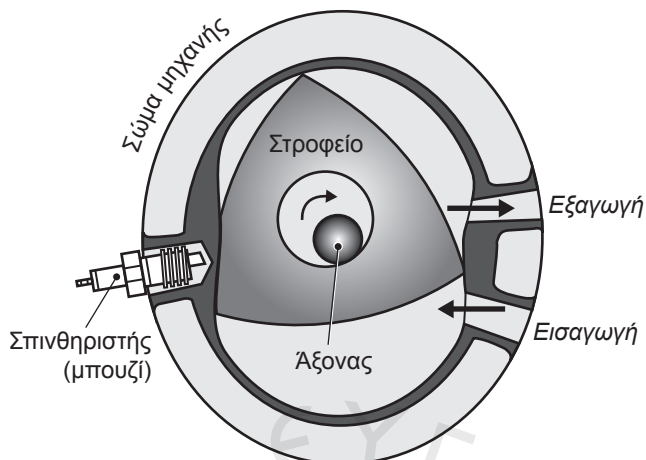
Σχ. 1.2

Μηχανές Diesel (α) με κυλίνδρους σε σειρά, (β) με κυλίνδρους σε διάταξη V

Ένας σχετικά νεότερος τύπος θερμικής μηχανής είναι ο κινητήρας Vankel (Βάνκελ), που φαίνεται στο σχήμα 1.3. Η βασική κατασκευαστική διαφορά του κινητήρα αυτού από τον κινητήρα Diesel είναι ότι δεν διαθέτει έμβολο, συνεπώς δεν έχει παλινδρομική κίνηση αλλά μόνο περιστροφική. Αντί για έμβολο ο κινητήρας Βάνκελ διαθέτει ένα στροφείο τριγωνικής περίπου μορφής, που στα τρία άκρα του φέρει ελατήρια για τη δημιουργία στεγανότητας μεταξύ των χώρων εισαγωγής, εξαγωγής και καύσης κατά την περιστροφή του στο σώμα της μηχανής.

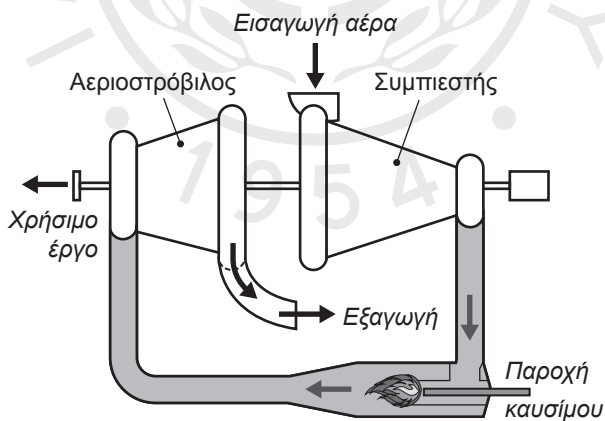
Με τη θερμοδυναμική ανάλυση προσδιορίζουμε πόσο έργο μπορεί να παράγει ο κάθε κινητήρας πριν ακόμη κατασκευαστεί, και με πειράματα πόσο αποδοτικός είναι στη λειτουργία του. Κάτι πολύ σημαντικό είναι ο προσδιορισμός της ποσότητας και της ποιότητας των καυσαερίων, για να αποφύγουμε τη ρύπανση του περιβάλλοντος.

Μία άλλη εγκατάσταση ισχύος είναι ο αεριοστρόβιλος, που φαίνεται στο σχήμα 1.4. Χρησιμοποιείται κυρίως στα αεροπλάνα, αλλά τελευταία εφαρμόζεται, αν και πολύ περιορισμένα, στην πρόωση των πλοίων και στην παραγωγή ηλεκτρικής ενέργειας. Όπως φαίνεται από το σχήμα 1.4, ο αέρας εισέρχεται στον αεροσυμπιεστή



Σχ. 1.3
Κινητήρας Vankel

όπου και συμπιέζεται. Στη συνέχεια παρέχεται το καύσιμο και σχηματίζεται το καύσιμο μείγμα, από την καύση του οποίου παράγονται τα καυσαέρια, που στη συνέχεια εκτονώνονται στον στρόβιλο για την παραγωγή χρήσιμου έργου. Η θερμοδυναμική ανάλυση και σ' αυτήν την περίπτωση μας δίνει το ποσό της μηχανικής ενέργειας που λαμβάνουμε, την αποδοτικότητα της εγκατάστασης κ.λπ.



Σχ. 1.4
Αεριοστρόβιλος

1.4 Εγκατάσταση γεωθερμικής ενέργειας

Παρ' όλο που δεν θα μελετήσουμε σ' αυτό το βιβλίο την εγκατάσταση της γεωθερμικής ενέργειας, θεωρούμε σκόπιμο να την αναφέρουμε, γιατί παρουσιάζει εν-

διαφέρον ιδίως στην εποχή μας, που ιδιαίτερα μας απασχολεί η αντιμετώπιση της ενεργειακής κρίσης. Η εγκατάσταση αυτή είναι παραλλαγή της εγκατάστασης ατμού. Η ενέργεια για την παραγωγή ατμού λαμβάνεται από μείγμα νερού-ατμού υψηλής θερμοκρασίας, που βρίσκεται κάτω από την επιφάνεια του εδάφους.

Επειδή δεν χρησιμοποιούμε καύσιμο για την παραγωγή του ατμού, η εγκατάσταση παρουσιάζει τα εξής δύο **πλεονεκτήματα**: *οικονομία καυσίμων και αποφυγή ρύπανσης της ατμόσφαιρας*. Τα πλεονεκτήματα αυτά αντισταθμίζονται από δύο **μειονεκτήματα**: *υψηλή διαβρωτική ικανότητα του μείγματος*, που σημαίνει μικρό χρόνο ζωής της εγκατάστασης, και *ανάγκη επιστροφής του μείγματος στο έδαφος*, ώστε να μην δημιουργηθεί κενό κάτω από τον φλοιό της γης. Τα δύο αυτά μειονεκτήματα δεν έχουν ακόμη αντιμετωπιστεί ικανοποιητικά, γι' αυτό και στην πράξη η εγκατάσταση αυτή έχει πολύ μικρή εφαρμογή.

1.5 Ηλιακή ενέργεια

Λόγω της ενεργειακής κρίσης, μία άλλη μορφή ενέργειας που παρουσιάζει όλο και περισσότερο ενδιαφέρον είναι η ηλιακή ενέργεια. Με την ενέργεια αυτή προς το παρόν μπορούμε να θερμάνουμε νερό για οικιακή, ξενοδοχειακή και λοιπή χρήση. Σε μεγάλες εγκαταστάσεις παραγωγής ισχύος δεν εφαρμόζεται ακόμη, γιατί παρουσιάζονται δυσκολίες στη συλλογή και αποθήκευση μεγάλων ποσοτήτων ενέργειας.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΔΕΥΤΕΡΟ

Ορισμοί και μονάδες μέτρησης μεγεθών

2.1 Γενικά

Στο κεφάλαιο αυτό θα μας απασχολήσουν οι ορισμοί και οι μονάδες μέτρησης διαφόρων μεγεθών.

Όπως σε κάθε μάθημα, έτσι και στη θερμοδυναμική, οι ορισμοί μάς είναι απαραίτητοι προκειμένου να είμαστε συνεπείς στην εξέταση των θερμοδυναμικών συστημάτων που θα συναντήσουμε πιο κάτω. Λέξεις όπως *ύλη*, *σύστημα* κ.λπ., που έχουν αποκτήσει κάποια γενική έννοια στην καθημερινή ζωή, στη θερμοδυναμική θα πρέπει να τις ορίσουμε ακριβώς, για να αποφύγουμε τυχόν παρανοήσεις στην παραπέρα ανάπτυξη των κεφαλαίων.

Μπορούμε να πούμε ότι οι μετρήσεις στην πραγματικότητα είναι η γλώσσα των μηχανικών, γιατί μας βοηθούν στη γρήγορη και σωστή συνεννόηση. Με τις μετρήσεις μπορούμε επίσης να εντοπίσουμε την αντικανονική λειτουργία μιας εγκατάστασης, να προσδιορίσουμε την απόδοσή της και γενικά να παρακολουθήσουμε τη συμπεριφορά της στη διάρκεια της λειτουργίας της. Τις μετρήσεις αυτές τις παίρνουμε με τη βοήθεια κατάλληλων οργάνων, τα οποία, ανάλογα με τον σκοπό που εξυπηρετούν, έχουν ιδιαίτερη ονομασία. Έτσι τη θερμοκρασία τη μετράμε με το γνωστό σε όλους μας θερμόμετρο, την πίεση με το πιεσόμετρο κ.λπ.

2.2 Ουσία ή ύλη στη θερμοδυναμική

Ο τρόπος με τον οποίο θα εξετάσουμε τη θερμοδυναμική σ' αυτό το βιβλίο στηρίζεται στη μακροσκοπική εξέταση της ουσίας ή ύλης και όχι στη μικροσκοπική ή στατιστική εξέταση. Στη μικροσκοπική εξέταση μας ενδιαφέρει η συμπεριφορά κάθε μορίου της ύλης, την οποία εξετάζουμε με στατιστικές μεθόδους. Αντίθετα η μακροσκοπική θερμοδυναμική εξετάζει τα εξωτερικά χαρακτηριστικά του συνόλου της ύλης, αυτό δηλαδή που «βλέπουμε» και που μπορούμε να μετρήσουμε με τις συνηθισμένες μονάδες όπως το μέτρο, το χιλιόγραμμα κ.λπ.

Την σπουδαιότητα της ύλης στη μακροσκοπική της μορφή μπορεί κάποιος να την εκτιμήσει από το γεγονός ότι αυτή είναι ο φορέας της ενέργειας μέσα σε μία μηχανική εγκατάσταση. Στη μηχανή Diesel, που περιγράψαμε στο προηγούμενο κεφάλαιο, η ύλη είναι το μείγμα καυσίμου-αέρα. Στην εγκατάσταση του ατμοστροβίλου η ύλη είναι ο ατμός που μεταφέρει τη θερμότητα από τον λέβητα στον στρόβιλο για την παραγωγή του χρήσιμου έργου.

Στη θερμοδυναμική την ύλη τη χωρίζουμε σε δύο κατηγορίες: την *καθαρή ουσία* ή ύλη και το *μείγμα*. Για να πούμε ότι η ύλη είναι καθαρή, θα πρέπει:

α) Να είναι **ομογενής σε φυσική σύσταση**, δηλαδή να αποτελείται από τα ίδια χημικά στοιχεία και με την ίδια αναλογία.

β) Να είναι **ομογενής σε χημική σύσταση**, δηλαδή τα χημικά στοιχεία να συνδέονται χημικώς με τον ίδιο τρόπο σε όλη την ύλη.

γ) Να μην γίνονται **χημικές αντιδράσεις**.

Εφόσον δεν ικανοποιούνται τα παραπάνω κριτήρια, τότε λέμε ότι έχουμε μείγμα και όχι καθαρή ουσία. Στον Πίνακα 2.1 δίνονται μερικά παραδείγματα καθαρής ουσίας και μείγματος για την καλύτερη κατανόηση των κριτηρίων που αναφέραμε.

2.3 Η έννοια του συστήματος

Η μετατροπή μιας μορφής ενέργειας σε άλλη προϋποθέτει την ύπαρξη ενός μέσου μεταφοράς της ενέργειας, όπως αναφέραμε στην παράγραφο 1.1. Το μέσο μεταφοράς δεν είναι παρά ύλη που βρίσκεται μέσα σε κάποιο μηχανικό μέσο, π.χ.

ΠΙΝΑΚΑΣ 2.1
Παραδείγματα καθαρής ουσίας και μείγματος

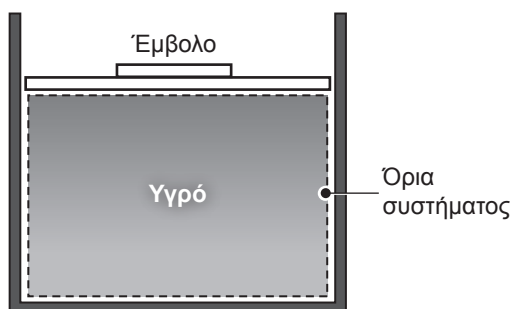
Ύλη	Ομογενής σε φυσική σύσταση	Ομογενής σε χημική σύσταση	Απουσία χημικής αντίδρασης	Καθαρή ύλη
Ατμός	✓	✓	✓	✓
Ατμός Νερό	✓	✓	✓	✓
Αέρας (O ₂ + N ₂ αέριο)	✓	✓	✓	✓
Αέρας + ατμός καυσίμου Χωρίς αντίδραση	✓	✓	✓	✓
Αέρας + ατμός καυσίμου Υγρό καύσιμο Χωρίς αντίδραση	✗	✓	✓	✗
Αέρας + ατμός καυσίμου Καυσαέρια Φλόγα	✓	✗	✗	✗
Καυσαέρια	✓	✓	✓	✓

σε έναν λέβητα, σε έναν στρόβιλο, σε μία αντλία κ.λπ. Για να μελετήσουμε τη μετατροπή της ενέργειας, εισάγουμε έναν καινούργιο όρο, το **θερμοδυναμικό σύστημα**. Η σπουδαιότητα του όρου αυτού οφείλεται στο γεγονός ότι, όπως θα δούμε παρακάτω, για να εξετάσουμε θερμοδυναμικά μία μηχανική εγκατάσταση, θα πρέπει να ορίσουμε το αντίστοιχο θερμοδυναμικό σύστημα. Ας δούμε όμως τι είναι και πώς ορίζουμε το σύστημα αυτό.

Ένα θερμοδυναμικό σύστημα μπορεί να οριστεί ως ένας **κλειστός χώρος** που περιέχει **ύλη**. Τα όρια του συστήματος μπορεί να είναι σταθερά ή μπορεί να μεταβάλλονται σε μορφή, σχήμα και θέση. Η ύλη μέσα στο σύστημα μπορεί να βρίσκεται σε μία από τις τρεις μορφές –στερεή, υγρή ή αέρια– ή σε κάποιον συνδυασμό αυτών των μορφών. Καθετί έξω από το σύστημα το ονομάζουμε **περιβάλλον**. Τα όρια του συστήματος δεν έχουν καμιά φυσική σημασία, αλλά τα χρησιμοποιούμε για να περιγράψουμε και να αναγνωρίσουμε το σύστημα που πρόκειται να εξετάσουμε: η εκλογή του συστήματος γίνεται από εμάς και εξαρτάται από το αντικείμενο της μελέτης μας. Έτσι, σε ορισμένες περιπτώσεις διάφορες μονάδες όπως μηχανές, αντλίες, λέβητες κ.λπ., μπορούμε να τις θεωρήσουμε ως «ύλη» που περιέχεται σ' ένα θερμοδυναμικό σύστημα. Σε άλλες περιπτώσεις κάθε μία απ' αυτές τις μονάδες μπορεί να θεωρηθεί ως ένα σύστημα. Όλη την εγκατάσταση ατμού, π.χ. του σχήματος 1.1, μπορούμε να τη θεωρήσουμε ως ένα θερμοδυναμικό σύστημα, όπου ο λέβητας, ο στρόβιλος, το ψυγείο και η αντλία αποτελούν την «ύλη». Μπορούμε όμως επίσης να απομονώσουμε μία από τις μονάδες, ας πούμε τον στρόβιλο, και να θεωρήσουμε ως σύστημα τον στρόβιλο και ως ύλη του συστήματος τον ατμό που περνά μέσα απ' αυτόν.

Ως δεύτερο παράδειγμα ας πάρουμε τον κύλινδρο με το έμβολο, που φαίνεται στο σχήμα 2.1, μέσα στον οποίο υπάρχει κάποιο υγρό. Εδώ ορίζουμε ως σύστημα αυτό καθαυτό το υγρό: το «περιβάλλον» του συστήματος είναι ο κύλινδρος και το έμβολο. Παρατηρούμε ότι εάν το έμβολο μετακινηθεί, το σύστημα αυτό μεταβάλλει μέγεθος, ενώ η μάζα του παραμένει η ίδια.

Ένα θερμοδυναμικό σύστημα μπορεί να ανταλλάσσει ενέργεια με το «περιβάλλον» υπό μορφή θερμότητας, έργου ή και των δύο. Φυσικά, προϋπόθεση της ανταλλαγής αυτής, αλλά και της μεταφοράς της ενέργειας, είναι η παρουσία του εργαζόμε-



Σχ. 2.1
Σύστημα εμβόλου-κυλίνδρου

νου μέσου μέσα σε ένα σύστημα. Στα δύο παραδείγματα που αναφέραμε, το εργαζόμενο μέσο είναι ο ατμός για την εγκατάσταση του ατμού και το υγρό για τον κύλινδρο.

Από τα δύο προηγούμενα παραδείγματα μπορούμε να διακρίνουμε δύο είδη συστημάτων: το **κλειστό** και το **ανοικτό** σύστημα. Κλειστό σύστημα είναι εκείνο στο οποίο δεν έχουμε ροή μάζας προς ή από το σύστημα, όπως ο κύλινδρος με το έμβολο. Αντίθετα όταν έχουμε ροή μάζας, όπως ο στρόβιλος της εγκατάστασης ατμού, τότε το σύστημα είναι ανοικτό. Με άλλα λόγια θα λέγαμε ότι στο κλειστό σύστημα η μάζα του συστήματος παραμένει σταθερή, ενώ στο ανοικτό σύστημα σταθερός παραμένει ο όγκος του συστήματος.

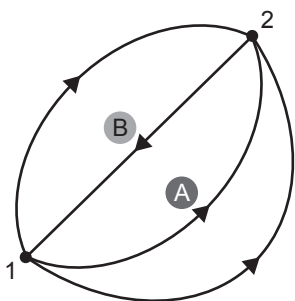
2.4 Ιδιότητες της ύλης

Η **ιδιότητα της ύλης** είναι κάθε μακροσκοπικό χαρακτηριστικό του συστήματος, όπως η πίεση, ο όγκος, η πυκνότητα κ.λπ. Το σύνολο των ιδιοτήτων αυτών καθορίζει την **κατάσταση της ύλης**. Μπορούμε επομένως με τις ιδιότητες της ύλης να προσδιορίσουμε ακριβώς την κατάστασή της. Για παράδειγμα ας θεωρήσουμε το σύστημα του σχήματος 2.1 και έστω ότι η θερμοκρασία είναι T_1 , η πίεση p_1 και ο όγκος V_1 . Με αυτές τις τρεις ιδιότητες καθορίζουμε ακριβώς την κατάσταση του υγρού που υπάρχει μέσα στον κύλινδρο. Εάν τώρα προσθέσουμε βάρος στο έμβολο, ο όγκος θα ελαττωθεί σε V_2 , η πίεση θα αυξηθεί σε p_2 , ενώ η θερμοκρασία παραμένει η ίδια, δηλαδή T_1 . Η νέα κατάσταση του υγρού προσδιορίζεται τότε με τα p_2 , V_2 , T_1 . Σημειώνουμε ότι οι ιδιότητες μπορούν να οριστούν μόνο όταν έχουν την ίδια τιμή σε όλες τις θέσεις του συστήματος και δεν μεταβάλλονται με τον χρόνο· τότε λέμε επίσης ότι το σύστημα βρίσκεται σε ισορροπία. Τα συστήματα που πρόκειται να εξετάσουμε, θα τα θεωρήσουμε ότι βρίσκονται σε ισορροπία και συνεπώς θα μπορούμε να ορίζουμε τις ιδιότητές τους.

2.5 Διεργασία και θερμοδυναμικός κύκλος

Η **διεργασία** (μεταβολή) είναι ο τρόπος με τον οποίο μεταβάλλουμε την κατάσταση του συστήματος. Όπως υπάρχουν άπειρες διαδρομές για να πάμε από το σημείο 1 στο σημείο 2 του σχήματος 2.2, έτσι υπάρχουν πολλοί τρόποι για την αλλαγή της κατάστασης του συστήματος από την κατάσταση 1 (σημείο 1) στην κατάσταση 2 (σημείο 2). Είναι φυσικό ότι η κατάσταση της ύλης, κατά τη διαδρομή από το σημείο 1 στο σημείο 2, περνά από άπειρο αριθμό αλλαγών, γιατί κάθε σημείο της διαδρομής είναι και μία νέα κατάσταση της ύλης. Η διεργασία ονομάζεται **κυκλική**, εάν η αρχική και τελική κατάσταση του συστήματος που εκτελεί τη διεργασία είναι η ίδια, δηλαδή εάν οι ιδιότητες του συστήματος έχουν τις ίδιες τιμές στην αρχή και στο τέλος της διεργασίας. Π.χ. η διεργασία 1-A-2-B-1 του σχήματος 2.2 είναι κυκλική.

Ο **θερμοδυναμικός κύκλος**, που στα επόμενα κεφάλαια θα αποτελέσει τη βάση για την ανάλυση των διαφόρων συστημάτων, αποτελείται από δύο ή περισσότερες διεργασίες που διαδέχονται ή μία την άλλη κατά προκαθορισμένη σειρά και πάντα με την προϋπόθεση ότι η αρχική και η τελική κατάσταση του συστήματος παραμένουν οι ίδιες. Ας θεωρήσουμε ότι οι διαδρομές A και B του σχήματος 2.2 είναι δύο διεργασίες ενός κλειστού συστήματος. Τότε μπορούμε να πούμε ότι η διαδρομή 1-A-2-B-1 απο-



Σχ. 2.2
Περιγραφή διαδρομών συστήματος

τελεί έναν θερμοδυναμικό κύκλο, γιατί έχουμε δύο διεργασίες A και B και το σύστημα γύρισε στο σημείο απ' όπου ξεκίνησε (σημείο 1): αυτό σημαίνει ότι η αρχική και τελική κατάσταση του συστήματος παρέμειναν ίδιες. Εάν τώρα το ίδιο σύστημα ακολουθήσει τις ίδιες διεργασίες, αλλά με αντίθετη κατεύθυνση, δηλαδή 1-B-2-A-1, τότε έχουμε έναν νέο θερμοδυναμικό κύκλο, γιατί έχει μεν τις ίδιες διεργασίες αλλά με διαφορετική σειρά διαδοχής.

2.6 Βασικές μονάδες του Διεθνούς Συστήματος (SI)

Πρακτικά όλες οι μηχανικές μονάδες μέτρησης προέρχονται από τρεις βασικές ποσότητες: το **μήκος**, τη **μάζα** και τον **χρόνο**. Η **θερμοκρασία** είναι μία τέταρτη ποσότητα, η οποία δεν ανήκει στις μηχανικές μονάδες. Με τη χρήση αυτών των βασικών μηχανικών ποσοτήτων μπορούμε να προσδιορίσουμε οποιαδήποτε άλλη μηχανική ποσότητα, όπως τη δύναμη, το έργο, την ισχύ κ.λπ., ενώ με τη χρήση και της θερμοκρασίας μπορούμε να προσδιορίσουμε κάθε ποσότητα της θερμοδυναμικής, όπως θα δούμε παρακάτω.

Στο βιβλίο αυτό θα χρησιμοποιήσουμε το Διεθνές Σύστημα Μονάδων SI (International Standard System), που εφαρμόζεται σήμερα από όλο σχεδόν τον κόσμο και που σύντομα θα είναι το μοναδικό σύστημα μετρήσεων. Στο Παράρτημα «B»* παρέχουμε μερικούς πίνακες για τη μετατροπή των διαφόρων μονάδων άλλων συστημάτων στο σύστημα SI, γιατί στην καθημερινή ζωή συναντάμε ακόμη μονάδες διαφορετικών συστημάτων.

Στο σύστημα SI οι βασικές ποσότητες που αναφέραμε έχουν μονάδες μέτρησης που φαίνονται στον Πίνακα 2.2.

ΠΙΝΑΚΑΣ 2.2
Βασικές μονάδες συστήματος SI

Φυσική Ποσότητα	Μονάδα SI	Σύμβολο
Μήκος	Μέτρο	m
Μάζα	Χιλιόγραμμα	kg
Χρόνος	Δευτερόλεπτο	s
Θερμοκρασία	Βαθμός Kelvin	K

* Οι πίνακες και τα διαγράμματα των Παραρτημάτων Β και Γ υπάρχουν στο τεύχος *Παράρτημα Τεχνικής Θερμοδυναμικής*, εκδ. Ιδρύματος Ευγενίδου.

2.7 Πίεση

Η πίεση είναι από τις πιο βασικές μονάδες της θερμοδυναμικής και ορίζεται ως η δύναμη ανά μονάδα επιφάνειας:

$$p = \frac{F}{A} \quad (2.1)$$

όπου: p η πίεση σε N/m^2 ,
 F η δύναμη σε Newton (N) και
 A η επιφάνεια σε m^2 .

Στο SI η μονάδα μέτρησης της πίεσης είναι το N/m^2 ή Pascal (Pa) ($1 \text{ Pa} = 1 \text{ N/m}^2$). Άλλες μονάδες είναι το bar, kg/cm^2 , lbf/in^2 κ.λπ., όπως φαίνονται στο Παράρτημα Β.

Την πίεση που εξασκεί ένα υγρό ή ένα αέριο στο περιβάλλον του τη μετράμε με ένα όργανο που το ονομάζουμε **μανόμετρο**. Το όργανο αυτό, όπως θα δούμε πιο κάτω, μετράει τη διαφορά της απόλυτης πίεσης από την ατμοσφαιρική πίεση.

Έτσι, εάν ορίσουμε:

p_{abs} : η απόλυτη πίεση, δηλαδή η πραγματική πίεση που ασκεί το υγρό ή το αέριο,

p_a : η ατμοσφαιρική πίεση, δηλαδή η πίεση που ασκεί το βάρος του ατμοσφαιρικού αέρα, που είναι 760 mmHg ή 10,30 mΣΥ στην επιφάνεια της θάλασσας,

p_g : η μανομετρική πίεση, δηλαδή η πίεση που δείχνουν τα μανόμετρα,

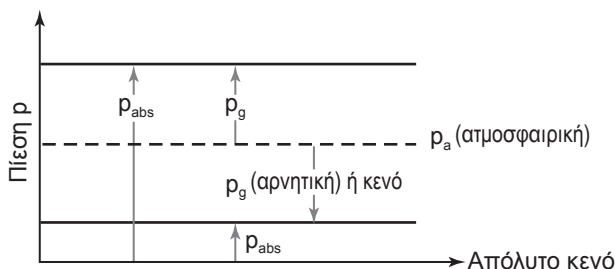
τότε ισχύει η σχέση:

$$p_g = p_{abs} - p_a \quad (2.2)$$

Στο σχήμα 2.3 φαίνεται παραστατικά η παραπάνω σχέση μεταξύ των διαφόρων πιέσεων.

Εάν η πίεση είναι μικρότερη από την ατμοσφαιρική πίεση, τότε έχουμε **κενό**. Το μέγεθος του κενού εκφράζεται ως διαφορά της απόλυτης πίεσης και της ατμοσφαιρικής, όπως φαίνεται και στο σχήμα 2.3. Η μονάδα μέτρησης του κενού είναι mm στήλης υδραργύρου και τα όργανα μέτρησης του κενού φέρουν υποδιαίρεσεις από 0 – 760 mmHg ή 0 – 30 inHg. Σημειώνουμε ότι το πρακτικά τέλειο κενό είναι 760 mmHg, γιατί το τέλειο κενό 762 mmHg είναι αδύνατο να το πετύχουμε ακόμα και μέσα σε εργαστήρια. Τα όργανα μέτρησης του κενού ονομάζονται **κενόμετρα**.

Στο σχήμα 2.4 φαίνεται ένα μανόμετρο - κενόμετρο και ένα απλό μανόμετρο.



Σχ. 2.3

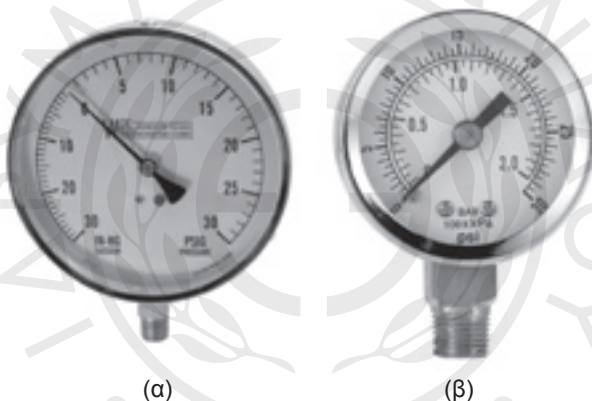
Γραφική παράσταση πίεσης

Η αρχή λειτουργίας ενός μανομέτρου φαίνεται στο σχήμα 2.5. Ένας σωλήνας σε σχήμα U συνδέεται με δύο σφαιρικά δοχεία με αέρια, που έχουν πίεση p_1 και p_2 . Ο σκοπός του μανομέτρου είναι να μας δώσει τη διαφορά μεταξύ p_1 και p_2 . Μέσα στον σωλήνα υπάρχει υγρό πυκνότητας ρ , που είναι πολύ μεγαλύτερη από τις πυκνότητες των αερίων των δοχείων. Η διαφορά των πιέσεων, σύμφωνα με την Υδροστατική, δίνεται από τη σχέση:

$$p_1 - p_2 = \rho z g \quad (2.3)$$

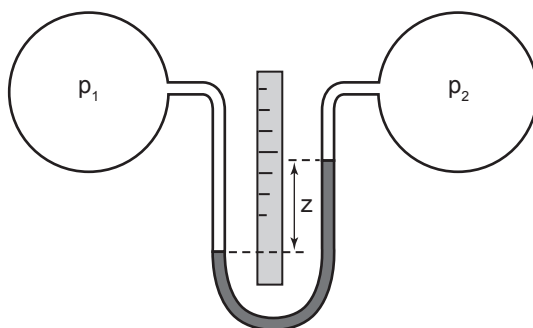
Εάν μία από τις δύο πιέσεις είναι γνωστή και μετρήσουμε το z , τότε μπορούμε να υπολογίσουμε την άλλη πίεση.

Τονίζουμε ότι σε όλες τις θερμοδυναμικές ισότητες και υπολογισμούς που θα συναντάμε από εδώ και κάτω και στους οποίους εμφανίζεται η πίεση, αυτή θα είναι απόλυτη πίεση.



Σχ. 2.4

Διάφοροι τύποι μανομέτρων: α) Μανόμετρο - Κενόμετρο. β) Κενόμετρο



Σχ. 2.5

Παράσταση αρχής λειτουργίας μανομέτρου

Παράδειγμα 1

Σε μία μηχανή Ντήζελ η διάμετρος του εμβόλου είναι 850 mm και η πίεση από τα αέρια της καύσης είναι 15 bar. Να υπολογιστεί η δύναμη που ασκείται στο έμβολο.

Λύση

Από τη Μηχανική γνωρίζουμε ότι η επιφάνεια του εμβόλου A δίνεται από τη σχέση:

$$A = \frac{\pi d^2}{4}$$

όπου: d η διάμετρος του εμβόλου (0,850 m).

Η πίεση (p) είναι η δύναμη (F) ανά μονάδα επιφάνειας. Οπότε από την εξίσωση (2.1) έχουμε:

$$p = \frac{F}{A} \quad \text{ή} \quad F = pA$$

$$p = 15 \text{ bar} = 15 \times 10^5 \text{ N/m}^2 \quad (1 \text{ bar} = 10^5 \text{ N/m}^2)$$

$$\text{οπότε } F = 15 \times 10^5 \times \frac{3,14 \times 0,850^2}{4} = 8,51 \times 10^5 \text{ N}$$

Παρατήρηση

Ιδιαίτερη προσοχή πρέπει να δείχνει ο σπουδαστής στις μονάδες που χρησιμοποιεί, ώστε να ανήκουν στο ίδιο σύστημα μετρήσεων. Γι' αυτό είναι χρήσιμο κάτω από την εξίσωση με τις αριθμητικές τιμές να γράφει την εξίσωση των διαστάσεων. Δηλαδή κάτω από την τελευταία εξίσωση θα έπρεπε να γράψουμε:

$$F = \text{N/m}^2 \times \text{m}^2 = \text{N}$$

Παράδειγμα 2

Στο μανόμετρο του σχήματος 2.5, η απόσταση z ισούται με 1 cm και η πίεση $p_2 = 10 \text{ N/m}^2$. Να βρεθεί η πίεση p_1 , εάν το υγρό είναι νερό ή υδράργυρος. Η πυκνότητα του νερού είναι 1000 kg/m^3 και του υδραργύρου 13.568 kg/m^3 .

Λύση

α) Για την περίπτωση του νερού η εξίσωση (2.3) μετά την αντικατάσταση των αριθμητικών τιμών γίνεται:

$$p_1 - 10 = 1000 \times 0,01 \times 9,81 \quad (g = 9,81 \text{ m/s}^2)$$

$$\text{μονάδες } (\text{kg/m}^3 \times \text{m} \times \text{m/s}^2 = \text{Nm/m}^3 = \text{N/m}^2) \quad (1 \text{ N} = 1 \text{ kgm/s}^2)$$

$$p_1 = 108,1 \text{ N/m}^2$$

β) Εάν έχουμε υδράργυρο:

$$p_1 - 10 = 13.568 \times 0,01 \times 9,81$$

$$p_1 = 1341 \text{ N/m}^2$$

Παράδειγμα 3

Το κενόμετρο στο ψυγείο ατμού ενός στροβίλου δείχνει 65 cm στήλης υδραργύρου και το βαρόμετρο μέσα στον χώρο όπου βρίσκεται ο στρόβιλος 76 cm στήλης υδραργύρου. Να υπολογιστεί η απόλυτη πίεση μέσα στο ψυγείο σε cmHg.

Λύση

Το κενό είναι αρνητική μανομετρική πίεση, οπότε η εξίσωση (2.2) μας δίνει:

$$p_{\text{απόλ.}} = p_{\text{κενό}} + p_{\text{ατμ}}$$

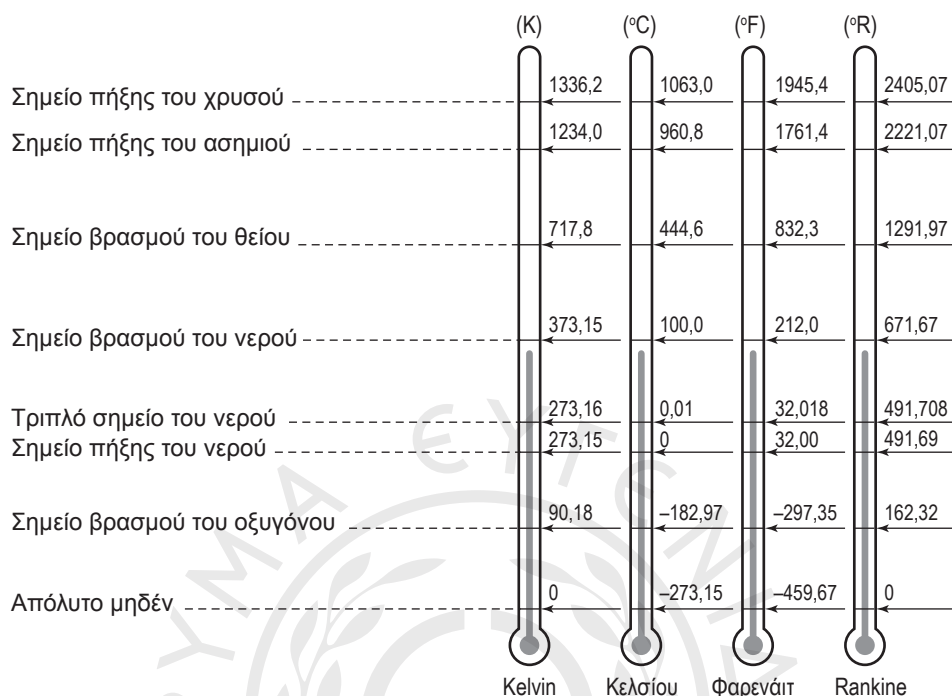
$$\text{ή } p_{\text{απόλ.}} = -65 + 76 = 11 \text{ cmHg}$$

2.8 Θερμοκρασία

Η θερμοκρασία συνήθως ορίζεται ως ποιοτική έννοια. Είναι αυτή που μας γνωρίζει το πόσο ζεστό ή πόσο κρύο είναι ένα σώμα σε σχέση με κάποιο άλλο. Τη σπουδαιότητα της θερμοκρασίας στη θερμοδυναμική θα την αντιληφθούμε στα επόμενα, όπου θα μάθουμε ότι η θερμότητα μπορεί να οριστεί μόνο σε σχέση με τη διαφορά της θερμοκρασίας· όπως θα δούμε επίσης ότι χωρίς θερμοκρασιακή διαφορά ορισμένοι τύποι μηχανών δεν μπορούν να λειτουργήσουν. Η μαθηματική σχέση που ορίζει τη θερμοκρασία δεν θα μας απασχολήσει, γιατί ανήκει στον χώρο της θεωρητικής θερμοδυναμικής.

Ας πάρουμε δύο σώματα, το ένα κρύο και το άλλο ζεστό. Αν τα φέρουμε σε επαφή, θα παρατηρήσουμε ότι μετά από λίγο χρονικό διάστημα το ένα σώμα έγινε λιγότερο κρύο και το άλλο λιγότερο ζεστό. Αν τα αφήσουμε περισσότερο χρόνο σε επαφή, θα δούμε ότι θα αποκτήσουν την ίδια θερμοκρασία. Η ελάττωση των θερμοκρασιών οφείλεται στη ροή της θερμότητας από το ζεστό στο κρύο σώμα. Όταν τα δύο σώματα αποκτήσουν την ίδια θερμοκρασία, τότε λέμε ότι βρίσκονται σε θερμική ισορροπία.

Για να μπορέσουμε τώρα να μετρήσουμε τη θερμοκρασία, χρησιμοποιούμε το γνωστό σε όλους μας θερμόμετρο. Το θερμόμετρο αποτελείται από έναν λεπτό σωλήνα γεμάτο με οινόπνευμα ή υδράργυρο. Το υγρό που περιέχει το θερμόμετρο διαστέλλεται ή συστέλλεται ανάλογα με τη θερμοκρασία, και έτσι αν βαθμολογηθεί σωστά, μπορεί να μας δείχνει τη θερμοκρασία. Η βαθμολόγηση των θερμομέτρων στηρίζεται σε δύο σημεία: στο **τριπλό σημείο του νερού** (όπου πάγος, υγρό και ατμός συνυπάρχουν) σε πίεση 611,2 N/m² και στο **σημείο βρασμού του νερού** σε πίεση μίας ατμόσφαιρας (σχ. 2.6).

**Σχ. 2.6**

Σύγκριση της Θερμοκρασίας στις κλίμακες Kelvin, Κελσίου, Φαρενάιτ και Rankine

Οι πιο γνωστές πρακτικές κλίμακες μέτρησης της θερμοκρασίας είναι η κλίμακα Κελσίου (°C) και η κλίμακα Φαρενάιτ (°F).

Στην κλίμακα Κελσίου οι 0°C είναι το σημείο πήξης και οι 100°C το σημείο βρασμού του αποσταγμένου νερού σε ατμοσφαιρική πίεση. Οι αντίστοιχοι βαθμοί της κλίμακας Φαρενάιτ είναι 32°F και 212°F. Οι σχέσεις που συνδέουν τις δύο αυτές κλίμακες είναι:

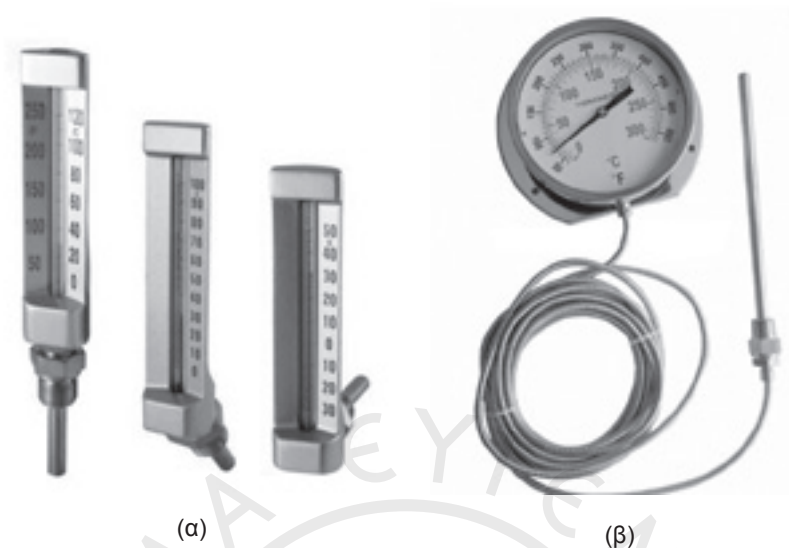
$$F = \frac{9}{5} ^\circ\text{C} + 32 \quad (2.4\alpha)$$

$$C = \frac{5}{9} (^\circ\text{F} - 32) \quad (2.4\beta)$$

Όπως θα δούμε στα επόμενα κεφάλαια, στους υπολογισμούς της μεταφοράς θερμότητας θα χρησιμοποιήσουμε την **απόλυτη θερμοκρασία** T , που μετράμε στις δύο κλίμακες Kelvin (K) (Σύστημα SI) και Rankine (R).

Για να μετατρέψουμε τους βαθμούς Κελσίου (°C) σε Kelvin (K) χρησιμοποιούμε τη σχέση:

$$K = ^\circ\text{C} + 273 \quad (2.5)$$



Σχ. 2.7
Τύποι θερμομέτρων
(α) Ευθεία και γωνιακά θερμομέτρα (β) Θερμόμετρο απόστασης

Για να μετατρέψουμε τους βαθμούς Φαρενάιτ σε Rankine τη σχέση:

$$R = ^\circ F + 460 \quad (2.6)$$

Επίσης, μεταξύ βαθμών Kelvin και Rankine ισχύει προσεγγιστικά η σχέση:

$$R \cong 1,8 K \quad (2.7)$$

Στο σχήμα 2.7 φαίνονται δύο τύποι θερμομέτρων που συναντάμε πιο συχνά στις εγκαταστάσεις των πλοίων.

Παράδειγμα

Ποιες θερμοκρασίες, στις κλίμακες που αναφέραμε, αντιστοιχούν στη θερμοκρασία 50°C ;

Λύση.

Θερμοκρασία Φαρενάιτ: $t = \frac{9}{5} \times 50 + 32 = 122^\circ\text{F}$

Θερμοκρασία Kelvin: $T = 50 + 273 = 323 K$

Θερμοκρασία Rankine: $T = 122 + 460 = 582 R$

2.9 Ασκήσεις

1. Στο σχήμα 2.8 το δοχείο A έχει αέριο σε πίεση 3 bar, ενώ στο δοχείο B, που περιέχει το δοχείο A, υπάρχει αέριο σε πίεση 1,5 bar. Τις δύο αυτές πιέσεις τις βλέπουμε στα δύο μανόμετρα. Ο ατμοσφαιρικός αέρας που περιβάλλει το δοχείο B έχει πίεση 1 bar. Ζητείται να βρεθεί η απόλυτη πίεση του αέρα μέσα στο δοχείο A και στο δοχείο B.

(Απ.: 5,5 bar, 2,5 bar)

2. Ένα μανόμετρο χρησιμοποιείται για τη μέτρηση της πίεσης όπως φαίνεται στο σχήμα 2.9. Το υγρό της στήλης είναι υδράργυρος με πυκνότητα 13,6 φορές μεγαλύτερη από το νερό. Εάν η ατμοσφαιρική πίεση είναι 95 kPa και το ύψος της στήλης 1,5 m, να βρεθεί η πίεση του συστήματος.

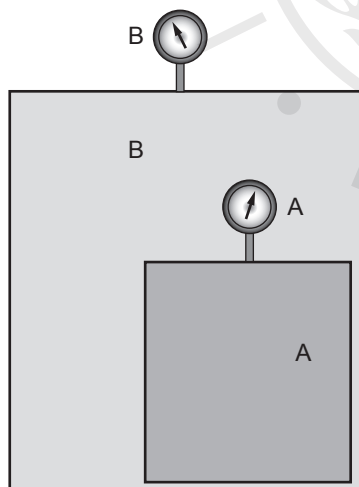
(Απ.: 292,92 kPa)

3. Να μετατραπεί η πίεση 24 inHg κενό σε: α) psia, β) kPa και γ) inHg απόλυτη.
4. Να προσδιοριστεί η θερμοκρασία στην οποία οι βαθμοί Κελσίου και Φαρενάιτ συμπίπτουν στο σημείο και στην απόλυτη τιμή.

(Απ.: - 40)

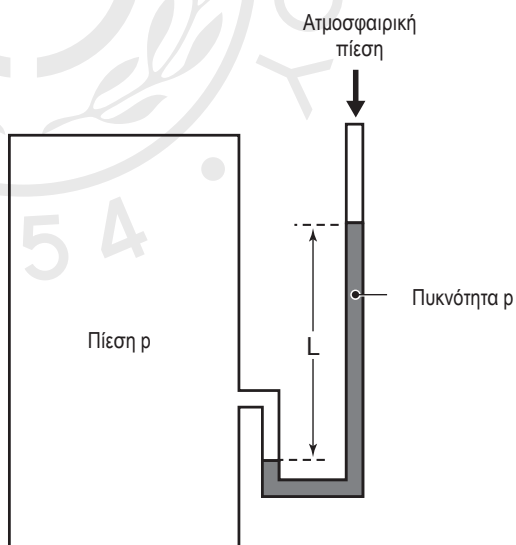
5. Η μανομετρική πίεση του ατμού στην είσοδο ενός στροβίλου είναι 14 bar. Στην έξοδο του στροβίλου υπάρχει κενό 710 mmHg. Η βαρομετρική πίεση είναι 772 mmHg. Να προσδιοριστούν οι απόλυτες πιέσεις στην είσοδο και έξοδο του στροβίλου σε N/m^2 . Η πυκνότητα του υδραργύρου είναι $13,6 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$.

(Απ.: 1503 kN/m², 8,27 kN/m²)



Σχ. 2.8

Διάταξη δοχείων άσκησης 1



Σχ. 2.9

Διάταξη συστήματος άσκησης 2

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΤΡΙΤΟ

Έργο και θερμότητα



3.1 Γενικά

Ένας από τους κυριότερους αντικειμενικούς σκοπούς ενός μηχανικού είναι να συμβάλει με τη βοήθεια των μηχανών στην παραγωγή μηχανικού έργου. Το έργο αυτό μπορεί να είναι η άντληση νερού ή η λειτουργία μιας εργαλειομηχανής ή η πρόωση ενός πλοίου. Αυτά, αλλά και γενικά όλοι οι τρόποι παραγωγής έργου προϋποθέτουν ότι διαθέτουμε κάποια μορφή ενέργειας που μπορεί να μετατραπεί σε μηχανικό έργο. Για την άντληση π.χ. του νερού (μηχανικό έργο) χρειαζόμαστε ηλεκτρική ενέργεια για να μπορέσουμε να κινήσουμε κάποιον ηλεκτρικό κινητήρα, που με τη σειρά του θα δώσει κίνηση στην αντλία, η οποία θα μεταφέρει το νερό από ένα σημείο μίας εγκατάστασης σε κάποιο άλλο. Έχουμε δηλαδή μετατροπή της ηλεκτρικής ενέργειας σε μηχανική.

Στη θερμοδυναμική η ενέργεια που συνήθως προέρχεται από κάποια καύση και που μπορεί να μετατραπεί και να μας δώσει μηχανικό έργο ονομάζεται **θερμική ενέργεια** ή απλά **θερμότητα**. Έτσι, στην περίπτωση της πρόωσης ενός πλοίου με ατμοστρόβιλο, τη θερμική αυτή ενέργεια την λαμβάνουμε από τον **ατμό**. Στη μηχανή Diesel η θερμότητα προέρχεται από την καύση του μείγματος αέρα-καυσίμου που δίνουμε στη μηχανή.

Παρατηρούμε, λοιπόν, ότι μεταξύ μηχανικού έργου και θερμότητας υπάρχει άμεση σχέση που, όπως θα δούμε στα επόμενα κεφάλαια, παίζει σημαντικό ρόλο στη λειτουργία και στην απόδοση των θερμοδυναμικών συστημάτων.

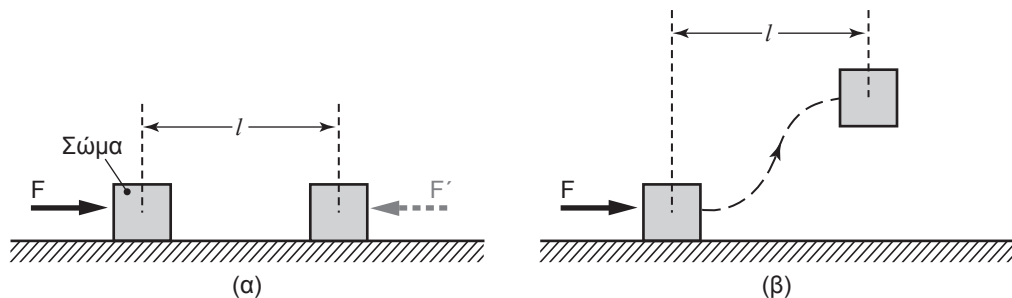
3.2 Έργο

Από τη Μηχανική γνωρίζουμε ότι: **Έργο παράγει μία δύναμη όταν μετακινεί το σημείο εφαρμογής της κατά τη διεύθυνσή της**. Το ποσό του έργου που παράγεται είναι ίσο προς το γινόμενο της δύναμης F επί την απόσταση l στην οποία μετακινήθηκε η δύναμη (σχ. 3.1).

Με σύμβολα, το έργο είναι ίσο με:

$$W = F \cdot l \quad (3.1)$$

όπου: W το παραγόμενο έργο,
 F η δύναμη και
 l η απόσταση ή μετατόπιση.



Σχ. 3.1

Περιγραφή του ορισμού του έργου στη Μηχανική

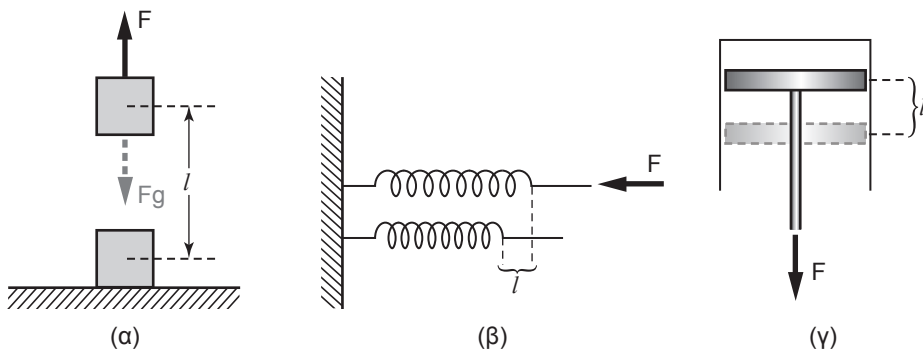
Εάν η μετατόπιση l του σώματος έχει τη φορά της δύναμης F , τότε το έργο θεωρείται **θετικό**. Εάν είναι αντίθετη, τότε το έργο θεωρείται **αρνητικό**. Εάν πάλι η μετατόπιση είναι κάθετη προς τη διεύθυνση της δύναμης, τότε το έργο είναι **μηδέν**.

Σύμφωνα με τον ορισμό του θετικού και αρνητικού έργου, μπορούμε να πούμε ότι παράγεται θετικό έργο όταν ανυψώνεται ένα σώμα, όταν με μία δύναμη συμπιέζεται ένα ελατήριο ή όταν ένα αέριο μέσα σ' έναν κύλινδρο εκτονώνεται κ.λπ., όπως φαίνεται στο σχήμα 3.2.

Αντίθετα, στην ανύψωση ενός σώματος το έργο της δύναμης της βαρύτητας F_g (βάρους του σώματος) είναι αρνητικό, γιατί η μετατόπιση έχει φορά αντίθετη από τη φορά της δύναμης [σχ. 3.2(α)].

Από τον ορισμό του έργου προκύπτει αμέσως και η μονάδα μέτρησης που είναι Newton - metre (Nm) και αντιστοιχεί στο γινόμενο των μονάδων της δύναμης (N) και του μήκους (m). Το Nm στο σύστημα SI έχει και την ονομασία Joule (J). Υπάρχουν επίσης και άλλες μονάδες έργου, π.χ. erg, ft - lbf, οι οποίες ανήκουν σε άλλα συστήματα μονάδων. Στον Πίνακα B10 του Παραρτήματος Β δίνονται οι συντελεστές μετατροπής από ένα σύστημα σε άλλο.

Από την εξίσωση (3.1) βλέπουμε ότι το έργο W της δύναμης F είναι ανεξάρτητο από τον χρόνο που χρειάζεται για να γίνει. Το ίδιο δηλαδή έργο μπορεί να γίνει σε



Σχ. 3.2

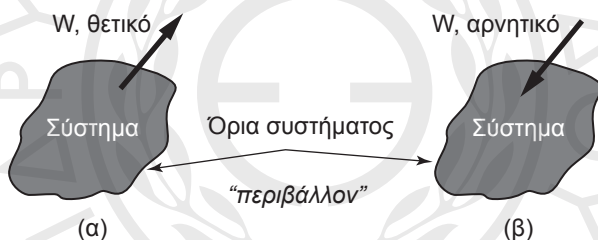
Περιγραφή μηχανικού έργου

ένα δευτερόλεπτο, σε μία ώρα ή σε ένα έτος. Στις μηχανές όμως που θα εξετάσουμε παρακάτω μάς ενδιαφέρει σε πόσο χρόνο παράγεται αυτό το έργο. Το πηλίκο του έργου προς τον χρόνο μέσα στον οποίο έχει παραχθεί ονομάζεται **ισχύς** της μηχανής. Την ισχύ τη συμβολίζουμε με το γράμμα P και είναι:

$$P = \frac{W}{t} \quad (3.2)$$

Η μονάδα μέτρησης της ισχύος είναι το Watt (W), που ισούται με 1 J/s. Συνήθως όμως χρησιμοποιούμε μία μεγαλύτερη μονάδα, το kilowatt (kW), που αντιστοιχεί σε 1000 W. Άλλες μονάδες ισχύος που συναντάμε στην πράξη είναι ο ίππος PS ή HP, το ft – lbf/s κ.λπ. Οι σχέσεις μεταξύ αυτών των μονάδων φαίνονται στον Πίνακα B12 του Παραρτήματος Β.

Για να καθορίσουμε το έργο στη θερμοδυναμική θα πρέπει να ορίσουμε κάποιο σύστημα. Οπότε, είτε το σύστημα παράγει έργο **προς** το «περιβάλλον» του, προς κάθε τι δηλαδή έξω από αυτό, είτε το «περιβάλλον» δίνει έργο προς το σύστημα. Συμβατικά έχει οριστεί ως θετικό το έργο που παράγεται από το σύστημα [σχ. 3.3(α)] και αρνητικό το έργο που δίνεται **προς** το σύστημα [σχ. 3.3(β)].



Σχ. 3.3

Συμβατική απεικόνιση θετικού και αρνητικού έργου

Δίνουμε παρακάτω ένα παράδειγμα του θετικού και αρνητικού θερμοδυναμικού έργου με τη βοήθεια ενός μηχανικού συστήματος, γιατί συμβατικά η «διεύθυνση» του έργου είναι η ίδια, ανεξάρτητα από το αν το σύστημα είναι μηχανικό ή θερμοδυναμικό.

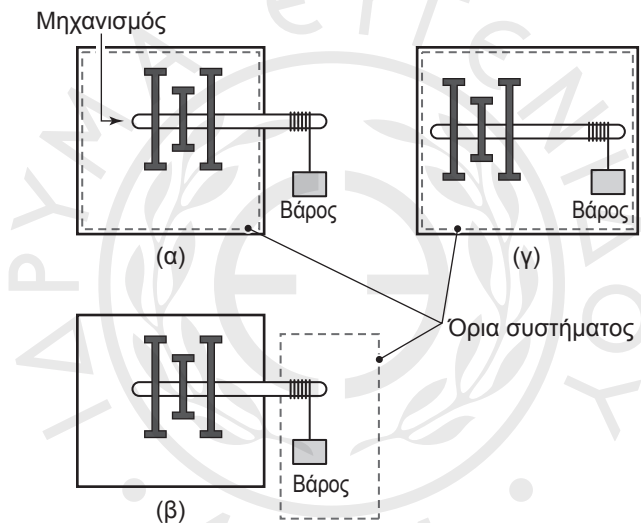
Ας πάρουμε τον μηχανισμό που φαίνεται στο σχήμα 3.4, ο οποίος στην άκρη έχει μία τροχαλία και ένα βάρος. Για τις ανάγκες του παραδείγματος ορίζουμε, στον ίδιο μηχανισμό, με διακεκομμένη γραμμή, τρία συστήματα [σχ. 3.4(α), (β) και (γ)].

Στην περίπτωση (α), καθώς το σώμα πέφτει λόγω της βαρύτητας δίνει ενέργεια για παραγωγή έργου **προς** το σύστημα· άρα, σύμφωνα με τον ορισμό, το έργο του συστήματος είναι αρνητικό. Στην περίπτωση (β), όπου το σύστημα είναι η τροχαλία και το βάρος, η ίδια ενέργεια για παραγωγή έργου εκτελείται **από** το σύστημα και επομένως το έργο είναι θετικό. Βλέπουμε δηλαδή ότι στην περίπτωση (α) η «διεύθυνση» του έργου είναι **προς** το σύστημα [σχ. 3.4(α)], ενώ στην περίπτωση (β) η «διεύθυνση» του έργου είναι **από** το σύστημα [σχ. 3.4(β)]. Και στις δύο περιπτώσεις

το έργο **διασχίζει** τα όρια του συστήματος. Στην περίπτωση (γ) [σχ. 3.4(γ)] ο μηχανισμός, η τροχαλία και το βάρος αποτελούν ένα σύστημα. Εδώ δεν έχουμε ούτε θετικό ούτε αρνητικό έργο, γιατί ούτε παίρνουμε **από** το σύστημα έργο αλλά ούτε και δίνουμε **προς** αυτό. Μέσα στο σύστημα μπορεί βέβαια να γίνεται έργο από τον μηχανισμό, εμείς όμως δεν το «βλέπουμε» αλλά ούτε και μας ενδιαφέρει. Αυτό που μας ενδιαφέρει είναι αν το έργο «διασχίζει» τα όρια συστήματος, πράγμα που δεν συμβαίνει στην περίπτωση (γ).

Συμπέρασμα λοιπόν μπορούμε να πούμε ότι:

- Το σύστημα το ορίζουμε εμείς σύμφωνα με τις ανάγκες της μελέτης.
- Το έργο του συστήματος είναι θετικό, όταν «εξερχεται» απ' αυτό, και αρνητικό όταν «εισέρχεται» σε αυτό, ενώ θεωρείται μηδενικό, όταν δεν «διασχίζει» τα όριά του.



Σχ. 3.4
Έργο συστήματος

3.2.1 Έργο κλειστού συστήματος

Θα εξετάσουμε τώρα το έργο που παράγεται από ένα κλειστό θερμοδυναμικό σύστημα, ένα σύστημα δηλαδή όπου δεν έχουμε ροή μάζας και το οποίο θα μας απασχολήσει ιδιαίτερα στα επόμενα κεφάλαια. Ένα τέτοιο σύστημα είναι ο κύλινδρος με το έμβολο που φαίνεται στο σχήμα 3.5. Με διακεκομμένη γραμμή καθορίζονται τα όρια του συστήματος, τα οποία περικλείουν το αέριο που υπάρχει μέσα στον κύλινδρο. Κάθε τι έξω απ' αυτά είναι το περιβάλλον του συστήματος. Το αέριο του κυλίνδρου έχει αρχικά πίεση p_1 και όγκο V_1 [σχ. 3.5(α)]. Η πίεση αυτή ωθεί το έμβολο μέχρι κάποια άλλη θέση, όπου έχουμε πίεση p_2 και όγκο V_2 [σχ. 3.5(β)]. Είχαμε έτσι την εκτέλεση μιας διεργασίας από το σύστημα, κατά την οποία η πίεση του αερίου μειώθηκε, $p_1 > p_2$, και ο όγκος αυξήθηκε, $V_2 > V_1$, καθώς και την παραγωγή

μηχανικού έργου, το οποίο πήραμε με τη μετακίνηση του εμβόλου. Το έργο αυτό είναι θετικό, γιατί έγινε **από** το σύστημα προς το περιβάλλον, δηλαδή από τη μάζα του αερίου προς το έμβολο.

Η ακριβής μαθηματική σχέση για τον υπολογισμό του μηχανικού έργου ενός συστήματος είναι πιο πολύπλοκη από τη σχέση που δώσαμε με την εξίσωση (3.1). Σε κάποια τυχαία θέση του εμβόλου, η πίεση p του αερίου ασκεί δύναμη F επάνω στο έμβολο ίση με $F = pA$, όπου A η επιφάνεια του εμβόλου. Εάν από τη θέση αυτή το έμβολο μετακινηθεί κατά μία πολύ μικρή απόσταση ds , τότε το πολύ μικρό έργο dW που παίρνουμε από το έμβολο είναι:

$$dW = Fds \quad (3.3)$$

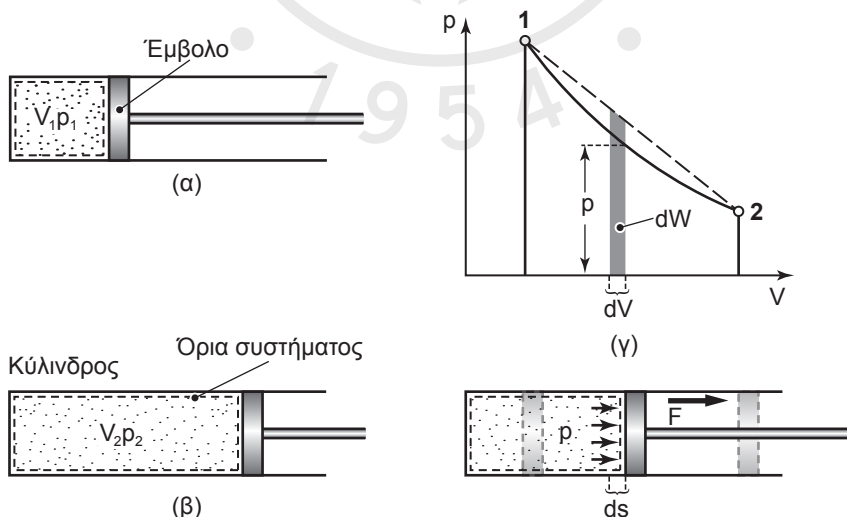
Για να βρούμε το συνολικό έργο του συστήματος κατά τη διάρκεια μιας διεργασίας, ολοκληρώνουμε την εξίσωση (3.3) μεταξύ του αρχικού σημείου (1) και του τελικού σημείου (2) της διεργασίας [σχ. 3.5(γ)], οπότε έχουμε:

$$W = \int_1^2 Fds = \int_1^2 pAds \quad (3.4)$$

Επειδή το Ads είναι ένας πολύ μικρός όγκος του κυλίνδρου dV , η εξίσωση (3.4) μπορεί να γραφεί:

$$W = \int_1^2 pdV \quad (3.5)$$

Τη διεργασία 1 - 2 μπορούμε να την παραστήσουμε στο διάγραμμα $p - V$ από τη γραμμή που ενώνει τα δύο σημεία 1 και 2 [σχ. 3.5(γ)]. Από το διάγραμμα αυτό είναι φανερό ότι η διεργασία αυτή είναι μία συνάρτηση της πίεσης και του όγκου της



Σχ. 3.5

Περιγραφή μηχανικού έργου

μάζας του αερίου. Εφόσον γνωρίζουμε αυτή τη συνάρτηση, μπορούμε να υπολογίσουμε το έργο από την εξίσωση (3.5). Το πολύ μικρό έργο dW παριστάνεται με τη γραμμοσκιασμένη επιφάνεια και το συνολικό έργο W είναι η επιφάνεια κάτω από τη γραμμή 1 - 2. Έτσι, μεταξύ της ίδιας αρχικής και τελικής κατάστασης 1 και 2, το έργο μεταβάλλεται ανάλογα με τη θέση της γραμμής αυτής. Εάν δηλαδή η διεργασία είχε ως διαδρομή την ευθεία γραμμή (διακεκομμένη) αντί την καμπύλη, τότε το έργο θα ήταν μεγαλύτερο. Η διαδρομή αυτή εξαρτάται από το είδος της διεργασίας που ακολουθεί το αέριο, όπως θα δούμε αναλυτικά σε άλλο κεφάλαιο.

Παράδειγμα 1

Έστω ότι στο σχήμα 3.5(γ) η σχέση που συνδέει την πίεση p και τον όγκο V είναι $p = C/V$, όπου C = σταθερός αριθμός. Εάν η αρχική πίεση είναι 3 bar, ο αρχικός όγκος 10 cm^3 και ο τελικός όγκος 30 cm^3 , να βρεθεί το έργο που παράγεται σε J. Το έργο είναι θετικό ή αρνητικό;

Λύση

Από την εξίσωση (3.5) έχουμε ότι:

$$W = \int_1^2 p dV$$

αλλά $p = \frac{C}{V}$ οπότε $W = C \int_1^2 \frac{dV}{V} = C \ln \frac{V_2}{V_1}$ (1)

Ο σταθερός αριθμός C μάς είναι άγνωστος· μπορούμε όμως να τον προσδιορίσουμε ως εξής:

Γνωρίζουμε ότι $p = C/V$ ισχύει για όλη τη διαδρομή από το σημείο 1 στο σημείο 2. Επομένως θα είναι:

$$C = p_1 V_1 \quad \text{αλλά και} \quad C = p_2 V_2$$

Επειδή τα p και V είναι γνωστά, τα αντικαθιστούμε στην εξίσωση (1) και έχουμε:

$$W = p_1 V_1 \ln \frac{V_2}{V_1} = \left(3 \times 10^5 \times \ln \frac{30}{10} \right) = 3,296 \text{ J} \quad (2)$$

όπου: $p_1 = 3 \text{ bar} = 3 \times 10^5 \text{ N/m}^2$ και

$$V_1 = 10 \text{ cm}^3 = 10 \times 10^{-6} \text{ m}^3.$$

Το αποτέλεσμα της εξίσωσης (2) ($W = + 3,296 \text{ J}$) μας δείχνει ότι το έργο είναι θετικό, γιατί πήραμε έργο **από** το σύστημα με τη μετακίνηση του εμβόλου.

Ξανατονίζουμε εδώ ότι θα πρέπει να χρησιμοποιούμε μονάδες του ίδιου συστήματος μετρήσεων, όπως δείξαμε κάτω από την εξίσωση (2).

Παράδειγμα 2

Η πίεση στον κύλινδρο του σχήματος 3.5 μεταβάλλεται με τον όγκο σύμφωνα με τη σχέση $p = C/V^2$. Εάν η αρχική πίεση είναι 500 kPa, ο αρχικός όγκος $0,05 \text{ m}^3$ και

η τελική πίεση 200 kPa, να βρεθεί το έργο του συστήματος σε kJ. Εάν το έργο αυτό έγινε μέσα σε 30 s, να βρεθεί η ισχύς του συστήματος.

Λύση

Από την εξίσωση (3.5) και τη σχέση $p = C/V^2$ έχουμε ότι:

$$W = \int_1^2 p dV = C \int_1^2 \frac{dV}{V^2} = C \left[\frac{1}{V_1} - \frac{1}{V_2} \right] \quad (1)$$

Στην εξίσωση (1) μας είναι άγνωστα τα C και V_2 . Αλλά, όπως και στο παράδειγμα 1:

$$C = p_1 V_1^2 = p_2 V_2^2$$

Εδώ έχουμε δύο εξισώσεις με άγνωστους τα C και V_2 . Μπορούμε να τα προσδιορίσουμε:

$$C = p_1 V_1^2 = 500 \times 0,05^2 = 1,25 \text{ kNm}$$

$$V_2^2 = \frac{p_1 V_1^2}{p_2} = \frac{1,25}{200} = 0,00625 \quad \text{ή} \quad V_2 = \sqrt{0,00625} = 0,079 \text{ m}^3$$

Αντικαθιστώντας στην εξίσωση (1) παίρνουμε:

$$W = 1,25 \left[\frac{1}{0,05} - \frac{1}{0,079} \right] = 9,18 \text{ kNm} \quad \text{ή} \quad 9,18 \text{ kJ}$$

Όπως είπαμε, η ισχύς είναι το έργο στη μονάδα του χρόνου. Σύμφωνα με την εκφώνηση της άσκησης, το έργο W έγινε μέσα σε 30 s, οπότε η ισχύς είναι:

$$P = \frac{9180}{30} = 306 \text{ W}$$

3.2.2. Δυναμική και κινητική ενέργεια

Δύο μορφές ενέργειας που θα μας απασχολήσουν στο βιβλίο αυτό είναι η δυναμική και η κινητική ενέργεια.

Η **δυναμική ενέργεια** ενός σώματος ή ενός συστήματος εξαρτάται από τη θέση που κατέχει στο πεδίο της βαρύτητας. Για τη μέτρηση της ενέργειας αυτής καθορίζουμε πρώτα αυθαίρετα ένα επίπεδο αναφοράς και μετράμε την απόσταση του σώματος από το επίπεδο. Έστω ότι επάνω στο σώμα δρα μία δύναμη F, η οποία το ανεβάζει σε κατακόρυφη απόσταση z από το επίπεδο αναφοράς. Τότε η αλλαγή της δυναμικής ενέργειας του σώματος ισούται με το έργο που χρειάζεται για να μετακινηθεί κατά την απόσταση z. Στην απόσταση αυτή η δυναμική ενέργεια του σώματος ή του συστήματος ως προς το επίπεδο που εκλέξαμε είναι:

$$E_\delta = Fz = mgz \quad (3.6)$$

όπου: E_δ η δυναμική ενέργεια σε J,

m η μάζα σε kg και

z η απόσταση από το επίπεδο αναφοράς σε m.

Από την εξίσωση (3.6) βλέπουμε ότι η δυναμική ενέργεια αυξάνει όσο η απόσταση από το επίπεδο αναφοράς μεγαλώνει.

Η **κινητική ενέργεια** ενός σώματος ή συστήματος μπορεί να καθοριστεί με τον ακόλουθο τρόπο. Έστω ότι σε ένα σύστημα που βρίσκεται σε ακινησία δρα μία οριζόντια δύναμη F , η οποία το μετακινεί σε μία απόσταση s και του προσδίνει μία ταχύτητα v . Η δυναμική ενέργεια δεν μεταβάλλεται, γιατί το σώμα κινείται οριζόντια. Η κινητική όμως ενέργεια αλλάζει και από μηδενική (το σύστημα είναι σε ακινησία) γίνεται:

$$E_k = 1/2 mv^2 \quad (3.7)$$

όπου: E_k η κινητική ενέργεια σε J,

m η μάζα του σώματος ή του συστήματος σε kg και

v η ταχύτητα του σώματος ή του συστήματος σε m/s.

Η κινητική ενέργεια, λοιπόν, είναι ανάλογη της μάζας και του τετραγώνου της ταχύτητας του σώματος, όταν το σώμα κινείται υπό την επίδραση σταθερής δύναμης.

Παράδειγμα

Ατμός υψηλής πίεσης και μάζας 8.000 kg εισέρχεται στον σωλήνα του δικτύου ατμού μιας ατμοκίνητης εγκατάστασης με ταχύτητα 90 m/s. Στην έξοδο του η ταχύτητα έχει μειωθεί σε 80 m/s. Να βρεθεί η κινητική ενέργεια του ατμού στην είσοδο και στην έξοδο του σωλήνα. Ποια είναι η μεταβολή της κινητικής ενέργειας;

Λύση

Σύμφωνα με την εξίσωση (3.7), η κινητική ενέργεια του ατμού στην είσοδο του σωλήνα είναι:

$$E_{k1} = \frac{1}{2} mv_1^2 = \frac{1}{2} \times 8000 \times 90^2 = 32,4 \times 10^6 \text{ kgm}^2/\text{s}^2 \text{ ή } 32.400 \text{ kJ}$$

Στην έξοδο είναι:

$$E_{k2} = \frac{1}{2} mv_2^2 = \frac{1}{2} \times 8000 \times 80^2 = 25.600 \text{ kJ}$$

Άρα έχουμε μείωση της κινητικής ενέργειας κατά

$$32.400 - 25.600 = 6800 \text{ kJ}$$

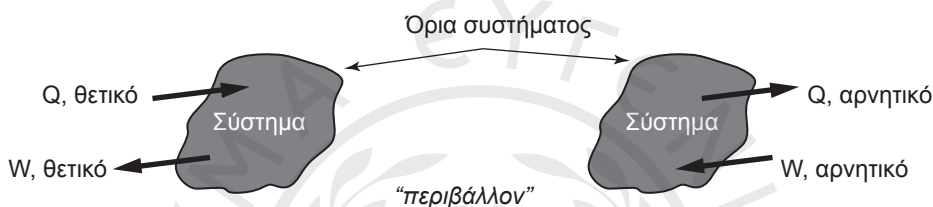
3.3 Θερμότητα

Θερμότητα είναι θερμική ενέργεια που **μεταφέρεται** μεταξύ δύο συστημάτων λόγω της θερμοκρασιακής διαφοράς που υπάρχει μεταξύ τους, όταν έρχονται σε κάποιας μορφής επικοινωνία. Η ροή αυτή της θερμότητας γίνεται πάντα από το

ζεστό στο ψυχρό σύστημα και σταματά όταν τα δύο συστήματα αποκτήσουν την ίδια θερμοκρασία.

Για να υπάρχει μεταφορά θερμικής ενέργειας, δηλαδή θερμότητας, πρέπει μεταξύ δύο συστημάτων να υπάρχει **θερμοκρασιακή διαφορά** και **επικοινωνία**. Οι δύο αυτές καταστάσεις πρέπει να πληρούνται ταυτόχρονα· η απουσία της μίας από τις δύο σημαίνει και απουσία ροής θερμότητας.

Συμβατικά, η ροή της θερμότητας Q είναι θετική όταν η θερμοκρασία του «περιβάλλοντος» ενός συστήματος είναι υψηλότερη και αρνητική όταν είναι χαμηλότερη. Δηλαδή, η μεταφορά θερμότητας **προς** το σύστημα είναι θετική, ενώ η μεταφορά **από** αυτό είναι αρνητική. Όπως βλέπουμε και από το σχήμα 3.6, η συμβατική φορά της θερμότητας είναι αντίθετη από τη συμβατική φορά του έργου.



Σχ. 3.6

Συμβατική απεικόνιση θετικής και αρνητικής θερμότητας και έργου

Η μονάδα μέτρησης της θερμότητας στο Διεθνές Σύστημα (SI) είναι το Joule. Μία άλλη μονάδα που συναντάμε συχνά στην πράξη είναι το kilocalorie (kcal), $1 \text{ kcal} = 4,186 \text{ kJ}$, που είναι το ποσό της θερμότητας που χρειάζεται για να ανεβάσουμε τη θερμοκρασία ενός χιλιόγραμμου νερού ($14,5^\circ\text{C}$) κατά έναν βαθμό Κελσίου ($15,5^\circ\text{C}$) σε πίεση μίας ατμόσφαιρας. Στο βρετανικό σύστημα η μονάδα μέτρησης της θερμότητας είναι το BTU, όπου $1 \text{ BTU} = 0,252 \text{ kcal}$.

3.3.1 Τρόποι μετάδοσης θερμότητας

Αναφέραμε πιο πάνω ότι, για να έχουμε μεταφορά θερμότητας σε δύο συστήματα με διαφορετικές θερμοκρασίες, αυτά πρέπει να βρίσκονται σε κάποιας μορφής επικοινωνία. Εδώ θα δούμε περιγραφικά και πολύ συνοπτικά τρεις τρόπους επικοινωνίας των διαφόρων συστημάτων. Η αναλυτική εξέτασή τους θα γίνει σε επόμενο κεφάλαιο.

1) Μετάδοση θερμότητας με αγωγιμότητα

Στο είδος αυτό η μετάδοση της θερμότητας γίνεται από μόριο σε μόριο μέσα σε ένα στερεό σώμα ή και μεταξύ δύο στερεών σωμάτων που βρίσκονται σε απόλυτη επαφή μεταξύ τους, καθώς και μέσα σε ακίνητα υγρά ή αέρια. Εάν κρατήσουμε π.χ. το ένα άκρο μιας μεταλλικής ράβδου και βυθίσουμε το άλλο σε πολύ ζεστό νερό, μετά από λίγο χρόνο θα ζεσταθεί και το άκρο που κρατάμε. Επίσης, εάν φέρουμε σε επαφή τρεις πλάκες και ζεσάνουμε τη μία εξωτερική πλευρά, μετά από λίγο θα ζεσταθεί και η άλλη εξωτερική πλευρά.

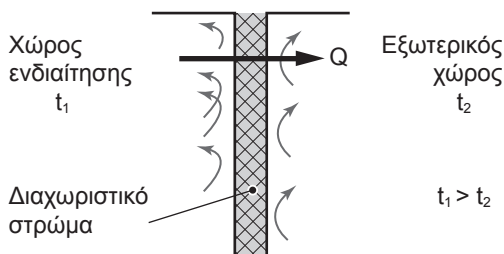
Και στις δύο περιπτώσεις έχουμε μεταφορά θερμότητας από το ζεστό προς το κρύο μέρος. Το ποσό της θερμότητας που μεταφέρεται είναι ανάλογο προς τη θερμοκρασιακή διαφορά και τον συντελεστή θερμικής αγωγιμότητας, το μέγεθος του οποίου εξαρτάται από το είδος του κάθε υλικού. Οι τιμές του συντελεστή αυτού είναι μεγάλες για τα μέταλλα, μικρότερες για τα μη μεταλλικά σώματα και υγρά και πολύ μικρές για όλα τα αέρια.

2) Μετάδοση θερμότητας με μεταφορά

Στην περίπτωση αυτή, η θερμότητα μεταφέρεται από ένα ζεστό σώμα σε κινούμενο υγρό ή αέριο ή αντίστροφα. Όταν κοντά σε ένα στερεό σώμα και σε επαφή μαζί του ρέει ένα υγρό (ή αέριο), του οποίου η θερμοκρασία είναι διαφορετική από τη θερμοκρασία του στερεού σώματος και απάγει (ή προσάγει) θερμότητα από (ή προς) το σώμα, τότε έχουμε μεταφορά θερμότητας. Η κίνηση (ή ροή) του ρευστού επάνω στο σώμα μπορεί να είναι **βεβιασμένη**, να προκαλείται για παράδειγμα από μία αντλία ή έναν ανεμιστήρα, ή **φυσική**, να οφείλεται δηλαδή στο ίδιο το φαινόμενο της μετάδοσης της θερμότητας, το οποίο δημιουργεί διαφορές στην πυκνότητα της μάζας του ρευστού. Κλασική περίπτωση φυσικής κυκλοφορίας είναι η ροή του αέρα επάνω στα θερμαντικά σώματα των σπιτιών.

Και στο είδος αυτό της μετάδοσης θερμότητας, το ποσό της θερμότητας που μεταφέρεται είναι ανάλογο προς τη θερμοκρασιακή διαφορά και τον συντελεστή μεταφοράς θερμότητας.

Στις περισσότερες περιπτώσεις μεταφοράς θερμότητας τα παραπάνω είδη μετάδοσης θερμότητας συνυπάρχουν. Τα πλευρικά μεταλλικά τοιχώματα των χώρων ενδιαιτήσεων των πλοίων π.χ. είναι καλυμμένα με ένα ή περισσότερα στρώματα μονωτικών υλικών (σχ. 3.7). Η μετάδοση της θερμότητας από τον χώρο της ενδιαιτήσης (ζεστότερος) προς τον εξωτερικό χώρο (ψυχρότερος) πραγματοποιείται και με μεταφορά και με αγωγιμότητα· με μεταφορά μεταξύ του αέρα του χώρου της ενδιαιτήσης και της εσωτερικής πλευράς του μονωτικού στρώματος και με αγωγιμότητα μεταξύ του μονωτικού στρώματος και του μεταλλικού τοιχώματος. Επίσης μεταξύ της εξωτερικής πλευράς του τοιχώματος και του αέρα του εξωτερικού χώρου η μετάδοση της θερμότητας γίνεται με μεταφορά. Συνδυασμό μετάδοσης θερμότη-



Σχ. 3.7

Μετάδοση θερμότητας με αγωγιμότητα και μεταφορά

τας με μεταφορά και αγωγιμότητα έχουμε σε όλα τα ψυγεία που θα συναντήσουμε πιο κάτω.

3) Μετάδοση θερμότητας με ακτινοβολία.

Κάθε σώμα ακτινοβολεί ηλεκτρομαγνητικά κύματα ανάλογα με τη θερμοκρασία του και την κατάσταση της επιφάνειάς του. Η ακτινοβολία αυτή απορροφάται από άλλα σώματα. Εάν υπάρχει διαφορά θερμοκρασίας μεταξύ δύο σωμάτων που ακτινοβολούν το ένα προς το άλλο, τότε το θερμότερο σώμα ακτινοβολεί περισσότερη ενέργεια, με αποτέλεσμα τη μετάδοση θερμότητας από το θερμότερο προς το ψυχρότερο σώμα. Η μετάδοση της θερμότητας με ακτινοβολία είναι αμελητέα όταν τα σώματα που ακτινοβολούν έχουν θερμοκρασίες περιβάλλοντος.

3.3.2 Αδιαβατική διεργασία

Από ό,τι προαναφέραμε φαίνεται ότι μεταξύ όλων των σωμάτων ή συστημάτων στη φύση υπάρχει ροή θερμότητας. Με τη χρησιμοποίηση των μονωτικών υλικών η μεταφορά θερμότητας από ένα ζεστό σύστημα σε ένα ψυχρό εξακολουθεί βέβαια να υπάρχει, αλλά για πρακτικούς πολλές φορές λόγους τη θεωρούμε αμελητέα. Εξιδανικεύοντας την κατάσταση αυτή, μπορούμε να θεωρήσουμε ότι $Q = 0$, οπότε καμία μεταφορά θερμότητας δεν γίνεται από ή προς ένα σύστημα.

Στη μελέτη των θερμοδυναμικών συστημάτων μία τέτοια κατάσταση την ονομάζουμε **αδιαβατική διεργασία**. Όμοια, ένα σύστημα μονωμένο από το περιβάλλον του το ονομάζουμε **αδιαβατικά μονωμένο** σύστημα.

3.3.3 Μερικές έννοιες επάνω στη θερμότητα

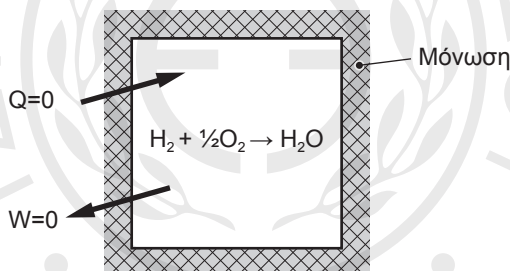
Στον ορισμό που δώσαμε παραπάνω για τη θερμότητα παραλείψαμε σκόπιμα να δώσουμε και μερικές έννοιες που έχουν σχέση με αυτήν· και αυτό για να τονίσουμε εδώ ιδιαίτερα, έτσι ώστε να αποφευχθεί πιθανή σύγχυσή τους αργότερα. Οι έννοιες αυτές είναι:

Η θερμότητα **δεν είναι ιδιότητα** ενός σώματος ή ενός συστήματος. Η θερμότητα για παράδειγμα που αισθανόμαστε αγγίζοντας μια ζεστή θερμάστρα δεν είναι μία ιδιότητα της θερμάστρας. Η θερμάστρα και το χέρι μας είναι δύο συστήματα στα οποία δημιουργείται ροή θερμότητας, από το ζεστότερο (θερμάστρα) στο ψυχρότερο (χέρι) λόγω της θερμοκρασιακής διαφοράς και όχι λόγω της θερμάστρας.

Η ροή θερμότητας **δεν είναι απαραίτητο να προκαλέσει την αύξηση της θερμοκρασίας** ενός σώματος. Ας θεωρήσουμε ένα σύστημα που αποτελείται από πάγο και νερό. Εάν δώσουμε θερμότητα στο σύστημα από κάποιο άλλο σώμα με υψηλότερη θερμοκρασία, θα παρατηρήσουμε ότι η θερμοκρασία του συστήματος δεν ανεβαίνει, τουλάχιστον μέχρι να μετατραπεί ο πάγος σε νερό. Το ποσό της θερμότητας που δώσαμε στο σύστημα δεν χάθηκε βέβαια, αλλά αποθηκεύτηκε μέσα στην ύλη του. Το φαινόμενο αυτό παρατηρείται μόνο όταν ένα σώμα αλλάζει κατάσταση και η θερμότητα αυτή ονομάζεται **λανθάνουσα θερμότητα**. Ειδικότερα τη θερμότη-

τα αυτή, την ονομάζουμε **λανθάνουσα θερμότητα τήξης** όταν με αυτή ένα στερεό σώμα (πάγος) μεταβάλλεται σε υγρό και **λανθάνουσα θερμότητα ατμοποίησης** όταν το υγρό (νερό) μεταβάλλεται σε αέριο (ατμό). Η εξήγηση του φαινομένου αυτού βρίσκεται στην αλλαγή της δυναμικής και κινητικής κατάστασης των μορίων της ύλης, είναι δηλαδή μικροσκοπικό φαινόμενο και ως τέτοιο δεν θα μας απασχολήσει εδώ.

Δεν είναι απαραίτητο πάντα να δίνεται θερμότητα για να έχουμε ανύψωση της θερμοκρασίας ενός συστήματος. Ας θεωρήσουμε για παράδειγμα ένα καλά μονωμένο δοχείο που περιέχει υδρογόνο και οξυγόνο (σχ. 3.8). Ανάφλεξη αυτών των δύο συστατικών του δοχείου έχει ως αποτέλεσμα τη δημιουργία H_2O , που συνοδεύεται από αύξηση της θερμοκρασίας. Όμως, δεν έχουμε καμιά ροή θερμότητας, γιατί το δοχείο είναι μονωμένο, δηλαδή $Q = 0$. Όμοια διεργασία γίνεται μέσα στον κύλινδρο μιας βενζινομηχανής, όπου η ανάφλεξη του μείγματος αέρα-καυσίμου είναι η αρχή μιας χημικής αντίδρασης από την οποία δημιουργούνται καυσαέρια με πολύ μεγαλύτερη θερμοκρασία από τα αρχικά συστατικά του μείγματος. Έτσι έχουμε αύξηση της θερμοκρασίας χωρίς να έχουμε δώσει θερμότητα στο σύστημα. Η μεταφορά θερμότητας που παρατηρείται στον ψυχόμενο χώρο γύρω από τον θάλαμο καύσης του μείγματος είναι μεταφορά **από** το σύστημα και επομένως δεν είναι αυτή που προκάλεσε την αύξηση της θερμοκρασίας.



Σχ. 3.8

Αδιαβατική, σταθερού όγκου καύση

Η έννοια λοιπόν της θερμότητας αναφέρεται στα όρια που περιβάλλουν ένα σύστημα όπως συμβαίνει και με το έργο. Η θερμότητα πάλι, όπως επίσης και το έργο, είναι μεταβατικό φαινόμενο· υπάρχει δηλαδή μόνο όταν έχουμε αλληλεπίδραση δύο συστημάτων ή σωμάτων. Είναι «κάτι που συμβαίνει», δεν είναι ύλη.

Σύμφωνα με τα όσα είπαμε πιο πάνω, η θερμότητα είναι μια μορφή ενέργειας που μεταδίδεται. Το ποσό της θερμότητας Q , που απαιτείται να δοθεί σε ένα σώμα μάζας m , για την ανύψωση της θερμοκρασίας του από t_1 σε t_2 δίνεται από τη σχέση:

$$Q = mc (t_2 - t_1) \quad (3.8)$$

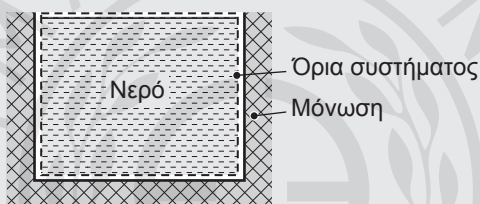
όπου: c η ειδική θερμότητα του σώματος σε J/kgK , που εξαρτάται από το είδος του σώματος, και συνήθως δίνεται σε πίνακες. Η ειδική θερμότητα του νερού σε θερμοκρασία $14,5^\circ C$ είναι εξ ορισμού $4,19 kJ/kg K$.

Παράδειγμα

Νερό μάζας 2 kg και θερμοκρασίας 18°C χύνεται μέσα σε ένα καλά μονωμένο δοχείο που βρίσκεται σε θερμοκρασία 15°C. Οι θερμοκρασίες του νερού και του δοχείου ισορρόπησαν στους 17,4°C. Να προσδιοριστεί το ποσό θερμότητας που μεταφέρεται και η συμβατική φορά της, όταν ως σύστημα θεωρούμε: α) το δοχείο με τη μόνωση, β) το νερό, γ) το δοχείο με τη μόνωση και το νερό. Η ειδική θερμότητα του νερού είναι 1 kcal/kgK.

Λύση

Όπως είπαμε προηγουμένως, για να έχουμε μεταφορά θερμότητας, πρέπει να υπάρχουν δύο σώματα με διαφορετικές θερμοκρασίες, που να βρίσκονται σε επικοινωνία. Στο παράδειγμά μας τα δύο σώματα είναι το νερό και το δοχείο με τη μόνωση, που βρίσκονται σε επαφή και έχουν διαφορετικές θερμοκρασίες $t = 18^\circ\text{C}$ και $t = 15^\circ\text{C}$. Άρα έχουμε μεταφορά θερμότητας μέχρι να ισορροπήσουν οι θερμοκρασίες, δηλαδή σε $t = 17,4^\circ\text{C}$.



Σύμφωνα με την εξίσωση (3.8), το ποσό της θερμότητας που μεταφέρεται είναι:

$$Q = 2 \times 1 \times (18 - 17,4) = 1,2 \text{ kcal ή } 1,2 \times 4,186 = 5,02 \text{ kJ}$$

α) Η μεταφορά της θερμότητας είναι θετική, γιατί δίνεται **προς** το σύστημα (δοχείο), αφού το νερό είναι ζεστότερο από το δοχείο.

β) Εάν θεωρήσουμε το νερό ως σύστημα, η θερμότητα που μεταφέρεται είναι η ίδια αλλά αρνητική, γιατί δίνεται **από** το σύστημα, $Q = - 5,02 \text{ kJ}$.

γ) Όταν θεωρήσουμε ως σύστημα το δοχείο και το νερό, τότε δεν έχουμε μεταφορά θερμότητας, γιατί η θερμότητα δεν διέρχεται τα όρια του συστήματος. Όλα γίνονται μέσα σ' αυτό και συνεπώς δεν ενδιαφέρει ποιος έδωσε και ποιος πήρε τη θερμότητα.

3.4 Ασκήσεις

1. Ο γερανός ενός πλοίου μαζί με το φορτίο που μεταφέρει έχει βάρος 150 t. Κινείται με ταχύτητα 76 m/min επάνω σε σιδηροτροχιές. Να προσδιοριστεί η ενέργεια που πρέπει να απορροφήσουν τα φρένα για να σταματήσει ο γερανός.

(Απ.: 120 kJ)

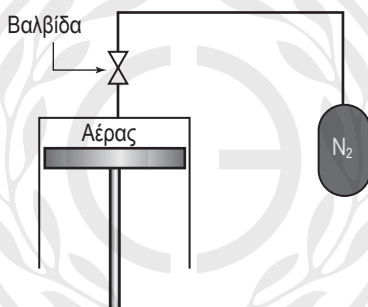
2. Να προσδιοριστεί το έργο που γίνεται στις εξής περιπτώσεις. Τα συστήματα που πρέπει να ληφθούν είναι σημειωμένα με μαύρα γράμματα.

- α) Ένα **μέσο** ανυψώνει ένα **σώμα** μάζας 5 kg σε μία κατακόρυφη απόσταση 10 m στο γήινο πεδίο της βαρύτητας. Η αντίσταση του αέρα να αγνοηθεί.
 β) Ένα **σώμα** μάζας 10 kg κατεβαίνει με τη βοήθεια ενός **γερανού** κατά μία κατακόρυφη απόσταση 30 m σε ένα πεδίο βαρύτητας που έχει $g = 6,0 \text{ m/s}^2$. Η αντίσταση του αέρα να αγνοηθεί.
 γ) Ένα **σώμα** μάζας 10 kg πέφτει ελεύθερα κατά μία απόσταση 30 m σε πεδίο βαρύτητας με $g = 6,0 \text{ m/s}^2$. Η αντίσταση της ατμόσφαιρας επάνω στο σώμα είναι 4 N.
 δ) Ένας **άνθρωπος** βάρους 400 N ανεβαίνει μια σκάλα ύψους 0,3 m.

[Απ.: (α) 490,5 J, (β) 1800 J, (γ) 120 J, (δ) 0]

3. Ένας κατακόρυφος κύλινδρος, κλειστός από ένα χωρίς τριβή έμβολο επιφάνειας 20 cm^2 , περιέχει αέρα πίεσης $70 \times 10^3 \text{ N/m}^2$. Το κάτω μέρος του εμβόλου βρίσκεται σε επαφή με ατμοσφαιρικό αέρα πίεσης $100 \times 10^3 \text{ N/m}^2$, όπως φαίνεται στο σχήμα 3.9. Ο κύλινδρος είναι συνδεδεμένος μέσω ενός σωλήνα και μιας βαλβίδας με δοχείο που περιέχει άζωτο σε πίεση $20 \times 10^3 \text{ N/m}^2$. Η βαλβίδα αρχικά είναι κλειστή. Η βαλβίδα ανοίγεται και το έμβολο μετακινείται από την αρχική του θέση κατά 10 cm. Να υπολογιστεί το έργο που παράγεται από τα εξής συστήματα: α) Το έμβολο, β) την ατμόσφαιρα και γ) τον αέρα συν το άζωτο.

[(Απ.: (α) - 6,0 J, (β) 20 J, (γ) - 14 J)]



Σχ. 3.9

Διάταξη συστήματος άσκησης 3

4. Ένα σύστημα εμβόλου-κύλινδρου περιέχει αέριο που εκτονώνεται αργά από 600 kPa και $0,10 \text{ m}^3$ σε τελικό όγκο $0,50 \text{ m}^3$. Να υπολογιστεί το έργο που παράγεται από το έμβολο, εάν η μεταβολή της πίεσης καθορίζεται από τις σχέσεις: α) $p = C$, β) $p = -300V + 630$, όπου V δίνεται σε m^3 και p σε kPa. Στο ερώτημα (β) να βρεθεί η πίεση στο τελικό σημείο της διαδρομής του εμβόλου.

(Απ.: (α) 240 kJ, (β) 216 kJ, (γ) 480 kPa)

5. Ένα σώμα μάζας 2500 kg βρίσκεται σε ύψος 100 m από την επιφάνεια της γης και αφήνεται να πέσει ελεύθερα. Να βρεθεί: α) Η δυναμική ενέργεια του σώματος πριν από την πτώση του και β) η ταχύτητα και η κινητική ενέργεια τη στιγμή που πέφτει στη γη.
 6. Το δοχείο του παραδείγματος της παραγράφου 3.3 περιέχει 10 kg νερού θερμοκρασίας 15°C . Μία χαλύβδινη ράβδος, μάζας 0,3 kg και θερμοκρασίας 740°C , ρίχνεται μέσα στο νερό. Όταν οι θερμοκρασίες εξισωθούν, η θερμοκρασία του νερού είναι $17,4^\circ\text{C}$. Να προσδιοριστεί το μέγεθος και το πρόσημο της θερμότητας που μεταφέρεται, εάν ορίσουμε ως σύστημα: α) το νερό, β) το δοχείο με τη μόνωση, γ) τη ράβδο και δ) το δοχείο, τη μόνωση και αυτά που υπάρχουν μέσα σ' αυτό. Η ειδική θερμότητα του χάλυβα είναι $0,478 \text{ kJ/kgK}$.

[(Απ.: (α) 100,5 kJ, (β) 5,07 kJ, (γ) -105,57 kJ, (δ) ;)]

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΤΕΤΑΡΤΟ

Ο Πρώτος Νόμος της Θερμοδυναμικής



4.1 Γενικά

Οι ανταλλαγές της θερμότητας μεταξύ των συστημάτων αποτελούν βασικές διεργασίες σε όλες τις προωσθήριες εγκαταστάσεις των πλοίων. Ας πάρουμε ως παράδειγμα μία προωστήρια εγκατάσταση ατμού· αν το νερό τροφοδότησης του λέβητα δεν έρθει με κάποιο τρόπο σε επαφή με τα προϊόντα της καύσης του πετρελαίου (καυσαέρια), δεν μπορούμε να έχουμε ατμό. Επομένως η εγκατάσταση δεν μπορεί να λειτουργήσει ούτε το πλοίο μπορεί να κινηθεί. Άρα η παραγωγή έργου καθορίζεται από τη μεταφορά της θερμότητας στον ατμό.

Πέρα απ' αυτό η ποσοτική σχέση που υπάρχει μεταξύ της θερμότητας που δίνουμε σε μία εγκατάσταση και του μηχανικού έργου που παίρνουμε απ' αυτήν αποτελεί ένα βασικό κριτήριο της αποδοτικότητας της εγκατάστασης.

Στο κεφάλαιο αυτό, θα δούμε ότι η μετατροπή της θερμικής ενέργειας σε μηχανικό έργο καθορίζεται από μία σταθερά, όπως εκφράζεται από τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο, μαζί με τους σχετικούς προς αυτόν Νόμους Διατήρησης της Μάζας και Ενέργειας σε κλειστά και ανοικτά συστήματα.

4.2 Πρώτος Θερμοδυναμικός Νόμος – Μηχανικό ισοδύναμο της θερμότητας

Πειράματα που έγιναν από τον J.P. Joule μεταξύ των ετών 1840 και 1849 έδειξαν ότι το μηχανικό έργο που αποδίδεται από ένα σύστημα, διαιρούμενο με το ποσό της θερμότητας που χρειάζεται να δοθεί στο σύστημα για τον σκοπό αυτόν είναι ίσο με μία σταθερά. Με σύμβολα η σχέση αυτή είναι:

$$\frac{W}{Q} = J = \text{σταθερά} \quad (4.1)$$

Εάν σε ένα δοχείο που περιέχει 1 kg νερού σε θερμοκρασία 14,5°C προσδώσουμε θερμότητα 1 kcal, όπως ήδη προαναφέραμε, η θερμοκρασία του θα αυξηθεί κατά 1°C, δηλαδή από 14,5°C θα γίνει 15,5°C. Όμως την ίδια αύξηση της θερμοκρασίας του νερού μπορούμε να την επιτύχουμε και εάν μονώσουμε καλά το δοχείο και ανακατέψουμε το νερό με κάποιον μηχανισμό.

Βλέπουμε λοιπόν ότι το μηχανικό έργο και η θερμότητα προκαλέσαν το ίδιο αποτέλεσμα σε ένα σύστημα, πράγμα που επαληθεύει την εξίσωση (4.1). Η σταθερά της εξίσωσης (4.1) είναι γνωστή ως το **μηχανικό ισοδύναμο της θερμότητας** και

παριστάνεται από το σύμβολο J . Η σταθερά αυτή παίρνει την τιμή της μονάδας όταν το έργο το μετράμε σε Nm ή J και τη θερμότητα σε J (μονάδες SI).

Εάν τη θερμότητα τη μετρήσουμε σε kcal, τότε η σταθερά J παίρνει την τιμή 4186 J/kcal. Με άλλα λόγια:

1 J ισοδυναμεί με 1 Nm και

1 kcal ισοδυναμεί με 4186 J

Επίσης στο βρετανικό σύστημα 1 BTU ισοδυναμεί με 778 ftlb.

Από πειράματα που έγιναν σε διάφορες κυκλικές διεργασίες, αποδείχθηκε ότι η εξίσωση (4.1) έχει εφαρμογή ανεξάρτητα από τη φύση του συστήματος και τη φύση της διεργασίας που ακολούθησε αυτό κατά τη διάρκεια του πειράματος. Έτσι για μία οποιαδήποτε κυκλική διεργασία η εξίσωση (4.1) μπορεί να γραφεί ως:

$$\Sigma W = J \Sigma Q \quad (4.2)$$

όπου: ΣW το αλγεβρικό άθροισμα όλων των έργων που έγιναν στον κύκλο, δηλαδή το καθαρό έργο,

ΣQ το αλγεβρικό άθροισμα όλων των θερμοτήτων που ανταλλάχθηκαν στον κύκλο, δηλαδή η καθαρή θερμότητα και

J έχει τις παραπάνω τιμές.

Η εξίσωση (4.2) αποτελεί τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο, σύμφωνα με τον οποίο **όταν ένα σύστημα εκτελεί μία κυκλική διεργασία, τότε το καθαρό έργο είναι ανάλογο προς την καθαρή θερμότητα.**

Άμεση συνέπεια του πρώτου νόμου είναι ότι μία εγκατάσταση ισχύος εξαρτάται από τη μεταφορά της θερμότητας, από τα καυσαέρια της καύσης του πετρελαίου, π.χ. δεν μπορεί να παράγει μηχανικό έργο πάνω από 4186 J για κάθε kcal μεταφερόμενης θερμότητας. Όπως όμως θα δούμε πιο κάτω, για λόγους που δεν έχουν σχέση με τον νόμο αυτόν, με 1 kcal θερμότητας καυσαερίων επιτυγχάνεται έργο μόνο 1000 ως 1500 J.

Παράδειγμα 1

Να βρεθεί το ποσό της θερμότητας σε J και kcal που ισοδυναμεί με έργο 200 J.

Λύση

Από την εξίσωση (4.1) έχουμε ότι:

$$Q = \frac{W}{J}$$

όπου: $J = 1$ για J και $J = 4186$ για kcal θερμότητας, οπότε

$$Q = \frac{200}{1} = 200 \text{ J}$$

$$\text{και } Q = \frac{200}{4186} = 0,048 \text{ kcal}$$

Παράδειγμα 2

Σε μία κυκλική διεργασία έγιναν οι εξής μεταφορές θερμότητας: $+10 \text{ J}$, -24 J , -3 J και 31 J . Ποιο είναι το καθαρό έργο της κυκλικής διεργασίας;

Λύση

Εφαρμόζουμε τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο με τη μορφή της εξίσωσης (4.2). Στο παράδειγμά μας είναι:

$$\Sigma Q = (10 - 24 - 3 + 31) \text{ J}$$

$$\text{ή } \Sigma Q = 14 \text{ J}$$

οπότε

$$\Sigma W = 1 \times 14 = 14 \text{ J}$$

Καθαρό έργο: 14 J

4.3 Αρχή της Διατήρησης της Μάζας

Ο Νόμος της Διατήρησης της Μάζας ή Αρχή της Συνέχειας λέει ότι η μάζα ενός συστήματος είναι σταθερή.

Όπως είπαμε σε προηγούμενο κεφάλαιο, στη θερμοδυναμική συναντάμε δύο ειδών συστήματα, το κλειστό και το ανοικτό. Η μηχανή εσωτερικής καύσης για παράδειγμα θεωρείται κλειστό σύστημα παρόλο που τα προϊόντα της καύσης έρχονται σε επαφή με την ατμόσφαιρα. Ανοικτό σύστημα είναι ο αεριοστρόβιλος, όπου έχουμε ροή μάζας μέσα σε σταθερό όγκο. Το ίδιο και ο ατμοστρόβιλος.

Για το κλειστό σύστημα το γεγονός ότι η μάζα είναι σταθερή δεν χρειάζεται καμιά απόδειξη, είναι προφανές από τον ορισμό του συστήματος. Συνεπώς ο Νόμος της Διατήρησης της Μάζας ισχύει. Για την περίπτωση του ανοικτού συστήματος όμως χρειάζεται απόδειξη, γιατί εδώ έχουμε ροή της μάζας μέσα σε έναν ορισμένο όγκο του συστήματος. Έχει αποδειχθεί ότι και στα ανοικτά συστήματα ισχύει ο ίδιος νόμος, αφού όση μάζα εισέρχεται σε κάποιο χρονικό διάστημα στο σύστημα, τόση επίσης εξέρχεται από αυτό. Ενδεικτικά ας αναφέρουμε την περίπτωση της ροής ενός υγρού που διέρχεται από τα σημεία 1 και 2 ενός σωλήνα όπως φαίνεται στο σχήμα 4.1.

Ο Νόμος της Διατήρησης της Μάζας έχει τη μορφή:

$$\dot{m} = \frac{A_1 v_1}{u_1} = \frac{A_2 v_2}{u_2} \quad (4.3)$$

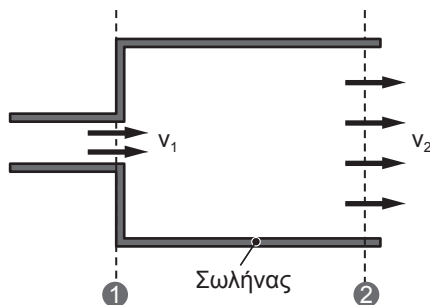
$$\text{και γενικά} \quad m = \frac{A v}{u} \quad (4.4)$$

όπου: m η ροή μάζας σε kg/s ,

A η επιφάνεια διατομής σωλήνα σε m^2 ,

v η ταχύτητα υγρού m/s και

u ο ειδικός όγκος υγρού m^3/kg .

**Σχ. 4.1**

Ροή ρευστού σε σωλήνα

Η εξίσωση (4.4) εκφράζει τη διατήρηση της μάζας ενός ανοικτού συστήματος ως συνάρτηση ιδιοτήτων (ρ) και μεγεθών (A , v) που μπορούμε να τα προσδιορίσουμε εύκολα.

Παράδειγμα 1

Νερό εισέρχεται με ταχύτητα 1,5 m/s σε σωλήνα με διάμετρο στην είσοδο 0,1 m και στην έξοδο 0,4 m. Να βρεθεί η ροή της μάζας του νερού στην είσοδο του σωλήνα και η ταχύτητά του στην έξοδο.

Λύση

Οι δύο διατομές του σωλήνα είναι:

$$A_1 = \frac{\pi d^2}{4} = \frac{3,14 \times 0,1^2}{4} = 0,008 \text{ m}^2 \quad \text{και} \quad A^2 = \frac{3,14 \times 0,4^2}{4} = 0,126 \text{ m}^2$$

Από την εξίσωση (4.4) βρίσκουμε τη μάζα του νερού:

$$\dot{m} = \frac{0,008 \times 1,5}{0,001} = 12 \text{ kg/s}$$

Από την Αρχή της Διατήρησης της Μάζας η ροή του νερού στην είσοδο και στην έξοδο του σωλήνα είναι η ίδια. Επομένως από την εξίσωση (4.3) έχουμε ότι:

$$v_2 = \frac{u_2}{A_2} \frac{A_1 v_1}{u_1} = \dot{m} \frac{u_2}{A_2}$$

Μετά την αντικατάσταση των αριθμητικών τιμών παίρνουμε:

$$v_2 = 12 \times \frac{0,001}{0,126} = 0,095 \text{ m/s}$$

Παράδειγμα 2

Ατμός μάζας 6000 kg/h εισέρχεται σε στρόβιλο, ο οποίος έχει επιφάνεια εισόδου 1,5 m² και εξόδου 0,55 m². Στην είσοδο του στρόβιλου ο ειδικός όγκος είναι

0,30 m³/kg και στην έξοδό του η ταχύτητα του ατμού 80 m/s. Να βρεθεί η ταχύτητα του ατμού στην είσοδο του στροβίλου.

Λύση

Από την εξίσωση συνέχειας (4.3) έχουμε:

$$\frac{A_1 v_1}{u_1} = \frac{A_2 v_2}{u_2}$$

Άρα:

$$v_1 = \frac{A_2}{A_1} \frac{u_1}{u_2} v_2 \quad (1)$$

Σε αυτή την εξίσωση δεν γνωρίζουμε τον ειδικό όγκο u_2 στην έξοδο του στροβίλου. Από την εξίσωση όμως (4.4) βρίσκουμε ότι:

$$u_2 = \frac{A_2 v_2}{\dot{m}} = \frac{0,55 \times 80}{6000} \times 3600 = 26,4 \text{ m}^3/\text{kg}$$

Αντικαθιστούμε στην εξίσωση (1) και έχουμε ότι η ταχύτητα του ατμού στην είσοδο του στροβίλου είναι:

$$v_1 = \frac{0,55}{1,5} \times \frac{0,30}{26,4} \times 80 = 0,333 \text{ m/s}$$

4.4 Ο Νόμος της Διατήρησης της Ενέργειας

Μία διαφορετική διατύπωση του Πρώτου Θερμοδυναμικού Νόμου είναι η εξής:

Η αύξηση της ενέργειας ενός συστήματος στη διάρκεια μίας αλλαγής της κατάστασής του είναι ίση με την καθαρή θερμότητα που δίνεται στο σύστημα μείον το καθαρό έργο που παράγεται απ' αυτό στη διάρκεια της αλλαγής.

Με σύμβολα, αυτός ο νόμος γράφεται:

$$E_f - E_i = Q - W \quad (4.5)$$

όπου: E_f , E_i η τελική και αρχική ενέργεια της μάζας του συστήματος, αντίστοιχα,
 Q η καθαρή θερμότητα που δίνεται **στο** σύστημα (+Q) ή που αποδίδεται **από** το σύστημα (-Q) και

W το καθαρό έργο που δίνεται **στο** σύστημα (-W) ή που παράγεται **από** το σύστημα (+W).

Ειδική περίπτωση της πιο πάνω διατύπωσης του πρώτου νόμου είναι όταν δεν έχουμε μεταφορά θερμότητας και παραγωγή έργου, δηλαδή $Q = 0$ και $W = 0$. Τότε:

$$E_f - E_i = 0 \quad (4.5a)$$

Η εξίσωση αυτή αποτελεί τον γνωστό **Νόμο της Διατήρησης της Ενέργειας, σύμφωνα με τον οποίο η ενέργεια ενός συστήματος παραμένει σταθερή, εάν το σύστημα δεν παίρνει ούτε δίνει θερμότητα και έργο.**

Φυσικά αυτός ο νόμος [εξίσωση (4.5α)] είναι λιγότερο γενικός από τον πρώτο νόμο [εξίσωση (4.5)], γιατί δεν μας λέει πώς μεταβάλλεται η ενέργεια του συστήματος όταν τα Q και W δεν είναι μηδέν. Την περίπτωση αυτή όμως θα τη δούμε αμέσως πιο κάτω χωριστά στα κλειστά και ανοικτά συστήματα.

4.5 Πρώτος Θερμοδυναμικός Νόμος σε κλειστά και ανοικτά συστήματα

Όπως είδαμε προηγουμένως, ο Πρώτος Θερμοδυναμικός Νόμος αφορά στη μετατροπή της θερμικής ενέργειας σε μηχανικό έργο και αντίστροφα, με βάση την εξίσωση (4.2). Εδώ θα εξετάσουμε ποια μορφή παίρνει ο νόμος αυτός όταν τον εφαρμόσουμε στα συστήματα που αναφέραμε προηγουμένως.

Ως εργαζόμενο μέσο στα συστήματα αυτά μπορούμε να θεωρήσουμε την καθαρή ουσία ή μείγμα δύο ή περισσότερων καθαρών ουσιών, αφού ο πιο πάνω νόμος εφαρμόζεται σε οποιαδήποτε μορφή ύλης, όπως ο ατμός, το νερό, μείγμα αέρα - καυσίμου κ.λπ.

4.5.1 Κλειστά συστήματα

Η εξίσωση (4.5) μας δίνει τον πρώτο νόμο για ένα κλειστό σύστημα:

$$E_f - E_i = Q - W$$

Στην εξίσωση αυτή οι άγνωστοι όροι είναι αυτοί που αφορούν στην ενέργεια του συστήματος. Ας δούμε, λοιπόν, από ποιες μορφές ενέργειας μπορεί να αποτελείται η E . Η θερμότητα και το έργο αποκλείονται, γιατί δεν μπορούν να **υπάρχουν μέσα** στο σύστημα· η θερμότητα μόνο μεταφέρεται και το έργο μόνο παράγεται από ή προς το σύστημα. Μέσα στο σύστημα μπορούν να υπάρχουν τρεις μορφές ενέργειας: η κινητική E_k , η δυναμική E_δ και η εσωτερική ενέργεια U . Για τις δύο πρώτες μιλήσαμε ήδη στην παράγραφο 3.2.2. Σε αντίθεση προς την κινητική και τη δυναμική ενέργεια, τις οποίες μπορούμε να αντιληφθούμε μακροσκοπικά, την εσωτερική ενέργεια δεν μπορούμε εν γένει να τη «δούμε». Ακόμη, δεν μπορούμε να τη μετρήσουμε, μιλάμε μόνο για τις αλλαγές της εσωτερικής ενέργειας ενός σώματος ή συστήματος. Αυτά όλα οφείλονται στο ότι η ενέργεια αυτή έχει σχέση με τη δομή της ύλης και επηρεάζεται κυρίως από τη μεταφορά της θερμότητας από ή προς την ύλη· γι' αυτό λέμε ότι η εσωτερική ενέργεια είναι αποθηκευμένη **μέσα** στο σώμα ή στο σύστημα. Μακροσκοπικά, μόνο σε μερικές περιπτώσεις φαίνεται η αλλαγή της εσωτερικής ενέργειας, όπως η μετατροπή του νερού σε ατμό.

Μεταξύ της εσωτερικής ενέργειας (ολικής) και της ειδικής εσωτερικής ενέργειας, u , ισχύει η σχέση:

$$U = mu \quad (4.6)$$

Η μονάδα μέτρησης της εσωτερικής ενέργειας U είναι το J και της ειδικής εσωτερικής ενέργειας u το J/kg .

Έτσι, λοιπόν, η ενέργεια του συστήματος E είναι το άθροισμα της εσωτερικής, κινητικής και δυναμικής ενέργειας και συνεπώς μπορούμε να γράψουμε:

$$E = U + E_k + E_\delta \quad (4.7)$$

όπου: $E_k = \frac{mv^2}{2}$ σε J [βλ. εξίσωση (3.7)] και

$E_\delta = mgz$ σε J [βλ. εξίσωση (3.6)]

ή διαιρώντας με τη μάζα του συστήματος m :

$$e = u + \frac{v^2}{2} + gz \quad (4.8)$$

Η ενέργεια E εκφράζεται σε J, ενώ η ενέργεια ανά μονάδα μάζας e , σε J/kg. Σημειώνουμε ότι, στην επίλυση των προβλημάτων είναι ευκολότερο να βρίσκουμε τη λύση ανά μονάδα μάζας και στο τέλος να πολλαπλασιάζουμε επί τη μάζα του συστήματος.

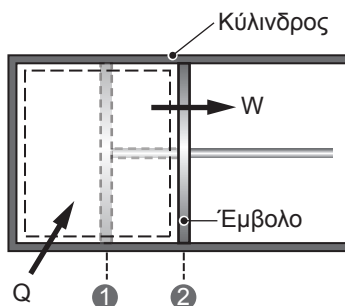
Η εξίσωση (4.5) μπορεί να γραφεί και ως εξής:

$$E_i + Q = E_f + W \quad (4.9)$$

Αυτή η εξίσωση μπορεί να σχηματιστεί και μετά από ισολογισμό των ενεργειών ενός συστήματος. Ας πάρουμε π.χ. το σύστημα εμβόλου - κυλίνδρου (σχ. 4.2). Αρχικά το έμβολο βρίσκεται στη θέση 1, όπου η μάζα m του συστήματος έχει ενέργεια E_i . Στην ενέργεια αυτή προσθέτουμε τη θερμότητα Q (θετική), την οποία δίνουμε στο σύστημα από κάποια εξωτερική πηγή. Η συνολική ενέργεια του συστήματος γίνεται τότε $(E_i + Q)$. Αμέσως μετά, το έμβολο μετακινείται, ας πούμε λόγω της εκτόνωσης των αερίων της καύσης, και αρχίζει να παράγει έργο. Όταν φτάσει στη θέση 2, έχει δώσει θετικό έργο W (μηχανική ενέργεια), το οποίο αφαιρείται από την αρχική συνολική ενέργεια $(E_i + Q)$. Με την ολοκλήρωση του έργου, η μάζα m του συστήματος στη θέση 2 διαθέτει κάποιο ποσό ενέργειας E_f που δεν διατέθηκε για το έργο. Έτσι η αρχική ενέργεια $(E_i + Q)$ κατανεμήθηκε στο έργο W και στην E_f , ισούται δηλαδή με $W + E_f$, όπως φαίνεται στην εξίσωση (4.9).

Η χρήση των εξισώσεων (4.5) ή (4.9) είναι προφανής.

Στα κλειστά συστήματα η κινητική και η δυναμική ενέργεια παραλείπονται, γιατί



Σχ. 4.2

Ένα σύστημα εμβόλου - κυλίνδρου παίρνει θερμότητα και παράγει έργο

γενικά είναι αμελητέες ποσότητες. Έτσι, με βάση την εξίσωση (4.7) η εξίσωση (4.9) γίνεται:

$$U_i + Q = U_f + W \quad (4.10)$$

όπου: U_i , U_f η αρχική και τελική εσωτερική ενέργεια του συστήματος σε J.

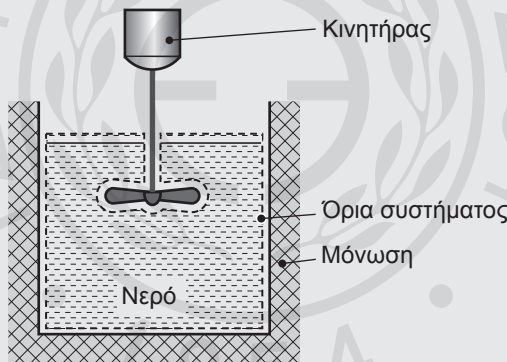
Οι παραπάνω εξισώσεις εφαρμόζονται σε όλα τα κλειστά συστήματα, θεωρητικά και πρακτικά, χωρίς καμία μεταβολή.

Με τα παρακάτω παραδείγματα θα αντιληφθούμε καλύτερα τον τρόπο εφαρμογής των εξισώσεων και τη φυσική έννοια των μεγεθών που τις αποτελούν.

Παράδειγμα 1

Ας πάρουμε ένα δοχείο που περιέχει 5 kg νερού και είναι καλά μονωμένο. Με τη βοήθεια ενός ηλεκτρικού κινητήρα στρέφουμε μία έλικα μέσα στο δοχείο, όπως φαίνεται στο σχήμα 4.3, και ανακατεύουμε το νερό. Το έργο που μας δίνει η έλικα είναι 600 J. Κινητική και δυναμική ενέργεια αμελητέες.

α) Να υπολογιστεί η αλλαγή της ειδικής και ολικής εσωτερικής ενέργειας του συστήματος, εάν δεχθούμε ότι δεν υπάρχει καμία απώλεια θερμότητας.



Σχ. 4.3

Δοχείο μονωμένο

β) Εάν διαπιστώσουμε απώλεια θερμότητας 20 J/kg, ποια είναι η αλλαγή της ολικής ενέργειας του συστήματος;

Λύση

α) Το σύστημα είναι το δοχείο που είναι καλά μονωμένο, ώστε στο πρώτο ερώτημα θεωρούμε ότι $Q = 0$ (αδιαβατικό σύστημα).

Δεδομένου ότι η κινητική E_k και η δυναμική E_p ενέργεια είναι αμελητέες, από την εξίσωση (4.9) έχουμε ότι:

$$\Delta U = U_f - U_i = Q - W \quad (1)$$

όπου: ΔU η αλλαγή εσωτερικής ενέργειας (με το γράμμα Δ συμβολίζουμε τη μεταβολή ενός μεγέθους).

Είπαμε ότι $Q = 0$ και επομένως $q = Q/m = 0$. Επίσης, ο κινητήρας δίνει έργο στο σύστημα, δηλαδή το έργο είναι αρνητικό, $W = -600 \text{ J}$. Αντικαθιστούμε στην εξίσωση (1) και έχουμε ότι η αλλαγή της εσωτερικής ενέργειας του συστήματος είναι:

$$\Delta U = 0 - (-600) = 600 \text{ J}$$

Η μάζα του συστήματος είναι $m = 5 \text{ kg}$, οπότε η αλλαγή της ειδικής εσωτερικής ενέργειας είναι:

$$\Delta u = \frac{\Delta U}{m} = \frac{600}{5} = 120 \text{ J/kg}$$

Παρατηρούμε ότι έχουμε αύξηση της εσωτερικής ενέργειας του συστήματος κατά 600 J ή 120 J/kg .

β) Εάν το σύστημα έχει απώλεια θερμότητας, τότε $q = -20 \text{ J/kg}$, οπότε έχουμε ότι η αλλαγή της ειδικής εσωτερικής ενέργειας είναι:

$$\Delta u = q - \frac{W}{m} = -20 + \frac{600}{5} = 100 \text{ J/kg}$$

και της ολικής εσωτερικής ενέργειας:

$$\Delta U = 100 \times 5 = 500 \text{ J}$$

Βλέπουμε ότι η αύξηση της εσωτερικής ενέργειας που παρατηρήθηκε στην πρώτη περίπτωση μειώθηκε κατά το ποσό της θερμότητας που έχασε το σύστημα. Στην πράξη έχουμε πάντα απώλειες από κάθε σύστημα, όσο μικρές και αν είναι. Το μέγεθος των απωλειών εξαρτάται από τη διαμόρφωση του συστήματος αλλά και από την ποιότητα της μόνωσης. Σε επόμενο κεφάλαιο θα αναφερθούμε εκτενέστερα στο θέμα των απωλειών.

Παράδειγμα 2

Δύο χιλιόγραμμα αερίου συμπιέζονται μέσα σε μία συσκευή από όγκο $0,5 \text{ m}^3$ σε όγκο $0,3 \text{ m}^3$. Στη διάρκεια αυτής της συμπίεσης του αερίου η πίεση παρέμεινε σταθερή και ίση με 2 bar και από άλλους υπολογισμούς βρέθηκε ότι η εσωτερική ενέργεια αυξήθηκε κατά 20 kJ . Να βρεθεί το ποσό της θερμότητας που μεταφέρθηκε στο ή από το αέριο, στη διάρκεια αυτής της διεργασίας. Η κινητική και δυναμική ενέργεια είναι αμελητέες ποσότητες.

Λύση

Η συσκευή αυτή μπορεί να είναι όπως το σύστημα που φαίνεται στο σχήμα 4.4. Αποτελείται δηλαδή από έναν κύλινδρο και ένα έμβολο. Το αρχικό σύστημα είναι το

S_1 και το τελικό το S_2 . Ένα βάρος βρίσκεται επάνω στο έμβολο και ρυθμίζει τη θέση του ώστε η πίεση να παραμένει σταθερή, σύμφωνα με τις αρχές της υδροστατικής.

Σύμφωνα με την εξίσωση (4.5) και ότι $E_k = 0$ και $E_\delta = 0$, έχουμε:

$$\Delta U = Q - W \quad (1)$$

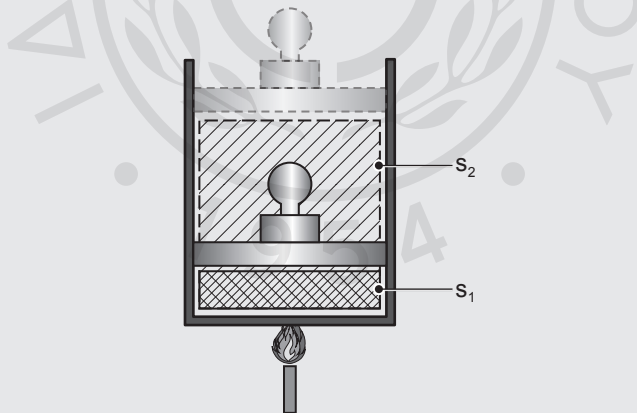
Από την εκφώνηση του προβλήματος γνωρίζουμε ότι $\Delta U = 20 \text{ kJ}$. Το έργο W δεν είναι γνωστό, αλλά μπορούμε να το υπολογίσουμε από την εξίσωση (3.5), δεδομένου ότι εδώ έχουμε ένα κλειστό σύστημα, όπου το έργο γίνεται στο σύστημα και γνωρίζουμε ότι η πίεση είναι σταθερή, $p = 10 \text{ bar}$. Οπότε:

$$W = \int_1^2 p dV = p (V_2 - V_1) = 2 \times 10^5 \times (0,3 - 0,5) = -40 \text{ kNm ή } -40 \text{ kJ}$$

Αντικαθιστώντας στην εξίσωση (1) έχουμε:

$$Q = 20 - 40 = -20 \text{ kJ}$$

Το αρνητικό σημείο σημαίνει ότι το ποσό της θερμότητας $Q = 20 \text{ kJ}$ αφαιρέθηκε από το αέριο. Το αποτέλεσμα αυτό έχει φυσική έννοια, γιατί αφού ο όγκος ελαττώθηκε, σημαίνει ότι το αέριο ψύχθηκε, του αφαιρέθηκε δηλαδή θερμότητα. Φυσικά το ίδιο αποτέλεσμα θα είχαμε και με την εξίσωση (4.10).



Σχ. 4.4

Μεταβολή όγκου με σταθερή πίεση

Παράδειγμα 3

Σε μία υποθετική μηχανή προσδίνεται καύσιμο, το οποίο, κατά την αντίδρασή του με τον αέρα προκαλεί μείωση της εσωτερικής ενέργειας του συστήματος κατά 44.000 kJ ανά kg καυσίμου. Το σύστημα θεωρείται αδιαβατικά μονωμένο. Ζητείται

να βρεθεί: α) Το παραγόμενο έργο ανά kg καυσίμου και β) η κατανάλωση καυσίμου στη μονάδα του έργου. Δυναμική και μηχανική ενέργεια να παραλειφθούν.

Λύση

α) Η υποθετική μηχανή μπορεί να είναι μία μηχανή Diesel καλά μονωμένη, όπως φαίνεται στο σχήμα 4.5. Αφού το σύστημα είναι αδιαβατικά μονωμένο, τότε $Q = 0$. Επίσης, κατά την καύση του μείγματος αέρα-καυσίμου, η αρχική ενέργεια μειώθηκε. Η κινητική και δυναμική ενέργεια θεωρούνται αμελητέες. Οπότε η εξίσωση (4.5) γράφεται ως εξής:

$$\Delta U = Q - W$$

Αντικαθιστώντας τις τιμές, έχουμε ότι το έργο για κάθε kg καυσίμου είναι:

$$-44.000 = 0 - W \quad \text{ή} \quad W = 44.000 \text{ kJ/kg καυσίμου}$$

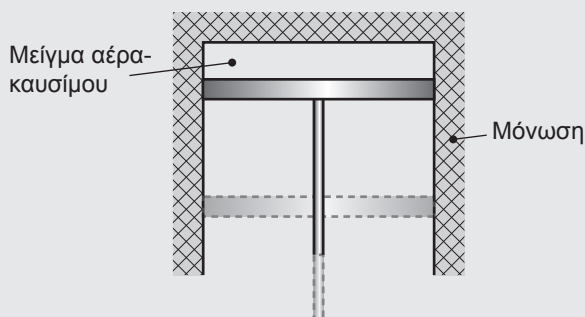
Επειδή $1 \text{ kW} = 1 \frac{\text{kJ}}{\text{s}}$, μπορούμε να γράψουμε ότι:

$$W = \frac{44.000}{3600} = 12,22 \text{ kWh/kg καυσίμου}$$

β) Το προηγούμενο αποτέλεσμα μας λέει ότι ανά kg καυσίμου παράγεται έργο 12,22 kWh. Άρα η κατανάλωση καυσίμου ανά μονάδα έργου είναι ακριβώς το αντίστροφο, δηλαδή:

$$\frac{1}{12,22} = 0,0818 \text{ kg/kWh}$$

Η κατανάλωση που βρήκαμε λέγεται **ειδική κατανάλωση καυσίμου** και εκφράζεται σε kg/kWh ή kg/PS_h. Στις πραγματικές μηχανές, βενζινομηχανές ή Diesel, η ειδική κατανάλωση καυσίμου είναι τρεις ή τέσσερις φορές μεγαλύτερη από όση βρήκαμε εδώ. Ένας λόγος είναι ότι έχουμε πάντα απώλεια θερμότητας και συνεπώς ποτέ δεν έχουμε $Q = 0$. Τις διαφορές αυτές θα τις εξετάσουμε αργότερα.



Σχ. 4.5

Υποθετική μηχανή

4.5.2 Ανοικτά συστήματα

Θα εξετάσουμε τώρα τα συστήματα όπου έχουμε ροή μάζας μέσα σε σταθερό όγκο, δηλαδή τα ανοικτά συστήματα. Και σε αυτά έχουμε ανταλλαγή και μεταφορά θερμότητας για παραγωγή έργου.

Ο Πρώτος Θερμοδυναμικός Νόμος εκφράζεται από την Αρχή της Διατήρησης της Ενέργειας και παίρνει τη μορφή*:

ενέργεια **προς** το σύστημα = ενέργεια **από** το σύστημα

$$\dot{Q} + (e + pu)_i \dot{m}_i = (e + pu)_0 \dot{m}_0 + \dot{W} \quad (4.11)$$

Ο δείκτης i χαρακτηρίζει την κατάσταση στην είσοδο του ανοικτού συστήματος και ο δείκτης 0 στην έξοδο.

Για σταθερή ροή μάζας $\dot{m}_i = \dot{m}_0 = \dot{m}$, οπότε

$$\dot{Q} + (e + pu)_i \dot{m} = (e + pu)_0 \dot{m} + \dot{W} \quad (4.12)$$

όπου: $p_{i,0}$ η πίεση της μάζας στην είσοδο-έξοδο του συστήματος και

$u_{i,0}$ ο ειδικός όγκος της μάζας στην είσοδο-έξοδο του συστήματος.

Όπως βλέπουμε, η εξίσωση (4.12) έχει την ίδια μορφή με την εξίσωση (4.9) που αναφέρεται στα κλειστά συστήματα. Δύο μόνο νέα στοιχεία εμφανίζονται στην εξίσωση (4.12):

Το πρώτο είναι ότι όλοι οι όροι έχουν στο επάνω μέρος τους μία τελεία. Αυτό σημαίνει ότι στο ανοικτό σύστημα τις ποσότητες τις εξετάζουμε στη μονάδα του χρόνου, σε αντίθεση με το κλειστό σύστημα όπου οι αντίστοιχες ποσότητες ήταν ανεξάρτητες του χρόνου. Εδώ εξετάζουμε π.χ. πόση θερμότητα προσδώσαμε στο σύστημα στη μονάδα του χρόνου, δεδομένου ότι σ' αυτό υπάρχει ροή μάζας $\dot{m}$. Όμοια, το έργο το θεωρούμε στη μονάδα του χρόνου· δηλαδή εξετάζουμε την ισχύ του συστήματος. Το δεύτερο νέο στοιχείο που εμφανίζεται είναι ο όρος pu , ο οποίος εκφράζει το έργο που καταβάλλει η μάζα στην προσπάθειά της να εισέλθει και να εξέλθει από το σύστημα, να υπερνικήσει δηλαδή την αντίσταση που συναντά τόσο στην είσοδο όσο και στην έξοδο του συστήματος. Το έργο της μάζας στην είσοδο εμφανίζεται στο αριστερό σκέλος της εξίσωσης (4.11), ενώ το έργο της εξόδου στο δεξιό. Η ενέργεια της μάζας e έχει την ίδια έννοια όπως και στην εξίσωση (4.8).

Οι μονάδες των παραπάνω ποσοτήτων είναι για το $\dot{Q}$ J/s, για την $\dot{m}$ kg/s, για το $\dot{W}$ J/s ή kW και για την $(e + pu)$ J/kg.

Πιο αναλυτικά, ο όρος $e + pu$ γράφεται:

$$e + pu = u + pu + \frac{V^2}{2} + gz \quad (4.13)$$

Ο όρος αυτός εμφανίζεται και στα δύο μέλη της εξίσωσης (4.12), γιατί έχουμε αρχική και τελική ενέργεια της μάζας· όταν δηλαδή εισέρχεται στο σύστημα· $(e + pu)_i$, αλλά και όταν εξέρχεται $(e + pu)_0$ από αυτό.

* Η μαθηματική απόδειξη της εξίσωσης (4.11) δίνεται στο Παράρτημα Α.

Το άθροισμα $u + pu$ το ονομάζουμε **ενθαλπία** h της μάζας.

$$h = u + pu \quad \text{σε J/kg} \quad (4.14)$$

Η ενθαλπία είναι μία ιδιότητα της μάζας και δεν έχει καμία φυσική έννοια, παρά μόνο ότι παριστάνει το άθροισμα $u + pu$. Η ενθαλπία όλης της μάζας m , που περνά μέσα από το σύστημα, ισούται με:

$$mh = U + pV \quad (4.14\alpha)$$

Μετά από αυτά, η εξίσωση (4.12) παίρνει τη μορφή:

$$\dot{Q} + \dot{m} \left(h + \frac{v^2}{2} + gz \right)_i = \dot{m} \left(h + \frac{v^2}{2} + gz \right)_0 + \dot{W} \quad (4.15)$$

Αν διαιρέσουμε και τα δύο μέλη της εξίσωσης (4.15) με τη μάζα $\dot{m}$, έχουμε την ενεργειακή εξίσωση ανά μονάδα μάζας:

$$q + \left(h + \frac{v^2}{2} + gz \right)_i = \left(h + \frac{v^2}{2} + gz \right)_0 + W_m \quad (4.15\alpha)$$

όπου

$$q = \frac{Q}{m} \quad \text{και} \quad W_m = \frac{W}{m}$$

Αν τώρα θέσουμε:

$$\dot{H} = \dot{m} \left(h + \frac{v^2}{2} + gz \right)$$

τότε ο πρώτος νόμος για ένα ανοικτό σύστημα, εξίσωση (4.15), μπορεί να γραφεί:

$$\dot{H}_0 - \dot{H}_i = \dot{Q} - \dot{W} \quad (4.15\beta)$$

Συγκρίνοντας τις εξισώσεις (4.5) και (4.15β), παρατηρούμε ότι ο παραπάνω νόμος έχει την ίδια μορφή και για τα δύο συστήματα, κλειστό και ανοικτό, με τη διαφορά ότι στην εξίσωση (4.15β) υπάρχει επιπλέον ο όρος pu , που εξηγήσαμε προηγουμένως, και ότι τα μεγέθη της εξίσωσης αυτής αναφέρονται στη μονάδα του χρόνου.

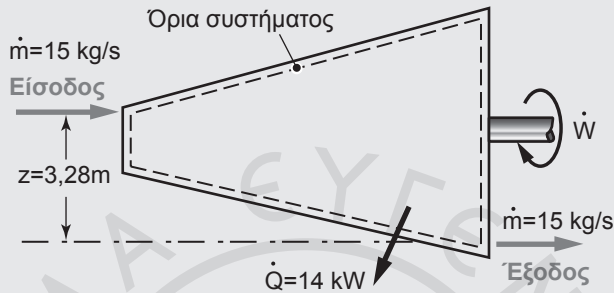
Τα παρακάτω παραδείγματα θα μας βοηθήσουν να κατανοήσουμε τις εξισώσεις αυτές και θα μας δείξουν τον τρόπο εφαρμογής τους σε ανοικτά συστήματα.

Παράδειγμα 1

Στον ατμοστρόβιλο ενός πλοίου (σχ. 4.6) ο ατμός εισέρχεται με πίεση 6205 kN/m^2 και ταχύτητα $30,48 \text{ m/s}$. Στην έξοδο του στρόβιλου ο ατμός έχει πίεση $9,86 \text{ kN/m}^2$ και ταχύτητα $274,30 \text{ m/s}$. Η είσοδος του στρόβιλου είναι $3,28 \text{ m}$ υψηλότερα από το επίπεδο της εξόδου του. Να βρεθεί το έργο που παράγει ο στρόβιλος, αν η ροή της

μάζας είναι 15 kg/s και οι απώλειες της θερμότητας $\dot{Q} = 14 \text{ kW}$. Ο ατμός έχει τις εξής ιδιότητες:

	Είσοδος	Έξοδος
Ειδική εσωτερική ενέργεια, u	3150,3 kJ/kg	2211,8 kJ/kg
Ειδικός όγκος, v	0,05789 m ³ /kg	13,36 m ³ /kg



Σχ. 4.6

Ο στρόβιλος ως ανοικτό σύστημα

Λύση

Ο Πρώτος Θερμοδυναμικός Νόμος για ένα ανοικτό σύστημα, όπως είναι ο ατμοστρόβιλος, δίνεται από την εξίσωση (4.15).

$$\dot{Q} + \dot{m} \left(h + \frac{v^2}{2} + gz \right)_i = \dot{m} \left(h + \frac{v^2}{2} + gz \right)_o + \dot{W}$$

Για την εξίσωση αυτή έχουμε ότι:

$$h_i = u_i + p_i v_i = 3150 + (6205 \times 0,05789) = 3509,50 \text{ kJ/kg}$$

$$h_o = u_o + p_o v_o = 2211,8 + (9,86 \times 13,36) = 2343,53 \text{ kJ/kg}$$

$$\frac{1}{2} v_i^2 = \frac{1}{2} \times 30,48^2 = 464,52 \text{ m}^2/\text{s}^2$$

$$\frac{1}{2} v_o^2 = \frac{1}{2} \times 274,30^2 = 37.620 \text{ m}^2/\text{s}^2$$

Η δυναμική ενέργεια δίνεται από την εξίσωση (3.6), όπου z η απόσταση από κάποιο επίπεδο που το ορίζουμε αυθαίρετα. Αν θεωρήσουμε ότι αυτό το επίπεδο είναι το επίπεδο της εξόδου του στροβίλου, τότε έχουμε ότι:

$$gz = 9,81 \times 3,28 = 32,18 \text{ m}^2/\text{s}^2$$

Επίσης, λόγω απωλειών από το κέλυφος του στροβίλου, $\dot{Q} = -14 \text{ kW}$. Τις πιο πάνω αριθμητικές τιμές, όταν τις αντικαταστήσουμε στην εξίσωση (1), θα έχουμε:

$$-14 + 15 (3509,50 + 464,52 + 32,18) = 15 \times (2343,53 + 37.620 + 0) + \dot{W} \quad (2)$$

Λύνουμε την εξίσωση (2) ως προς $\dot{W}$ και συγχρόνως θέτουμε τις μονάδες για να ελέγξουμε ότι είναι ίδιες:

$$\dot{W} = -14 + 15 \times \left[(3509,50 - 2343,53) = \frac{464,52 - 37.620}{1000} + \frac{32,18}{1080} \right]$$

Μονάδες: $\left[\text{kW} + \frac{\text{kg}}{\text{s}} \left(\frac{\text{kJ}}{\text{kg}} + \frac{\text{m}^2}{\text{s}^2} + \frac{\text{m}^2}{\text{s}^2} \right) \right]$

Οι μονάδες είναι ίδιες γιατί:

$$\frac{\text{kg}}{\text{s}} \times \frac{\text{kJ}}{\text{kg}} = \frac{\text{kJ}}{\text{s}} = \text{kW}$$

$$\frac{\text{kg}}{\text{s}} \times \frac{\text{m}^2}{\text{s}^2} = \frac{\text{kgm}}{\text{s}} \times \frac{\text{m}}{\text{s}} \times \frac{1}{\text{s}} \times \frac{\text{Ns}}{\text{kgm}} = \frac{\text{Nm}}{\text{s}} \times \frac{1}{\text{s}} \times \frac{\text{Js}}{\text{Nm}} = \frac{\text{J}}{\text{s}} = \text{W} = \frac{\text{kw}}{1000}$$

Εκτελούμε τις πράξεις και το αποτέλεσμα είναι:

$$\dot{W} = -14 + 15 \times (1165,97 - 37,16 + 0,0322) = 16.919 \text{ kW} \quad (3)$$

Στην εξίσωση (3) παρατηρούμε ότι οι ποσότητες της κινητικής και δυναμικής ενέργειας, δηλαδή 37,16 και 0,0322, είναι πολύ μικρές σε σύγκριση με το μέγεθος της ενθαλπίας 1165,97. Έτσι μπορούμε να παραλείψουμε τους όρους της κινητικής και δυναμικής ενέργειας και από τα δύο μέλη της εξίσωσης (1) χωρίς να έχουμε σοβαρό λάθος σε πρακτικούς υπολογισμούς. Ας δούμε ποιο θα είναι το αποτέλεσμα αν παραλείψουμε τους όρους αυτούς από την εξίσωση (3):

$$\dot{W} = -14 + (15 \times 1165,97) = 17.476 \text{ kW}$$

Έχουμε δηλαδή σφάλμα κατά 3%, που πολλές φορές στην πράξη είναι ασήμαντο.

Αν τώρα θεωρήσουμε και τις θερμικές απώλειες αμελητέες, τότε:

$$\dot{W} = 15 \times 1165,97 = 17.490 \text{ kW},$$

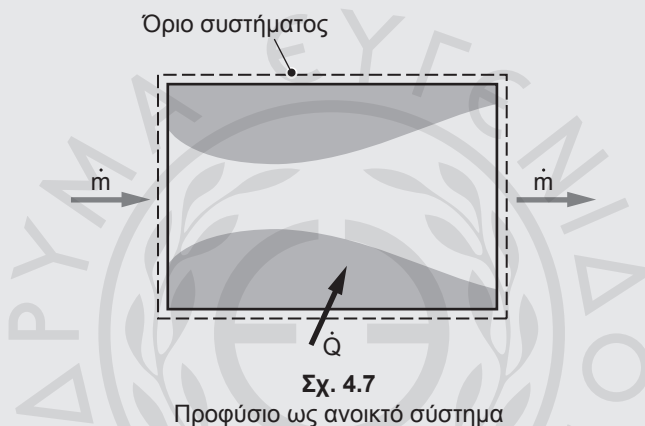
οπότε το σφάλμα γίνεται 3,2%, επίσης ασήμαντο για πρακτικούς σκοπούς.

Η παρατήρηση αυτή έγινε, γιατί τις περισσότερες φορές στην πράξη είναι αδύνατο να μετρήσουμε την ταχύτητα του εργαζόμενου μέσου (ατμός) και τις θερμικές απώλειες από το κέλυφος ή τη μόνωση του στροβίλου. Αντίθετα, η ενθαλπία βρίσκεται εύκολα από πίνακες όπως θα δούμε πιο κάτω. Γι' αυτό, όταν αντιμετωπίζουμε στην πράξη ένα πρόβλημα όπως στο παράδειγμα αυτό, μπορούμε να προχωρήσουμε στη λύση του μόνο με την εξέταση της αλλαγής της ενθαλπίας, χωρίς τον φόβο σοβαρού λάθους.

Παράδειγμα 2

Το προφύσιο είναι μία μονάδα με την οποία μετατρέπουμε την ενθαλπία σε κινητική ενέργεια. Η κινητική αυτή ενέργεια χρησιμοποιείται για να κινήσει έναν μηχανισμό ή ένα μηχάνημα, όπως είναι ο ατμοστροβίλος. Στο σχήμα 4.7 φαίνεται μία τυπική μορφή προφυσίου. Έστω ότι έχουμε αέρα που εισέρχεται στο προφύσιο με πίεση 27,2 bar, ταχύτητα 32,8 m/s και ενθαλπία 559 kJ/kg. Στην έξοδο του προφυσίου η πίεση είναι 6,80 bar και η ενθαλπία 378 kJ/kg. Η ροή της μάζας είναι 273 kg/h και οι θερμικές απώλειες 5 kJ/kg.

Να υπολογιστεί η ταχύτητα του αέρα στην έξοδο του προφυσίου: α) με τις συνθήκες που περιγράψαμε παραπάνω και β) αν το προφύσιο είναι καλά μονωμένο.



Λύση

Όπως είναι φανερό, το προφύσιο είναι ένα ανοικτό σύστημα όπου έχουμε ροή μάζας. Με σταθερές συνθήκες λειτουργίας, ο Πρώτος Θερμοδυναμικός Νόμος δίνεται από την εξίσωση:

$$\dot{Q} + \dot{m} \left(h + \frac{v^2}{2} \right)_i = \dot{m} \left(h + \frac{v^2}{2} \right)_o$$

η οποία προέρχεται από την εξίσωση (4.15), αφού αφαιρέσουμε τους όρους:

$\dot{W}$, γιατί το προφύσιο ούτε παίρνει ούτε δίνει έργο,

$g z$, γιατί από τη διαμόρφωση του προφυσίου η είσοδος και η έξοδος βρίσκονται στο ίδιο επίπεδο, δηλαδή $z = 0$.

Στην εξίσωση (1) γνωρίζουμε τα μεγέθη:

$$\dot{m} = \frac{273}{3600} = 0,076 \text{ kg/s}, \quad \dot{Q} = -q\dot{m} = -5 \times 0,076 = -0,380 \text{ kW}$$

$$\frac{1}{2} v_i^2 = \frac{1}{2} \times 32,8^2 = 538 \text{ m}^2/\text{s}^2 \quad \text{και} \quad h_i = 559 \text{ kJ/kg} \quad h_o = 378 \text{ kJ/kg}$$

Αντικαθιστώντας στην εξίσωση (1) έχουμε

$$-0,380 + 0,076 \times \left(559 + \frac{538}{1000} \right) = 0,076 \times \left(378 + \frac{1}{2} \frac{v_0^2}{1000} \right)$$

Λύνουμε ως προς v_0 :

$$\alpha) \frac{1}{2} \frac{v_0^2}{1000} = \frac{-0,380 + 0,076 (559 + 0,538)}{0,076} - 378 = 176,54$$

$$v_0 = \sqrt{2000 \times 176,54} = 594,2 \text{ m/s}$$

β) Για αδιαβατικές συνθήκες, έχουμε ότι $\dot{Q} = 0$, οπότε:

$$\frac{1}{2} \frac{v_0^2}{1000} = 559,54 - 378 = 181,54$$

$$v_0 = \sqrt{2000 \times 181,54} = 602,56 \text{ m/s}$$

Παράδειγμα 3

Το ψυγείο ατμού μιας εγκατάστασης ατμοστροβίλου δέχεται 34.100 kg ατμού την ώρα, ο οποίος έχει ενθαλπία 2565 kJ/kg. Ο ατμός συμπυκνώνεται στο ψυγείο και μεταβάλλεται σε νερό με ενθαλπία 160 kJ/kg.

α) Να βρεθεί το ποσό της θερμότητας που αφαιρέθηκε από τον ατμό για να σχηματιστεί το νερό.

β) Το ψυγείο ψύχεται με το νερό της θάλασσας, που καθώς περνά μέσα από τους αυλούς, η θερμοκρασία του αυξάνεται από 13°C σε 24°C. Ζητείται το ποσό του θαλασσινού νερού που περνά μέσα από τους αυλούς, αν λάβουμε υπόψη μας ότι 1 kg νερού απορροφά θερμότητα 4,19 kJ για άνοδο της θερμοκρασίας του κατά έναν βαθμό.

Λύση

Το ψυγείο ατμού μιας προωστήριας εγκατάστασης ατμοστροβίλου φαίνεται στο σχήμα 4.8.

Ο ατμός εισέρχεται από το άνω μέρος, ψύχεται, και από το κάτω μέρος εξέρχεται το νερό (συμπύκνωμα). Το θαλασσινό νερό κυκλοφορεί μέσα στους αυλούς και ψύχει τον ατμό που τους περιβάλλει.

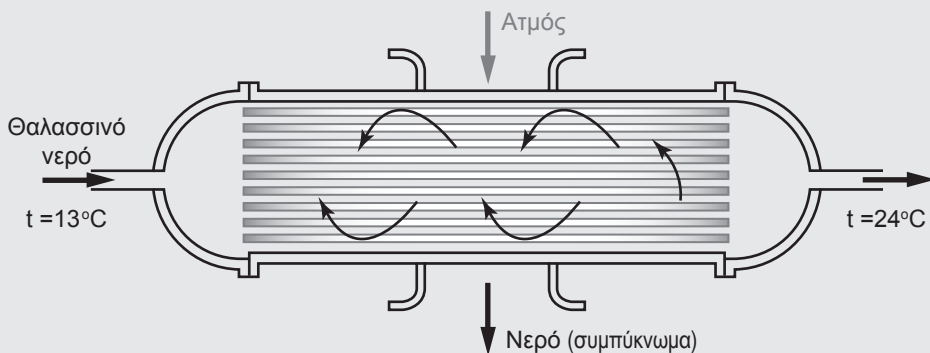
α) Το ψυγείο είναι προφανές ότι δεν παράγει έργο, $W = 0$. Επίσης, η εκφώνηση του προβλήματος δεν μας λέει τίποτε για δυναμική και κινητική ενέργεια. Τις παραλείπουμε λοιπόν, αφού έτσι κι αλλιώς είναι αμελητέες ποσότητες. Οπότε η εξίσωση (4.15) γίνεται:

$$\dot{Q} + \dot{m}_a h_i = \dot{m}_a h_o$$

όπου: $\dot{m}_a$ η μάζα του ατμού σε kg/s.

Λύνουμε την εξίσωση (1) ως προς $\dot{Q}$:

$$\dot{Q} = \dot{m}_a (h_o - h_i)$$



Σχ. 4.8
Ψυγείο ατμού

Αντικαθιστούμε τις τιμές και έχουμε:

$$\dot{Q} = \frac{34.100}{3600} \times (160 - 2565) = -22.781 \text{ kJ/s} \quad \text{ή} \quad -22.781 \text{ kW}$$

Το αρνητικό σημείο στο αποτέλεσμα μας δείχνει ότι η ποσότητα της θερμότητας 22.781 kW αφαιρέθηκε από τον ατμό. Αλλά και η φυσική έννοια του ψυγείου είναι η αφαίρεση θερμότητας, ώστε ο ατμός να γίνει νερό.

β) Στο ερώτημα αυτό δεν εφαρμόζεται η εξίσωση (4.15). Αφού όμως για κάθε αύξηση της θερμοκρασίας 1 kg του θαλασσινού νερού κατά 1°C απορροφάται από τον ατμό θερμότητα 4,19 kJ, τότε βέβαια για άνοδο της θερμοκρασίας κατά 24 – 13 = 11°C η θερμότητα που απορροφάται από το 1 kg θαλασσινού νερού είναι:

$$q = 11 \times 4,19 = 46,09 \text{ kJ/kg}$$

Αλλά για να απορροφήσει το νερό αυτό τη θερμότητα των 22.781 kJ/s που βρήκαμε προηγουμένως, θα πρέπει να κυκλοφορεί θαλασσινό νερό μάζας $\dot{m}_\theta$:

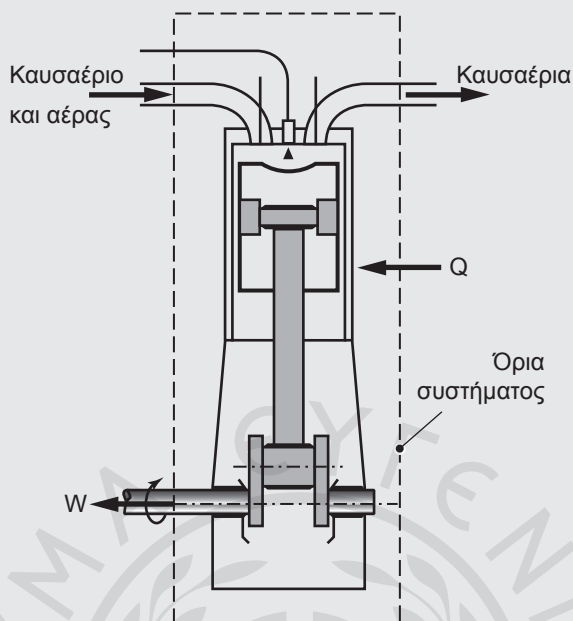
$$\dot{m}_\theta = \frac{\dot{Q}}{q} = \frac{22.781}{46,09} = 494.27 \text{ kg/s}$$

Παράδειγμα 4

Η βενζινομηχανή ενός μηχανήματος (σχ. 4.9) επάνω σε ένα πλοίο έχει ισχύ 50 kW. Στον θάλαμο καύσης εισέρχονται 15 kg/h καύσιμο και 215 kg/h αέρας. Το νερό που ψύχει τη μηχανή απορροφά θερμότητα 42 kJ/s, ενώ λόγω ακτινοβολίας έχουμε απώλεια θερμότητας 15 kJ/s προς το περιβάλλον. Ζητείται να προσδιοριστεί η μεταβολή της ενθαλπίας ανά μονάδα μάζας του μείγματος αέρα-καυσίμου καθώς περνά μέσα από τη μηχανή, αν η κινητική και δυναμική ενέργεια είναι αμελητέες.

Λύση

Στο πρόβλημα αυτό, το σύστημα είναι ανοικτό όπως φαίνεται με διακοπτόμενη γραμμή στο σχήμα 4.9. Επειδή ζητάμε τη μεταβολή της ενθαλπίας ανά μονάδα μάζας



Σχ. 4.9
Βενζινομηχανή

ζας, θα εφαρμόσουμε την εξίσωση (4.15α), όπου όμως θα αγνοήσουμε τους όρους της δυναμικής και κινητικής ενέργειας:

$$q + h_i = h_o + W_m \quad (1)$$

Η μάζα του μείγματος είναι: $\dot{m} = \dot{m}_a + \dot{m}_k = \frac{215 + 15}{3600} = 63,9 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$

Το έργο ανά μονάδα μάζας είναι:

$$W_m = \frac{\dot{W}}{\dot{m}} = \frac{50}{63,9 \times 10^{-3}} = 782 \text{ kJ/kg}$$

Οι συνολικές απώλειες θερμότητας του συστήματος είναι:

$$\dot{Q} = \dot{Q}_v + \dot{Q}_a = -(42 + 15) = -57 \text{ kJ/s}$$

Το αρνητικό σημείο δείχνει ότι η θερμότητα αποβάλλεται από το σύστημα.

Οι απώλειες ανά μονάδα μάζας: $q = \frac{\dot{Q}}{\dot{m}} = \frac{-57}{63,9 \times 10^{-3}} = -892 \text{ kJ/kg}$

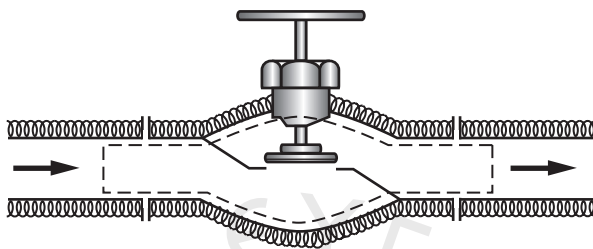
Η μεταβολή της ενθαλπίας είναι $\Delta h = h_o - h_i$, οπότε η εξίσωση (1) γίνεται:

$$\Delta h = q - W_m = -892 - 782 = -1674 \text{ kJ/kg}$$

Παρατηρούμε, λοιπόν, ότι η ενθαλπία του μείγματος μειώθηκε κατά την αλλαγή του σε προϊόντα καύσης (καυσασέρια), όπως φαίνεται από το αρνητικό σημείο.

4.6 Στραγγαλισμός

Ως ανοικτό σύστημα θεωρείται και ο σωλήνας ενός δικτύου, ο οποίος φέρει μία βαλβίδα (σχ. 4.10). Στη ροή ενός υγρού ή αερίου μέσω ενός τέτοιου συστήματος, όπου όμως η βαλβίδα είναι σχεδόν κλειστή, παρουσιάζεται το φαινόμενο του **στραγγαλισμού**.



Σχ. 4.10

Στραγγαλισμός: μία μερικώς ανοιγμένη βαλβίδα δικτύου

Το χαρακτηριστικό στοιχείο που μπορούμε να παρατηρήσουμε στο φαινόμενο αυτό είναι η πτώση της πίεσης του υγρού καθώς περνά μέσα από τη βαλβίδα.

Το φαινόμενο του στραγγαλισμού παρατηρείται επίσης στους μειωτήρες πίεσης, στις θυρίδες των κυλίνδρων μιας μηχανής, και γενικά σε κάθε στενή δίοδο ενός σωλήνα.

Στη διεργασία του στραγγαλισμού θεωρούμε ότι στο σύστημα δεν δίνεται ούτε αφαιρείται θερμότητα. Ακόμα είναι προφανές ότι δεν έχουμε παραγωγή μηχανικού έργου. Έτσι, ο πρώτος νόμος για ένα ανοικτό σύστημα γίνεται:

$$0 = h_2 + \frac{v_2^2}{2} - h_1 - \frac{v_1^2}{2} \quad (4.16)$$

όπου η δυναμική ενέργεια θεωρήθηκε αμελητέα.

Συχνά οι ταχύτητες μέσα στους σωλήνες των δικτύων είναι τόσο μικρές, που η κινητική ενέργεια είναι επίσης αμελητέα. Τότε η εξίσωση (4.16) γράφεται ως:

$$h_1 = h_2 \quad (4.17)$$

που σημαίνει ότι η ενθαλπία του υγρού παραμένει η ίδια.

Ως στραγγαλισμό μπορούμε επίσης να θεωρήσουμε τη ροή ενός υγρού ή αερίου μέσα σε έναν σωλήνα, έστω και χωρίς στενή δίοδο, όπου έχουμε πτώση της πίεσης λόγω των τριβών.

Όμως στην περίπτωση αυτή δεν πρέπει να αγνοήσουμε την αλλαγή της κινητικής ενέργειας, γιατί η μειωμένη πίεση προκαλεί αύξηση του ειδικού όγκου του υγρού. Η αύξηση αυτή μπορεί να είναι τόσο μεγάλη, ιδίως στον ατμό και τα αέρια, ώστε το υγρό να ρέει με πολύ μεγαλύτερη ταχύτητα. Υπάρχει περίπτωση, αν και πολύ σπάνια, η ταχύτητα αυτή να πλησιάσει την ταχύτητα του ήχου.

Γενικά, αν η κατάσταση του υγρού μετά τον στραγγαλισμό υπολογίστηκε με βάση

την εξίσωση (4.17), είναι απαραίτητο να ελέγξουμε την κινητική ενέργεια του υγρού μετά τη βαλβίδα, για να βεβαιωθούμε ότι η αλλαγή της κινητικής ενέργειας είναι πραγματικά αμελητέα.

Παράδειγμα

Μία βαλβίδα τοποθετείται σε έναν σωλήνα διαμέτρου 60 mm, όπου βαλβίδα και σωλήνας είναι καλά μονωμένα. Η βαλβίδα, που είναι σχεδόν κλειστή, στραγγαλίζει τον ατμό από πίεση 20 bar πριν από τη βαλβίδα σε 2 bar μετά από αυτή. Η ενθαλπία του ατμού πριν από τη βαλβίδα είναι 2770 kJ/kg και η παροχή του ατμού 0,03 kg/s. Ζητείται: α) η ενθαλπία του ατμού μετά τη βαλβίδα, αν η κινητική ενέργεια είναι αμελητέα και β) η ταχύτητα του ατμού πριν και μετά από τη βαλβίδα, αν ο ειδικός όγκος του ατμού είναι 0,0980 m³/kg και 0,9602 m³/kg αντίστοιχα.

Λύση

α) Αφού η κινητική ενέργεια είναι αμελητέα, τότε η ενθαλπία παραμένει η ίδια. Άρα η ενθαλπία του ατμού μετά τη βαλβίδα είναι 2770 kJ/kg.

β) Η ταχύτητα του ατμού υπολογίζεται από την εξίσωση (4.4), οπότε:

$$v_1 = \frac{mu}{A}$$

όπου: $A = \frac{\pi d^2}{4} = \frac{3,14 \times 0,060^2}{4} = 0,00283 \text{ m}^2$

Άρα: $v_1 = \frac{0,03 \times 0,0980}{0,00283} = 1,04 \text{ m/s}$

$$v_2 = \frac{0,03 \times 0,9602}{0,00283} = 10,18 \text{ m/s}$$

Παρατήρηση

Με τα προηγούμενα παραδείγματα δείξαμε τον τρόπο εφαρμογής του Πρώτου Θερμοδυναμικού Νόμου σε ανοικτά συστήματα. Δώσαμε μία σχηματική παράσταση του φυσικού συστήματος και καθορίσαμε την κατεύθυνση της θερμότητας και του έργου, σύμφωνα με τους ορισμούς του θετικού και αρνητικού σημείου, που είπαμε στο κείμενο. Και τα δύο αυτά συστήματα, κλειστά και ανοικτά, αν και διαφορετικά, τα αντιμετωπίσαμε με την ίδια μεθοδολογία. Συνοπτικά η μέθοδος επίλυσης τέτοιων προβλημάτων έχει τα εξής διαδοχικά βήματα:

α) Σχηματίζουμε παραστατικά το φυσικό σύστημα.

β) Καθορίζουμε αν πρόκειται για κλειστό ή ανοικτό σύστημα.

γ) Σημειώνουμε στο σχήμα την **κατεύθυνση** του έργου και της θερμότητας.

δ) Γράφουμε με σύμβολα την εξίσωση του Πρώτου Νόμου της Θερμοδυναμικής και αντικαθιστούμε τα σύμβολα με αριθμούς, αφού βεβαιωθούμε ότι όλοι οι όροι της εξίσωσης έχουν τις ίδιες μονάδες.

ε) Λύνουμε την εξίσωση ως προς τον άγνωστο όρο.

Μέχρι εδώ περιγράψαμε τον Πρώτο Νόμο της Θερμοδυναμικής και τις εφαρμογές του και κάναμε μερικές παρατηρήσεις χρήσιμες για την αντιμετώπιση πραγματικών προβλημάτων. Εκφράσαμε τον νόμο αυτόν σε συνάρτηση με ορισμένες ποσότητες, όπως π.χ. η ενθαλπία ή η εσωτερική ενέργεια, για τις οποίες όμως δεν δώσαμε τον τρόπο που μπορούμε να τις υπολογίσουμε. Στα επόμενα κεφάλαια θα ασχοληθούμε με τις μεθόδους που υπολογίζονται οι ποσότητες αυτές.

4.7 Ασκήσεις

1. Ένα κλειστό σύστημα που περιέχει αέριο εκτελεί μία διεργασία κατά την οποία αφαιρείται θερμότητα 30 kJ και ο όγκος αυξάνει από $0,14 \text{ m}^3$ σε $0,55 \text{ m}^3$. Η πίεση παραμένει σταθερή 150 kPa. Να προσδιοριστεί: α) η αλλαγή της εσωτερικής ενέργειας του συστήματος και β) το έργο που παράγεται στη διάρκεια της διεργασίας.

(Απ.: α) $-91,5 \text{ kJ}$, β) $61,5 \text{ kJ}$

2. Μία κεντρόφυγος αντλία αναρροφά $50,5 \text{ kg/s}$ νερό σε απόλυτη πίεση $0,95 \text{ bar}$ και το καταθλίβει σε πίεση $3,4 \text{ bar}$ απόλυτη. Η θερμοκρασία του νερού στην είσοδο και στην έξοδο είναι 24°C . Ο σωλήνας της αναρρόφησης έχει διάμετρο $15,24 \text{ cm}$ και της κατάθλιψης $10,16 \text{ cm}$. Οι δύο αυτοί σωλήνες βρίσκονται στο ίδιο επίπεδο. Να υπολογιστεί το έργο της αντλίας σε kJ/kg.

(Απ.: $-0,263 \text{ kJ/kg}$)

3. Αέρας και καύσιμο εισέρχονται στον θάλαμο καύσης μιας μηχανής. Ο αέρας έχει ενθαλπία 302 kJ/kg και το καύσιμο 43.027 kJ/kg . Τα καυσάερια που εξέρχονται έχουν ενθαλπία 616 kJ/kg . Για την ανάμειξη του αέρα και του καυσίμου χρησιμοποιούμε 17 kg αέρα σε κάθε χιλιόγραμμο καυσίμου. Το νερό που φύχει τη μηχανή λαμβάνει ποσό θερμότητας $17,6 \text{ kW}$. Ποια είναι η κατανάλωση του καυσίμου την ώρα;

(Απ.: $1,71 \text{ kg/h}$)

4. Ένα ψυγείο ατμού δέχεται ατμό που έχει ενθαλπία 2700 kJ/kg . Ο ατμός συμπυκνώνεται στο ψυγείο και γίνεται νερό με ενθαλπία 175 kJ/kg .

α) Να βρεθεί το ποσό της θερμότητας που αφαιρέθηκε από κάθε χιλιόγραμμο ατμού.

β) Το ψυγείο ψύχεται με το νερό της θάλασσας παροχής 500 kg/s , που καθώς περνά μέσα από τους αυλούς, η θερμοκρασία του αυξάνεται από 20°C σε 27°C . Επίσης είναι γνωστό ότι 1 kg νερού απορροφά θερμότητα $4,19 \text{ kJ}$ για άνοδο της θερμοκρασίας του κατά έναν βαθμό. Ζητείται το ποσό της θερμότητας που απορροφάται από τον ατμό σε kW.

(Απ.: α) 2525 kJ/kg , β) 14.665 kW)

5. Ένα σύστημα εκτελεί μία διεργασία στην οποία η θερμότητα που μεταφέρεται στο σύστημα είναι 40 kJ και το παραγόμενο έργο από το σύστημα 45.000 Nm . Να προσδιοριστεί η μεταβολή της ενέργειας του συστήματος. Το ίδιο σύστημα εκτελεί μία δεύτερη διεργασία μεταξύ της ίδιας αρχικής και τελικής κατάστασης στην οποία παράγει έργο 35.000 Nm . Επίσης, στη δεύτερη αυτή διεργασία υπάρχει μεταφορά θερμότητας. Να προσδιοριστεί το μέγεθος και το πρόσημο της θερμότητας που μεταφέρεται.

(Απ.: α) -5 kJ , β) $+30 \text{ kJ}$)

6. Ατμός εισέρχεται στο ψυγείο ατμού ενός ατμοστροβίλου με παροχή $1,2 \text{ kg/s}$. Η ενθαλπία ατμού στην είσοδο είναι $2,3 \times 10^6 \text{ J/kg}$ και ο ειδικός όγκος του $18,5 \text{ m}^3/\text{kg}$. Μετά τη συμπύκνωση το νερό

έχει ενθαλπία $190 \times 10^3 \text{ J/kg}$ και μηδενική ταχύτητα. Η θερμότητα που μεταφέρεται από τον ατμό στον ατμοσφαιρικό αέρα είναι $70 \times 10^3 \text{ J/s}$.

Ζητείται: α) Η ταχύτητα του ατμού στην είσοδο του ψυγείου, αν η επιφάνεια της εισόδου είναι $0,2 \text{ m}^2$ και β) η θερμότητα που μεταφέρεται στο θαλασσινό νερό ανά μονάδα μάζας του ατμού.

(Απ.: α) 111 m/s, β) 2051,7 kJ/kg)

7. Στον θάλαμο καύσης ενός αεριοστροβίλου εισέρχονται 15 kg/s αέρα, ο οποίος έχει ταχύτητα 100 m/s και ενθαλπία $176,2 \times 10^3 \text{ J/kg}$. Στον ίδιο θάλαμο εισέρχεται καύσιμο 0,22 kg/s με μηδενική ταχύτητα. Τα προϊόντα της καύσης του αέρα και του καυσίμου εξέρχονται από τον θάλαμο καύσης με ταχύτητα 200 m/s και ενθαλπία 787,5 J/kg. Η απώλεια της θερμότητας προς το περιβάλλον είναι αμελητέα. Να προσδιοριστεί η ενθαλπία του καυσίμου ανά μονάδα μάζας στην είσοδο του θαλάμου καύσης.

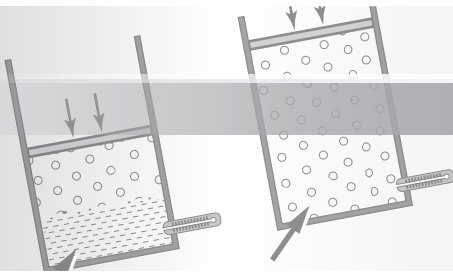
(Απ.: 626,3 kJ/kg καυσίμου)

8. Σε ένα αδιαβατικά μονωμένο προφύσιο εισέρχεται ατμός 1364 kg/h με ταχύτητα 197 m/min και πίεση 13,6 bar. Ο ειδικός όγκος του ατμού στην είσοδο είναι $0,183 \text{ m}^3/\text{kg}$ και η ειδική εσωτερική ενέργειά του 2606 kJ/kg. Στην έξοδο του προφυσίου ο ατμός έχει πίεση 1,36 bar, ειδικό όγκο $1,367 \text{ m}^3/\text{kg}$ και ειδική εσωτερική ενέργεια 2258 kJ/kg. Να προσδιοριστεί η ταχύτητα του ατμού στην έξοδο του προφυσίου.

(Απ.: 28,67 m/s)

9. Ατμός 6,3 kg/s εισέρχεται σε στρόβιλο με πίεση 4826 kPa, $u = 2958 \text{ kJ/kg}$, $h = 3263 \text{ kJ/kg}$. Ο ατμός αυτός εξέρχεται με $h = 2232 \text{ kJ/kg}$, $u = 2102 \text{ kJ/kg}$ και πίεση 20,7 kPa. Οι απώλειες της θερμότητας από τον στρόβιλο υπολογίστηκαν σε 23,3 kJ/kg ατμού. Να υπολογιστεί: α) Η ισχύς του στροβίλου σε kW, β) ο ειδικός όγκος του ατμού στην είσοδο του στροβίλου και γ) η ταχύτητα του ατμού στην έξοδο του στροβίλου, αν η επιφάνεια της εξόδου είναι $0,464 \text{ m}^2$.

(Απ.: α) 6348,5 kW, β) $0,063 \text{ m}^3/\text{kg}$, γ) 85,27 m/s)



ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΠΕΜΠΤΟ

Ιδιότητες καθαρής ουσίας

5.1 Γενικά

Με τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο, σε οποιαδήποτε από τις διατυπώσεις που δώσαμε στο προηγούμενο κεφάλαιο, μελετήσαμε τη σχέση που συνδέει τα δύο βασικά μεγέθη, το *έργο* και τη *θερμότητα*, με τις ιδιότητες του εργαζόμενου μέσου σ' ένα σύστημα. Για να αποκτήσει όμως η σχέση αυτή πρακτική αξία και να μπορεί να τη χρησιμοποιήσει ένας μηχανικός, θα πρέπει να γνωρίζει τα αριθμητικά μεγέθη των ιδιοτήτων αυτών.

Γενικά τα μεγέθη αυτά προσδιορίζονται είτε από μαθηματικές σχέσεις είτε από πίνακες, όπως θα δούμε αμέσως πιο κάτω για την καθαρή ουσία και πιο συγκεκριμένα για το νερό.

5.2 Το νερό ως καθαρή ουσία

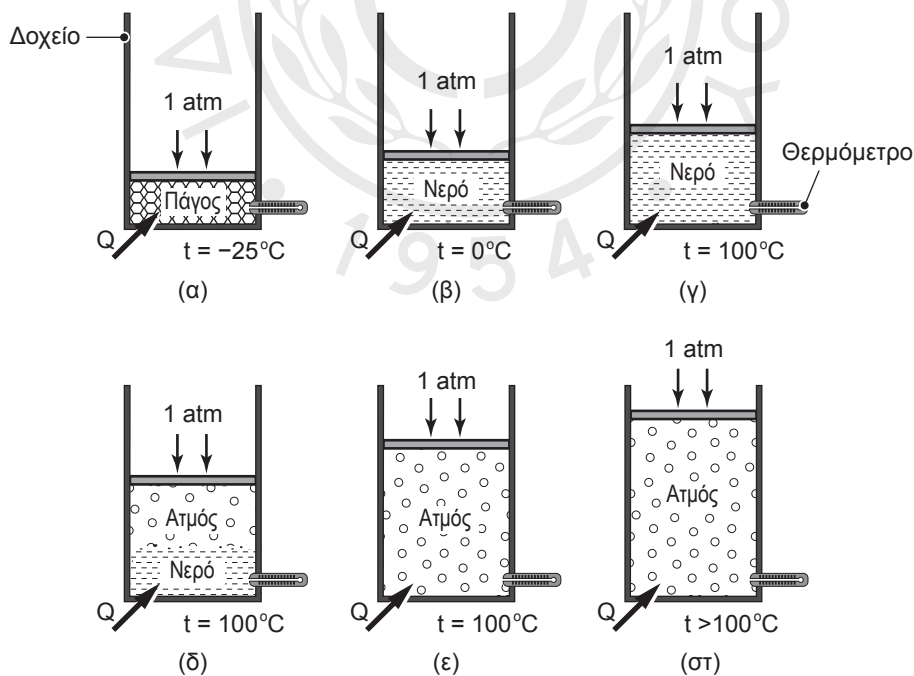
Στο κεφάλαιο αυτό θα αναφερθούμε στο νερό ως καθαρή ουσία, γιατί χρησιμοποιείται πάρα πολύ στην πράξη και συνεπώς πρέπει να έχουμε πλατύτερη γνώση της συμπεριφοράς του. Η μελέτη των χαρακτηριστικών του είναι ιδιαίτερα χρήσιμη, αφού το νερό είναι το εργαζόμενο μέσο σε πολλές μηχανικές μονάδες, όπως ο λέβητας και ο ατμοστρόβιλος, που χρησιμοποιούνται για την πρόωση ενός πλοίου, ή στις μονάδες παραγωγής ηλεκτρικής ενέργειας κ.λπ. Τα μεγέθη όμως που θα εξετάσουμε για το νερό εφαρμόζονται και σε οποιαδήποτε άλλη καθαρή ουσία, όπως π.χ. το διοξείδιο του άνθρακα ή τα ψυκτικά υγρά τού τύπου Freon, που χρησιμοποιούνται στις ψυκτικές εγκαταστάσεις. Έτσι η ανάλυση που θα γίνει θα είναι γενική.

Το νερό, όπως γνωρίζουμε, μπορεί να υπάρχει σε μία από τις τρεις καταστάσεις, υγρή, στερεά ή αέρια. Τις τρεις αυτές καταστάσεις τις ονομάζουμε *φάσεις* και κάθε μία είναι ένα φυσικό ομογενές σύνολο της ίδιας καθαρής ουσίας. Μεταξύ των φάσεων υπάρχει σαφής διάκριση, γιατί οι ιδιότητες της μίας είναι διαφορετικές από εκείνες της άλλης φάσης. Μεταξύ υδρατμού π.χ. και πάγου υπάρχει σημαντική διαφορά ως προς τις ιδιότητές τους. Οι παραπάνω φάσεις είναι δυνατό με ορισμένες προϋποθέσεις να συνυπάρχουν. Οι ιδιότητές τους όμως είναι τότε διαφορετικές.

5.3 Στερεά, υγρή και αέρια φάση

Ας δούμε τώρα την πορεία που ακολουθεί το νερό στη μεταβολή του από τη μία φάση στην άλλη. Η μεταβολή αυτή συνοδεύεται απαραίτητα από μεταφορά θερμότητας, από ή προς το νερό και, συνήθως, από μεταβολή του όγκου του.

Παίρνουμε, λοιπόν, ένα κομμάτι πάγο (στερεά φάση) που έχει θερμοκρασία, ας πούμε, -25°C και το τοποθετούμε μέσα σ' ένα δοχείο το οποίο έχει στην άκρη του ένα θερμόμετρο και στο επάνω μέρος ένα καπάκι. Η πίεση επάνω στο καπάκι του δοχείου είναι μία ατμόσφαιρα [σχ. 5.1(α)]. Αρχίζοντας να θερμαίνουμε το δοχείο, παρατηρούμε από το θερμόμετρο ότι η θερμοκρασία του πάγου αρχίζει να ανεβαίνει μέχρις ότου φτάσει στους 0°C , οπότε ένα μέρος του πάγου έχει μετατραπεί σε νερό (υγρή φάση). Με άλλα λόγια ο πάγος αρχίζει να λιώνει, πράγμα που σημαίνει ότι έχουμε την πρώτη μεταβολή φάσης, από στερεά σε υγρή φάση. Αν και συνεχίζουμε να ζεσταίνουμε το δοχείο, η θερμοκρασία παραμένει σταθερή (0°C) μέχρις ότου όλος ο πάγος μετατραπεί σε νερό [σχ. 5.1(β)]. Μόλις λιώσει και το τελευταίο κομμάτι του πάγου η θερμοκρασία αρχίζει ξανά να ανεβαίνει μέχρι να φτάσει τους 100°C [σχ. 5.1(γ)]. Στη θερμοκρασία αυτή παρατηρούμε ότι από την επιφάνεια του νερού αρχίζουν να βγαίνουν φυσαλίδες ατμού, δηλαδή το νερό αρχίζει να βράζει [σχ. 5.1(δ)]. Από το θερμόμετρο βλέπουμε ότι η θερμοκρασία παραμένει στους 100°C μέχρις ότου όλο το νερό μετατραπεί σε ατμό [σχ. 5.1(ε)]. Εδώ πια έχουμε τη δεύτερη μεταβολή φάσης, από υγρή σε αέρια. Εάν συνεχίσουμε να θερμαίνουμε το δοχείο, θα δούμε ότι η θερμοκρασία του ατμού αρχίζει να ανεβαίνει πάνω από τους 100°C [σχ. 5.1(στ)]. Σε όλο αυτό το διάστημα της πρόσδοσης θερμότητας στο δοχείο για τη μετατροπή του πάγου σε ατμό, ο όγκος του νερού αυξάνει, όπως φαίνεται στο σχήμα 5.1, εκτός από την περιοχή 0° έως 4°C , όπου ο όγκος του νερού μειώνεται. Η ανωμαλία αυτή του νερού δεν παρατηρείται σε άλλες ουσίες.



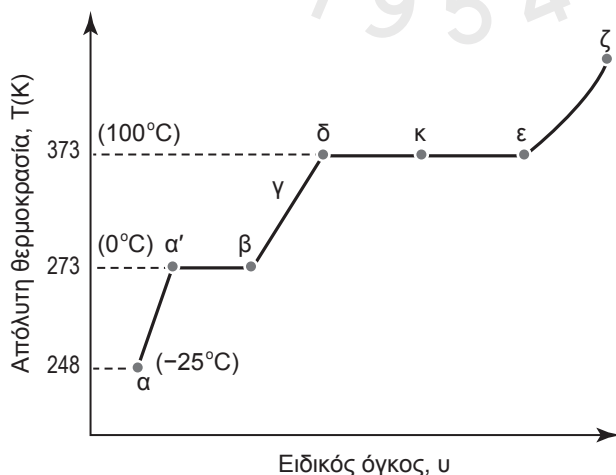
Σχ. 5.1

Μεταβολή των τριών φάσεων του νερού

5.4 Ιδιότητες υδρατμών

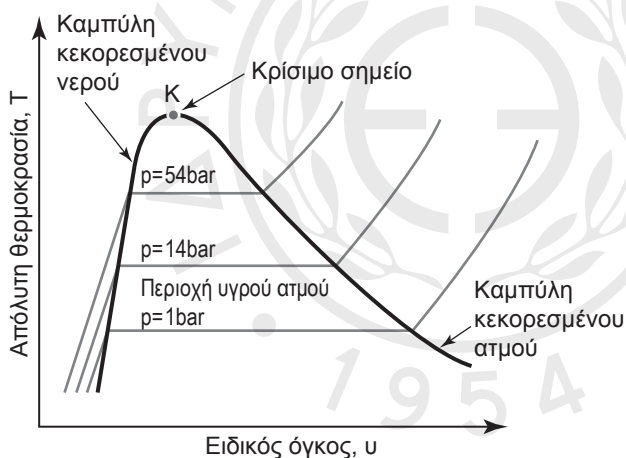
Τη διαδικασία του σχηματισμού του ατμού που περιγράψαμε παραπάνω μπορούμε να την παραστήσουμε σε ένα ειδικό διάγραμμα, όπως είναι το διάγραμμα της απόλυτης θερμοκρασίας T και του ειδικού όγκου u , που φαίνεται στο σχήμα 5.2. Τα γράμματα στο σχήμα αυτό αντιστοιχούν στις διάφορες καταστάσεις του νερού του σχήματος 5.1.

Από το σημείο α στο β του σχήματος 5.2 δώσαμε θερμότητα για τη θέρμανση του πάγου και τη μετατροπή του σε νερό. Τη θερμότητα αυτή τη λέμε **θερμότητα τήξης**. Από το σημείο β έως το γ δώσαμε ένα νέο ποσό θερμότητας, για την αύξηση της θερμοκρασίας του νερού στους 100°C (373 K). Το νερό στο σημείο β ονομάζεται **υπόψυκτο** και στο σημείο γ **κεκορεσμένο**. Στο σημείο γ, το νερό έχει τη μεγαλύτερη θερμοκρασία, που τη λέμε **θερμοκρασία υγροποίησης**. Σ' αυτήν το νερό μπορεί να μείνει σε υγρή κατάσταση με πίεση μίας ατμόσφαιρας. Ο ατμός που σχηματίζεται μεταξύ των σημείων δ και ε ονομάζεται **υγρός ατμός**, γιατί περιέχει ακόμη ένα μέρος του νερού. Η θερμότητα που δώσαμε μεταξύ των σημείων αυτών ονομάζεται **θερμότητα ατμοποίησης**. Στο σημείο ε, όλο το νερό μετατράπηκε σε ατμό, ο οποίος ονομάζεται **ξηρός ή κεκορεσμένος ατμός**. Αν συνεχίσουμε να θερμαίνουμε τον ατμό, αυξάνεται η θερμοκρασία και ο ατμός τότε λέγεται **υπέρθερμος ατμός**, όπως στο σημείο ζ. Εδώ θα πρέπει να παρατηρήσουμε ότι σε όλη τη διάρκεια της μετατροπής του νερού (σημείο δ) σε ατμό (σημείο ε), η θερμότητα προσφέρεται αποκλειστικά για τον σκοπό αυτόν, ενώ η θερμοκρασία παραμένει σταθερή. Εάν τώρα ακολουθήσουμε την αντίστροφη διαδικασία, δηλαδή να ψύξουμε τον ατμό, τότε στο σημείο όπου είχε αρχίσει η ατμοποίηση (σημείο δ) ο ατμός επιστρέφει στην υγρή φάση ή συμπυκνώνεται. Με αυτόν τον τρόπο αποδίδει προς το περιβάλλον τη θερμότητα που πήρε για την ατμοποίησή του. Η αποδιδόμενη αυτή θερμότητα ονομάζεται **θερμότητα συμπύκνωσης** και είναι ίση με τη θερμότητα ατμοποίησης. Όμοια, η θερμότητα τήξης είναι ίση με τη θερμότητα στερεοποίησης, η οποία αποδίδεται στο περιβάλλον κατά τη μετατροπή του νερού σε πάγο.



Σχ. 5.2
Θέρμανση νερού υπό
σταθερή πίεση 1 at

Ας ακολουθήσουμε τώρα την ίδια διαδικασία της θέρμανσης του νερού μέσα στο δοχείο (σχ. 5.1), αλλά με διαφορετικές πιέσεις επάνω στο καπάκι. Τότε έχουμε πάλι όμοιες καμπύλες με εκείνη του σχήματος 5.2. Αν χαράξουμε τις καμπύλες αυτές επάνω στο ίδιο διάγραμμα $T - u$, τότε έχουμε το διάγραμμα του σχήματος 5.3. Η καμπύλη που ενώνει τα σημεία ε λέγεται **καμπύλη κεκορεσμένου ατμού**, ενώ η καμπύλη που συνδέει τα σημεία γ **καμπύλη κεκορεσμένου νερού**. Η περιοχή του διαγράμματος που περικλείουν οι δύο αυτές καμπύλες περιέχει, όπως είναι φανερό, τον υγρό ατμό και γι' αυτό ονομάζεται **περιοχή του υγρού ατμού**. Το σημείο Κ όπου συναντώνται οι δύο αυτές καμπύλες λέγεται **κρίσιμο σημείο**, γιατί, για πιέσεις υψηλότερες από την πίεση που αντιστοιχεί στο σημείο Κ, το νερό μετατρέπεται αμέσως σε ατμό, χωρίς να έχουμε τη μεταβατική φάση όπου συνυπάρχουν νερό και ατμός. Η θερμοκρασία και η πίεση που αντιστοιχούν στο κρίσιμο σημείο ονομάζονται επίσης **κρίσιμη θερμοκρασία** και **πίεση**. Για το νερό η κρίσιμη πίεση και θερμοκρασία είναι $22,12 \times 10^{-6} \text{ N/m}^2$ και $374,15^\circ\text{C}$ αντίστοιχα. Οι αντίστοιχες πιέσεις και θερμοκρασίες για ουσίες που βρίσκονται σε αέρια κατάσταση σε ατμοσφαιρικές συνθήκες είναι σημαντικά μικρότερες, όπως φαίνεται στον Πίνακα 5.4.1.



Σχ. 5.3
Διάγραμμα $T-u$ νερού
σε διάφορες πιέσεις

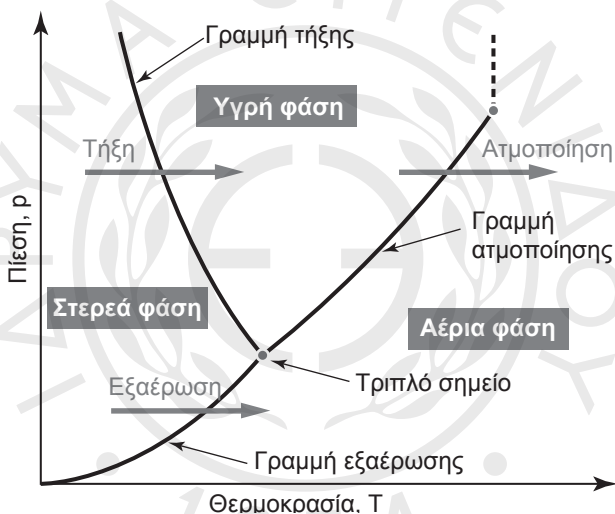
ΠΙΝΑΚΑΣ 5.4.1
Κρίσιμο σημείο διαφόρων ουσιών

Ουσία	Κρίσιμη πίεση $\times 10^{-6} \text{ N/m}^2$	Κρίσιμη θερμοκρασία $^\circ\text{C}$
Νερό	22,12	374,15
Διοξείδιο άνθρακα	7,38	31,05
Οξυγόνο	5,04	-118,8
Υδρογόνο	1,30	-239,8

Επάνω στη διαδικασία αυτή της θέρμανσης του νερού με σταθερή πίεση, όπως θα δούμε σε επόμενο κεφάλαιο, στηρίζεται η λειτουργία των λεβήτων των πλοίων, όπου μετατρέπουμε το νερό σε ατμό για τη λειτουργία των στροβίλων.

5.5 Ισορροπία στερεάς, υγρής και αέριας φάσης

Η στερεά, υγρή και αέρια φάση του νερού, αλλά και κάθε άλλης καθαρής ουσίας, συνυπάρχουν μόνο σ' ένα σημείο, που ονομάζεται **τριπλό σημείο** (σχ. 5.4). Το σημείο αυτό έχει ένα και μόνο συνδυασμό πίεσης και θερμοκρασίας, ο οποίος για το νερό είναι $611,2 \text{ N/m}^2$ και $0,01^\circ\text{C}$ αντίστοιχα. Από το σχήμα 5.4 μπορούμε να παρατηρήσουμε ότι με την ίδια θερμοκρασία, αν αυξήσουμε την πίεση, τότε ο πάγος (στερεά φάση) μετατρέπεται σε νερό. Φυσικά, όπως είναι γνωστό, ο πάγος μετατρέπεται σε νερό, σε θερμοκρασία πάνω από τους 0°C με ατμοσφαιρική πίεση.



Σχ. 5.4

Διάγραμμα $p - T$, όπου φαίνονται
οι τρεις φάσεις του νερού και το τριπλό σημείο

5.6 Πίνακες θερμοδυναμικών ιδιοτήτων νερού και ατμού

Όλες οι θερμοδυναμικές ιδιότητες του νερού και του ατμού, όπως και των διαφόρων ουσιών που χρησιμοποιούνται στην πράξη στα μηχανικά συστήματα, περιλαμβάνονται σε πίνακες, διαγράμματα ή και τα δύο μαζί. Στο Παράρτημα Γ αυτού του βιβλίου υπάρχουν μερικοί τέτοιοι πίνακες και διαγράμματα για τις πιο συνηθισμένες ουσίες που μπορεί να συναντήσει ένας μηχανικός επάνω σ' ένα πλοίο.

5.6.1 Κεκορεσμένο νερό και ατμός

Οι ιδιότητες του κεκορεσμένου νερού και ατμού καλύπτονται από τους Πίνακες

Γ1 και Γ2. Στον πρώτο η ανεξάρτητη μεταβλητή είναι η θερμοκρασία t και στον δεύτερο η πίεση p . Βέβαια για το κεκορεσμένο νερό και ατμό μεταξύ πίεσης p και θερμοκρασίας t υπάρχει μονοσήμαντη σχέση, αφού σε κάθε πίεση αντιστοιχεί μία μόνο θερμοκρασία κορεσμού και αντίστροφα, οπότε ο ένας πίνακας είναι αρκετός. Η παρεμβολή όμως γίνεται ευκολότερη αν έχουμε και τους δύο πίνακες.

Οι πίνακες αυτοί περιλαμβάνουν τον ειδικό όγκο u , την ειδική ενθαλπία h , καθώς και την ειδική εσωτερική ενέργεια u , για διάφορες θερμοκρασίες και πιέσεις. Οι δείκτες των συμβόλων των ιδιοτήτων δείχνουν ότι η ιδιότητα του εργαζόμενου μέσου αναφέρεται:

f : στην κατάσταση του κεκορεσμένου υγρού

g : στην κατάσταση του κεκορεσμένου ατμού

fg : στη διαφορά μεταξύ κεκορεσμένου υγρού και κεκορεσμένου ατμού.

5.6.2 Υγρός ατμός

Στους παραπάνω πίνακες δεν δίνονται οι ιδιότητες που είδαμε, όταν το νερό βρίσκεται στη μεταβατική φάση μεταξύ του κεκορεσμένου υγρού και κεκορεσμένου ατμού, όταν δηλαδή έχουμε υγρό ατμό. Για να τις βρούμε, χρησιμοποιούμε μία καινούργια ποσότητα, η οποία ονομάζεται **βαθμός ξηρότητας** ή **ποιότητα ατμού**.

Ο βαθμός ξηρότητας είναι ο λόγος της μάζας του ατμού προς το σύνολο της μάζας του συστήματος που αποτελείται τόσο από μάζα ατμού όσο και από μάζα νερού. Τη μάζα αυτή του συστήματος τη συναντάμε στην περιοχή που περικλείεται από τις καμπύλες του κεκορεσμένου ατμού και κεκορεσμένου νερού στο διάγραμμα $T - u$ του σχήματος 5.3. Σημειώνουμε ότι ο ορισμός του βαθμού ξηρότητας προϋποθέτει ότι το μείγμα ατμού και νερού είναι ομογενές και σε ισορροπία. Έτσι, ο βαθμός ξηρότητας ορίζεται ως:

$$x = \frac{\text{μάζα ατμού}}{\text{μάζα ατμού} + \text{μάζα νερού}} = \frac{m_g}{m_g + m_f} \quad (5.1)$$

Αν π.χ. το σημείο k του σχήματος 5.2 έχει $x = 0,4$, αυτό σημαίνει ότι το 0,4 ή το 40% της συνολικής μάζας του υγρού ατμού στο σημείο k είναι ατμός, ενώ το υπόλοιπο 60% εξακολουθεί να είναι νερό. Φυσικά ο ξηρός ή κεκορεσμένος ατμός έχει $x = 1$ ή 100%, ενώ το κεκορεσμένο νερό έχει $x = 0$.

Ας δούμε τώρα πώς θα μας βοηθήσει αυτή η νέα ποσότητα x . Έστω ότι θέλουμε να μάθουμε την ενθαλπία στο σημείο k του σχήματος 5.2, που βρίσκεται στην περιοχή του υγρού ατμού. Στο σημείο αυτό έχουμε μάζα ατμού m_g και μάζα νερού m_f , δηλαδή συνολική μάζα $m_k = m_g + m_f$. Η ενθαλπία στο σημείο k είναι ίση με το άθροισμα της ενθαλπίας του ατμού h_g και της ενθαλπίας του νερού h_f , που αντιστοιχούν στο σημείο αυτό. Το ίδιο ισχύει και για την ενέργεια, οπότε:

$$h_k m_k = h_g m_g + h_f m_f \quad (5.1a)$$

όπου τα h_g και h_f δίνονται από τους πίνακες ατμού.

Επίσης η διαφορά των ενθαλπιών των σημείων δ και ε του σχήματος 5.4α είναι:

$$h_{fg} = h_g - h_f \quad (5.1\beta)$$

Από την εξίσωση (5.1α), μετά από ορισμένες πράξεις, έχουμε ότι η ενθαλπία στο σημείο κ και γενικά σε κάθε σημείο στην περιοχή του υγρού ατμού είναι:

$$h = h_f + xh_{fg} \quad (5.2)$$

$$\text{ή} \quad h = h_g - (1 - x)h_{fg} \quad (5.2\alpha)$$

Οι εξισώσεις (5.2) και (5.2α) εφαρμόζονται και για τον ειδικό όγκο u και για την ειδική εσωτερική ενέργεια u του υγρού ατμού. Ισχύουν δηλαδή ανάλογα οι σχέσεις:

$$u = u_f + xu_{fg} \quad \text{ή} \quad u = u_g - (1 - x)u_{fg} \quad (5.3)$$

όπου $u_{fg} = u_g - u_f$

$$u = u_f + xu_{fg} \quad \text{ή} \quad u = u_g - (1 - x)u_{fg} \quad (5.4)$$

όπου $u_{fg} = u_g - u_f$

Στα παρακάτω παραδείγματα θα δούμε πώς χρησιμοποιούνται οι πίνακες του ατμού στον προσδιορισμό των ιδιοτήτων u , h και u .

Παράδειγμα 1

Να υπολογιστεί η ενθαλπία κεκορεσμένου ατμού μάζας 20 kg σε πίεση $60 \times 10^3 \text{ N/m}^2$.

Λύση

Από τις εξισώσεις (4.14) και (4.14α) έχουμε ότι:

$$h = u + pu \quad (1)$$

και

$$H = mh = U + pV \quad (2)$$

Για να υπολογίσουμε την h , θα πρέπει να προσδιορίσουμε το u και το u από τον Πίνακα Γ2, γιατί γνωρίζουμε την πίεση p και όχι τη θερμοκρασία t . Η ανεξάρτητη μεταβλητή είναι η πίεση p .

Η πίεση $p = 60 \times 10^3 \text{ N/m}^2$ ή 0,6 bar (1 bar = 10^5 N/m^2)

Από τον Πίνακα Γ2, για $p = 0,6 \text{ bar}$, έχουμε ότι:

Ειδική εσωτερική ενέργεια του ατμού $u_g = 2489,7 \text{ kJ/kg}$

Ειδικός όγκος του ατμού $u_g = 2,731 \text{ m}^3/\text{kg}$

Αντικαθιστούμε τις τιμές στην εξίσωση (1):

$$h_g = 2489,7 + (60 \times 2,731) = 2653,6 \text{ kJ/kg}$$

Από την εξίσωση (2) παίρνουμε την ολική ενθαλπία του ατμού:

$$H = 20 \times 2653,6 = 53.072 \text{ kJ}$$

Εδώ παρατηρούμε ότι η h_g που βρήκαμε πιο πάνω συμφωνεί με την τιμή που δίνει ο Πίνακας Γ2 για $p = 0,6 \text{ bar}$. Θα μπορούσαμε δηλαδή να πάρουμε το h_g απ' ευθείας από τον πίνακα, αλλά, για να κατανοήσουμε τις διάφορες σχέσεις, προτιμήσαμε την πιο πάνω μέθοδο.

Παράδειγμα 2

Ένας μικρός βοηθητικός λέβητας παράγει κεκορεσμένο ατμό πίεσης $1,28 \text{ bar}$. Ποια είναι η ενθαλπία του ατμού;

Λύση

Επειδή ο Πίνακας Γ2 δεν περιλαμβάνει την πίεση $p = 1,28 \text{ bar}$, θα κάνουμε γραμμική παρεμβολή, όπως δίνεται από τη Μαθηματική Ανάλυση, μεταξύ των πιέσεων $p = 1,20 \text{ bar}$ και $p = 1,40 \text{ bar}$, που δίνονται στους πίνακες. Έτσι για:

$$p = 1,20 \text{ bar} \quad \text{έχουμε} \quad h_g = 2683,4 \text{ kJ/kg}$$

$$p = 1,40 \text{ bar} \quad \text{έχουμε} \quad h_g = 2690,3 \text{ kJ/kg}$$

οπότε με τη γραμμική παρεμβολή έχουμε ότι:

$$\text{σε } p = 1,28 \text{ bar} \quad h_g = \frac{1,28 - 1,20}{1,40 - 1,20} \times (2690,3 - 2683,4) + 2683,4 = 2686,2 \text{ kJ/kg}$$

Τονίζουμε ότι στους ενδιάμεσους υπολογισμούς δεν πρέπει να διαγράφουμε τα ψηφία μετά την υποδιαστολή, γιατί το τελικό αποτέλεσμα θα έχει σημαντική διαφορά από το σωστό.

Παράδειγμα 3

Να υπολογιστεί η ενθαλπία, ο ειδικός όγκος και η ειδική εσωτερική ενέργεια ατμού πίεσης $p = 7 \text{ bar}$ και βαθμού ξηρότητας 50% .

Λύση

Η ενθαλπία μπορεί να υπολογιστεί από την εξίσωση (5.2):

$$h = h_f + x h_{fg} \quad (1)$$

Από τον Πίνακα Γ2 έχουμε ότι για $p = 7 \text{ bar}$

$$h_f = 697,1 \text{ kJ/kg} \quad \text{και} \quad h_{fg} = 2064,9 \text{ kJ/kg},$$

οπότε από την εξίσωση (1): $h = 697,1 + (0,5 \times 2064,9) = 1729,6 \text{ kJ/kg}$

Ο υπολογισμός όμως του ειδικού όγκου είναι λίγο διαφορετικός, γιατί δεν γνωρίζουμε απ' ευθείας το u_{fg} από τους πίνακες. Μπορούμε όμως να το υπολογίσουμε, αφού όπως είπαμε προηγουμένως:

$$u_{fg} = u_g - u_f \quad (2)$$

αλλά, από τον Πίνακα Γ2 για την ίδια πίεση παίρνουμε ότι:

$$u_g = 0,27268 \text{ m}^3/\text{kg} \quad \text{και} \quad u_f = 0,00111 \text{ m}^3/\text{kg}$$

Αντικαθιστώντας στην εξίσωση (2) έχουμε:

$$u_{fg} = 0,27268 - 0,00111 = 0,27157 \text{ m}^3/\text{kg}$$

Για τον ειδικό όγκο έχουμε όμοια ότι, εξίσωση (5.3):

$$u = u_f + x u_{fg} \quad (3)$$

$$\text{οπότε } u = 0,00111 + (0,5 \times 0,27157) = 0,13690 \text{ m}^3/\text{kg}$$

Με τον ίδιο τρόπο, εξίσωση (5.4), υπολογίζουμε την εσωτερική ενέργεια του ατμού, γιατί:

$$u = u_f + x u_{fg} \quad (4)$$

αλλά από τον Πίνακα Γ2 έχουμε ότι:

$$u_{fg} = u_g - u_f = 2571,1 - 696,3 = 1874,8 \text{ kJ/kg},$$

οπότε από την εξίσωση (4),

$$u = 696,3 + (0,5 \times 1874,8) = 1633,7 \text{ kJ/kg}$$

Εάν γνωρίζαμε μόνο την ενθαλπία και τον ειδικό όγκο και δεν είχαμε τους πίνακες ατμού, θα μπορούσαμε πάλι να υπολογίσουμε την εσωτερική ενέργεια, γιατί:

$$h = u + p u$$

Λύνουμε ως προς u και παίρνουμε:

$$u = h - p u \quad (5)$$

$$\text{αλλά } h = 1729,6 \text{ kJ/kg} \quad \text{και} \quad u = 0,13690 \text{ m}^3/\text{kg}$$

οπότε από την εξίσωση (5) βρίσκουμε ότι

$$u = 1729,6 - \left(\frac{7 \times 10^5}{1000} \times 0,13690 \right) = 1633,8 \text{ kJ/kg}$$

5.6.3 Υπέρθερμος ατμός

Ο Πίνακας Γ3 δίνει όλες τις ιδιότητες του υπέρθερμου ατμού. Τα h και u περιέχονται στον πίνακα αυτόν για διάφορες τιμές πίεσης και θερμοκρασίας. Εδώ η γραμμική παρεμβολή είναι απαραίτητη, γιατί υπάρχουν πολλοί συνδυασμοί των δύο αυτών μεγεθών. Τα παραδείγματα που ακολουθούν θα μας βοηθήσουν στη χρησιμοποίηση του Πίνακα Γ3.

Παράδειγμα 1

Ένας λέβητας που διαθέτει υπερθερμαντήρα παράγει ατμό πίεσης $1,5 \times 10^6 \text{ N/m}^2$

με βαθμό υπερθέρμανσης 76,7 K. Να βρεθεί η ενθαλπία, ο ειδικός όγκος και η εσωτερική ενέργεια του ατμού.

Λύση

Όταν λέμε «βαθμό υπερθέρμανσης» 76,7 K, εννοούμε ότι η θερμοκρασία του ατμού είναι κατά 76,7 °C πάνω από τη θερμοκρασία του κεκορεσμένου ατμού στην αντίστοιχη πίεση.

Από τον Πίνακα Γ3 βλέπουμε ότι για $p = 15 \text{ bar}$ η θερμοκρασία του κεκορεσμένου ατμού ($x = 100\%$) είναι $t_g = 198,3^\circ\text{C}$. Συνεπώς η θερμοκρασία t του παραγόμενου υπέρθερμου ατμού είναι:

$$t = 198,3 + 76,7 = 275^\circ\text{C}$$

Η θερμοκρασία όμως αυτή δεν περιέχεται στον Πίνακα Γ3, άρα θα πρέπει να πραγματοποιηθεί παρεμβολή, ως εξής:

σε $p = 15 \text{ bar}$, $t = 250^\circ\text{C}$ έχουμε $h = 2923,5 \text{ kJ/kg}$

σε $p = 15 \text{ bar}$, $t = 300^\circ\text{C}$ έχουμε $h = 3038,9 \text{ kJ/kg}$

Συνεπώς σε $p = 15 \text{ bar}$ και $t = 275^\circ\text{C}$, θα έχουμε:

$$h = 2923,5 + \frac{275 - 250}{300 - 250} \times (3038,9 - 2923,5) = 2981,2 \text{ kJ/kg}$$

Όμοια, για τον ειδικό όγκο:

σε $p = 15 \text{ bar}$, $t = 250^\circ\text{C}$ έχουμε $u = 0,15199 \text{ m}^3/\text{kg}$

σε $p = 15 \text{ bar}$, $t = 300^\circ\text{C}$ έχουμε $u = 0,16970 \text{ m}^3/\text{kg}$

και για $p = 15 \text{ bar}$ και $t = 275^\circ\text{C}$ έχουμε ότι:

$$u = 0,15199 + \frac{275 - 250}{300 - 250} \times (0,16970 - 0,15199) = 0,16085 \text{ m}^3/\text{kg}$$

Η ειδική εσωτερική ενέργεια υπολογίζεται ως:

$$u = h - pu = 2981,2 - \left(\frac{1,5 \times 10^6}{1000} \times 0,16085 \right) = 2739,9 \text{ kJ/kg}$$

Παράδειγμα 2

Να υπολογιστεί η ενθαλπία ατμού πίεσης 16,8 bar και θερμοκρασίας 429°C.

Λύση

Πρώτα βρίσκουμε τις τιμές της ενθαλπίας h σε θερμοκρασία $t = 429^\circ\text{C}$ για $p = 15 \text{ bar}$ και για $p = 20 \text{ bar}$, με γραμμική παρεμβολή, όπως στο προηγούμενο παράδειγμα:

Για $t = 429^\circ\text{C}$, $p = 15 \text{ bar}$:

$$h = 3256,6 + \frac{429 - 400}{500 - 400} \times (3472,8 - 3256,6) = 3319,3 \text{ kJ/kg}$$

Για $t = 429^\circ\text{C}$, $p = 20 \text{ bar}$:

$$h = 3248,7 + \frac{429 - 400}{500 - 400} \times (3467,3 - 3248,7) = 3312,1 \text{ kJ/kg}$$

Κάνουμε τώρα παρεμβολή μεταξύ των τιμών του h σε 15 bar και 20 bar, για να προσδιορίσουμε την τιμή του h που αντιστοιχεί σε πίεση 16,8 bar, ως εξής:

Για $t = 429^\circ\text{C}$, $p = 16,8 \text{ bar}$:

$$h = 3319,3 + \frac{16,8 - 15}{20 - 15} \times (3319,3 - 3312,1) = 3316,7 \text{ kJ/kg}$$

Παρατήρηση

Με τα προηγούμενα παραδείγματα δείξαμε τον τρόπο με τον οποίο χρησιμοποιούμε τούς πίνακες ατμού. Στο επόμενο θα προσπαθήσουμε να δώσουμε μία πιο ολοκληρωμένη εικόνα για το πώς αντιμετωπίζονται τα προβλήματα του προηγούμενου κεφαλαίου (Πρώτος Θερμοδυναμικός Νόμος) με τη βοήθεια των πινάκων αυτών.

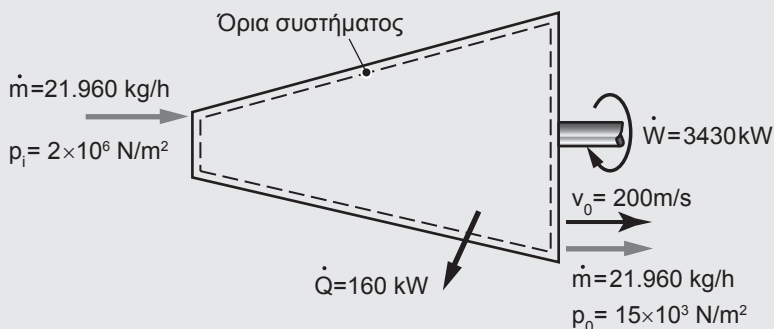
Παράδειγμα 3

Ατμός με πίεση $2 \times 10^6 \text{ N/m}^2$ και θερμοκρασία 250°C εισέρχεται σε έναν στρόβιλο με πολύ μικρή (αμελητέα) ταχύτητα. Ο ατμός εξέρχεται από τον στρόβιλο ως υγρός ατμός με πίεση $15 \times 10^3 \text{ N/m}^2$ και ταχύτητα 200 m/s . Η απώλεια τής θερμότητας από το κέλυφος του στροβίλου προς τον χώρο του μηχανοστασίου είναι 160 kW . Η ισχύς του στροβίλου είναι 3430 kW και η ροή του ατμού 21.960 kg/h . Να προσδιοριστεί ο βαθμός της ξηρότητας του ατμού στην έξοδο του στροβίλου, όπως επίσης και η διατομή της εξόδου του στροβίλου.

Λύση

Στο παράδειγμα 1 της παραγράφου 4.5.2 του προηγούμενου κεφαλαίου μάς δίνονταν οι ιδιότητες του ατμού, ενώ στο παράδειγμα αυτό, που είναι όμοιο, γνωρίζουμε τον τρόπο να τις προσδιορίσουμε.

Όπως φαίνεται στο σχήμα 5.5, ο στρόβιλος είναι ένα ανοικτό σύστημα όπου έχουμε ροή ατμού 21.960 kg/h .



Σχ. 5.5

Σχηματική παράσταση ατμοστροβίλου

Συνεπώς μπορούμε να εφαρμόσουμε την εξίσωση (4.15), όπου $v_i = 0$, $z_i = 0$ και $z_0 = 0$. Οπότε έχουμε:

$$\dot{Q} + \dot{m} h_i = m \left(h + \frac{v^2}{2} \right)_0 + \dot{W} \quad (1)$$

Στην εξίσωση (1) γνωρίζουμε, από την εκφώνηση του προβλήματος, ότι: $\dot{Q} = -160 \text{ kW}$ · το σημείο είναι αρνητικό, γιατί έχουμε απώλεια θερμότητας, δηλαδή μεταφορά θερμότητας **από** το σύστημα:

$$m = 21.960 \text{ kg/h} = \frac{21.960}{3600} = 6,1 \text{ kg/s}$$

$$\frac{v_0^2}{2} = \frac{200^2}{2} = 20.000 \text{ m}^2/\text{s}^2 \quad \text{και} \quad W = 3430 \text{ kW}$$

Απομένει να υπολογίσουμε την ενθαλπία του ατμού στην είσοδο και την έξοδο του στροβίλου.

Η ενθαλπία h_i βρίσκεται από τους πίνακες ατμού για $p = 2 \times 10^6 \text{ N/m}^2$ ή 20 bar και $t = 250^\circ\text{C}$. Από τον Πίνακα Γ2 βλέπουμε ότι για $p = 20 \text{ bar}$ η θερμοκρασία κεκορεσμένου ατμού είναι $t_g = 212,37^\circ\text{C}$, η οποία είναι μικρότερη από αυτή του ατμού (250°C). Άρα ο ατμός είναι υπέρθερμος, οπότε από τον Πίνακα Γ3 για $p = 20 \text{ bar}$ και $t = 250^\circ\text{C}$ παίρνουμε ότι:

$$h_i = 2902,4 \text{ kJ/kg}$$

Η ενθαλπία στην έξοδο του στροβίλου προκύπτει από την εξίσωση (1), όπου μετά την αντικατάσταση των τιμών έχουμε:

$$-160 + (6,1 \times 2902,4) = 6,1 h_0 + \frac{6,1 \times 20.000}{1000} + 3430$$

Λύνουμε ως προς h_0 :

$$6,1 h_0 = 17.704,64 - 160 - 3430 - 122 = 13.992,64$$

$$h_0 = \frac{13.992,64}{6,1} = 2293,88 \text{ kJ/kg}$$

Αφού ο ατμός στην έξοδο είναι υγρός, τότε, σύμφωνα με την εξίσωση (5.2), η h_0 είναι ίση με:

$$h_0 = h_f + x h_{fg} \quad (2)$$

αλλά στη έξοδο του στροβίλου η πίεση είναι $p = 15 \times 10^3 \text{ N/m}^2$ ή 0,15 bar. Οπότε, από τον Πίνακα Γ2 έχουμε ότι:

$$h_f = 226 \text{ kJ/kg} \quad \text{και} \quad h_{fg} = 2373,2 \text{ kJ/kg}$$

Τις τιμές αυτές και την τιμή της h_0 τις αντικαθιστούμε στην εξίσωση (2) και λύνου-

με ως προς τον βαθμό ξηρότητας x , τον οποίο ζητάμε να βρούμε. Έτσι:

$$2293,88 = 226 + x \cdot 2373,2 \quad \text{ή} \quad x = \frac{2293,88 - 226}{2373,2} = 0,871$$

Για να βρούμε τώρα την επιφάνεια της διατομής της εξόδου του στροβίλου, εφαρμόζουμε την εξίσωση συνέχειας, εξίσωση (4.4), οπότε:

$$\dot{m} = \frac{A_0 v_0}{u_0}$$

Από την εξίσωση (3) ζητάμε να βρούμε το A_0 και δεν γνωρίζουμε το u_0 . Αυτό όμως προκύπτει όπως και ο βαθμός ξηρότητας, δηλαδή:

$$u_0 = u_f + x u_{fg}$$

Από τον Πίνακα Γ2 για $p = 0,15 \text{ bar}$ έχουμε:

$$u_{fg} = u_g - u_f = 10,0221 - 0,001014 = 10,021086 \text{ m}^3/\text{kg},$$

οπότε από την εξίσωση (4):

$$u_0 = 0,001014 + (0,871 \times 10,021086) = 8,72938 \text{ m}^3/\text{kg}$$

Αντικαθιστούμε τις τιμές στην εξίσωση (3) και λύνουμε ως προς A_0 :

$$A_0 = \frac{\dot{m}}{v_0} = 6,1 \times \frac{8,72938}{200} = 0,266 \text{ m}^2$$

Από τη λύση του προβλήματος αυτού βλέπουμε ότι, εκτός από την ταχύτητα του ατμού και τις θερμικές απώλειες του στροβίλου, όλα τα άλλα στοιχεία μπορεί ένας μηχανικός να τα βρει με κάποιο τρόπο επάνω σε μία εγκατάσταση ατμού. Έτσι, την πίεση και τη θερμοκρασία του ατμού τη βλέπουμε επάνω στα όργανα του πίνακα ελέγχου της εγκατάστασης. Την παροχή επίσης του ατμού και την ισχύ του στροβίλου μπορούμε να τη βρούμε στα βιβλία των κατασκευαστών του λέβητα και του στροβίλου. Με τους πίνακες ατμού λοιπόν, μπορεί ένας μηχανικός να κάνει τους πιο πάνω υπολογισμούς πολύ εύκολα. Ως προς την ταχύτητα του ατμού και τις θερμικές απώλειες, εφόσον δεν είναι γνωστά, για το πρώτο μέρος του παραπάνω προβλήματος μπορούμε να τα παραλείψουμε, χωρίς σοβαρό πρακτικό υπολογιστικό λάθος, όπως είπαμε και σε προηγούμενο κεφάλαιο. Παρατηρούμε ότι το $\dot{Q}/\dot{W} = 0,047$ ή 4,7%, όχι σημαντικό ποσοστό που να μας απασχολήσει όταν μας είναι άγνωστο το $\dot{Q}$.

5.6.4 Υπόψυκτο νερό

Για τον υπολογισμό των ιδιοτήτων του υπόψυκτου νερού δεν δίνουμε πίνακες, γιατί δεν θα μας απασχολήσει ιδιαίτερα αυτή η κατάσταση. Εάν όμως χρειαστεί να υπολογίσουμε την ενθαλπία h και την εσωτερική ενέργεια u , τότε θα χρησιμοποιήσουμε με αρκετή προσέγγιση τη σχέση:

$$h \simeq u \simeq 4,19 t \quad (5.5)$$

όπου: h η ενθαλπία σε kJ/kg και
 t η θερμοκρασία του νερού σε °C.

5.7 Πίνακες θερμοδυναμικών ιδιοτήτων αμμωνίας και Freon 12

Στο Παράρτημα Γ υπάρχουν πίνακες θερμοδυναμικών ιδιοτήτων για άλλες δύο ουσίες: την αμμωνία (NH₃) και το Freon 12 (R12). Και οι δύο χρησιμοποιούνται στις ψυκτικές εγκαταστάσεις των πλοίων, κυρίως το Freon 12, όπως θα δούμε με λεπτομέρεια σε άλλο κεφάλαιο. Εδώ θα δώσουμε μόνο παραδείγματα για την τεχνική χρησιμοποίησης των πινάκων, αν και δεν διαφέρει από την τεχνική που ακολουθήσαμε στους πίνακες ατμού. Οι πιο πάνω Πίνακες είναι ο Γ4 για την αμμωνία και ο Γ5 για το Freon 12.

Παράδειγμα 1

Μέσα σε ένα δοχείο, που έχει όγκο 0,11 m³, υπάρχει αμμωνία σε πίεση 3,0 bar και κατάσταση κορεσμού. Να υπολογιστεί η μάζα της αμμωνίας.

Λύση

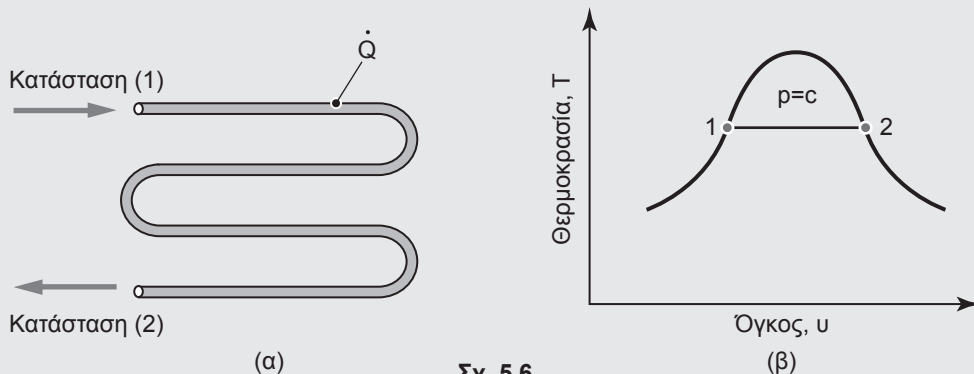
Για να βρούμε τη μάζα, αρκεί να ξέρουμε τον ειδικό όγκο της αμμωνίας. Από τον Πίνακα Γ4 για πίεση 3 bar έχουμε:

$$u = 0,418 \text{ m}^3/\text{kg}$$

$$\text{Άρα η μάζα είναι: } m = \frac{V}{u} = \frac{0,11}{0,418} = 0,263 \text{ kg}$$

Παράδειγμα 2

Ο εξατμιστήρας είναι μία μονάδα της ψυκτικής εγκατάστασης ενός πλοίου, όπου το ψυκτικό μέσο αφαιρεί υπό σταθερή πίεση τη θερμότητα από τους ψυκτικούς θαλάμους. Στο σχήμα 5.6 φαίνεται σχηματικά ο εξατμιστήρας και η θερμοδυναμική διεργασία που ακολουθεί το ψυκτικό μέσο. Η ροή τού ψυκτικού μέσου που εισέρχεται στον εξατμιστήρα ως υγρό με πίεση 1,5 bar και εξέρχεται ως κεκορεσμένος ατμός με την ίδια πίεση είναι 23 kg/h. Το ψυκτικό μέσο είναι Freon 12. Να προσδιοριστεί η θερμότητα που αφαιρεί το ψυκτικό από τους ψυκτικούς χώρους.



Σχ. 5.6
 α) Σχηματική διάταξη εξατμιστήρα. β) Διάγραμμα T - u

Λύση

Το σύστημά μας είναι ανοικτό και επομένως εφαρμόζουμε την εξίσωση (4.15), όπου είναι προφανές ότι $\dot{W} = 0$.

Η πίεση παραμένει σταθερή σε όλη τη διεργασία κατά την οποία το υγρό Freon μετατρέπεται σε κεκορεσμένο ατμό. Από τον Πίνακα Γ5 για πίεση $p = 1,5 \text{ bar}$ βρίσκουμε ότι:

Για το κεκορεσμένο υγρό $h_f = 400 \text{ kJ/kg}$

Για τον κεκορεσμένο ατμό $h_g = 564 \text{ kJ/kg}$

οπότε έχουμε:

$$\dot{Q} = \dot{m} (h_g - h_f) = \frac{23}{3600} (564 - 400) = 1,05 \text{ kW}$$

5.8 Ασκήσεις

- Με τη βοήθεια των πινάκων ατμού να βρεθεί η τιμή και οι μονάδες των παρακάτω μεγεθών:
 - Ο ειδικός όγκος του κεκορεσμένου νερού σε πίεση $6,0 \times 10^3 \text{ N/m}^2$.
 - Ο ειδικός όγκος του κεκορεσμένου ατμού σε θερμοκρασία 200°C .
 - Η θερμοκρασία του κεκορεσμένου νερού σε πίεση $1,01325 \times 10^5 \text{ N/m}^2$.
 - Η θερμοκρασία του κεκορεσμένου ατμού σε πίεση $1,01325 \times 10^5 \text{ N/m}^2$.
 - Η ενθαλπία ατμοποίησης σε πίεση $6,3 \text{ bar}$.
 - Η θερμοκρασία υγρού ατμού, ξηρότητας $0,9$, σε πίεση $1,01325 \text{ bar}$.
 - Η εσωτερική ενέργεια κεκορεσμένου νερού σε πίεση $3,75 \times 10^6 \text{ N/m}^2$.
 - Ειδικός όγκος, ενθαλπία και εσωτερική ενέργεια ατμού σε πίεση 4 bar και θερμοκρασία 400°C .
 - Θερμοκρασία και ειδικός όγκος ατμού σε πίεση $7,0 \times 10^6 \text{ N/m}^2$ και ενθαλπία $2903,0 \times 10^3 \text{ J/kg}$.
 - Πίεση και εσωτερική ενέργεια ατμού σε θερμοκρασία 350°C και ειδικό όγκο $0,30 \text{ m}^3/\text{kg}$.
(Απ.: ε) $2079,0 \text{ kJ/kg}$, στ) 100°C , η) $0,77250 \text{ m}^3/\text{kg}$, $3273,6 \text{ kJ/kg}$, $2964,6 \text{ kJ/kg}$, θ) $317,7^\circ\text{C}$, $0,031506 \text{ m}^3/\text{kg}$, ι) 945 kN/m^2 , $2876,1 \text{ kJ/kg}$)
- Ένα δοχείο που έχει όγκο $0,04 \text{ m}^3$ περιέχει μείγμα άτμου και νερού σε θερμοκρασία 240°C . Η μάζα του νερού είναι 8 kg . Να βρεθεί η πίεση, η μάζα, ο ειδικός όγκος, η ενθαλπία και η εσωτερική ενέργεια του μείγματος.
(Απ.: $3347,8 \text{ kN/m}^2$, $8,506 \text{ kg}$, $0,0047 \text{ m}^3/\text{kg}$, $9317,9 \text{ kJ}$, $9583,0 \text{ kJ}$)
- Ένα κυλινδρικό δοχείο περιέχει $0,1 \text{ m}^3$ υγρού ατμού σε θερμοκρασία 160°C . Ο βαθμός ξηρότητας είναι $0,94$. Ζητείται η μάζα, η ενθαλπία και η εσωτερική ενέργεια του ατμού.
(Απ.: $0,347 \text{ kg}$, 912 kJ , 851 kJ)
- Ένα σύστημα που έχει όγκο $0,58 \text{ m}^3$ περιέχει 1 kg ατμού σε πίεση 3 bar . Να βρεθεί ο ειδικός όγκος, η θερμοκρασία, ο βαθμός ξηρότητας, η εσωτερική ενέργεια και η ενθαλπία του ατμού.
(Απ.: $0,58 \text{ m}^3/\text{kg}$, $133,54^\circ\text{C}$, $0,958$, $2459,3 \text{ kJ/kg}$, $2633,3 \text{ kJ/kg}$)
- Ένα χιλιόγραμμο ατμού πίεσης 10 bar καί θερμοκρασίας 250°C περιέχεται μέσα σε έναν κύλινδρο, κλεισμένο από ένα έμβολο. Ο ατμός συμπιέζεται από το έμβολο μέχρις ότου η πίεση γίνει $2,0 \times 10^6 \text{ N/m}^2$. Το έργο που λαμβάνεται στον ατμό είναι 610 kNm και η θερμότητα που απορροφάται από αυτόν 890 kJ . Ζητείται η τελική θερμοκρασία του ατμού, αν ο ατμός είναι υπέρθερμος ή ο βαθμός ξηρότητας, αν ο ατμός είναι υγρός.
(Απ.: $0,901$)

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΕΚΤΟ

Ιδανικό αέριο - Διεργασίες



6.1 Γενικά

Μέχρι τώρα μιλήσαμε για την εφαρμογή του Πρώτου Θερμοδυναμικού Νόμου σε συστήματα όπου το εργαζόμενο μέσο είναι καθαρή ουσία και εξετάσαμε μία από τις πιο χαρακτηριστικές καθαρές ουσίες, το νερό, σε δύο κυρίως φάσεις, ως υγρό και ως ατμό.

Σ' αυτό το κεφάλαιο θα ασχοληθούμε με ένα άλλο εργαζόμενο μέσο, το αέριο, το οποίο θεωρείται επίσης καθαρή ουσία και το οποίο έχει ορισμένα χαρακτηριστικά γνωρίσματα (ιδιότητες κ.λπ.). Τα γνωρίσματα αυτά μπορούν να παρασταθούν με απλές αλγεβρικές εξισώσεις, οι οποίες στη Φυσική ονομάζονται **νόμοι των αερίων** και μας βοηθούν να μελετήσουμε τη συμπεριφορά πολλών φυσικών αερίων με απλό, γρήγορο και σχετικά ακριβή τρόπο. Βέβαια, για τα πραγματικά αέρια που συναντάμε στην πράξη, οι εξισώσεις αυτές είναι προσεγγιστικές, αλλά ικανοποιούν αρκετά πρακτικούς σκοπούς. Τα αέρια που ακολουθούν τους νόμους αυτούς τα ονομάζουμε **τέλεια ή ιδανικά αέρια** και τις εξισώσεις τους **νόμους ή εξισώσεις των τέλειων αερίων**.

Το κυριότερο από τα αέρια αυτά είναι ο ατμοσφαιρικός αέρας, τον οποίο θα συναντήσουμε πολύ συχνά κατά την εξέταση της λειτουργίας των μηχανών εσωτερικής καύσης, των αεροσυμπιεστών κ.λπ. σε επόμενα κεφάλαια.

6.2 Νόμος του Boyle

Ο R. Boyle ανακάλυψε μετά από σειρά πειραμάτων στα 1662 ότι, όταν ένα αέριο συμπιέζεται ή εκτονώνεται με σταθερή θερμοκρασία, τότε μεταξύ της πίεσης και του ειδικού όγκου υπάρχει η σχέση:

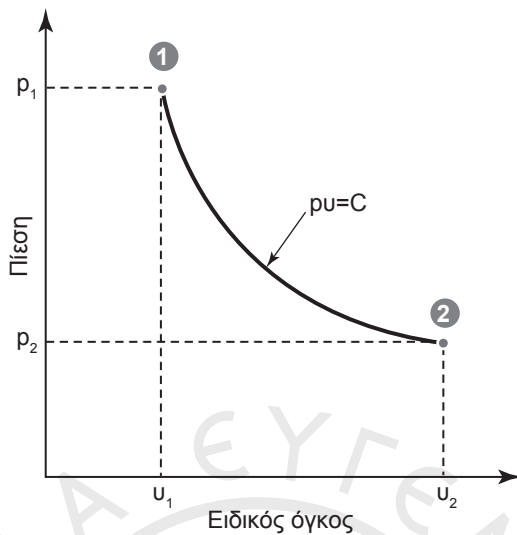
$$pυ = \text{σταθερά} = C \quad (6.1)$$

Η παραπάνω διεργασία της συμπίεσης ή εκτόνωσης μπορεί να παρασταθεί γραφικά στο διάγραμμα p - $υ$ με την καμπύλη που ενώνει τα δύο σημεία 1 και 2, όπως φαίνεται στο σχήμα 6.1.

Από την εξίσωση (6.1) έχουμε επίσης ότι:

$$p_1υ_1 = p_2υ_2 = \text{σταθ.} \quad (6.1α)$$

Η εξίσωση (6.1), που, προς τιμήν του Robert Boyle, ονομάζεται **νόμος του Boyle**, θεωρητικά είναι προσεγγιστική, για πρακτικούς όμως σκοπούς τη θεωρούμε ακριβή.



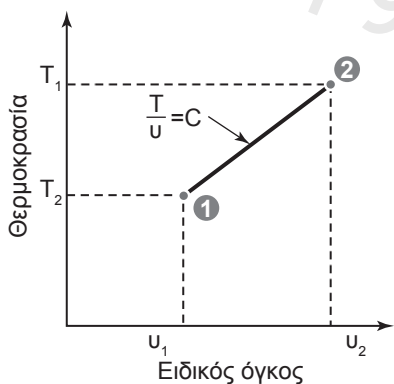
Σχ. 6.1
Διεργασία με
σταθερή
θερμοκρασία

6.3 Νόμος του Charles

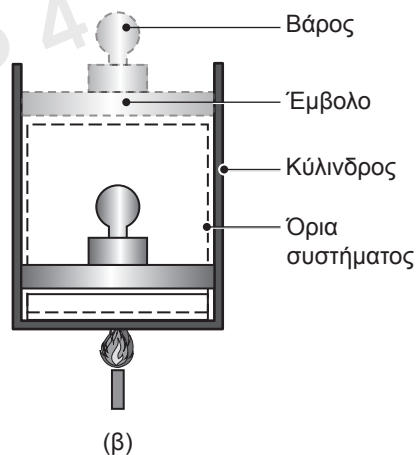
Ο J.A. Charles ανακάλυψε το 1787 ότι ο ειδικός όγκος ενός αερίου, σε σταθερή πίεση, αυξάνει περίπου γραμμικά με τη θερμοκρασία. Με σύμβολα, αυτή η σχέση γράφεται ως:

$$\frac{T}{\upsilon} = \text{σταθ.} = C \quad (6.2)$$

Εάν πάρουμε ένα σύστημα εμβόλου-κυλίνδρου που περιέχει αέριο και το θερμά-νουμε [σχ. 6.2(β)], τότε ο όγκος και η θερμοκρασία του αερίου θα αυξηθούν. Με τη βοήθεια όμως ενός βάρους επάνω στο έμβολο μπορούμε, σύμφωνα με τις αρχές



(α)



(β)

Σχ. 6.2
Διεργασία με σταθερή πίεση

της Υδροστατικής, να διατηρήσουμε την πίεση σταθερή σε όλη τη διάρκεια της μεταβολής του όγκου και της θερμοκρασίας. Η διεργασία αυτή ονομάζεται **διεργασία σταθερής πίεσης** και φαίνεται διαγραμματικά και παραστατικά στο σχήμα 6.2.

Σύμφωνα με τη σχέση (6.2), έχουμε ότι:

$$\frac{T_1}{u_1} = \frac{T_2}{u_2} = C \quad (6.2\alpha)$$

6.4 Καταστατική εξίσωση τέλειου αερίου

Από τον συνδυασμό των δύο νόμων που αναφέραμε παραπάνω, προκύπτει με απλούς συλλογισμούς, μία γενικότερη εξίσωση για ένα τέλειο αέριο.

Έστω ότι είναι p η πίεση και u ο ειδικός όγκος ενός αερίου σε θερμοκρασία T [σχ. 6.3(α)]. Θερμαίνουμε το αέριο υπό σταθερή πίεση p , σε θερμοκρασία T_1 [σχ. 6.3(β)]. Ο όγκος του θα αυξηθεί σε u' , και κατά τον Νόμο του Charles, εξίσωση (6.2α), θα έχουμε:

$$u' = u \frac{T_1}{T} \quad (6.3)$$

Συμπιέζουμε τώρα το αέριο, υπό σταθερή θερμοκρασία T_1 , οπότε η πίεσή του θα αυξηθεί στην τιμή p_1 και ο ειδικός όγκος του θα μειωθεί σε u_1 [σχ. 6.3(γ)]. Κατά τον νόμο του Boyle, εξίσωση (6.1α), θα έχουμε:

$$pu' = p_1u_1 \quad (6.4)$$

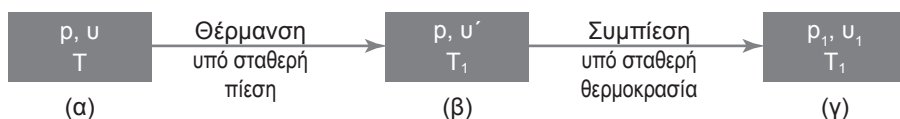
Συνδυάζοντας τις εξισώσεις (6.3) και (6.4) παίρνουμε:

$$\frac{pu}{T} = \frac{p_1u_1}{T_1}$$

Άρα η τιμή του παράγοντα pu/T είναι σταθερή και κατά συνέπεια μπορούμε γενικά να γράψουμε την εξίσωση:

$$pu = RT \quad (6.5)$$

όπου: p η απόλυτη πίεση σε N/m^2 ,
 u ο ειδικός όγκος σε m^3/kg ,
 T η απόλυτη θερμοκρασία σε K ,
 R η σταθερά του αερίου σε J/kgK .



Σχ. 6.3

Σχηματική παράσταση διεργασιών για την απόδειξη της καταστατικής εξίσωσης των τέλειων αερίων

Εάν στην εξίσωση (6.5) αντικαταστήσουμε τον ειδικό όγκο με τον ολικό όγκο του αερίου, προκύπτει:

$$pV = mRT \quad (6.6)$$

όπου: V ο ολικός όγκος σε m^3 και
 m η μάζα σε kg.

Οι εξισώσεις (6.5) και (6.6) είναι γνωστές ως **νόμος του τέλειου αερίου** και τα αέρια στα οποία εφαρμόζεται ονομάζονται **τέλεια αέρια**. Η εξίσωση (6.6) είναι επίσης γνωστή ως **χαρακτηριστική εξίσωση** της κατάστασης του τέλειου αερίου και προσδιορίζει, όπως είναι φανερό, τη σχέση που συνδέει την πίεση, τον όγκο και τη θερμοκρασία ενός αερίου μάζας m . Η τιμή της σταθεράς R εξαρτάται από το είδος του αερίου και δίνεται στον Πίνακα Γ6 του Παραρτήματος Γ για διάφορα αέρια.

Ως **μοριακή μάζα** (M) μιας ουσίας ορίζεται:

$$M = \frac{\text{μάζα ενός μορίου της ουσίας}}{\frac{1}{12} \times (\text{μάζα ενός ατόμου C-12})} \quad (6.6a)$$

Η ποσότητα M , που ορίζεται από την παραπάνω εξίσωση, παλαιότερα ονομαζόταν και **μοριακό βάρος** της ουσίας. Μετά τον ορισμό της μοριακής μάζας, μπορούμε να αναφέρουμε και μία άλλη μονάδα μέτρησης μάζας, που συχνά θα χρησιμοποιήσουμε στη συνέχεια:

Ένα **γραμμομόριο** (mol) μιας ουσίας είναι ποσότητα μάζας ίσης προς τη μοριακή μάζα της ουσίας εκπεφρασμένη σε γραμμάρια μάζας. Αντίστοιχα δίνεται και ο ορισμός του χιλιογραμμομορίου (kmol), που αποτελεί ποσότητα μάζας της ουσίας ίσης προς τη μοριακή μάζα της ουσίας εκπεφρασμένη σε χιλιόγραμμα μάζας.

Κατά τον **Νόμο του Avogadro** ο αριθμός των μορίων που υπάρχει σε ένα γραμμομόριο ενός τέλειου αερίου είναι σταθερός και ίσος προς $6,023 \times 10^{23}$ μόρια. Αφ' ετέρου ίσοι όγκοι δύο ή περισσότερων τέλειων αερίων που βρίσκονται στις ίδιες συνθήκες θερμοκρασίας και πίεσης έχουν τον ίδιο αριθμό μορίων. Συνεπώς, κάτω από τις ίδιες συνθήκες θερμοκρασίας και πίεσης ένα γραμμομόριο οποιουδήποτε τέλειου αερίου, καταλαμβάνει τον ίδιο όγκο. Ο όγκος αυτός έχει προκύψει από μετρήσεις σε πίεση 1 atm και θερμοκρασία 0°C και είναι ίσος προς 22,416 lt. Αποδεικνύεται ότι το γινόμενο της μοριακής μάζας M ενός αερίου επί την σταθερά του R είναι ένας σταθερός αριθμός R για όλα τα αέρια, και λέγεται **διεθνής σταθερά των αερίων**. Η τιμή αυτού του αριθμού είναι:

$$\bar{R} = MR = 8,3143 \text{ kJ/kmol K} \quad (6.7)$$

όπου: kmol το μοριακό βάρος που εκφράζεται σε χιλιόγραμμα μάζας.

Παρατήρηση

Στον Πίνακα Γ6 του Παραρτήματος Γ δίνεται η μοριακή μάζα και η σταθερά R του αέρα, ο οποίος δεν είναι βέβαια τέλειο αέριο, αλλά όμως αποτελεί μείγμα τέλειων αερίων (N_2 , O_2 κ.λπ.). Όμως, όπως θα αποδείξουμε αργότερα στο κεφάλαιο 13, τα αντίστοιχα μεγέθη μπορούν επίσης να οριστούν και για μείγματα τέλειων αερίων.

Παράδειγμα 1

Μέσα στον κύλινδρο του σχήματος 6.4 υπάρχει αέρας μάζας 2 kg, ο οποίος εκτονώνεται με σταθερή πίεση από θερμοκρασία 4°C και πίεση 20 bar σε θερμοκρασία 200°C.

Ζητείται το έργο που δίνει ο αέρας στο έμβολο.

Λύση

Η εκτόνωση του αερίου μέσα στο κλειστό σύστημα του σχήματος 6.4 είναι μία διεργασία σταθερής πίεσης. Γνωρίζουμε ότι το έργο ενός τέτοιου συστήματος δίνεται από την εξίσωση (3.5):

$$W = \int_1^2 p dV \quad (1)$$

Αφού p = σταθερή, τότε η εξίσωση (1) γίνεται:

$$W = p \int_1^2 dV = p (V_2 - V_1) \quad (2)$$

Στην εξίσωση αυτή γνωρίζουμε μόνο ότι $p = 20 \text{ bar}$ ή $20 \times 10^5 \text{ N/m}^2$. Οι όγκοι V_1 και V_2 μάζ είναι άγνωστοι, αλλά μπορούμε να τους υπολογίσουμε από την εξίσωση (6.5):

$$v_1 = \frac{RT_1}{p_1} \quad \text{ή} \quad V_1 = \frac{mRT_1}{p_1} \quad (3)$$

$$v_2 = \frac{RT_2}{p_2}, \text{ επειδή όμως } p_1 = p_2, \quad V_2 = \frac{mRT_2}{p_1} \quad (4)$$

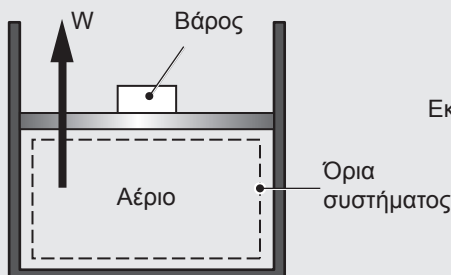
Έχουμε ότι: $m = 2 \text{ kg}$, $R = 0,287 \text{ kJ/kgK}$ από τον Πίνακα Γ6,

$$T_1 = 273 + 4 = 277 \text{ K}, \quad T_2 = 273 + 200 = 473 \text{ K}$$

Αντικαθιστούμε τις τιμές αυτές στις εξισώσεις (3) και (4) και παίρνουμε:

$$V_1 = \frac{2 \times 0,287 \times 10^3 \times 277}{20 \times 10^5} = 7,95 \times 10^{-2} \text{ m}^3$$

$$V_2 = \frac{2 \times 0,287 \times 10^3 \times 473}{20 \times 10^5} = 13,58 \times 10^{-2} \text{ m}^3$$



Σχ. 6.4
Εκτόνωση αερίου

Με τις τιμές του V_1 και V_2 , από την εξίσωση (2) έχουμε το έργο του εμβόλου.

$$W = 20 \times 10^5 \times (13,58 - 7,95) \times 10^{-2} = 112,6 \text{ kJ}$$

Το έργο είναι θετικό, γιατί κατευθύνεται **από** το σύστημα **προς** το περιβάλλον.

Παράδειγμα 2

Ο αέρας θεωρείται τέλειο αέριο που έχει σταθερά $R = 0,287 \text{ kJ/kgK}$. Εάν μέσα στον κύλινδρο του σχήματος 6.5 υπάρχει αέρας με θερμοκρασία 80°C και όγκο 2 m^3 , ζητείται να βρεθεί η πίεση του αέρα, εάν η μάζα του είναι 20 kg .

Λύση

Για να υπολογίσουμε την πίεση του αέρα εφαρμόζουμε την εξίσωση (6.6), προσέχοντας να χρησιμοποιούμε μονάδες του ίδιου συστήματος μονάδων:

$t = 80^\circ\text{C}$, οπότε η απόλυτη θερμοκρασία T είναι:

$$T = 80 + 273 = 353 \text{ K}$$

Αντικαθιστούμε τις τιμές στην εξίσωση (6.5) και παίρνουμε:

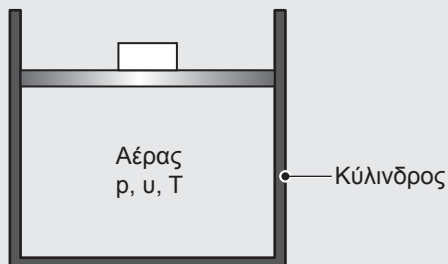
$$p = \frac{2 \times 0,287 \times 353}{2} = 1013 \text{ kN/m}^2 \quad \text{ή} \quad 10,13 \text{ bar}$$

Αν η πίεση του αέρα ήταν 16 bar και η θερμοκρασία άγνωστη, τότε, για να την υπολογίζαμε, θα λύναμε την εξίσωση (6.6) ως προς T και θα είχαμε:

$$T = \frac{pV}{mR} = \frac{16 \times 10^2 \times 2}{20 \times 0,287} = 557,5 \text{ K}$$

οπότε η θερμοκρασία του αέρα σε βαθμούς Κελσίου θα ήταν:

$$t = T - 273 = 557,5 - 273 = 284,5^\circ\text{C}$$



Σχ. 6.5
Διάταξη εμβόλου - κυλίνδρου
(κλειστό σύστημα)

Παρατήρηση

Εδώ σημειώνουμε ότι ο παραπάνω νόμος του τέλειου αερίου δεν εφαρμόζεται όταν έχουμε αέρια με μεγάλη πυκνότητα. Γι' αυτό, ο νόμος αυτός έχει βελτιωθεί ώστε

να καλύψει και αυτές τις περιπτώσεις. Δεν θα επεκταθούμε όμως σ' αυτό το θέμα, γιατί δεν θα ασχοληθούμε με τέτοια αέρια. Άλλωστε τα αέρια που συναντά κανείς στην πράξη υπακούουν με μεγάλη προσέγγιση στον νόμο αυτόν, όπως τον δώσαμε στις εξισώσεις (6.5) και (6.6).

6.5 Ειδική θερμότητα

Ο όρος **ειδική θερμότητα** ή **θερμοχωρητικότητα** μάς είναι γνωστός από τη Φυσική, όπου ορίζεται ότι: «*Η ειδική θερμότητα ενός σώματος είναι το ποσό της θερμότητας που απαιτείται να δοθεί στη μονάδα μάζας του σώματος για να ανέλθει η θερμοκρασία του κατά έναν βαθμό*».

Στα αέρια διακρίνουμε δύο είδη ειδικής θερμότητας, ανάλογα με τη διεργασία κατά την οποία προσδίδεται η θερμότητα στο αέριο: την ειδική θερμότητα με σταθερή πίεση, που τη συμβολίζουμε με τον δείκτη p , c_p , και την ειδική θερμότητα με σταθερό όγκο που τη συμβολίζουμε με τον δείκτη v , c_v . Η διαφορά μεταξύ c_p και c_v οφείλεται στον τρόπο θέρμανσης του αερίου, εάν δηλαδή το αέριο θερμαίνεται με σταθερή πίεση ή σταθερό όγκο αντίστοιχα. Η ειδική θερμότητα των αερίων μεταβάλλεται ανάλογα προς τη θερμοκρασία· όμως για πρακτικά προβλήματα μπορεί να θεωρηθεί σταθερή. Τιμές της ειδικής θερμότητας c_p και c_v για διάφορα αέρια δίνονται στον Πίνακα Γ6 του Παραρτήματος Γ. Στο σύστημα SI η ειδική θερμότητα εκφράζεται σε J/kgK.

Για τα στερεά ή υγρά σώματα που δεν είναι συμπιεστά, υπάρχει μία μόνο ειδική θερμότητα, που τη θεωρούμε κατά προσέγγιση ως σταθερή. Η ειδική θερμότητα του νερού π.χ. είναι ίση με 4,186 kJ/kgK, όπως τη δώσαμε περιγραφικά στο παράδειγμα 3 της παραγράφου 4.5.2.

Ως προς τον ορισμό της ειδικής θερμότητας που δώσαμε προηγουμένως, παρατηρούμε ότι δεν είναι απόλυτα ακριβής. Κι αυτό γιατί η άνοδος της θερμοκρασίας ενός σώματος μπορεί να επιτευχθεί όχι μόνο με τη μεταφορά θερμότητας, αλλά και με την παραγωγή έργου προς το σώμα. Έτσι στη Θερμοδυναμική, τα δύο είδη της ειδικής θερμότητας για τέλεια αέρια τα ορίζουμε ως εξής:

Η ειδική θερμότητα με σταθερή πίεση c_p είναι η μεταβολή της ειδικής ενθαλπίας του αερίου σε συνάρτηση με τη θερμοκρασία, όταν η πίεση παραμένει σταθερή.

Με σύμβολα, αυτό γράφεται ως:

$$c_p = \frac{dh}{dt} \quad \text{ή} \quad c_p = \frac{h_2 - h_1}{t_2 - t_1} \quad (6.8)$$

όπου: h_1 , h_2 , η ειδική ενθαλπία του αερίου στην αρχή και στο τέλος της διεργασίας με σταθερή πίεση σε J/kg και

t_1 , t_2 , η θερμοκρασία του αερίου στην αρχή και το τέλος της διεργασίας σε °C.

Η ειδική θερμότητα με σταθερό όγκο c_v είναι η μεταβολή της ειδικής εσωτερικής ενέργειας του αερίου σε συνάρτηση με τη θερμοκρασία, όταν ο όγκος παραμένει σταθερός.

Με σύμβολα, αυτό γράφεται ως:

$$c_v = \frac{du}{dt} \quad \text{ή} \quad c_v = \frac{u_2 - u_1}{t_2 - t_1} \quad (6.9)$$

όπου: u_1, u_2 η ειδική εσωτερική ενέργεια του αερίου στην αρχή και στο τέλος της διεργασίας με σταθερό όγκο σε J/kg και

t_1, t_2 η θερμοκρασία του αερίου στην αρχή και στο τέλος της διεργασίας σε °C.

Από την εξίσωση (6.8) παρατηρούμε ότι η θερμότητα που δίνεται ή αφαιρείται από το αέριο στη διεργασία με σταθερή πίεση $p = C$, προκαλεί μεταβολή της ενθαλπίας, που σύμφωνα με την εξίσωση (4.14), έχει ως συνέπεια τη μεταβολή και της ειδικής εσωτερικής ενέργειας u και του ειδικού όγκου v .

Επειδή $h = u + pv$ και δεδομένου ότι $p = C$, τότε $dh = du + p dv$

Αντίθετα, στη διεργασία με σταθερό όγκο, εξίσωση (6.9), η θερμότητα που δίνεται ή αφαιρείται από το αέριο έχει ως συνέπεια την αντίστοιχη αύξηση ή μείωση μόνο της εσωτερικής ενέργειας του αερίου.

Η ειδική θερμότητα είναι μία ιδιότητα του εργαζόμενου μέσου, αφού συνδέεται με άλλη ιδιότητα, του h ή του u . Επίσης αφορά καθαρές ουσίες και όχι ουσίες στις οποίες έχουμε πολύ μεγάλες μεταβολές θερμοκρασιών, πιέσεων κ.λπ., όπως π.χ. συμβαίνει στις χημικές αντιδράσεις.

Τελικά από τις εξισώσεις (6.8) και (6.9) βλέπουμε ότι αν γνωρίζουμε την αρχική και τελική θερμοκρασία ενός αερίου, μπορούμε με την ειδική θερμότητα να υπολογίσουμε τη μεταβολή της ενθαλπίας και της εσωτερικής ενέργειας στις διεργασίες με σταθερή πίεση και σταθερό όγκο αντίστοιχα. Με άλλα λόγια για σταθερές c_p και c_v η ενθαλπία και η εσωτερική ενέργεια ενός τέλει αερίου είναι συναρτήσεις της θερμοκρασίας του. Επαναλαμβάνουμε ότι οι δύο αυτές εξισώσεις ισχύουν **μόνο** για τέλεια αέρια.

Μεταξύ της ειδικής θερμότητας c_p και c_v υπάρχει η σχέση:

$$c_p - c_v = R \quad (6.10)$$

δηλαδή η διαφορά μεταξύ c_p και c_v είναι πάντα σταθερή και ίση με τη σταθερά του αερίου R .

Επίσης πολλές φορές δίνεται ο λόγος του c_p και c_v , που ορίζεται ως:

$$k = \frac{c_p}{c_v} \quad (6.11)$$

Τιμές του k δίνονται επίσης και στον Πίνακα Γ6.

Παράδειγμα

Για ένα αέριο η σταθερά R είναι 0,4615 kJ/kgK και ο συντελεστής k είναι 1,329. Ζητείται να υπολογιστεί το c_p και c_v του αερίου.

Λύση

Από τις εξισώσεις (6.10) και (6.11) έχουμε ότι:

$$c_p - c_v = R = 0,4615$$

$$\frac{c_p}{c_v} = k = 1,329$$

Έχουμε ένα σύστημα δύο εξισώσεων με δύο αγνώστους, c_p και c_v . Από τη λύση του προκύπτει ότι:

$$c_p = 1,8642 \text{ kJ/kgK και } c_v = 1,4027 \text{ kJ/kgK}$$

6.6 Διεργασίες αερίων

Σε προηγούμενο κεφάλαιο αναφέραμε ότι η διεργασία είναι μία αλλαγή της κατάστασης του εργαζόμενου μέσου, στην προκειμένη περίπτωση του αερίου, και ότι ο κύκλος λειτουργίας είναι ένα σύνολο από δύο ή περισσότερες διεργασίες που επαναλαμβάνονται διαδοχικά και όπου η αρχική και η τελική κατάσταση του μέσου είναι οι ίδιες. Κάθε μηχανή, όπως ο ατμοστρόβιλος, η μηχανή Diesel κ.λπ. έχει τον δικό της κύκλο λειτουργίας, που αποτελείται από συγκεκριμένες διεργασίες. Για να μπορέσουμε λοιπόν να μελετήσουμε αυτούς τους κύκλους λειτουργίας των μηχανών, θα πρέπει να γνωρίζουμε τις σχέσεις οι οποίες συνδέουν τα χαρακτηριστικά μεγέθη, έργο, θερμότητα, ενθαλπία κ.λπ., σε κάθε μία διεργασία του κύκλου λειτουργίας.

Αμέσως πιο κάτω δίνουμε χωρίς απόδειξη τις σχέσεις αυτές για κάθε μία από τις διεργασίες των κύκλων λειτουργίας, για κλειστά και ανοικτά συστήματα, με βάση τους νόμους που αναφέραμε προηγουμένως.

6.6.1 Κλειστά συστήματα

Ο Πρώτος Θερμοδυναμικός Νόμος για το κλειστό σύστημα μάς δίνει, εξίσωση (4.10):

$$Q = (U_f - U_i) + W \quad (6.12)$$

Διεργασία με σταθερή πίεση

Στο σχήμα 6.6(α) φαίνεται ένας κύλινδρος με ένα έμβολο, ο οποίος περιέχει αέριο. Καθώς του προσδίνουμε θερμότητα Q_{12} , το αέριο εκτονώνεται και το έμβολο μετακινείται από το σημείο 1 (αρχική κατάσταση αερίου) στο σημείο 2 (τελική κατάσταση αερίου). Στη διάρκεια της εκτόνωσης η πίεση p παραμένει σταθερή και το έμβολο, στη μετακίνησή του από το σημείο 1 στο σημείο 2, παράγει έργο W_{12} . Η διεργασία την οποία αναφέραμε ήδη στην παράγρ. 6.3, φαίνεται επίσης στο διάγραμμα $p - V$ [σχ. 6.6(β)].

Η μεταβολή της ενθαλπίας του αερίου οφείλεται στη θερμότητα που δώσαμε στο σύστημα και είναι ίση με:

$$H_2 - H_1 = Q_{12} \quad (6.13)$$

Για τέλεια αέρια η θερμότητα αυτή προσδιορίζεται από την εξίσωση (6.8):

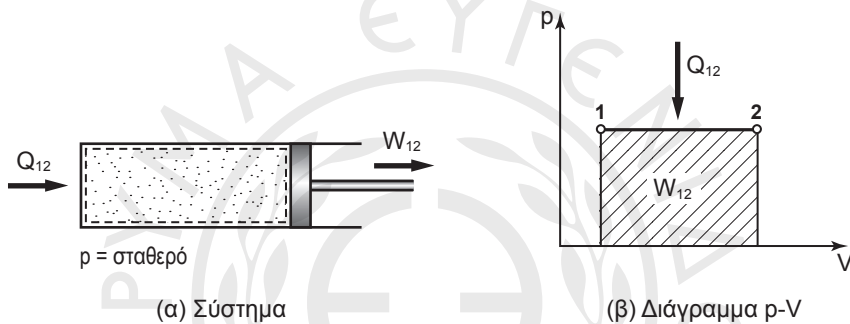
$$Q_{12} = H_2 - H_1 = mc_p (T_2 - T_1) \quad (6.13\alpha)$$

Επίσης, το έργο W_{12} που παράγεται, ισούται με:

$$W_{12} = p(V_2 - V_1) \quad (6.14)$$

και στο διάγραμμα $p - V$ παριστάνεται από την επιφάνεια κάτω από τη γραμμή 1-2 [σχ. 6.6(β)]. Με βάση τη χαρακτηριστική εξίσωση του τέλειου αερίου, εξίσωση (6.6), η πιο πάνω σχέση γράφεται επίσης ως:

$$W_{12} = mR (T_2 - T_1) \quad (6.14\alpha)$$



Σχ. 6.6
Διεργασία με σταθερή πίεση

Παράδειγμα 1

Σε ένα σύστημα κυλίνδρου - εμβόλου έχουμε 1 kg αέρα, τον οποίο θερμαίνουμε με σταθερή πίεση 350 kPa. Η εσωτερική ενέργεια και η θερμοκρασία αυξάνονται κατά 200 kJ και 70 K αντίστοιχα. Εάν το έργο που παράγεται είναι 100 kJ, να προσδιορισθεί: α) Η μεταβολή του όγκου και β) το c_p .

Λύση

α) Για το κλειστό αυτό σύστημα ο Πρώτος Θερμοδυναμικός Νόμος είναι:

$$Q_{12} = \Delta U + W_{12} \quad (1)$$

Από την εξίσωση (6.14) έχουμε ότι η μεταβολή του όγκου ΔV που ζητάμε είναι:

$$\Delta V = \frac{W}{p} = \frac{100}{350} = 0,286 \text{ m}^3$$

β) Από την εξίσωση (1) έχουμε ότι:

$$Q_{12} = 200 + 100 = 300 \text{ kJ}$$

Επίσης από την εξίσωση (6.13α)

$$Q_{12} = mc_p (T_2 - T_1) \quad \text{ή} \quad c_p = \frac{Q_{12}}{m (T_2 - T_1)}$$

οπότε

$$c_p = \frac{300}{1 \times 70} = 4,286 \text{ kJ/kgK}$$

Παράδειγμα 2

Σε έναν κύλινδρο με έμβολο υπάρχουν 0,5 kg αέρα, ο οποίος, καθώς θερμαίνεται, εκτονώνεται με σταθερή πίεση 2,5 bar από αρχική θερμοκρασία 10°C σε τελική θερμοκρασία 300°C. Ζητείται να βρεθεί: α) Το ποσό της θερμότητας που δόθηκε στη διάρκεια της θέρμανσης του αερίου, β) το έργο που έδωσε το έμβολο και γ) η αλλαγή της ενθαλπίας και της εσωτερικής ενέργειας.

Λύση

Από την εξίσωση (6.13α):

$$Q_{12} = H_2 - H_1 = mc_p (T_2 - T_1) = 0,5 \times 1,0047 \times (573 - 283) = 145,68 \text{ kJ}$$

Από την εξίσωση (6.14):

$$W_{12} = mR (T_2 - T_1) = 0,5 \times 0,287 \times (573 - 283) = 41,62 \text{ kJ}$$

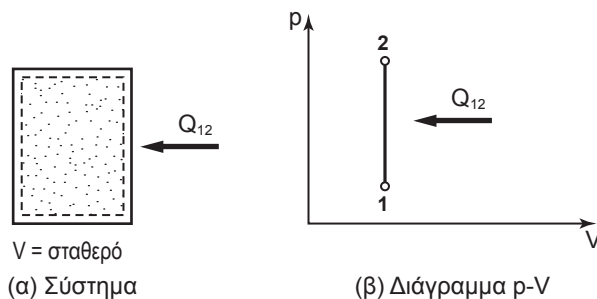
Από την εξίσωση (6.12):

$$U_2 - U_1 = Q_{12} - W_{12} = 145,68 - 41,62 = 104,06 \text{ kJ}$$

Από το πρόσημο της θερμότητας Q και του έργου W βλέπουμε ότι στο σύστημα δώσαμε θερμότητα και από αυτό πήραμε μηχανικό έργο.

– Διεργασία με σταθερό όγκο

Η διεργασία με σταθερό όγκο φαίνεται στο σχήμα 6.7. Εδώ δεν έχουμε μεταβολή του όγκου, οπότε το έργο $W = 0$ [σχ. 6.7(β)], αφού η επιφάνεια κάτω από τη γραμμή



Σχ. 6.7

Διεργασία με σταθερό όγκο

1-2 είναι σημείο, δηλαδή μηδέν. Έτσι ο πρώτος νόμος, εξίσωση (6.12), για το σύστημα αυτό γίνεται:

$$Q_{12} = \Delta U \quad (6.15)$$

και για τέλειο αέριο:

$$Q_{12} = m c_v (T_2 - T_1)$$

Παράδειγμα 3

Ένα κλειστό δοχείο έχει όγκο 1 m^3 και περιέχει αέρα υπό πίεση 345 kN/m^2 και θερμοκρασία 0°C . Δίνεται θερμότητα στον αέρα μέχρι να φτάσει η θερμοκρασία στους 327°C . Ζητείται να βρεθεί το ποσό της θερμότητας που δόθηκε στον αέρα σε kJ.

Λύση

Το σύστημα είναι κλειστό και ο πρώτος νόμος, εξίσωση (6.15), μας λέει ότι:

$$Q_{12} - \Delta U = m c_v (T_2 - T_1) \quad (1)$$

Από τη χαρακτηριστική εξίσωση των τέλειων αερίων για $t_1 = 0^\circ\text{C}$ ή $T_1 = 273 \text{ K}$:

$$m = \frac{p_1 V_1}{R T_1} = \frac{345 \times 1}{0,287 \times 273} = 4,40 \text{ kg}$$

Από τον Πίνακα Γ6 $c_v = 0,7176 \text{ kJ/kgK}$. $T_2 = 327 + 273 = 600 \text{ K}$. Οπότε, από την εξίσωση (1) το ποσό της θερμότητας Q_{12} που δόθηκε στον αέρα είναι:

$$Q_{12} = 4,40 \times 0,7176 \times (600 - 273) = 1032,5 \text{ kJ}$$

– Διεργασία με σταθερή θερμοκρασία

Η διεργασία με σταθερή θερμοκρασία φαίνεται στο σχήμα 6.8 για το ίδιο σύστημα κυλίνδρου-εμβόλου. Τη διεργασία αυτή είναι δύσκολο να την επιτύχουμε στην πράξη, γιατί, για να έχουμε σταθερή θερμοκρασία, θα πρέπει η εκτόνωση ή συμπίεση του αερίου να γίνεται πάρα πολύ αργά, πράγμα που στην πράξη έχει σοβαρές επιπτώσεις στην απόδοση μιας μηχανής, στο μέγεθός της κ.λπ. Για το θέμα αυτό όμως θα μιλήσουμε εκτενέστερα σε άλλο κεφάλαιο.

Στην ιδανική αυτή διεργασία δίνουμε θερμότητα Q_{12} και το έμβολο μετακινείται από το σημείο 1 στο σημείο 2, δίνοντας έργο W_{12} .

Δεδομένου ότι $T_1 = T_2$, τότε από την εξίσωση (6.9) έχουμε ότι:

$$\Delta U = U_2 - U_1 = 0$$

οπότε ο πρώτος νόμος, εξίσωση (6.12), μας δίνει ότι:

$$Q_{12} = W_{12} \quad (6.16)$$

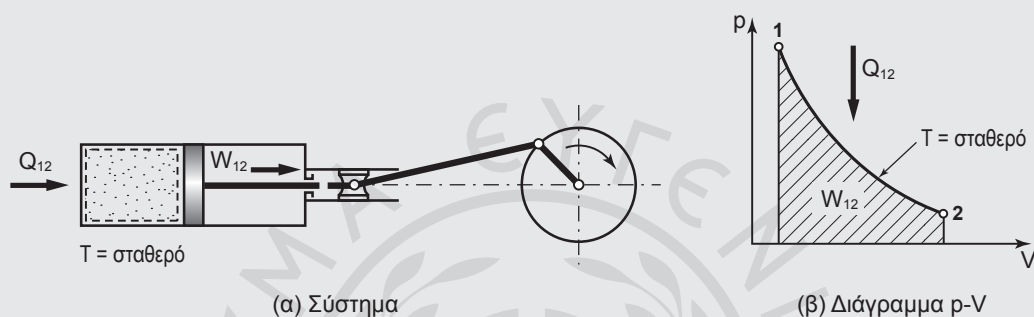
όπου αποδεικνύεται ότι:

$$W_{12} = p_1 V_1 / n \frac{V_2}{V_1} = p_1 V_1 / n \frac{p_1}{p_2} \quad (6.17)$$

Σ' αυτή λοιπόν τη διεργασία, όλο το ποσό της θερμότητας Q_{12} μετατρέπεται σε έργο W_{12} .

Παράδειγμα 4

Ο κύλινδρος του σχήματος 6.8 λαμβάνει θερμότητα με σταθερή θερμοκρασία 500 Κ και αρχική πίεση 200 kPa. Ο αρχικός όγκος είναι 0,01 m³ και ο τελικός 0,07 m³. Να βρεθεί η θερμοκρασία που δόθηκε στον κύλινδρο και το έργο που έδωσε.



Σχ. 6.8

Διεργασία με σταθερή θερμοκρασία

Λύση

Από την εξίσωση (6.16) έχουμε ότι:

$$Q_{12} = W_{12}$$

Από την εξίσωση (6.17) έχουμε ότι:

$$W_{12} = p_1 V_1 / n \frac{V_2}{V_1}$$

Αντικαθιστούμε τις τιμές και έχουμε ότι:

$$W_{12} = 200 \times 0,01 \times \ln \frac{0,07}{0,01} = 3,892 \text{ kJ}$$

και

$$Q_{12} = W_{12} = 3,892 \text{ kJ}$$

– Αδιαβατική διεργασία

Στην αδιαβατική διεργασία, όπως είπαμε και σε προηγούμενο κεφάλαιο (κεφάλαιο 3 παράγρ. 3.3.2), η μεταφορά θερμότητας είναι αμελητέα και πρακτικά θεωρούμε ότι $Q = 0$.

Η διεργασία αυτή αποτελεί ένα από τα πιο βασικά μέρη του κύκλου λειτουργίας πολλών μηχανών όπως θα δούμε πιο κάτω. Για παράδειγμα αναφέρουμε την εκτόνωση του ατμού μέσα σ' έναν στρόβιλο, διεργασία που θεωρείται αδιαβατική, αφού

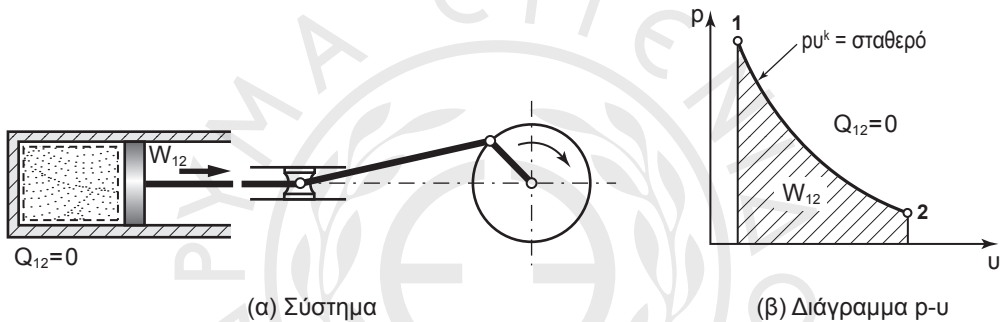
παραδεχόμαστε ότι δεν έχουμε θερμικές απώλειες από το κέλυφος του στροβίλου αλλά ούτε και μεταφορά θερμότητας στον ατμό.

Μαθηματικά η αδιαβατική διεργασία χαρακτηρίζεται από τη σχέση:

$$p u^k = C = \text{σταθ.} \quad (6.18)$$

η οποία παριστάνεται από την καμπύλη 1 - 2 του σχήματος 6.9(β). Ο εκθέτης k είναι μία ιδιότητα του εργαζόμενου μέσου και δίνεται από την εξίσωση (6.11) ή τον Πίνακα Γ6 του Παραρτήματος Γ.

Παραθέτουμε χωρίς απόδειξη* ορισμένες βασικές σχέσεις που συνδέουν τις ιδιότητες ενός τέλει αερίου (πίεση, θερμοκρασία κ.λπ.) με τη θερμότητα Q_{12} και το έργο W_{12} στη διάρκεια μιας αδιαβατικής διεργασίας μεταξύ δύο καταστάσεων που σημειώνουμε με τα σημεία 1 και 2.



Σχ. 6.9
Αδιαβατική διεργασία

Γενικά για μία αδιαβατική διεργασία έχουμε ότι:

$$p_1 u_1^k = p_2 u_2^k \quad (6.19)$$

όπου:

$$k = \frac{c_p}{c_u}$$

$$\frac{u_2}{u_1} = \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^{1/(k-1)} \quad (6.20)$$

$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^{k/(k-1)} \quad (6.21)$$

$$\frac{R}{c_p} = \frac{k-1}{k} \quad (6.22)$$

* Η απόδειξη των σχέσεων αυτών δίνεται στο Παράρτημα Α.

Θεωρώντας ότι η κινητική και δυναμική ενέργεια είναι αμελητέες και επειδή $Q_{12} = 0$, το έργο μιας αδιαβατικής διεργασίας, που φαίνεται στο σχήμα 6.9(β), είναι:

$$W_{12} = m \frac{p_2 u_2 - p_1 u_1}{l - k} \quad (6.23)$$

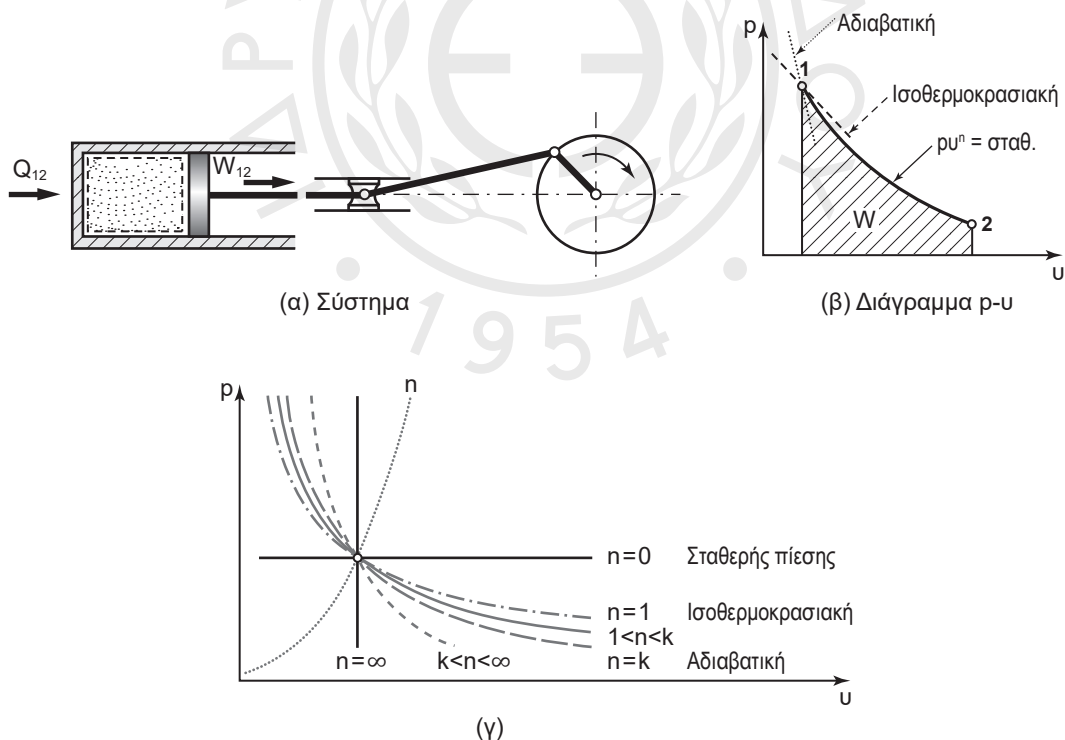
$$\text{ή} \quad W_{12} = mR \frac{T_2 - T_1}{l - k} \quad (6.23\alpha)$$

– Πολυτροπική διεργασία

Η πολυτροπική διεργασία είναι μία γενική διεργασία που καλύπτει όλες τις προηγούμενες. Η μαθηματική έκφραση της διεργασίας αυτής είναι:

$$p u^n = C = \text{σταθ.} \quad (6.24)$$

Πραγματικά, από την εξίσωση αυτή βλέπουμε ότι για $n = 1$ έχουμε τη χαρακτηριστική εξίσωση της διεργασίας με σταθερή θερμοκρασία, εξίσωση (6.1). Επίσης για $n = 0$ έχουμε την εξίσωση της διεργασίας με σταθερή πίεση. Φυσικά για $n = k$ έχουμε την εξίσωση της αδιαβατικής διεργασίας (6.18). Στο σχήμα 6.10 φαίνονται παραστατικά οι παραπάνω διεργασίες.



Η σπουδαιότητα της διεργασίας αυτής στηρίζεται στο ότι πολλές σοβαρές τεχνικές διεργασίες μπορούν να παρασταθούν προσεγγιστικά από την εξίσωση (6.24). Η συμπίεση του αέρα μέσα σε έναν αεροσυμπιεστή π.χ. είναι μία πολυτροπική διεργασία.

Η τιμή του n δεν είναι ιδιότητα του αερίου, όπως είναι το k για την αδιαβατική διεργασία· εξαρτάται αποκλειστικά και μόνο από τη διεργασία που ακολουθεί το εργαζόμενο μέσο, γι' αυτό και προσδιορίζεται μόνο πειραματικά.

Οι εξισώσεις για τη διεργασία αυτή διαφέρουν από τις αντίστοιχες της αδιαβατικής μόνο ως προς τον εκθέτη, δηλαδή, αντί για k έχουμε n . Έτσι μεταξύ των δύο σημείων 1 και 2 έχουμε ότι:

$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{u_2}{u_1} \right)^n \quad (6.25)$$

$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{T_1}{T_2} \right) \left(\frac{u_2}{u_1} \right) \quad (6.26)$$

$$\frac{u_2}{u_1} = \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^{1/(n-1)} \quad (6.27)$$

$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^{n/(n-1)} \quad (6.28)$$

$$W_{12} = m \frac{p_2 u_2 - p_1 u_1}{1 - k} \quad (6.29)$$

(δυναμική και κινητική ενέργεια αμελητέες)

$$Q = mc_n(T_2 - T_1) \quad (6.30)$$

όπου

$$c_n = \frac{c_p - nc_u}{1 - n} \quad (6.30\alpha)$$

Από την εξίσωση (6.30α) βλέπουμε ότι, για να βρούμε την ειδική θερμότητα για μία πολυτροπική διεργασία c_n , αρκεί να γνωρίζουμε την τιμή του n του αερίου, δεδομένου ότι τα c_p και c_u δίνονται από τον Πίνακα Γ6 του Παραρτήματος Γ.

Παράδειγμα 5

Σε μία εμβολοφόρο μηχανή (π.χ. σε μία βενζινομηχανή), το εργαζόμενο μέσο είναι 0,5 kg αέρα που εκτονώνεται με πολυτροπική διεργασία, $n = 1,8$, από αρχική πίεση 5.000 kPa και αρχικό όγκο 0,07 m³ σε τελική πίεση 500 kPa. Να υπολογιστεί το έργο και η θερμότητα του συστήματος.

Λύση

Το σύστημα είναι κλειστό και ο πρώτος νόμος δίνει ότι:

$$Q_{12} = \Delta U + W_{12} \quad (1)$$

Απο την εξίσωση (6.29) έχουμε το έργο W_{12} :

$$W_{12} = m \frac{p_2 u_2 - p_1 u_1}{1 - n} = \frac{p_2 V_2 - p_1 V_1}{1 - n} \quad (2)$$

Στην εξίσωση (2) δεν γνωρίζουμε τον τελικό όγκο V_2 . Από την εξίσωση (6.25) όμως έχουμε ότι:

$$V_2 = V_1 \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{1/n} = 0,07 \times \left(\frac{5000}{500} \right)^{1/1,8} = 0,252 \text{ m}^3$$

Αντικαθιστούμε στην εξίσωση (2) και παίρνουμε:

$$W_{12} = \frac{(500 \times 0,252) - (5000 \times 0,07)}{1 - 1,8} = 280 \text{ kJ}$$

Η θερμότητα δίνεται από την εξίσωση (6.30):

$$Q_{12} = mc_n (T_2 - T_1) \quad (3)$$

όπου δεν γνωρίζουμε τα c_n , T_1 και T_2 . Αλλά από την εξίσωση (6.30α) βρίσκουμε ότι:

$$c_n = \frac{1,0047 - (1,8 \times 0,7176)}{1 - 1,8} = 0,359 \text{ kJ/kg/K}$$

Επίσης από την εξίσωση (6.6):

$$T_1 = \frac{p_1 V_1}{mR} = \frac{5000 \times 0,07}{0,5 \times 0,287} = 2439 \text{ K} \quad \text{ή} \quad t_1 = 2166^\circ\text{C}$$

$$T_2 = \frac{p_2 V_2}{mR} = \frac{500 \times 0,252}{0,5 \times 0,287} = 878 \text{ K} \quad \text{ή} \quad t_2 = 605^\circ\text{C}$$

Αντικαθιστούμε στην εξίσωση (3) και έχουμε:

$$Q_{12} = 0,5 \times 0,359 \times (878 - 2439) = -280 \text{ kJ}$$

Δηλαδή το σύστημα στην εκτόνωσή του απέβαλε 280 kJ.

Στο ίδιο αποτέλεσμα για τη θερμότητα Q καταλήγουμε και με διαφορετικό τρόπο, που αφήνεται να τον προσδιορίσει ο σπουδαστής.

Παράδειγμα 6

Ένα χιλιόγραμμα αέρα εκτονώνεται αδιαβατικά από πίεση 10 bar και θερμοκρα-

σία 200°C μέχρι πίεση 2 bar. Να βρεθεί: α) Ο ειδικός όγκος και η θερμοκρασία στο τέλος της εκτόνωσης και β) το έργο που έδωσε ο αέρας.

Λύση

α) Εφόσον έχουμε αδιαβατική εκτόνωση, από την εξίσωση (6.19) έχουμε:

$$p_1 u_1^k = p_2 u_2^k \quad (1)$$

όπου $k = 1,4$ για τον αέρα από τον Πίνακα Γ6.

$$\text{αλλά } p_1 u_1 = RT_1 \quad \text{και} \quad u_1 = \frac{RT_1}{p_1} = \frac{287 \times (273 + 200)}{10 \times 10^5} = 0,136 \text{ m}^3/\text{kg}$$

οπότε, από την εξίσωση (1), λύνοντας ως προς u_2 , έχουμε:

$$u_2 = u_1 \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{1/k} = 0,136 \left(\frac{10}{2} \right)^{1/1,4} = 0,429 \text{ m}^3/\text{kg}$$

Από την εξίσωση (6.21) η τελική θερμοκρασία T_2 είναι:

$$T_2 = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{(k-1)/k} = 473 \times \left(\frac{2}{10} \right)^{0,4/1,4} = 299 \text{ K}$$

και

$$t_2 = 299 - 273 = 26^\circ\text{C}$$

β) Το έργο δίνεται από την εξίσωση (6.23)

$$W_{12} = m \frac{p_2 u_2 - p_1 u_1}{1 - k} = 1 \times \frac{(2 \times 10^5 \times 0,429) - (10 \times 10^5 \times 0,136)}{1 - 1,4} = 125,5 \text{ kJ}$$

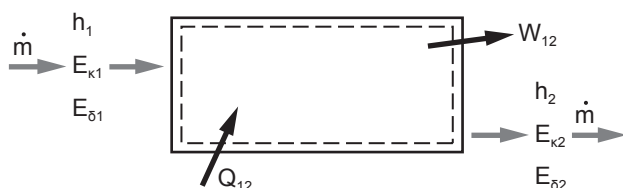
Έχουμε λοιπόν ότι για 1 kg αέρα ο στρόβιλος μάς δίνει 125,5 kJ. Φυσικά αφού έχουμε αδιαβατική εκτόνωση, η μεταφορά της θερμότητας είναι μηδέν.

6.6.2 Ανοικτά συστήματα

Ο Πρώτος Θερμοδυναμικός Νόμος για ένα ανοικτό σύστημα δίνεται από την εξίσωση (4.15):

$$\dot{m} \left(h_1 + \frac{V_1^2}{2} + g z_1 \right) + \dot{Q}_{12} = \dot{m} \left(h_2 + \frac{V_2^2}{2} + g z_2 \right) + \dot{W}_{12} \quad (6.31)$$

Στο σχήμα 6.11 περιγράφεται ένα ανοικτό σύστημα, όπου φαίνονται όλες οι μορ-



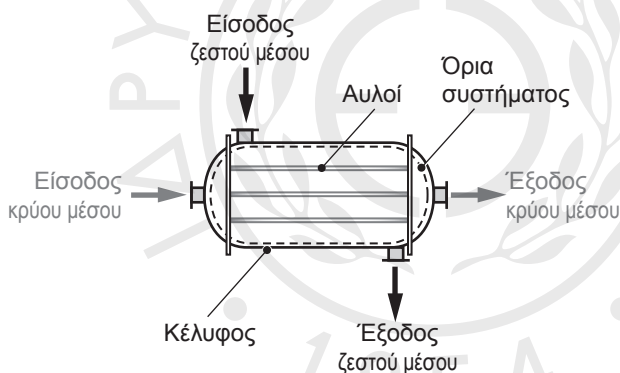
Σχ. 6.11
Ένα ανοικτό σύστημα με διάφορες μορφές ενέργειες

φές ενέργειας που εισέρχονται και εξέρχονται από αυτό. Αν εξισώσουμε τις ενέργειες **προς** και τις ενέργειες **από** το σύστημα, σχηματίζουμε την εξίσωση (6.31).

– Διεργασία με σταθερή πίεση

Κατά τη διεργασία αυτή συνήθως δεν έχουμε παραγωγή έργου. Το πιο γνωστό ανοικτό σύστημα όπου συναντούμε διεργασία με σταθερή πίεση είναι ο εναλλάκτης θερμότητας (ψυγεία, προθερμαντήρες κ.λπ.), που θα γνωρίσουμε σε ιδιαίτερο κεφάλαιο. Για να καταλάβει κανείς τι είναι ο εναλλάκτης, λέμε ότι τις περισσότερες φορές αποτελείται από πολλές σειρές αυλών, που στηρίζονται σε δύο πλάκες και καλύπτονται από ένα κέλυφος. Μέσα και έξω από τους αυλούς κυκλοφορούν δύο αέρια ή υγρά διαφορετικών θερμοκρασιών, που το ένα ψύχει ή θερμαίνει το άλλο, όπως φαίνεται στο σχήμα 6.12. Οι πιέσεις τους θεωρούνται πρακτικά σταθερές μεταξύ εισόδου και εξόδου. Φυσικά στον εναλλάκτη θερμότητας το έργο είναι μηδέν· το μόνο που μας ενδιαφέρει είναι η θερμότητα που μεταφέρεται από το ένα αέριο στο άλλο.

Στους εναλλάκτες θερμότητας το $\dot{Q}$ έχει αρνητικό σημείο, γιατί έχουμε απώλεια θερμότητας από το κέλυφος προς το περιβάλλον. Ας δούμε όμως ένα παράδειγμα διεργασίας με σταθερή πίεση σε έναν εναλλάκτη θερμότητας.



Σχ. 6.12
Εναλλάκτης
θερμότητας

Παράδειγμα 1

Σε έναν προθερμαντήρα αέρα εισέρχεται αέρας 5°C με παροχή 100 kg/min και εξέρχεται με θερμοκρασία 90°C . Στον προθερμαντήρα εισέρχεται επίσης χωρίς να αναμιχθεί με τον αέρα, ζεστό καυσαέριο θερμοκρασίας 70°C με παροχή 450 kg/min και εξέρχεται με θερμοκρασία 50°C . Εάν θεωρήσουμε το καυσαέριο ως τέλειο αέριο με $c_p = 1,05\text{ kJ/kgK}$, ζητείται να βρεθεί η απώλεια της θερμότητας από το κέλυφος του προθερμαντήρα.

Λύση

Ο προθερμαντήρας αέρα είναι ένας εναλλάκτης θερμότητας, όπου το καυσαέριο, το ζεστό δηλαδή μέσο, θερμαίνει τον αέρα, που είναι το κρύο μέσο. Ανεξάρτητα από

την κατασκευή - διαμόρφωση του προθερμαντήρα, μπορούμε να τον παραστήσουμε σαν ένα κλειστό κουτί όπου μπαίνουν, χωρίς να αναμειγνύονται, το καυσαέριο και ο αέρας (σχ. 6.13). Στο σχήμα αυτό σημειώνουμε τα χαρακτηριστικά μεγέθη, μάζα και ενθαλπία, του αέρα και του καυσαερίου στην είσοδο και την έξοδο του προθερμαντήρα, θεωρώντας ότι η δυναμική και κινητική ενέργεια είναι ποσότητες αμελητέες. Οι δείκτες α και κ αναφέρονται στον αέρα και στα καυσαέρια αντίστοιχα. Επίσης με $\dot{Q}_{12}$ σημειώνουμε την απώλεια της θερμότητας από το κέλυφος του προθερμαντήρα. Μπορούμε τώρα να εξισώσουμε τις ενέργειες που εισέρχονται με τις ενέργειες που εξέρχονται από τον προθερμαντήρα και να σχηματίσουμε μία εξίσωση ανάλογη με την (6.31). Έτσι έχουμε:

$$\dot{m}_a h_{1a} + \dot{m}_k h_{1k} + \dot{Q}_{12} = \dot{m}_a h_{2a} + \dot{m}_k h_{2k} \quad (1)$$

Λύνουμε ως προς $\dot{Q}_{12}$ και έχουμε:

$$\dot{Q}_{12} = \dot{m}_a (h_{2a} - h_{1a}) + \dot{m}_k (h_{2k} - h_{1k}) \quad (1a)$$

αλλά

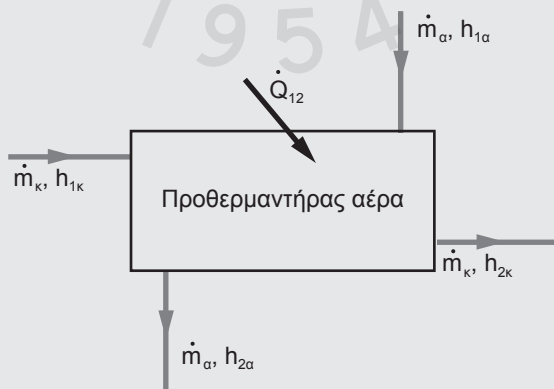
$$\begin{aligned} \dot{m}_a (h_{2a} - h_{1a}) &= \dot{m}_a c_{pa} (T_{2a} - T_{1a}) = \\ &= \frac{100}{60} \times 1,0047 \times (363 - 278) = 142,3 \text{ kJ/s} \end{aligned}$$

και
$$\dot{m}_k (h_{2k} - h_{1k}) = \frac{100}{60} \times 1,05 \times (323 - 343) = -157,5 \text{ kJ/s}$$

Αντικαθιστούμε στην εξίσωση (1a):

$$\dot{Q}_{12} = 142,3 - 157,5 = -15,2 \text{ kJ/s}$$

Άρα η απώλεια της θερμότητας από το κέλυφος του ψυγείου είναι 15,2 kJ/s ή 15,2 kW.



Σχ. 6.13

Σχηματική παράσταση προθερμαντήρα αέρα με τα χαρακτηριστικά μεγέθη του αέρα (m_a , h_a) και του καυσαερίου (m_k , h_k)

Παρατήρηση

Το αρνητικό σημείο της $\dot{Q}_{12}$ σημαίνει ότι η διεύθυνσή της είναι αντίθετη από αυτή που θεωρήσαμε στο σχήμα 6.13.

– Διεργασία με σταθερή θερμοκρασία

Η διεργασία με σταθερή θερμοκρασία ή ισοθερμοκρασιακή στην πράξη θεωρείται ως μία πολύ προσεγγιστική διεργασία. Γι' αυτήν ισχύει η εξίσωση (6.5), δηλαδή:

$$pυ = RT = \text{σταθ.}$$

Αν θεωρήσουμε ότι η κινητική και δυναμική ενέργεια είναι αμελητέες ποσότητες, τότε το έργο του συστήματος μεταξύ της κατάστασης 1 και της κατάστασης 2 ισούται με:

$$\dot{W}_{12} = \dot{m}p_1u_1 \ln \left(\frac{p_1}{p_2} \right) \quad (6.32)$$

Παράδειγμα 2

Σε μία μηχανή έχουμε ροή αέρα με σταθερή θερμοκρασία 400 K. Να βρεθεί το έργο ανά μονάδα μάζας, εάν η πίεση στην έξοδο είναι το ένα τρίτο της πίεσης στην είσοδο και η πίεση εισόδου είναι 207 kPa.

Λύση

Για το έργο ανά μονάδα μάζας η εξίσωση (6.32) γίνεται:

$$W_{12} = p_1u_1 \ln \left(\frac{p_1}{p_2} \right)$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{1}{3} \quad \text{και} \quad p_1 = 207 \text{ kPa}$$

Από τη χαρακτηριστική εξίσωση του τέλει αερίου:

$$u_1 = \frac{RT_1}{p_1} = \frac{0,287 \times 400}{207} = 0,5546 \text{ m}^3/\text{kg}$$

οπότε

$$W_{12} = 207 \times 0,5546 \times \ln 3 = 126,1 \text{ kJ}$$

– Πολυτροπική και αδιαβατική διεργασία.

Η πολυτροπική διεργασία σε ένα ανοικτό σύστημα έχει τις ίδιες σχέσεις με τις προηγούμενες διεργασίες των ανοικτών συστημάτων. Η μόνη νέα σχέση είναι ότι:

$$\dot{Q}_1 = \dot{m}c_n(T_2 - T_1) \quad (6.33)$$

όπου το c_n δίνεται από την εξίσωση (6.30α).

Για την αδιαβατική διεργασία ισχύουν επίσης οι ίδιες σχέσεις, με μόνη διαφορά ότι ο εκθέτης k είναι καθορισμένος.

Παρατήρηση

Στις πιο πάνω σχέσεις, για τον υπολογισμό του έργου $\dot{W}$ θεωρήσαμε ότι η κινητική και δυναμική ενέργεια είναι αμελητέες ποσότητες. Διαφορετικά, θα πρέπει να εφαρμόσουμε την εξίσωση (6.31).

Παράδειγμα 3

Σε έναν αεριοστρόβιλο (σχ. 6.14) 4545 kg/min αέρα εκτονώνονται πολυτροπικά από πίεση 5 bar και θερμοκρασία 840°C σε πίεση 2 bar. Ο εκθετής n είναι ίσος με 1,75. Να υπολογιστεί: α) Η ισχύς του αεριοστρόβιλου και β) η θερμότητα. Οι άλλες ενέργειες είναι αμελητέες.

Λύση

Εξισώνουμε τις ενέργειες που εισέρχονται με τις ενέργειες που εξέρχονται από το σύστημα, κατά τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο:

$$\dot{Q}_{12} + \dot{m} h_1 = \dot{m} h_2 + \dot{W}_{12} \quad (1)$$

Επίσης έχουμε ότι:

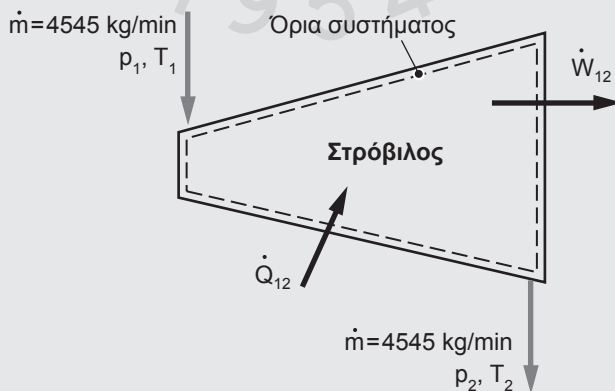
$$h_1 - h_2 = c_p (T_1 - T_2) \text{ από την εξίσωση (6.8)} \quad (2)$$

$$\text{και} \quad \dot{Q}_{12} = \dot{m} c_n (T_2 - T_1) \text{ από την εξίσωση (6.33)} \quad (3)$$

Πρέπει λοιπόν πρώτα να υπολογίσουμε τη θερμοκρασία εξόδου του αέρα T_2 και την ειδική θερμότητα c_n .

Από την εξίσωση (6.28):

$$T_2 = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{(n-1)/n} = 1113 \times \left(\frac{2}{5} \right)^{0,75/1,75} = 751,5 \text{ K}$$



Σχ. 6.14

Αεριοστρόβιλος όπου ο αέρας εκτονώνεται πολυτροπικά

Από την εξίσωση (6.30α):

$$c_n = \frac{1,0047 - (1,75 \times 0,7176)}{1 - 1,75} = 0,335 \text{ kJ/kg K}$$

Άρα από τις εξισώσεις (3) και (2) έχουμε:

$$\dot{Q}_{12} = \frac{4545}{60} \times 0,335 \times (751,5 - 1113) = -9173 \text{ kW}$$

που σημαίνει ότι έχουμε απώλεια θερμότητας από τον αεριοστρόβιλο. Επίσης έχουμε ότι:

$$h_1 - h_2 = 1,0047 \times (1113 - 751,5) = 363,2 \text{ kJ/kg,}$$

οπότε από την εξίσωση (1) η ισχύς του στρόβιλου είναι:

$$\dot{W}_{12} = \dot{m}(h_1 - h_2) + \dot{Q}_{12} = \frac{4545}{60} \times 363,2 - 9173 = 18.339 \text{ kW}$$

Παράδειγμα 4

Αέρας παροχής μάζας 10 kg/s, πίεσης 150 bar και θερμοκρασίας 538°C εκτονώνεται με πολυτροπική διεργασία ($n = 1,8$) μέσα σ' έναν στρόβιλο. Η θερμοκρασία του αέρα στην έξοδο του στρόβιλου είναι 40°C. Ζητείται: α) Το έργο $\dot{W}_{12}$ και β) η πίεση και ο ειδικός όγκος του αέρα στην έξοδο του στρόβιλου.

Λύση

Θεωρούμε ότι η κινητική και δυναμική ενέργεια είναι αμελητέες, οπότε:

α) Από τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο:

$$\dot{Q}_{12} + \dot{m}h_1 = \dot{m}h_2 + \dot{W}_{12}$$

$$\dot{m}h_1 - \dot{m}h_2 = \dot{H}_1 - \dot{H}_2 = \dot{m}c_p(T_1 - T_2) = 10 \times 1,004 \times (811 - 313) = 5000 \text{ kW}$$

$$\dot{Q}_{12} + \dot{m}c_n(T_1 - T_2)$$

αλλά
$$c_n = \frac{1,004 - (1,8 \times 0,717)}{-0,8} = 0,358 \text{ kJ/kgK}$$

$$\dot{Q}_{12} = 10 \times 0,358 \times (313 - 811) = -1783 \text{ kW}$$

Άρα
$$\dot{W}_{12} = -1783 + 5000 = 3217 \text{ kW}$$

β)
$$p_2 = p_1 \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^{n/(n-1)} = 150 \times \left(\frac{313}{811} \right)^{1,8/0,8} = 17,6 \text{ bar}$$

$$p_1 u_1 = RT_1 \quad u_1 = \frac{RT_1}{p_1} = \frac{287 \times 811}{150 \times 10^5} = 0,016 \text{ m}^3/\text{kg}$$

$$p_2 u_2 = RT_2 \quad u_2 = \frac{287 \times 313}{17,6 \times 10^5} = 0,051 \text{ m}^3/\text{kg}$$

6.7 Ασκήσεις

1. Ο όγκος του αέρα μέσα σε έναν κύλινδρο είναι $0,12 \text{ m}^3$ και η πίεσή του 552 kN/m^2 . Ο αέρας αρχίζει να εκτονώνεται αδιαβατικά μέχρι ο όγκος του να γίνει $0,24 \text{ m}^3$. Ζητείται να βρεθεί το έργο του συστήματος.

(Απ.: 40 kJ)

2. Μέσα σε έναν κύλινδρο υπάρχει ένα χιλιόγραμμα αζώτου σε θερμοκρασία 150°C και έχει όγκο $0,2 \text{ m}^3$. Το άζωτο αρχίζει και εκτονώνεται με σταθερή πίεση μέχρι ο όγκος του να γίνει $0,36 \text{ m}^3$. Να προσδιοριστεί: α) Η τελική πίεση, β) η τελική θερμοκρασία, γ) το έργο και δ) η θερμότητα που δίνεται στο άζωτο.

(Απ.: α) 628 kN/m^2 , β) 489°C , γ) $+ 100,5 \text{ kJ}$, δ) $351,6 \text{ kJ}$)

3. Αέρας συμπιέζεται μέσα σ' έναν αεροσυμπιεστή από θερμοκρασία 16°C και πίεση 100 kN/m^2 μέχρι θερμοκρασία 246°C και πίεση 600 kN/m^2 . Καθώς ο αέρας περνά μέσα από τον αεροσυμπιεστή, δεν λαμβάνει ούτε αποδίδει θερμότητα. Ζητείται το παραγόμενο έργο ανά μονάδα μάζας. Δυναμική και κινητική ενέργεια αμελητέες.

(Απ.: $- 230 \text{ kJ/kg}$)

4. Τρία χιλιόγραμμα του αερίου νέον (Ne) βρίσκονται μέσα σ' ένα σύστημα που έχει σταθερό όγκο. Το αέριο έχει αρχική πίεση 550 kN/m^2 και θερμοκρασία 77°C . Η πίεσή του αυξάνει σε 2.000 kN/m^2 . Να προσδιοριστεί: α) Η τελική θερμοκρασία και β) η αλλαγή της εσωτερικής ενέργειας.

(Απ.: α) 1000°C , β) 1710 kJ)

5. Ένα χιλιόγραμμα αέρα σε πίεση 10^6 N/m^2 και θερμοκρασία 100°C εκτονώνεται πολυτροπικά, $p u^{1,1} = \text{σταθ.}$, μέχρι πίεσης $200 \times 10^6 \text{ N/m}^2$. Ζητείται να βρεθεί: α) Ο όγκος και η θερμοκρασία του αέρα στο τέλος της εκτόνωσης και β) το έργο που παράγεται και η θερμότητα που μεταφέρεται.

(Απ.: α) $0,462 \text{ m}^3/\text{kg}$, 49°C , β) $+ 146,4 \text{ kJ/kg}$, $+ 109,8 \text{ kJ/kg}$)

6. Ένα χιλιόγραμμα αέρα εκτονώνεται με σταθερή θερμοκρασία από αρχική πίεση 800 kN/m^2 και όγκο 2 m^3 σε πίεση 200 kN/m^2 . Να προσδιοριστεί: α) Το έργο, β) η θερμότητα, γ) η αλλαγή της εσωτερικής ενέργειας και δ) η αλλαγή της ενθαλπίας του αέρα.

(Απ.: α) 2218 kJ , β) $-$ γ) $-$ δ) $-$)

7. Σε έναν ιδανικό (χωρίς τριβές) αεροσυμπιεστή, αέρας με παροχή $11,5 \text{ kg/min}$ συμπιέζεται με σταθερή θερμοκρασία από αρχική πίεση 1 bar και ειδικό όγκο $1,03 \text{ m}^3/\text{kg}$ σε τελική θερμοκρασία 6 bar . Να βρεθεί: α) Η ισχύς που χρειάζεται για τη συμπίεση και β) η θερμότητα που δίνεται ή αφαιρείται.

(Απ.: α) $- 35,3 \text{ kW}$, β) $-$)

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΕΒΔΟΜΟ

Ο Δεύτερος Νόμος της Θερμοδυναμικής και ο κύκλος Carnot



7.1 Γενικά

Με το κεφάλαιο αυτό ξαναγυρίζουμε στο κύριο αντικείμενο της Εφαρμοσμένης Θερμοδυναμικής, την παραγωγή έργου. Με τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο είδαμε τη μετατροπή που γίνεται σε ένα σύστημα μεταξύ της θερμότητας και του έργου, χωρίς όμως να προσδιορίζεται η πορεία που ακολουθεί η μετατροπή αυτή μέσα σε μία μηχανή. Από τον ίδιο επίσης νόμο μάθαμε ότι όλη η θερμική ενέργεια μετατρέπεται σε μηχανικό έργο και αντίστροφα, πράγμα που από την εμπειρία μας γνωρίζουμε ότι είναι λάθος, γιατί υπάρχουν οι κάθε λογής απώλειες (τριβές κ.λπ.).

Τις ελλείψεις αυτές του πρώτου νόμου έρχεται να συμπληρώσει ο Δεύτερος Θερμοδυναμικός Νόμος, τον οποίο θα εξετάσουμε αμέσως πιο κάτω.

7.2 Ο Δεύτερος Θερμοδυναμικός Νόμος σε έναν κύκλο

Όπως ο πρώτος έτσι και ο δεύτερος θερμοδυναμικός νόμος είναι το αποτέλεσμα παρατηρήσεων που έκαναν κατά καιρούς πολλοί ερευνητές σε διάφορες μηχανές. Αυτός είναι και ο λόγος που έχουμε διάφορους, αν και στην ουσία τους ίδιους, ορισμούς για τον νόμο αυτόν.

Πρώτος ο S. Carnot παρατήρησε ότι, για να παράγει έργο μία ατμομηχανή, θα πρέπει να υπάρχει ροή θερμότητας από μία «πηγή θερμότητας» με υψηλή θερμοκρασία ή **θερμή πηγή** σε μία άλλη «πηγή θερμότητας» με χαμηλή θερμοκρασία ή **ψυχρή πηγή**. Επίσης παρατήρησε ότι όσο η διαφορά της θερμοκρασίας των δύο αυτών πηγών ήταν μεγαλύτερη, τόσο μεγαλύτερο ήταν το παραγόμενο έργο.

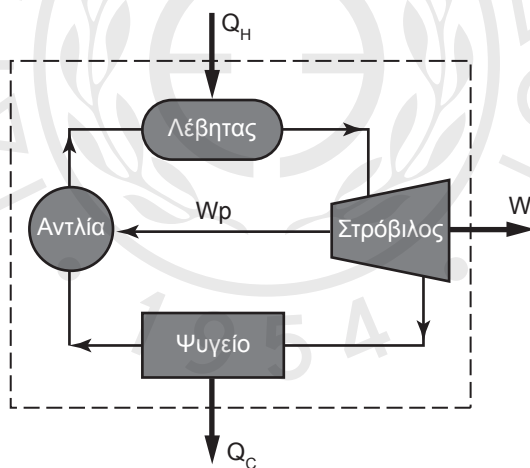
Για να αντιληφθούμε όμως καλύτερα τι σημαίνουν οι παρατηρήσεις αυτές του Carnot, ας δούμε μία απλή θερμική μηχανή, η οποία θα μπορούσε στην πράξη να ήταν η πρωτοστήρια εγκατάσταση ενός πλοίου (σχ. 7.1). Όπως φαίνεται στο σχήμα, η μηχανή αποτελείται από τέσσερις μονάδες, τον λέβητα, τον στρόβιλο, το ψυγείο και την αντλία. Στον λέβητα καίγεται το καύσιμο (πετρέλαιο) που μάς δίνει τη θερμική ενέργεια για τη μετατροπή του νερού του λέβητα σε ατμό. Ο λέβητας είναι η «πηγή» της θερμότητας με την υψηλή θερμοκρασία, η οποία, σε λέβητες ναυτικών εγκαταστάσεων μπορεί να φτάσει τους 650°C . Ο ατμός στη συνέχεια εκτονώνεται στον στρόβιλο, ο οποίος παράγει το μηχανικό έργο και καταλήγει στο ψυγείο, όπου συμπυκνώνεται σε χαμηλή θερμοκρασία. Το ψυγείο αυτό είναι η άλλη «πηγή θερμότητας» με χαμηλή θερμοκρασία. Το συμπύκνωμα, δηλαδή το νερό που βγαίνει από το ψυγείο, με τη βοήθεια της αντλίας, πηγαίνει ξανά στον λέβητα, ολοκληρώνοντας

έτσι τον κύκλο λειτουργίας της θερμικής μηχανής. Η μηχανή αυτή είναι μία από τις πιο απλές μορφές προωστήριας εγκατάστασης ατμού που συναντάμε στα πλοία.

Ας δούμε τώρα έναν από τους ορισμούς του δεύτερου νόμου, που έδωσαν οι Kelvin-Planck:

Δεν υπάρχει καμία κυκλική διεργασία, όπου, μοναδικό αποτέλεσμα είναι η απορρόφηση θερμότητας από μία «πηγή θερμότητας» και η μετατροπή της σε μηχανικό έργο.

Σε σχέση με τη θερμική μηχανή (σχ. 7.1), ο ορισμός αυτός λέει ότι εάν αφαιρέσουμε το ψυγείο, δεν θα είναι δυνατό να έχουμε τον κύκλο λειτουργίας που περιγράψαμε. Πραγματικά, εάν δεν υπήρχε το ψυγείο, δεν θα μπορούσαμε να συμπυκνώσουμε τον ατμό και στη συνέχεια να στείλουμε το συμπύκνωμα στον λέβητα. Επίσης, εάν διατηρούσαμε το ψυγείο, αλλά στην ίδια θερμοκρασία με τον λέβητα, δεν θα μπορούσε να λειτουργήσει η θερμική μηχανή, γιατί δεν θα είχαμε την απαραίτητη θερμοκρασιακή διαφορά ώστε να υπάρξει ροή θερμότητας από τη θερμή πηγή (λέβητας) προς την ψυχρή (ψυγείο). Επομένως δεν θα υπήρχε ροή του ατμού μέσα από τον στρόβιλο για την παραγωγή μηχανικού έργου. Για τη λειτουργία λοιπόν της μηχανής αυτής χρειάζεται τόσο ο λέβητας όσο και το ψυγείο. Με άλλα λόγια, για να έχουμε μία κυκλική διεργασία, πρέπει να υπάρχουν δύο «πηγές θερμότητας».



Σχ. 7.1

Μία απλή θερμική μηχανή

Εδώ θα πρέπει να παρατηρήσουμε ότι από τη σκοπιά της Θερμοδυναμικής, το ψυγείο είναι επιζήμιο γιατί, όπως βλέπουμε από το σχήμα 7.1, ένα μέρος μόνο της θερμότητας Q_H που δώσαμε στον λέβητα μετατρέπεται σε ωφέλιμο έργο W , ενώ το υπόλοιπο διαφεύγει από το ψυγείο. Με σύμβολα, αυτό γράφεται:

$$Q_H = W + Q_C \quad (7.1)$$

Επομένως $Q_H > W$.

Για να είναι $Q_H = W$, θα πρέπει $Q_C = 0$, δηλαδή να μην υπάρχει ψυγείο. Αυτό όμως είναι αδύνατο να γίνει στην πράξη, για τους λόγους που είπαμε πιο πάνω.

Έτσι η πιο σημαντική, για έναν μηχανικό, συνέπεια που προκύπτει από την πιο πάνω διατύπωση του δεύτερου νόμου είναι ότι:

Καμία μηχανή, θεωρητική ή πραγματική, δεν μπορεί να μετατρέψει σε μηχανικό έργο όλη τη θερμική ενέργεια που της προσδίνεται.

Αυτό θα το εξετάσουμε στις επόμενες παραγράφους.

7.3 Η αρχή της αναστρεψιμότητας

Τοποθετώντας ένα δοχείο νερού επάνω σε μία αναμμένη θερμάστρα, περιμένουμε να ατμοποιηθεί το νερό, όχι να παγώσει. Αναμειγνύοντας επίσης ζεστό και κρύο νερό, δεν περιμένουμε να διαχωριστεί μόνο του το μείγμα αυτό σε δύο μέρη νερού με διαφορετικές θερμοκρασίες. Ανοίγοντας τη βαλβίδα μιας φιάλης με πεπιεσμένο αέρα, αναμένουμε ότι ο αέρας θα εξέλθει από αυτήν και δεν θα εισχωρήσει ατμοσφαιρικός αέρας μέσα σ' αυτή. Με τα παραδείγματα αυτά θέλουμε να δείξουμε ότι από την εμπειρία μας γνωρίζουμε ότι οι διάφορες διεργασίες που εμφανίζονται στην πράξη ακολουθούν μία συγκεκριμένη κατεύθυνση.

Επειδή ο Πρώτος Νόμος της Θερμοδυναμικής λέει ότι η μηχανική και η θερμική ενέργεια μπορούν να μετατραπούν η μία στην άλλη, χωρίς όμως να καθορίζει και την κατεύθυνση που ακολουθεί η μετατροπή αυτή, θα μπορούσαμε να πούμε, εξετάζοντας μόνο τον πρώτο νόμο, ότι τα παραπάνω φαινόμενα μπορούν να γίνουν στην πράξη. Επομένως μπορούμε να θεωρήσουμε ότι όλες οι διεργασίες αντιστρέφονται. Αυτό όμως είναι αντίθετο με την εμπειρία, από την οποία γνωρίζουμε ότι καμία διεργασία δεν είναι απόλυτα αναστρέψιμη. Καταλήγουμε λοιπόν στο συμπέρασμα ότι τα φαινόμενα αυτά δεν γίνονται στην πράξη.

Η αρχή όμως της αναστρεψιμότητας είναι πάρα πολύ χρήσιμη στην αξιολόγηση όχι μόνο των θεωρητικών, αλλά και των πραγματικών θερμοδυναμικών κύκλων λειτουργίας των μηχανών. Γι' αυτό θα ορίσουμε την ***αναστρέψιμη θερμοδυναμική διεργασία*** ως μία διεργασία με τα εξής χαρακτηριστικά:

1) Η διεργασία θα μπορούσε να εκτελεστεί με αντίστροφη φορά, έτσι ώστε η ενέργεια του συστήματος να επιστρέφει από την τελική κατάσταση στην κατάσταση που βρισκόταν πριν από την εκτέλεση της διεργασίας, χωρίς να αλλάξει τίποτε εξωτερικά του συστήματος.

2) Όλη η ενέργεια η οποία μετατράπηκε στη διάρκεια της διεργασίας θα μπορούσε να επιστρέψει από την τελική στην αρχική κατάσταση ποιοτικά και ποσοτικά.

Ας δούμε όμως μερικές χρήσιμες σε έναν μηχανικό διεργασίες, τις οποίες μπορούμε να θεωρήσουμε ως αναστρέψιμες, χωρίς να υποθέσουμε σε σοβαρό σφάλμα σε σχέση με τις πραγματικές εφαρμογές τους.

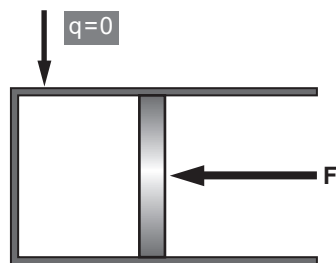
7.3.1 Κίνηση ενός σώματος χωρίς τριβή

Ένα σώμα, επάνω σε ένα κεκλιμένο επίπεδο χωρίς τριβή (σχ. 7.2), επιταχύνεται προς τα κάτω υπό την επίδραση της βαρύτητας. Η διεργασία αυτή είναι αναστρέ-

ψιμη, γιατί, εάν στο κάτω άκρο του επιπέδου τοποθετήσουμε συμμετρικά ένα άλλο όμοιο κεκλιμένο επίπεδο, όπως φαίνεται με τη διακεκομμένη γραμμή στο σχήμα 7.2., τότε το σώμα θα ανέλθει στην ίδια θέση που είχε στο πρώτο επίπεδο πριν αρχίσει η διεργασία. Από τη μηχανική γνωρίζουμε ότι οι ενέργειες των δύο θέσεων των σωμάτων είναι οι ίδιες.



Σχ. 7.2
Κίνηση σώματος χωρίς τριβή



Σχ. 7.3
Αδιαβατική εκτόνωση

7.3.2 Αδιαβατική εκτόνωση αερίου

Το αέριο μέσα σε έναν κύλινδρο εκτονώνεται επάνω σ' ένα έμβολο που δεν έχει τριβές, ενώ εφαρμόζεται μία δύναμη F (σχ. 7.3). Επίσης, η μεταφορά της θερμότητας είναι μηδέν. Η διεργασία αυτή της εκτόνωσης είναι αναστρέψιμη, γιατί με μία πολύ μικρή αύξηση της δύναμης F είναι δυνατό να ακολουθήσουμε την ίδια διεργασία με αντίστροφη διεύθυνση. Φυσικά, με την αντιστροφή της διεύθυνσης, έχουμε τη διεργασία της αδιαβατικής συμπίεσης.

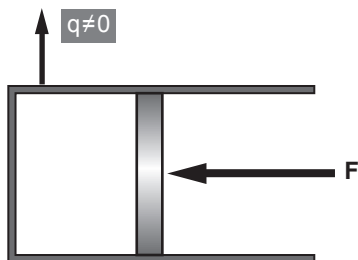
7.3.3 Ισοθερμοκρασιακή συμπίεση ατμού

Η δύναμη F κινεί πολύ αργά το έμβολο ενός κυλίνδρου μέσα στον οποίο υπάρχει ατμός (σχ. 7.4). Μετά κυλίνδρου και εμβόλου δεν υπάρχουν τριβές. Με τη συμπίεση ο ατμός συμπυκνώνεται και η θερμότητα μεταφέρεται στα τοιχώματα του κυλίνδρου. Η διεργασία είναι αναστρέψιμη, γιατί, όταν η δύναμη F μειωθεί, η διεύθυνση της κίνησης του εμβόλου αντιστρέφεται και η θερμοκρασία του ατμού πέφτει. Έχουμε τότε ροή θερμότητας από τα τοιχώματα του κυλίνδρου στον ατμό και το συμπύκνωμα γίνεται ξανά ατμός. Για να θεωρηθεί αυτή η διεργασία αναστρέψιμη, θα πρέπει η κίνηση του εμβόλου και η μεταβολή της δύναμης να γίνουν πάρα πολύ αργά.

Ως μη αναστρέψιμες διεργασίες θεωρούνται μεταξύ των άλλων:

- Η κίνηση ενός σώματος επάνω σε κεκλιμένο επίπεδο το οποίο έχει τριβές.
- Η ροή ενός υγρού μέσα σε έναν σωλήνα με τριβές.
- Οι θερμοδυναμικές διεργασίες με σταθερή πίεση, σταθερό όγκο και η πολυτροπική διεργασία. Οι διεργασίες αυτές μπορούν να θεωρηθούν αναστρέψιμες, εάν δεν υπάρχουν τριβές και η διαφορά της θερμοκρασίας μεταξύ της θερμής πηγής και του θερμαινόμενου μέσου είναι όσο το δυνατό μικρότερη.

Είναι λοιπόν φανερό ότι η αναστρέψιμη διεργασία είναι μία ιδανική κατάσταση, γιατί προϋποθέτει την έλλειψη κάθε είδους τριβών σε ένα σύστημα και την ύπαρξη ορισμένων ακραίων καταστάσεων, όπως η πολύ αργή κίνηση των εξαρτημάτων



Σχ. 7.4
Ισοθερμοκρασιακή συμπίεση

του συστήματος, οι οποίες, όπως γνωρίζουμε, είναι σχεδόν αδύνατο να συμβούν στην πράξη.

7.4 Βαθμός απόδοσης μηχανής

Από όσα είπαμε μέχρι τώρα, προκύπτει ότι όλες οι μηχανές έχουν απώλειες, πράγμα γνωστό και από την καθημερινή εμπειρία. Αυτό όμως που δεν μπορούμε να αποκτήσουμε με την εμπειρία, και που είναι ένα από τα πιο βασικά και χρήσιμα στοιχεία μιας μηχανής, είναι η γνώση του **βαθμού απόδοσής** της. Με απλά λόγια το τι δίνουμε και το τι παίρνουμε από αυτή. Γνωρίζουμε βέβαια ότι δίνουμε στη μηχανή θερμική ενέργεια (θερμότητα) και παίρνουμε μηχανικό έργο. Έτσι ο βαθμός απόδοσης ορίζεται ως ο λόγος των δύο αυτών ποσοτήτων, δηλαδή:

$$\eta = \frac{W}{Q} \quad (7.2)$$

όπου: η ο βαθμός απόδοσης μηχανής (αδιάστατος αριθμός),

W το παραγόμενο καθαρό έργο σε J και

Q η προσδιδόμενη θερμότητα σε J.

Ο βαθμός απόδοσης λοιπόν είναι ένα μέτρο της ποιότητας της μηχανής σε σχέση με το έργο W που παίρνουμε και με τη θερμότητα Q που απαιτείται να δώσουμε για να επιτευχθεί αυτό το έργο. Εφαρμόζοντας τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο σε μία μηχανή έχουμε ότι:

$$W = Q_H - Q_C \quad (7.3)$$

όπου: Q_H η θερμότητα που προσδίνεται σε υψηλή θερμοκρασία και

Q_C η θερμότητα που αφαιρείται στη χαμηλή θερμοκρασία σε μία μηχανή.

Είναι φανερό ότι η εξίσωση (7.3) είναι ίδια με την (7.1) που εμπειρικά γράψαμε στην παράγραφο 7.2, με απλή εμποπτεία στην απλή θερμική μηχανή του σχήματος 7.1. Έτσι, στη μηχανική εγκατάσταση του σχήματος 7.1 η θερμότητα Q_C αφαιρείται από το ψυγείο νερού. Οπότε η εξίσωση (7.2) γράφεται ως:

$$\eta = \frac{Q_H - Q_C}{Q_H} = 1 - \frac{Q_C}{Q_H} \quad (7.4)$$

Η εξίσωση (7.4), όπως μπορεί να αποδειχθεί, γράφεται και ως:

$$\eta = 1 - \frac{T_C}{T_H} \quad (7.5)$$

Οι θερμοκρασίες T_C και T_H της εξίσωσης (7.5) είναι οι απόλυτες θερμοκρασίες των δύο πηγών θερμότητας. Στην εγκατάσταση του σχήματος 7.1 οι θερμοκρασίες αυτές είναι του ψυγείου και του λέβητα αντίστοιχα. Όπως όμως είπαμε προηγουμένως, για να έχουμε παραγωγή μηχανικού έργου, θα πρέπει η θερμοκρασία T_C να είναι μικρότερη από την T_H , δηλαδή ο λόγος T_C/T_H είναι μικρότερος από τη μονάδα. Συνεπώς και ο βαθμός απόδοσης η είναι πάντα μικρότερος από τη μονάδα. Αυτό σημαίνει ότι ένα μόνο μέρος της θερμικής ενέργειας Q που προσδίνουμε στη μηχανή μετατρέπεται σε μηχανική ενέργεια (έργο). Στην πράξη, το έργο που πετυχαίνουμε από ένα ορισμένο ποσό θερμότητας εξαρτάται όχι μόνο από το είδος της μηχανής (αν είναι π.χ. ατμοστρόβιλος ή μηχανή Diesel), αλλά και από αυτήν την ίδια τη μηχανή (ο βαθμός απόδοσης διαφέρει μεταξύ των διαφόρων τύπων των μηχανών Diesel). Πραγματικές τιμές του βαθμού απόδοσης των μηχανών θα δώσουμε στα αντίστοιχα κεφάλαια περί μηχανών.

Τα μεγέθη Q και W εκφράζονται στις ίδιες μονάδες και γι' αυτό ο βαθμός απόδοσης είναι αδιάστατος αριθμός. Πολλές φορές ο πιο πάνω βαθμός ονομάζεται **θερμικός βαθμός απόδοσης** για να τον διακρίνουμε από άλλους βαθμούς απόδοσης, όπως βαθμός απόδοσης καύσης, μηχανικός βαθμός απόδοσης κ.ά., όποτε τον συμβολίζουμε με τον δείκτη θ ή η_θ .

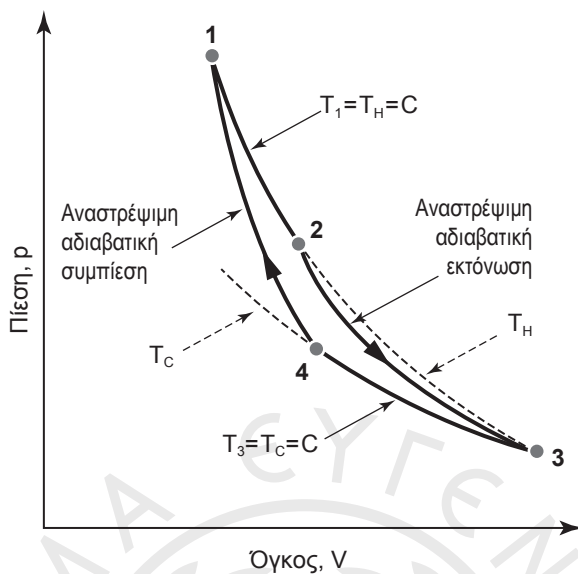
7.5 Ο κύκλος και η μηχανή Carnot

Όταν ένα σύστημα εκτελεί δύο ή περισσότερες διεργασίες και επανέρχεται στην αρχική του κατάσταση, τότε λέμε ότι έχουμε έναν **θερμοδυναμικό κύκλο**. Όλες οι θερμικές μηχανές λειτουργούν επάνω σ' έναν θερμοδυναμικό κύκλο, γι' αυτό και η ανάλυσή τους από τη θερμοδυναμική πλευρά γίνεται με τη διερεύνηση του αντίστοιχου κύκλου.

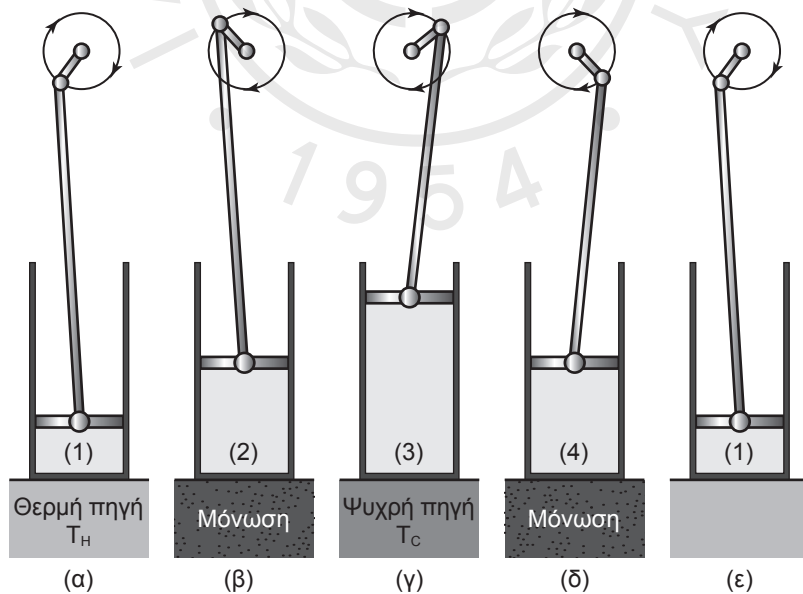
Ο πρώτος που αναγνώρισε τις διεργασίες που γίνονται στις μηχανές για τη μεταφορά της θερμότητας ήταν ο S. Carnot, ο οποίος έθεσε τις βάσεις για τον Δεύτερο Θερμοδυναμικό Νόμο εισάγοντας την έννοια της «αναστρέψιμης διεργασίας» και του «κύκλου» που ήδη αναφέραμε. Έτσι άνοιξε τον δρόμο στους επόμενους ερευνητές, όπως οι Kelvin, Clausius, Planck, για την ανάπτυξη των αρχών της μοντέρνας θερμοδυναμικής.

Ο Carnot επινόησε μία θεωρητική μηχανή (μηχανή Carnot) που μπορούσε να λειτουργεί σ' έναν κύκλο με εργαζόμενο μέσο ένα αέριο. Χωρίς να υποθέσουμε σε σφάλμα, θεωρούμε ότι το αέριο είναι ατμός. Στη μηχανή αυτή η συμπίκνωση του ατμού και η ατμοποίηση του νερού γίνονται με σταθερή θερμοκρασία, ενώ το έργο της μηχανής παράγεται με αναστρέψιμη αδιαβατική εκτόνωση του ατμού. Ο κύκλος ολοκληρώνεται με μία αδιαβατική αναστρέψιμη συμπίεση. Στο σχήμα 7.5 φαίνεται ο κύκλος Carnot στο διάγραμμα p-V.

Για να αντιληφθούμε όμως καλύτερα τη φυσική έννοια της μηχανής Carnot, θεωρούμε ότι η μηχανή που φαίνεται στο σχήμα 7.6 είναι μία θερμική μηχανή Carnot, η οποία αποτελείται από έναν κύλινδρο και ένα έμβολο που στρέφει έναν άξονα, όπως π.χ. μία μηχανή Diesel στρέφει τον στροφαλοφόρο άξονα.



Σχ. 7.5
Το διάγραμμα p - V για τον κύκλο Carnot



Σχ. 7.6
Σχηματική παράσταση μηχανής Carnot

Ας παρακολουθήσουμε τη μηχανή σε έναν πλήρη κύκλο συγκρίνοντας τις κινήσεις του εμβόλου με τα σημεία του κύκλου στο σχήμα 7.5. Η λειτουργία του κυλίνδρου αρχίζει με το υγρό μέσα στον κύλινδρο στην κατάσταση 1. Ένα θερμό σώμα θερμοκρασίας $T_1 = T_H$ έρχεται σε επαφή με τον κύλινδρο όπου έχουμε ροή θερμότητας από το σώμα στο υγρό με σταθερή θερμοκρασία T_1 , μέχρι το υγρό να φτάσει στην κατάσταση 2. Μονώνεται τότε ο κύλινδρος ώστε να μην έχουμε απώλεια θερμότητας και το υγρό εκτονώνεται αδιαβατικά μέχρι την κατάσταση 3. Για να επαναφέρουμε το σύστημα στην αρχική του κατάσταση, τοποθετούμε στον κύλινδρο ένα ψυχρό σώμα θερμοκρασίας $T_3 = T_C$. Έχουμε τότε ροή θερμότητας από το υγρό στο ψυχρό σώμα με σταθερή θερμοκρασία T_3 , μέχρι το υγρό να έρθει στην κατάσταση 4.

Για να φτάσει το υγρό στην κατάσταση 1, μονώνουμε και πάλι τον κύλινδρο και συμπιέζουμε αδιαβατικά το υγρό χρησιμοποιώντας ένα μέρος του έργου που μας έδωσε ο κύκλος στην αδιαβατική εκτόνωση. Έτσι ο κύκλος ολοκληρώθηκε, αφού επέστρεψε στην αρχική κατάσταση 1.

Η μηχανή Carnot είναι σημαντική, γιατί μετατρέπει τη θερμική ενέργεια (θερμότητα) στη μέγιστη δυνατή μηχανική ενέργεια (έργο). Καμία άλλη μηχανή που να επινοήθηκε μέχρι σήμερα δεν εργάζεται τόσο αποδοτικά μεταξύ δύο σωμάτων διαφορετικών θερμοκρασιών (θερμό και ψυχρό).

7.6 Βαθμός απόδοσης κύκλου Carnot

Από την ανάλυση του κύκλου Carnot αποδεικνύεται ότι το καθαρό έργο που παράγεται δίνεται από τη σχέση*:

$$W = mRT_H \ln \frac{V_2}{V_1} + mRT_C \ln \frac{V_4}{V_3} \quad (7.6)$$

όπου: T_H, T_C η θερμοκρασία του θερμού και του ψυχρού σώματος που έρχεται σε επαφή με τον κύλινδρο, αντίστοιχα.

Η θερμότητα που δίνεται με σταθερή θερμοκρασία στον κύλινδρο από την κατάσταση 1 στην κατάσταση 2 και αυτή που αφαιρείται από την κατάσταση 3 στην κατάσταση 4, δίνονται από τις σχέσεις:

$$Q_{12} = mRT_H \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (7.7)$$

$$Q_{34} = mRT_C \ln \frac{V_4}{V_3} \quad (7.8)$$

Από την εξίσωση (7.4) ο βαθμός απόδοσης του κύκλου είναι:

$$\eta_{\theta} = \frac{Q_{12} - Q_{34}}{Q_{12}} \quad (7.9)$$

* Η απόδειξη της εξίσωσης (7.6) δίνεται στο Παράρτημα Α.

οπότε, αν αντικαταστήσουμε τις εκφράσεις των Q_{12} και Q_{34} , μετά από μερικές πράξεις έχουμε την εξίσωση (7.5), δηλαδή:

$$\eta_{\theta} = \frac{T_H - T_C}{T_H} = 1 - \frac{T_C}{T_H} \quad (7.10)$$

Αν χρησιμοποιήσουμε τις σχέσεις των τέλειων αερίων (βλ. κεφάλαιο 6), τότε ο βαθμός απόδοσης η_{θ} παίρνει τη μορφή:

$$\eta_{\theta} = 1 - \left(\frac{p_4}{p_1} \right)^{(k-1)/k} = 1 - \left(\frac{u_1}{u_4} \right)^{k-1} = 1 - \frac{T_3}{T_1} = 1 - \frac{T_4}{T_3} \quad (7.11)$$

Οι παραπάνω σχέσεις εφαρμόζονται για κάθε καθαρή ουσία και όχι μόνο για τέλεια αέρια.

Εξετάζοντας τον κύκλο Carnot, μπορούμε να παρατηρήσουμε ότι:

1) Ο κύκλος αυτός αποτελείται από δύο αναστρέψιμες διεργασίες (εκτόνωση και συμπίεση) και δύο ισοθερμοκρασιακές αλλαγές κατάστασης, που, όπως είπαμε προηγουμένως, είναι επίσης αναστρέψιμες. Συνεπώς μπορεί να λειτουργήσει και κατά την αντίθετη διεύθυνση, είναι δηλαδή **αναστρέψιμος**.

2) Από την εξίσωση (7.10) βλέπουμε ότι ο βαθμός απόδοσης αυξάνει όσο ο λόγος T_C/T_H μειώνεται. Αυτό μπορούμε να το επιτύχουμε αυξάνοντας τη θερμοκρασία T_H και μειώνοντας συγχρόνως τη θερμοκρασία T_C όσο είναι δυνατό. Οι δυνατότητες όμως του ανθρώπου να επεμβαίνει στη φύση είναι αρκετά περιορισμένες. Έτσι η αφαίρεση της θερμότητας Q_{34} από τον κύλινδρο, φάση 3-4, στην πράξη γίνεται μέσα σε ένα ψυγείο όπου η θερμοκρασία συνήθως είναι της τάξης των 20°C , δηλαδή $t = 20^{\circ}\text{C}$ ή $T_C = 293\text{ K}$. Αντίστοιχα, το ανώτερο όριο της θερμοκρασίας T_H στην οποία δίνουμε τη θερμότητα Q_{12} στον κύλινδρο, μπορεί να φτάσει μέχρι και 1650°C . Η θερμοκρασία αυτή στην πράξη είναι αρκετά μικρότερη για λόγους αντοχής των υλικών.

Για παράδειγμα αναφέρουμε ότι σε ένα σύστημα από υλικά υψηλής αντοχής όπου μπορούμε να πετύχουμε θερμοκρασία $t_H = 800^{\circ}\text{C}$, και θερμοκρασία $t_C = 20^{\circ}\text{C}$, ο βαθμός απόδοσης μιας μηχανής Carnot, σύμφωνα με την εξίσωση (7.10), θα είναι:

$$\eta_{\theta} = 1 - \frac{273 + 20}{273 + 800} = 0,727$$

Βλέπουμε λοιπόν ότι ακόμη και με αυτές τις ακραίες συνθήκες λειτουργίας (θερμοκρασίας), ο πιο ιδανικός κύκλος που επινοήθηκε μέχρι σήμερα μπορεί να μετατρέψει σε ωφέλιμο έργο μόνο το 72.7% της θερμότητας που προσλαμβάνει. Όπως θα δούμε σε επόμενα κεφάλαια, ο βαθμός απόδοσης των πραγματικών μηχανών δύσκολα μπορεί να ξεπεράσει το 45%.

3) Από την εξίσωση (7.10) βλέπουμε ότι για να επιτύχουμε μία μηχανή με απόδοση 100%, θα πρέπει η θερμοκρασία T_C να φτάσει το απόλυτο μηδέν, πράγμα φυσικά αδύνατο. Γι' αυτό τέτοια μηχανή είναι αδύνατο να κατασκευαστεί.

4) Η πρακτική εφαρμογή της μηχανής Carnot εξαρτάται από την αργή κίνηση των εξαρτημάτων, έτσι ώστε το εργαζόμενο μέσο να έχει σε κάθε στιγμή της λειτουργίας

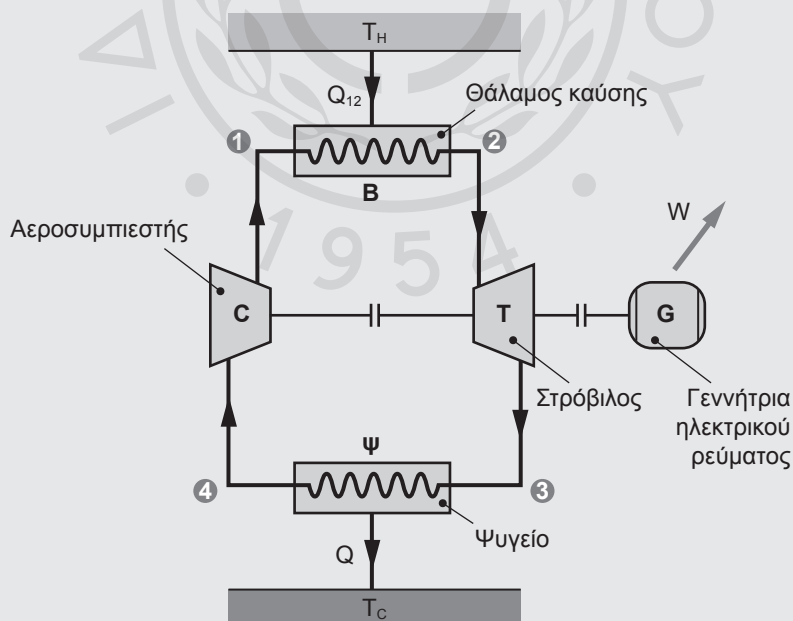
ομοιόμορφη πίεση και θερμοκρασία. Αυτό μπορεί να γίνει στην πράξη, αλλά τότε θα έχουμε μία πολύ μεγάλη μηχανή που θα μας δίνει πολύ μικρή ισχύ, κι αυτό γιατί η ισχύς μιας μηχανής δεν εξαρτάται μόνο από το έργο ανά διαδρομή, αλλά επίσης και από τις διαδρομές στη μονάδα του χρόνου. Τέτοια όμως μηχανή είναι οικονομικά ασύμφορη στην κατασκευή της.

5) Οι τριβές που αναπόφευκτα υπάρχουν στις πραγματικές μηχανές έχουν ως αποτέλεσμα τη μη αναστρεψιμότητα των διεργασιών, οπότε υπάρχει απώλεια ενός μέρους του έργου που παράγεται.

Μπορούμε λοιπόν να πούμε ότι η μηχανή Carnot δεν μπορεί να κατασκευαστεί. Ανεξάρτητα όμως από αυτό, πολλά χρήσιμα συμπεράσματα έχουν προκύψει από τη μελέτη του κύκλου Carnot, τα οποία βοήθησαν στην κατασκευή και βελτίωση των σημερινών μηχανών που θα δούμε σε επόμενα κεφάλαια.

Παράδειγμα 1

Μία άλλη σχηματική παράσταση του κύκλου Carnot είναι του σχήματος 7.7. Αποτελείται από ιδανικές (χωρίς τριβές) μονάδες, οι οποίες είναι ο αεροσυμπιεστής C, ο στρόβιλος T, ο θάλαμος καύσης B, το ψυγείο Ψ και η γεννήτρια ηλεκτρικού ρεύματος G. Το εργαζόμενο μέσο είναι αέρας που έχει στο σημείο 2 πίεση 4 bar και θερμοκρασία 540°C. Στο ψυγείο ο αέρας εισέρχεται με πίεση 1 bar και στον θάλαμο καύσης δίνουμε θερμότητα 310 kJ/kg. Ζητείται: α) Ο βαθμός απόδοσης του κύκλου, β) το



Σχ. 7.7

Σχηματική παράσταση μηχανής Carnot

ποσό της θερμότητας που αφαιρείται στο ψυγείο και γ) η θερμοκρασία στο ψυγείο.

Λύση

Το εργαζόμενο μέσο είναι αέρας, οπότε εφαρμόζουμε τις σχέσεις του τέλειου αερίου. Από τον Πίνακα Γ6 έχουμε $k = 1,4$.

α) Από την εξίσωση (7.11), ο βαθμός απόδοσης είναι:

$$\eta_{\theta} = 1 - \left(\frac{p_4}{p_1} \right)^{(k-1)/k} = 1 - \left(\frac{1}{4} \right)^{0,286} = 0,327$$

β) οπότε από την εξίσωση (7.9) έχουμε ότι:

$$Q_{34} = (1 - \eta_{\theta}) Q_{12} = (1 - 0,327) \times 310 = 208 \text{ kJ/kg}$$

γ) και $T_C = (1 - \eta_{\theta}) T_H = (1 - 0,327) \times 813 = 547 \text{ K}$ ή 274°C

Παράδειγμα 2

Το εργαζόμενο μέσο σε μία μηχανή Carnot είναι αέρας μάζας 0,05 kg. Η μέγιστη θερμοκρασία του κύκλου είναι 940 K και η μέγιστη πίεση $8,4 \times 10^3 \text{ kPa}$. Η θερμότητα που δίνεται στον κύκλο είναι 4,2 kJ. Να προσδιοριστεί ο μέγιστος όγκος του κυλίνδρου, εάν η ελάχιστη θερμοκρασία στη διάρκεια του κύκλου είναι 300 K.

Λύση

Από το σχήμα 7.5 βλέπουμε ότι η μέγιστη θερμοκρασία και πίεση παρατηρείται στην κατάσταση 1 και ο μέγιστος όγκος στην κατάσταση 3. Για να βρούμε το V_3 , θα πρέπει να ακολουθήσουμε τη διεργασία 1-2-3.

Εφόσον το εργαζόμενο μέσο είναι ο αέρας, εφαρμόζουμε τις εξισώσεις τέλειων αερίων. Έτσι από την εξίσωση (6.6) έχουμε ότι:

$$V_1 = \frac{mRT_1}{p_1} = \frac{0,05 \times 0,287 \times 940}{8,4 \times 10^3} = 1,606 \times 10^{-3} \text{ m}^3$$

Από την εξίσωση (7.7), λύνοντας ως προς V_2 παίρνουμε:

$$\ln = \frac{V_2}{V_1} = \frac{Q_{12}}{p_1 V_1} = \frac{4,2}{8,4 \times 10^3 \times 1,606 \times 10^{-3}} = 0,311$$

$$V_2 = e^{0,311} V_1 = 1,365 \times 1,606 \times 10^{-3} = 2,192 \times 10^{-3} \text{ m}^3$$

$$V_2 = 2,192 \times 10^{-3} \text{ m}^3 \quad \text{και} \quad T_2 = T_1 = 940 \text{ K}$$

οπότε

$$p_2 = \frac{mRT_2}{V_2} = \frac{0,05 \times 0,287 \times 940}{2,192 \times 10^{-3}}$$

$$p_2 = 6,15 \times 10^3 \text{ kPa}$$

Για την αναστρέψιμη αδιαβατική εκτόνωση 2-3 από την εξίσωση (6.20) έχουμε ότι:

$$\frac{V_3}{V_2} = \left(\frac{T_2}{T_3} \right)^{1/(k-1)}$$

και
$$V_3 = 2,192 \times 10^{-3} \times \left(\frac{940}{300} \right)^{2,5} = 38,1 \times 10^{-3} \text{ m}^3$$

Παράδειγμα 3

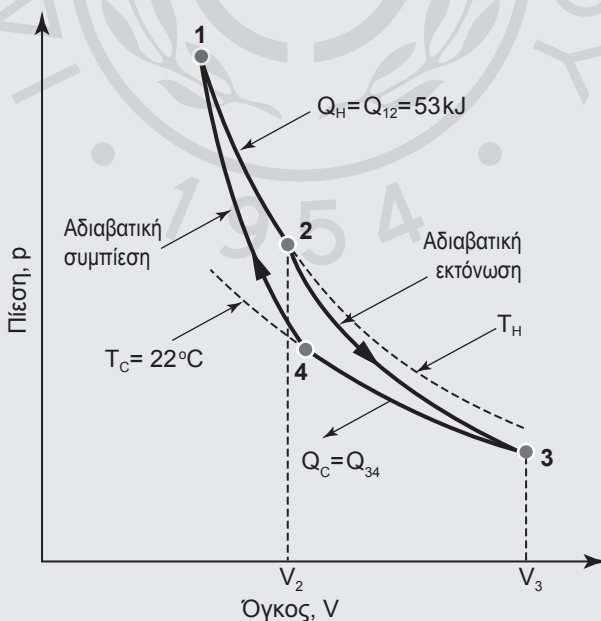
Το εργαζόμενο μέσο σε μία μηχανή Carnot είναι άζωτο. Η θερμότητα που δίνεται στη μηχανή είναι 53 kJ, ενώ ο λόγος αδιαβατικής εκτόνωσης V_3/V_2 16:1. Η χαμηλή θερμοκρασία του κύκλου, όπου αφαιρείται ένα ποσό θερμότητας, είναι 22°C. Να προσδιοριστεί: α) Ο βαθμός απόδοσης, β) η θερμότητα που αφαιρείται και γ) το έργο που παράγεται από τη μηχανή.

Λύση

Σχηματίζουμε αρχικά τον κύκλο λειτουργίας της μηχανής και σημειώνουμε τα στοιχεία που γνωρίζουμε, όπως φαίνεται στο σχήμα 7.8.

Ο λόγος της αδιαβατικής εκτόνωσης είναι ο λόγος των όγκων V_2 και V_3 που έχει η μηχανή πριν και μετά την αδιαβατική εκτόνωση.

Το εργαζόμενο αέριο το θεωρούμε ως τέλειο αέριο.



Σχ. 7.8

Διάγραμμα κύκλου μηχανής παραδείγματος 3

α) Από την εξίσωση (7.10) έχουμε ότι:

$$\eta_{\theta} = 1 - \frac{T_C}{T_H} \quad (1)$$

Για να υπολογίσουμε το η_{θ} , θα πρέπει να βρούμε την υψηλή θερμοκρασία T_H του κύκλου.

Από την εξίσωση (6.20) για αδιαβατική εκτόνωση τέλει αερίου έχουμε:

$$\frac{T_2}{T_3} = \frac{T_H}{T_C} = \left(\frac{V_3}{V_2} \right)^{k-1}$$

όπου $k = 1,399$ από τον Πίνακα Γ6 και $\frac{V_3}{V_2} = 16$ από την εκφώνηση του προβλήματος, οπότε:

$$\frac{T_H}{T_C} = 16^{1,399-1} = 3,02 \quad \text{ή} \quad \frac{T_C}{T_H} = \frac{1}{3,02} = 0,331$$

Αντικαθιστούμε την εξίσωση (1) και παίρνουμε:

$$\eta_{\theta} = 1 - 0,331 = 0,669 \quad \text{ή} \quad \text{θερμικός βαθμός απόδοσης } 66,9\%$$

β) Από την εξίσωση (7.9), η θερμότητα Q_C που αφαιρείται, ισούται με:

$$Q_C = Q_{34} = (1 - \eta_{\theta}) Q_{12} = (1 - \eta_{\theta}) Q_H = (1 - 0,669) \times 53 = 17,54 \text{ kJ}$$

γ) Το καθαρό έργο που παράγεται από τον κύκλο βρίσκεται από την εξίσωση (7.2):

$$W = \eta_{\theta} Q_{12} = 0,669 \times 53 = 35,46 \text{ kJ}$$

Για να ελέγξουμε αν το αποτέλεσμα που βρήκαμε για την ερώτηση (γ) είναι σωστό, χρησιμοποιούμε την εξίσωση (7.3), η οποία θα πρέπει να μας δώσει το ίδιο αποτέλεσμα. Πραγματικά:

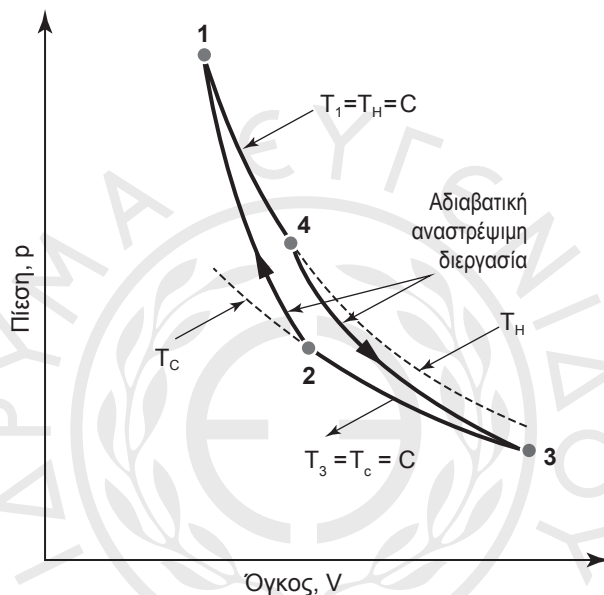
$$W = Q_H - Q_C = 53 - 17,54 = 35,46 \text{ kJ}$$

7.7 Ο αντίστροφος κύκλος Carnot

Η μηχανή Carnot που εξετάσαμε προηγουμένως είναι μία μηχανή η οποία εργάζεται στον κύκλο του σχήματος 7.5 και η οποία προσλαμβάνει θερμότητα και αποδίδει έργο· είναι δηλαδή μία κινητήρια μηχανή. Όταν τον κύκλο αυτόν τον αντιστρέψουμε, σημαίνει ότι θα πρέπει να δώσουμε κάποιο έργο για να αφαιρέσουμε ένα ποσό θερμότητας. Επάνω σ' αυτόν τον κύκλο λειτουργούν οι ψυκτικές εγκαταστάσεις, όπως π.χ. το οικιακό ψυγείο. Πραγματικά, σ' ένα ψυγείο προσδίνουμε ενέργεια με έναν ηλεκτρικό κινητήρα, ο οποίος στρέφει έναν συμπιεστή, και το ψυκτικό υγρό (εργαζόμενο μέσο) αφαιρεί τη θερμότητα από το εσωτερικό του ψυγείου που βρίσκεται σε χαμηλή θερμοκρασία και την αποβάλλει σ' έναν συμπυκνωτή που βρίσκεται έξω από το ψυγείο και σε υψηλότερη θερμοκρασία. Με άλλα λόγια δίνουμε έργο με τη μορφή της

ηλεκτρικής ενέργειας και παίρνουμε θερμότητα μέσα από το ψυγείο, δηλαδή από τα τρόφιμα. Σε άλλο κεφάλαιο θα εξετάσουμε με λεπτομέρειες τις ψυκτικές εγκαταστάσεις. Προς το παρόν θα περιοριστούμε μόνο στην εξέταση του αντίστροφου κύκλου Carnot.

Ο κύκλος αυτός αποτελείται από τις ίδιες διεργασίες που συναντήσαμε στον κύκλο Carnot, ο οποίος παράγει έργο (σχ. 7.5), με τη διαφορά ότι λειτουργεί με αντίστροφη φορά, όπως φαίνεται στο διάγραμμα p-V του σχήματος 7.9.



Σχ. 7.9

Διάγραμμα p-V αναστρέψιμου κύκλου Carnot

Η μηχανή που εργάζεται στον αντίστροφο κύκλο Carnot ονομάζεται **αναστρέψιμη μηχανή Carnot** και έχει ως σκοπό την αφαίρεση μιας ποσότητας θερμότητας σε χαμηλή θερμοκρασία προδίδοντας σ' αυτήν μηχανικό έργο. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα την απόρριψη της θερμότητας σε υψηλότερη θερμοκρασία. Την απόδοση μιας τέτοιας μηχανής την προσδιορίζουμε με τον συντελεστή λειτουργίας σ_λ , που είναι το αντίστροφο του βαθμού απόδοσης που χρησιμοποιήσαμε για τις μηχανές παραγωγής έργου. Η έννοια του συντελεστή λειτουργίας είναι η ίδια με του βαθμού απόδοσης που αναφέραμε προηγουμένως, δηλαδή το τι απαιτούμε από την εγκατάσταση με το τι θα πρέπει να δώσουμε γι' αυτό. Σε μία ψυκτική εγκατάσταση, το τι απαιτούμε είναι το ποσό της θερμότητας που αφαιρείται από τη χαμηλή θερμοκρασία και το τι πρέπει να δώσουμε είναι το έργο που δίνεται. Εάν το εργαζόμενο μέσο στην αναστρέψιμη μηχανή είναι τέλειο αέριο, τότε ο συντελεστής λειτουργίας αποδεικνύεται ότι είναι:

$$\sigma_\lambda = \frac{Q_{23}}{W} = \frac{p_3 V_3 / n (V_2/V_3)}{p_1 V_1 / n (V_2/V_3) - p_3 V_3 / n (V_2/V_3)} \quad (7.12)$$

Μετά από ορισμένες απλοποιήσεις το σ_λ δίνεται ως:

$$\sigma_\lambda = \frac{T_3}{T_1 - T_3} = \frac{T_C}{T_H - T_C} \quad (7.13)$$

Από την προηγούμενη εξίσωση παρατηρούμε ότι ο συντελεστής λειτουργίας εξαρτάται μόνο από τις απόλυτες θερμοκρασίες των πηγών θερμότητας. Ο συντελεστής λειτουργίας στους περισσότερους αναστρέψιμους κύκλους είναι μεγαλύτερος από την μονάδα.

Στον ίδιο κύκλο λειτουργίας βασίζονται και οι μονάδες κλιματισμού που τελευταία τις ονομάζουμε και **αντλίες θερμότητας**, γιατί αντλούν θερμότητα για τη θέρμανση ή ψύξη χώρων ενδιαμιτήσεων ή άλλων διαμερισμάτων των πλοίων. Ο συντελεστής λειτουργίας αυτών των μονάδων ορίζεται ως:

$$\sigma_{\lambda a} = \frac{T_H}{T_H - T_C} \quad (7.14)$$

γιατί εδώ μάς ενδιαφέρει η μεταφορά της θερμότητας στην υψηλή θερμοκρασία T_H , και όχι από τη χαμηλή θερμοκρασία T_C , όπως συμβαίνει στις ψυκτικές εγκαταστάσεις. Περισσότερες όμως λεπτομέρειες και τιμές των συντελεστών λειτουργίας θα δώσουμε στο κεφάλαιο περί ψυκτικών εγκαταστάσεων.

Παράδειγμα 1

Μία αναστρέψιμη μηχανή Carnot αφαιρεί από μία θερμή πηγή 40 kW. Η θερμοκρασία της θερμής πηγής είναι 260 K. Η θερμότητα που αφαιρείται από τη θερμή πηγή αποβάλλεται σε θερμοκρασία 320 K. Να προσδιοριστεί η ισχύς της μηχανής που απαιτείται για την αφαίρεση της θερμότητας αυτής.

Λύση

Από την εξίσωση (7.13) έχουμε ότι ο συντελεστής λειτουργίας είναι:

$$\sigma_\lambda = \frac{T_C}{T_H - T_C} = \frac{260}{320 - 260} = 4,33$$

οπότε η ισχύς της μηχανής είναι:

$$\dot{W} = \frac{\dot{Q}_{23}}{\sigma_\lambda} = \frac{40}{4,33} = 9,23 \text{ kW}$$

Παράδειγμα 2

Για τη θέρμανση ενός σπιτιού τους χειμερινούς μήνες χρησιμοποιείται μία αντλία θερμότητας. Όταν η μέση εξωτερική θερμοκρασία είναι 0°C και η εσωτερική του σπι-

τιού 23°C, η απώλεια της θερμότητας από το σπίτι είναι 20 kW. Να προσδιοριστεί η ελάχιστη ισχύς που απαιτείται για τη λειτουργία της αντλίας.

Λύση

Για μία αντλία θερμότητας ο συντελεστής είναι, εξίσωση (7.14):

$$\sigma_{\lambda\alpha} = \frac{T_H}{T_H - T_C} = \frac{296}{296 - 273} = 12,87$$

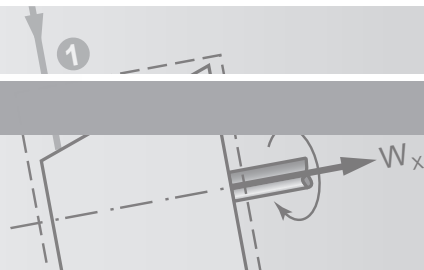
Άρα: $\dot{W} = \frac{20}{12,87} = 1,55 \text{ kW}$

7.8 Ασκήσεις

1. Μία μηχανή Carnot παράγει 25 kW ενώ λειτουργεί μεταξύ δύο θερμοκρασιών 1000 K και 300 K. Να προσδιοριστεί: α) Η θερμότητα που προσδίνεται ανά δευτερόλεπτο και β) η θερμότητα που απορρίπτεται ανά δευτερόλεπτο.
(Απ.: α) 35,7 kJ/s, β) 10,7 kJ/s)
2. Μία μηχανή παράγει έργο $21,5 \times 10^3 \text{ Nm}$ και λαμβάνει θερμότητα 90 kJ. Να προσδιοριστεί: α) Ο βαθμός απόδοσης της μηχανής και β) το ποσό της θερμότητας που αφαιρείται από το εργαζόμενο μέσο.
(Απ.: α) 23,9%, β) 68,5 kJ)
3. Η ισχύς μιας μηχανής είναι 100 kW και ο βαθμός απόδοσής της 20%. Να βρεθεί το ποσό της θερμότητας που μεταφέρεται στο και από το εργαζόμενο μέσο σε kW.
(Απ.: 500 kW, 400 kW)
4. Σε μία αναστρέψιμη μηχανή δίνεται έργο 75 kNm, ενώ από την περιοχή της χαμηλής θερμοκρασίας μεταφέρεται θερμότητα 220 kJ. Να βρεθεί: α) Η θερμότητα που μεταφέρεται στην περιοχή της υψηλής θερμοκρασίας και β) ο συντελεστής λειτουργίας της μηχανής ως ψυκτικής μονάδας και ως αντλίας θερμότητας.
(Απ.: α) 295 kJ, β) 2.93 και 3,93)
5. Σε μία μηχανή Carnot το εργαζόμενο μέσο είναι αέρας. Το παραγόμενο έργο είναι 60 kJ και ο λόγος $V_3/V_4 = 14$. Η χαμηλή θερμοκρασία του κύκλου είναι 300 K. Να προσδιοριστεί: α) Ο βαθμός απόδοσης και β) η θερμότητα που δίνεται και η θερμότητα που αφαιρείται από τη μηχανή.
(Απ.: α) 0,65, β) 92 kJ και 32 kJ)
6. Σε μία μηχανή Carnot γνωρίζουμε ότι $V_1 = 0,3565$ και $V_4 = 5,57 \text{ m}^3$. Να προσδιοριστεί ο βαθμός απόδοσης της μηχανής, εάν το εργαζόμενο μέσο είναι αέριο ήλιο.
(Απ.: 84%)

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΟΓΔΟΟ

Εντροπία



8.1 Η έννοια της εντροπίας

Πριν προχωρήσουμε στη διατύπωση του μαθηματικού ορισμού της εντροπίας και στον τρόπο χρησιμοποίησής της στη μελέτη των διαφόρων διεργασιών και κύκλων λειτουργίας, είναι σκόπιμο να πούμε μερικά λόγια για να αντιληφθούμε πρώτα τη φυσική έννοια της εντροπίας. Ας υποθέσουμε, λοιπόν, ότι έχουμε έναν μεγάλο δίσκο που περιέχει έναν μεγάλο αριθμό «εκπαιδευμένων σφαιρών», που μπορούν να μετακινούνται, οι μισές από τις οποίες είναι κόκκινες και οι υπόλοιπες άσπρες. Ας δεχθούμε ότι εκπαιδεύσαμε τις σφαίρες να μετακινούνται σε ζευγάρια και ότι στην αρχή τις έχουμε τακτοποιήσει έτσι ώστε οι άσπρες να είναι στη μία πλευρά του δίσκου και οι κόκκινες στην άλλη. Ένας παρατηρητής που βρίσκεται σε μεγάλη απόσταση από τον δίσκο δεν μπορεί να δει τις σφαίρες· μπορεί μόνο να πει ότι «το αντικείμενο», δηλαδή ο δίσκος και οι σφαίρες μαζί, είναι άσπρο στη μία πλευρά και κόκκινο στην άλλη. Αν αφήσουμε τις σφαίρες να αρχίσουν να μετακινούνται, ο παρατηρητής θα πει ότι το κόκκινο τμήμα σκορπίζεται μέσα στο άσπρο και το αντικείμενο αρχίζει να παίρνει χρώμα ροζ. Μετά από λίγο ο δίσκος θα αποκτήσει ομοιόμορφο χρώμα ροζ και ο παρατηρητής θα νομίσει ότι οι μετακινήσεις των σφαιρών σταμάτησαν. Αν πλησιάσει στον δίσκο, θα δει ότι οι σφαίρες εξακολουθούν να μετακινούνται κατά τη θέλησή τους και ότι πολλές κόκκινες σφαίρες είναι συγκεντρωμένες σε ορισμένα σημεία, άσπρες σε άλλα σημεία κ.λπ. Κάθε φορά που επαναλαμβάνουμε το πείραμα, ο παρατηρητής θα διαπιστώνει ότι το κόκκινο χρώμα διασκορπίζεται μέσα στο άσπρο και μετά από λίγο, όταν το σύστημα αποκτά χρώμα ροζ, ότι το σύστημα αποκτά μία ισορροπία. Κάθε φορά μετά την ισορροπία οι σφαίρες βρίσκονται σε διαφορετικές θέσεις, έτσι που ο παρατηρητής δεν μπορεί να μας πει με **βεβαιότητα** τις τελικές τους θέσεις. Αντίθετα, στην αρχή του πειράματος μπορεί με βεβαιότητα να πει ότι το μισό αντικείμενο ήταν κόκκινο και το άλλο μισό άσπρο. Παρατηρούμε λοιπόν ότι η **αβεβαιότητα** του παρατηρητή για την κατάσταση του δίσκου με τις σφαίρες **αυξάνει** καθώς οι σφαίρες αρχίζουν να μετακινούνται τυχαία μέσα σ' αυτόν. Ας αντικαταστήσουμε τώρα τις σφαίρες με άτομα δύο αερίων, π.χ. του αργού και του ηλίου και τον δίσκο με έναν μονωμένο αδιαβατικά τοίχο. Ο παρατηρητής είμαστε εμείς και θα παρατηρηθεί η ίδια διεργασία του διασκορπισμού. **Το μέτρο της αβεβαιότητάς** μας για τη μικροσκοπική (εσωτερική) κατάσταση του συστήματος, όταν γνωρίζουμε μόνο τη μακροσκοπική (εξωτερική) κατάσταση, είναι αυτό που ονομάσαμε προηγουμένως **εντροπία**. Και είδαμε ότι η αβεβαιότητα αυτή συνεχώς αυξάνει στη διάρκεια

μιας πραγματικής διεργασίας. Συμπερασματικά, μπορούμε να πούμε ότι η εντροπία είναι το μέτρο της «αταξίας» του συστήματος ή το μέτρο της αβεβαιότητας που έχουμε για τη μικροσκοπική κατάσταση ενός συστήματος.

8.2 Η εντροπία συστήματος

Ενώ η μικροσκοπική εξέταση ενός συστήματος είναι πολύ σημαντική για την κατανόηση της έννοιας της εντροπίας, η γνώση της μάζ βοηθάει ποιοτικά στην εξέταση της **αρχής της μη διαθεσιμότητας** της ενέργειας και της **αναστρεψιμότητας** των διεργασιών.

Από τον Δεύτερο Θερμοδυναμικό Νόμο γνωρίζουμε ότι η μετατροπή της θερμικής ενέργειας σε μηχανικό έργο εξαρτάται από τη ροή θερμότητας από μία περιοχή με υψηλή θερμοκρασία σε μία άλλη με χαμηλή. Η αρχή της μη διαθεσιμότητας ενός μέρους της ενέργειας, που δίνεται με τη μορφή της θερμότητας σε ένα θερμοδυναμικό σύστημα, περιέχεται με έμμεσο, αλλά σαφή τρόπο, στον δεύτερο νόμο, γιατί η παραγωγή έργου προϋποθέτει την απόρριψη στην περιοχή της χαμηλής θερμοκρασίας ενός μέρους της θερμικής ενέργειας. Το μέρος αυτό της ενέργειας που αποβάλλεται από το σύστημα είναι **μη διαθέσιμο** για μετατροπή σε μηχανικό έργο.

Η εντροπία είναι ένας δείκτης αυτής της μη διαθεσιμότητας της ενέργειας. Δεδομένου ότι δεν είναι δυνατή η μετατροπή όλης της θερμότητας σε μηχανικό έργο, μπορούμε να θεωρήσουμε την εντροπία ως ένα μέτρο ή ένδειξη του ποσού της θερμότητας που αποβάλλεται στην περιοχή της χαμηλής θερμοκρασίας, όταν πρόκειται να χρησιμοποιήσουμε την υπόλοιπη θερμότητα για την παραγωγή χρήσιμου έργου.

Την εντροπία μπορούμε επίσης να τη θεωρήσουμε ως ένα μέτρο ή ένδειξη της αναστρεψιμότητας μιας διεργασίας. Όλες οι πραγματικές διεργασίες είναι σε κάποιο μέτρο μη αναστρέψιμες· και σε όλες τις πραγματικές διεργασίες υπάρχει μία **αύξηση** της εντροπίας. Έτσι η εντροπία και η μη αναστρεψιμότητα των διεργασιών είναι στενά συνδεδεμένες· κάθε διεργασία στην οποία παρατηρούμε αύξηση της εντροπίας είναι μη αναστρέψιμη διεργασία. Εδώ μπορούμε να παραλληλίσουμε τη διεργασία με το πείραμα της προηγούμενης παραγράφου και την εντροπία με την αβεβαιότητα του παρατηρητή στη διάρκεια του πειράματος αυτού. Το **πείραμα** είναι μία **πραγματική διεργασία**. Γι' αυτό, η **αβεβαιότητα** του παρατηρητή για την κατάσταση του συστήματος, ή η **εντροπία** του συστήματος, αυξάνουν συνεχώς. Έτσι ο δεύτερος νόμος μπορεί να διατυπωθεί και ως εξής:

Δεν υπάρχει διεργασία στην οποία η **ολική** εντροπία ενός μονωμένου (αδιαβατικά) συστήματος να ελαττώνεται: η ολική εντροπία ενός τέτοιου συστήματος μπορεί θεωρητικά να παραμείνει σταθερή σε ορισμένες αναστρέψιμες (ιδανικές) διεργασίες, αλλά σε όλες τις μη αναστρέψιμες (πραγματικές) διεργασίες η **ολική** εντροπία ενός μονωμένου συστήματος πρέπει να αυξηθεί.

Σε σχέση τώρα με το φυσικό περιβάλλον όπου ζούμε, γενικά στο Σύμπαν, είναι ενδιαφέρον να παρατηρήσουμε ότι **κάθε αύξηση της εντροπίας του Σύμπαντος είναι μόνιμη**. Αυτό σημαίνει ότι ούτε μπορούμε να απαλλαγούμε απ' αυτήν ούτε

και να την καταστρέψουμε. Κάθε φυσική διεργασία που συντελείται στο Σύμπαν έχει ως αποτέλεσμα την αύξηση της ολικής εντροπίας του Σύμπαντος, και αυτή η αύξηση της εντροπίας είναι μη αναστρέψιμη. Γι' αυτό λέμε ότι η εντροπία του Σύμπαντος αυξάνει συνεχώς και σταθερά. Αυτό όμως έχει ως συνέπεια την ελάττωση της θερμικής ενέργειας του Σύμπαντος, που μπορεί να μετατραπεί σε χρήσιμο μηχανικό έργο· αυτή είναι η τάση της φύσης, η οποία συχνά ονομάζεται **νόμος της υποβάθμισης της ενέργειας**. Βέβαια αυτό δεν σημαίνει ότι η συνολική ενέργεια του Σύμπαντος χάνεται, αλλά απλά ότι δεν είναι διαθέσιμη για παραγωγή έργου. Αρκεί ότι φανταστεί κανείς ότι για τη λειτουργία των μηχανών των αυτοκινήτων, των εργοστασίων, των πλοίων κ.λπ., αφαιρούμε από το Σύμπαν θερμική ενέργεια σε υψηλή θερμοκρασία και την επιστρέφουμε με τη μορφή έργου, τριβών κ.λπ. πάλι στη φύση, αλλά σε χαμηλή θερμοκρασία (περιβάλλον), με αποτέλεσμα τη μείωση της διαθέσιμης ενέργειας της φύσης, αφού η ενέργεια σε χαμηλή θερμοκρασία δεν είναι πια εκμεταλλεύσιμη.

8.3 Η εντροπία σε κλειστό και σε ανοικτό σύστημα

Στις περισσότερες πρακτικές εφαρμογές ενδιαφερόμαστε για την αλλαγή της εντροπίας ενός συστήματος παρά για τις απόλυτες τιμές της. Η αλλαγή της εντροπίας εξαρτάται από το ποσό της θερμότητας που μεταφέρεται από ή προς το εργαζόμενο μέσο του συστήματος, από την απόλυτη θερμοκρασία της πηγής θερμότητας και από την απόλυτη θερμοκρασία της περιοχής όπου αποβάλλεται ένα μέρος της θερμότητας. Ο μαθηματικός ορισμός της εντροπίας οφείλεται στον Clausius, ο οποίος όρισε ότι σε μία αναστρέψιμη διεργασία η μεταβολή της εντροπίας του εργαζόμενου μέσου σε ένα σύστημα είναι:

$$s_2 - s_1 = \int_1^2 \frac{dq}{T} \quad (8.1)$$

όπου: s_1 , s_2 η ειδική εντροπία του εργαζόμενου μέσου στην κατάσταση 1 και κατάσταση 2 αντίστοιχα σε J/kgK.

Η ειδική και η ολική εντροπία ενός μέσου συνδέονται με τη σχέση:

$$s = \frac{S}{m}$$

όπου: S η ολική εντροπία του εργαζόμενου μέσου σε J/K.

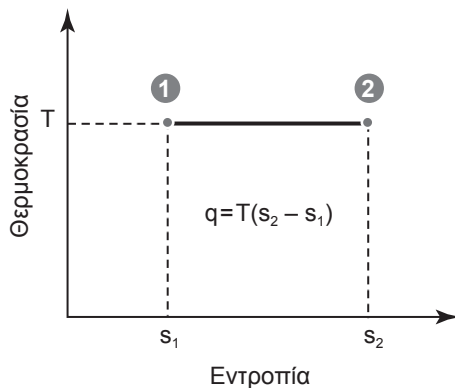
Για μια ισοθερμοκρασιακή αναστρέψιμη διεργασία (σχ. 8.1) από την κατάσταση 1 στην κατάσταση 2, όπου $T_1 = T_2 = T$, η εξίσωση (8.1) γίνεται:

$$s_2 - s_1 = \frac{q}{T} \quad (8.1a)$$

όπου: q η θερμότητα που προσδίνεται στη διεργασία σε J/kg και

T η απόλυτη θερμοκρασία της διεργασίας σε K.

Η εντροπία είναι μία ιδιότητα του εργαζόμενου μέσου και η τιμή του ολοκληρώματος που την δίνει, εξίσωση (8.1), εξαρτάται μόνο από τις τελικές καταστάσεις 1 και 2.

**Σχ. 8.1**

Ισοθερμοκρασιακή διεργασία

Σ' ένα κλειστό σύστημα η αλλαγή της εντροπίας συνοψίζεται στα εξής:

1) Η εντροπία θα μειωθεί όταν από το σύστημα αφαιρέσουμε θερμότητα, με την προϋπόθεση ότι όλες οι διεργασίες είναι αναστρέψιμες.

2) Η εντροπία θα παραμείνει σταθερή όταν έχουμε **ανατρέψιμη αδιαβατική** διεργασία. Μία τέτοια διεργασία ονομάζεται και **ισοεντροπική**.

3) Η εντροπία θα αυξηθεί όταν στο σύστημα προσθέσουμε θερμότητα, είτε η διεργασία είναι αναστρέψιμη είτε όχι.

4) Η εντροπία ενός μονωμένου συστήματος θα αυξηθεί όταν έχουμε μη αναστρέψιμες διεργασίες.

Το ότι η εντροπία ενός αδιαβατικά μονωμένου συστήματος πρέπει πάντα να αυξάνει, δεν σημαίνει ότι πρέπει να αυξάνει και η εντροπία **όλων των τμημάτων** του. Κι αυτό γιατί σε πολλές πραγματικές διεργασίες βρίσκουμε σε άλλα μεν τμήματα αύξηση της εντροπίας και σε άλλα μείωσή της. Αυτό όμως που συμβαίνει είναι ότι η αύξηση της εντροπίας είναι μεγαλύτερη από τη μείωση και επομένως η ολική εντροπία ενός μονωμένου συστήματος πρέπει πάντα να μεγαλώνει.

Σε ένα ανοικτό σύστημα όπου έχουμε μία σταθερή ροή μάζας $\dot{m}$, η αλλαγή της εντροπίας είναι:

$$\dot{m}(s_0 - s_i) \geq \frac{\delta \dot{Q}}{T} \quad (8.2)$$

όπου: s_i, s_0 η ειδική εντροπία του εργαζόμενου μέσου στην είσοδο και έξοδο του συστήματος αντίστοιχα σε J/kgK,

$\delta \dot{Q}$ η μεταβολή της θερμότητας σε W,

T η απόλυτη θερμοκρασία της διεργασίας σε K και

$\dot{m}$ η ροή μάζας σε kg/s.

Εάν δεν έχουμε μεταφορά θερμότητας, τότε η εξίσωση (8.2) γίνεται:

$$s_0 \geq s_i \quad (8.3)$$

Επομένως για σταθερή αδιαβατική ροή μάζας, η εντροπία αυξάνεται ή παραμένει σταθερή· ποτέ δεν ελαττώνεται.

Ασχοληθήκαμε ως τώρα με τις διάφορες έννοιες που δίνουμε στην εντροπία και δώσαμε τον μαθηματικό ορισμό της· στοιχεία απαραίτητα για να αποκτήσουμε μία γενική ιδέα της νέας αυτής ιδιότητας των διαφόρων ουσιών που ονομάσαμε **εντροπία**. Αμέσως πιο κάτω θα προχωρήσουμε στην εξέταση του τρόπου με τον οποίο μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε την εντροπία στην επίλυση πρακτικών προβλημάτων.

8.4 Υπολογισμός της εντροπίας για τέλεια αέρια

Για να μπορέσουμε να χρησιμοποιήσουμε την εντροπία, θα πρέπει να γνωρίζουμε τις τιμές που παίρνει για τις διάφορες καταστάσεις του εργαζόμενου μέσου στη λειτουργία ενός συστήματος. Θα υπολογίσουμε πρώτα την εντροπία των αερίων σε ένα κλειστό σύστημα με τη χρήση των νόμων του τέλειου αερίου και μετά την εντροπία των καθαρών ουσιών.

Για μία αναστρέψιμη διεργασία, στην οποία θεωρούμε ότι οι ειδικές θερμότητες c_p , c_v και c_n είναι σταθερές, η μεταβολή της εντροπίας του αερίου μεταξύ δύο καταστάσεων 1 και 2 υπολογίζεται από τις σχέσεις*:

$$S_2 - S_1 = mc_n \ln \frac{T_2}{T_1} \quad (8.4)$$

$$S_2 - S_1 = mc_v \ln \frac{T_2}{T_1} + mR \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (8.5)$$

$$S_2 - S_1 = mc_p \ln \frac{T_2}{T_1} - mR \ln \frac{p_2}{p_1} \quad (8.6)$$

Έτσι υπάρχουν τρεις εξισώσεις που περιγράφουν τη μεταβολή της εντροπίας για ένα τέλειο αέριο μέσα σε ένα κλειστό σύστημα. Η χρησιμοποίηση μίας από τις τρεις εξισώσεις εξαρτάται από τα στοιχεία του προβλήματος και φυσικά θα προτιμηθεί αυτή που δίνει την ευκολότερη λύση.

Παράδειγμα 1

Τρία χιλιόγραμμα αέρα θερμαίνονται από 27°C σε 527°C, ενώ η πίεση αυξάνει από 100 kPa σε 500 kPa. Να προσδιοριστεί η μεταβολή της εντροπίας του αέρα με τη βοήθεια μίας από τις παραπάνω εξισώσεις.

Λύση

Από τα δεδομένα του προβλήματος φαίνεται ότι η εξίσωση (8.6) μάς δίνει αμέσως τη λύση. Έτσι έχουμε ότι:

$$\text{Για } T_1 = 273 + 27 = 300 \text{ K} \quad T_2 = 273 + 527 = 800 \text{ K}$$

$$p_1 = 100 \text{ kPa} \quad p_2 = 500 \text{ kPa}$$

και από τον Πίνακα Γ6 $c_p = 1,005 \text{ kJ/kgK}$ και $R = 0,287 \text{ kJ/kgK}$,

* Η απόδειξη των εξισώσεων (8.4), (8.5) και (8.6) δίνεται στο Πάραρτημα Α.

$$\text{οπότε} \quad S_2 - S_1 = 3 \times \left(1,005 \times \ln \frac{800}{300} - 0,287 \times \ln \frac{500}{100} \right) = 1,57 \text{ kJ/K}$$

Για να υπολογίσουμε την αλλαγή της εντροπίας από τις εξισώσεις (8.4) και (8.5) θα πρέπει πρώτα να βρούμε τους αγνώστους που είναι c_n , V_2 και V_1 . Από την εξίσωση του τέλειου αερίου έχουμε:

$$V_1 = \frac{mRT_1}{p_1} = \frac{3 \times 0,287 \times 300}{100} = 2,583 \text{ m}^3$$

$$V_2 = \frac{mRT_2}{p_2} = \frac{3 \times 0,287 \times 800}{500} = 1,378 \text{ m}^3$$

Από τα δεδομένα της άσκησης μπορούμε να πούμε ότι η διεργασία είναι πολυτροπική, γιατί έχουμε μεταβολή της πίεσης, της θερμοκρασίας και του όγκου και, επίσης, στην εκφώνηση δεν αναφέρεται ότι το σύστημα είναι μονωμένο, δηλαδή $Q \neq 0$. Έχουμε λοιπόν, εξίσωση (6.25):

$$p_1 V_1^n = p_2 V_2^n \quad \text{ή} \quad \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^n = \frac{p_2}{p_1}$$

και λύνοντας ως προς n παίρνουμε:

$$n = \frac{\ln(p_2/p_1)}{\ln(V_1/V_2)} = \frac{\ln(500/100)}{\ln(2,583/1,378)} = 2,56$$

Από την εξίσωση (6.30α) βρίσκουμε το c_n :

$$c_n = \frac{c_p - nc_v}{1 - n} = 0,534 \text{ kJ/kg K}$$

Οπότε, αντικαθιστώντας στην εξίσωση (8.4) έχουμε:

$$S_2 - S_1 = mc_n \ln \frac{T_2}{T_1} = 3 \times 0,534 \times \ln \frac{800}{300} = 1,57 \text{ kJ/K}$$

Επίσης από την εξίσωση (8.5) παίρνουμε:

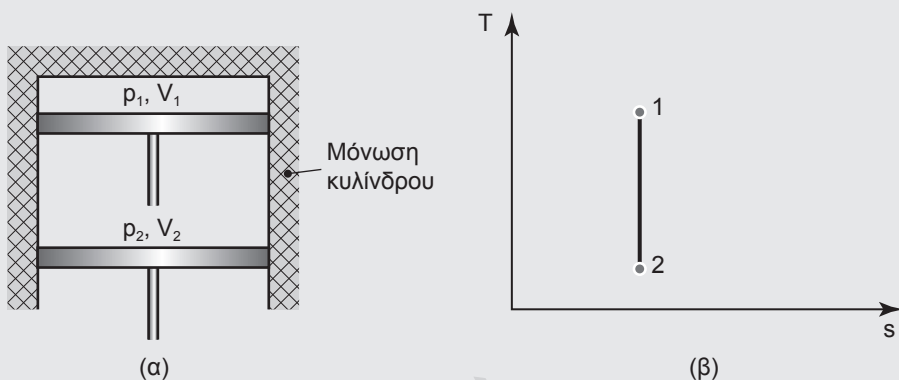
$$S_2 - S_1 = \left(3 \times 0,717 \times \ln \frac{800}{300} \right) + \left(3 \times 0,287 \times \ln \frac{1,378}{2,583} \right)$$

$$\text{ή} \quad S_2 - S_1 = 1,57 \text{ kJ/K}$$

Επομένως οι εξισώσεις (8.4), (8.5) και (8.6) δίνουν το ίδιο αποτέλεσμα.

Παράδειγμα 2

Αέρας εκτονώνεται ισοεντροπικά μέσα σ' έναν κύλινδρο από θερμοκρασία 838°C και πίεση 4 bar σε πίεση 1 bar. Να υπολογιστεί το έργο ανά μονάδα μάζας που έδωσε ο αέρας κατά την εκτόνωση.



Σχ. 8.2
Εκτόνωση αερίου σε κύλινδρο

Λύση

Εδώ έχουμε ένα κλειστό σύστημα (σχ. 8.2). Εφόσον έχουμε ισοεντροπική εκτόνωση, $Q = 0$ και $s = \text{σταθερή}$ · γιατί, όπως είπαμε, η ισοεντροπική εκτόνωση είναι διεργασία αναστρέψιμη **και** αδιαβατική ($Q = 0$).

Ο πρώτος νόμος είναι, εξίσωση (4.10):

$$q = \Delta u + w \quad (1)$$

αλλά $q = 0$, οπότε

$$w = u_1 - u_2$$

Από την εξίσωση (6.9) έχουμε ότι:

$$W = u_1 - u_2 = c_v(T_1 - T_2) \quad (2)$$

Επειδή η διεργασία είναι αδιαβατική, από την εξίσωση (6.21) έχουμε:

$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^{k/k-1}$$

όπου για αέρα $k = 1,4$ (Πίνακας Γ6).

Λύνουμε ως προς T_2 και παίρνουμε:

$$T_2 = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{(k-1)/k} = 1111 \times \left(\frac{1}{4} \right)^{0,4/1,4} = 1111 \times 0,67 = 748 \text{ K}$$

$$\text{ή } t_2 = 475^\circ\text{C}$$

Αντικαθιστούμε στην εξίσωση (2), ($c_v = 0,717 \text{ kJ/kg K}$) και έχουμε:

$$W = 0,717 \times (1111 - 748) = 260 \text{ kJ/kg}$$

8.5. Η εντροπία καθαρής ουσίας

Ας δούμε τώρα πώς μπορούμε να υπολογίσουμε την εντροπία μιας καθαρής ουσίας. Πιο συγκεκριμένα, θα εξετάσουμε την εντροπία της πιο αντιπροσωπευτικής καθαρής ουσίας, του νερού. Η εντροπία του νερού περιλαμβάνεται στους πίνακες ατμού που αναφέραμε στο πέμπτο κεφάλαιο (Πίνακες Γ1, Γ2 και Γ3). Εξάλλου ως ιδιότητα του εργαζόμενου μέσου, μπορεί να υπολογιστεί όπως οι άλλες ιδιότητες, δηλαδή η ενθαλπία h , η ειδική εσωτερική ενέργεια u κ.λπ. Έτσι την εντροπία ενός υγρού ατμού με βαθμό ξηρότητας x την υπολογίζουμε με βάση την εξίσωση (5.2), όπου αντί για την ενθαλπία h , θεωρούμε την εντροπία s . Δηλαδή:

$$s = s_f + x s_{fg} \quad (8.7)$$

όπου: s_f η εντροπία του κεκορεσμένου νερού σε J/kgK και

s_{fg} η εντροπία ατμοποίησης σε J/kgK.

Την εντροπία τη χρησιμοποιούμε επίσης ως μία από τις συντεταγμένες των διαγραμμάτων του ατμού. Δύο είναι τα πιο χρήσιμα διαγράμματα στα οποία, εκτός από την εντροπία, η άλλη συντεταγμένη είναι η απόλυτη θερμοκρασία ή η ενθαλπία. Τα διαγράμματα αυτά θα μας είναι πολύ χρήσιμα στην επίλυση των προβλημάτων για εγκαταστάσεις ατμού.

8.5.1 Διάγραμμα θερμοκρασίας – εντροπίας (T-s)

Στο σχήμα 8.3 φαίνεται το διάγραμμα θερμοκρασίας – εντροπίας (T-s) του ατμού, όπου περιλαμβάνονται οι περιοχές του κεκορεσμένου νερού, υγρού ατμού και υπέρ-θερμου ατμού. Είναι πολύ χρήσιμο, γιατί περιέχει τα εξής βασικά στοιχεία:

- 1) Οι επιφάνειες επάνω στο διάγραμμα έχουν τις μονάδες του έργου (kJ).
- 2) Στην περιοχή του υγρού ατμού οι γραμμές σταθερής πίεσης είναι οριζόντιες.
- 3) Σε μία αναστρέψιμη διεργασία, η επιφάνεια κάτω από την καμπύλη είναι ίση με τη μεταφορά της θερμότητας κατά τη διάρκεια της διεργασίας αυτής.

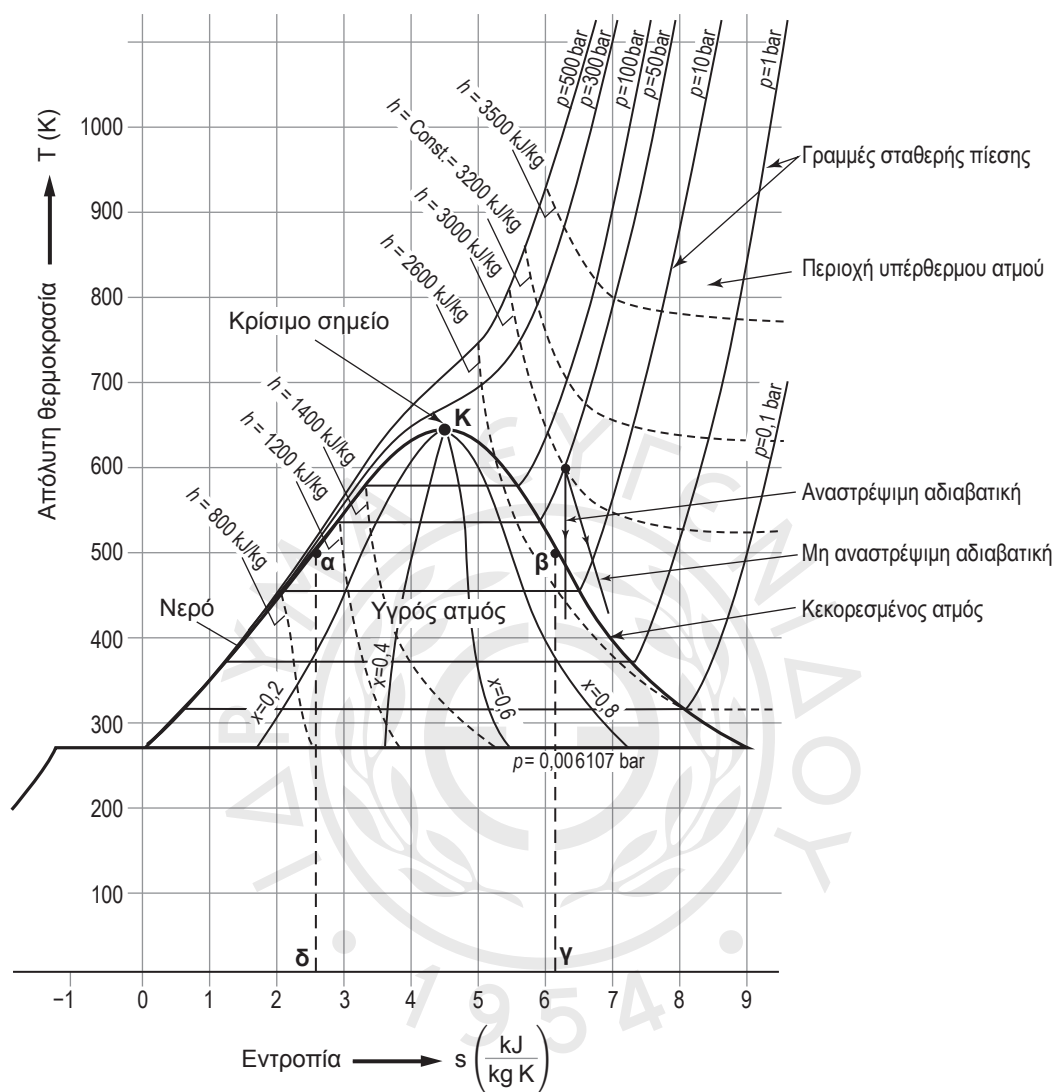
Στη διάρκεια της αναστρέψιμης ισοθερμοκρασιακής διεργασίας αβ (σχ. 8.3) το ποσό της θερμότητας q που μεταφέρεται, ισούται με:

$$q = T (s_b - s_a) \quad (8.8)$$

Στο διάγραμμα T-s (σχ. 8.3) η ποσότητα $T(s_b - s_a)$ είναι φυσικά η επιφάνεια αβγδ κάτω από τη γραμμή αβ.

4) Η ισοεντροπική ή αναστρέψιμη αδιαβατική διεργασία είναι κατακόρυφη ευθεία γραμμή.

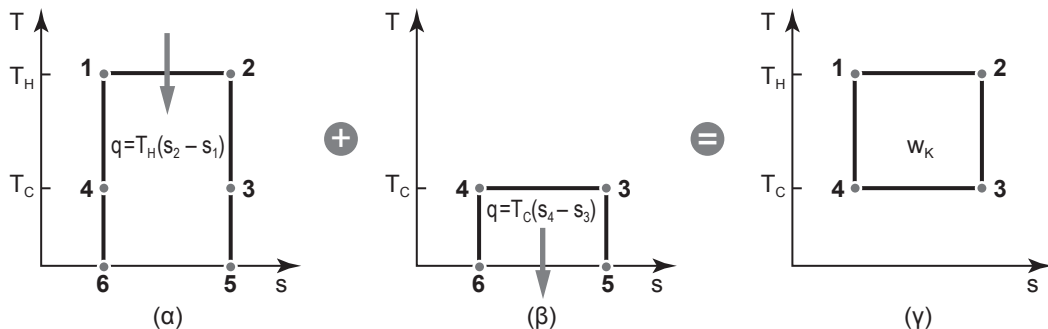
5) Σε έναν κύκλο που αποτελείται από αναστρέψιμες διεργασίες, δηλαδή σε έναν αναστρέψιμο κύκλο, η επιφάνεια που περικλείεται από τις γραμμές οι οποίες παριστάνουν τις διεργασίες αυτές είναι ίση με το καθαρό ή ωφέλιμο έργο που παράγεται και συνεπώς ίση και με τη θερμότητα (ωφέλιμη) που χρειάζεται για να παραχθεί το έργο αυτό. Στο ίδιο διάγραμμα T-s στο σχήμα 8.4(α) π.χ. η επιφάνεια 1-2-5-6-1 μάς δίνει τη θερμότητα που προσδίνεται στο σύστημα στην ισοθερμοκρασιακή διεργασία



Σχ. 8.3
Διάγραμμα ατμού T-s

1-2, $T_1 = T_H = \text{σταθ.}$ Η επιφάνεια 4-3-5-6-4 μάς δίνει τη θερμότητα που απορρίπτεται στην ισοθερμοκρασιακή διεργασία 3-4, $T_C = T_4 = \text{σταθ.}$ [σχ. 8.4(β)]. Η διαφορά αυτών των δύο επιφανειών είναι η επιφάνεια 1-2-3-4-1 [σχ. 8.4(γ)], που παριστάνει την καθαρή θερμότητα q_k , η οποία δόθηκε στο σύστημα και είναι ίση με το καθαρό έργο w_k .

6) Από το διάγραμμα βρίσκουμε τον θερμικό βαθμό απόδοσης ενός αναστρέψιμου κύκλου. Εάν ο κύκλος έχει τη διεύθυνση των δεικτών του ρολογιού, τότε έχουμε έναν κύκλο παραγωγής μηχανικού έργου. Όπως είπαμε προηγουμένως, το καθαρό έργο είναι η επιφάνεια που περικλείεται από τον κύκλο και η θερμότητα που προσ-



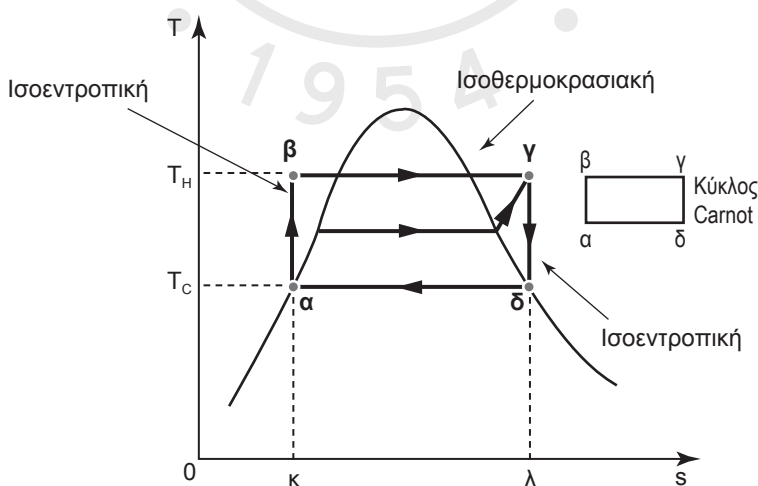
Σχ. 8.4

Γραφική παρουσίαση του καθαρού έργου

δίνεται στον κύκλο είναι η επιφάνεια κάτω από την υψηλότερη οριζόντια γραμμή. Ο θερμικός βαθμός απόδοσης του κύκλου, όπως τον ορίσαμε με την εξίσωση (7.2), είναι ο λόγος αυτών των δύο επιφανειών.

7) Εάν το εργαζόμενο μέσο εκτελεί έναν κύκλο Carnot, η διαδρομή του στο διάγραμμα T-s θα είναι ένα ορθογώνιο. Στο σχήμα 8.5 φαίνεται ο κύκλος Carnot αβγδα με εργαζόμενο μέσο τον ατμό. Όπως είπαμε και στο προηγούμενο κεφάλαιο, ο κύκλος αποτελείται από δύο διεργασίες σταθερής θερμοκρασίας (ισοθερμοκρασιακές, οριζόντιες γραμμές βγ, δα) και δύο ισοεντροπικές διεργασίες (κατακόρυφες γραμμές αβ, γδ). Στην περίπτωση αυτή, όπου όλες οι διεργασίες είναι αναστρέψιμες, ο θερμικός βαθμός απόδοσης του κύκλου Carnot είναι:

$$\eta_{\theta} = \frac{\text{επιφάνεια αβγδα}}{\text{επιφάνεια κβγλκ}} \quad (8.9)$$



Σχ. 8.5

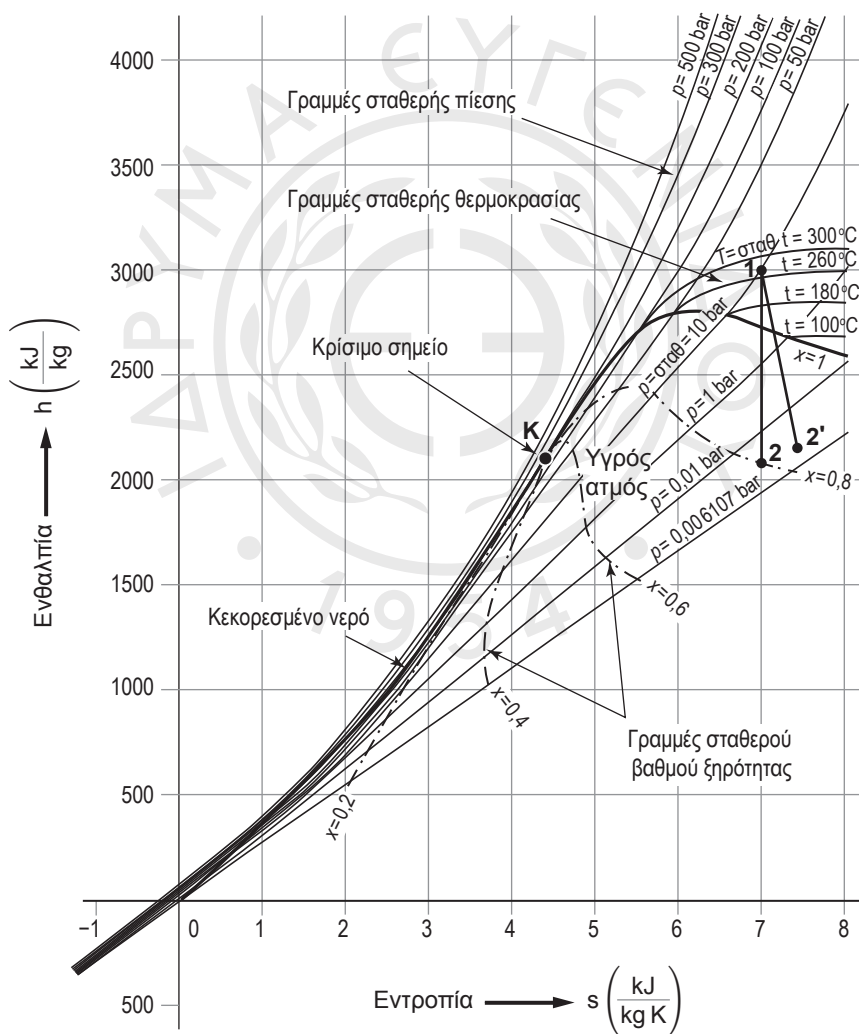
Ο κύκλος Carnot στο διάγραμμα T-s

Από τη γεωμετρία, ο λόγος των επιφανειών στην εξίσωση (8.9) είναι ίσος με τον λόγο των υψών των δύο ορθογωνίων, δηλαδή με $(T_H - T_C)/T_H$, όπως ακριβώς ορίσαμε τον θερμικό βαθμό απόδοσης στην εξίσωση (7.5).

8) Μία αδιαβατική μη αναστρέψιμη διεργασία παριστάνεται από μία γραμμή που έχει κλίση προς τα δεξιά (σχ. 8.3), και αυτό γιατί η εντροπία πάντα μεγαλώνει σε μη αναστρέψιμες διεργασίες.

8.5.2 Διάγραμμα Mollier ενθαλπίας - εντροπίας (h-s)

Το σχήμα 8.6 δείχνει σε κλίμακα ένα διάγραμμα με τις ιδιότητες του ατμού, όπου η τεταγμένη είναι η ενθαλπία (h) και η τετμημένη η εντροπία (s). Το διάγραμμα αυτό



Σχ. 8.6

Διάγραμμα ενθαλπίας - εντροπίας για ατμό (Mollier)

είναι γνωστό ως **διάγραμμα Mollier* για ατμό**. Διαγράμματα σε μεγάλη κλίμακα χρησιμοποιούνται πάρα πολύ σε υπολογισμούς ανοικτών συστημάτων με σταθερή ροή. Επίσης στα διαγράμματα αυτά γίνεται σύγκριση των πραγματικών (μη αναστρέψιμων) και των θεωρητικών (αναστρέψιμων) αδιαβατικών εκτονώσεων και συμπίεσεων.

Στο σχήμα 8.6 δίνουμε μερικές γραμμές σταθερής πίεσης και θερμοκρασίας μαζί με γραμμές που έχουν σταθερό βαθμό ξηρότητας (σταθερής ποιότητας). Στην περιοχή του υγρού ατμού οι γραμμές σταθερής πίεσης και θερμοκρασίας συμπίπτουν όπως φαίνεται και στο σχήμα 5.3.

Το διάγραμμα Mollier είναι ιδιαίτερα χρήσιμο στους μηχανικούς που ασχολούνται με εγκαταστάσεις ατμού, γιατί μπορούν με βάση αυτό να προσδιορίσουν γραφικά την κατάσταση του ατμού πριν και μετά την εκτόνωση στον στρόβιλο με αρκετή ακρίβεια, χωρίς να χρησιμοποιήσουν τους πίνακες ατμού. Στο σχήμα 8.6 μία ισοεντροπική εκτόνωση μέσα σ' έναν στρόβιλο από την κατάσταση 1 (εισαγωγή του ατμού στον στρόβιλο), μέχρι το σημείο 2 (εξαγωγή από τον στρόβιλο), παριστάνεται με μία κατακόρυφη γραμμή. Η τομή της γραμμής αυτής με τη γραμμή της πίεσης εξαγωγής του στροβίλου μάς δίνει το σημείο 2· έτσι προσδιορίζουμε αμέσως την κατάσταση της εκτόνωσης (σημείο 2) χωρίς να χρησιμοποιήσουμε τους πίνακες ατμού. Πιο συγκεκριμένα, το σημείο 1 έχει ενθαλπία $h_1 \approx 3000 \text{ kJ/kg}$ και εντροπία $s_1 \approx 7 \text{ kJ/kgK}$ και το σημείο 2 ενθαλπία $h_2 \approx 2100 \text{ kJ/kg}$ και φυσικά την ίδια εντροπία $s_2 = s_1$. Σύμφωνα δε με την εξίσωση (4.15) και δεδομένου ότι $\dot{Q} = 0$, το έργο είναι ίσο με $h_1 - h_2 \approx 900 \text{ kJ/kg}$.

Στο σχήμα 8.6 φαίνεται επίσης η πραγματική εκτόνωση 1-2 στον στρόβιλο. Παρατηρούμε εδώ ότι η εντροπία αυξήθηκε σε σχέση με την ισοεντροπική εκτόνωση. Ήταν κάτι που περιμέναμε, γιατί, όπως είπαμε και προηγουμένως, η εντροπία πάντα αυξάνει σε μία πραγματική εκτόνωση, αφού, λόγω τριβών και άλλων απωλειών, η εκτόνωση δεν μπορεί να είναι αναστρέψιμη διεργασία.

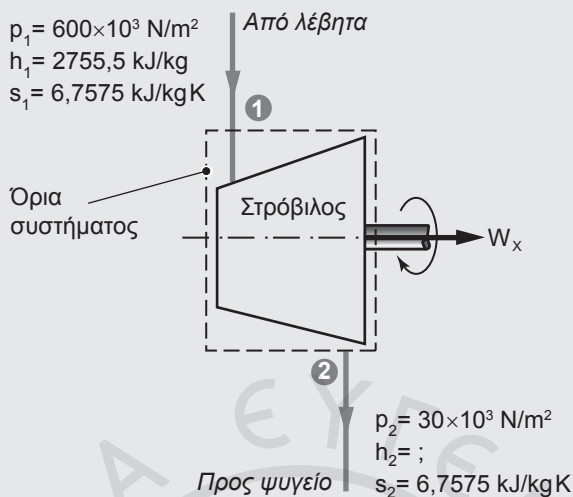
Παράδειγμα 1

Ξηρός κεκορεσμένος ατμός σε πίεση $600 \times 10^3 \text{ N/m}^2$ εισέρχεται με σταθερή παροχή μέσα σε έναν στρόβιλο όπου εκτονώνεται ισοεντροπικά. Η εξαγωγή του στροβίλου πραγματοποιείται μέσα σε ένα ψυγείο που έχει πίεση $30 \times 10^3 \text{ N/m}^2$ (σχ. 8.7). Να βρεθεί το έργο που παράγει ο στρόβιλος στην εκτόνωση του ατμού, εάν η κινητική ενέργεια στην είσοδο και έξοδο του στροβίλου είναι αμελητέα.

Λύση

Στο σχήμα 8.7 έχουμε τα στοιχεία του ατμού στην είσοδο και έξοδο του στροβίλου, τα οποία πήραμε από τους πίνακες ατμού. Επίσης, στο σχήμα σημειώνουμε και

* R. Mollier (1863-1935). Γερμανός επιστήμονας στον οποίο οφείλονται τόσο αυτό όσο και άλλα διαγράμματα για την παρουσίαση των θερμοδυναμικών ιδιοτήτων και διεργασιών.



Σχ. 8.7
Εκτόνωση ατμού σε ατμοστρόβιλο

τις άγνωστες ποσότητες. Πιο συγκεκριμένα, από τους πίνακες ατμού παίρνουμε για ξηρό κεκορεσμένο ατμό και $p_1 = 600 \times 10^3 \text{ N/m}^2$, ή $p_1 = 6 \text{ bar}$ (Πίνακας Γ2):

$$h_1 = 2755,5 \text{ kJ/kg} \text{ και } s_1 = 6,7575 \text{ kJ/kgK}$$

για πίεση $p_2 = 30 \times 10^3 \text{ N/m}^2$, μας είναι άγνωστη η ενθαλπία h_2 , γιατί δεν γνωρίζουμε την ποιότητα του ατμού, δηλαδή τον βαθμό ξηρότητας μετά την εκτόνωση. Η εντροπία είναι η ίδια, $s_2 = s_1 = 6,7575 \text{ kJ/kgK}$, αφού η εκτόνωση είναι ισοεντροπική. Άρα θα πρέπει να βρούμε οπωσδήποτε τον βαθμό ξηρότητας του ατμού. Με βάση την εξίσωση (8.7), για την κατάσταση 2 μπορούμε να γράψουμε ότι:

$$s_2 = s_f + x s_{fg} \quad (1)$$

Από τον Πίνακα Γ2 για $p_2 = 30 \times 10^3 \text{ N/m}^2 = 0,3 \text{ bar}$ παίρνουμε:

$$s_f = 0,9441 \text{ kJ/kgK} \text{ και } s_{fg} = 6,8254 \text{ kJ/kgK}$$

οπότε, αντικαθιστώντας τις τιμές στην εξίσωση (1) και λύνοντας ως προς x έχουμε:

$$x = \frac{6,7575 - 0,9441}{6,8254} = 0,852$$

Την εξίσωση (1) τη γράψαμε **με την παραδοχή** ότι ο ατμός μετά την εκτόνωση είναι υγρός, όπως άλλωστε δείχνει η εξίσωση (1). Αυτό σημαίνει ότι όταν βρούμε τον βαθμό ξηρότητας, θα πρέπει να βεβαιωθούμε ότι η παραδοχή μας είναι σωστή, όπως συμβαίνει στην περίπτωση μας, όπου βρήκαμε ότι $x = 0,852$, που σημαίνει

ότι ο ατμός είναι υγρός. Εάν είχαμε βρει την τιμή του x μεγαλύτερη του 1, θα έπρεπε να αρχίζαμε τη λύση από την αρχή, ξέροντας ότι ο ατμός είναι υπέρθερμος. Έτσι θα βρίσκαμε με παρεμβολή, όπως είπαμε σε άλλο κεφάλαιο, την ενθαλπία του ατμού, που ορίζεται από $p_2 = 0,3$ bar και $s_2 = 6,7575$ kJ/kgK. Εάν όμως είχαμε βρει το x μικρότερο του μηδενός, σημαίνει ότι έχουμε κάνει αριθμητικό λάθος στις πράξεις!

Απομένει τώρα να βρούμε το h_2 . Αφού ο ατμός είναι υγρός, για τον υπολογισμό του h_2 χρησιμοποιούμε την εξίσωση (5.2).

$$h_2 = h_f + xh_{fg} \quad (2)$$

Από τον Πίνακα Γ2 για $p_2 = 0,3$ bar παίρνουμε:

$$h_f = 289,3 \text{ kJ/kg} \quad h_{fg} = 2336,1 \text{ kJ/kg}$$

οπότε από την εξίσωση (2) έχουμε ότι:

$$h_2 = 289,3 + (0,852 \times 2336,1) = 2279,7 \text{ kJ/kg}$$

Το έργο που παράγει ο στρόβιλος, από την εξίσωση (4.15), είναι:

$$w_{12} = h_1 - h_2 = 2755,5 - 2279,7 = 475,8 \text{ kJ/kg}$$

Η διαδικασία του υπολογισμού του έργου ενός στρόβιλου, που αναπτύξαμε πιο πάνω, είναι πολύ συνηθισμένη σε εγκαταστάσεις ατμού.

Παράδειγμα 2

Να βρεθεί το έργο του στρόβιλου του παραδείγματος 1 με τη βοήθεια του διαγράμματος Mollier.

Λύση

Όπως είπαμε προηγουμένως, το διάγραμμα Mollier είναι πολύ χρήσιμο, γιατί μας δίνει απαντήσεις με απλή γραφική μέθοδο. Στο παράδειγμά μας η λύση είναι μία απλή κάθετος γραμμή (ή γραμμή εκτόνωσης) στον άξονα της εντροπίας του διαγράμματος. Η αρχή της γραμμής (σημείο 1) είναι το σημείο που ορίζεται από την τομή της γραμμής $p_1 = 6$ bar και της καμπύλης του ξηρού κεκορεσμένου ατμού. Στην κλίμακα της ενθαλπίας διαβάζουμε $h_1 = 2755$ kJ/kg. Το τέλος της εκτόνωσης (σημείο 2) ορίζεται από την τομή της γραμμής εκτόνωσης και της γραμμής $p_2 = 0,3$ bar. Για το σημείο 2 διαβάζουμε ότι $h_2 = 2280$ kJ/kg, οπότε το έργο της εκτόνωσης του ατμού βρίσκεται ως:

$$w_{12} = h_1 - h_2 = 2755 - 2280 = 475 \text{ kJ/kg}$$

Παράδειγμα 3

Ατμός σε θερμοκρασία 200°C και βαθμό ξηρότητας 0,9 εκτελεί μία αναστρέψιμη ισοθερμοκρασιακή διεργασία μέχρι την πίεση 2 bar. Με τη βοήθεια των πινάκων του

ατμού, να υπολογιστεί: α) Η αύξηση της εντροπίας και β) η θερμότητα που έλαβε ο ατμός στη διάρκεια της διεργασίας με βάση τον ορισμό της εντροπίας.

Λύση

α) Ο ατμός στην αρχή της διεργασίας είναι υγρός ($x = 0,9$), οπότε η εντροπία από την εξίσωση (8.7) είναι:

$$s_1 = s_f + x s_{fg} \quad (1)$$

Από τον Πίνακα ατμού Γ1 για $t = 200^\circ\text{C}$ έχουμε:

$$s_f = 2,3307 \text{ kJ/kgK} \quad \text{και} \quad s_{fg} = 4,0971 \text{ kJ/kgK}$$

και από την εξίσωση (1) παίρνουμε:

$$s_1 = 2,3307 + (0,9 \times 4,0971) = 6,0181 \text{ kJ/kgK}$$

Στην πίεση $200 \times 10^3 \text{ N/m}^2$ ή 2 bar η θερμοκρασία του κεκορεσμένου ατμού είναι $120,23^\circ\text{C}$ (βλ. Πίνακα Γ2). Η θερμοκρασία όμως παραμένει 200°C . Αυτό σημαίνει ότι ο ατμός έγινε υπέρθερμος, οπότε για $p = 2 \text{ bar}$ και $t = 200^\circ\text{C}$ από τον Πίνακα Γ3 έχουμε ότι:

$$s_2 = 7,5072 \text{ kJ/kgK}$$

Άρα η αύξηση της εντροπίας είναι:

$$s_2 - s_1 = 7,5072 - 6,0181 = 1,4891 \text{ kJ/kgK}$$

β) Από τον ορισμό της εντροπίας, εξίσωση (8.1α), έχουμε ότι η θερμότητα που δόθηκε είναι:

$$q = T (s_2 - s_1) = 473 \times 1,4891 = 704,3 \text{ kJ/kg}$$

8.6 Ασκήσεις

1. Το εργαζόμενο μέσο ενός συστήματος είναι υγρό και εκτελεί μία αναστρέψιμη ισοθερμοκρασιακή διεργασία. Η αρχική πίεση είναι 90 kN/m^2 και η θερμοκρασία 60°C . Στη διάρκεια της διεργασίας μεταφέρεται στο υγρό θερμότητα 120 kJ . Να υπολογιστεί:

α) Η αύξηση της ειδικής εντροπίας και

β) εάν η μάζα του υγρού είναι $2,3,1 \text{ kg}$, να βρεθεί επίσης η αύξηση της εντροπίας.

$$(\text{Απ.: } \alpha) 0,360 \text{ kJ/kgK}, \beta) 0,832 \text{ kJ/K})$$

2. Με τη βοήθεια των πινάκων ατμού του Παραρτήματος Γ, να βρεθεί η ειδική εντροπία σε kJ/kgK , στις πιο κάτω περιπτώσεις:

α) Κεκορεσμένος ξηρός ατμός σε θερμοκρασία 150°C .

β) Κεκορεσμένο νερό σε πίεση $7 \times 10^3 \text{ N/m}^2$.

γ) Ατμός με βαθμό ξηρότητας $0,9$ σε πίεση 700 kN/m^2 .

δ) Ατμός σε πίεση $400 \times 10^3 \text{ N/m}^2$ και θερμοκρασία 600°C .

$$(\text{Απ.: } \alpha) 6,836, \beta) 0,559, \gamma) 6,234, \delta) 8,456 \text{ kJ/kgK})$$

3. Ένα σύστημα αποτελείται από μείγμα νερού και ατμού, που έχει 0,1 kg νερού και 0,7 kg ατμού. Τα δύο μέρη του μείγματος βρίσκονται σε ισορροπία, σε πίεση $300 \times 10^3 \text{ N/m}^2$. Να βρεθεί ο βαθμός ξηρότητας, η θερμοκρασία και η ειδική εντροπία του μείγματος.

(Απ.: 0,875, 133,6°C, 6,326 kJ/kgK)

4. Μέσα σε έναν κύλινδρο χωρίς τριβές υπάρχει κεκορεσμένο νερό σε πίεση 8 bar. Το νερό εκτελεί μία αναστρέψιμη διεργασία με σταθερή πίεση, καθώς το έμβολο κινείται αργά προς τα επάνω, προκαλώντας έτσι τη μετατροπή του νερού σε ξηρό κεκορεσμένο ατμό. Η θερμότητα που μεταφέρεται στη διάρκεια της διεργασίας είναι 2046,5 kJ. Ο αρχικός και τελικός όγκος του εργαζόμενου μέσου στον κύλινδρο είναι 1115 cm³ και 0,2403 m³ αντίστοιχα. Να προσδιοριστεί η αύξηση: α) Της ολικής εντροπίας και β) της ολικής εσωτερικής ενέργειας του μέσου.

(Απ.: α) 4,614 kJ/K, β) 1855,2 kJ)

5. Σε έναν στρόβιλο εκτονώνεται αδιαβατικά με σταθερή παροχή ατμός από πίεση $6 \times 10^6 \text{ N/m}^2$ και θερμοκρασία 400°C σε πίεση $800 \times 10^3 \text{ N/m}^2$ και θερμοκρασία 200°C. Να προσδιοριστεί το έργο που παράγει ο στρόβιλος στη μονάδα της μάζας.

(Απ.: 341,5 kJ/kg)

6. Ατμός βαθμού ξηρότητας 0,9 συμπιέζεται αναστρέψιμα και αδιαβατικά από πίεση $200 \times 10^3 \text{ N/m}^2$, σε πίεση $2 \times 10^6 \text{ N/m}^2$. Να προσδιοριστεί: α) Η τελική θερμοκρασία, β) η αύξηση της ειδικής εσωτερικής ενέργειας και γ) η αύξηση της ειδικής ενθαλπίας.

(Απ.: α) 254,8°C, β) 362 kJ/kg, γ) 428,2 kJ/kg)

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΕΝΑΤΟ

Κύκλοι ισχύος ατμού



9.1 Γενικά

Με το κεφάλαιο αυτό εισερχόμαστε ουσιαστικά στην Εφαρμοσμένη Θερμοδυναμική, όπου θα εξετάσουμε αναλυτικά τους θεωρητικούς κύκλους λειτουργίας των θερμικών μηχανών μαζί με στοιχεία από τους αντίστοιχους πραγματικούς κύκλους. Η συνοπτική παρουσίαση των πραγματικών κύκλων κρίθηκε απαραίτητη για λόγους εποπτείας παρ' όλο που αποτελεί αντικείμενο άλλων μαθημάτων (Ατμοστρόβιλοι, ΜΕΚ κ.λπ.).

Όπως είπαμε στην παράγραφο 2.5, ο θερμοδυναμικός κύκλος ή κύκλος λειτουργίας μιας θερμικής μηχανής δεν είναι τίποτε άλλο παρά μία προκαθορισμένη σειρά διεργασιών, όπου η αρχική και η τελική κατάσταση παραμένουν οι ίδιες. Κατά συνέπεια η μελέτη ενός κύκλου αποτελείται από την επιμέρους εξέταση κάθε μίας διεργασίας του, όπως ήδη έχουμε κάνει για τον κύκλο Carnot στο έβδομο κεφάλαιο. Ας υποθέσουμε π.χ. ότι ένας κύκλος λειτουργίας αποτελείται από δύο ισοθερμοκρασιακές και δύο ισοεντροπικές διεργασίες (κύκλος Carnot): για κάθε μία απ' αυτές γνωρίζουμε ήδη τις σχέσεις που συνδέουν τις ιδιότητες του εργαζόμενου μέσου (ενθαλπία, εντροπία κ.λπ.), τις σχέσεις που δίνουν το παραγόμενο έργο κ.λπ. Άρα έχουμε όλα τα στοιχεία που αφορούν στον κύκλο λειτουργίας και που μας επιτρέπουν να προχωρήσουμε στη μελέτη του. Με άλλα λόγια η μελέτη ενός κύκλου λειτουργίας γίνεται με σύνθεση όσων έχουμε μάθει μέχρι τώρα για τις διεργασίες.

Ειδικότερα στο κεφάλαιο αυτό θα ασχοληθούμε με την εξέταση του κύκλου παραγωγής έργου, ο οποίος έχει ως εργαζόμενο μέσο το νερό. Ο κύκλος αυτός ονομάζεται **κύκλος ισχύος ατμού** και αποτελεί τη βάση λειτουργίας όλων των ναυτικών ατμοστρόβιλων που χρησιμοποιούνται για την πρόωση των πλοίων. Στον ίδιο κύκλο στηρίζεται επίσης και η λειτουργία των παλινδρομικών μηχανών. Από τους δύο αυτούς τύπους ναυτικών μηχανών θα εξετάσουμε μόνο τους ατμοστρόβιλους, γιατί οι παλινδρομικές μηχανές δεν χρησιμοποιούνται πια στα πλοία· αντικαταστάθηκαν από τους ατμοστρόβιλους, γιατί αυτοί έχουν καλύτερο βαθμό απόδοσης στις μεγάλες ιπποδυνάμεις, έχουν μικρότερο όγκο και είναι ελαφρότεροι. Ο κύκλος ισχύος ατμού είναι επίσης γνωστός ως **κύκλος Rankine**.

Στη μελέτη του κύκλου αυτού θα προσδιορίσουμε τις διαδοχικές φάσεις λειτουργίας του, τις αλλαγές κατάστασης του εργαζόμενου μέσου, τον τρόπο μετατροπής της θερμικής ενέργειας σε ωφέλιμο μηχανικό έργο, τις απώλειες και τον βαθμό απόδοσής του. Επίσης, στη μελέτη αυτή θα προβούμε σε ορισμένες απλοποιητικές πα-

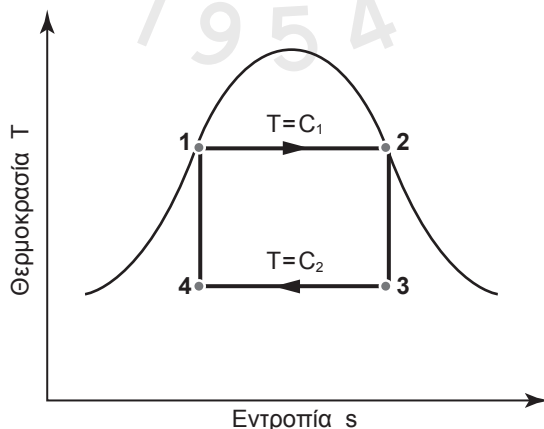
ραδοχές, οι οποίες, ενώ θα μας διευκολύνουν στην εργασία μας, δεν θα μας απομακρύνουν πολύ από την πράξη. Οι παραδοχές αυτές είναι:

1) Ο **Θερμοδυναμικός Κύκλος είναι ιδανικός (θεωρητικός)**. Στην πράξη οι διάφορες δράσεις λειτουργίας μιας μηχανής δεν ταυτίζονται με τις αντίστοιχες του θεωρητικού κύκλου. Οι διαφορές αυτές οφείλονται σε μηχανικούς λόγους, τους οποίους δεν μπορούμε να αποφύγουμε, όπως είναι π.χ. οι κατασκευαστικές ατέλειες, οι περιορισμοί στην κατασκευή κ.ά. Πέρα από τους λόγους αυτούς, έχουμε και θερμοδυναμικούς περιορισμούς (Δεύτερος Θερμοδυναμικός Νόμος) που οφείλονται σ' αυτή την ίδια τη φύση, όπως συμβαίνει π.χ. με την τριβή μεταξύ των εξαρτημάτων, που είναι αναπόφευκτη διότι είναι φυσικό φαινόμενο.

2) Ο **κύκλος λειτουργίας είναι κλειστός**, δηλαδή η μάζα παραμένει ποσοτικά αλλά και ποιοτικά ίδια. Στην πράξη όμως έχουμε πάντα απώλειες από τις σωληνώσεις των δικτύων της μηχανικής εγκατάστασης, που μας αναγκάζουν να συμπληρώνουμε, π.χ. με νερό, ώστε η ποσότητα του εργαζόμενου μέσου στη διάρκεια του κύκλου να είναι πάντα η ίδια. Αυτό έχει σαν συνέπεια να εισάγουμε στον κύκλο μάζα με διαφορετικές θερμοδυναμικές ιδιότητες, όπως π.χ. συμβαίνει με το νερό που συμπληρώνουμε, που είναι πιο κρύο απ' αυτό που λειτουργεί μέσα στο δίκτυο της εγκατάστασης.

9.2 Ο κύκλος Carnot με ατμό

Στο έβδομο κεφάλαιο μιλήσαμε για τον κύκλο Carnot με ατμό, και είχαμε πει ότι η αντίστοιχη μηχανή είναι η πιο αποδοτική μηχανή που έχει μέχρι σήμερα επινοηθεί. Μπορούμε λοιπόν να τη χρησιμοποιήσουμε για την παραγωγή μηχανικού έργου. Ο θερμοδυναμικός κύκλος Carnot φαίνεται στο διάγραμμα T-s στο σχήμα 9.1. Κεκορεσμένο νερό στην κατάσταση 1 ατμοποιείται με σταθερή πίεση και θερμοκρασία μέχρι την κατάσταση 2, όπου μετατρέπεται σε κεκορεσμένο ατμό. Ο ατμός από το σημείο 2 εισέρχεται στον ατμοστρόβιλο και εκτονώνεται ισοεντροπικά μέχρι το σημείο 3, πα-



Σχ. 9.1

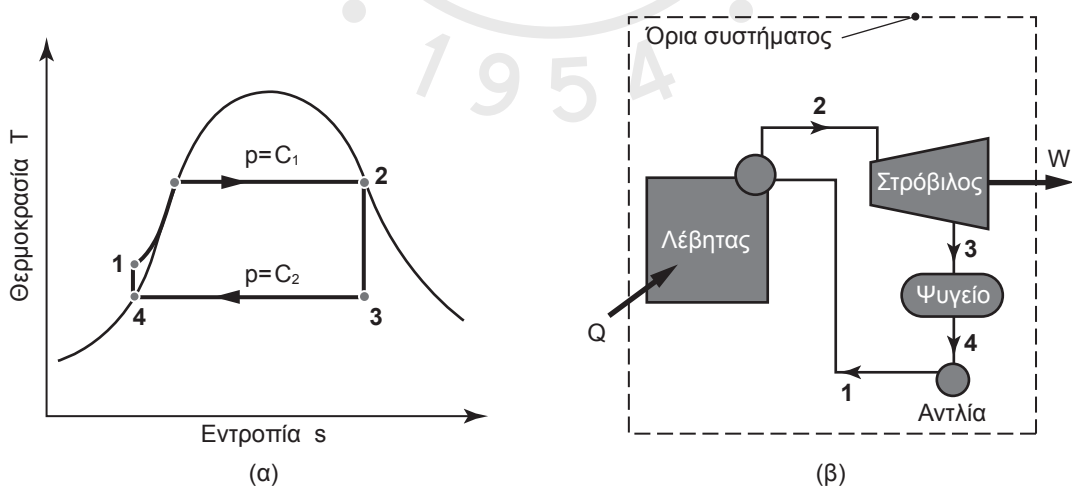
Θερμοδυναμικός κύκλος Carnot με ατμό

ράγοντας μηχανικό έργο. Στην έξοδο του στρόβιλου, κατάσταση 3, έχουμε μείγμα από ατμό και νερό, που συμπυκνώνεται μέσα σε ένα ψυγείο με σταθερή πίεση και θερμοκρασία, μέχρι την κατάσταση 4. Ένα μέρος από το έργο που έδωσε ο στρόβιλος χρησιμοποιείται για την ισοεντροπική συμπίεση του μείγματος ατμού-νερού της κατάστασης 4. Με τη συμπίεση αυτή ολοκληρώνεται ο κύκλος λειτουργίας.

Η πρακτική εφαρμογή όμως του κύκλου αυτού παρουσιάζει δύο σοβαρές δυσκολίες. Η πρώτη είναι ότι ο ατμός στην κατάσταση 3 έχει πολύ μικρό βαθμό ξηρότητας, πράγμα που έχει ως αποτέλεσμα τη διάβρωση των πτερυγίων. Πραγματικά, ατμός με βαθμό ξηρότητας μικρότερο από 80% είναι πολύ υγρός για την ασφαλή λειτουργία ενός ατμοστρόβιλου πρόωσης. Η δεύτερη δυσκολία είναι ότι πρακτικά είναι αδύνατη η ισοεντροπική συμπίεση του μείγματος ατμού-νερού από την κατάσταση 4 στην κατάσταση 1, για να μην αναφέρουμε και το ότι διεργασία της συμπύκνωσης με σταθερή θερμοκρασία είναι επίσης δύσκολο να εφαρμοστεί στην πράξη.

9.3 Ο κύκλος ισχύος ατμού ή κύκλος Rankine

Ο κύκλος Rankine υπερνικά τις παραπάνω δυσκολίες του κύκλου Carnot. Γι' αυτό και καθιερώθηκε ως ο κύκλος ισχύος ατμού επάνω στον οποίο λειτουργούν όλοι οι ναυτικοί ατμοστρόβιλοι. Στο σχήμα 9.2(α) φαίνεται ο θερμοδυναμικός κύκλος Rankine στο διάγραμμα T-s και στο σχήμα 9.2(β) η σχηματική διάταξη των μονάδων που αποτελούν τον αντίστοιχο μηχανικό κύκλο. Ο κύκλος αποτελείται από δύο υπό σταθερή πίεση διεργασίες, την 1-2 που διεξάγεται στον λέβητα και την 3-4 που γίνεται στο ψυγείο, καθώς και από δύο ισοεντροπικές διεργασίες, την 4-1 που γίνεται στην αντλία και την 2-3 που διεξάγεται στον στρόβιλο. Η θερμότητα δίνεται στη διεργασία 1-2 και ένα μέρος της αφαιρείται στη διεργασία 3-4· η παραγωγή του έργου πραγματοποιείται στη διεργασία 2-3, ενώ στη διεργασία 4-1 προσδίδουμε έργο για την ανύψωση της πίεσης.



Σχ. 9.2

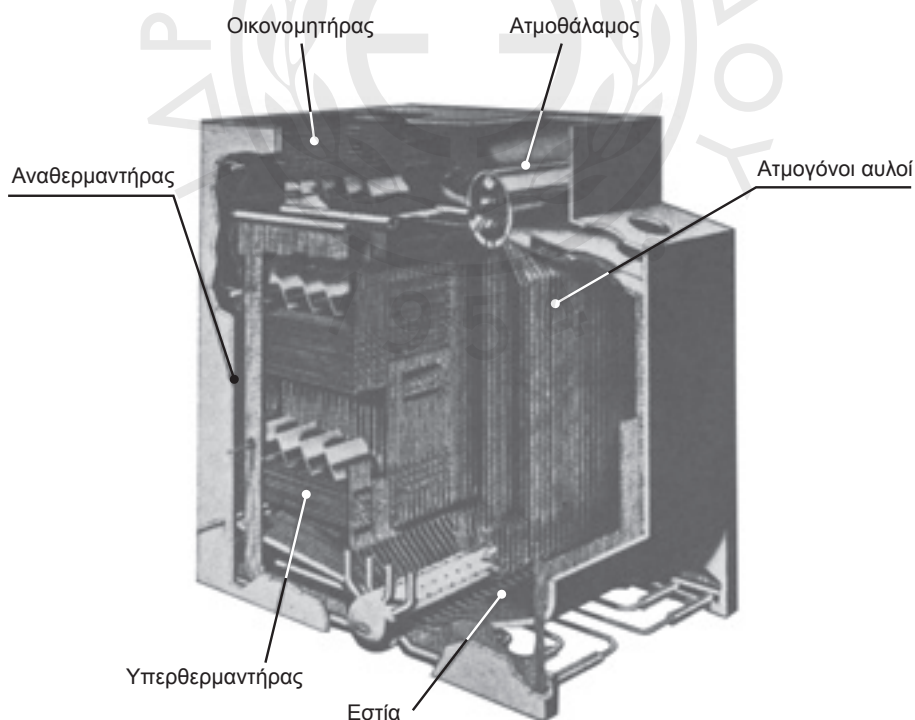
α) Διάγραμμα T-s κύκλου Rankine. β) Σχηματική διάταξη των μονάδων του κύκλου Rankine

Πριν προχωρήσουμε όμως στην ανάλυση του θερμοδυναμικού κύκλου, προκειμένου να προσδιορίσουμε τα χαρακτηριστικά του μεγέθη, όπως π.χ. έργο, βαθμό απόδοσης κ.λπ., θα δώσουμε μία σύντομη περιγραφή της λειτουργίας των μονάδων του μηχανικού κύκλου [σχ. 9.2(β)], για να δούμε με ποιον τρόπο λειτουργούν και ποιο σκοπό εξυπηρετεί κάθε μία απ' αυτές, ακολουθώντας συγχρόνως τον θερμοδυναμικό κύκλο στο διάγραμμα T-s [σχ. 9.2(α)].

9.3.1 Περιγραφή μηχανικού κύκλου

Στο σημείο 1 (σχ. 9.2) το εργαζόμενο μέσο είναι νερό σε πίεση p_1 , που εισέρχεται στον λέβητα. Η πρώτη μετατροπή της ενέργειας γίνεται όταν καίγεται το καύσιμο (πετρέλαιο) μέσα στην εστία του λέβητα. Με την καύση, η χημική ενέργεια που περιέχεται μέσα στο καύσιμο μετατρέπεται σε θερμική ενέργεια, η οποία μεταφέρεται με τα θερμά καυσαέρια στο νερό του λέβητα. Ενώ οι βαλβίδες του λέβητα είναι ακόμη κλειστές, αρχίζει να σχηματίζεται ατμός μέσα στον λέβητα· ο όγκος του ατμού παραμένει σταθερός, αλλά η πίεση και η θερμοκρασία μεγαλώνουν, πράγμα που σημαίνει ότι η εσωτερική ενέργεια του εργαζόμενου μέσου αυξάνει. Έτσι, από την κατάσταση 1 όπου έχουμε νερό, πηγαίνουμε στην κατάσταση 2, όπου το νερό έχει μετατραπεί σε κεκορεσμένο ατμό. Ένας γνωστός τύπος ναυτικού λέβητα φαίνεται στο σχήμα 9.3.

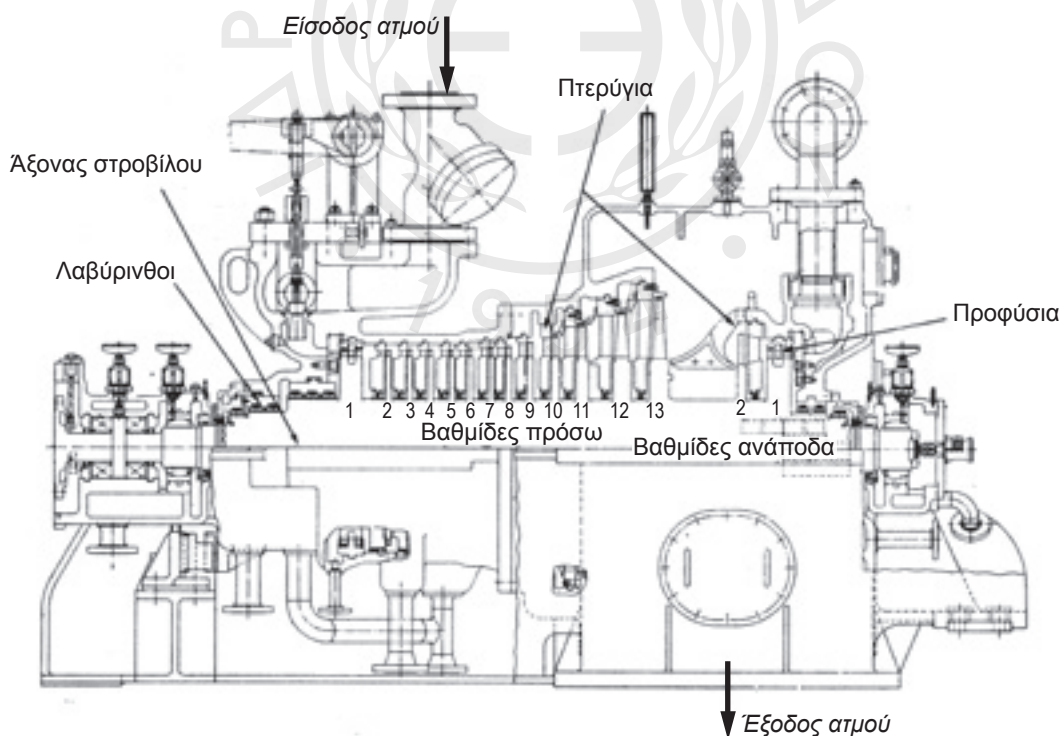
Ανοίγοντας τις βαλβίδες του λέβητα, η υψηλή πίεση του ατμού τον οδηγεί στον



Σχ. 9.3
Τόμη ενός λέβητα

στρόβιλο, όπου έχουμε τη δεύτερη μετατροπή της ενέργειας. Στον στρόβιλο ο ατμός εκτονώνεται και η θερμική ενέργεια μετατρέπεται σε μηχανική ενέργεια ή έργο. Η εκτόνωση γίνεται από την κατάσταση 2 στην κατάσταση 3. Ο στρόβιλος, με το έργο που παράγει, στρέφει τον ελικοφόρο άξονα, και έτσι το πλοίο κινείται. Μία τυπική μορφή ναυτικού ατμοστροβίλου δείχνει το σχήμα 9.4. Όπως φαίνεται και στο σχήμα, ο στρόβιλος αποτελείται από προφύσια που είναι στερεωμένα στο κέλυφός του και από πτερύγια που είναι στερεωμένα στον άξονά του. Ο ατμός περνά πρώτα μέσα από τα προφύσια όπου αποκτά υψηλή ταχύτητα και στη συνέχεια μέσα από τα πτερύγια, τα οποία, λόγω της διαμόρφωσής τους, στρέφουν, συμπαρασύροντας τον άξονα του στροβίλου. Αυτός με τη σειρά του συμπαρασύρει τον ελικοφόρο άξονα του πλοίου, με τον οποίο είναι σταθερά συνδεδεμένος. Βλέπουμε λοιπόν, ότι στην πραγματικότητα η δεύτερη μετατροπή της ενέργειας αποτελείται από δύο στάδια. Στο πρώτο έχουμε μετατροπή της δυναμικής ενέργειας (υψηλή πίεση ατμού) σε κινητική ενέργεια (υψηλή ταχύτητα ατμού) μέσα στα προφύσια και στο δεύτερο έχουμε μετατροπή της κινητικής ενέργειας σε μηχανικό έργο μέσα στα πτερύγια του ατμοστροβίλου.

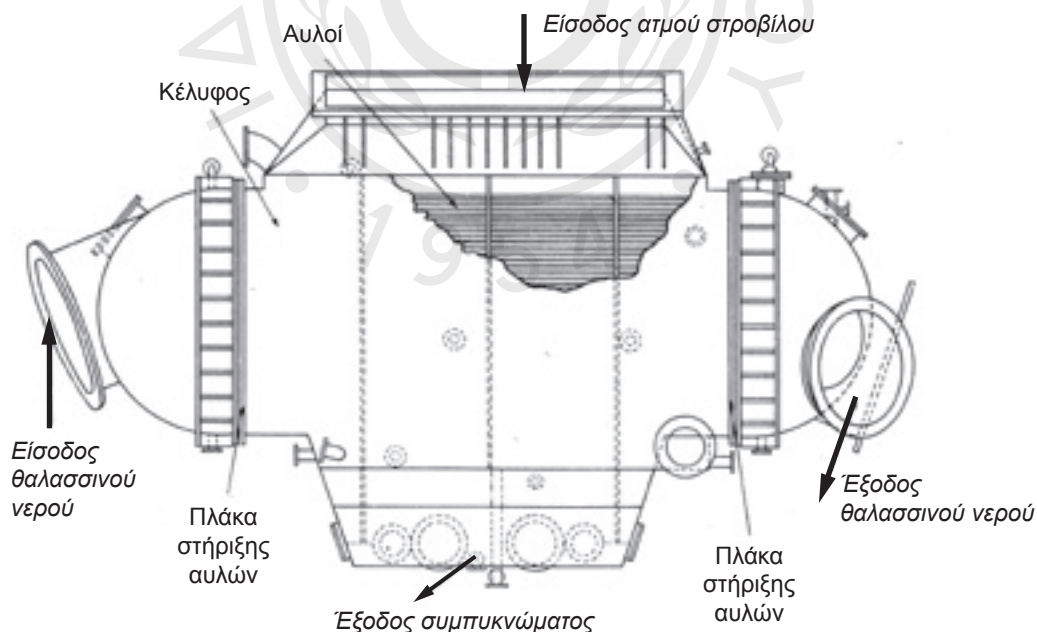
Στο σημείο 3 ο ατμός εξέρχεται από τον στρόβιλο και εισέρχεται μέσα στο ψυγείο, όπου συμπυκνώνεται, δηλαδή μετατρέπεται σε νερό, καθώς δίνει όλη τη λανθάνουσα θερμότητα συμπύκνωσης στο θαλασσινό νερό που κυκλοφορεί μέσα στο ψυγείο. Έτσι, από την κατάσταση 3 το νερό μεταφέρεται στην κατάσταση 4. Το ψυγείο αυτό



Σχ. 9.4
Ναυτικός ατμοστρόβιλος

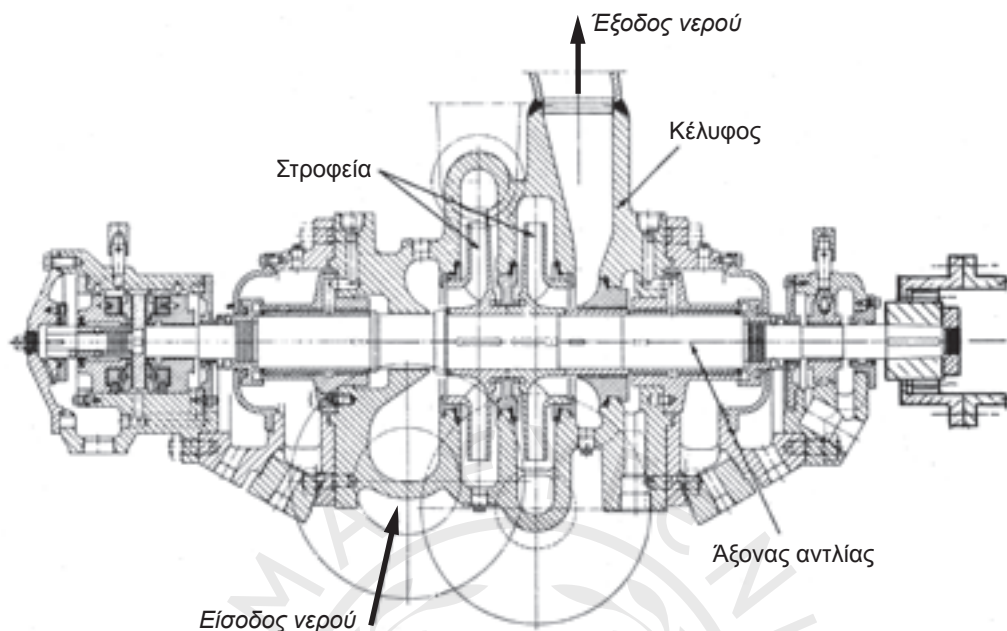
αποτελείται από δύο πλάκες, επάνω στις οποίες είναι εκτονωμένοι αυλοί, όπως φαίνεται στο σχήμα 9.5. Μέσα στους αυλούς, οι οποίοι καλύπτονται από το κέλυφος του ψυγείου, κυκλοφορεί το θαλασσινό νερό, ενώ μεταξύ των αυλών και του κελύφους υπάρχει ο ατμός που εξέρχεται από τον στρόβιλο. Το θαλασσινό νερό έχει πολύ χαμηλότερη θερμοκρασία από τον ατμό και έτσι επιτυγχάνεται η ψύξη και συμπύκνωσή του. Στο ψυγείο, λοιπόν, έχουμε μεταφορά θερμότητας από τον ατμό στο θαλασσινό νερό.

Για να ολοκληρωθεί ο κύκλος, θα πρέπει το νερό από το ψυγείο (κατάσταση 4) να επιστρέψει πίσω στον λέβητα (κατάσταση 1), από όπου άρχισε η λειτουργία του κύκλου Rankine. Αυτή η μεταφορά του νερού μέσα στον λέβητα χρειάζεται κάποια μηχανική ενέργεια, η οποία δίνεται από μία ή περισσότερες αντλίες, που είναι είτε ηλεκτροκίνητες είτε ατμοκίνητες. Αν είναι ηλεκτροκίνητες, έχουμε μετατροπή ηλεκτρικής ενέργειας σε μηχανική, ενώ αν είναι ατμοκίνητες, έχουμε μετατροπή θερμικής ενέργειας σε μηχανική, όπως π.χ. στην περίπτωση του ατμοστροβίλου που συναντήσαμε προηγουμένως. Οι αντλίες αυτές ονομάζονται **αντλίες τροφοδότησης** και έχουν τη μορφή που φαίνεται στο σχήμα 9.6. Αποτελούνται συνήθως από δύο στροφεία που είναι στερεωμένα επάνω σε έναν άξονα. Ο άξονας στρέφεται με τη βοήθεια είτε ενός ηλεκτρικού κινητήρα είτε ενός μικρού ατμοστροβίλου. Με την κίνηση αυτή τα στροφεία αναρροφούν το νερό του ψυγείου και το καταθλίζουν με υψηλή πίεση στον λέβητα. Έτσι το νερό επανέρχεται στην αρχική του κατάσταση στο σημείο 1.



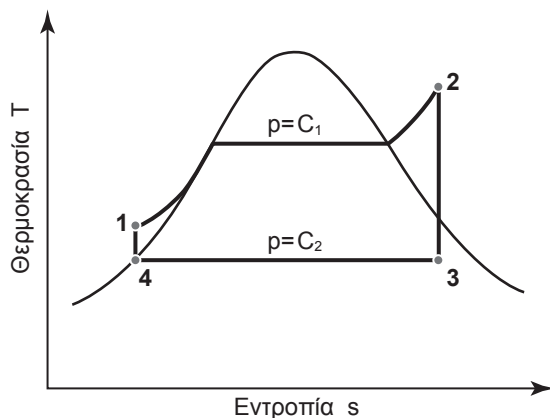
Σχ. 9.5

Ψυγείο εγκατάστασης ναυτικού ατμοστροβίλου



Σχ. 9.6
Αντλία τροφοδότησης λέβητα

Ο μηχανικός κύκλος Rankine που περιγράψαμε εδώ αποτελεί την πιο απλοποιημένη μορφή ναυτικής εγκατάστασης ατμοστροβίλου και δεν την συναντά κανείς στα σημερινά σύγχρονα πλοία. Η περιγραφή της συνεπώς είχε καθαρά εκπαιδευτικό χαρακτήρα, γιατί περιέχει όλα τα βασικά στοιχεία που συνθέτουν τις πιο εξελιγμένες εγκαταστάσεις ατμοστροβίλου, όπως θα δούμε πιο κάτω. Ενδεικτικά αναφέρουμε ότι η συνήθης πρακτική στις μέρες μας, εκτός των άλλων, είναι να κάνουμε τον ατμό υπέρθερμο αντί κεκορεσμένο, όπως είπαμε προηγουμένως. Με αυτόν τον τρόπο επιτυγχάνουμε, εκτός των άλλων, καλύτερο βαθμό ξηρότητας, αντιμετωπίζοντας έτσι τη δυσκολία του κύκλου Carnot, σε ό,τι αφορά την ξηρότητα του ατμού. Με την υπερθέρμανση του ατμού, ο ατμός που βγαίνει από τον στρόβιλο έχει μεγαλύτερο βαθμό ξηρότητας από ό,τι είχε όταν ο ατμός ήταν κεκορεσμένος. Η διαδικασία αυτή της υπερθέρμανσης φαίνεται παραστατικά από τη σύγκριση του διαγράμματος T-s του σχήματος 9.7 με το διάγραμμα του σχήματος 9.2(α). Στο διάγραμμα του σχήματος 9.7 η γραμμή της ισοεντροπικής εκτόνωσης 2-3 μεταφέρθηκε προς τα δεξιά, με αποτέλεσμα το σημείο εξαγωγής του ατμού από τον στρόβιλο (σημείο 3) να βρίσκεται στην περιοχή με υψηλούς βαθμούς ξηρότητας. Οι τιμές του βαθμού ξηρότητας των ατμοστροβίλων κυμαίνονται μεταξύ 80 και 85%. Οι πιο συνηθισμένες θερμοκρασίες υπερθέρμανσης του ατμού στους σύγχρονους ναυτικούς λέβητες είναι από 490° μέχρι 540°C. Αντίστοιχα και οι τιμές της πίεσης του ατμού μεταβάλλονται, αν και σε πολύ μεγαλύτερα όρια, και κυμαίνονται μεταξύ 31 και 100 bar. Αυτές οι θερμοκρασίες και πιέσεις αντιστοιχούν στο σημείο 2 του διαγράμματος T-s του σχήματος 9.7.



Σχ. 9.7

Ο κύκλος Rankine με υπέρθερμο ατμό

Η παραπάνω στοιχειώδης λειτουργική και θερμοδυναμική περιγραφή του κύκλου Rankine, με υπέρθερμο ατμό, φαίνεται παραστατικά σε μία τυπική διάταξη εγκατάστασης ατμοστροβίλου στο σχήμα 9.8, όπου περιλαμβάνονται όλες οι μονάδες της εγκατάστασης και σημειώνονται τα μέρη όπου έχουμε μετατροπή ή μεταφορά ενέργειας. Επίσης στη διάταξη αυτή βλέπουμε ότι η μεταφορά του συμπυκνώματος από το ψυγείο στον λέβητα πραγματοποιείται με τρεις αντλίες, την αντλία συμπυκνώματος, την αντλία μεταφοράς και την αντλία τροφοδότησης. Σε άλλες εγκαταστάσεις οι δύο τελευταίες αντλίες αποτελούν μία μόνο αντλία.

Στην εγκατάσταση του σχήματος 9.8 η δεξαμενή νερού είναι και προθερμαντήρας νερού και ονομάζεται *εξαεριστική δεξαμενή*.

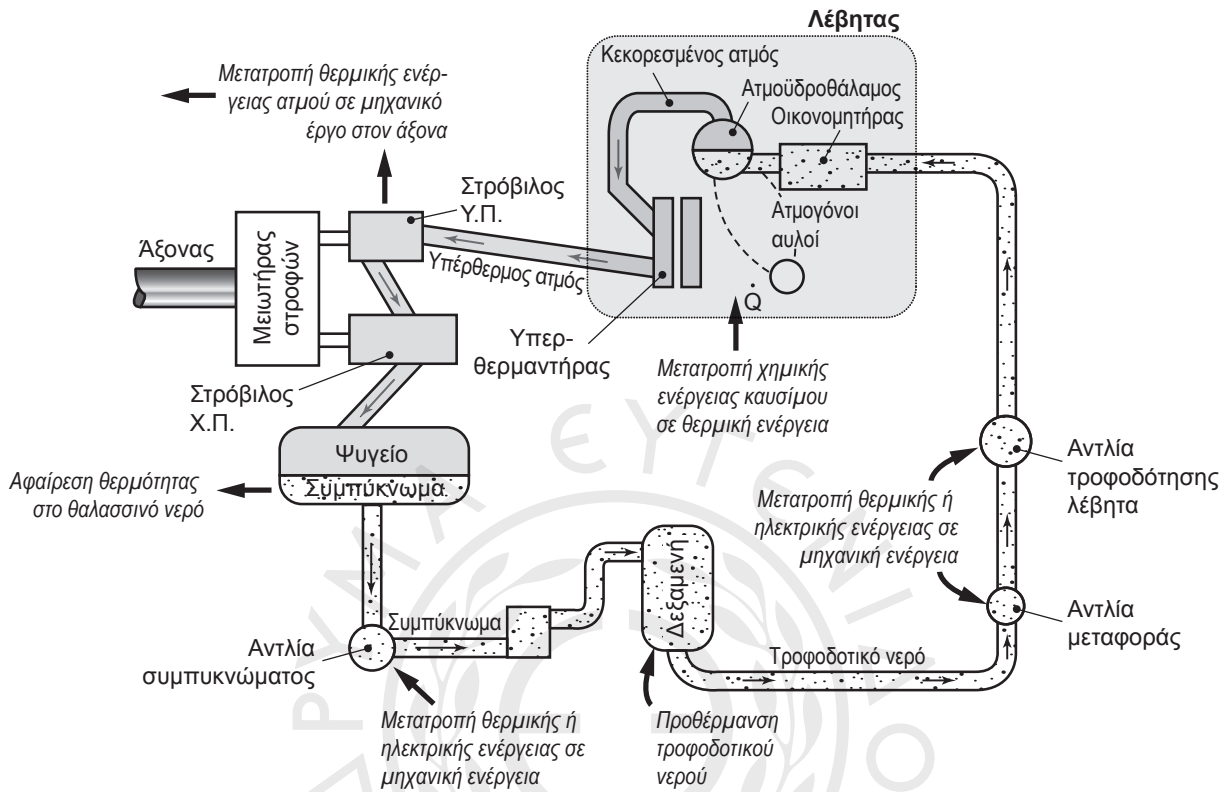
Οι πιο μοντέρνες εγκαταστάσεις ατμού, που θα δούμε σ' αυτό το κεφάλαιο, διαθέτουν και άλλες μονάδες και γενικά είναι πιο πολύπλοκες στην κατασκευή τους· έχουν όμως πολύ υψηλότερο βαθμό απόδοσης και σε τελευταία ανάλυση είναι πιο οικονομικές.

9.3.2 Μελέτη του θερμοδυναμικού κύκλου Rankine

Έχοντας δώσει την περιγραφή μιας, έστω και απλοποιημένης εγκατάστασης ατμού, μπορούμε να προχωρήσουμε στη μελέτη του αντίστοιχου θερμοδυναμικού κύκλου Rankine, με σκοπό να προσδιορίσουμε το παραγόμενο έργο, τη θερμότητα που χρειάζεται να δώσουμε για να πάρουμε το έργο αυτό και τελικά τον θερμικό βαθμό απόδοσης. Ο κύκλος θεωρούμε ότι είναι κλειστός και η μάζα σταθερή, όπως φαίνεται από τα όρια του συστήματος στο σχήμα 9.2(β).

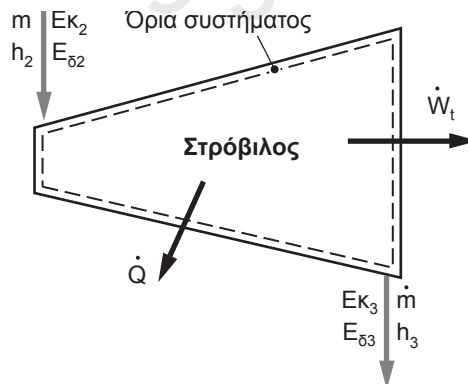
Στρόβιλος

Ας αρχίσουμε την εξέταση του κύκλου από τον ατμοστρόβιλο. Εδώ το σύστημα είναι ανοικτό, αφού έχουμε ροή μάζας μέσω του συστήματος (σχ. 9.9) και η διεργασία που ακολουθεί το εργαζόμενο μέσο είναι μία ισοεντροπική (αδιαβατική αναστρέψιμη) εκτόνωση ($s_2 = s_3$), στην οποία έχουμε παραγωγή έργου από το σύστημα



Σχ. 9.8

Τυπική διάταξη εγκατάστασης ναυτικού ατμοστροβίλου



Σχ. 9.9

Ο ατμοστρόβιλος ως ανοικτό σύστημα

(στρόβιλος). Για να βρούμε το έργο που παράγει ο στρόβιλος, εφαρμόζουμε τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο για ένα ανοικτό σύστημα, εξίσωση (4.15), όπως άλλωστε κάναμε στο παράδειγμα 1 της παραγράφου 4.5.2.

$$\dot{Q} + \dot{m} \left(h + \frac{v^2}{2} + gz \right)_1 = \dot{m} \left(h + \frac{v^2}{2} + gz \right)_2 + \dot{W}_t \quad (9.1)$$

όπου: $\dot{m}$ η παροχή μάζας του εργαζόμενου μέσου σε kg/s και

$\dot{W}_t$ το έργο του στροβίλου στη μονάδα του χρόνου (ισχύς) σε J/s ή W.

Αν θεωρήσουμε ότι ο στρόβιλος είναι αδιαβατικά μονωμένος ($\dot{Q} = 0$), δεν θα έχουμε σημαντικό σφάλμα στους υπολογισμούς μας. Επίσης ο όρος της δυναμικής ενέργειας έχει αμελητέα επίδραση. Επομένως η εξίσωση (9.1) γράφεται ως:

$$\dot{m} \left(h + \frac{v^2}{2} \right)_2 = \dot{m} \left(h + \frac{v^2}{2} \right)_3 + \dot{W}_t \quad (9.2)$$

Λύνοντας ως προς $\dot{W}_t$ έχουμε ότι:

$$\dot{W}_t = \dot{m} \left[(h_2 - h_3) + \left(\frac{v_2^2}{2} - \frac{v_3^2}{2} \right) \right] \quad (9.2a)$$

Από την εξίσωση αυτή μπορούμε να παρατηρήσουμε τα εξής. Ας θεωρήσουμε για λίγο ότι η κινητική ενέργεια είναι αμελητέα. Τότε το έργο του στροβίλου εξαρτάται από τη διαφορά της ενθαλπίας των σημείων 2 και 3. Όσο μεγαλύτερη είναι η διαφορά αυτή, τόσο μεγαλύτερο είναι το έργο. Επειδή όμως το σημείο 3 έχει περίπου σταθερή θέση στο διάγραμμα T-s, για να έχουμε ικανοποιητική ποιότητα ατμού ($x \approx 0,85$), γι' αυτό η διαφορά αυτή μεγαλώνει όσο το σημείο 2 ανεβαίνει στην κλίμακα της θερμοκρασίας για δεδομένη πίεση, όσο δηλαδή αυξάνει η θερμοκρασία της υπερθέρμανσης του ατμού. Αυτό μπορούμε να το δούμε επίσης παραστατικά συγκρίνοντας τα διαγράμματα T-s των σχημάτων 9.2(α) και 9.7. Γίνεται έτσι φανερό ότι ο υπέρθερμος ατμός, εκτός από το ότι βελτιώνει τον βαθμό ξηρότητας στην έξοδο του ατμού από τον στρόβιλο, έχει και τη δυνατότητα να μας δώσει περισσότερο έργο. Εδώ όμως θα πρέπει να τονίσουμε ότι η αύξηση της θερμοκρασίας συνοδεύεται συνήθως και από αύξηση της πίεσης του ατμού, η οποία έχει ένα ανώτερο όριο, που καθορίζεται από την αντοχή των υλικών.

Τελικά, όπως θα δούμε στο επόμενο παράδειγμα, ο όρος της κινητικής ενέργειας ($v^2/2$) δεν επηρεάζει σημαντικά το έργο που παράγει ο στρόβιλος και έτσι μπορούμε να γράψουμε ότι:

$$\dot{W}_t = \dot{m} (h_2 - h_3) \quad (9.3)$$

Παράδειγμα

Ο στρόβιλος μιας ναυτικής εγκατάστασης ατμοστροβίλου δέχεται από τον λέβητα ατμό πίεσης 70 bar και 500 °C. Ο ατμός εκτονώνεται ισοεντροπικά στον στρόβιλο

μέχρι την πίεση εξαγωγής 0,020 bar. Η είσοδος του στροβίλου είναι 3 m υψηλότερα από την έξοδο και η ταχύτητα του ατμού στην είσοδο του στροβίλου είναι 16 m/s και στην έξοδο 328 m/s. Να υπολογιστεί το έργο του στροβίλου ανά μονάδα μάζας ατμού.

Λύση

Για τη λύση του προβλήματος μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε τους πίνακες ατμού ή το διάγραμμα Mollier για ατμό. Εδώ θα χρησιμοποιήσουμε τους πίνακες ατμού. Αρχικά ο ατμός στην είσοδο του στροβίλου είναι υπέρθερμος (σχ. 9.10). Έτσι από τον Πίνακα Γ3 του Παραρτήματος Γ έχουμε:

$$\text{για } p_2 = 70 \text{ bar και } t_2 = 500^\circ\text{C:}$$

$$h_2 = 3410,6 \text{ kJ/kg}$$

$$s_2 = 6,7993 \text{ kJ/kgK}$$

Στην έξοδο του στροβίλου υποθέτουμε ότι ο ατμός είναι υγρός και έτσι από την εξίσωση (8.7) παίρνουμε:

$$s_3 = s_f + x s_{fg} = s_g - (1 - x) s_{fg} \quad (1)$$

Από τον Πίνακα Γ1 για $p = 0,02 \text{ bar}$ (κατάσταση 3) έχουμε:

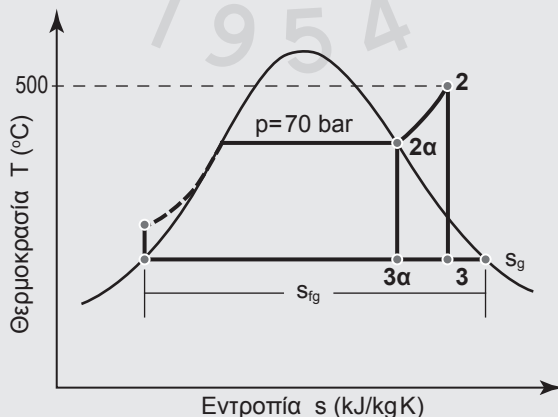
$$h_g = 2533,6 \text{ kJ/kg} \quad s_g = 8,7246 \text{ kJ/kgK}$$

$$h_{fg} = 2460,2 \text{ kJ/kg} \quad s_{fg} = 8,4640 \text{ kJ/kgK}$$

Επειδή έχουμε ισοεντροπική εκτόνωση $s_3 = s_2$, λύνοντας την εξίσωση (1) ως προς $(1 - x)$ παίρνουμε:

$$1 - x = \frac{s_g - s_2}{s_{fg}} = \frac{8,7246 - 6,7993}{8,4640} = 0,2275 \quad (2)$$

$$\text{και } x = 0,7725 \text{ ή } 77\%$$



Σχ. 9.10

Διάγραμμα T-s εγκατάστασης ατμοστροβίλου

Από την εξίσωση (5.2α) έχουμε:

$$h_3 = h_g - (1 - x) h_{fg} = 2533,6 - (0,2275 \times 2460,2) = 1974 \text{ kJ/kg}$$

Με βάση την εξίσωση (9.1), το έργο ανά μονάδα μάζας σε kJ/kg είναι:

$$w_t = (h_2 - h_3) + \frac{1}{2} (v_2^2 - v_3^2) + g(z_2 - z_3) \quad (3)$$

$$\frac{1}{2} (v_2^2 - v_3^2) = \frac{16^2 - 328^2}{2} = -53.664 \text{ m}^2/\text{s}^2$$

$$g(z_2 - z_3) = 9,81 \times 3 = 29,43 \text{ m}^2/\text{s}^2$$

Αντικαθιστούμε στην εξίσωση (3) και παίρνουμε:

$$\begin{aligned} w_t &= (3410,6 - 1974) - \frac{53.664}{1000} + \frac{29,43}{1000} = \\ &= 1436,6 - 53,664 + 0,02943 = 1383 \text{ kJ/kg} \end{aligned}$$

Από τις πιο πάνω αριθμητικές τιμές βλέπουμε ότι από τη συνολική διαθέσιμη ενέργεια $1436,6 + 0,02943 = 1436,629 \text{ kJ/kg}$ η δυναμική ενέργεια ($0,02943 \text{ kJ/kg}$) αποτελεί ασήμαντο ποσοστό. Από την ενέργεια αυτή μετατράπηκε, επί τοις εκατό:

$$\text{Σε έργο:} \quad \frac{1383}{1436,63} \times 100 = 96,3\%$$

$$\text{Σε κινητική ενέργεια:} \quad \frac{53,664}{1436,63} \times 100 = 3,7\%$$

Παρατηρούμε λοιπόν ότι και η κινητική ενέργεια έχει μικρή επίδραση και τη λαμβάνουμε υπόψη μας μόνο για ακριβείς υπολογισμούς. Για μάζ είναι αρκετό να θεωρήσουμε ότι το έργο του στροβίλου είναι ίσο με την ισοεντροπική εκτόνωση, εξίσωση (9.3), δηλαδή η ισχύς του στροβίλου είναι:

$$\dot{W}_t = \dot{m} (h_2 - h_3)$$

Για να δούμε την επίδραση του υπέρθερμου ατμού στο ποσό του έργου που παράγει ο στρόβιλος, ας υποθέσουμε ότι ο ατμός του λέβητα ήταν κεκορεσμένος, πίεσης 70 bar, και ότι η πίεση εξαγωγής παραμένει η ίδια. Τότε:

$$h_{2a} = 2773,4 \text{ kJ/kg} \quad s_{2a} = 5,8161 \text{ kJ/kgK}$$

Κατ' αναλογία προς την εξίσωση (2), έχουμε:

$$1 - x = \frac{s_g - s_{2a}}{s_{fg}} = \frac{8,7246 - 5,8161}{8,4640} = 0,3436 \text{ και } x = 0,6564$$

οπότε
$$h_{3a} = h_g - (1 - x) h_{fg} = 2533,6 - (0,3436 \times 2460,2)$$

$$h_{3a} = 1688,2 \text{ kJ/kg}$$

Θεωρούμε την κινητική και δυναμική ενέργεια ως αμελητέες, οπότε:

$$w_t = (h_{2a} - h_{3a}) = 2773,4 - 1688,2 = 1085,2 \text{ kJ/kg}$$

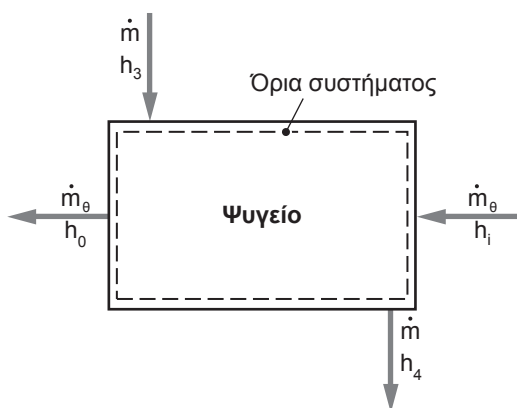
Βλέπουμε λοιπόν ότι με την ίδια πίεση ατμού στον λέβητα και πίεση εξαγωγής του στροβίλου, ο κεκορεσμένος ατμός μάς δίνει έργο μόνο 1085,2 kJ/kg, αντί 1383 kJ/kg με υπέρθερμο. Επίσης ο βαθμός ξηρότητας x χειροτέρευσε και έγινε 65,6%, αντί 87% με υπέρθερμο ατμό.

Ψυγείο

Στο ψυγείο αφαιρείται με σταθερή πίεση η λανθάνουσα θερμότητα του ατμού (εργαζόμενο μέσο) που εξέρχεται από τον στρόβιλο, και έτσι ο ατμός μετατρέπεται σε κεκορεσμένο υγρό που ονομάζεται **συμπύκνωμα**. Η διεργασία της συμπύκνωσης γίνεται από την κατάσταση 3 στην κατάσταση 4, όπως φαίνεται στο σχήμα 9.2. Η μεταφορά της θερμότητας γίνεται καθώς ο ατμός έρχεται σε επαφή με τους αυλούς του ψυγείου μέσα στους οποίους κυκλοφορεί το θαλασσινό νερό. Το σχήμα 9.11 παριστάνει το ψυγείο του κύκλου Rankine, το οποίο θεωρούμε ως ένα αδιαβατικό σύστημα και από το οποίο δεν έχουμε απώλεια θερμότητας προς το περιβάλλον. **Τη δυναμική και κινητική ενέργεια του εργαζόμενου μέσου τις θεωρούμε επίσης αμελητέες.** Έτσι, η ενεργειακή εξίσωση για το ψυγείο είναι:

$$\dot{m}(h_3 - h_4) = \dot{m}_\theta (h_0 - h_i) \quad (9.4)$$

όπου: $\dot{m}_\theta$ η παροχή μάζας του θαλασσινού νερού, σε kg/s και h_i, h_0 η ενθαλπία του θαλασσινού νερού στην είσοδο και έξοδο του ψυγείου αντίστοιχα, σε J/kg.



Σχ. 9.11
Σχηματική παράσταση
ψυγείου

Αντλία

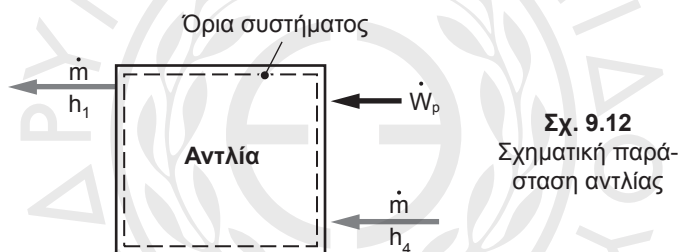
Η αντλία στον κύκλο Rankine αυξάνει ισοεντροπικά την πίεση του νερού της κατάστασης 4 στην πίεση του λέβητα, κατάσταση 1. Η αντλία φαίνεται σχηματικά στο σχήμα 9.12. Η δυναμική ενέργεια είναι αμελητέα, ενώ η κινητική ενέργεια στην είσοδο ισούται περίπου με την αντίστοιχη στην έξοδο της αντλίας. Έτσι το ισοεντροπικό έργο της αντλίας $\dot{W}_p$ στη μονάδα του χρόνου, προκύπτει από την εξίσωση (4.15β) και δίνεται από τη σχέση:

$$\dot{W}_p = \dot{m}(h_1 - h_4) \quad (9.5)$$

Επειδή η θερμοκρασία του νερού της τροφοδότησης του λέβητα δεν είναι συνήθως γνωστή στην έξοδο της αντλίας, ώστε να βρούμε την ενθαλπία h_1 , γι' αυτό πολλές φορές την ισχύ της αντλίας την υπολογίζουμε προσεγγιστικά από τη σχέση:

$$\dot{W}_p = \dot{m} u_4 (p_1 - p_4) \quad (9.6)$$

όπου u_4 είναι ο ειδικός όγκος του νερού στην είσοδο της αντλίας.



Σχ. 9.12

Σχηματική παράσταση αντλίας

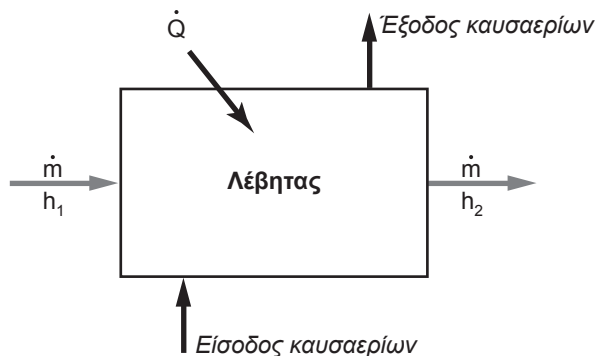
Λέβητας

Όπως είπαμε προηγουμένως, στον λέβητα έχουμε μετατροπή της χημικής ενέργειας του καυσίμου σε θερμική ενέργεια. Η μεταφορά της θερμότητας $\dot{Q}$ στο νερό της τροφοδότησης γίνεται με σταθερή πίεση όταν το νερό περνά μέσα από τους αυλούς του λέβητα, οι οποίοι θερμαίνονται από τα προϊόντα της καύσης του καυσίμου (καυσαέρια). Μέσα στον λέβητα το νερό μετατρέπεται προοδευτικά από υπόψυκτο σε κεκορεσμένο νερό, κεκορεσμένο ατμό και στη συνέχεια, εφόσον το θελήσουμε, σε υπέρθερμο ατμό.

Ο ατμός αυτός στη συνέχεια πηγαίνει στον στρόβιλο όπου, όπως είπαμε, εκτονώνεται ισοεντροπικά και παράγει έργο. Η ενεργειακή εξίσωση για τον λέβητα (σχ. 9.13) είναι:

$$\dot{Q} = \dot{m}h_1 = \dot{m}h_2 \quad (9.7)$$

Η ανάλυση του λέβητα στην πράξη είναι πιο πολύπλοκη και περιλαμβάνει διαφορετικές μορφές μεταφοράς θερμότητας στα διάφορα τμήματά του. Όμως η εξίσωση (9.7) είναι ικανοποιητική από τη σκοπιά της ανάλυσης του κύκλου Rankine.



Σχ. 9.13
Σχηματική παρά-
σταση του λέβητα

9.3.3 Βαθμός απόδοσης θερμοδυναμικού κύκλου

Ο θερμικός βαθμός απόδοσης του κύκλου Rankine, σύμφωνα με τον ορισμό που δώσαμε [εξίσωση (7.2)], είναι ο λόγος του ωφέλιμου έργου προς το ποσό της θερμότητας που πρέπει να δώσουμε για να πάρουμε το έργο αυτό. Το ωφέλιμο έργο είναι η διαφορά του έργου του στρόβιλου $\dot{W}_t$, από το έργο της αντλίας $\dot{W}_p$ και η θερμότητα που δίνουμε είναι η διαφορά της ενθαλπίας του ατμού (κατάσταση 2) από την ενθαλπία του νερού (κατάσταση 1) πολλαπλασιασμένη βέβαια επί την παροχή του εργαζόμενου μέσου. Έχουμε δηλαδή:

$$\eta_{\theta} = \frac{\dot{W}}{\dot{Q}} = \frac{\dot{W}_t - \dot{W}_p}{\dot{m}(h_2 - h_1)} \quad (9.8)$$

Ας δούμε τώρα ένα παράδειγμα για έναν πλήρη κύκλο Rankine.

Παράδειγμα

Η εγκατάσταση πρόωσης ενός πλοίου αποτελείται από λέβητα και στρόβιλο που λειτουργούν με βάση τον κύκλο Rankine. Ο ατμός εισέρχεται στον στρόβιλο με πίεση 70 bar, θερμοκρασία 600°C και ταχύτητα 33 m/s. Μετά από την ισοεντροπική εκτόνωση στον στρόβιλο, η πίεση του ατμού στην έξοδο του στρόβιλου είναι 0,03 bar και η ταχύτητα 98 m/s. Η ροή του ατμού είναι $1,4 \times 10^5$ kg/h. Να βρεθεί: α) Η ισχύς της αντλίας, β) η ισχύς του στρόβιλου, γ) η θερμότητα που προσδίνεται και δ) ο θερμικός βαθμός απόδοσης.

Λύση

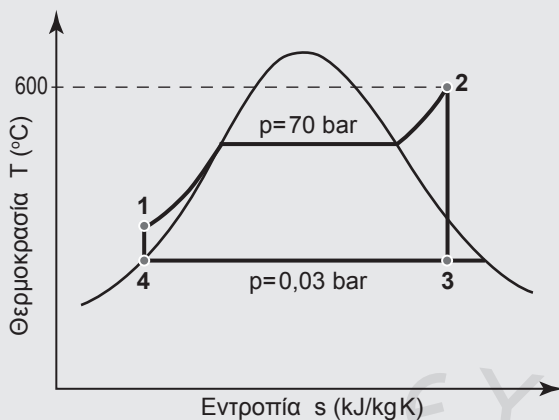
Πρώτα χαράσσουμε το διάγραμμα T-s της εγκατάστασης, όπως φαίνεται στο σχήμα 9.14.

α) Η ισχύς της αντλίας δίνεται από την εξίσωση (9.6):

$$\dot{W}_p = \dot{m} u_4 (p_1 - p_4) \quad (1)$$

αλλά από το πρόβλημα δίνεται ότι:

$$\dot{m} = 1,4 \times 10^5 \text{ kg/h} = 38,89 \text{ kg/s} \quad p_1 = 70 \text{ bar}$$



Σχ. 9.14

Διάγραμμα T-s εγκατάστασης ατμο-
στροβίλου με υπέρθερμο ατμό

και $p_4 = p_3 = 0,03 \text{ bar}$, λόγω της σταθερής πίεσης του εργαζόμενου μέσου στο ψυγείο.

Επίσης από τον Πίνακα Γ2 για $p_4 = 0,03 \text{ bar}$, έχουμε $u_4 = 0,0010027 \text{ m}^3/\text{kg}$, οπότε αντικαθιστούμε στην εξίσωση (1) και παίρνουμε την ισχύ της αντλίας:

$$\dot{W}_p = 38,89 \times 0,0010027 \times (70 - 0,03) \times 10^5 = 272,8 \text{ kW}$$

β) Θεωρούμε ότι η δυναμική ενέργεια και η απώλεια της θερμότητας είναι αμελητέες, οπότε η ισχύς του στροβίλου είναι [εξίσωση (9.1)]:

$$\dot{W}_t = \dot{m} \left[(h_2 - h_3) + \left(\frac{v_2^2 - v_3^2}{2} \right) \right] \quad (2)$$

$$\text{όπου} \quad \frac{v_2^2 - v_3^2}{2} = \frac{33^2 - 98^2}{2} = -4260 \frac{\text{m}^2}{\text{s}^2} \quad (3)$$

Επίσης από τους πίνακες ατμού (Πίνακας Γ3):

για $p_2 = 70 \text{ bar}$ και $t_2 = 600 \text{ }^\circ\text{C}$ έχουμε:

$$h_2 = 3647,9 \text{ kJ/kg}$$

$$s_2 = 7,088 \text{ kJ/kgK}$$

Για τον υπολογισμό της h_3 έχουμε ότι λόγω ισοεντροπικής εκτόνωσης

$$s_2 = s_3 = 7,088 \text{ kJ/kgK}$$

Για $p_3 = 0,03 \text{ bar}$ (Πίνακας Γ2): $s_f = 0,3543 \text{ kJ/kgK}$

$$s_{fg} = 8,2242 \text{ kJ/kgK}$$

Επίσης, από την εξίσωση (8.7):

$$s_3 = s_f + x s_{fg} \quad \text{και} \quad x = \frac{s_3 - s_f}{s_{fg}} = \frac{7,088 - 0,3543}{8,2242} = 0,8187$$

οπότε από την εξίσωση (5.2):

$$h_3 = h_f + xh_{fg} \quad (4)$$

όπου για $p_3 = 0,03 \text{ bar}$ (Πίνακας Γ2) $h_f = 101 \text{ kJ/kg}$ και $h_{fg} = 2444,6 \text{ kJ/kg}$.

Αντικαθιστούμε στην εξίσωση (4) και έχουμε:

$$h_3 = 101 + (0,8187 \times 2444,6) = 2102,4 \text{ kJ/kg}$$

οπότε από την εξίσωση (2) παίρνουμε το έργο του στροβίλου:

$$\dot{W}_t = 38,89 \left[(3647,9 - 2102,4) - \frac{4260}{1000} \right] = 59.939 \text{ kW}$$

γ) Επειδή $h_f = h_4 = 101 \text{ kJ/kg}$ από την εξίσωση (9.5):

$$h_1 = h_4 + \frac{\dot{W}_p}{\dot{m}} = 101 + \frac{272,8}{38,89} = 108 \text{ kJ/kg}$$

Αρα η θερμότητα που προσδίνεται στον ατμό είναι:

$$\dot{Q} = \dot{m} (h_2 - h_1) = 38,89 (3647,9 - 108) = 137.667 \text{ kW}$$

δ) Η συνολική ισχύς που πήραμε από την εγκατάσταση είναι:

$$\dot{W} = \dot{W}_t - \dot{W}_p = 59.939 - 272,8 = 59.666,2 \text{ kW}$$

οπότε ο θερμικός βαθμός απόδοσης είναι, εξίσωση (9.8):

$$\eta_\theta = \frac{59.666,2}{137.667} = 0,433 \quad \text{ή} \quad 43,3\%$$

Εάν θεωρήσουμε ότι ο ατμός από τον λέβητα εξέρχεται κεκορεσμένος ($t = 285,8^\circ\text{C}$), ενώ οι άλλες καταστάσεις της εγκατάστασης παραμένουν οι ίδιες, τότε ο βαθμός απόδοσης της εγκατάστασης είναι 38,9%. Δηλαδή πολύ μικρότερος από ό,τι στην περίπτωση του υπέρθερμου ατμού.

9.3.4 Σύγκριση μεταξύ θεωρητικού και πραγματικού κύκλου

Θα κάνουμε τώρα μερικές χρήσιμες παρατηρήσεις συγκρίνοντας στο παράδειγμα της προηγούμενης παραγράφου τον κύκλο Rankine τόσο με τον κύκλο Carnot όσο και με μία πραγματική εγκατάσταση.

1) Ο βαθμός απόδοσης του κύκλου Carnot που εργάζεται μεταξύ των δύο θερμοκρασιών $t_H = 600^\circ\text{C}$ και $t_C = 24,10^\circ\text{C}$ ($p = 0,03 \text{ bar}$) είναι:

$$\eta_\theta = 1 - \frac{T_C}{T_H} = 1 - \frac{297,1}{873} = 0,660$$

Μεταξύ πολλών άλλων παραγόντων, η διαφορά μεταξύ του βαθμού απόδοσης των κύκλων Carnot και Rankine οφείλεται και στην περιορισμένη ισοεντροπική συμπίεση του νερού στον τελευταίο. Αυτό φαίνεται εύκολα από τη σύγκριση των διαγραμμάτων T-s των σχημάτων 9.1 και 9.2(α).

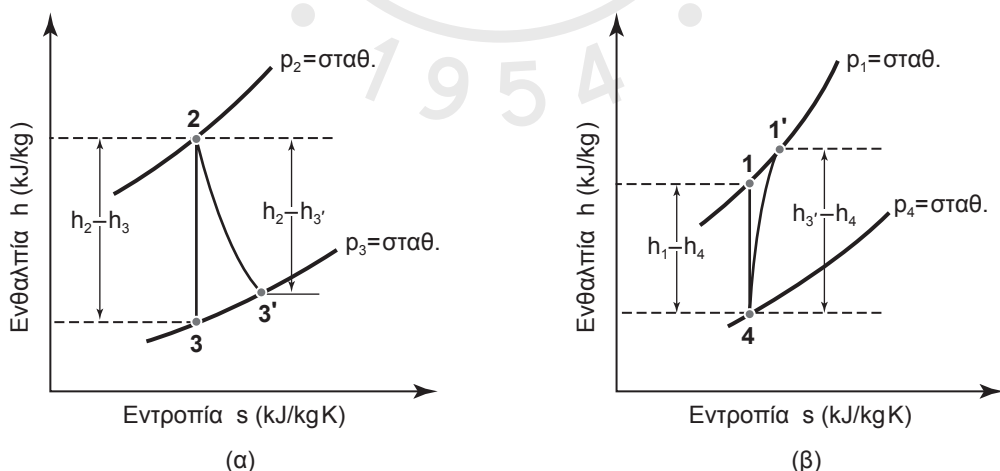
Στον κύκλο Rankine θεωρήσαμε ότι ο στρόβιλος και η αντλία είναι ιδανικές και συνεπώς οι διεργασίες τους αναστρέψιμες. Σε μία πραγματική όμως εγκατάσταση, είναι αδύνατο να επιτύχουμε την αναστρεψιμότητα αυτή. Έτσι, για να πλησιάσουμε στην πραγματικότητα, καταφεύγουμε στη χρησιμοποίηση ενός βαθμού απόδοσης του στροβίλου ή της αντλίας, ο οποίος ονομάζεται **εσωτερικός βαθμός απόδοσης η_i ή η_p αντίστοιχα** και είναι ο λόγος του πραγματικού έργου που δίνει ο στρόβιλος προς το θεωρητικό έργο που θα έδινε με ιδανικές αναστρέψιμες, ισοεντροπικές συνθήκες. Δηλαδή για τον στρόβιλο:

$$\eta_i = \frac{(h_2 - h_3)_{\pi}}{(h_2 - h_3)} = \frac{h_2 - h_3}{h_2 - h_3} \quad (9.9)$$

Ο όρος $(h_2 - h_3)_{\pi}$ είναι η πραγματική διαθέσιμη ενέργεια για την παραγωγή έργου, ενώ ο $(h_2 - h_3)$ είναι η θεωρητική ενέργεια που προκύπτει με τις ιδανικές συνθήκες της ισοεντροπικής εκτόνωσης [σχ. 9.15(α)]. Από την εξίσωση (9.9) βλέπουμε ότι, εφόσον γνωρίζουμε τον εσωτερικό βαθμό απόδοσης, μπορούμε να προσδιορίσουμε την πραγματική ενθαλπία του ατμού στην έξοδο του στροβίλου (h_3). Αλλά περισσότερα στοιχεία για τις πραγματικές εγκαταστάσεις θα δώσουμε στο τέλος αυτού του κεφαλαίου.

Αντίστοιχα για την αντλία [σχ. 9.15(β)] έχουμε:

$$\eta_p = \frac{(h_1 - h_4)}{(h_1 - h_4)_{\pi}} = \frac{h_1 - h_4}{h_1 - h_4} \quad (9.9\alpha)$$



Σχ. 9.15

- α) Θεωρητική και πραγματική εκτόνωση στον στρόβιλο
β) Θεωρητική και πραγματική συμπίεση στην αντλία

Αριθμητικές τιμές των βαθμών απόδοσης η_t και η_p βρίσκουμε σε πίνακες και μπορούμε να τις χρησιμοποιήσουμε στη θερμοδυναμική ανάλυση μιας πραγματικής εγκατάστασης.

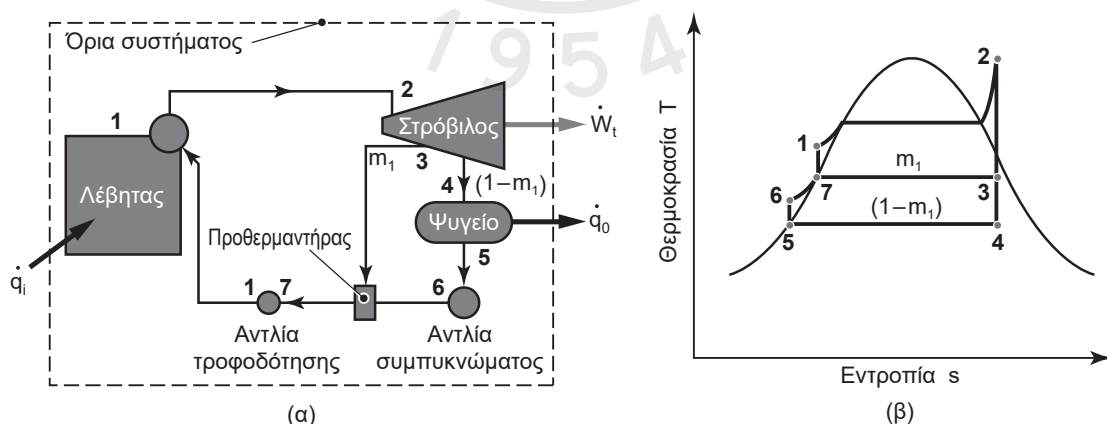
9.4 Αναγεννητικοί κύκλοι

Εκτός από την υπερθέρμανση του ατμού, ο βαθμός απόδοσης μιας εγκατάστασης ατμοστροβίλου βελτιώνεται με την προθέρμανση του νερού τροφοδότησης πριν εισέλθει μέσα στον λέβητα.

Η προθέρμανση του νερού γίνεται μέσα σε προθερμαντήρες, με ατμό που παίρνουμε μέσα από τον στρόβιλο. Η αφαίρεση αυτή του ατμού γίνεται από ενδιάμεσες βαθμίδες του στροβίλου, έτσι που ο ατμός να έχει μεγαλύτερη θερμοκρασία από το νερό τροφοδότησης και επομένως να μπορεί να το προθερμάνει. Με αυτόν τον τρόπο επιτυγχάνουμε να δώσουμε ένα μέρος της ενέργειας που χρειάζεται το νερό για την ατμοποίηση, η οποία διαφορετικά θα δινόταν μέσα στον λέβητα. Βέβαια, με την αφαίρεση του ατμού από τον στρόβιλο χάνουμε ωφέλιμο έργο. Παρ' όλα αυτά, όπως θα δούμε στα επόμενα παραδείγματα, το τελικό αποτέλεσμα της προθέρμανσης βελτιώνει τον βαθμό απόδοσης της εγκατάστασης.

Ο κύκλος με προθέρμανση του νερού ονομάζεται **αναγεννητικός κύκλος** και ο ατμός που χρησιμοποιείται για την προθέρμανση **ατμός απομάστευσης**. Στα σχήματα 9.16(α) και 9.16(β) δίνεται η σχηματική παράσταση και το διάγραμμα T-s του κύκλου αντίστοιχα.

Στις ναυτικές εγκαταστάσεις χρησιμοποιούνται δύο ειδών προθερμαντήρες: οι **προθερμαντήρες αναμειξέως** και οι **προθερμαντήρες επιφάνειας**. Στους προθερμαντήρες αναμειξέως το νερό τροφοδότησης και ο ατμός απομάστευσης αναμειγνύονται, όπως στο σχήμα 9.16(α), ενώ στους προθερμαντήρες επιφάνειας δεν



Σχ. 9.16

Αναγεννητικός κύκλος ατμού με έναν προθερμαντήρα:
α) Σχηματική παράσταση, β) Θερμοδυναμικός κύκλος

έρχονται σε άμεση επαφή, γιατί το μεν νερό περνά μέσα από αυλούς, ενώ ο ατμός κυκλοφορεί μεταξύ του κελύφους του προθερμαντήρα και των αυλών· κάτι ανάλογο δηλαδή με την περίπτωση του ψυγείου της εγκατάστασης ατμοστροβίλου του σχήματος 9.5.

9.4.1 Αναγεννητικός κύκλος με έναν προθερμαντήρα

Όταν εξετάζουμε έναν κύκλο παραγωγής ισχύος, είναι ευκολότερο να υπολογίζουμε τα διάφορα μεγέθη ανά μονάδα μάζας του εργαζόμενου μέσου και στο τέλος, εφόσον χρειάζεται, τα ολικά μεγέθη. Έτσι, για τη μελέτη του αναγεννητικού κύκλου, υποθέτουμε ότι η μάζα του εργαζόμενου μέσου που εισέρχεται στον στρόβιλο είναι 1 kg/s. Επομένως, αν απομαστεύσουμε μάζα m_1 για την προθέρμανση, τότε από τον στρόβιλο θα εξέρχεται μάζα $1 - m_1$.

Ας δούμε τώρα πώς μπορούμε να υπολογίσουμε τη μάζα m_1 . Αν απομονώσουμε τον προθερμαντήρα από το σχήμα 9.16, παίρνουμε το ανοικτό σύστημα που φαίνεται στο σχήμα 9.17 μαζί με τις μάζες που εισέρχονται και εξέρχονται από αυτό.

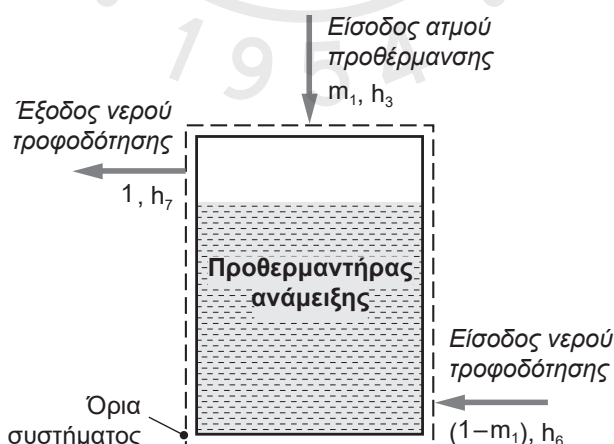
Δεδομένου ότι οι μάζες του ατμού απομάστευσης και του νερού τροφοδότησης αναμειγνύονται, εξισώνοντας τις ενέργειες που εισέρχονται με εκείνες που εξέρχονται από το σύστημα παίρνουμε:

$$m_1 h_3 + (1 - m_1) h_6 = h_7$$

ή

$$m_1 = \frac{h_7 - h_6}{h_3 - h_6} \quad (9.10)$$

Στον υπολογισμό της μηχανικής ενέργειας του στροβίλου και της αντλίας θα πρέπει να προσέξουμε το ποσό της μάζας που κυκλοφορεί. Έτσι, το έργο του στροβίλου



Σχ. 9.7

Προθερμαντήρας ανάμειξης ως ανοικτό σύστημα

ανά μονάδα μάζας είναι ίσο με:

$$w_t = (h_2 - h_3) + (1 - m_1) (h_3 - h_4) \quad (9.11)$$

γιατί σε ένα μέρος του στροβίλου (2-3) διέρχεται μάζα 1, ενώ στο άλλο (3-4) μάζα $1-m_1$.

Το πραγματικό έργο των στροβίλων με εσωτερικό βαθμό απόδοσης η_t είναι:

$$w_{\text{πτ}} = \eta_t w_t \quad (9.11\alpha)$$

Στο σύστημα του σχήματος 9.16(α) υπάρχουν δύο αντλίες, η αντλία συμπυκνώματος και η αντλία τροφοδότησης.

Το θεωρητικό έργο της αντλίας συμπυκνώματος, από την οποία διέρχεται μάζα $1-m_1$, ανά μονάδα μάζας του εργαζόμενου μέσου, προκύπτει από την εξίσωση (9.5) ή (9.6):

$$w_{p_1} = (h_6 - h_5) + (1 - m_1) = u_5 (p_6 - p_5) (1 - m_1) \quad (9.12)$$

Επίσης το θεωρητικό έργο της αντλίας τροφοδότησης, από την οποία διέρχεται όλη η μάζα του εργαζόμενου μέσου, θα είναι ανάλογα ανά μονάδα μάζας του εργαζόμενου μέσου:

$$w_{p_2} = h_1 - h_7 = u_7 (p_1 - p_7) \quad (9.12\alpha)$$

και

$$w_p = w_{p_1} + w_{p_2} \quad (9.12\beta)$$

Το πραγματικό έργο και των δύο αντλιών, με εσωτερικούς βαθμούς απόδοσης η_{p_1} και η_{p_2} , είναι:

$$w_{\text{πτ}} = \frac{w_{p_1}}{\eta_{p_1}} + \frac{w_{p_2}}{\eta_{p_2}} \quad (9.12\gamma)$$

Όπως είπαμε όμως και προηγουμένως, υπάρχουν εγκαταστάσεις με τρεις αντλίες αντί για δύο. Τότε στο έργο w_p θα πρέπει να προσθέσουμε και το έργο της τρίτης αντλίας.

Η θέση του προθερμαντήρα στην εγκατάσταση και το σημείο από το οποίο παίρνουμε τον ατμό απομάστευσης έχουν καθοριστικό ρόλο στη βελτίωση του βαθμού απόδοσης.

Για έναν προθερμαντήρα, η βέλτιστη θέση απομάστευσης καθορίζεται έτσι ώστε η θερμοκρασία του νερού στην έξοδό του να είναι περίπου στη μέση μεταξύ της θερμοκρασίας του κεκορεσμένου ατμού στον λέβητα και της θερμοκρασίας του συμπυκνώματος στο ψυγείο. Η θέση της απομάστευσης όπως είπαμε βρίσκεται μεταξύ της εισόδου και εξόδου του στροβίλου. Η ακριβής θέση της καθορίζεται με μαθηματικές μεθόδους. Είναι αρκετό να γνωρίζουμε ότι το βέλτιστο σημείο τοποθέτησης της απομάστευσης βρίσκεται κοντά στην είσοδο του στροβίλου και αφού ο ατμός παρήγαγε ορισμένο έργο.

Θα δώσουμε τώρα ένα παράδειγμα για έναν κύκλο ατμού με έναν προθερμαντήρα.

Παράδειγμα

Σε μία εγκατάσταση ατμού με έναν προθερμαντήρα (σχ. 9.16) ο ατμός εισέρχεται με πίεση 60 bar και θερμοκρασία 500°C. Μετά την ισοεντροπική εκτόνωση στον στρόβιλο, ο ατμός εξέρχεται με πίεση 0,05 bar, ενώ ο ατμός απομάστευσης έχει πίεση 7 bar. Η παροχή του ατμού είναι 227.000 kg/h. Ο εσωτερικός βαθμός απόδοσης του στροβίλου και των αντλιών είναι 0,90. Ζητείται να υπολογιστεί ο βαθμός απόδοσης, το ωφέλιμο έργο και η ισχύς της εγκατάστασης. Να γίνει επίσης σύγκριση του βαθμού απόδοσης με εκείνον της ίδιας εγκατάστασης αλλά χωρίς προθερμαντήρα.

Λύση

Η σχηματική παράσταση της εγκατάστασης φαίνεται στο σχήμα 9.16 και ο θερμοδυναμικός κύκλος στο σχήμα 9.18. Πρώτα προσδιορίζουμε τις ενθαλπίες των σημείων 1 έως 7 με τη βοήθεια του διαγράμματος Mollier και των πινάκων ατμού.

$$h_2 = 3420 \text{ kJ/kg} \quad h_3 = 2845 \text{ kJ/kg}$$

$$h_4 = 2100 \text{ kJ/kg} \quad h_5 = 137,8 \text{ kJ/kg}$$

$$u_5 = 0,001005 \text{ m}^3/\text{kg}$$

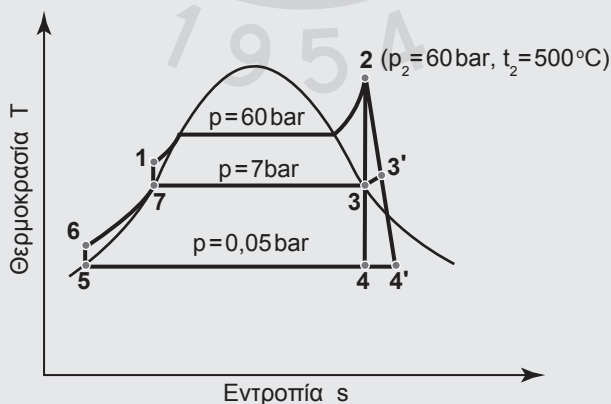
$$\text{Για κεκορεσμένο νερό σε πίεση 7 bar} \quad h_7 = 697,1 \text{ kJ/kg}$$

$$u_7 = 0,001108 \text{ m}^3/\text{kg}$$

Ο εσωτερικός βαθμός απόδοσης του στροβίλου [εξίσωση (9.9)], είναι:

$$\eta_i = \frac{h_2 - h_3}{h_2 - h_3} \quad \text{και} \quad \eta_t = \frac{h_2 - h_4}{h_2 - h_4}$$

Αντικαθιστώντας τις αριθμητικές τιμές και λύνοντας ως προς h_3' και h_4' παίρνουμε:



Σχ. 9.18

Κύκλος Rankine με έναν προθερμαντήρα

$$0,90 = \frac{3420 - h_3'}{3420 - 2845} \quad h_3' = 2902,5 \text{ kJ/kg}$$

$$0,90 = \frac{3420 - h_4'}{3420 - 2100} \quad h_4' = 2232 \text{ kJ/kg}$$

Από την εξίσωση (9.12) έχουμε:

$$h_6 = h_5 + u_5 (p_6 - p_5) = 137,8 + 0,001005 \times (7 - 0,05) \times 100$$

$$h_6 = 138,5 \text{ kJ/kg}$$

Από την εξίσωση (9.12α) έχουμε:

$$h_1 = h_7 + u_7 (p_1 - p_7) = 697,1 + 0,001108 \times (60 - 7) \times 100$$

$$h_1 = 703 \text{ kJ/kg}$$

οπότε από την εξίσωση (9.10) έχουμε ότι η μάζα της απομάστευσης m_1 είναι:

$$m_1 = \frac{h_7 - h_6}{h_3' - h_6} = \frac{697,1 - 138,5}{2902,5 - 138,5} = 0,202 \quad \text{και} \quad 1 - m_1 = 0,798$$

Αντικαθιστώντας τις αριθμητικές τιμές στις εξισώσεις (9.11) και (9.11α) βρίσκουμε ότι το έργο του στρόβιλου είναι:

$$\begin{aligned} w_{\text{τρ}} &= (h_2 - h_3') + (1 - m_1) (h_3' - h_4') = \\ &= (3420 - 2902,5) + 0,798 \times (2902,5 - 2232) = 1052,6 \text{ kJ/kg} \end{aligned}$$

Προσεγγιστικά δεχόμαστε ότι η θεωρητική και πραγματική ενθαλπία στην έξοδο των αντλιών είναι ίσες. Έτσι έχουμε ότι το έργο της αντλίας συμπτυνώματος είναι:

$$w_{\text{ρπ1}} = \frac{(h_6 - h_5) (1 - m_1)}{\eta_p} = \frac{(138,5 - 137,8) \times 0,798}{0,90} = 0,621 \text{ kJ/kg}$$

Το έργο της αντλίας τροφοδότησης είναι:

$$w_{\text{ρπ2}} = \frac{h_1 - h_7}{\eta_p} = \frac{703 - 697,1}{0,90} = 6,56 \text{ kJ/kg}$$

Το συνολικό έργο των αντλιών είναι:

$$w_{\text{ρπ}} = w_{\text{ρπ1}} + w_{\text{ρπ2}} = 0,621 + 6,56 = 7,181 \text{ kJ/kg}$$

οπότε το καθαρό έργο της εγκατάστασης είναι:

$$w = w_{\text{τρ}} - w_{\text{ρπ}} = 1052,6 - 7,181 = 1045,4 \text{ kJ/kg}$$

Το ποσό της θερμότητας που δίνουμε στον λέβητα είναι:

$$q = h_2 - h_1 = 3420 - 703 = 2717 \text{ kJ/kg}$$

Τελικά ο βαθμός απόδοσης της εγκατάστασης είναι:

$$\eta_\theta = \frac{1045,4}{2717} = 0,385 \quad \text{ή} \quad 38,5\%$$

Η ισχύς της εγκατάστασης είναι το γινόμενο της παροχής μάζας του ατμού επί το καθαρό έργο:

$$\dot{W} = \dot{m}w = \frac{227.000}{3600} \times 1045,4 = 65.918 \text{ kW}$$

Για τον κύκλο χωρίς προθερμαντήρα (σχ. 9.19) και τους ίδιους βαθμούς απόδοσης (στροβίλων, αντλιών) έχουμε ότι:

$$w_{\text{τρ}} = \eta_t (h_2 - h_4) = 1188 \text{ kJ/kg}$$

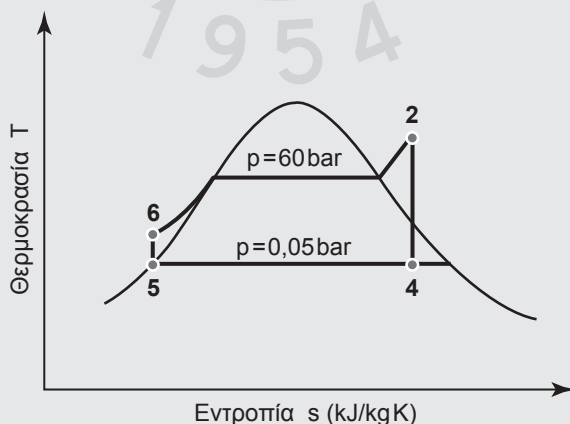
$$h_6 = h_5 + v_5 (p_1 - p_5) = 137,8 + 0,001005 \times (60 - 0,05) \times 100 = 143,82 \text{ kJ/kg}$$

$$w_{\text{ρπ}} = \frac{0,001005 \times (60 - 0,05) \times 100}{0,9} = 6,69 \text{ kJ/kg}$$

$$w = w_{\text{τρ}} - w_{\text{ρπ}} = 1188 - 6,69 = 1181,3 \text{ kJ/kg}$$

$$q = h_2 - h_6 = 3420 - 143,82 = 3276,18 \text{ kJ/kg}$$

$$\eta_\theta = \frac{1181,3}{3276,18} = 0,361 \quad \text{ή} \quad 36,1\%$$



Σχ. 9.19

Κύκλος Rankine χωρίς προθερμαντήρα

Άρα η χρησιμοποίηση ενός προθερμαντήρα βελτίωσε τον βαθμό απόδοσης της εγκατάστασης κατά 6,65%.

Εφόσον ο ένας προθερμαντήρας βελτιώνει τον βαθμό απόδοσης, είναι λογικό να σκεφθεί κανείς ότι χρησιμοποιώντας και δεύτερο ή τρίτο κ.ο.κ. προθερμαντήρα, ο βαθμός απόδοσης θα βελτιωθεί ακόμη περισσότερο. Αυτό είναι αλήθεια, αλλά ως ένα ορισμένο σημείο. Η απόδοση καλυτερεύει καθώς χρησιμοποιούμε περισσότερους προθερμαντήρες, το κέρδος όμως αυτό στον βαθμό απόδοσης αντισταθμίζεται κυρίως από την αύξηση του αρχικού κεφαλαίου, αλλά και από τα έξοδα συντήρησης κ.λπ. Σε σημερινές εγκαταστάσεις ατμού στα πλοία χρησιμοποιούνται τρεις προθερμαντήρες, αλλά σε μεγάλες ισχύς αυξάνονται σε τέσσερεις. Η θέση των προθερμαντήρων αυτών καθορίζεται έτσι ώστε η διαφορά μεταξύ της θερμοκρασίας του νερού στο ψυγείο και του ατμού στον λέβητα να ισομοιράζεται μεταξύ τους. Αυτό θεωρείται ως γενικός κανόνας.

9.4.2 Αναγεννητικός κύκλος με τρεις προθερμαντήρες

Ας εξετάσουμε τώρα έναν κύκλο ατμού όπου η προθέρμανση του νερού γίνεται σε τρεις προθερμαντήρες με ισάριθμες απομαστεύσεις από το κέλυφος του στροβίλου (σχ. 9.20). Στην εγκατάσταση αυτή ο πρώτος και τρίτος προθερμαντήρας είναι επιφάνειας και ο δεύτερος ανάμειξης. Στον πρώτο και τρίτο τοποθετούμε μία αντλία, που την ονομάζουμε **αντλία υγρών**. σκοπός της είναι να στέλνει το συμπύκνωμα του ατμού της απομάστευσης (υγρά) στο δίκτυο του νερού της τροφοδότησης. Φυσικά στον δεύτερο προθερμαντήρα δεν υπάρχει ανάγκη τοποθέτησης αντλίας, γιατί, όπως είπαμε, ο ατμός απομάστευσης αναμειγνύεται με το νερό τροφοδότησης. Από κατασκευαστική πλευρά, ο πρώτος και τρίτος προθερμαντήρας διαφέρουν από τον δεύτερο. Οι πρώτοι, όπως είπαμε, αποτελούνται από αυλούς που περιβάλλονται από ένα κέλυφος· μέσα στους αυλούς κυκλοφορεί το νερό και απέξω ο ατμός. Ο δεύτερος προθερμαντήρας είναι μία δεξαμενή ειδικά διαμορφωμένη για να δέχεται και να αναμειγνύει τον ατμό της απομάστευσης και το τροφοδοτικό νερό. Σε άλλο κεφάλαιο θα αναφερθούμε λεπτομερέστερα στους προθερμαντήρες αυτούς. Εδώ θα πρέπει να τονίσουμε ότι η ενθαλπία των υγρών των προθερμαντήρων είναι αυτή που αντιστοιχεί στο κεκορεσμένο νερό στην πίεση του ατμού απομάστευσης. Ας υποθέσουμε π.χ. ότι ο ατμός της απομάστευσης που εισέρχεται στον προθερμαντήρα έχει πίεση 8 bar· η ενθαλπία των υγρών είναι τότε 720,9 kJ/kg, που είναι η ενθαλπία του κεκορεσμένου νερού h_f για $p = 8 \text{ bar}$ (Πίνακας Γ2).

Με m_1 , m_2 , m_3 συμβολίζουμε τις μάζες των τριών απομαστεύσεων ανά μονάδα μάζας εργαζόμενου μέσου που εισέρχεται στον στρόβιλο. Το έργο των αντλιών των υγρών δεν θα το λάβουμε υπόψη μας, γιατί είναι πολύ μικρό και το σφάλμα μας ασήμαντο.

Το θεωρητικό έργο του στροβίλου ανά μονάδα μάζας του συστήματος είναι:

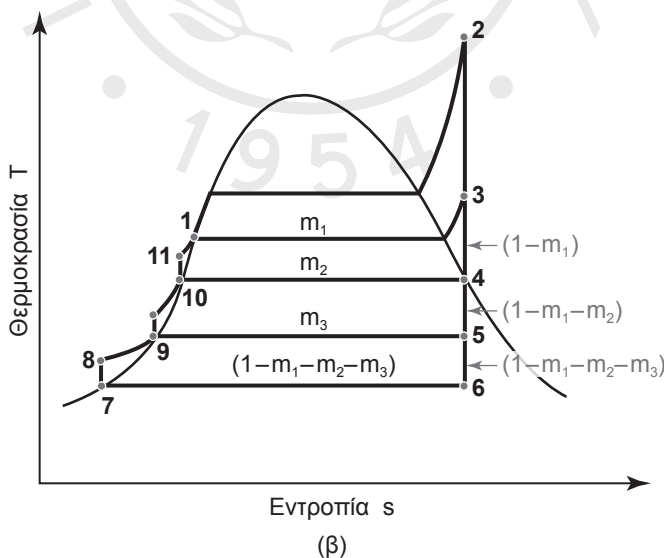
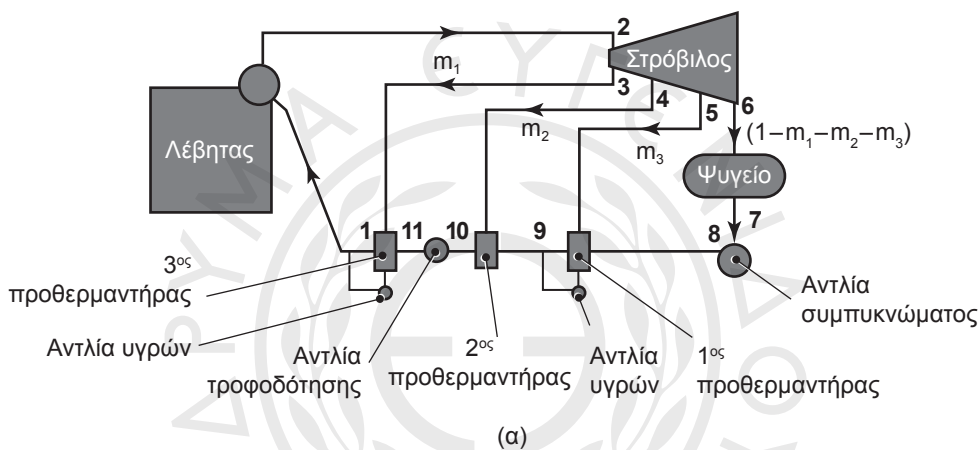
$$w_t = (h_2 - h_3) + (1 - m_1)(h_3 - h_4) + (1 - m_1 - m_2)(h_4 - h_5) + (1 - m_1 - m_2 - m_3)(h_5 - h_6) \quad (9.13)$$

Το θεωρητικό έργο των αντλιών συμπυκνώματος και τροφοδότησης είναι:

$$w_{p_1} = (h_8 - h_7)(1 - m_1 - m_2 - m_3) = u_7(p_8 - p_7)(1 - m_1 - m_2 - m_3) \quad (9.14)$$

$$w_{p_2} = (h_{11} - h_{10})(1 - m_1) = u_{10}(p_{11} - p_{10})(1 - m_1) \quad (9.14\alpha)$$

$$w_p = w_{p_1} + w_{p_2} \quad (9.14\beta)$$



Σχ. 9.20

Εγκατάσταση ατμού με τρεις προθερμαντήρες. α) Σχηματικό διάγραμμα, β) Διάγραμμα T-s

Για το πραγματικό έργο του στροβίλου και των αντλιών ισχύουν οι εξισώσεις (9.11α) και (9.12γ) αντίστοιχα.

Η θερμότητα που δίνεται στο σύστημα ανά μονάδα μάζας είναι:

$$q = h_2 - h_1 \quad (9.15)$$

Ο θερμικός βαθμός απόδοσης της εγκατάστασης είναι:

$$\eta_\theta = \frac{w_t - w_p}{q} \quad (9.16)$$

Για να βρούμε τον θερμικό βαθμό απόδοσης, πρέπει να γνωρίζουμε τη ροή της μάζας σε κάθε προθερμαντήρα. Αυτό το βρίσκουμε κάνοντας ισολογισμό των ενεργειών σε κάθε έναν απ' αυτούς, εξισώνουμε δηλαδή τις ενέργειες που εισέρχονται με εκείνες που εξέρχονται από το σύστημα. Έτσι, με τη βοήθεια του Πρώτου Θερμοδυναμικού Νόμου για τον τρίτο προθερμαντήρα έχουμε (ανοικτό σύστημα):

$$m_1 h_3 + (1 - m_1) h_{11} = h_1$$

Λύνοντας ως προς m_1 έχουμε:

$$m_1 = \frac{h_1 - h_{11}}{h_3 - h_{11}} \quad (9.17)$$

Ο ενεργειακός ισολογισμός στον δεύτερο προθερμαντήρα μάς δίνει:

$$m_2 h_4 + (1 - m_1 - m_2) h_9 = (1 - m_1) h_{10}$$

$$m_2 = \frac{(1 - m_1) (h_{10} - h_9)}{h_4 - h_{11}} \quad (9.18)$$

Η m_1 είναι γνωστή από την εξίσωση (9.17) και επομένως υπολογίζουμε την m_2 . Από τον ισολογισμό του πρώτου προθερμαντήρα έχουμε:

$$m_3 h_5 + (1 - m_1 - m_2 - m_3) h_8 = (1 - m_1 - m_2) h_9$$

$$m_3 = \frac{(1 - m_1 - m_2) (h_9 - h_8)}{h_5 - h_8} \quad (9.19)$$

Ας δούμε όμως ένα παράδειγμα για να εφαρμόσουμε πληρέστερα τις παραπάνω σχέσεις.

Παράδειγμα

Η προωστήρια εγκατάσταση ατμού ενός πλοίου αποτελείται από τρεις προθερμαντήρες (σχ. 9.20). Ο ατμός εισέρχεται στον στρόβιλο με πίεση 70 bar και θερ-

μοκρασία 500°C, ενώ οι τρεις απομαστεύσεις γίνονται σε πιέσεις 24 bar, 5,3 bar και 1,5 bar. Ο υπόλοιπος ατμός εξέρχεται από τον στρόβιλο σε πίεση 0,07 bar. Η εκτόνωση του ατμού στον στρόβιλο είναι ισοεντροπική. Να υπολογιστεί ο θερμικός βαθμός απόδοσης της εγκατάστασης.

Λύση

Προσδιορίζουμε πρώτα τις ενθαλπίες των διαφόρων καταστάσεων του ατμού, που φαίνονται στο σχήμα 9.20(β), με τη χρήση του διαγράμματος Mollier. Έτσι έχουμε:

$$\begin{aligned} h_2 &= 3410 \text{ kJ/kg} & h_3 &= 3090 \text{ kJ/kg} & h_4 &= 2750 \text{ kJ/kg} \\ h_5 &= 2530 \text{ kJ/kg} & h_6 &= 2110 \text{ kJ/kg} & h_4 &= 163,4 \text{ kJ/kg} \\ h_9 &= 466,9 \text{ kJ/kg} & h_{10} &= 649,19 \text{ kJ/kg} & u_7 &= 0,001007 \text{ m}^3/\text{kg} \\ h_1 &= 951,24 \text{ kJ/kg} & u_{10} &= 0,001095 \text{ m}^3/\text{kg} \end{aligned}$$

Από την εξίσωση (9.14) έχουμε ότι:

$$h_8 = h_7 + u_7 (p_{10} - p_7) = 163,4 + [0,001007 \times (5,3 - 0,07) \times 100] = 164 \text{ kJ/kg}$$

Από την εξίσωση (9.14α) έχουμε ότι:

$$h_{11} = h_{10} + u_{10} (p_1 - p_{10}) = 649,19 + [0,001095 \times (70 - 5,3) \times 100] = 656,3 \text{ kJ/kg}$$

Από τις εξισώσεις (9.17), (9.18) και (9.19) έχουμε ότι:

$$m_1 = \frac{h_1 - h_{11}}{h_3 - h_{11}} = \frac{951,24 - 656,3}{3090 - 656,3} = 0,121 \quad 1 - m_1 = 0,879$$

$$m_2 = \frac{(1 - m_1)(h_{10} - h_9)}{h_4 - h_9} = \frac{0,879 \times (649,19 - 466,9)}{2750 - 466,9} = 0,070$$

$$m_3 = \frac{(1 - m_1 - m_2)(h_9 - h_8)}{h_5 - h_8} = \frac{(0,879 - 0,070)(466,9 - 164)}{2530 - 164} = 0,104$$

Από την εξίσωση (9.13) βρίσκουμε το θεωρητικό έργο του στροβίλου:

$$\begin{aligned} w_t &= (h_2 - h_3) + (1 - m_1)(h_3 - h_4) + (1 - m_1 - m_2)(h_4 - h_5) + \\ &\quad + (1 - m_1 - m_2 - m_3)(h_5 - h_6) - 320 + 298,86 + 177,98 + 296,1 \end{aligned}$$

$$w_t = 1092,94 \text{ kJ/kg}$$

Το θεωρητικό έργο των αντλιών δίνεται από τις εξισώσεις (9.14) και (9.14α):
Αντλία συμπυκνώματος:

$$\begin{aligned} w_{p_1} &= (h_8 - h_7)(1 - m_1 - m_2 - m_3) = \\ &= (164 - 163,4)(0,879 - 0,070 - 0,104) = 0,423 \text{ kJ/kg} \end{aligned}$$

Αντλία τροφοδότησης:

$$w_{p2} = (h_{11} - h_{10}) (1 - m_1) = (656,3 - 649,19) \times 0,879 = 6,250 \text{ kJ/kg}$$

οπότε $w_p = w_{p1} + w_{p2} = 0,423 + 6,250 = 6,673 \text{ kJ/kg}$

Το καθαρό έργο της εγκατάστασης είναι:

$$w = w_t - w_p = 1092,94 - 6,673 = 1086,27 \text{ kJ/kg}$$

Η θερμότητα που δίνεται στον λέβητα είναι:

$$q = h_2 - h_1 = 3410 - 951,24 = 2458,76 \text{ kJ/kg}$$

οπότε ο βαθμός απόδοσης της εγκατάστασης είναι:

$$\eta_{\theta} = \frac{1086,27}{2458,76} = 0,442 \quad \text{ή} \quad 44,2\%$$

Βλέπουμε λοιπόν ότι μόνο το 44% της θερμικής ενέργειας μπορούμε να εκμεταλλευτούμε για την παραγωγή ωφέλιμου μηχανικού έργου, ποσοστό που στην πραγματικότητα είναι ακόμη μικρότερο, για λόγους που θα αναπτύξουμε παρακάτω.

9.5 Κύκλος με αναθέρμανση

Ο θερμικός βαθμός απόδοσης της εγκατάστασης ατμού είδαμε ότι βελτιώθηκε σημαντικά με τη χρησιμοποίηση προθερμαντήρων νερού. Περαιτέρω βελτίωση της απόδοσης είναι δυνατή με την αναθέρμανση του ατμού σε υψηλή θερμοκρασία, μετά από μερική εκτόνωση του ατμού μέσα στον στρόβιλο. Έχει παρατηρηθεί ότι ένα μεγάλο μέρος του έργου που μάς δίνει ο ατμός όταν εκτονώνεται στον στρόβιλο, γίνεται μέχρι να έρθει ο ατμός στην κατάσταση περίπου του ξηρού κεκορεσμένου ατμού. Στην κατάσταση αυτή ο ατμός οδηγείται ξανά στον λέβητα, όπου γίνεται υπέρθερμος, όπως φαίνεται στη διάταξη του σχήματος 9.21(α). Μετά τη δεύτερη υπερθέρμανση, ο ατμός επανέρχεται στον στρόβιλο, όπου συνεχίζει την εκτόνωση μέχρι την πίεση του ψυγείου. Το διάγραμμα T-s του κύκλου με αναθέρμανση φαίνεται στο σχήμα 9.21(β).

Αν ακολουθήσουμε τα διαγράμματα του σχήματος 9.21, βλέπουμε ότι στο σημείο 2 ο ατμός είναι υπέρθερμος και εκτονώνεται μέχρι του σημείου 3, όπου είναι περίπου ξηρός κεκορεσμένος. Από το σημείο αυτό οδηγείται ξανά στον λέβητα, όπου υπερθερμαίνεται με σταθερή πίεση μέχρι το σημείο 4. Η θερμοκρασία του ατμού στην κατάσταση 4 είναι περίπου 20°C χαμηλότερη από τη θερμοκρασία στην κατάσταση 2. Στην κατάσταση 4 ο ατμός αρχίζει ξανά την εκτόνωση στον στρόβιλο, μέχρι την πίεση του ψυγείου στην κατάσταση 5. Από εκεί συμπυκνώνεται και ξανα-

γυρίζει στον λέβητα, όπως στην εγκατάσταση του σχήματος 9.2(β), ολοκληρώνοντας τον κύκλο λειτουργίας.

Από τον ισολογισμό των ενεργειών στον στρόβιλο έχουμε ότι η ισχύς που μάς δίνει η εγκατάσταση αυτή είναι ίση με:

$$\dot{W}_t = \dot{m} [(h_2 - h_3) + (h_4 - h_5)] \quad (9.20)$$

Η ισχύς των αντλιών τροφοδότησης του λέβητα είναι [εξίσωση (9.6)]:

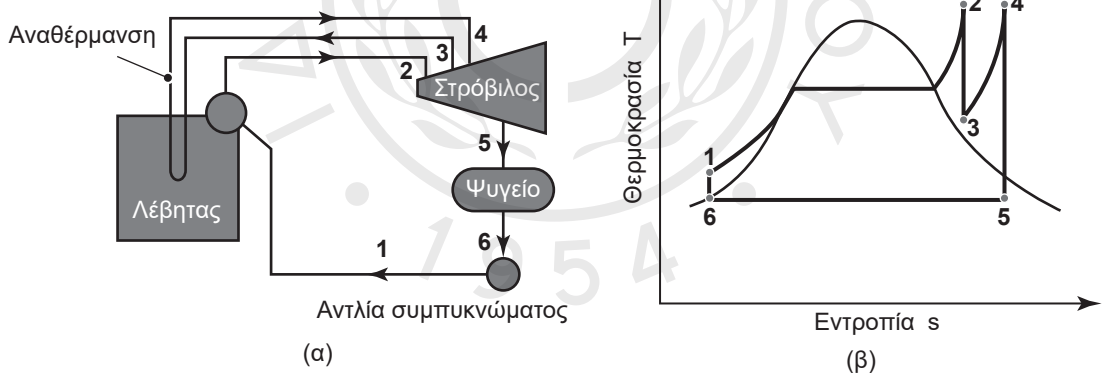
$$\dot{W}_p = \dot{m} (h_1 - h_6) = \dot{m} u_6 (p_1 - p_6) \quad (9.21)$$

Επίσης, από τον ενεργειακό ισολογισμό στον λέβητα έχουμε ότι το ποσό της θερμότητας που δίνεται στην εγκατάσταση ανά μονάδα χρόνου είναι:

$$\dot{Q} = \dot{m} [(h_2 - h_1) + (h_4 - h_3)] \quad (9.22)$$

οπότε ο θερμικός βαθμός απόδοσης είναι:

$$\eta_\theta = \frac{\dot{W}_t - \dot{W}_p}{\dot{Q}} = \frac{\dot{W}_t - \dot{W}_p}{\dot{m} [(h_2 - h_1) + (h_4 - h_3)]} \quad (9.23)$$



Σχ. 9.21

- α) Σχηματικό διάγραμμα κύκλου με αναθέρμανση,
β) Διάγραμμα T-s του ίδιου κύκλου

Παράδειγμα

Η εγκατάσταση πρόωσης ενός πλοίου λειτουργεί με βάση τον κύκλο με αναθέρμανση (σχ. 9.21). Ο ατμός εισέρχεται στον στρόβιλο με πίεση 65 bar και θερμοκρασία 520°C και εκτονώνεται ισοεντροπικά μέχρι 31 bar. Με την πίεση αυτή αναθερμαίνεται στον λέβητα μέχρι 500°C. Ο ατμός εισέρχεται ξανά στον στρόβιλο,

όπου εκτονώνεται επίσης ισοεντροπικά μέχρι την πίεση του ψυγείου 0,05 bar. Να υπολογιστεί ο θερμικός βαθμός απόδοσης της εγκατάστασης και να συγκριθεί με μία εγκατάσταση που λειτουργεί στον κύκλο Rankine χωρίς αναθέρμανση.

Λύση

Και πάλι εργαζόμαστε με το διάγραμμα Mollier για να προσδιορίσουμε τις ενθαλπίες των καταστάσεων του ατμού. Έτσι έχουμε:

$$h_2 = 3466 \text{ kJ/kg} \quad h_3 = 3235 \text{ kJ/kg} \quad h_4 = 3455 \text{ kJ/kg}$$

$$h_5 = 2200 \text{ kJ/kg}$$

Επίσης, από τους πίνακες ατμού για κεκορεσμένο νερό με $p = 0,05 \text{ bar}$ έχουμε $v_6 = 0,0010052 \text{ m}^3/\text{kg}$ και $h_6 = 137,8 \text{ kJ/kg}$.

Από την εξίσωση (9.21):

$$h_1 = h_6 + v_6 (p_1 - p_6) = 137,8 + 0,0010052 \times (65 - 0,05) \times 100 = 144,33 \text{ kJ/kg}$$

Με βάση την εξίσωση (9.20), το έργο του στροβίλου ανά μονάδα μάζας είναι:

$$w_t = (h_2 - h_3) + (h_4 - h_5) = (3466 - 3235) + (3455 - 2200) = 1486 \text{ kJ/kg}$$

Το έργο της αντλίας ανά μονάδα μάζας [εξίσωση (9.21)]:

$$w_p = h_1 - h_6 = 144,33 - 137,8 = 6,53 \text{ kJ/kg}$$

Το ωφέλιμο έργο της εγκατάστασης είναι:

$$w = w_t - w_p = 1486 - 6,53 = 1479,47 \text{ kJ/kg}$$

και η θερμότητα που δίνεται στον λέβητα [εξίσωση (9.22)]:

$$q = (h_2 - h_1) + (h_4 - h_3) = (3466 - 144,33) + (3455 - 3235) = 3542 \text{ kJ/kg}$$

οπότε ο βαθμός απόδοσης είναι:

$$\eta_{\theta} = \frac{1479,47}{3542} = 0,418 \quad \text{ή} \quad 41,8\%$$

Στον κύκλο με υπέρθερμο ατμό χωρίς αναθέρμανση, η εκτόνωση θα ήταν από το σημείο 2 μέχρι την πίεση του ψυγείου 0,05 bar. Η ενθαλπία του ατμού στην έξοδο του στροβίλου από το διάγραμμα Mollier θα ήταν τότε $h_3 = 2103 \text{ kJ/kg}$.

Το έργο του στροβίλου θα ήταν:

$$w_t = h_2 - h_3 = 3466 - 2103 = 1363 \text{ kJ/kg}$$

ενώ το έργο της αντλίας παραμένει το ίδιο. Τότε το ωφέλιμο έργο είναι:

$$w = w_t - w_p = 1363 - 6,53 = 1356,47 \text{ kJ/kg}$$

$$q = h_2 - h_1 = 3465 - 144,33 = 3320,67 \text{ kJ/kg}$$

$$\text{με βαθμό απόδοσης } \eta_\theta = \frac{1356,47}{3320,67} = 0,408 \quad \text{ή} \quad 40,8\%$$

Ο κύκλος με αναθέρμανση έχει στο παράδειγμα αυτό βαθμό απόδοσης κατά 2,45% υψηλότερο από ό,τι ο κύκλος χωρίς αναθέρμανση.

9.6 Αναγεννητικός κύκλος με αναθέρμανση

Αν συνδυάσουμε τον αναγεννητικό κύκλο και τον κύκλο με αναθέρμανση που είδαμε προηγουμένως, ο βαθμός απόδοσης της εγκατάστασης ατμού βελτιώνεται ακόμη περισσότερο. Συνήθως ο αναγεννητικός κύκλος με αναθέρμανση αποτελείται από δύο ή περισσότερους προθερμαντήρες και ένα στάδιο αναθέρμανσης, όπως φαίνεται στο σχήμα 9.22(α). Οι εγκαταστάσεις πρόωσης των πλοίων που βασίζονται επάνω σ' αυτόν τον κύκλο, έχουν μεν πολύ καλό βαθμό απόδοσης, το κόστος όμως αγοράς και εγκατάστασης (κόστος κεφαλαίου), όπως επίσης και το κόστος συντήρησης, είναι πολύ υψηλό. Συνεπώς, για λόγους αποσβέσεων του κεφαλαίου, θα πρέπει οι εγκαταστάσεις αυτές να έχουν μεγάλες ισχύς πρόωσης.

Από τη λειτουργική πλευρά, η πίεση στην οποία γίνεται η πρώτη αναθέρμανση είναι συνήθως η ίδια με την πίεση της πρώτης απομάστευσης, η οποία κυμαίνεται μεταξύ 15 έως 22% της πίεσης του ατμού στην είσοδο του στροβίλου.

Όπως και στους προηγούμενους κύκλους έτσι και γι' αυτόν, το έργο του στροβίλου ανά μονάδα μάζας του εργαζόμενου μέσου, είναι:

$$w_t = (h_2 - h_3) + (1 - m_1) (h_4 - h_5) + (1 - m_1 - m_2) (h_5 - h_6) \quad (9.24)$$

Η θερμότητα που δίνεται στον κύκλο ανά μονάδα μάζας του εργαζόμενου μέσου είναι:

$$q = (h_2 - h_1) + (1 - m_1) (h_4 - h_3) \quad (9.25)$$

Ο ατμός της πρώτης απομάστευσης είναι:

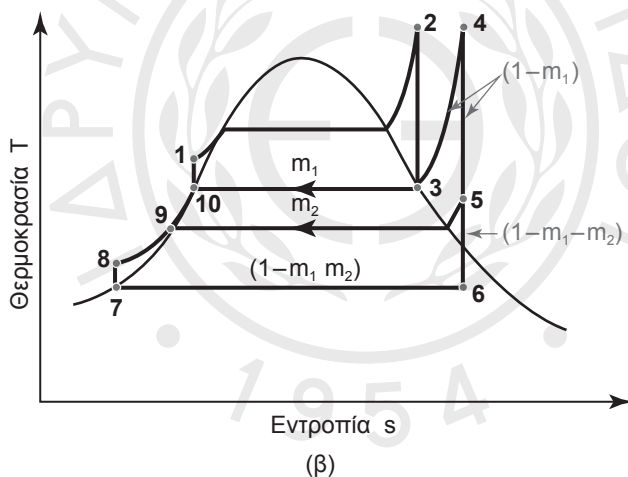
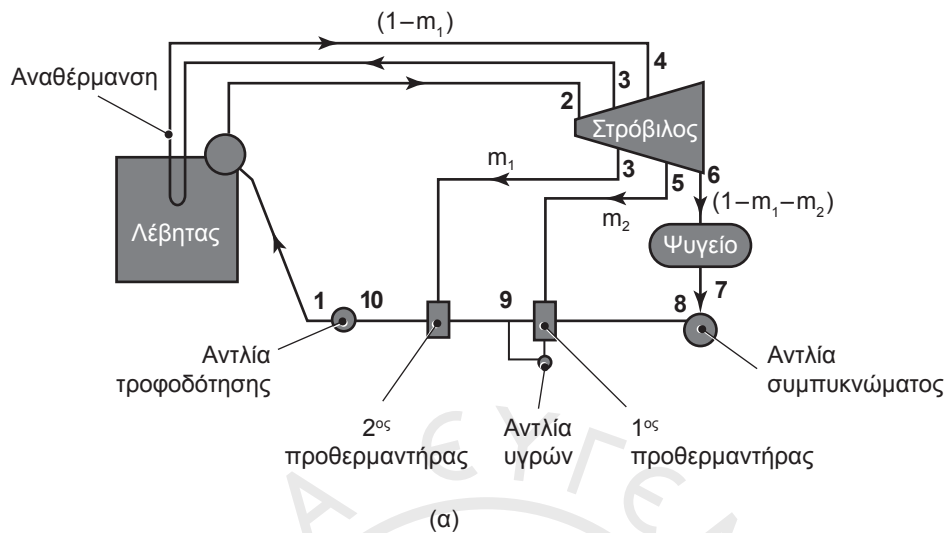
$$m_1 = \frac{h_{10} - h_9}{h_3 - h_9} \quad (9.26)$$

και της δεύτερης:

$$m_2 = \frac{(1 - m_1) (h_9 - h_8)}{h_5 - h_8} \quad (9.27)$$

Το έργο των αντλιών τροφοδότησης ανά μονάδα μάζας του εργαζόμενου μέσου, είναι:

$$w_{p1} = (h_8 - h_7) (1 - m_1 - m_2) = v_7 (p_8 - p_7) (1 - m_1 - m_2) \quad (9.28)$$



Σχ. 9.22

Κύκλος ατμού με δύο προθερμαντήρες και μία αναθέρμανση,
α) Σχηματικό διάγραμμα, β) Διάγραμμα T-s

$$w_{p2} = (h_1 - h_{10}) (1) = u_{10} (p_1 - p_{10}) \quad (9.28\alpha)$$

$$w_p = w_{p1} + w_{p2} \quad (9.28\beta)$$

Ο βαθμός απόδοσης της εγκατάστασης είναι [εξίσωση (9.16)]:

$$\eta_{\theta} = \frac{w_t - w_p}{q}$$

Παράδειγμα

Να υπολογιστεί ο θερμικός βαθμός απόδοσης της εγκατάστασης του παραδείγματος της παραγράφου 9.5, αν στην εγκατάσταση προσθέσουμε δύο απομαστεύσεις για προθέρμανση του νερού σε πίεση 31 bar και 4 bar.

Λύση

Η σχηματική παράσταση της εγκατάστασης και το διάγραμμα T-s του κύκλου φαίνονται στο σχήμα 9.22.

Το έργο ανά μονάδα μάζας του στροβίλου είναι [εξίσωση (9.24)]:

$$w_i = (h_2 - h_3) + (1 - m_1)(h_4 - h_5) + (1 - m_1 - m_2)(h_5 - h_6) \quad (1)$$

Από το παράδειγμα της παραγράφου 9.5 έχουμε γνωστά:

$$h_2 = 3466 \text{ kJ/kg} \quad h_3 = 3235 \text{ kJ/kg} \quad h_4 = 3455 \text{ kJ/kg}$$

$$h_6 = 2200 \text{ kJ/kg}$$

Από το διάγραμμα Mollier βρίσκουμε ότι $h_5 = 2885 \text{ kJ/kg}$

Από την εξίσωση (9.26):

$$m_1 = \frac{h_{10} - h_9}{h_3 - h_9}$$

$$\begin{array}{ll} \text{Από τον Πίνακα Γ2 για } p = 31 \text{ bar} & h_{10} = 1016,58 \text{ kJ/kg} \\ p = 4 \text{ bar} & h_9 = 604,7 \text{ kJ/kg} \end{array}$$

$$\text{οπότε μάζα πρώτης απομάστευσης } m_1 = \frac{1016,58 - 604,7}{3235 - 604,7} = 0,157$$

Από την εξίσωση (9.27):

$$m_2 = \frac{(1 - m_1)(h_9 - h_8)}{h_5 - h_8}$$

$$\text{αλλά από την εξίσωση (9.28)} \quad h_8 = h_7 + u_7(p_8 - p_7)$$

$$\text{Από τον Πίνακα Γ2 για } p = 0,05 \text{ bar} \quad h_7 = 137,8 \text{ kJ/kg} \quad u_7 = 0,001005 \text{ m}^3/\text{kg}$$

$$\text{οπότε } h_8 = 137,8 + [0,001005 \times (4 - 0,05) \times 100] = 138,20 \text{ kJ/kg}$$

$$\text{και η μάζα της δεύτερης απομάστευσης: } m_2 = \frac{0,843 \times (604,7 - 137,20)}{2885 - 138,20} = 0,143$$

Αντικαθιστούμε τις τιμές που βρήκαμε στην εξίσωση (1) και παίρνουμε το έργο του στροβίλου:

$$\begin{aligned} w_i &= (3466 - 3235) + [0,843 \times (3455 - 2885)] + [0,7 \times (2885 - 2200)] = \\ &= 231 + 480,51 + 479,5 = 1191 \text{ kJ/kg} \end{aligned}$$

Εδώ παρατηρούμε ότι το έργο του στροβίλου ανά μονάδα μάζας είναι σημαντικά μικρότερο από την εγκατάσταση χωρίς απομαστεύσεις, που είναι 1486 kJ/kg. Αυτό οφείλεται, όπως είπαμε, στο ότι αφαιρούμε μάζα ατμού από τον στρόβιλο για την προθέρμανση του νερού τροφοδότησης.

Από τις εξισώσεις (9.28) και (9.28α), το έργο των αντλιών ανά μονάδα μάζας είναι:

$$w_{p1} = (h_8 - h_7) (1 - m_1 - m_2) = (138,20 - 137,8) \times 0,7 = 0,280 \text{ kJ/kg}$$

$$w_{p2} = u_{10} (p_1 - p_{10})$$

όπου: για $p = 31 \text{ bar}$ $u_{10} = 0,00122 \text{ m}^3/\text{kg}$

$$w_{p2} = 0,00122 \times (65 - 31) \times 100 = 4,15 \text{ kJ/kg}$$

Άρα: $w_p = 0,280 + 4,15 = 4,428 \text{ kJ/kg}$

και το ωφέλιμο έργο της εγκατάστασης:

$$w = 1191 - 4,428 = 1186,57 \text{ kJ/kg}$$

Η θερμότητα ανά μονάδα μάζας που δίνεται στον λέβητα είναι [εξίσωση (9.25)]:

$$q = (h_2 - h_1) + (1 - m_1) (h_4 - h_3) \quad (2)$$

Από την εξίσωση (9.28α) έχουμε:

$$w_{p2} = h_1 - h_{10} = 4,15 \text{ kJ/kg}$$

και $h_1 = 4,15 + h_{10} = 4,15 + 1016,58 = 1020,73 \text{ kJ/kg}$

Αντικαθιστούμε στην εξίσωση (2):

$$q = (3466 - 1020,73) + [0,843 \times (3455 - 3235)] = 2630,73 \text{ kJ/kg}$$

Συνεπώς ο βαθμός απόδοσης είναι:

$$\eta_{\theta} = \frac{w}{q} = \frac{1186,57}{2630,73} = 0,451 \quad \text{ή} \quad 45,1\%$$

Παρατηρούμε αύξηση του βαθμού απόδοσης κατά 9,5% έναντι του αντίστοιχου της εγκατάστασης με αναθέρμανση, αλλά χωρίς απομαστεύσεις (παράδειγμα παραγράφου 9.5), πράγμα που οφείλεται στις απομαστεύσεις που πραγματοποιήσαμε.

Παρατήρηση

Από τις λύσεις των παραδειγμάτων παρατηρούμε ότι η θερμοδυναμική ανάλυση ενός κύκλου ατμού δεν παρουσιάζει καμία ιδιαίτερη δυσκολία και η μέθοδος είναι σχεδόν η ίδια. Αρκεί να γνωρίζουμε να «διαβάζουμε» το διάγραμμα Mollier για τον ατμό και στη συνέχεια να εφαρμόζουμε τις εξισώσεις του κειμένου.

9.7 Πραγματικοί κύκλοι ατμού

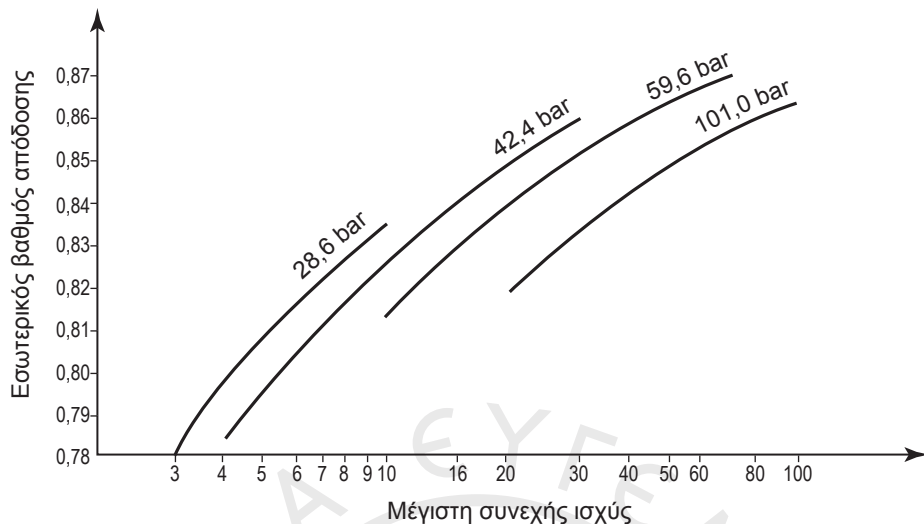
Οι θερμοδυναμικοί κύκλοι που αναφέραμε προηγουμένως είναι κύκλοι που εφαρμόζονται σε πραγματικές εγκαταστάσεις, οι διεργασίες όμως που γίνονται σ' αυτές δεν ταυτίζονται ακριβώς με τις αντίστοιχες των κύκλων που εξετάσαμε. Ο λόγος είναι ότι στους θεωρητικούς κύκλους κάναμε ορισμένες αναγκαίες παραδοχές, που μας διευκόλυναν μεν στη μελέτη τους, αλλά μας απομάκρυναν από τους κύκλους των πραγματικών εγκαταστάσεων. Η διαφοροποίηση μεταξύ του θεωρητικού και πραγματικού κύκλου μπορεί να αποδοθεί σε διάφορες αιτίες, πάνω απ' όλα όμως οφείλεται σ' αυτή την ίδια τη φύση (Δεύτερος Θερμοδυναμικός Νόμος). Ας δούμε όμως λίγο πιο αναλυτικά μερικές απ' αυτές.

α) Στον στρόβιλο η εκτόνωση δεν είναι, ούτε και μπορεί ποτέ να γίνει, ισοεντροπική, όπως θεωρήσαμε μέχρι τώρα, γιατί αφενός μεν λόγω τριβών η διεργασία της εκτόνωσης είναι μη αναστρέψιμη, πράγμα που σημαίνει ότι η εντροπία αυξάνεται, αφετέρου δε πρακτικά είναι αδύνατο να επιτύχουμε μηδενικές θερμικές απώλειες από το κέλυφος του στροβίλου. Ειδικότερα, η θεωρητική διαθέσιμη θερμική ενέργεια του ατμού στον στρόβιλο δεν μπορεί να μετατραπεί ολόκληρη σε μηχανικό έργο, λόγω των απωλειών από τις τριβές που αναπτύσσονται στο εσωτερικό του στροβίλου (ροή ατμού στα πτερύγια κ.λπ.). Επίσης, υπάρχουν μηχανικές απώλειες λόγω των τριβών στα έδρανα του στροβίλου, στον μειωτήρα στροφών, καθώς και εξωτερικές απώλειες λόγω ακτινοβολίας και διαρροών στους λαβυρίνθους των στροβίλων, εκεί δηλαδή όπου ο άξονας του στροβίλου εξέρχεται από το κέλυφός του (σχ. 9.4). Οι παραπάνω δεν είναι δυνατό να μετρηθούν, αλλά είναι και αρκετά δύσκολο να υπολογισθούν ώστε να γνωρίζουμε πόση από τη διαθέσιμη θερμική ενέργεια μετατρέπεται σε μηχανικό έργο. Γι' αυτό, καταφεύγουμε στη χρησιμοποίηση διαφόρων βαθμών απόδοσης, ο βασικότερος από τους οποίους είναι ο εσωτερικός βαθμός απόδοσης που ήδη αναφέραμε (βλ. παράγραφο 9.3.4).

Ο βαθμός αυτός εξαρτάται από το είδος του στροβίλου και μεταβάλλεται, σε σχέση με την ισχύ και την πίεση του ατμού, στην είσοδο του στροβίλου. Έτσι, για δεδομένη πίεση εισόδου του ατμού, όσο μεγαλύτερη είναι η ισχύς του στροβίλου τόσο καλύτερος είναι ο βαθμός απόδοσης. Όμοια, για δεδομένη ισχύ, όσο μεγαλύτερη είναι η πίεση εισόδου του ατμού τόσο καλύτερος ο βαθμός απόδοσης. Διαγραμματικά, η σχέση μεταξύ αυτών των παραγόντων, δηλαδή εσωτερικού βαθμού απόδοσης, ισχύος στροβίλου και πίεσης ατμού στην είσοδο, φαίνεται στο σχήμα 9.23.

β) Εξετάζοντας τώρα τη μεταφορά του νερού από το ψυγείο στον λέβητα, παρατηρούμε ότι είναι αδύνατο να γίνει ισοεντροπικά, λόγω των τριβών του νερού μέσα στα τμήματα από τα οποία διέρχεται (δίκτυα, βαλβίδες κ.λπ.) και στις αντλίες που το μεταφέρουν. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα να χρειαζόμαστε περισσότερο έργο για να μεταφέρουμε την ίδια ποσότητα νερού από ό,τι με ισοεντροπική συμπίεση, πράγμα που σημαίνει ότι το καθαρό ή ωφέλιμο έργο της πραγματικής εγκατάστασης είναι μικρότερο. Και στην περίπτωση αυτή χρησιμοποιούμε τον εσωτερικό βαθμό απόδοσης των αντλιών, που κυμαίνεται μεταξύ 0,80 και 0,85.

γ) Για την περίπτωση του λέβητα η σχέση μεταξύ της θεωρητικής και πραγματι-

**Σχ. 9.23**

Εσωτερικός βαθμός απόδοσης κύριου στροβίλου προώσης που λειτουργεί χωρίς απομαστεύσεις

κής κατάστασης είναι ευνοϊκότερη. Κι αυτό, γιατί σε έναν καλά συντηρημένο λέβητα, ο βαθμός απόδοσης είναι αρκετά υψηλός, της τάξης ακόμη και του 90%.

δ) Τέλος, η ισοθερμοκρασιακή συμπίκνωση του ατμού στο ψυγείο δεν μπορεί να επιτευχθεί στην πράξη, όπου ο ατμός μεταβάλλει θερμοκρασία στη διάρκεια της διεργασίας.

Όλες οι παραπάνω αδυναμίες στο να πετύχουμε ιδανικές συνθήκες, έχουν ως αποτέλεσμα τη μείωση κατά ένα ποσοστό του πραγματικού θερμοδυναμικού βαθμού απόδοσης της όλης εγκατάστασης, έναντι του θεωρητικού βαθμού που βρήκαμε στα προηγούμενα παραδείγματα αυτού του κεφαλαίου. Σε τελευταία ανάλυση, αυτό σημαίνει ότι το πραγματικό κόστος λειτουργίας της εγκατάστασης είναι υψηλότερο.

Όπως είπαμε, ο βαθμός απόδοσης είναι το κριτήριο της απόδοσης μιας εγκατάστασης. Στην πράξη όμως, την αποδοτικότητα αυτή δεν συνηθίζουμε να τη «μετράμε» με τον βαθμό απόδοσης, αλλά με την ειδική κατανάλωση του καυσίμου b_e (βλ. παράγραφο 4.5.1, παράδειγμα 3). Η ειδική κατανάλωση μάζας λέει πόση μάζα (kg) κάποιου είδους καυσίμου χρειάζεται η εγκατάσταση την ώρα (h) για να μας δώσει ισχύ ενός kW. Ο βαθμός απόδοσης και η ειδική κατανάλωση συνδέονται με τη σχέση:

$$\eta_{\theta} = \frac{3600}{b_e H_u} \quad (9.29)$$

όπου: η_{θ} ο θερμοδυναμικός βαθμός απόδοσης (αδιάστατος),

b_e η ειδική κατανάλωση καυσίμου σε kg/kWh και

H_u η κατώτερη θερμογόνος δύναμη του καυσίμου σε kJ/kg.

Η τιμή 3600 είναι συντελεστής μετατροπής μονάδων.

Η θερμογόνος δύναμη του καυσίμου είναι η ενέργεια που αποδίδει η καύση ενός kg του καυσίμου. Αν και η τιμή της εξαρτάται από το είδος του καυσίμου, για τις ναυτικές εγκαταστάσεις ατμού είναι συνήθως 40.600 kJ/kg, που αντιστοιχεί στο καύσιμο Bunker C (Βαρύ πετρέλαιο). Συνεπώς βλέπουμε ότι η ειδική κατανάλωση του καυσίμου και ο θερμοδυναμικός βαθμός απόδοσης που χρησιμοποιήσαμε κατ' επανάληψη μέχρι τώρα, δίνουν στην ουσία την ίδια εικόνα για την αποδοτικότητα μιας εγκατάστασης. Γι' αυτό όλοι οι κατασκευαστές μηχανικών εγκαταστάσεων αναφέρονται στην ειδική κατανάλωση του καυσίμου, προκειμένου να δείξουν την ποιότητα της εγκατάστασής τους από οικονομική άποψη.

Στις πραγματικές εγκαταστάσεις ατμοστροβίλου ο υπολογισμός του βαθμού απόδοσης και της ειδικής κατανάλωσης του καυσίμου ονομάζεται **θερμικός ισολογισμός** και είναι πολύ πιο πολύπλοκος από τον υπολογισμό του θεωρητικού βαθμού απόδοσης που είδαμε στα προηγούμενα παραδείγματα. Αυτό συμβαίνει γιατί πολλά στοιχεία του υπολογισμού είναι άγνωστα και αναγκαζόμαστε να κάνουμε εκτιμήσεις που τις επανεξετάζουμε μέχρι τα στοιχεία αυτά να αντιστοιχούν στα πραγματικά.

Για να εκτιμήσει όμως κάποιος τις διαφορές που προκύπτουν μεταξύ του πραγματικού και του θεωρητικού θερμοδυναμικού κύκλου, θεωρήσαμε σκόπιμο να δώσουμε τον θερμικό ισολογισμό μιας πραγματικής εγκατάστασης, με σκοπό τη σύγκριση του πραγματικού βαθμού απόδοσης με τον θεωρητικό του αντίστοιχου θερμοδυναμικού κύκλου. Η εκπόνηση ενός τέτοιου θερμικού ισολογισμού ξεφεύγει από τα όρια του βιβλίου αυτού, γι' αυτό και αναφέρεται πολύ συνοπτικά· δίνεται απλά και μόνο ώστε ο σπουδαστής να αποκτήσει μία, έστω και μικρή, γνώση για το πώς βρίσκεται ο βαθμός απόδοσης πραγματικών εγκαταστάσεων.

Στον ισολογισμό αυτόν, ορισμένα στοιχεία, κυρίως συντελεστές, έχουν ληφθεί από πίνακες και διαγράμματα που δεν περιέχονται στο βιβλίο. Γι' αυτό ο σπουδαστής δεν θα πρέπει να θεωρήσει ότι λαμβάνονται αυθαίρετα.

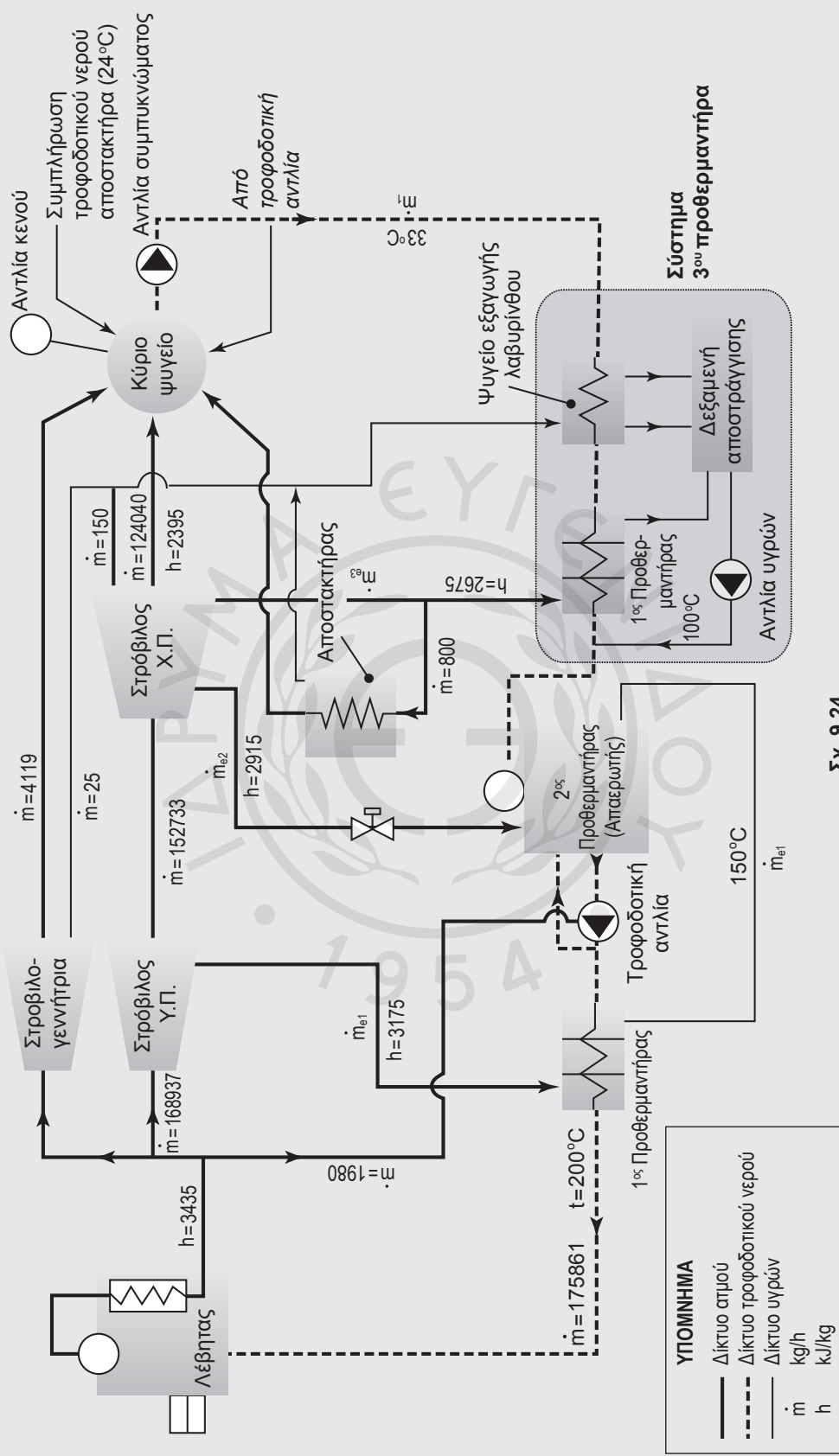
Παράδειγμα

Η εγκατάσταση πρόωσης ενός πλοίου αποτελείται από έναν λέβητα και στρόβιλο υψηλής πίεσης (Υ.Π.) και χαμηλής πίεσης (Χ.Π.) με τα εξής λειτουργικά χαρακτηριστικά:

Μέγιστη ισχύς στον άξονα	40.000 kW
Πίεση και θερμοκρασία στην είσοδο του στροβίλου	50 bar, 500°C
Πίεση ψυγείου	0,05 bar
Θερμοκρασία εισόδου του τροφοδοτικού νερού στον λέβητα	200°C

Το σύστημα προθέρμανσης του τροφοδοτικού νερού αποτελείται από τρεις προθερμαντήρες, από τους οποίους ο πρώτος και ο τρίτος είναι επιφάνειες, ενώ ο δεύτερος είναι ανάμειξης.

Η σχηματική παράσταση της εγκατάστασης φαίνεται στο σχήμα 9.24. Η γεννήτρια και η τροφοδοτική αντλία του λέβητα κινούνται από μικρούς ατμοστροβίλους που τροφοδοτούνται με υπέρθερμο ατμό και η εξαγωγή τους οδηγείται στο κύριο ψυγείο (0,05 bar).



Η εγκατάσταση περιλαμβάνει επίσης έναν αποστακτήρα (βραστήρα) για την παραγωγή τροφοδοτικού νερού, που τροφοδοτείται με ατμό από την απομάστευση του πρώτου προθερμαντήρα, όπως φαίνεται στο σχήμα 9.24. Τα υγρά του αποστακτήρα, όπως και τα άλλα υγρά της εγκατάστασης, οδηγούνται στη δεξαμενή αποστράγγισης από όπου με μία αντλία στέλνονται στον δεύτερο προθερμαντήρα.

Για τον λέβητα δίνονται τα εξής στοιχεία:

Καύσιμο Bunker C με ανώτερη θερμογόνο δύναμη	41.000 kJ/kg
Θερμοκρασία προθέρμανσης καυσίμου	90°C
Θερμοκρασία εξόδου των καυσαερίων	110°C
Θερμοκρασία μηχανοστασίου	38°C
Περίσσεια αέρα καύσης	5%

Για τα διάφορα μηχανήματα της εγκατάστασης δίνονται τα εξής στοιχεία:

Εσωτερικός βαθμός απόδοσης του στροβίλου	0,88
Μηχανικός βαθμός απόδοσης του στροβίλου	0,96
Ονομαστική ισχύς γεννήτριας	2000 kW
Εσωτερικός βαθμός απόδοσης του στροβίλου της γεννήτριας	0,73
Στροφές στροβίλου και τροφοδοτικής αντλίας	6500 RPM
Εσωτερικός βαθμός απόδοσης τροφοδοτικής αντλίας	0,68

Στην εγκατάσταση υπάρχει επίσης μία συνήθης εγκατάσταση κλιματισμού. Το πλήρωμα του σκάφους αποτελείται από 30 άτομα.

Ζητούνται: α) Να εκλεγούν οι κατάλληλες πιέσεις απομάστευσης για τον καλύτερο βαθμό απόδοσης της εγκατάστασης, β) ο θερμικός βαθμός απόδοσης της εγκατάστασης, γ) η ειδική κατανάλωση καυσίμου στη μέγιστη ισχύ της εγκατάστασης και δ) ο θεωρητικός θερμικός βαθμός απόδοσης του αντίστοιχου θερμοδυναμικού κύκλου και να συγκριθεί με τον αντίστοιχο πραγματικό.

Λύση

1) Στοιχεία στροβίλου

Στο σχήμα 9.25 φαίνεται η εκτόνωση του ατμού που γίνεται στους δύο στροβίλους από την πίεση εισόδου στον στροβίλο $p_1 = 50$ bar μέχρι την πίεση στο ψυγείο $p_{\psi} = 0,05$ bar. Από το διάγραμμα Mollier έχουμε:

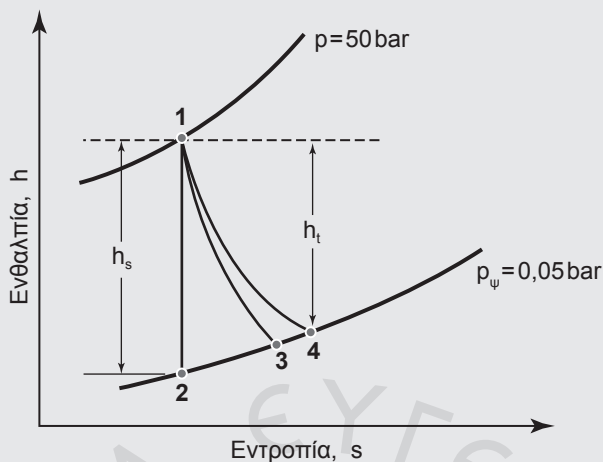
$$\text{Ισοεντροπική εκτόνωση: } h_s = h_1 - h_2 = 3435 - 2125 = 1310 \text{ kJ/kg}$$

$$\text{Πραγματική εκτόνωση: } h_{\pi\pi} = \eta_t h_s = 0,88 \times 1310 = 1152 \text{ kJ/kg}$$

$$h_3 = h_1 - h_{\pi\pi} = 3435 - 1152 = 2283 \text{ kJ/kg}$$

Για να έχουμε στον άξονα ισχύ 40.000 kW, θα πρέπει ο στροβίλος να μας δίνει ισχύ:

$$\dot{W}_t = \frac{\dot{W}_s}{\eta_m} = \frac{40.000}{0,96} = 41.667 \text{ kW}$$



Σχ. 9.25

Εκτόνωση του ατμού στον στρόβιλο

Λόγω μηχανικών απωλειών, ακτινοβολίας και διαρροής λαβυρίνθων ο ατμός εξέρχεται από τον στρόβιλο Χ.Π. στο σημείο 4 με ενθαλπία κατά 5% μεγαλύτερη από την ενθαλπία του σημείου 3. Δηλαδή $h_4 = 1,05 \times 2283 = 2395 \text{ kJ/kg}$.

Οπότε $h_t = h_1 - h_4 = 3435 - 2395 = 1040 \text{ kJ/kg}$

Χωρίς απομαστεύσεις, ο ατμός που θα χρειαζόταν για να παραχθεί η ισχύς 41.667 kW είναι:

$$\dot{m}_{st} = \frac{\dot{W}_t}{h_t} \times 3600 = \frac{41.667 \times 3600}{1040} = 144.232 \text{ kg/h}$$

Για την ποσότητα του ατμού που εξέρχεται από τον στρόβιλο, δεχόμαστε, σε μία πρώτη προσέγγιση, ότι είναι:

$$\dot{m}_t = 0,86 \dot{m}_{st} = 0,86 \times 144.232 = 124.040 \text{ kg/h}$$

2) Προσδιορισμός των πιέσεων απομάστευσης

Στην έξοδο του ψυγείου το νερό έχει $p_\psi = 0,05 \text{ bar}$. Από τους πίνακες ατμού παίρνουμε $t_\psi = 33^\circ\text{C}$ και $h_\psi = 138,2 \text{ kJ/kg}$. Επίσης το νερό εισέρχεται στον λέβητα με $t_{fw} = 200^\circ\text{C}$. Τη διαφορά $t_{fw} - t_\psi = 200 - 33 = 167^\circ\text{C}$ τη μοιράζουμε στους τρεις προθερμαντήρες, δηλαδή $167/3 = 55,67^\circ\text{C}$, οπότε στην έξοδο του 3ου προθερμαντήρα το νερό θα έχει θερμοκρασία $t_{h3} = 33 + 55,67 = 88,67^\circ\text{C}$. Στον ίδιο προθερμαντήρα η θερμοκρασία κορεσμού του εισερχόμενου ατμού απομάστευσης λαμβάνεται ίση με $t_{s3} = t_{h3} + 5^\circ\text{C} = 93,67^\circ\text{C}$, που αντιστοιχεί σε πίεση απομάστευσης $p_{e3} = 0,787 \text{ bar}$. Λόγω απωλειών πίεσης στη γραμμή του ατμού απομάστευσης από τον στρόβιλο μέχρι τον προθερμαντήρα, προσαυξάνουμε την πίεση κατά 10%, οπότε:

$$\text{Πίεση 3ης απομάστευσης } p_{e3} = 1,10 \times 0,787 = 0,866 \text{ bar}$$

Συνδέουμε τώρα με μία γραμμή στο διάγραμμα Mollier τα σημεία 1-4 του σχήματος 9.25. Το σημείο τομής αυτής της γραμμής με τη γραμμή της $p_{e3} = 0,866 \text{ bar}$ βρίσκουμε ότι έχει $h_{e3} = 2675 \text{ kJ/kg}$.

Αυτό γίνεται γιατί το σημείο απομάστευσης 3 βρίσκεται σε κάποιο ενδιάμεσο σημείο της διεργασίας στον στρόβιλο 1-4 και επίσης έχει πίεση ίση με 0,866 bar.

Με όμοιο τρόπο, για τον δεύτερο προθερμαντήρα:

$$t_{h2} = 88,67 + 55,67 = 144,34^\circ\text{C}, \quad p_{e2} = 4,05 \text{ bar}$$

$$h_{e2} = 2915 \text{ kJ/kg}$$

Για τον πρώτο προθερμαντήρα:

$$t_{h1} = 144,34 + 55,67 = 200^\circ\text{C}, \quad p_{e1} = 15,55 \text{ bar}$$

$$h_{e1} = 3175 \text{ kJ/kg}$$

3) Ισχύς στροβιλογεννήτριας

Το πραγματικό ηλεκτρικό φορτίο $\dot{W}_g$ σε kW δίνεται από τη σχέση:

$$\dot{W}_g = (0,011 + 0,0048) \dot{W}_s + 1,6 N + 9\sqrt{N} + 80$$

όπου: N ο αριθμός των μελών του πληρώματος του σκάφους,

$\dot{W}_s$ η ισχύς στον άξονα του στροβίλου σε PS

οπότε:

$$\dot{W}_g = (0,011 + 0,0048) \frac{40.000}{0,736} + (1,6 \times 30) + 9\sqrt{30} + 80 = 1036 \text{ kW}$$

Η θεωρητική ειδική κατανάλωση ατμού στροβιλογεννήτριας είναι:

$$\dot{m}_{tg} = \frac{3600}{h_1 - h_2} = \frac{3600}{1310} = 2,478 \text{ kg/kWh}$$

$$\text{και η πραγματική: } \dot{m}_g = \frac{\dot{m}_{tg}}{\eta_g} = \frac{2,478}{0,73} = 3,764 \text{ kg/kWh}$$

Λόγω απωλειών, προσ αυξάνουμε την $\dot{m}_g$ κατά 6,0%, δηλαδή:

$$\dot{m}_g = 1,060 \times 3,764 = 4,00 \text{ kg/kWh.}$$

Η συνολική παροχή ατμού στη στροβιλογεννήτρια είναι:

$$\dot{m}_{sg} = 4,00 \times 1036 = 4144 \text{ kg/h}$$

Οι απώλειες από τους λαβυρίνθους λαμβάνονται 25 kg/h με ενθαλπία:

$$h_\lambda = h_1 - 0,285 \frac{3600}{\dot{m}_g} = 3435 - 0,285 \frac{3600}{3,764} = 3163 \text{ kJ/kg}$$

4) Απώλειες ατμού

Οι απώλειες ατμού στην εγκατάσταση καλύπτονται από τον αποστακτήρα και λαμβάνονται ίσες με $\dot{m}_a = \dot{m}_{ax} + \dot{m}_{ad} = 150 + 800 = 950 \text{ kg/h}$, δηλαδή από λαβυρίνθους στροβίλου Χ.Π. $\dot{m}_{ax} = 150 \text{ kg/h}$, $h_{ax} = 3000 \text{ kJ/kg}$ από δίκτυα $\dot{m}_{ad} = 800 \text{ kg/h}$, $h_{ad} = 385 \text{ kJ/kg}$.

5) Τροφοδοτική αντλία

Από υπολογισμούς, προκύπτει ότι απαιτείται τροφοδοτική αντλία με ονομαστική παροχή $200 \text{ m}^3/\text{h}$ και ισχύ 490 kW . Επίσης δεχόμαστε ότι η παροχή της ανακυκλοφορίας είναι $\dot{m}_{av} = 16.000 \text{ kg/h}$.

Η ειδική κατανάλωση ατμού στον στρόβιλο που κινεί την τροφοδοτική αντλία είναι:

$$\frac{3600}{\eta_t(h_1 - h_2)} = \frac{3600}{0,68 \times 1310} = 4,04 \text{ kg/kWh}$$

και η συνολική παροχή ατμού:

$$\dot{m}_{sp} = 4,04 \times 490 = 1980 \text{ kg/h}$$

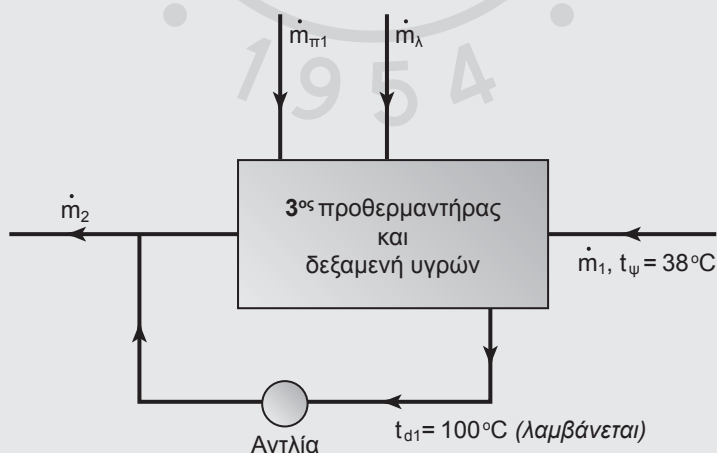
6) Θερμικός ισολογισμός συστήματος τρίτου προθερμαντήρα

Στο σύστημα του τρίτου προθερμαντήρα εισέρχονται χωρίς να αναμιχθούν οι εξής ποσότητες (σχ. 9.26):

α) Από ψυγείο, νερό μάζας $\dot{m}_1$, που ισούται με:

$$\dot{m}_1 = \dot{m}_t + \dot{m}_{sg} + \dot{m}_{sp} + \dot{m}_k$$

όπου οι παρακάτω ποσότητες εισέρχονται στο ψυγείο:



Σχ. 9.26

Παροχές στο σύστημα του τρίτου προθερμαντήρα (επιφάνειας)

Από τον στρόβιλο:

$$\dot{m}_t = 124.040 - 150 = 123.890 \text{ kg/h}$$

Από τη στροβιλογεννήτρια: $\dot{m}_{sg} = 4144 - 25 = 4119 \text{ kg/h}$

Από την τροφοδοτική αντλία: $\dot{m}_{sp} = 1980 \text{ kg/h}$

$\dot{m}_k =$ συμπλήρωση τροφοδοτικού νερού λόγω απωλειών ατμού = 950 kg/h

οπότε $\dot{m}_1 = 123.890 + 4119 + 1980 + 950 = 130.939 \text{ kg/h}$

β) Από το δίκτυο της τρίτης απομάστευσης:

$$\dot{m}_{\pi_1} = \dot{m}_{e_3} - \dot{m}_{\alpha\pi}$$

όπου: $\dot{m}_{e_3}$ η παροχή ατμού τρίτης απομάστευσης και

$\dot{m}_{\alpha\pi}$ η παροχή ατμού 800 kg/h που αφαιρείται από την τρίτη απομάστευση για τη λειτουργία του αποστακτήρα. Η παροχή αυτή προκύπτει από ξεχωριστή μελέτη.

γ) Από το δίκτυο των λαβυρίνθων.

$$\dot{m}_\lambda = 25 + 150 = 175 \text{ kg/h}$$

Ποσότητες που εισέρχονται στο σύστημα του τρίτου προθερμαντήρα	$\dot{m}(\text{kg/h})$	$h(\text{kJ/kg})$	$\dot{m}h(\text{kJ/h})$
Ψυγείο, $\dot{m}_1$	130.939	138,2	18.095.769,8
Απώλειες στροβιλογεννήτριας	25	3163	79.075
Απώλειες στρόβιλου Χ.Π.	150	3000	450.000
Απο απομάστευση στρόβιλου Χ.Π.	$\dot{m}_{\pi_1}$	2675	$2675 \dot{m}_{\pi_1}$
Αποστακτήρας	800	385	308.000

Ποσότητες που εξέρχονται από το σύστημα του τρίτου προθερμαντήρα	$\dot{m}(\text{kg/h})$	$h(\text{kJ/kg})$	$\dot{m}h(\text{kJ/h})$
Τρίτος προθερμαντήρας	130.939	372	48.709.308
Ψυγείο συμπυκνωμάτων	$\dot{m}_{\pi_1}$	419	$419 \dot{m}_{\pi_1}$
Απώλειες και αποστακτήρας	975	419	408.525

Εξισώνουμε τις παραπάνω ενέργειες και έχουμε:

$$18.932.844,80 + 2675 \dot{m}_{\pi_1} = 49.117.833 + 419 \dot{m}_{\pi_1}$$

$$\dot{m}_{\pi_1} = 13.380 \text{ kg/h}$$

Η παροχή της 3ης απομάστευσης είναι:

$$\dot{m}_{e_3} = 13.380 + 800 = 14.180 \text{ kg/h}$$

7) Θερμικός ισολογισμός δεύτερου προθερμαντήρα (σχ. 9.27).

$\dot{m}_{av}$ = παροχή ανακυκλοφορίας αντλίας τροφοδότησης = 16.000 kg/h

$\dot{m}_2 = 130.939 + 13.380 + 975 = 145.294 \text{ kg/h}$ (από σύστημα τρίτου προθερμαντήρα)

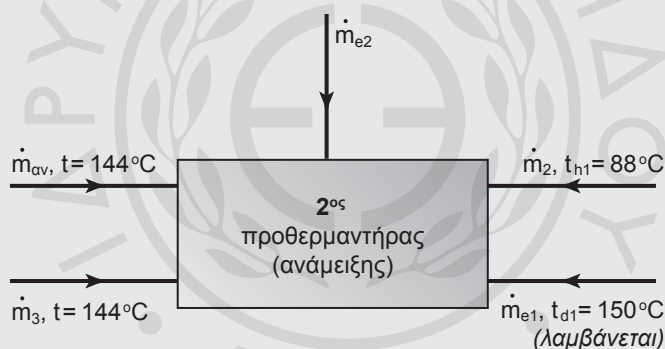
$\dot{m}_{e_2}$ = παροχή δεύτερης απομάστευσης

$\dot{m}_{e_1}$ = παροχή πρώτης απομάστευσης

$$\dot{m}_3 = \dot{m}_2 + \dot{m}_{e_2} + \dot{m}_{e_1} + \dot{m}_{av} = 161.294 + \dot{m}_{e_2} + \dot{m}_{e_1}$$

Εξισώνουμε τις ενέργειες, όπως κάναμε και για τον τρίτο προθερμαντήρα, και έχουμε ότι:

$$2311,64 \dot{m}_{e_2} + 25,14 \dot{m}_{e_1} = 33.615.219,84 \quad (1)$$



Σχ. 9.27

Παροχές στο δεύτερο προθερμαντήρα (ανάμειξης)

8) Θερμικός ισολογισμός πρώτου προθερμαντήρα (σχ. 9.28).

$$\dot{m}_4 = \dot{m}_3 - \dot{m}_{av} = 145.294 + \dot{m}_{e_2} + \dot{m}_{e_1}$$

Εξισώνουμε πάλι τις ενέργειες και έχουμε:

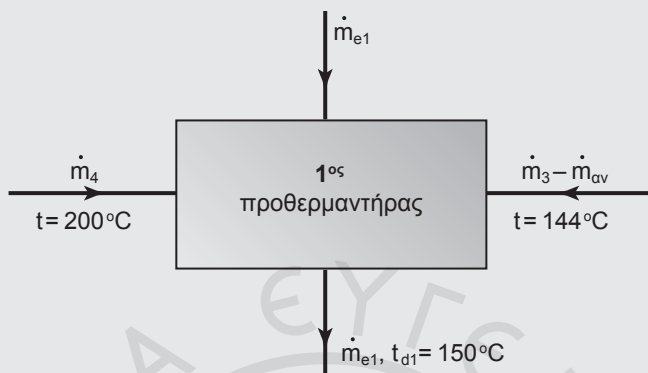
$$-234,64 \dot{m}_{e_2} + 2311,86 \dot{m}_{e_1} = 34.091.784,16 \quad (2)$$

Λύνουμε το σύστημα των εξισώσεων (1) και (2) και βρίσκουμε τις παροχές της δεύτερης και της πρώτης απομάστευσης:

$$\dot{m}_{e_2} = 14.363 \text{ kg/h} \quad \dot{m}_{e_1} = 16.204 \text{ kg/h}$$

οπότε, η παροχή του τροφοδοτικού νερού στον λέβητα είναι:

$$\dot{m}_4 = 145.294 + 14.363 + 16.204 = 175.861 \text{ kg/h}$$



Σχ. 9.28

Παροχές στο πρώτο προθερμαντήρα

9) Υπολογισμός ισχύος πρόωσης

Στον στρόβιλο Υ.Π. και Χ.Π. πηγαίνει παροχή ατμού $\dot{m}_{\gamma\pi 1} = 175.861 - (800 + 4144 + 1980) = 168.937 \text{ kg/h}$. Οπότε, η παροχή ατμού και η ισχύς του στροβίλου αυτού από την είσοδο του ατμού μέχρι την πρώτη απομάστευση θα είναι:

$$\dot{m}_{\gamma\pi 1} = 168.937 \text{ kg/h} \quad h = 3435 - 3175 = 260 \text{ kJ/kg}$$

$$\dot{W}_{T1} = \frac{168.937 \times 260}{3600} = 12.201 \text{ kW}$$

Από την πρώτη μέχρι τη δεύτερη απομάστευση έχουμε παροχή ατμού και ισχύ

$$\dot{m}_{\gamma\pi 2} = 168.937 - 16.204 = 152.733 \text{ kg/h}, \quad h = 3175 - 2915 = 260 \text{ kJ/kg}$$

$$\dot{W}_{T2} = \frac{152.733 \times 260}{3600} = 11.030 \text{ kW}$$

Από τη δεύτερη μέχρι την τρίτη απομάστευση έχουμε αντίστοιχα:

$$\dot{m}_{\gamma\pi 3} = 152.733 - 14.363 = 138.370 \text{ kg/h}, \quad h = 2915 - 2675 = 240 \text{ kJ/kg}$$

$$\dot{W}_{T3} = \frac{138.370 \times 240}{3600} = 9.225 \text{ kW}$$

Από την τρίτη απομάστευση μέχρι την έξοδο του ατμού από τον στρόβιλο Χ.Π. έχουμε:

$$\dot{m}_{\chi\pi} = 138.370 - 14.180 = 124.190 \text{ kg/h}, \quad h = 2675 - 2395 = 280 \text{ kJ/kg}$$

$$\dot{W}_{T4} = \frac{124.190 \times 280}{3600} = 9659 \text{ kW}$$

Συνολική ισχύς των στροβίλων:

$$\dot{W}_T = \dot{W}_{T1} + \dot{W}_{T2} + \dot{W}_{T3} + \dot{W}_{T4} = 42.115 \text{ kW}$$

Έχουμε απώλειες 4% για τον μειωτήρα στροφών, έδρανα ελικοφόρου άξονα κ.λπ., οπότε στην έλικα παίρνουμε ισχύ:

$$\dot{W}_s = 0,96 \times 42.115 = 40.430 \text{ kW}$$

Δεδομένου ότι στον άξονα θέλουμε ισχύ 40.000 kW, θα πρέπει να γίνουν οι προηγούμενοι υπολογισμοί με μία δεύτερη προσέγγιση του $\dot{m}_t$. Έτσι, για μεγαλύτερη ακρίβεια μπορούμε να πάρουμε:

$$\dot{m}_t = \frac{40.000}{40.430} \times 124.040 = 122.720 \text{ kg/h}$$

Ας προχωρήσουμε όμως στον προσδιορισμό του βαθμού απόδοσης της εγκατάστασης με τα στοιχεία που βρήκαμε μέχρι τώρα, έχοντας ως δεδομένο ότι η απόκλιση στην παροχή μάζας είναι μόλις 1,06%.

10) Στοιχεία λέβητα

Μετά από υπολογισμούς, προκύπτει ότι ο βαθμός απόδοσης του λέβητα, η_b , είναι περίπου 0,90%. Έτσι η παρεχόμενη θερμότητα στο τροφοδοτικό νερό είναι:

$$\dot{Q} = \frac{175.861}{3600} \times (3435 - 838) = 126.864 \text{ kW}$$

οπότε ο θερμικός βαθμός αποδόσης της εγκατάστασης είναι:

$$\eta_\theta = \frac{\dot{W}_t}{\dot{Q}} = \eta_b = \frac{40.430 \times 0,90}{126.864} = 0,287 \quad \text{ή} \quad 28,7\%$$

και η ειδική κατανάλωση καυσίμου [εξίσωση (9.29)]:

$$b_e = \frac{3600}{0,287 \times 41.000} = 0,306 \text{ kg/kWh}$$

Εδώ θα πρέπει να τονίσουμε ότι ο βαθμός απόδοσης είναι στην πράξη ακόμη μικρότερος, γιατί στους προηγούμενους υπολογισμούς, για λόγους απλοποίησης, αποφύγαμε τη χρησιμοποίηση και άλλων στοιχείων.

11) Υπολογισμός του θεωρητικού θερμοδυναμικού κύκλου

Ο θερμοδυναμικός κύκλος της εγκατάστασης που εξετάσαμε προηγουμένως φαίνεται στο σχήμα 9.20. Για να βρούμε τον θεωρητικό βαθμό απόδοσης, θα εφαρ-

μόσουμε τις εξισώσεις (9.13) έως (9.19) με τα στοιχεία που ήδη έχουμε βρει. Έτσι από:

$$\text{Εξίσωση (9.17): } m_1 = \frac{h_1 - h_{11}}{h_3 - h_{11}} = \frac{838 - 608,34}{3175 - 608,34} = 0,089$$

$$\text{Εξίσωση (9.18): } m_2 = \frac{(1 - m_1)(h_{10} - h_9)}{h_4 - h_9} = \frac{0,911 \times (603,36 - 400,6)}{2915 - 400,6} = 0,073$$

$$\begin{aligned} \text{Εξίσωση (9.19): } m_3 &= \frac{(1 - m_1 - m_2)(h_9 - h_8)}{h_5 - h_8} = \\ &= \frac{0,84 \times (400,6 - 138,25)}{2675 - 138,28} = 0,087 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{Εξίσωση (9.13): } w_t &= (h_2 - h_3) + (1 - m_1)(h_3 - h_4) + (1 - m_1 - m_2)(h_4 - h_5) + \\ &+ (1 - m_1 - m_2 - m_3)(h_5 - h_6) = \\ &= (3435 - 3175) + 0,911 \times (3175 - 2915) + \\ &+ 0,84 \times (2915 - 2676) + 0,751(2675 - 2329) = \\ &= (260 - 236,9 + 200,3 + 260) = 957 \text{ kJ/kg} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{Εξίσωση (9.14β): } w_p &= w_{p_1} - w_{p_2} = (h_8 - h_7)(1 - m_1 - m_2 - m_3) + \\ &+ (h_{11} - h_{10})(1 - m_1) = (138,25 - 137,85) \times 0,751 + \\ &+ (608,34 - 603,36) \times 0,911 = 4,84 \text{ kJ/kg} \end{aligned}$$

$$\text{Εξίσωση (9.16): } \eta_\theta = \frac{w_t - w_p}{h_2 - h_1} = \frac{957 - 4,84}{3435 - 838} = 0,37 \quad \text{ή} \quad 37\%$$

Συγκρίνοντας τον θεωρητικό θερμικό βαθμό απόδοσης (37%) με τον πραγματικό (28,7%), βλέπουμε ότι υπάρχει μία διαφορά μεταξύ τους, η οποία όμως δεν είναι ιδιαίτερα μεγάλη. Αυτό μας επιτρέπει να πούμε ότι οι απλές σχέσεις που δώσαμε για τους θεωρητικούς θερμοδυναμικούς κύκλους μάς βοηθούν να πέτυχουμε αποτελέσματα που δεν διαφέρουν σημαντικά από την πραγματικότητα, ενώ συγχρόνως μάς απαλλάσσουν από τους πολύπλοκους υπολογισμούς που είδαμε στο παράδειγμα αυτό.

9.8 Ασκήσεις

1. Σε έναν κύκλο Carnot το εργαζόμενο μέσο είναι ατμός και λειτουργεί μεταξύ των πιέσεων 70 bar και 0,07 bar. Να βρεθεί: α) Ο θερμικός βαθμός απόδοσης και β) το έργο που παράγεται ανά μονάδα μάζας του εργαζόμενου μέσου.

(Απ.: 44%, 969 kJ/kg)

2. Από τον λέβητα μιας εγκατάστασης ατμοστροβίλου εξέρχεται ατμός σταθερής παροχής και εισέρχεται στον στρόβιλο με πίεση $3 \times 10^6 \text{ N/m}^2$ και θερμοκρασία 350°C . Στον στρόβιλο εκτονώνεται

μέχρι πίεση $7 \times 10^3 \text{ N/m}^2$. Ο συμπυκνωμένος ατμός (συμπύκνωμα) επανέρχεται στον λέβητα με μία τροφοδοτική αντλία. Ο εσωτερικός βαθμός απόδοσης του στροβίλου και της αντλίας είναι 70% και 50% αντίστοιχα. Ο στρόβιλος και η αντλία είναι μονωμένες αδιαβατικά και η κινητική και δυναμική ενέργεια αμελητέες. Να βρεθεί: α) Ο βαθμός ξηρότητας του ατμού καθώς εξέρχεται από τον στρόβιλο και β) το έργο που παράγει ο στρόβιλος ανά μονάδα μάζας του εργαζόμενου μέσου.

(Απ.: α) 0,929, β) 715,7 kJ/kg)

3. Η εγκατάσταση πρόωσης ενός πλοίου λειτουργεί με βάση τον αναγεννητικό κύκλο ατμού με δύο προθερμαντήρες. Ο ατμός εξέρχεται από τον λέβητα με πίεση 60 bar και θερμοκρασία 500°C και εκτονώνεται ισοεντροπικά μέχρι την πίεση στο ψυγείο 0,05 bar. Οι απομαστεύσεις από τον στρόβιλο γίνονται σε πιέσεις 1,4 bar και 13,5 bar. Ζητείται ο θερμικός βαθμός απόδοσης της εγκατάστασης.

(Απ.: 44%)

4. Μία εγκατάσταση ατμού αποτελείται από έναν στρόβιλο Υ.Π. και έναν στρόβιλο Χ.Π. Ο ατμός εκτονώνεται ισοεντροπικά στον στρόβιλο Υ.Π. από πίεση $2 \times 10^6 \text{ N/m}^2$ και θερμοκρασία 350°C μέχρι πίεση $0,1 \times 10^6 \text{ N/m}^2$. Η ισοεντροπική εκτόνωση συνεχίζεται στον στρόβιλο Χ.Π. μέχρι την πίεση 7 kN/m^2 . Να βρεθεί το έργο του στροβίλου Υ.Π. ως ποσοστό επί τα εκατό του συνολικού έργου των δύο στροβίλων.

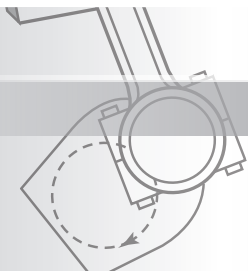
(Απ.: 62,7%)

5. Η εγκατάσταση ατμοστροβίλου ενός πλοίου, ισχύος 40.000 kW, τροφοδοτείται από υπέρθερμο ατμό πίεσης 60 bar και θερμοκρασίας 500°C . Υπάρχουν δύο απομαστεύσεις σε πίεση 20 bar και 2 bar. Μετά την απομάστευση σε 20 bar, ο ατμός αναθερμαίνεται στους 450°C . Η πίεση στο ψυγείο είναι 0,05 bar. Ζητείται να βρεθεί: α) Ο βαθμός απόδοσης της εγκατάστασης, β) οι παροχές των δύο απομαστεύσεων και γ) η παροχή προς τον στρόβιλο.

(Απ.: α) 45%, β) 5,14 και 3,85 kg/s, γ) 33 kg/s)

6. Μία εγκατάσταση ατμοστροβίλου λειτουργεί με βάση τον κύκλο Rankine με μία αναθέρμανση. Ο ατμός εισέρχεται στον στρόβιλο με πίεση 80 bar και θερμοκρασία 480°C και αναθερμαίνεται στους 450°C με πίεση 12 bar. Η πίεση στο ψυγείο είναι 0,07 bar. Ζητείται: α) το ωφέλιμο έργο και β) ο βαθμός απόδοσης της εγκατάστασης.

(Απ.: α) 1565 kJ/kg, β) 42%)



ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΔΕΚΑΤΟ

Κύκλοι ισχύος μηχανών εσωτερικής καύσης

10.1 Γενικά

Όλοι γνωρίζουμε ότι μία από τις πιο σπουδαίες μονάδες παραγωγής ισχύος είναι η μηχανή εσωτερικής καύσης. Την ονομάζουμε έτσι γιατί σε αντίθεση με τον ατμοστρόβιλο, μέσα στην ίδια τη μηχανή παράγεται και η θερμότητα από τη χημική ενέργεια του καυσίμου και το έργο. Το καύσιμο που χρησιμοποιούμε σ' αυτές τις μηχανές είναι ένα μείγμα υδρογονανθράκων όπως το πετρέλαιο ντίζελ, η βενζίνη, το φυσικό αέριο κ.λπ.

Τις μηχανές εσωτερικής καύσης τις κατατάσσουμε σε δύο τύπους, ανάλογα με τον τρόπο λειτουργίας τους: τον **παλινδρομικό** και τον **περιστροφικό** τύπο που θα δούμε παρακάτω. Στον πρώτο τύπο ανήκουν οι μηχανές Diesel και οι βενζινομηχανές που είναι σε όλους μας γνωστές. Η μηχανή Diesel χρησιμοποιείται κυρίως για την πρόωση των πλοίων, πιο πολύ από όλες τις άλλες προωστήριες εγκαταστάσεις (ατμοστρόβιλος, αεριοστρόβιλος). Χρησιμοποιείται επίσης για την παραγωγή ηλεκτρικής ισχύος και τη λειτουργία ορισμένων βοηθητικών μηχανημάτων (βαρούλκα, αντλίες κ.λπ.). Αντίθετα, η βενζινομηχανή έχει μικρή σχετικά εφαρμογή στα πλοία, όπου χρησιμοποιείται για την κίνηση βοηθητικών μηχανημάτων μικρής ισχύος. Στον δεύτερο τύπο, δηλαδή τον περιστροφικό, ανήκουν οι μηχανές Vankel και οι αεριοστρόβιλοι. Οι μηχανές Vankel δεν χρησιμοποιούνται στις ναυτικές εγκαταστάσεις, ενώ οι αεριοστρόβιλοι εξακολουθούν ακόμη και σήμερα να έχουν περιορισμένη εφαρμογή για λόγους που θα δούμε στο επόμενο κεφάλαιο. Εδώ θα περιοριστούμε στην εξέταση της μηχανής Diesel και της βενζινομηχανής και θα δώσουμε και μερικά στοιχεία για τη μηχανή Vankel.

Όπως και στο προηγούμενο κεφάλαιο για τους κύκλους ισχύος ατμού έτσι και εδώ, θα δούμε πρώτα συνοπτικά τις διεργασίες του θερμοδυναμικού κύκλου και στη συνέχεια τον μηχανικό κύκλο, περιγράφοντας τα εξαρτήματα της μηχανής Diesel και της βενζινομηχανής, για να καταλάβουμε τον τρόπο λειτουργίας τους. Έχοντας τη φυσική έννοια της λειτουργίας, θα μπορέσουμε στη συνέχεια να προχωρήσουμε εύκολα στη λεπτομερή ανάλυση του θερμοδυναμικού κύκλου. Στοιχεία των εξαρτημάτων που αφορούν τη σχεδίαση και κατασκευή τους δεν θα μας απασχολήσουν, μια και αυτό αποτελεί αντικείμενο άλλου μαθήματος.

10.2 Κύκλος Diesel

Ο κύκλος Diesel εφαρμόστηκε για πρώτη φορά το 1900 από τον R. Diesel. Σήμερα στον κύκλο αυτόν βασίζονται οι περισσότερες μηχανές εσωτερικής καύσης, που φέρουν το ίδιο όνομα και χρησιμοποιούνται πάρα πολύ τόσο στα πλοία όσο και στις εγκαταστάσεις ξηράς.

10.2.1 Θερμοδυναμικός κύκλος

Στην εξέταση του θερμοδυναμικού κύκλου Diesel θα δεχτούμε τα εξής:

α) Ο θερμοδυναμικός κύκλος είναι ιδανικός (θεωρητικός). Αυτό σημαίνει ότι στην πράξη οι διάφορες φάσεις της λειτουργίας μιας μηχανής δεν ταυτίζονται απόλυτα με τις αντίστοιχες του θεωρητικού κύκλου. Οι διαφορές που εμφανίζονται, οφείλονται σε μηχανικούς λόγους (τριβές κ.λπ.) και σε θερμοδυναμικούς περιορισμούς (Δεύτερος Θερμοδυναμικός Νόμος).

β) Το εργαζόμενο μέσο είναι αέρας, δηλαδή υπακούει στον νόμο των τέλειων αερίων. Αυτό μας διευκολύνει να εξετάσουμε τις αλλαγές κατάστασης του μέσου χωρίς περίπλοκους μαθηματικούς υπολογισμούς, που χρειάζονται για το πραγματικό αέριο (αέρας - καύσιμο), χωρίς επίσης και να ξεφεύγουμε πολύ από την πράξη. Γι' αυτό και ο κύκλος αυτός ονομάζεται και **κύκλος αέρα Diesel**.

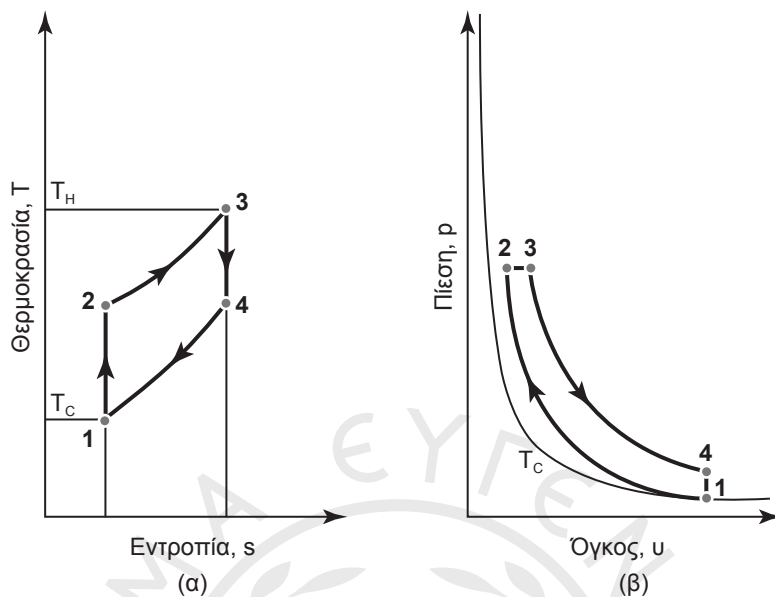
γ) Ο κύκλος είναι «κλειστός». Στην πράξη, βέβαια, ο κύκλος μιας μηχανής Diesel είναι «ανοικτός», γιατί στην αρχή του δίνουμε αέρα για την καύση και στο τέλος τα καυσαέρια, που είναι προϊόντα της καύσης, οδηγούνται στην ατμόσφαιρα· ενώ στον «κλειστό» κύκλο, το εργαζόμενο μέσο επανέρχεται στην αρχική του κατάσταση. Αφού όμως θεωρήσαμε ότι το εργαζόμενο μέσο είναι αέρας (ατμοσφαιρικός), μπορούμε προσεγγιστικά να δεχτούμε αυτή την απλοποίηση.

Ο θερμοδυναμικός κύκλος Diesel στα διαγράμματα T-s και p-u φαίνεται στο σχήμα 10.1. Όπως βλέπουμε, αποτελείται από τις εξής διεργασίες: δύο ισοεντροπικές 1-2 και 3-4, μία υπό σταθερή πίεση 2-3, και μία υπό σταθερό όγκο 4-1. Κατά την ισοεντροπική διεργασία 3-4 έχουμε την παραγωγή του έργου του κύκλου, ενώ η θερμότητα προσδίνεται κατά τη διεργασία υπό σταθερή πίεση 2-3.

Πριν προχωρήσουμε στη λεπτομερή ανάλυση του θερμοδυναμικού κύκλου, θα δούμε πρώτα από τι αποτελείται μία μηχανή Diesel και πώς επιτυγχάνονται οι παραπάνω διεργασίες.

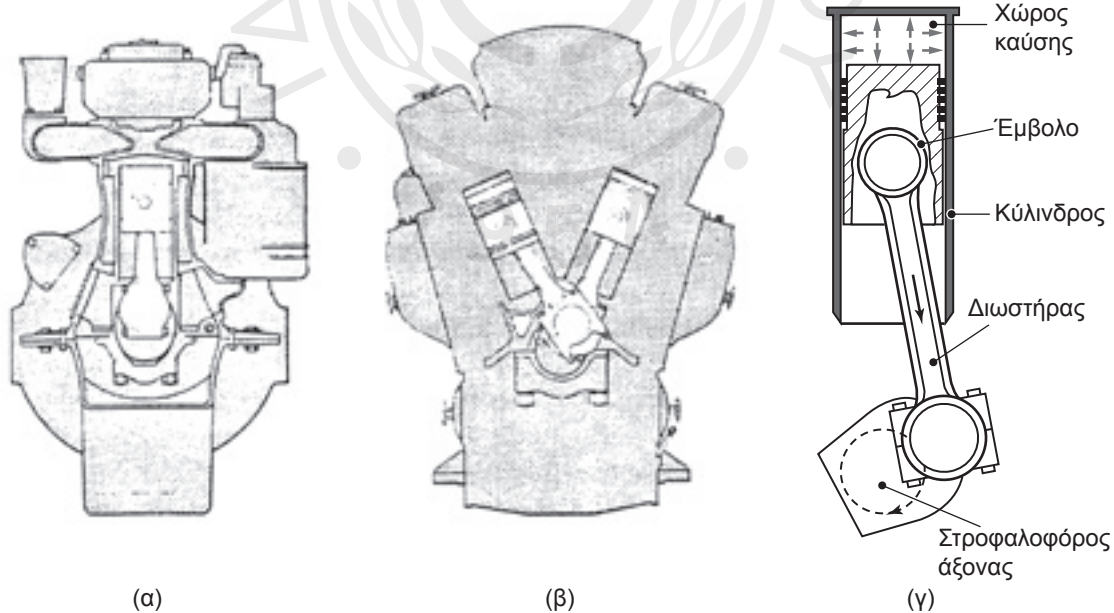
10.2.2 Στοιχειώδης περιγραφή μηχανής Diesel – Μηχανικός κύκλος

Η μηχανή Diesel έχει τη μορφή του σχήματος 10.2 και αποτελείται από έναν ή περισσότερους κυλίνδρους, που είναι συνδεδεμένοι είτε σε σειρά, όπως στο σχήμα 10.2(α), είτε υπό γωνία, όπως στο σχήμα 10.2(β). Μέσα σε κάθε κύλινδρο παλινδρομεί ένα έμβολο που συνδέεται με τον στροφαλοφόρο άξονα της μηχανής μέσω του διωστήρα [σχ. 10.2(γ)]. Ο στροφαλοφόρος άξονας στηρίζεται σε τριβείς (κουζινέτα), που είναι στερεωμένοι στο κάτω μέρος του σώματος της μηχανής.



Σχ. 10.1

Θερμοδυναμικός κύκλος Diesel: α) Στο διάγραμμα $T-s$ και β) στο διάγραμμα $p-v$

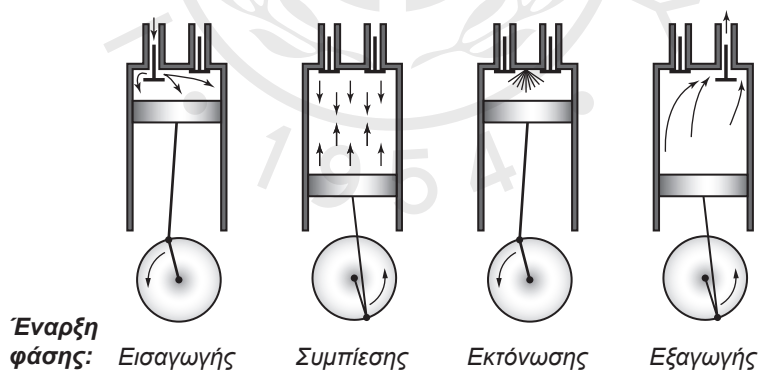


Σχ. 10.2

α), β) Διάταξη κυλίνδρων μηχανής Diesel, γ) Τομή κυλίνδρου

Στο επάνω μέρος του κυλίνδρου είναι τοποθετημένες οι βαλβίδες εισαγωγής και εξαγωγής· από τις βαλβίδες εισαγωγής εισέρχεται ο αέρας που χρειάζεται για την καύση και από τις βαλβίδες εξαγωγής εξέρχονται τα προϊόντα της καύσης, δηλαδή τα καυσαέρια (σχ. 10.3). Ανάμεσα από τις βαλβίδες βρίσκεται ο καυστήρας, ο οποίος δίνει το καύσιμο στη μηχανή. Αν η μηχανή προορίζεται για την πρόωση ενός πλοίου, τότε ο στροφαλοφόρος άξονας συνδέεται με τον ελικοφόρο άξονα, ο οποίος στην άκρη του φέρει την έλικα που δίνει κίνηση στο πλοίο. Αν η μηχανή προορίζεται για την παραγωγή της ηλεκτρικής ισχύος του πλοίου, τότε ο στροφαλοφόρος άξονας συνδέεται με τη γεννήτρια.

Η λειτουργία της μηχανής αρχίζει με την εισαγωγή του αέρα μέσα στον χώρο καύσης, όπου μετά την παροχή του καυσίμου γίνεται η ανάφλεξη. Το αποτέλεσμα της ανάφλεξης είναι η παραγωγή των καυσαερίων και συγχρόνως η αύξηση της θερμοκρασίας στον χώρο καύσης. Με την αύξηση της θερμοκρασίας έχουμε αύξηση και της πίεσης, η οποία αναγκάζει το έμβολο να κινηθεί. Η κίνηση του εμβόλου μεταφέρεται μέσω του διωστήρα στον στροφαλοφόρο άξονα, ο οποίος αρχίζει να κινείται περιστροφικά, παρασύροντας, ανάλογα με την περίπτωση, τον ελικοφόρο άξονα ή τον άξονα της γεννήτριας. Έτσι η παλινδρομική κίνηση του εμβόλου μετατρέπεται σε περιστροφική κίνηση του στροφαλοφόρου άξονα, που μας δίνει το ωφέλιμο έργο της μηχανής. Για να συνεχίσει η μηχανή τη λειτουργία της, τα καυσαέρια, από τον χώρο καύσης οδηγούνται μέσω των βαλβίδων εξαγωγής στην ατμόσφαιρα, ενώ μια νέα ποσότητα αέρα και καυσίμου εισέρχεται στον ίδιο χώρο και η διαδικασία επαναλαμβάνεται (σχ. 10.3).



Σχ. 10.3
Φάσεις λειτουργίας μηχανής Diesel

Από την πιο πάνω περιγραφή βλέπουμε ότι από την εισαγωγή του αέρα και του καυσίμου μέχρι την εξαγωγή των καυσαερίων και τη νέα εισαγωγή αέρα - καυσίμου, περνάμε από διάφορες φάσεις που έχουν σχέση τόσο με τον μηχανισμό της μηχανής όσο και με τη μετατροπή των ενεργειών.

Άμεση σχέση με τις φάσεις της λειτουργίας της μηχανής έχει η διαδρομή του εμβόλου, που είναι η κατακόρυφη απόσταση την οποία μπορεί να εκτελέσει το έμβολο μέσα στον κύλινδρο. Το άνω και κάτω όριο της διαδρομής του εμβόλου ονομάζεται **άνω** και **κάτω νεκρό σημείο** αντίστοιχα (Α.Ν.Σ. και Κ.Ν.Σ.). Ο αριθμός των διαδρομών που εκτελεί το έμβολο σε έναν πλήρη κύκλο λειτουργίας της μηχανής περιορίζεται σε δύο ή τέσσερεις, ανάλογα με τον τύπο της μηχανής. Συναντάμε λοιπόν δύο μηχανικούς κύκλους στις μηχανές Diesel: τον 4χρονο και τον 2χρονο κύκλο.

Ας δούμε τώρα ποια σχέση υπάρχει μεταξύ των φάσεων του κύκλου λειτουργίας και του αριθμού των διαδρομών του εμβόλου στους δύο παραπάνω μηχανικούς κύκλους. Οι φάσεις της λειτουργίας είναι τέσσερεις, ανεξάρτητα από τον τύπο της μηχανής Diesel (σχ. 10.3):

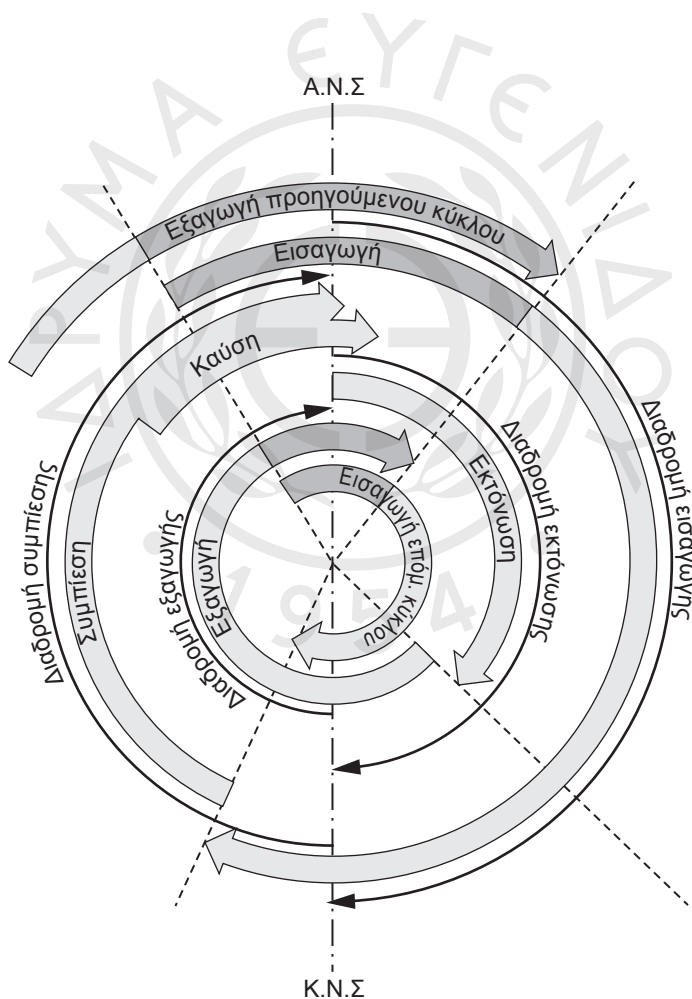
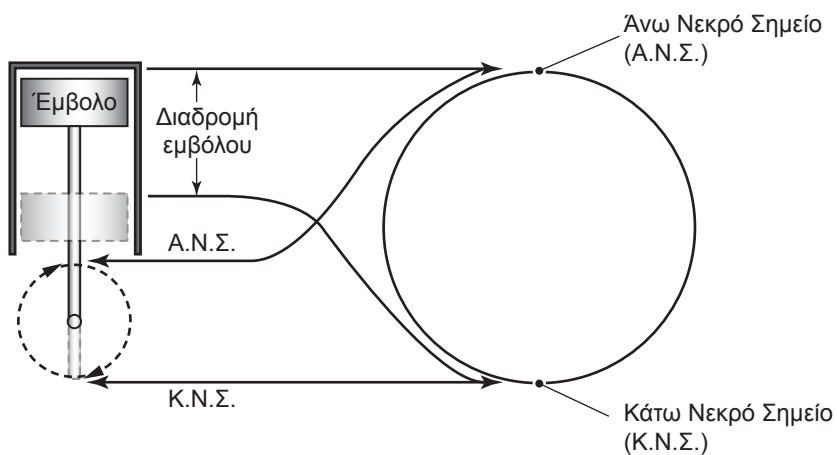
- Η εισαγωγή, κατά την οποία εισέρχεται ο αέρας στη μηχανή για την καύση του καυσίμου.
- Η συμπίεση, κατά την οποία γίνεται η συμπίεση του μείγματος του αέρα που έχει ήδη μπει στη μηχανή.
- Η εκτόνωση, κατά την οποία τα καυσαέρια εκτονώνονται μέσα στον κύλινδρο προκαλώντας τη μετακίνηση του εμβόλου.
- Η εξαγωγή, κατά την οποία τα καυσαέρια, μετά την εκτόνωσή τους, εξέρχονται από τη μηχανή.

Εδώ θα πρέπει να τονίσουμε ότι στο τέλος της φάσης της συμπίεσης και στην αρχή της φάσης της εκτόνωσης γίνεται η **έγχυση** του καυσίμου και η **ανάφλεξη** του μείγματος αέρα - καυσίμου. Έτσι μπορεί κάποιος να θεωρήσει ότι οι φάσεις της λειτουργίας της μηχανής Diesel είναι έξι και όχι τέσσερεις. Αν και πραγματικά έτσι συμβαίνει, στην πράξη έχει καθιερωθεί να λέμε ότι οι φάσεις είναι τέσσερεις, γιατί οι φάσεις της εισαγωγής, συμπίεσης, εκτόνωσης και εξαγωγής καλύπτουν μία ή περισσότερες διαδρομές του εμβόλου, όπως θα δούμε αμέσως πιο κάτω.

Στην 4χρονη μηχανή, οι τέσσερεις φάσεις του κύκλου λειτουργίας αντιστοιχούν σε ισάριθμες διαδρομές του εμβόλου. Έχουμε δηλαδή διαδρομή εισαγωγής, συμπίεσης, εκτόνωσης και εξαγωγής. Αυτό σημαίνει ότι ο κύκλος ολοκληρώνεται σε δύο περιστροφές του στροφαλοφόρου άξονα, όπως φαίνεται παραστατικά στο σχήμα 10.4, όπου επίσης φαίνεται η σχέση μεταξύ των διαδρομών του εμβόλου και των φάσεων.

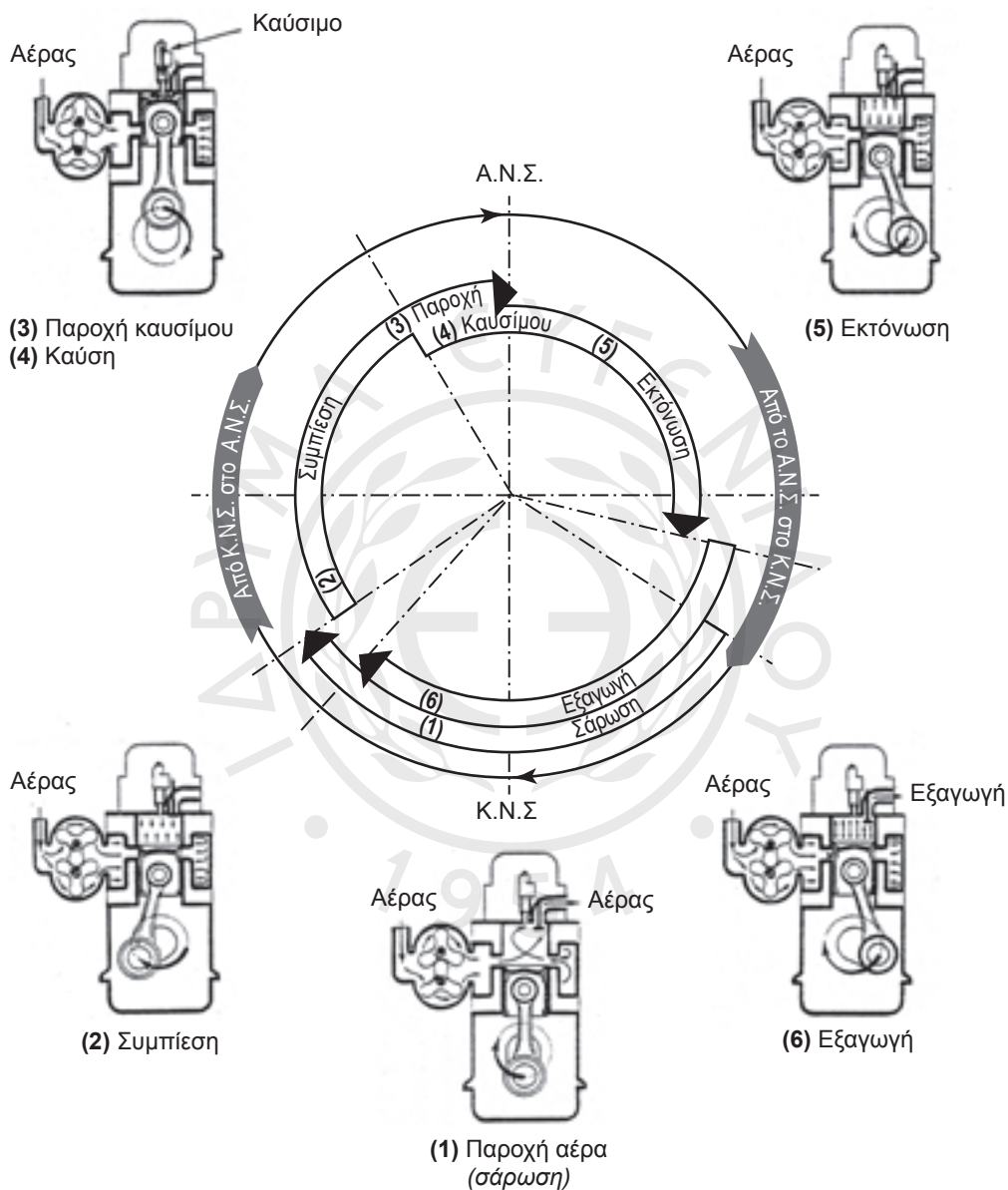
Αντίθετα, στη 2χρονη μηχανή ο κύκλος λειτουργίας ολοκληρώνεται σε δύο διαδρομές του εμβόλου, που αντιστοιχούν στις φάσεις **εισαγωγή – συμπίεση** και **εκτόνωση – εξαγωγή**, όπως φαίνεται παραστατικά στο σχήμα 10.5, δηλαδή σε μία περιστροφή του στροφαλοφόρου άξονα.

Η διαφορά μεταξύ του 4χρονου και 2χρονου κύκλου από τη σκοπιά του μηχανισμού είναι ο αριθμός των διαδρομών. Μία όμως πιο σημαντική διαφορά είναι ότι ο 2χρονος κύκλος δίνει δύο φορές περισσότερο έργο από τον 4χρονο, αφού όπως είδαμε εκτελεί δύο διαδρομές σε έναν πλήρη κύκλο λειτουργίας αντί των τεσσάρων διαδρομών που εκτελεί ο 4χρονος κύκλος Diesel.



Σχ. 10.4

Διαδρομές εμβόλου και φάσεις λειτουργίας μιας 4χρονης μηχανής Diesel



Σχ. 10.2ε

Διαδομές εμβόλου και φάσεις λειτουργίας μιας 2χρονης μηχανής Diesel

10.2.3 Ανάλυση θερμοδυναμικού κύκλου

Πριν προχωρήσουμε στη θερμοδυναμική ανάλυση του κύκλου, πρέπει να διευκρινίσουμε περιγραφικά τη σχέση που υπάρχει μεταξύ της πίεσης, του όγκου και της θερμοκρασίας του εργαζόμενου μέσου (αέρα) και των θέσεων του εμβόλου μέσα στον κύλινδρο στις φάσεις λειτουργίας που αναφέραμε πιο πάνω.

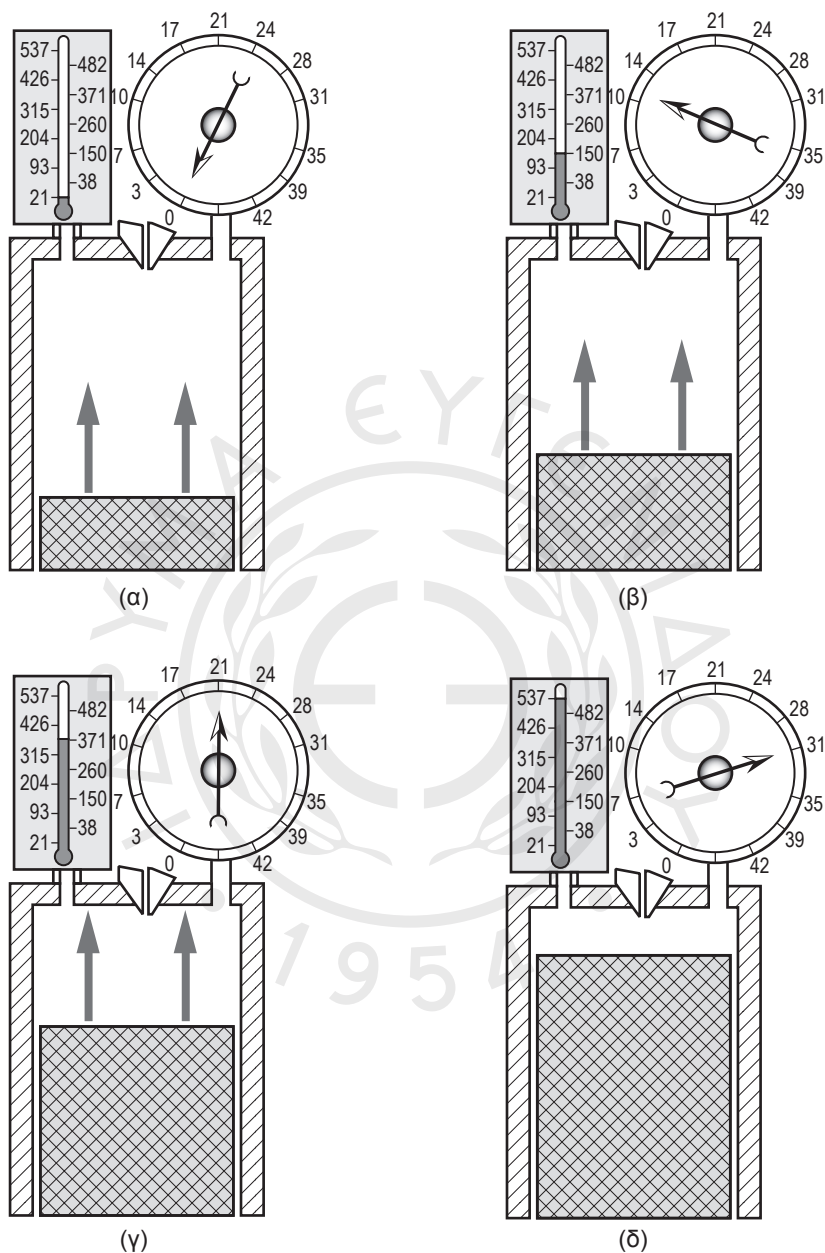
Στο σχήμα 10.6 φαίνεται ο κύλινδρος και το έμβολο μιας μηχανής Diesel, όπου έχουμε τοποθετήσει ένα θερμόμετρο και ένα πιεσόμετρο. Στη θέση Α η πίεση του αέρα μέσα στον κύλινδρο είναι μία ατμόσφαιρα και η θερμοκρασία μέσα και έξω από τον κύλινδρο 21°C . Όταν το έμβολο αρχίζει να ανεβαίνει προς τα πάνω (φάση συμπίεσης), ο όγκος του αέρα μειώνεται, η πίεση αυξάνει και η θερμοκρασία ανεβαίνει (Β και Γ). Όταν το έμβολο φτάσει Α.Ν.Σ. (θέση Δ), παρατηρούμε μια σημαντική αύξηση της πίεσης και της θερμοκρασίας και μια αντίστοιχη μείωση του όγκου. Έχουμε δηλαδή αύξηση της θερμοκρασίας από 21° σε 530°C και της πίεσης από 0 σε 31 bar. Αυτή η θερμοκρασία του αέρα είναι αρκετή για να προκαλέσει την αυτανάφλεξη του μείγματος καυσίμου-αέρα που έχει στο μεταξύ μπει στον κύλινδρο. Αμέσως μετά την αυτανάφλεξη του μείγματος έχουμε μια απότομη αύξηση της πίεσης και της θερμοκρασίας. Η πίεση αυτή ωθεί το έμβολο προς τα κάτω, οπότε τα καυσαέρια εκτονώνονται και γρήγορα η πίεση και η θερμοκρασία ελαττώνονται. Αντίθετα, ο όγκος αυξάνεται μέχρι να έρθει το έμβολο στη θέση Α του σχήματος 10.6.

Ας προχωρήσουμε τώρα στην ανάλυση του κύκλου. Ο θεωρητικός κύκλος Diesel αποτελείται από τις τέσσερις φάσεις που ήδη αναφέραμε, δηλαδή τη φάση της εισαγωγής, της συμπίεσης, της εκτόνωσης και της εξαγωγής. Σχηματικά οι φάσεις αυτές στα διαγράμματα $T-s$ και $p-v$ φαίνονται στο σχήμα 10.7. Από το σημείο α [σχ. 10.7(β)] αρχίζει η φάση της **εισαγωγής** του αέρα μέσα στον κύλινδρο, με σταθερή πίεση p_1 μέχρι το σημείο 1.

Από το σημείο αυτό αρχίζει η φάση της **συμπίεσης** του αέρα, η οποία ολοκληρώνεται στο σημείο 2 (p_2, v_2, T_2), που είναι το Α.Ν.Σ. και όπου ο αέρας καταλαμβάνει τον όγκο μεταξύ του εμβόλου και του κυλίνδρου v_2 , που ονομάζεται **όγκος διακένων**. Τη διεργασία της συμπίεσης τη θεωρούμε ως αναστρέψιμη και αδιαβατική, δηλαδή ισοεντροπική.

Από το σημείο 2 αρχίζει η φάση της **εκτόνωσης**, καθώς το έμβολο μετακινείται προς το σημείο 4, που είναι το Κ.Ν.Σ. Όπως είπαμε και πιο πάνω, στην πράξη η φάση αυτή περιλαμβάνει επίσης την παροχή του καυσίμου, το οποίο, μετά την ανάμειξή του με τον αέρα, αυτανάφλεγεται λόγω της υψηλής θερμοκρασίας που δημιουργήθηκε από τη συμπίεση του αέρα. Στον θεωρητικό κύκλο η παροχή και η ανάφλεξη του καυσίμου παριστάνεται από τη διεργασία 2-3, όπου δίνεται η θερμότητα q_{23} με σταθερή πίεση ($p_2 = p_3$).

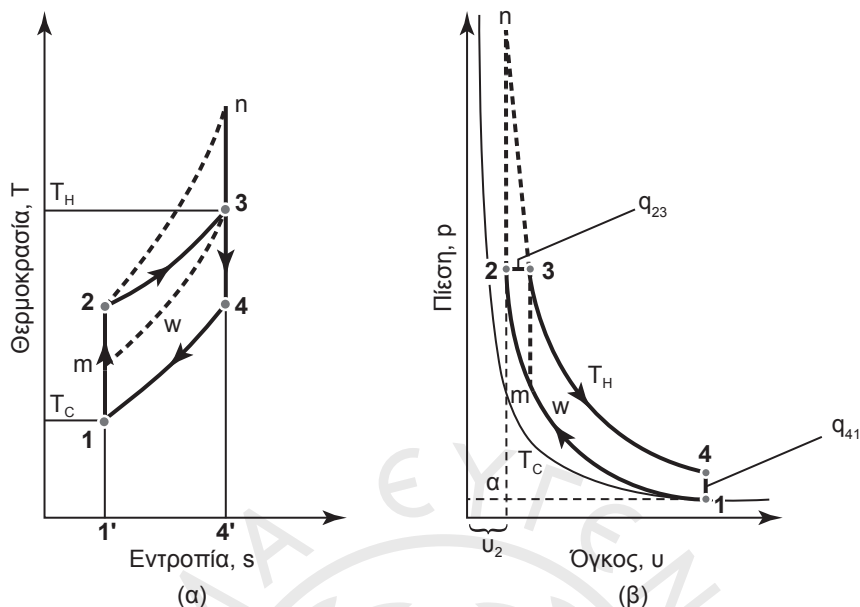
Στο σημείο 3 η κατάσταση του αέρα ορίζεται από τα p_3, v_3, T_3 . Από το σημείο αυτό αρχίζει η καθαυτή φάση της εκτόνωσης, που ολοκληρώνεται στο σημείο 4 (p_4, v_4, T_4). Στη διεργασία της εκτόνωσης, την οποία θεωρούμε επίσης ως ισοεντροπική, παίρνουμε το ωφέλιμο έργο με την περιστροφή του άξονα. Από το σημείο 4 (p_4, v_4, T_4) έως το σημείο 1 (p_1, v_1, T_1) έχουμε τη φάση της **εξαγωγής** των καυσαερίων με την οποία αφαιρείται ένα ποσό θερμότητας q_{41} προς την ατμόσφαιρα. Η φάση αυτή θεωρούμε ότι γίνεται με σταθερό όγκο ($v_1 = v_4$). Η γραμμή α - 1 δεν έχει κα-



Σημείωση: Σε όλες τις περιπτώσεις η θερμοκρασία περιβάλλοντος είναι 21°C

Σχ. 10.6

Παραστατική σχέση μεταξύ πίεσης, όγκου και θερμοκρασίας
και των θέσεων του εμβόλου μέσα στον κύλινδρο



Σχ. 10.7

Θερμοδυναμικός κύκλος Diesel (σταθερής πίεσης)

μιά έννοια στο διάγραμμα $T-s$, γιατί στη διαδρομή αυτή η μάζα του αέρα δεν είναι σταθερή.

Το έργο που παράγει ο κύκλος δίνεται από την επιφάνεια $1-2-3-4-1$, ενώ το ποσό της θερμότητας που προσδίνεται και αφαιρείται από τον κύκλο παριστάνεται από τις επιφάνειες του διαγράμματος $T-s$ $1'-2-3-4'-1'$ και $1'-1-4-4'-1'$ αντίστοιχα.

Τονίζουμε ότι ο θερμοδυναμικός κύκλος που περιγράψαμε είναι ο ίδιος τόσο για την 4χρονη όσο και τη 2χρονη μηχανή Diesel. Ο κύκλος Diesel ονομάζεται και **κύκλος σταθερής πίεσης**, γιατί η θερμότητα προσδίνεται με σταθερή πίεση.

Δεδομένου ότι θεωρήσαμε ότι ο αέρας ακολουθεί τους νόμους των τέλειων αερίων, τα χαρακτηριστικά μεγέθη κάθε μίας από τις διεργασίες που περιγράψαμε προκύπτει από τις εξισώσεις του έκτου Κεφαλαίου για κλειστά συστήματα. Με βάση τα μεγέθη αυτά έχουμε ότι:

Η θερμότητα που προσδίνεται στον κύκλο, ανά μονάδα μάζας του εργαζόμενου μέσου, είναι:

$$q_{23} = c_p(T_3 - T_2) \quad \text{σε J/kg} \quad (10.1\alpha)$$

Η θερμότητα που αφαιρείται από τον κύκλο, επίσης ανά μονάδα μάζας του εργαζόμενου μέσου, είναι:

$$q_{41} = c_v(T_4 - T_1) \quad \text{σε J/kg} \quad (10.1\beta)$$

Τέλος, το ωφέλιμο έργο που παράγει ο κύκλος ανά μονάδα μάζας του εργαζόμενου μέσου είναι, εξίσωση (7.3):

$$w = q_{23} - q_{41} = c_p(T_3 - T_2) - c_v(T_4 - T_1) \quad \text{σε J/kg} \quad (10.1\gamma)$$

οπότε ο βαθμός απόδοσης του κύκλου Diesel είναι, εξίσωση (7.2):

$$\eta_{\theta} = \frac{w}{q_{23}} = 1 - \frac{c_u}{c_p} \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} \quad (10.1\delta)$$

ή με βάση την εξίσωση (6.11):

$$\eta_{\theta} = 1 - \frac{1}{k} \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} \quad (10.1\epsilon)$$

Αν ορίσουμε ως βαθμό συμπίεσης r τον λόγο:

$$r = \frac{u_1}{u_2} \quad (10.2)$$

και ως βαθμό καύσης ρ_k , το λόγο:

$$\rho_k = \frac{u_3}{u_2} \quad (10.3)$$

όπου ο u_2 είναι ο **όγκος διακένων**,

τότε η έκφραση του θεωρητικού βαθμού απόδοσης η_{θ} εξίσωση (10.1ε), γίνεται:

$$\eta_{\theta} = 1 - \frac{1}{kr^{k-1}} \frac{\rho_k^k - 1}{\rho_k - 1} \quad (10.4)$$

Από την εξίσωση (10.4) βλέπουμε ότι η απόδοση του κύκλου Diesel αυξάνεται όσο ο βαθμός συμπίεσης r μεγαλώνει. Επηρεάζεται όμως και από τον βαθμό καύσης ρ_k , ο οποίος, όταν παίρνει την τιμή της μονάδας, τότε, για δεδομένο r , έχουμε τον μέγιστο βαθμό απόδοσης του κύκλου.

Στην πράξη ο βαθμός καύσης ρ_k είναι πάντα μεγαλύτερος της μονάδας, οπότε, για να βελτιώσουμε τον βαθμό απόδοσης η_{θ} , καταφεύγουμε στην αύξηση του βαθμού συμπίεσης r . Στις σημερινές μηχανές οι τιμές του r κυμαίνονται μεταξύ 13 και 16. Σημειώνουμε ότι ο κύκλος Diesel που αναπτύξαμε (σχ. 10.7) δεν έχει την ίδια μορφή στις πραγματικές μηχανές Diesel. Γι' αυτό άλλωστε τον ονομάζουμε και **θεωρητικό κύκλο**, σε αντιδιαστολή προς τον **πραγματικό κύκλο** που θα αναπτύξουμε πιο κάτω.

Για τον υπολογισμό του έργου στη μονάδα του χρόνου, δηλαδή της ισχύος, πρέπει να λάβουμε υπόψη μας το αν πρόκειται για 4χρονο ή 2χρονο κύκλο, γιατί, όπως είπαμε στην παράγραφο 10.2.2, στην 4χρονη μηχανή ο κύκλος ολοκληρώνεται σε δύο περιστροφές του στροφαλοφόρου άξονα, ενώ στη 2χρονη σε μία περιστροφή. Αυτό σημαίνει ότι το έργο στη μονάδα του χρόνου της 2χρονης είναι διπλάσιο από την 4χρονη, υπό την προϋπόθεση βέβαια ότι όλα τα άλλα τεχνικά στοιχεία (διαδρομή εμβόλου, αριθμός κυλίνδρων κ.λπ.) είναι κοινά και για τους δύο τύπους. Έτσι, η ισχύς δίνεται από τη σχέση:

$$P_D = \frac{mwn}{60\alpha} \quad \text{σε W} \quad (10.5)$$

όπου: w το ωφέλιμο έργο ανά μονάδα μάζας του εργαζόμενου μέσου σε J/kg,

m η μάζα του εργαζόμενου μέσου σε kg,
 n οι στροφές ανά λεπτό (rpm) στροφαλοφόρου άξονα και
 $\alpha = 2$ για 4χρονο κύκλο και
 $\alpha = 1$ για 2χρονο κύκλο.

Παράδειγμα 1

Μία 2χρονη μηχανή Diesel εργάζεται με 1 kg αέρα, που έχει στην είσοδο της μηχανής θερμοκρασία 20 °C. Μετά την καύση, η πίεση και η θερμοκρασία του αέρα είναι 45 bar και 1278 °C αντίστοιχα. Στη συνέχεια, ο αέρας εκτονώνεται μέχρι πίεση 2 bar. Ο βαθμός συμπίεσης είναι 16 και ο όγκος των διακένων 0,07 m³. Για τον αέρα $c_p = 1$ kJ/kg K και $k = 1,4$. Ζητείται να βρεθούν: α) Η πίεση, η θερμοκρασία και ο όγκος όλων των σημείων του κύκλου, β) το ποσό της θερμότητας που προσδίδουμε στον κύκλο και το ποσό της θερμότητας που αποβάλλεται, γ) το ωφέλιμο έργο του κύκλου, δ) ο θερμικός βαθμός απόδοσης, επί τοις εκατό (%), ε) η ισχύς της μηχανής αυτής σε kW, αν εκτελεί 80 κύκλους το λεπτό και στ) ποια θα είναι η ισχύς της μηχανής, αν η μάζα του αέρα μειωθεί στο μισό.

Λύση

Από την εκφώνηση του προβλήματος γνωρίζουμε τα εξής μεγέθη του κύκλου Diesel (σχ. 10.7):

$$t_1 = 20^\circ\text{C}, V_2 = 0,07 \text{ m}^3 \text{ και } u_2 = \frac{V_2}{m} = 0,07 \text{ m}^3/\text{kg}, p_3 = 45 \text{ bar},$$

$$t_3 = 1278^\circ\text{C}, p_4 = 2 \text{ bar και } r = u_1/u_2 = 16$$

Οπότε, για το ερώτημα (α) του προβλήματος, πρέπει να προσδιορίσουμε τα μεγέθη του κύκλου:

Σημείο 1: p_1, u_1 Σημείο 2: p_2, T_2

Σημείο 3: u_3 Σημείο 4: T_4, u_4

α) Στην αδιαβατική συμπίεση 1 - 2 έχουμε ότι: $p_2 = p_3 = 45 \text{ bar}$

$$\frac{T_2}{T_1} = r^{k-1} \quad \text{και} \quad T_2 = 293 \times 16^{0,4} = 888\text{K ή } t_2 = 615^\circ\text{C}$$

Στην αδιαβατική εκτόνωση 3 - 4 έχουμε ότι:

$$\frac{p_3}{p_4} = \left(\frac{u_4}{u_3} \right)^k$$

$$\text{αλλά } u_4 = u_1 = ru_2 = 16 \times 0,07 = 1,12 \text{ m}^3/\text{kg}$$

$$\text{οπότε } u_3 = u_4 \left(\frac{p_4}{p_3} \right)^{1/k} = 1,12 \times \left(\frac{2}{45} \right)^{0,714} = 0,121 \text{ m}^3/\text{kg}$$

$$\text{Επίσης } \frac{T_3}{T_4} = \left(\frac{u_4}{u_3} \right)^{k-1} \text{ και } T_4 = 1551 \times \left(\frac{0,121}{1,12} \right)^{0,4} = 637 \text{ K}$$

$$\text{ή } t_4 = 364^\circ\text{C}$$

Στη διαδρομή 4-1, με σταθερό όγκο, έχουμε:

$$\frac{p_4}{p_1} = \frac{T_4}{T_1} \text{ και } p_1 = 2 \times \frac{293}{637} = 0,92 \text{ bar}$$

Τις θερμοκρασίες τις εκφράσαμε και στην κλίμακα Κελσίου, γιατί έτσι αποκτούν πρακτική σημασία.

β) Το ποσό της θερμότητας που προσδίνουμε στον κύκλο ανά μονάδα μάζας του αέρα είναι, εξίσωση (10.1α):

$$q_{23} = c_p(T_3 - T_2) = 1 \times (1551 - 888) = 663 \text{ kJ/kg}$$

Δεδομένου όμως ότι η μάζα του αέρα είναι 1 kg, το ποσό της θερμότητας που προσδίνουμε είναι $Q_{23} = 663 \text{ kJ}$.

Όμοια, το ποσό που αφαιρούμε, εξίσωση (10.1β), είναι:

$$q_{41} = c_v(T_4 - T_1) = \frac{c_p}{k} (T_4 - T_1) = \frac{(637 - 293)}{1,4} = 246 \text{ kJ/kg}$$

$$\text{ή } Q_{41} = 246 \text{ kJ}$$

γ) Το ωφέλιμο έργο του κύκλου, εξίσωση (10.1γ), είναι:

$$W = Q_{23} - Q_{41} = 663 - 246 = 417 \text{ kJ}$$

δ) Ο θερμικός βαθμός απόδοσης, εξίσωση (10.1δ), είναι:

$$\eta_\theta = \frac{W}{Q_{23}} = \frac{417}{663} = 0,629 \text{ ή } \eta_\theta = 62,9\%$$

ε) Η ισχύς της δίχρονης μηχανής, εξίσωση (10.5), είναι:

$$P_D = \frac{417 \times 80}{60} = 556 \text{ kW}$$

στ) Αν η μάζα του αέρα γίνει 0,5 kg, τότε η ισχύς της μηχανής μειώνεται στο μισό, δηλαδή:

$$P_D = 0,5 \times 556 = 278 \text{ kW}$$

Παράδειγμα 2

Μία μηχανή Diesel έχει βαθμό συμπίεσης 14 και όγκο διακένων $0,09 \text{ m}^3$. Όταν το έμβολο έχει εκτελέσει διαδρομή ίση προς το 6% της συνολικής διαδρομής, σταματά

να προσδίνεται θερμότητα. Ζητείται ο θεωρητικός βαθμός απόδοσης του κύκλου. Το εργαζόμενο μέσο έχει $k = 1,4$.

Λύση

Γνωρίζουμε ότι $V_2 = 0,09 \text{ m}^3$ και $r = 14$, οπότε έχουμε ότι:

$$r = \frac{u_1}{u_2} = \frac{V_1}{V_2} = 14$$

ή $V_1 = 14 \times 0,09 = 1,26 \text{ m}^3$, ο συνολικός όγκος του κυλίνδρου.

Αρα από το σχήμα 10.2ζ έχουμε ότι ο ωφέλιμος όγκος του κυλίνδρου είναι:

$$V_1 - V_2 = 1,26 - 0,09 = 1,17 \text{ m}^3$$

Συνεπώς, ο όγκος του κυλίνδρου, όταν σταματά η πρόσδοση της θερμότητας, είναι:

$$V_3 = V_2 + 0,06 (V_1 - V_2) = 0,09 + (0,06 \times 1,17) = 0,16 \text{ m}^3$$

Ορίσαμε όμως ότι:

$$\rho_k = \frac{u_3}{u_2} = \frac{V_3}{V_2} = \frac{0,16}{0,09} = 1,78$$

οπότε, από την εξίσωση (10.4), έχουμε ότι ο βαθμός απόδοσης είναι:

$$\eta_\theta = 1 - \frac{1}{1,4 \times 14^{0,4}} \times \frac{1,78^{1,4} - 1}{(1,78 - 1)} = 1 - 0,249 \times \frac{1,242}{0,78} = 0,604$$

$$\text{ή } \eta_\theta = 60,4\%$$

Παράδειγμα 3

Μία μηχανή Diesel εργάζεται με αέρα που έχει στην αρχή της συμπίεσης θερμοκρασία 27°C και πίεση 100 kPa . Η θερμότητα που δίνεται στη μηχανή είναι 1840 kJ/kg . Ο βαθμός συμπίεσης είναι 16. Ζητείται: α) Η μέγιστη θερμοκρασία και πίεση και β) ο θερμικός βαθμός απόδοσης.

Λύση

Ακολουθούμε το διάγραμμα του σχήματος 10.7(β) και έχουμε:

Στην ισοεντροπική συμπίεση 1-2:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{u_1}{u_2} \right)^{k-1} \quad \text{και} \quad T_2 = 300 \times 16^{0,4} = 909,4 \text{ K ή } 636,4^\circ\text{C}$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{u_1}{u_2} \right)^k \quad \text{και} \quad p_2 = 100 \times 16^{1,4} = 4850,3 \text{ kPa} \quad \text{ή} \quad 48,5 \text{ bar}$$

Διεργασία σταθερής πίεσης 2-3:

$$q_{23} = h_3 - h_2 = c_p(T_3 - T_2)$$

$$1840 = 1,0047 \times (T_3 - 909,4), \quad T_3 = T_{\max} = 2740,9 \text{ K} \quad \text{ή} \quad 2467,9^\circ\text{C}$$

$$p_{\max} = p_3 = p_2 = 4850,3 \text{ kPa}$$

$$u_3 = \frac{RT_3}{p_3} = \frac{0,287 \times 2740,9}{4850,3} = 0,1622 \text{ m}^3/\text{kg}$$

Ισοεντροπική εκτόνωση 3-4:

$$u_1 = \frac{RT_1}{p_1} = \frac{0,287 \times 300}{100} = 0,861 \text{ m}^3/\text{kg} \quad u_4 = u_1 = 0,861 \text{ m}^3/\text{kg}$$

$$\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{u_3}{u_4} \right)^{k-1}, \quad T_4 = 2740,9 \left(\frac{0,1622}{0,861} \right)^{0,4} = 1405,8 \text{ K} \quad \text{ή} \quad 1132,8^\circ\text{C}$$

$$\frac{p_4}{p_3} = \left(\frac{u_3}{u_4} \right)^k, \quad p_4 = 4850,3 \left(\frac{0,1622}{0,861} \right)^{1,4} = 468,6 \text{ kPa} \quad \text{ή} \quad 4,69 \text{ bar}$$

Διεργασία με σταθερό όγκο 4-1:

Θερμότητα που αποβάλλεται $q_{41} = c_v(T_4 - T_1)$

$$q_{41} = 0,71755 \times (1405,8 - 300) = 793,5 \text{ kJ/kg}$$

Παραγόμενο έργο $w = 1840 - 793,5 = 1046,5 \text{ kJ/kg}$

και ο βαθμός απόδοσης του κύκλου είναι:

$$\eta_{\theta} = \frac{1046,5}{1840} = 0,568 \quad \text{ή} \quad 56,8\%$$

Ο βαθμός απόδοσης 56,8% που βρήκαμε είναι πολύ μεγάλος για μία πραγματική μηχανή Diesel, που συνήθως κυμαίνεται μεταξύ 35 και 40% για μοντέρνες μηχανές, όπως θα δούμε πιο κάτω. Οι λόγοι αυτής της απόκλισης είναι πολλοί και θα τους αναφέρουμε όταν θα μιλήσουμε για τους πραγματικούς κύκλους των μηχανών Diesel.

Παράδειγμα 4

Μία μηχανή Diesel έχει βαθμό συμπίεσης 14,5:1 και στην αρχή της διαδρομής της συμπίεσης ο αέρας έχει πίεση 100 kN/m^2 και θερμοκρασία 312 K . Στη μηχανή δίνουμε για κάθε kg αέρα $0,0333 \text{ kg}$ καυσίμου, που έχει θερμογόνο δύναμη 43.260 kJ/kg καυσίμου. Η ροή του αέρα στη μηχανή μετρήθηκε και βρέθηκε ίση με $0,10 \text{ m}^3/\text{s}$. Με τη χρήση του νόμου των τέλειων αερίων να προσδιοριστεί: α) Η μέγιστη θερμοκρασία του κύκλου, β) η ισχύς της μηχανής και γ) ο βαθμός απόδοσης.

Λύση

α) Η μέγιστη θερμοκρασία του κύκλου είναι η T_3 (σχ. 10.7), που αναπτύσσεται μετά την καύση του μείγματος καυσίμου - αέρα. Οπότε:

$$q_{23} = c_p (T_3 - T_2) \quad (1)$$

Θα πρέπει να βρούμε την T_2 και q_{23} :

$$T_2 = T_1 \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{k-1} = 312 \times 14,5^{0,4} = 909,29 \text{ K}$$

Αφού γνωρίζουμε τη θερμογόνο δύναμη του καυσίμου και το ποσό του καυσίμου που δίνουμε ανά kg αέρα, γνωρίζουμε τη θερμότητα που δίνουμε στον κύκλο q_{23} , που την υπολογίζουμε ως εξής:

Στην είσοδο της μηχανής ο ειδικός όγκος του αέρα είναι:

$$v_1 = \frac{RT_1}{p_1} = \frac{0,287 \times 312}{100} = 0,895 \text{ m}^3/\text{kg}$$

Άρα η παροχή του αέρα στη μηχανή είναι:

$$\dot{m}_a = \frac{0,10}{0,895} = 0,112 \text{ kg/s}$$

και του καυσίμου:

$$\dot{m}_f = 0,0333 \times 0,112 = 0,00372 \text{ kg/s},$$

οπότε η θερμότητα που δίνουμε στη μηχανή στη μονάδα του χρόνου είναι:

$$\dot{Q} = 0,00372 \times 43.260 = 160,93 \text{ kJ/s}$$

Δεδομένου ότι η παροχή του καυσίμου $\dot{m}_f$ είναι μόνο το 3,3% της παροχής του αέρα $\dot{m}_a$, μπορούμε να παραλείψουμε την $\dot{m}_f$ από τους υπολογισμούς, οπότε η θερμότητα που δίνουμε ανά μονάδα μάζας του αέρα είναι:

$$q_{23} = \frac{160,93}{0,112} = 1436,88 \text{ kJ/kg}$$

Αντικαθιστούμε στην εξίσωση (1) και παίρνουμε τη μέγιστη θερμοκρασία T_3 :

$$T_3 = \frac{1436,88}{1,0047} + 909,24 = 2339,40 \text{ K ή } 2066,4^\circ\text{C}$$

β) Η ισχύς της μηχανής είναι:

$$\dot{W} = \dot{m}_a w \quad (2)$$

αλλά

$$w = q_{23} - c_u (T_4 - T_1) \quad (3)$$

Για να βρούμε την T_4 :

$$u_2 = \frac{u_1}{14,5} = \frac{0,895}{14,5} = 0,0617 \text{ m}^3/\text{kg}$$

$$u_3 = u_2 \frac{T_3}{T_2} = 0,0617 \times \frac{2339,40}{909,24} = 0,1588 \text{ m}^3/\text{kg}$$

$$T_4 = T_3 \left(\frac{u_3}{u_4} \right)^{k-1} = T_3 \left(\frac{u_3}{u_1} \right)^{k-1} = 2339,40 \times \left(\frac{0,1588}{0,895} \right)^{0,4} = 1171,42 \text{ K}$$

Αντικαθιστούμε στην εξίσωση (3) και το έργο της μηχανής ανά μονάδα μάζας αέρα είναι:

$$w = 1436,88 - 0,7176 (1171,42 - 312) = 820,15 \text{ kJ/kg}$$

οπότε από την εξίσωση (2) έχουμε την ισχύ της μηχανής:

$$\dot{W} = 0,112 \times 820,15 = 91,86 \text{ kW}$$

γ) Ο βαθμός απόδοσης της μηχανής είναι $\eta_\theta = \frac{820,15}{1436,88} = 0,5708$ ή 57,1%.

10.3 Κύκλος Otto

Ο θεωρητικός κύκλος Otto είναι η βάση λειτουργίας όλων των βενζινομηχανών που συναντάμε στα αυτοκίνητα και σε πολλά άλλα μηχανήματα. Εφαρμόστηκε στην πράξη για πρώτη φορά από τον Otto, ενώ η αρχική σύλληψη του κύκλου ανήκει στον B. de Rochas. Ο πραγματικός κύκλος διαφέρει πολύ λίγο από τη θεωρητική του μορφή.

10.3.1 Στοιχειώδης περιγραφή βενζινομηχανής. Μηχανικός κύκλος

Η μορφή μιας μηχανής Otto ή βενζινομηχανής μπορούμε να πούμε ότι δεν διαφέρει ουσιαστικά από τη μηχανή Diesel. Αποτελείται από έμβολο, βαλβίδες εισαγωγής - εξαγωγής, στροφαλοφόρο άξονα κ.λπ. Γι' αυτό, εδώ θα σημειώσουμε μόνο τις διαφορές που παρουσιάζονται μεταξύ των δύο αυτών μηχανών.

Και οι δύο τύποι των μηχανικών κύκλων, 4χρονος και 2χρονος, εφαρμόζονται στις βενζινομηχανές. Η πλειονότητα όμως των μηχανών αυτών λειτουργούν με βάση τον 4χρονο κύκλο. Οι επιμέρους φάσεις της λειτουργίας τους φαίνονται στον Πίνακα 10.1, όπου σημειώνουμε και τις αντίστοιχες της μηχανής Diesel για λόγους σύγκρισης.

Από τον πίνακα αυτόν παρατηρούμε ότι οι φάσεις λειτουργίας της βενζινομηχανής είναι πέντε, ενώ της μηχανής Diesel είναι έξι. Η διαφορά αυτή οφείλεται στο γεγονός ότι στη μηχανή Otto το καύσιμο και ο αέρας εισέρχονται στη μηχανή, ως μείγμα, σε μία φάση, ενώ στην Diesel, όπως είδαμε, ο αέρας και το καύσιμο εισέρχονται χωριστά σε δύο φάσεις.

Η διαφορά αυτή έχει άμεση σχέση με τον τρόπο καύσης του μείγματος αέρα- καυ-

ΠΙΝΑΚΑΣ 10.1

Μηχανή Otto	Μηχανή Diesel
Εισαγωγή μείγματος αέρα - καυσίμου	Εισαγωγή αέρα
Συμπίεση του μείγματος	Συμπίεση του αέρα
Καύση του μείγματος	Εισαγωγή καυσίμου
Εκτόνωση καυσαερίων	Καύση του μείγματος
Εξαγωγή καυσαερίων	Εκτόνωση καυσαερίων
	Εξαγωγή καυσαερίων

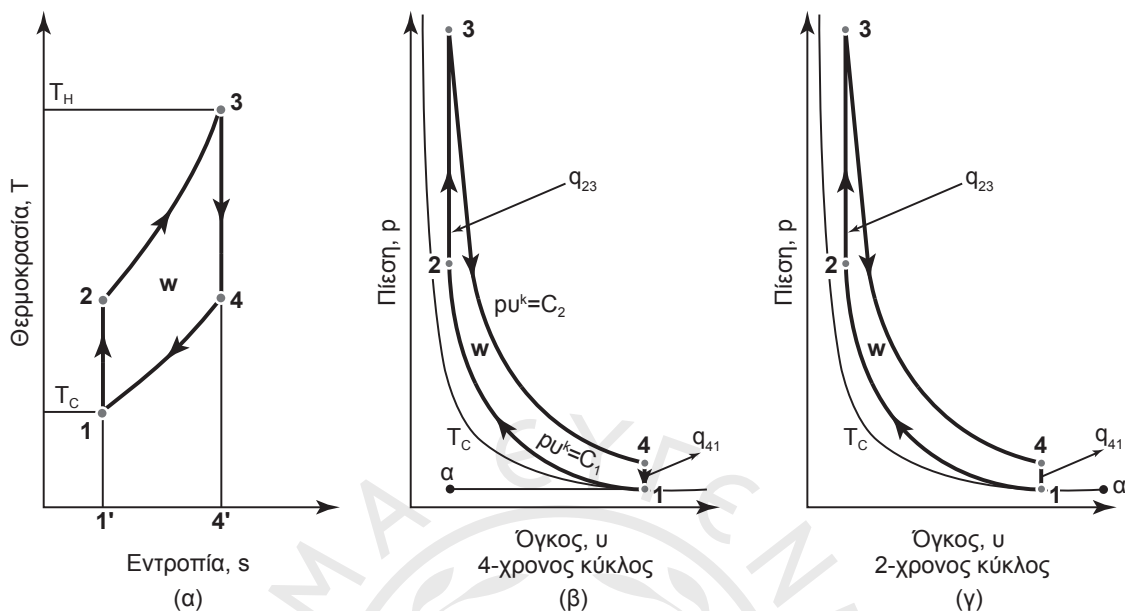
σίμου. Όπως είδαμε, στη μηχανή Diesel η καύση του μείγματος γίνεται με αυτανάφλεξη· αντίθετα, στη βενζινομηχανή η καύση επιτυγχάνεται με τη βοήθεια του σπινθηριστή (μπουζί). Ο διαφορετικός τρόπος καύσης οφείλεται στο γεγονός ότι στις μηχανές Diesel η πίεση της συμπίεσης είναι τόσο μεγάλη που δημιουργεί θερμοκρασίες οι οποίες προκαλούν την αυτανάφλεξη του μείγματος αέρα- καυσίμου. Στις βενζινομηχανές όμως η πίεση συμπίεσης είναι πολύ χαμηλότερη, με αποτέλεσμα η θερμοκρασία που δημιουργείται να μην επιτρέπει την αυτανάφλεξη. Αυτό σημαίνει ότι θα πρέπει να χρησιμοποιήσουμε κάποια εξωτερική πηγή για την ανύψωση της θερμοκρασίας και την ανάφλεξη του μείγματος, δηλαδή τον σπινθηριστή.

Άλλες διαφορές που υπάρχουν μεταξύ των μηχανών αυτών αφορούν περισσότερο τη σχεδιάσή τους και έτσι δεν θα μας απασχολήσουν εδώ.

10.3.2 Ανάλυση θερμοδυναμικού κύκλου

Ο θεωρητικός κύκλος ή κύκλος αέρα Otto φαίνεται στα διαγράμματα T-s και p-u (σχ. 10.8). Ορίζεται από δύο ισοεντροπικές διεργασίες, συμπίεση 1-2 και εκτόνωση 3-4. Έχει επίσης δύο διεργασίες με σταθερό όγκο, όπου στη μία (2-3) προσδίνεται θερμότητα q_{23} , ενώ στην άλλη (4-1) αφαιρείται θερμότητα q_{41} . Επειδή η παροχή της θερμότητας γίνεται με σταθερό όγκο, ο κύκλος είναι επίσης γνωστός ως **κύκλος σταθερού όγκου**.

Η λειτουργία τόσο του 4χρονου όσο και του 2χρονου κύκλου αρχίζει από το σημείο 1, με συνθήκες p_1 , u_1 , T_1 , όπου ο κύλινδρος είναι γεμάτος αέρα. Το έμβολο ανέρχεται και **συμπιέζει** τον αέρα ισοεντροπικά από 1-2, οπότε ο αέρας καταλαμβάνει τον χώρο των διακένων, σημείο 2 (p_2 , u_2 , T_2). Από το σημείο 2 έως το σημείο 3 προσδίνεται με σταθερό όγκο ποσό θερμότητας q_{23} , με αποτέλεσμα την αύξηση της πίεσης και της θερμοκρασίας σε p_3 , T_3 . Λόγω της πίεσης p_3 , ο αέρας **εκτονώνεται** ισοεντροπικά και το έμβολο μετακινείται μέχρι το σημείο 4, με αποτέλεσμα την πτώση της πίεσης σε p_4 , της θερμοκρασίας σε T_4 και την αύξηση του όγκου σε u_4 . Από το σημείο 4 έως το σημείο 1 ο αέρας εξέρχεται από τον κύλινδρο και αφαιρείται υπό σταθερό όγκο ποσό θερμότητας q_{41} , οπότε η πίεση γίνεται p_1 και η θερμοκρασία T_1 . Έτσι ο αέρας επανέρχεται στην αρχική του κατάσταση. Στην πραγματικότητα η θερμότητα που αφαιρείται από 4-1 αποβάλλεται με τα καυσαέρια στην ατμόσφαιρα. Η φάση της εισαγωγής α-1 στον 4χρονο κύκλο είναι μία διεργασία με σταθερή πίεση, ενώ στον 2χρονο με σταθερή θερμοκρασία.



Σχ. 10.8
Θερμοδυναμικός κύκλος Otto (σταθερού όγκου)

Το ωφέλιμο έργο του κύκλου δίνεται στη φάση 3-4 και παριστάνεται από την επιφάνεια 1-2-3-4-1 των διαγραμμάτων T-s και p-u. Το ποσό της θερμότητας που προσδίνεται και αφαιρείται, δίνεται από την επιφάνεια 1'-2-3-4'-1' και 1'-1-4-4'-1' του διαγράμματος T-s αντίστοιχα.

Τα παραπάνω μεγέθη δίνονται από τις εξής σχέσεις:
Η ανά μονάδα μάζας προσδιδόμενη θερμότητα είναι:

$$q_{23} = c_v (T_3 - T_2) \quad (10.6\alpha)$$

Η ανά μονάδα μάζας αφαιρούμενη θερμότητα είναι:

$$q_{41} = c_v (T_4 - T_1) \quad (10.6\beta)$$

Άρα, το ωφέλιμο έργο του κύκλου ανά μονάδα μάζας του εργαζόμενου μέσου είναι:

$$w = q_{23} - q_{41} = c_v (T_3 - T_2) - c_v (T_4 - T_1) \quad (10.6\gamma)$$

Οπότε ο θερμικός βαθμός απόδοσης του κύκλου είναι:

$$\eta_\theta = \frac{w}{q_{23}} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} \quad (10.6\delta)$$

Αν θέσουμε $r = u_1/u_2$ (βαθμός συμπίεσης), που είναι ίσος με τον βαθμό εκτόνωσης u_4/u_3 , και εκτελέσουμε μερικές πράξεις, η εξίσωση (10.6δ) γίνεται:

$$\eta_{\theta} = 1 - \frac{T_1}{T_2} = 1 - \left(\frac{u_2}{u_1} \right)^{k-1} = 1 - \frac{1}{r^{k-1}} \quad (10.7)$$

Από την εξίσωση (10.7) παρατηρούμε ότι η έκφραση του βαθμού απόδοσης του κύκλου Otto είναι όμοια με του βαθμού απόδοσης του κύκλου Carnot (εξίσωση 7.10). Υπάρχει όμως μία διαφορά: η θερμοκρασία στο σημείο 2 στον κύκλο Otto δεν είναι η μέγιστη. Ποσό θερμότητας προσδίνεται από 2-3 και η μέγιστη θερμοκρασία είναι η T_3 . Συνεπώς ο βαθμός απόδοσης του κύκλου Otto είναι πάντα μικρότερος από ό,τι του κύκλου Carnot μεταξύ των ίδιων όριων των θερμοκρασιών T_H και T_C . Επίσης, από την εξίσωση (10.7) παρατηρούμε ότι ο βαθμός απόδοσης του κύκλου Otto είναι συνάρτηση μόνο του βαθμού συμπίεσης. Όσο αυξάνει ο βαθμός συμπίεσης, τόσο η απόδοση του κύκλου καθίσταται καλύτερη. Στην πράξη η αύξηση του βαθμού συμπίεσης περιορίζεται από τη θερμοκρασία του σημείου 2. Αν η θερμοκρασία αυτή γίνει πάρα πολύ μεγάλη, τότε το μείγμα αέρα - καυσίμου αυταναφλέγεται σε χρόνο που επηρεάζει τη σωστή λειτουργία της μηχανής.

10.3.3 Σύγκριση των κύκλων Diesel και Otto

Από τη σύγκριση των εξισώσεων (10.1δ) και (10.6δ) ή (10.4) και (10.7) δεν μπορεί κανείς να δείξει ποιος κύκλος δίνει τον καλύτερο βαθμό απόδοσης. Από τα διαγράμματα όμως μπορούμε να συγκρίνουμε τους δύο κύκλους Diesel και Otto, γιατί όπως είπαμε, το έργο που παράγει η μηχανή παριστάνεται από την επιφάνεια που περικλείεται από τις καμπύλες των διεργασιών ή των φάσεων λειτουργίας. Έτσι, επάνω στα διαγράμματα του κύκλου Diesel του σχήματος 10.7 χαράχθηκε με διακεκομμένες γραμμές ένας κύκλος Otto με την ίδια μέγιστη πίεση p_3 , δηλαδή 1-m-3-4 και ένας με τον ίδιο λόγο συμπίεσης, u_1/u_2 , δηλαδή 1-2-n-4.

Για τον ίδιο βαθμό συμπίεσης από το 1 στο 2 ο κύκλος Otto παράγει μεγαλύτερο έργο από τον κύκλο Diesel, ενώ η θερμότητα που αποβάλλεται είναι η ίδια. Με άλλα λόγια η επιφάνεια 1-2-n-4 είναι μεγαλύτερη από την 1-2-3-4, ενώ η 1'-1-4-4' παραμένει η ίδια. Άρα, ο βαθμός απόδοσης του κύκλου Otto είναι μεγαλύτερος, με την παρατήρηση ότι η μέγιστη θερμοκρασία είναι μικρότερη, $T_n > T_3$.

Αντίθετα, για την ίδια μέγιστη θερμοκρασία, T_3 , ο κύκλος Diesel παράγει περισσότερο έργο και ο βαθμός απόδοσης είναι μεγαλύτερος, γιατί η θερμότητα που αποβάλλεται, παραμένει η ίδια.

Παράδειγμα 1

Μία βενζινομηχανή που εργάζεται με αέρα, στον κύκλο Otto έχει διάμετρο κυλίνδρου 17,5 cm και διαδρομή 25,5 cm. Ο όγκος των διακένων είναι 1400 cm³. Ζητείται ο θεωρητικός βαθμός απόδοσης του κύκλου ($k = 1,4$).

Λύση

Ο όγκος της διαδρομής του εμβόλου είναι:

$$V = \frac{\pi d^2}{4} \times s = \frac{\pi \times 17,5^2}{4} \times 25,5 = 6133,47 \text{ cm}^3$$

οπότε ο ολικός όγκος του κυλίνδρου $V_K = 6133,47 + 1400 = 7533,47 \text{ cm}^3$.

$$\text{Άρα έχουμε λόγο συμπίεσης } r = \frac{7533,47}{1400} = 5,38.$$

Από την εξίσωση (10.7), ο βαθμός απόδοσης του κύκλου είναι:

$$\eta_\theta = 1 - \frac{1}{5,38^{1,4-1}} = 0,489 \text{ ή } 48,9\%$$

Παράδειγμα 2

Μία βενζινομηχανή εργάζεται με αέρα που έχει στην αρχή της συμπίεσης θερμοκρασία 27°C και πίεση 90 kPa . Η θερμοκρασία στην αρχή της εκτόνωσης είναι 2800°C , ενώ στο τέλος της συμπίεσης είναι 390°C . Ζητείται: α) η πίεση και η θερμοκρασία σε κάθε σημείο του κύκλου, β) ο βαθμός συμπίεσης και γ) ο βαθμός απόδοσης.

Λύση

Ακολουθούμε το διάγραμμα του σχήματος 10.8, όπου γνωρίζουμε ότι $p_1 = 90 \text{ kPa}$, $t_1 = 27^\circ\text{C}$, $t_2 = 390^\circ\text{C}$ και $t_3 = 2800^\circ\text{C}$. Έτσι έχουμε:

Ισοεντροπική συμπίεση, 1-2:

$$\text{Βαθμός συμπίεσης: } \frac{u_1}{u_2} = \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^{1/(k-1)} = \left(\frac{663}{300} \right)^{2,5} = 7,26$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{u_1}{u_2} \right)^k, \quad p_2 = 90 \times 7,26^{1,4} = 1443 \text{ kPa ή } 14,4 \text{ bar}$$

Διεργασία σταθερού όγκου, 2-3:

Προσδινόμενη θερμότητα:

$$q_{23} = c_v (T_3 - T_2) = 0,71755 \times (3073 - 663) = 1729 \text{ kJ/kg}$$

$$p_3 = p_2 \frac{T_3}{T_2} = 1443 \frac{3073}{663} = 6688,3 \text{ kPa ή } 66,9 \text{ bar}$$

Ισοεντροπική εκτόνωση, 3 - 4:

$$\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{u_3}{u_4} \right)^{k-1}, \quad T_4 = 3073 \times \left(\frac{1}{7,26} \right)^{0,4} = 1390,6 \text{ K ή } 1117,5^\circ\text{C}$$

$$\frac{p_4}{p_3} = \left(\frac{u_3}{u_4} \right)^k, \quad p_4 = 6688,3 \times \left(\frac{1}{7,26} \right)^{1,4} = 416,9 \text{ kPa ή } 4,2 \text{ bar}$$

Βαθμός απόδοσης του κύκλου:

$$\eta_{\theta} = 1 - \frac{1}{r^{k-1}} = 1 - \frac{1}{7,26^{0,4}} = 0,55 \text{ ή } 55\%$$

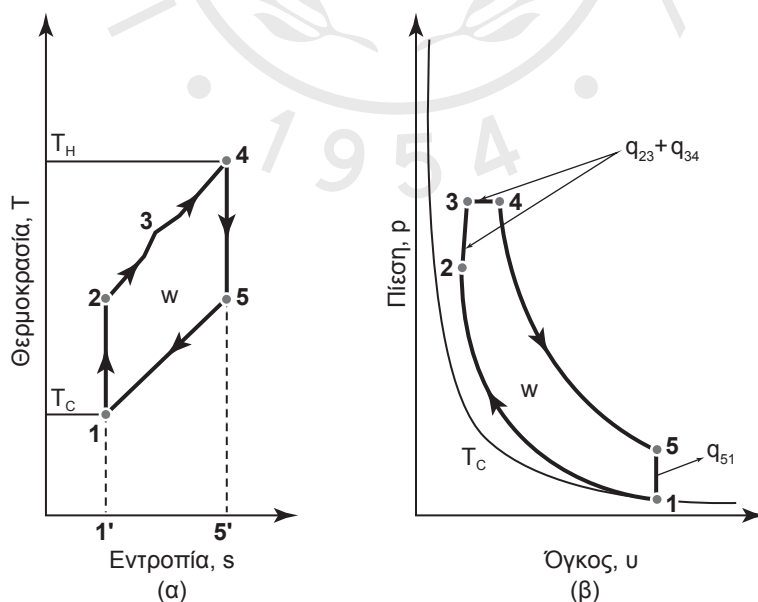
Και εδώ, όπως και στη μηχανή Diesel, ο βαθμός απόδοσης που βρήκαμε είναι πολύ πιο μεγάλος από οποιαδήποτε πραγματική βενζινομηχανή. Περισσότερα όμως θα δούμε στην εξέταση του πραγματικού κύκλου.

10.4 Μικτός κύκλος (Dual Cycle)

Ο μικτός κύκλος αποτελεί τη βάση λειτουργίας των περισσότερων μοντέρνων μηχανών Diesel. Είναι ένας συνδυασμός του κύκλου Otto και του κύκλου Diesel, γιατί ένα μέρος της θερμότητας προσδίνεται υπό σταθερό όγκο (Otto) και ένα μέρος υπό σταθερή πίεση (Diesel), όπως φαίνεται στο σχήμα 10.9.

Η λειτουργία του κύκλου αρχίζει από το σημείο 1, όπου, όπως και στις προηγούμενες μηχανές, ο κύλινδρος γεμίζει με αέρα (p_1, u_1, T_1). Από το σημείο 1 ο αέρας συμπιέζεται αδιαβατικά μέχρι το σημείο 2 (p_2, u_2, T_2). Στη συνέχεια προσδίνεται ένα μέρος της θερμότητας υπό σταθερό όγκο 2 - 3 και ένα μέρος υπό σταθερή πίεση 3 - 4. Από το σημείο 4 ο αέρας εκτονώνεται αδιαβατικά μέχρι το σημείο 5-1 (p_5, u_5, T_5). Θερμότητα αποβάλλεται κατά τη διαδικασία υπό σταθερό όγκο 5-1, οπότε ο αέρας επανέρχεται στην αρχική του κατάσταση.

Σε αυτόν τον κύκλο έχουμε, εκτός από τους λόγους συμπίεσης r και καύσης ρ_k , τον λόγο έκρηξης $\lambda_e = p_3/p_2$, οπότε ο βαθμός απόδοσης του κύκλου είναι:



Σχ. 10.9
Μικτός κύκλος (Dual cycle)

$$\eta_\theta = 1 - \frac{1}{r^{k-1}} \frac{\lambda_\epsilon \rho_k^k - 1}{(\lambda_\epsilon - 1) + \lambda_\epsilon k (\rho_k - 1)} \quad (10.8)$$

και το έργο του κύκλου ανά μονάδα μάζας του εργαζόμενου μέσου:

$$w = q_{23} + q_{34} - q_{51} = c_v (T_3 - T_2) + c_p (T_4 - T_3) - c_v (T_5 - T_1) \quad (10.9)$$

Από την εξίσωση (10.8) παρατηρούμε ότι όσο το λ_ϵ τείνει προς τη μονάδα τόσο ο η_θ πλησιάζει τον κύκλο Diesel. Όμοια, όσο το ρ_k τείνει προς τη μονάδα τόσο ο η_θ πλησιάζει τον κύκλο Otto.

Παράδειγμα

Μία μηχανή που λειτουργεί με βάση τον μικτό κύκλο αναρροφά ατμοσφαιρικό αέρα μάζας 0,3 kg σε θερμοκρασία 20°C και τον συμπιέζει μέχρι πίεση 32 bar. Μετά την καύση του μείγματος, η θερμοκρασία είναι 1520°C και, στο τέλος της εκτόνωσης, ο όγκος του κυλίνδρου είναι 1 m³ και η θερμοκρασία 370°C. Η ποσότητα της θερμότητας που δίνεται υπό σταθερή πίεση είναι 126 kJ. Ζητείται να βρεθούν: α) Η πίεση, η θερμοκρασία και ο όγκος όλων των σημείων του κύκλου, β) το ωφέλιμο έργο του κύκλου, γ) ο βαθμός απόδοσης του κύκλου, επί τοις εκατό (%). Για τον αέρα $c_p = 1 \text{ kJ/kgK}$, $k = 1,4$.

Λύση

Από την εκφώνηση του προβλήματος γνωρίζουμε τα εξής μεγέθη του κύκλου (σχ. 10.9):

$$\begin{aligned} p_1 &= 1 \text{ bar} & t_1 &= 20^\circ\text{C} & p_2 &= 32 \text{ bar} & t_4 &= 1520^\circ\text{C} & V_5 &= 1 \text{ m}^3 \\ t_5 &= 370^\circ\text{C} & m &= 0,3 \text{ kg} & q_{34} &= 126 \text{ kJ} \end{aligned}$$

α) Στην αδιαβατική συμπίεση, 1-2, έχουμε ότι:

$$p_2 = p_1 \left(\frac{u_1}{u_2} \right)^k, \quad \frac{u_1}{u_2} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{1/k} = 32^{0,714} = 11,88$$

$$\frac{u_1}{u_2} = \frac{V_1}{V_2} = r = 11,88$$

$$\text{Επειδή } V_5 = V_1 = 1 \text{ m}^3, \text{ τότε } V_2 = \frac{1}{11,88} = 0,084 \text{ m}^3$$

$$T_2 = T_1 r^{k-1} = 293 \times 11,88^{0,4} = 788 \text{ K ή } 515^\circ\text{C}$$

$$\text{Επίσης } V_3 = V_2 = 0,084 \text{ m}^3$$

Στην υπό σταθερό όγκο, 5-1, διαδικασία έχουμε:

$$p_5 = T_5 \frac{p_1}{T_1} = 643 \times \frac{1}{293} = 2,19 \text{ bar}$$

Στη φάση της υπό σταθερή πίεση παροχής θερμότητας έχουμε:

$$Q_{34} = mc_p(T_4 - T_3) \text{ και}$$

$$T_3 = T_4 - \frac{Q_{34}}{mc_p} = 1793 - \frac{126}{0,3 \times 1,0047} = 1375 \text{ K} \quad \text{ή} \quad 1102^\circ\text{C}$$

Από τη φάση της εκτόνωσης, 4 - 5, έχουμε:

$$V_4 = V_3 \frac{T_4}{T_3} = 0,084 \times \frac{1793}{1375} = 0,11 \text{ m}^3$$

$$\text{και } p_4 = p_5 \left(\frac{V_5}{V_4} \right)^k = 2,19 \times \left(\frac{1}{0,11} \right)^{1,4} = 48,42 \text{ bar}$$

Αρα: $p_3 = p_4 = 48,42 \text{ bar}$

β) Το ωφέλιμο έργο είναι:

$$W = (Q_{23} + Q_{34}) - Q_{51}$$

$$\text{αλλά } Q_{23} = c_v m (T_3 - T_2) = 0,71 \times 0,3 \times (1375 - 788) = 125 \text{ kJ}$$

$$Q_{51} = c_v m (T_5 - T_1) = 0,71 \times 0,3 \times (643 - 293) = 74,6 \text{ kJ}$$

$$\text{οπότε } W = (125 + 126) - 74,6 = 176,4 \text{ kJ}$$

$$\gamma) \text{ Ο βαθμός αποδόσης: } \eta_\theta = \frac{176,4}{251} = 0,703 \quad \text{ή} \quad 70,3\%$$

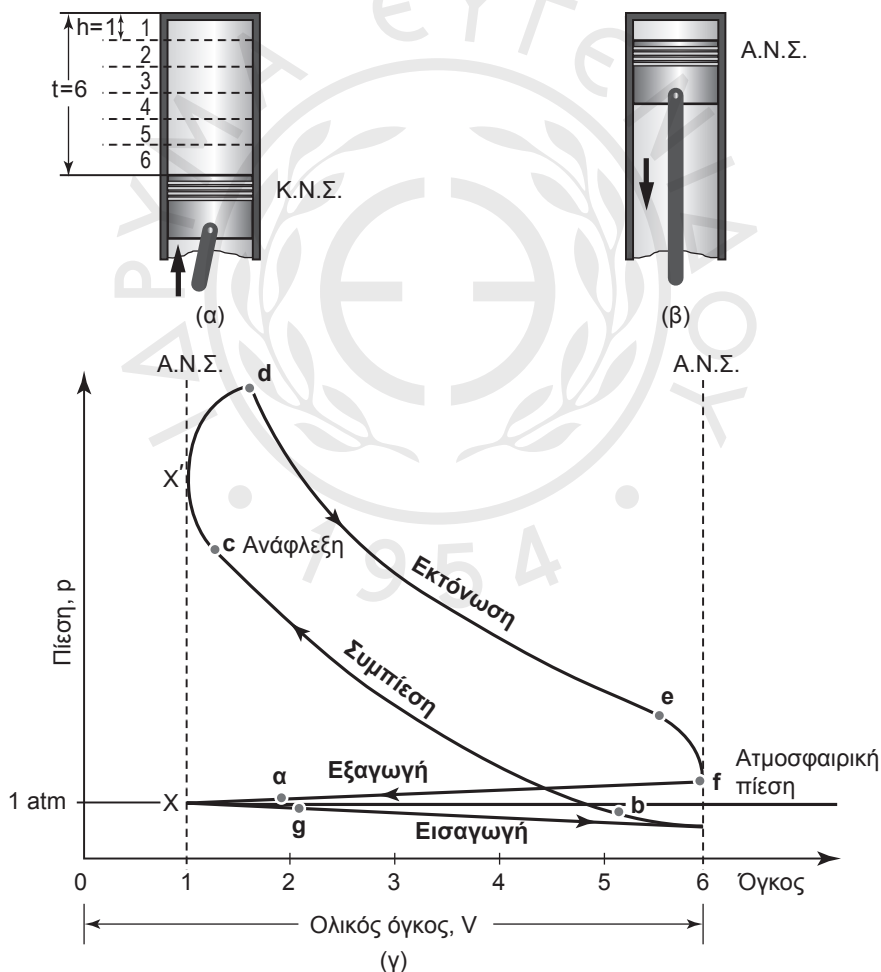
10.5 Πραγματικός θερμοδυναμικός κύκλος Diesel και Otto

Στα προηγούμενα καλύψαμε τους θεωρητικούς κύκλους των Diesel και Otto, που αποτελούν τη βάση της λειτουργίας των περισσότερων σημερινών μηχανών εσωτερικής καύσης. Οι πραγματικοί όμως κύκλοι, αυτοί δηλαδή που παρατηρούμε στις μηχανές Diesel και στις βενζινομηχανές, λειτουργούν με τροποποιημένες ορισμένες φάσεις των αντίστοιχων θεωρητικών κύκλων. Αυτό άλλωστε το αναμέναμε, αφού κατά την ανάλυση των κύκλων κάναμε ορισμένες παραδοχές, όπως π.χ. θεωρήσαμε τις διαδικασίες της εκτόνωσης και της συμπίεσης ισοεντροπικές, τον αέρα ως εργαζόμενο μέσο κ.ά., που στην πραγματική λειτουργία είναι πρακτικά αδύνατο να τις πέτυχουμε.

Έτσι, ενώ οι θεωρητικοί κύκλοι Otto και Diesel έχουν τη μορφή που φαίνεται στα σχήματα 10.8 και 10.7, οι αντίστοιχοι πραγματικοί κύκλοι είναι αυτοί που φαίνονται στα σχήματα 10.10 και 10.11. Στους τελευταίους, ορισμένες φάσεις της λειτουργίας τους έχουν σχηματικά σκόπιμα εκτονωθεί, για να δείξουμε τις αλλαγές μεταξύ των φάσεων, αλλά και για να τονίσουμε τις διαφορές που υπάρχουν μεταξύ των θεωρητικών και πραγματικών κύκλων.

Στο σχήμα 10.10 φαίνεται το διάγραμμα p - V ενός πραγματικού 4χρονου κύκλου μιας βενζινομηχανής μαζί με δύο διαφορετικές θέσεις του εμβόλου μέσα σ' έναν κύλινδρο. Στη θέση (α) το έμβολο βρίσκεται στο Κ.Ν.Σ., που στον 4χρονο κύκλο είναι η αρχή της συμπίεσης του αέρα ή της εξαγωγής των καυσαερίων. Στη θέση (β) το έμβολο βρίσκεται στο Α.Ν.Σ., που είναι η αρχή της εισαγωγής του αέρα ή της εκτόνωσης των καυσαερίων. Τη διαδρομή l , από το Κ.Ν.Σ. έως το Α.Ν.Σ., τη

δαιρέσαμε σε 6 ίσα μέρη, οπότε το έμβολο στη μετακίνησή του μεταξύ των δύο αυτών σημείων διάνυσε τα $5/6$ της απόστασης και ο όγκος του κυλίνδρου ελαττώθηκε στο $1/6$. Δηλαδή ο βαθμός συμπίεσης είναι $6:1$. Στο διάγραμμα p - V παρατηρούμε ότι η μία οριζόντια γραμμή παριστάνει την ατμοσφαιρική πίεση, ενώ η άλλη είναι η γραμμή του όγκου που την έχουμε διαιρέσει σε 6 ίσα μέρη, τα οποία αντιστοιχούν στις παραπάνω υποδιαιρέσεις του όγκου του κυλίνδρου. Η συνολική διαδρομή του εμβόλου είναι μεταξύ 1 και 6. Η φάση της εισαγωγής αρχίζει από το σημείο (α), όπου η πίεση είναι περίπου η ατμοσφαιρική. Παρατηρούμε ότι μετά το Κ.Ν.Σ. η πίεση είναι χαμηλότερη της ατμοσφαιρικής, πράγμα που διευκολύνει την εισαγωγή του μείγματος καυσίμου-αέρα μέσα στον κύλινδρο. Η εισαγωγή τελειώνει στο σημείο (β), όπου αρχίζει η φάση της συμπίεσης, η οποία συνεχίζεται μέχρι το Α.Ν.Σ. Η ανάφλεξη του μείγματος γίνεται στο σημείο (c), όπου αρχίζει η καύση. Παρατηρούμε ότι καύση δεν



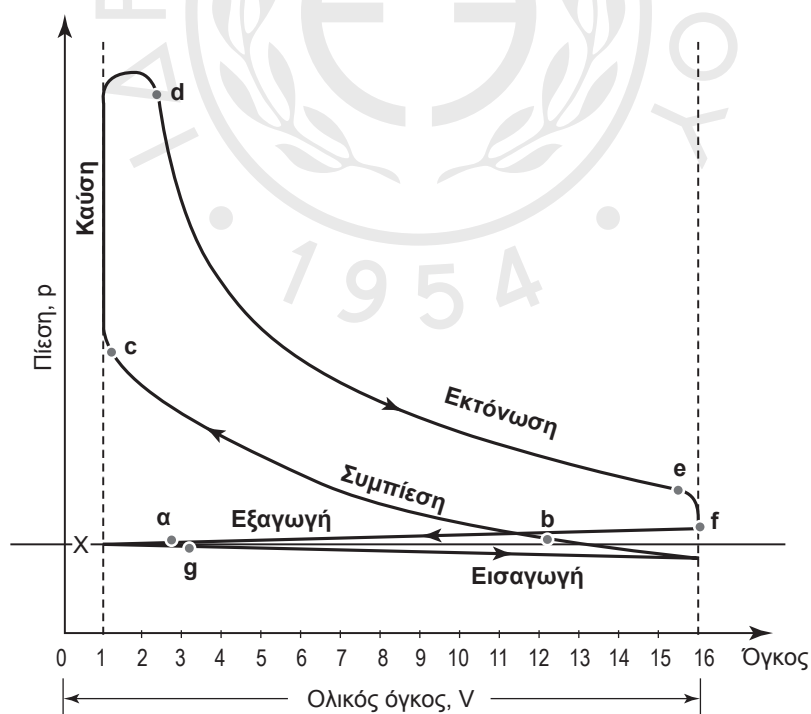
Σχ. 10.10

Διάγραμμα πίεσης - όγκου 4χρονης βενζινομηχανής: α) Αρχή συμπίεσης ή εξαγωγής, β) Αρχή εκτόνωσης ή εισαγωγής, γ) Διάγραμμα κύκλου

γίνεται με σταθερό όγκο, όπως συμβαίνει στον θεωρητικό κύκλο, αλλά αρχίζει πριν (σημείο c) και τελειώνει (σημείο d) μετά το Α.Ν.Σ. Στη διάρκεια της καύσης έχουμε επίσης αύξηση της πίεσης. Αυτή η πίεση δίνει την απαραίτητη δύναμη για να μετακινηθεί το έμβολο μέχρι το Κ.Ν.Σ. Στο σημείο (d) αρχίζει η φάση της εκτόνωσης, που τελειώνει στο σημείο (e). Η φάση της εξαγωγής αρχίζει λίγο πριν το Κ.Ν.Σ. (σημείο e) και η πίεση μειώνεται σταδιακά σε ατμοσφαιρική.

Ο πραγματικός κύκλος μιας 4χρονης μηχανής Diesel φαίνεται στο σχήμα 10.11. Στο διάγραμμα p - V την οριζόντια γραμμή του όγκου την υποδιαιρέσαμε σε 16 ίσα μέρη, πράγμα που σημαίνει ότι ο βαθμός συμπίεσης είναι 16:1. Ο υψηλότερος βαθμός συμπίεσης είναι απαραίτητος για να επιτύχουμε υψηλή θερμοκρασία, κατάλληλη για την αυτανάφλεξη του καυσίμου. Αν συγκρίνουμε τα διαγράμματα p - V του κύκλου της βενζινομηχανής (σχ. 10.10) και του κύκλου της μηχανής Diesel (σχ. 10.11), θα παρατηρήσουμε ότι όλες οι φάσεις είναι περίπου όμοιες, εκτός από εκείνη όπου γίνεται η καύση. Στον κύκλο Diesel το καύσιμο ψεκάζεται στη μηχανή στο σημείο (c), όπου αρχίζει αμέσως η καύση, και τελειώνει στο σημείο (d). Εδώ παρατηρούμε ότι η καύση γίνεται εν μέρει υπό σταθερό όγκο και εν μέρει υπό σταθερή πίεση.

Τα διαγράμματα p - V της βενζινομηχανής και της μηχανής Diesel, που λειτουργούν με βάση τον 2χρονο κύκλο, είναι όμοια με αυτά που περιγράψαμε πιο πάνω, εκτός από τις καμπύλες των φάσεων εισαγωγής και εξαγωγής που δεν υπάρχουν πια, γιατί οι δύο αυτές φάσεις γίνονται σε πολύ σύντομο χρονικό διάστημα κοντά στο Κ.Ν.Σ.



Σχ. 10.11

Διάγραμμα πίεσης - όγκου 4χρονης μηχανής Diesel

και δεν αντιπροσωπεύονται από πλήρεις διαδρομές του εμβόλου, όπως συμβαίνει στον 4χρονο κύκλο λειτουργίας. Έτσι, το διάγραμμα μιας 2χρονης μηχανής Diesel θα ήταν όμοιο με το διάγραμμα που σχηματίζουν τα σημεία f, b, c, d, e και f του σχήματος 10.11. Οι φάσεις της εισαγωγής και εξαγωγής εκτελούνται με κάποια επικάλυψη μεταξύ των σημείων e και b.

Με την παραπάνω σύντομη περιγραφή των πραγματικών κύκλων των βενζινομηχανών και μηχανών Diesel είδαμε τις διαφορές που εμφανίζονται, σε σχέση με τους θεωρητικούς κύκλους, στις φάσεις λειτουργίας τους. Οι σοβαρότερες αιτίες που προκαλούν τις διαφορές αυτές είναι:

α) Οι απώλειες της θερμότητας που αναπόφευκτα υπάρχουν σε όλη τη διάρκεια της λειτουργίας της μηχανής. Έχουμε π.χ. απώλεια θερμότητας προς το νερό που ψύχει τη μηχανή, όπως επίσης έχουμε απώλεια λόγω ακτινοβολίας. Επομένως οι φάσεις της συμπίεσης και εκτόνωσης δεν είναι αδιαβατικές.

β) Οι απώλειες εξαγωγής που οφείλονται στο γεγονός ότι οι βαλβίδες εξαγωγής ανοίγουν πριν από το Κ.Ν.Σ. και συνεπώς δεν έχουμε πλήρη εκμετάλλευση της φάσης της εκτόνωσης των καυσαερίων.

γ) Η αδυναμία να πέτυχουμε θεωρητικά την πλήρη καύση του μείγματος καυσίμου-αέρα.

Φυσική συνέπεια όλων αυτών είναι ο χαμηλότερος βαθμός απόδοσης των πραγματικών έναντι των θεωρητικών κύκλων. Ενδεικτικά θα αναφέρουμε ότι στις σημερινές μηχανές Diesel ο βαθμός απόδοσης κυμαίνεται μεταξύ 38 και 42%. Η υπόλοιπη θερμική ενέργεια του καυσίμου απορροφάται από την ενέργεια των καυσαερίων (~33%), από την ενέργεια του νερού ψύξης (~25%) και την κάθε μορφής ακτινοβολία (~2%).

Όπως είπαμε ήδη, ο βαθμός απόδοσης έχει άμεση σχέση με την ειδική κατανάλωση του καυσίμου της μηχανής, που υπολογίζεται από την εξίσωση:

$$b_e = \frac{3600}{\eta_{\theta} H_u} \text{ σε kg/kWh} \quad (10.10)$$

όπου H_u η κατώτερη θερμογόνος δύναμη του καυσίμου, σε kJ/kg.

10.6 Σύγκριση πραγματικών κύκλων βενζινομηχανής και Diesel

Γενικά, ως θερμική μηχανή, η μηχανή εσωτερικής καύσης και κυρίως η μηχανή Diesel, έχει τον μεγαλύτερο βαθμό απόδοσης από όλες τις άλλες θερμικές μηχανές. Γι' αυτό χρησιμοποιείται με επιτυχία σε πάρα πολλές και ποικίλες εφαρμογές. Ειδικότερα στην πρόωση των πλοίων η μηχανή Diesel έχει το προβάδισμα μεταξύ των άλλων μηχανών λόγω του μεγάλου βαθμού απόδοσης, που ξεπερνά το 40% για τις μεγάλες μηχανές.

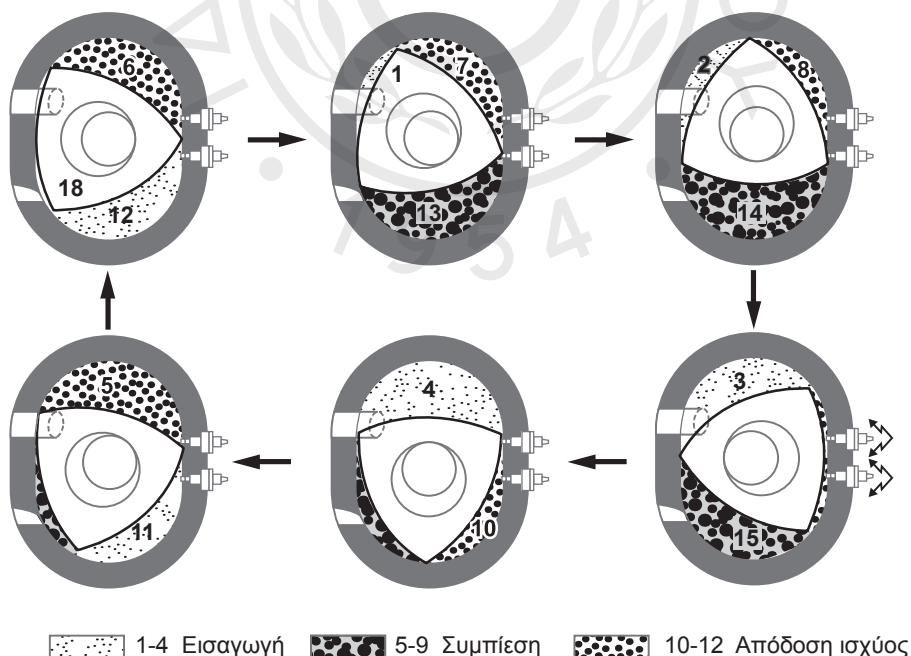
Η σύγκριση μεταξύ της βενζινομηχανής και της μηχανής Diesel γίνεται κυρίως σε ό,τι αφορά το πεδίο εφαρμογής. Η πρώτη πλεονεκτεί σε μικρές σχετικά ισχύς, 150 έως 380 kW, και σε πολύ υψηλές ταχύτητες, 4000 έως 6000 rpm. Επίσης είναι ελαφρότερη από τη δεύτερη. Σε ισχύς μέσου μεγέθους (μερικές εκατοντάδες kW) η βενζινομηχανή και η μηχανή Diesel έχουν κάποια επικάλυψη, ενώ για μεγάλες ισχύς η μηχανή Diesel έχει αποκλειστική εφαρμογή. Σήμερα η ναυτική μηχανή Diesel φθάνει ακόμη και την

ισχύ των 31000 kW με τη μορφή της βραδύστροφης 2χρονης μηχανής Diesel (100 - 150 rpm). Η ισχύς αυτή μειώνεται όσο μεγαλώνουν οι στροφές, οι οποίες φθάνουν τις 2000 rpm στις ταχύστροφες 4χρονες μηχανές Diesel ισχύος 3500 kW περίπου.

Τέλος το καύσιμο της μηχανής Diesel είναι φθηνότερο από το καύσιμο των βενζινομηχανών και αυτό είναι ιδιαίτερα σημαντικό στη σημερινή εποχή όπου αντιμετωπίζουμε κρίση στην ενέργεια.

10.7 Μηχανή Vankel

Στη μηχανή εσωτερικής καύσης που είδαμε προηγουμένως, η παλινδρομική κίνηση του εμβόλου μετατρέπεται με τη βοήθεια του διωστήρα σε περιστροφική κίνηση του στροφαλοφόρου άξονα. Στη μηχανή Vankel το έμβολο περιστρέφεται αντί να παλινδρομεί και έτσι η περιστροφική κίνηση του άξονα επιτυγχάνεται με απ' ευθείας σύνδεση του εμβόλου με αυτόν. Οι φάσεις της λειτουργίας της μηχανής Vankel είναι οι ίδιες με αυτές που προαναφέραμε, δηλαδή εισαγωγή, συμπίεση, εκτόνωση και εξαγωγή, όπως φαίνεται στο σχήμα 10.12. Παρατηρούμε ότι η μηχανή έχει λίγα κινούμενα μέρη, π.χ. αντί για βαλβίδες εισαγωγής και εξαγωγής έχει αντίστοιχες θυρίδες. Στις τρεις πλευρές του περιστρεφόμενου εμβόλου διάφορες διεργασίες εκτελούνται συγχρόνως. Έτσι το μείγμα καυσίμου-αέρα εισέρχεται στη μηχανή συνεχώς από το 1 στο 4. Στην κατάσταση 4 το έμβολο κλείνει τη θυρίδα εισαγωγής και έτσι αρχίζει η συμπίεση από το 5 στο 8. Στην κατάσταση 9 γίνεται η ανάφλεξη του μείγματος με τη βοήθεια σπινθηριστών και αρχίζει η καύση και εκτόνωση από το 10 στο



Σχ. 10.12
Φάσεις λειτουργίας μηχανής Vankel

12. Στη συνέχεια αποκαλύπτονται οι θυρίδες εξαγωγής και τα καυσάερια εξέρχονται στην ατμόσφαιρα από το 13 στο 18. Έτσι ολοκληρώνεται ο κύκλος λειτουργίας. Εδώ παρατηρούμε ότι σε κάθε περιστροφή του εμβόλου έχουμε τρεις φάσεις εκτόνωσης, πράγμα που σημαίνει ότι η μηχανή αποτελεί μία πολύ συμπαγή μονάδα παραγωγής ισχύος.

Ένα από τα προβλήματα αυτής της μηχανής είναι η δύσκολη στεγανοποίηση των χώρων μεταξύ των άκρων του εμβόλου και του σώματος της μηχανής.

Επίσης, η καύση είναι ατελής και έτσι τα καυσάερια περιέχουν μεγάλη σχετικά ποσότητα άκαυστου μείγματος. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα τη μείωση του ολικού βαθμού απόδοσης σε σύγκριση με τις προηγούμενες μηχανές. Παρ' όλα αυτά η μεγάλη ισχύς που παράγεται στη μονάδα του όγκου της μηχανής καθιστά τη μηχανή Vankel ενδιαφέρουσα για μερικές εφαρμογές (μηχανές αυτοκινήτων κ.λπ.).

10.8 Ασκήσεις

1. Μία μηχανή Diesel λειτουργεί με αέρα (σχ. 10.7) και παίρνει σε κάθε κύκλο θερμότητα 28,5 kJ/kg. Στην αρχή της συμπίεσης έχει πίεση 100 kN/m², θερμοκρασία 305 K και όγκο 0,0425 m³. Στη φάση όπου δίνεται η θερμότητα, η πίεση είναι 3450 kN/m². Ζητούνται: α) τα p , V , T σε κάθε σημείο του κύκλου, β) το έργο και γ) ο βαθμός απόδοσης.

(Απ.: α) $V_2 = 0,0034 \text{ m}^3$, $V_3 = 0,0039 \text{ m}^3$, $p_4 = 105 \text{ kN/m}^2$
 $T_2 = 839 \text{ K}$, $T_3 = 867 \text{ K}$, $T_4 = 319 \text{ K}$, β) 18,1 kJ/kg, γ) 63,4%)

2. Σε έναν κύκλο Diesel (σχ. 10.7) ο βαθμός συμπίεσης είναι 7:1. Ο λόγος $V_3/V_2 = 2,5$. Στην αρχή της συμπίεσης ο αέρας έχει πίεση 100 kPa και θερμοκρασία 27°C. Να προσδιοριστεί: α) Το ποσό της θερμότητας που δίνεται στον κύκλο ανά μονάδα μάζας και β) ο βαθμός απόδοσης.

(Απ.: α) 984 kJ/kg, β) 43%)

3. Ένας κύκλος Otto λειτουργεί με αέρα και έχει βαθμό συμπίεσης 8. Στην αρχή της φάσης της συμπίεσης η πίεση του αέρα είναι 1 bar και η θερμοκρασία 25°C. Η θερμότητα που προσδίδεται είναι 1547 kJ/kg. Ζητείται: α) Να προσδιοριστούν όλα τα σημεία του κύκλου και β) ο βαθμός απόδοσης.

(Απ.: α) — β) 56,5%)

4. Στον κύκλο αέρα μιας βενζινομηχανής (σχ. 10.8) γνωρίζουμε τα εξής στοιχεία:
 $p_1 = 101 \text{ kPa}$, $T_1 = 333 \text{ K}$, $V_1 = 0,28 \text{ m}^3$, $T_3 = 2000 \text{ K}$, $r = 5$. Να προσδιοριστούν: α) Τα υπόλοιπα σημεία του κύκλου, β) ο βαθμός απόδοσης, γ) η θερμότητα που χάνεται και δ) η θερμότητα που δίνεται στον κύκλο.

(Απ.: α) — β) 47,5%, γ) 152 kJ/kg, δ) 290 kJ/kg)

5. Σε έναν κύκλο Diesel ο αέρας συμπιέζεται ισοεντροπικά από 27°C και πίεση 1 bar σε πίεση 37 bar. Στη φάση της εξαγωγής (αφαίρεση θερμότητας) η αλλαγή της εντροπίας του αέρα είναι -0,3853 kJ/kg. Ζητείται: α) Η θερμότητα που δίνεται στη μονάδα μάζας, β) ο βαθμός απόδοσης και γ) η μέγιστη θερμοκρασία του κύκλου.

(Απ.: α) 800 kJ/kg, β) 58%, γ) 1394°C)

6. Μία μηχανή Diesel εργάζεται με αέρα επάνω στον μικτό κύκλο (σχ. 10.9). Η ισοεντροπική συμπίεση αρχίζει με 100 kPa και 300 K. Ο βαθμός συμπίεσης είναι 13:1, η μέγιστη θερμοκρασία 2750 K και η μέγιστη πίεση 6890 kPa. Να προσδιοριστεί: α) Το έργο που δίνει ο κύκλος ανά kg αέρα, β) η θερμότητα που δίνεται ανά kg αέρα και γ) ο βαθμός απόδοσης.

(Απ.: α) 1039 kJ/kg, β) 1705 kJ/kg, γ) 61%)

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΕΝΔΕΚΑΤΟ

Αεριοστρόβιλοι



11.1 Γενικά

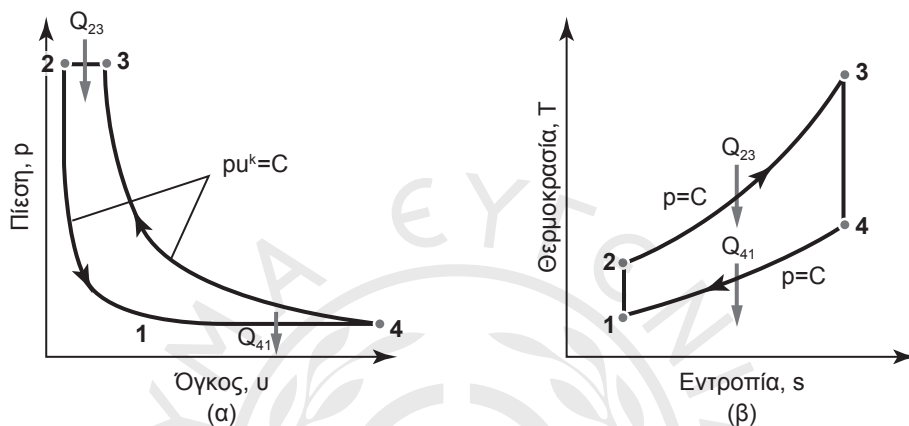
Ο αεριοστρόβιλος, η εφαρμογή του οποίου γνώρισε ανάπτυξη κυρίως από τον Β΄ Παγκόσμιο Πόλεμο, αποτελεί μαζί με τον ατμοστρόβιλο και τη μηχανή Diesel, άλλη μία μορφή κινητήριας μηχανής. Με την πάροδο του χρόνου η απόδοσή του βελτιώθηκε σημαντικά και το κόστος εγκατάστασης και λειτουργίας του μειώθηκε, σε σημείο ώστε να αρχίσει να συναγωνίζεται τις άλλες δύο κινητήριες μηχανές (ατμοστρόβιλος, μηχανή Diesel) στην πρόωση των πλοίων και στην κίνηση ορισμένων βοηθητικών μηχανημάτων, όπως γεννήτριες, αντλίες κ.λπ. Βέβαια ακόμη και σήμερα εξακολουθούν να γίνονται αλλαγές και βελτιώσεις στον αεριοστρόβιλο, με σκοπό την παραπέρα βελτίωσή του και αύξηση του συναγωνισμού, παρ' όλο ότι, για ορισμένες εφαρμογές, ο αεριοστρόβιλος αποτελεί την καλύτερη λύση. Π.χ. ένας σοβαρός παράγοντας που ευνοεί τη χρησιμοποίηση του αεριοστρόβιλου είναι ότι αποτελεί μία πολύ συμπαγή και ελαφριά μονάδα, σε αντίθεση με τον ατμοστρόβιλο, που καταλαμβάνει μεγάλη έκταση και είναι πολύ βαρύτερος.

Τον αεριοστρόβιλο θα τον μελετήσουμε με τον ίδιο τρόπο που ήδη μελετήσαμε τις δύο προηγούμενες μηχανές. Θα δώσουμε δηλαδή πρώτα μία σύντομη περιγραφή του κύκλου επάνω στον οποίο βασίζεται η λειτουργία του αεριοστρόβιλου, θα δούμε στη συνέχεια τις μονάδες από τις οποίες αποτελείται (μηχανικός κύκλος) και τέλος θα κάνουμε τη θερμοδυναμική ανάλυση για να βρούμε τα στοιχεία του κύκλου, όπως το έργο που παράγει, τη θερμότητα που χρειάζεται, τον βαθμό απόδοσης κ.λπ.

11.2 Ο κύκλος Brayton

Ο αεριοστρόβιλος λειτουργεί με βάση τον θεωρητικό κύκλο Brayton, που είναι ένας ακόμη κύκλος αέρα, όπως της μηχανής Diesel κ.λπ. Τα διαγράμματα p - u και T - s του κύκλου αυτού φαίνονται στο σχήμα 11.1. Όπως βλέπουμε, ο κύκλος αποτελείται από δύο διεργασίες με σταθερή πίεση, όπου δίνεται και αφαιρείται θερμότητα 2 - 3 και 4 - 1 αντίστοιχα, και από δύο ισοεντροπικές διεργασίες, της συμπίεσης 1 - 2 και της εκτόνωσης 3 - 4, όπου παράγεται το έργο. Ο κύκλος μπορεί να θεωρηθεί κλειστός ή ανοικτός. Στην πρώτη περίπτωση η αφαίρεση της θερμότητας γίνεται καθώς ο αέρας περνά μέσα από έναν εναλλάκτη θερμότητας, σαν το ψυγείο ατμού που είδαμε στην εγκατάσταση του ατμοστρόβιλου, οπότε ο μηχανικός κύκλος έχει τη μορφή του σχήματος 11.2. Στη δεύτερη περίπτωση η αφαίρεση της θερμότητας γίνεται με την εξαγωγή του ζεστού αέρα στο περιβάλλον και την αναπλήρωσή του

από καινούργιο αέρα με ατμοσφαιρικές συνθήκες. Ο μηχανικός κύκλος έχει τότε τη μορφή του σχήματος 11.3. Η διάταξη του ανοικτού κύκλου είναι η μόνη που εφαρμόζεται στην πρόωση των πλοίων. Αντίθετα, η διάταξη του κλειστού κύκλου σπάνια εφαρμόζεται και τη συναντάμε κυρίως σε πυρηνικές εγκαταστάσεις. Ανεξάρτητα από τον τρόπο αφαίρεσης της θερμότητας, η θερμοδυναμική ανάλυση του κύκλου Brayton είναι η ίδια και για τις δύο περιπτώσεις.



Σχ. 11.1

Κύκλος αέρα Brayton: α) Σχεδιάγραμμα p - u και β) σχεδιάγραμμα T - s

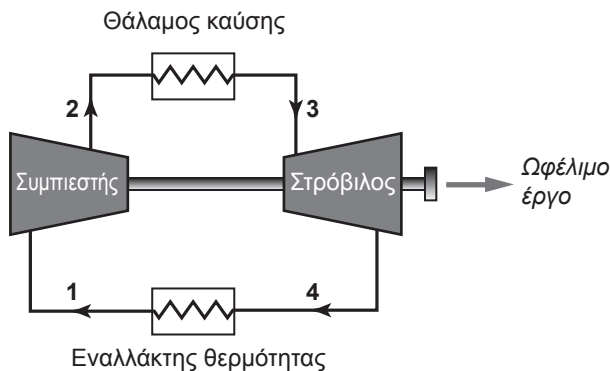
11.2.1 Περιγραφή μηχανικού κύκλου

Όπως φαίνεται και από τα σχήματα 11.2 και 11.3, οι τρεις βασικές μονάδες ενός αεριοστροβίλου είναι ο **συμπιεστής**, ο **θάλαμος καύσης** και ο **στρόβιλος**. Και οι τρεις αυτές μονάδες βρίσκονται μέσα σε ένα κέλυφος, όπως φαίνεται στο σχήμα 11.4. Φυσικά υπάρχουν και διάφορα άλλα εξαρτήματα, απαραίτητα για τη λειτουργία του αεριοστροβίλου, που έχουν δευτερεύουσα σημασία και δεν ενδιαφέρουν τη θερμοδυναμική ανάλυση του κύκλου. Ο αεριοστρόβιλος, με δυο λόγια, λειτουργεί ως εξής: ο συμπιεστής συμπιέζει τον ατμοσφαιρικό αέρα που εισέρχεται στον θάλαμο καύσης για την καύση του καυσίμου και, στη συνέχεια, τα καυσαέρια εκτονώνονται στον στρόβιλο και αποβάλλονται από εκεί στην ατμόσφαιρα.

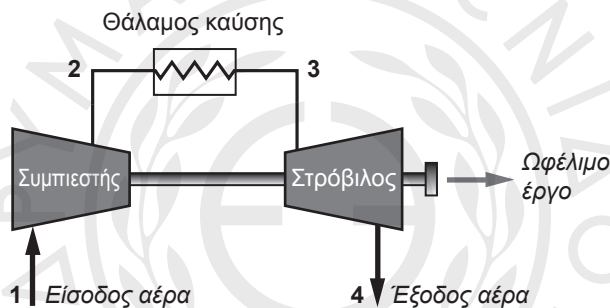
Συμπιεστής

Ο συμπιεστής αναρροφά ατμοσφαιρικό αέρα (σημείο 1, σχ. 11.3) και τον συμπιέζει σε πίεση μερικών ατμοσφαιρών (σημείο 2). Ένα μέρος του συμπιεσμένου αέρα, που ονομάζεται **πρωτεύων αέρας**, εισέρχεται μέσα στον θάλαμο καύσης όπου αναμειγνύεται με το καύσιμο. Ο υπόλοιπος αέρας, που ονομάζεται **δευτερεύων αέρας**, αναμειγνύεται με τα προϊόντα της καύσης, δηλαδή τα καυσαέρια, και έχει ως σκοπό να τα ψύξει σε θερμοκρασία κατάλληλη ώστε να μπορούν να μπουν μέσα στον στρόβιλο χωρίς να προκαλέσουν υπερθέρμανση των πτερυγών του.

Ο συμπιεστής, που παίρνει κίνηση από τον στρόβιλο (σχ. 11.2 και 11.3), μπορεί



Σχ. 11.2
Κλειστός κύκλος αεριοστρόβιλου



Σχ. 11.3
Ανοικτός κύκλος αεριοστρόβιλου

να είναι αξονικός, όπως αυτός που είναι εγκατεστημένος στον αεριοστρόβιλο του σχήματος 11.4, ή κεντρόφυγος. Ο πρώτος έχει καλύτερο βαθμό απόδοσης από τον δεύτερο, αλλά είναι υψηλό το κόστος αγοράς του. Η εκλογή του τύπου του συμπιεστή είναι ζήτημα ξεχωριστής μελέτης και δεν μας αφορά. Στο σχήμα 11.5 φαίνεται το στροφείο ενός κεντρόφυγου αεροσυμπιεστή.

Θάλαμος καύσης

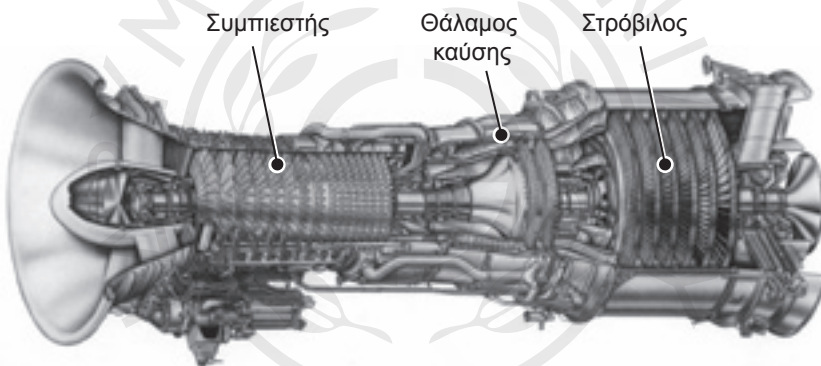
Στον θάλαμο καύσης δίνεται το καύσιμο που αναμειγνύεται με τον συμπιεσμένο αέρα. Ακολουθεί η καύση του μείγματος αέρα-καυσίμου, δηλαδή η πρόσδοση της θερμότητας (από το σημείο 2 στο σημείο 3, σχ. 11.3). Ο θάλαμος καύσης, που φαίνεται στο σχήμα 11.6, αποτελείται από ένα κέλυφος, ένα διάτρητο εσωτερικό περίβλημα, ένα ακροφύσιο καυσίμου (καυστήρας) και ένα σύστημα για την αρχική ανάφλεξη. Ο αριθμός των θαλάμων καύσης που χρησιμοποιούνται σε έναν αεριοστρόβιλο ποικίλλει· υπάρχουν αεριοστρόβιλοι με έναν μόνο θάλαμο καύσης, υπάρχουν όμως και με δεκαέξι. Ο αέρας της καύσης εισέρχεται στον χώρο καύσης από το

διάτρητο περίβλημα και αποτελεί περίπου το ένα τέταρτο του συνολικού αέρα που έρχεται από τον συμπιεστή. Ο υπόλοιπος αέρας κυκλοφορεί μεταξύ κελύφους και περιβλήματος και, όπως είπαμε, χρησιμεύει για την ψύξη των καυσαερίων. Κάθε θάλαμος έχει τον δικό του καυστήρα, που λειτουργεί ανεξάρτητα από τους άλλους. Η αρχική ανάφλεξη γίνεται από σπινθηριστή, ο οποίος σταματά να λειτουργεί όταν αρχίσει η καύση. Ο θάλαμος καύσης έχει τον καλύτερο βαθμό απόδοσης από όλες τις μονάδες του αεριοστροβίλου. Η απόδοσή του κυμαίνεται μεταξύ 95 και 98%.

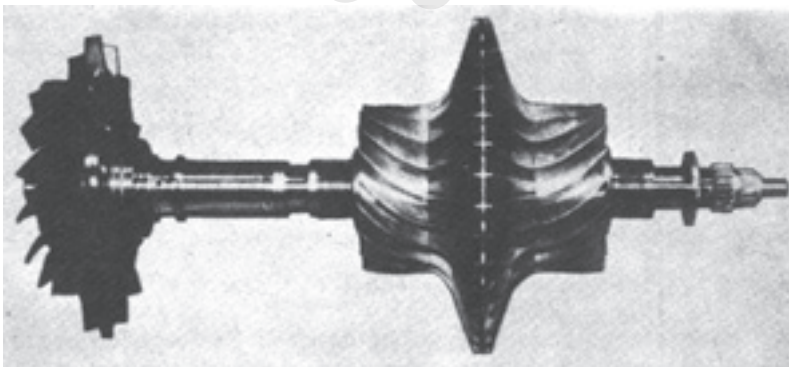
Στρόβιλος

Μετά την έξοδό τους από τον θάλαμο καύσης, τα προϊόντα της καύσης εισέρχονται στον στρόβιλο όπου και εκτονώνονται μέχρι την ατμοσφαιρική πίεση, αποδίδοντας το απαραίτητο έργο (από το σημείο 3 στο σημείο 4). Έτσι έχουμε μετατροπή της θερμικής ενέργειας σε μηχανική (έργο).

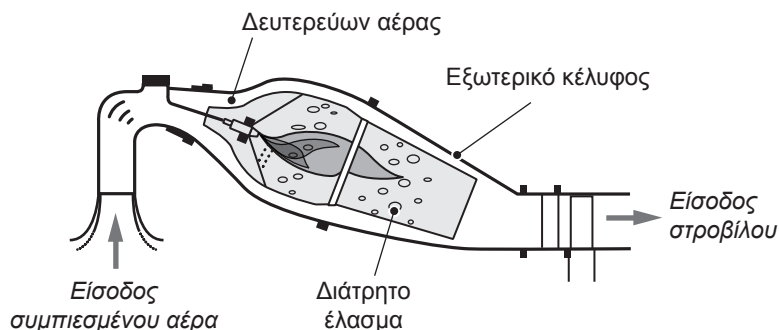
Στη θεωρία, τη σχεδίαση και τα λειτουργικά χαρακτηριστικά, ο στρόβιλος ενός αεριοστροβίλου είναι όμοιος με τον στρόβιλο μιας εγκατάστασης ατμοστροβίλου, που



Σχ. 11.4
Διαμήκης τομή ενός αεριοστροβίλου



Σχ. 11.5
Κεντρόφυγος συμπιεστής ενός αεριοστροβίλου



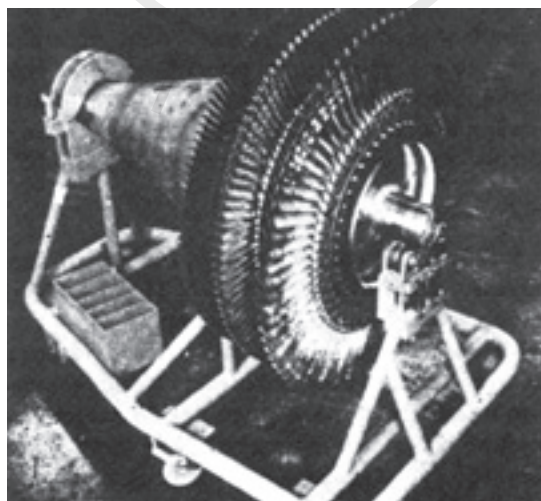
Σχ. 11.6

Θάλαμος καύσης ενός αεριοστροβίλου

ήδη αναφέραμε, με μόνη διαφορά ότι το υλικό των πτερυγίων του αεριοστροβίλου πρέπει να έχει πολύ υψηλότερη αντοχή στη θερμοκρασία.

Στον αεριοστροβίλο, το τμήμα του στροβίλου βρίσκεται αμέσως μετά την έξοδο του θαλάμου καύσης, όπως φαίνεται στο σχήμα 11.4. Αποτελείται από το σταθερό και το κινητό μέρος. Στο σταθερό υπάρχουν τα προφύσια, τα οποία μετατρέπουν την υψηλή πίεση των καυσαερίων (δυναμική ενέργεια) σε ταχύτητα (κινητική ενέργεια)· στο σταθερό μέρος υπάρχουν επίσης τα οδηγητικά πτερύγια, τα οποία απλώς κατευθύνουν τη μάζα των καυσαερίων στα πτερύγια του κινητού μέρους με ορισμένη γωνία. Το κινητό μέρος αποτελείται από τον άξονα, επάνω στον οποίο είναι στερεωμένα τα πτερύγια (σχ. 11.7).

Τα καυσάερια, καθώς εξέρχονται από τα προφύσια του σταθερού μέρους, προσπίπτουν επάνω στα πτερύγια του κινητού μέρους και προκαλούν την περιστροφή του στροβίλου με μεγάλη ταχύτητα. Ο άξονας του στροβίλου συνδέεται, μέσω μειω-



Σχ. 11.7

Κινητό τμήμα στροβίλου ενός αεριοστροβίλου

τήρα στροφών, με τον ελικοφόρο άξονα, όταν ο αεριοστρόβιλος χρησιμοποιείται για την πρόωση ενός πλοίου, ή με τον άξονα γεννήτριας, όταν χρησιμοποιείται για την παραγωγή ηλεκτρικής ενέργειας.

Ένα μέρος της μηχανικής ενέργειας που δίνει ο στρόβιλος χρησιμεύει για την κίνηση του συμπιεστή. Έτσι, επάνω στον άξονα του στροβίλου είναι επίσης συνδεδεμένος και ο άξονας του συμπιεστή, όπως φαίνεται στο σχήμα 11.3.

Η τοποθέτηση του μειωτήρα στροφών μεταξύ του άξονα του στροβίλου και του ελικοφόρου άξονα είναι απαραίτητη, γιατί η περιστροφική ταχύτητα του στροβίλου είναι μερικών δεκάδων χιλιάδων στροφών, ενώ της έλικας ή της γεννήτριας μερικών εκατοντάδων στροφών.

Μετά τον στρόβιλο, τα καυσαέρια οδηγούνται στην ατμόσφαιρα, κλείνοντας έτσι τον κύκλο λειτουργίας του αεριοστροβίλου.

Ο μηχανικός κύκλος του αεριοστροβίλου που μόλις περιγράψαμε είναι η πιο απλή μορφή που συναντάμε στην πράξη. Πιο κάτω θα δούμε ότι, για τη βελτίωση του βαθμού απόδοσης της εγκατάστασης, προστίθενται και άλλες μονάδες. Τα καυσαέρια π.χ. πριν χαθούν στην ατμόσφαιρα, περνούν πρώτα από έναν προθερμαντήρα αέρα, όπου δίνουν ένα μέρος της θερμικής τους ενέργειας που είναι ακόμη αρκετά υψηλή, αν λάβει κανείς υπόψη του ότι στην έξοδο του στροβίλου έχουν θερμοκρασία γύρω στους 500 °C.

11.2.2 Ανάλυση θερμοδυναμικού κύκλου

Θεωρούμε ότι ο θεωρητικός θερμοδυναμικός κύκλος του αεριοστροβίλου ή ο κύκλος Brayton (σχ. 11.1) είναι ανοικτός (σχ. 11.3) και λειτουργεί με αέρα που ακολουθεί τους νόμους του τέλειου αερίου.

Ο κύκλος αρχίζει από το σημείο 1 (σχ. 11.1), όπου ο αέρας με ατμοσφαιρικές συνθήκες εισέρχεται στον συμπιεστή και συμπιέζεται ισοεντροπικά μέχρι το σημείο 2. Από το σημείο αυτό και μέχρι το σημείο 3 προσδίδεται στον αέρα θερμότητα με σταθερή πίεση, που αντιστοιχεί με τη φάση της παροχής καυσίμου και την ανάφλεξη του μείγματος αέρα-καυσίμου στον θάλαμο καύσης. Από το σημείο 3 αρχίζει η ισοεντροπική εκτόνωση του αέρα (στην πραγματικότητα των καυσαερίων) μέσα στον στρόβιλο, η οποία δίνει το έργο. Η εκτόνωση ολοκληρώνεται στο σημείο 4, όπου αρχίζει η απόρριψη ενός μέρους της θερμότητας του αέρα μέχρι να φτάσει στην κατάσταση του ατμοσφαιρικού αέρα που αντιστοιχεί στο σημείο 1. Έτσι ολοκληρώνεται ο θεωρητικός κύκλος λειτουργίας του αεριοστροβίλου.

Το ωφέλιμο έργο του κύκλου στη μονάδα του χρόνου (ισχύς) προκύπτει αν από το έργο του στροβίλου αφαιρέσουμε το έργο που παίρνει ο συμπιεστής. Δηλαδή:

$$\dot{W} = \dot{W}_t - \dot{W}_c \quad (11.1)$$

όπου: $\dot{W}_t$ η ισχύς του στροβίλου σε W και

$\dot{W}_c$ η ισχύς του αεροσυμπιεστή σε W.

Αλλά από τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο σε ανοικτά συστήματα, εξίσωση (6.31), για ισοεντροπική εκτόνωση στον στρόβιλο ($\dot{Q} = 0$) και αμελητέα τη δυναμική

και κινητική ενέργεια, το έργο που παράγεται στον στρόβιλο στη μονάδα του χρόνου είναι:

$$\dot{W}_t = \dot{m}(h_3 - h_4) \quad (11.2)$$

όπου $\dot{m}$ είναι η παροχή μάζας του εργαζόμενου μέσου.

Επειδή έχουμε θεωρήσει ότι το εργαζόμενο μέσο είναι αέρας (τέλειο αέριο), τότε, με βάση την εξίσωση (6.8), η εξίσωση (11.2) γράφεται ως:

$$\dot{W}_t = \dot{m}c_p(T_3 - T_4) \quad (11.2a)$$

Για την ισχύ του αεροσυμπιεστή ισχύουν αντίστοιχες σχέσεις. Έχουμε δηλαδή:

$$\dot{W}_c = \dot{m}(h_2 - h_1) = \dot{m}c_p(T_2 - T_1) \quad (11.3)$$

Αντικαθιστώντας τις εξισώσεις (11.2a) και (11.3) στην εξίσωση (11.1), παίρνουμε:

$$\dot{W} = \dot{m}(h_3 + h_1 - h_4 - h_2) = \dot{m}c_p(T_3 + T_1 - T_4 - T_2) \quad (11.4)$$

Επίσης η θερμότητα που προσδίνεται με σταθερή πίεση είναι, εξίσωση (6.8):

$$\dot{Q} = \dot{m}(h_3 - h_1) = \dot{m}c_p(T_3 - T_2) \quad (11.5)$$

οπότε ο θερμικός βαθμός απόδοσης του κύκλου είναι ίσος με:

$$\eta_\theta = \frac{\dot{W}}{\dot{Q}} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} \quad (11.6)$$

Ορίζουμε τον λόγο πίεσης r_p ως:

$$r_p = \frac{p_2}{p_1} \quad (11.7)$$

οπότε, από την ισοεντροπική εκτόνωση και συμπίεση, προκύπτει ότι:

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{T_3}{T_4} \quad (11.8)$$

Μετα από αντικαταστάσεις στην εξίσωση (11.6) έχουμε:

$$\eta_\theta = 1 - \frac{1}{r_p^{(k-1)/k}} \quad (11.9)$$

Έτσι, στον κύκλο Brayton ο βαθμός απόδοσης η_θ είναι συνάρτηση του λόγου πίεσης r_p . Όσο ο r_p μεγαλώνει, τόσο αυξάνει ο βαθμός απόδοσης του κύκλου. Τα όρια αύξησης του r_p , βέβαια, δεν είναι απεριορίστα όπως κι αλλού είπαμε, καθορίζονται από τα όρια αντοχής των υλικών του συμπιεστή.

Ένα από τα πιο σοβαρά προβλήματα που συνάντησαν οι κατασκευαστές των αεριοστροβίλων ήταν ο πολύ χαμηλός βαθμός απόδοσης του συμπιεστή, που δεν ήταν παραπάνω από το 60%. Η απόδοση του στροβίλου ήταν βέβαια μεγαλύτερη,

αλλά, λόγω της κίνησής του από τον στρόβιλο, ο συμπιεστής απορροφούσε όλο το έργο που έδινε ο στρόβιλος, οπότε το ωφέλιμο έργο του αεριοστρόβιλου ήταν ασήμαντο. Μετα από έρευνες, κατορθώθηκε να βελτιωθεί ο βαθμός απόδοσης του συμπιεστή και του στρόβιλου και έτσι σήμερα μπορούμε και μιλάμε για βαθμό απόδοσης του συμπιεστή μεταξύ 75 και 90% και του στρόβιλου 78 και 91%.

Οι παραπάνω βαθμοί απόδοσης του συμπιεστή η_c και του στρόβιλου η_t μάς λένε, όπως ξέρουμε, τι ποσοστό της θεωρητικής διεργασίας (συμπύεση και εκτόνωση) είναι δυνατό να πέτυχουμε στην πράξη. Οι εξισώσεις που ορίζουν τους βαθμούς αυτούς είναι:

$$\eta_c = \frac{h_2 - h_1}{(h_2 - h_1)_\pi} = \frac{h_2 - h_1}{h_2' - h_1} \quad (11.10)$$

$$\eta_t = \frac{(h_3 - h_4)_\pi}{h_3 - h_4} = \frac{h_3 - h_4'}{h_3 - h_4} \quad (11.11)$$

Στο σχήμα 11.8 φαίνονται παραστατικά οι θεωρητικές και πραγματικές καταστάσεις του αέρα μετά τη συμπύεση στον συμπιεστή και την εκτόνωση στον στρόβιλο. Παρατηρούμε ότι, στην πραγματικότητα, στην έξοδο του συμπιεστή ο αέρας έχει υψηλότερη ενθαλπία h_2' , από τη θεωρητική h_2 , πράγμα που σημαίνει ότι η θερμοκρασία T_2' είναι μεγαλύτερη από την T_2 , ενώ η πίεση παραμένει η ίδια. Το ίδιο ακριβώς συμβαίνει στην έξοδο του στρόβιλου, όπου η πραγματική θερμοκρασία T_4' είναι μεγαλύτερη από τη θεωρητική T_4 .

Παράδειγμα 1

Ένας κύκλος Brayton λειτουργεί με αέρα ($k = 1,4$), ο οποίος στην είσοδο του συμπιεστή έχει θερμοκρασία 27°C και πίεση 10^5 N/m^2 . Ο λόγος πίεσης είναι 10 και η μέγιστη θερμοκρασία του κύκλου είναι 1127°C . Να προσδιοριστεί: α) Η πίεση και η θερμοκρασία σε κάθε σημείο του κύκλου, β) το έργο του συμπιεστή και του στρόβιλου ανά μονάδα μάζας και γ) ο θερμικός βαθμός απόδοσης του κύκλου.

Λύση

Από την εξίσωση (11.7) έχουμε:

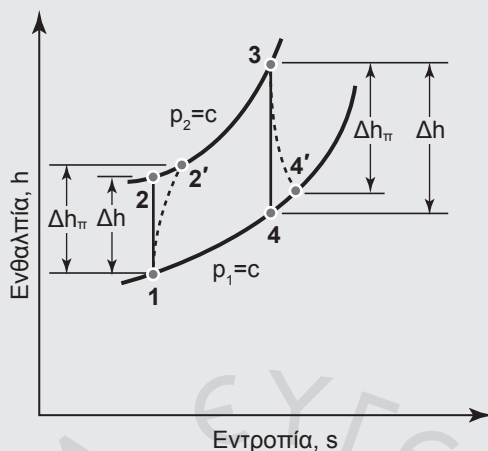
$$p_2 = r_p p_1 = 10 \times 10^5 = 10^6 \text{ N/m}^2$$

αλλά από την εξίσωση (6.21) για αδιαβατική διεργασία (συμπύεση 1 - 2),

$$T_2 = T_1 r_p^{(k-1)/k} = 300 \times 10^{0,29} = 585 \text{ K ή } 312^\circ\text{C}$$

Από το σχήμα 11.1, $p_2 = p_3 = 10^6 \text{ N/m}^2$ και $p_4 = p_1 = 10^5 \text{ N/m}^2$

Επίσης: $T_3 = T_{\max} = 1127 + 273 = 1400 \text{ K}$

**Σχ. 11.8**

Θεωρητική και πραγματική κατάσταση του αέρα στην έξοδο του συμπιεστή και του στροβίλου ενός αεριοστροβίλου

Για την αδιαβατική διεργασία 3 - 4 (εκτόνωση), έχουμε:

$$T_4 = T_3 \left(\frac{p_4}{p_3} \right)^{(k-1)/k} = 1400 \left(\frac{10^5}{10^6} \right)^{0,29} = 718 \text{ K ή } 445^\circ\text{C}$$

Από τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο, για κάθε μονάδα του κύκλου ανά μονάδα μάζας του εργαζόμενου μέσου, έχουμε:

Έργο του συμπιεστή:

$$w_c = h_2 - h_1 = c_p (T_2 - T_1) = 1,0047 \times (585 - 300) = 286,3 \text{ kJ/kg}$$

Έργο του στροβίλου:

$$w_t = h_3 - h_4 = c_p (T_3 - T_4) = 1,0047 \times (1400 - 718) = 685,2 \text{ kJ/kg}$$

Ωφέλιμο έργο:

$$w = w_t - w_c = 685,2 - 286,3 = 398,9 \text{ kJ/kg}$$

Παροχή θερμότητας:

$$q = h_3 - h_2 = c_p (T_3 - T_2) = 1,0047 \times (1400 - 585) = 818,8 \text{ kJ/kg}$$

οπότε ο βαθμός απόδοσης της εγκατάστασης είναι:

$$\eta_\theta = \frac{398,9}{818,8} = 0,487 \text{ ή } 48,7\%$$

Τον βαθμό απόδοσης μπορούμε επίσης να βρούμε από την εξίσωση (11.9):

$$\eta_{\theta} = 1 - \frac{1}{r_p^{(k-1)/k}} = 1 - \frac{1}{10^{0,29}} = 0,487 \text{ ή } 48,7\%$$

Παράδειγμα 2

Ένας κύκλος Brayton λειτουργεί με αέρα ($k = 1,4$), ο οποίος στην είσοδο του συμπιεστή έχει πίεση 1 bar και θερμοκρασία 27°C. Ο λόγος πίεσης είναι 10 και η μέγιστη θερμοκρασία του κύκλου είναι 1127°C. Ο συμπιεστής και ο στρόβιλος έχουν βαθμό απόδοσης 85% και υπάρχει μία πτώση της πίεσης του αέρα κατά 0,27 bar από την έξοδο του συμπιεστή μέχρι την είσοδο του στροβίλου. Να προσδιοριστεί: α) Η πίεση και η θερμοκρασία σε κάθε σημείο του κύκλου, β) το έργο του συμπιεστή, το έργο του στροβίλου και ο βαθμός απόδοσης. Επίσης να συγκριθούν τα αποτελέσματα του ερωτήματος (β) με τα αντίστοιχα του παραδείγματος 1.

Λύση

α) Γνωρίζουμε ότι $p_1 = 1 \text{ bar}$, $T_1 = 300 \text{ K}$, $T_3 = T_{\max} = 1400 \text{ K}$.

Από το προηγούμενο παράδειγμα, για αδιαβατική συμπίεση 1 - 2 (σχ. 11.8), έχουμε $T_2 = 585 \text{ K}$. Αλλά για τον συμπιεστή, από την εξίσωση (11.10):

$$\eta_c = \frac{h_2 - h_1}{h_2' - h_1} = \frac{c_p(T_2 - T_1)}{c_p(T_2' - T_1)}$$

και αντικαθιστώντας τις αριθμητικές τιμές $0,85 = \frac{585 - 300}{T_2' - 300}$
από όπου προκύπτει ότι:

$$T_2' = 635,3 \text{ K ή } 362,30^\circ\text{C}$$

$$p_2' = p_2 = 10^6 \text{ N/m}^2,$$

και λόγω της πτώσης πίεσης:

$$p_3 = p_2 - 0,27 \times 10^5 = 0,973 \times 10^6 \text{ N/m}^2$$

$p_1 = p_4 = 10^5 \text{ N/m}^2$, οπότε:

$$T_4 = T_3 \left(\frac{p_4}{p_3} \right)^{(k-1)/k} = 1400 \times \left(\frac{10^5}{0,973 \times 10^6} \right)^{0,29} = 723,7 \text{ K ή } 450,73^\circ\text{C}$$

Από την εξίσωση (11.11) για τον στρόβιλο έχουμε:

$$\eta_t = \frac{h_3 - h_4'}{h_3 - h_4} = \frac{c_p(T_3 - T_4')}{c_p(T_3 - T_4)}$$

και αντικαθιστώντας τις αριθμητικές τιμές:

$$0,85 = \frac{1400 - T_4'}{1400 - 723,7}$$

από όπου προκύπτει ότι $T_4' = 825,15 \text{ K}$ ή $552,15^\circ\text{C}$.

β) Εφαρμόζουμε τον πρώτο νόμο για κάθε μία μονάδα και παίρνουμε:
Έργο του συμπιεστή:

$$w_c = h_2' - h_1 = c_p (T_2' - T_1) = 1,0047 \times (635,3 - 300) = 336,9 \text{ kJ/kg}$$

Έργο του στροβίλου:

$$w_t = h_3 - h_4' = c_p (T_3 - T_4') = 1,0047 \times (1400 - 825,15) = 577,55 \text{ kJ/kg}$$

Παροχή θερμότητας:

$$q = h_3 - h_2' = c_p (T_3 - T_2') = 1,0047 \times (1400 - 635,3) = 768,3 \text{ kJ/kg}$$

Ωφέλιμο έργο:

$$w = w_t - w_c = 577,55 - 336,9 = 240,65 \text{ kJ/kg}$$

οπότε ο βαθμός απόδοσης του αεριοστροβίλου είναι:

$$\eta_\theta = \frac{w}{q} = \frac{240,65}{768,3} = 0,31 \text{ ή } 31\%$$

Συγκρίνοντας τα αποτελέσματα που βρήκαμε με εκείνα του προηγούμενου παραδείγματος, όπου είχαμε τον ίδιο λόγο πίεσης, την ίδια μέγιστη θερμοκρασία του κύκλου και την ίδια πίεση και θερμοκρασία στην είσοδο του συμπιεστή, βλέπουμε ότι:

Το έργο του συμπιεστή αυξήθηκε κατά:

$$\frac{(336,9 - 286,3) \times 100}{286,3} = 17,7\%$$

Το έργο του στροβίλου μειώθηκε κατά:

$$\frac{(685,2 - 577,55) \times 100}{685,2} = 15,7\%$$

Η θερμότητα που δίνεται στον κύκλο μειώθηκε κατά:

$$\frac{(818,8 - 768,3) \times 100}{818,8} = 6,2\%$$

και ο βαθμός απόδοσης έγινε χειρότερος από τον προηγούμενο κατά:

$$\frac{(0,487 - 0,31) \times 100}{0,487} = 36,3\%$$

Παρατηρούμε λοιπόν ότι, με τη χρησιμοποίηση του βαθμού απόδοσης του συμπιεστή και του στροβίλου, αλλά και την πτώση της πίεσης που πραγματικά συναντάμε στην πράξη, πλησιάσαμε περισσότερο μία πραγματική εγκατάσταση αεριοστροβίλου. Αυτός άλλωστε είναι και ο σκοπός του ορισμού και της χρησιμοποίησης του βαθμού απόδοσης.

Παράδειγμα 3

Ένας αεριοστρόβιλος ισχύος 600 kW λειτουργεί με αέρα, ο οποίος στην είσοδο του συμπιεστή έχει πίεση 1 bar και θερμοκρασία 21°C. Ο λόγος πίεσης είναι 10 και η παροχή του καυσίμου είναι 0,015 kg καυσίμου για κάθε χιλιόγραμμο αέρα. Η θερμογόνος δύναμη του καυσίμου είναι 42.000 kJ/kg καυσίμου. Ζητείται: α) Η παροχή του αέρα στον αεριοστρόβιλο, β) η ισχύς του στροβίλου και του συμπιεστή και γ) ο βαθμός απόδοσης.

Λύση

Για κάθε χιλιόγραμμο αέρα η θερμότητα που δίνεται στον θάλαμο καύσης είναι, εξίσωση (11.5):

$$q = c_p(T_3 - T_2) \quad (1)$$

αλλά $q = 0,015 \times 42.000 = 630 \text{ kJ/kg αέρα}$

και $T_2 = T_1 r_p^{(k-1)/k} = 294 \times 10^{0,29} = 573 \text{ K ή } 300^\circ\text{C}$

Αντικαθιστούμε στην εξίσωση (1) και λύνουμε ως προς T_3 :

$$T_3 = T_2 + \frac{q}{c_p} = 573 + \frac{630}{1,0047} = 1200 \text{ K ή } 927^\circ\text{C}$$

Το έργο του συμπιεστή είναι:

$$w_c = h_2 - h_1 = c_p(T_2 - T_1) = 1,0047 \times (573 - 294) = 280,31 \text{ kJ/kg}$$

Έχουμε επίσης ότι:

$$T_4 = T_3 \left(\frac{p_4}{p_3} \right)^{(k-1)/k} = 1200 \left(\frac{10^5}{10^6} \right)^{0,29} = 615 \text{ K ή } 342^\circ\text{C}$$

Το έργο του στροβίλου είναι:

$$w_t = h_3 - h_4 = c_p(T_3 - T_4) = 1,0047 \times (1200 - 615) = 587,75 \text{ kJ/kg}$$

Συνεπώς το ωφέλιμο έργο είναι:

$$w = w_t - w_c = 587,75 - 280,31 = 307,44 \text{ kJ/kg}$$

Αλλά η ισχύς του αεριοστροβίλου, δηλαδή το έργο στη μονάδα του χρόνου, είναι

600 kW ή 600 kJ/s. Παραλείποντας την παροχή του καυσίμου, ως πολύ μικρή ποσότητα, έχουμε ότι η παροχή του αέρα είναι:

$$\dot{m} = \frac{600}{307,44} = 1,952 \text{ kg/s ή } 7027,2 \text{ kg/h}$$

οπότε η ισχύς του συμπιεστή και του στροβίλου είναι:

$$\dot{W}_c = \dot{m}w_c = 1,952 \times 280,31 = 547,05 \text{ kW}$$

$$\dot{W}_t = \dot{m}w_t = 1,952 \times 587,75 = 1147,3 \text{ kW}$$

και ο βαθμός απόδοσης $\eta_\theta = \frac{307,44}{630} = 0,488$ ή 48,8%

$$\text{ή } \eta_\theta = \frac{600}{1,952 \times 630} = 0,488$$

11.3 Κύκλος Brayton με προθερμαντήρα αέρα

Όπως είδαμε από τα προηγούμενα παραδείγματα, η θερμοκρασία του αέρα στην έξοδο του στροβίλου, δηλαδή των καυσαερίων στην πραγματικότητα, είναι πολύ πιο υψηλή από ό,τι η θερμοκρασία του αέρα στην είσοδο του συμπιεστή. Αυτό σημαίνει ότι ένα ποσοστό της διαθέσιμης ενέργειας του αέρα στην έξοδο (καυσαέρια) θα μπορούσαμε να το χρησιμοποιήσουμε για την αύξηση της θερμικής ενέργειας του εργαζόμενου μέσου πριν μπει στον στρόβιλο. Ένας τρόπος για να το χρησιμοποιήσουμε είναι να προθερμάνουμε τον αέρα πριν πάει στον θάλαμο καύσης. Έτσι επιτυγχάνουμε καλύτερο βαθμό απόδοσης, δηλαδή οικονομικότερη λειτουργία, γιατί δίνουμε ένα ποσό θερμικής ενέργειας στον αέρα, που διαφορετικά θα το δώναμε με το καύσιμο. Η προθέρμανση του αέρα επιτυγχάνεται με την τοποθέτηση ενός προθερμαντήρα στην έξοδο του συμπιεστή. Στο σχήμα 11.9 φαίνεται παραστατικά ένας αεριοστρόβιλος με προθερμαντήρα αέρα και στο σχήμα 11.10 το διάγραμμα T - s του αντίστοιχου κύκλου Brayton.

Σε έναν προθερμαντήρα με ιδανικές συνθήκες, το ποσό της θερμότητας που αφαιρείται από τον αέρα, μεταξύ των σημείων 4 και 5 (σχ. 11.10) δίνεται στον συμπιεσμένο αέρα μεταξύ των σημείων 2 και x. Έτσι, το ποσό της θερμότητας που δίνεται στον θάλαμο καύσης είναι $h_3 - h_x$ ή $T_3 - T_x$.

Αλλά για έναν ιδανικό προθερμαντήρα, όπως θα δούμε στο κεφάλαιο περί εναλλακτών θερμότητας, έχουμε ότι $T_x = T_4$ και $T_5 = T_2$. Οπότε ο βαθμός απόδοσης του κύκλου είναι:

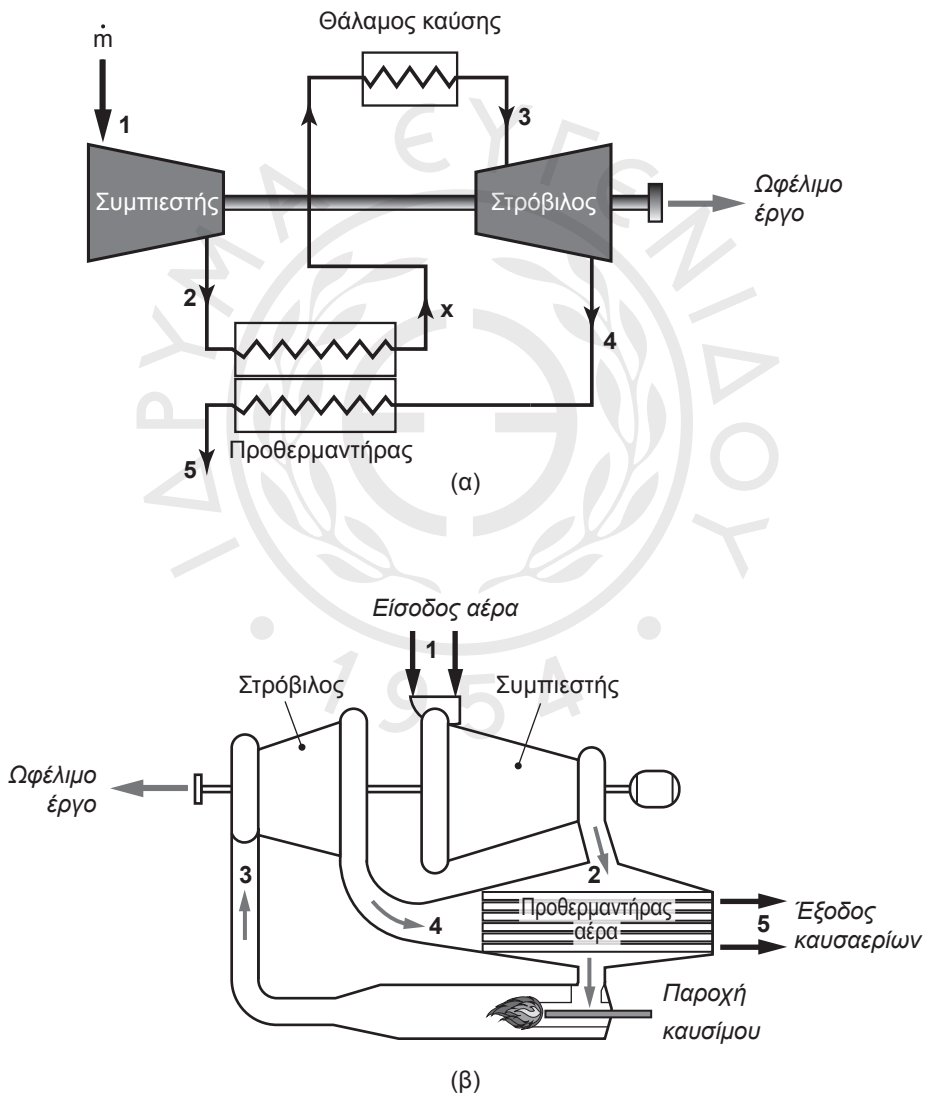
$$\eta_\theta = \frac{\dot{W}}{\dot{Q}} = 1 - \frac{T_5 - T_1}{T_3 - T_x} = 1 - \frac{T_2 - T_1}{T_3 - T_4} \quad (11.12)$$

Αλλά έχουμε επίσης ότι: $\frac{T_2}{T_1} = \frac{T_3}{T_4} = r_p^{(k-1)/k}$

οπότε η εξίσωση (11.12) γίνεται:

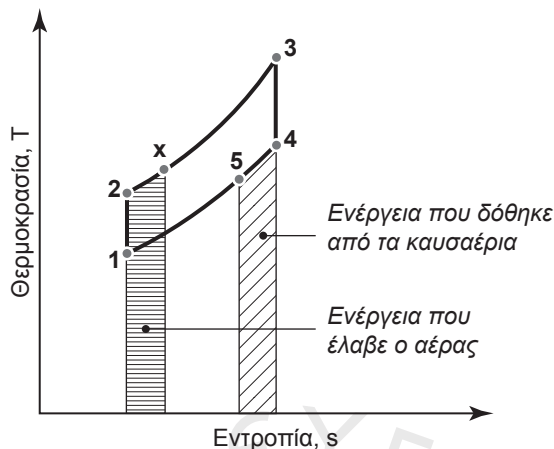
$$\eta_{\theta} = 1 - \left(\frac{T_1}{T_3} \right) = r_p^{(k-1)/k} \quad (11.13)$$

Έτσι σε έναν ιδανικό κύκλο με προθερμαντήρα ο βαθμός απόδοσης είναι συνάρτηση του λόγου πίεσης και του λόγου της ελάχιστης και μέγιστης θερμοκρασίας που συναντώνται στον κύκλο. Στους πραγματικούς κύκλους οι λόγοι των θερμοκρασιών και πιέσεων είναι σημαντικοί παράγοντες.



Σχ. 11.9

Σχηματική παράσταση ενός αεριοστροβίλου με προθερμαντήρα αέρα



Σχ. 11.10

Διάγραμμα T-s κύκλου Brayton με προθερμαντήρα αέρα

Έχει βρεθεί ότι η τοποθέτηση του προθερμαντήρα δεν αυξάνει πάντα τον βαθμό απόδοσης του αεριοστρόβιλου. Αυτό οφείλεται πρώτα στο ότι δεν υπάρχει προθερμαντήρας με απόδοση εκατό τοις εκατό, όπως θεωρήσαμε προηγουμένως, και δεύτερον στο ότι αν η πίεση του αέρα μειωθεί λόγω του προθερμαντήρα, ίσως ο βαθμός απόδοσης να μειωθεί. Συνεπώς το αν θα τοποθετηθεί ή όχι προθερμαντήρας, είναι ζήτημα οικονομικής μελέτης και δεν θα μας απασχολήσει.

Παράδειγμα

Ας θεωρήσουμε τον κύκλο Brayton του παραδείγματος 3 της παραγράφου 11.2.2 με ιδανικό προθερμαντήρα (απόδοση 100%). Ζητείται ο βαθμός απόδοσης του κύκλου.

Λύση

Από το παράδειγμα 3 της παραγράφου 11.2.2 έχουμε:

$$r_p = 10, T_1 = 294 \text{ K και } T_3 = 1200 \text{ K}$$

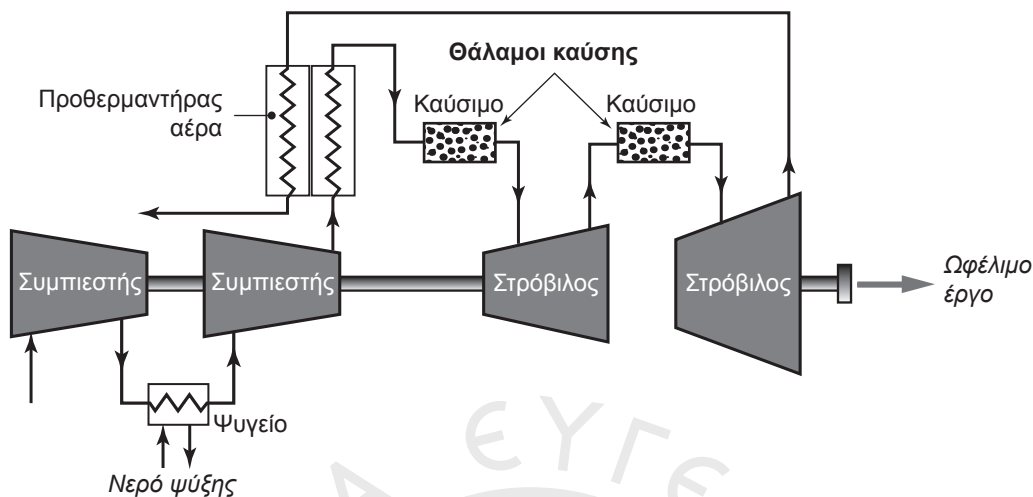
οπότε από την εξίσωση (11.13) έχουμε:

$$\eta_\theta = 1 - \frac{T_1}{T_3} r_p^{(k-1)/k} = 1 - \frac{294}{1200} 10^{0,29} = 0,522 \text{ ή } 52,2\%$$

Παρατηρούμε ότι με τον προθερμαντήρα έχουμε θεωρητικά βελτίωση του βαθμού απόδοσης του κύκλου κατά 7% περίπου.

11.4 Κύκλος Brayton με προθερμαντήρα αέρα και αναθερμαντήρα καυσαιρίων

Για τη βελτίωση του βαθμού απόδοσης του αεριοστρόβιλου υπάρχουν και άλλες



Σχ. 11.12

Σχηματική παράσταση αεριοστρόβιλου με προθερμαντήρα αέρα, αναθερμαντήρα καυσαερίων

βίλος λειτουργεί μόνο στο πλήρες φορτίο (υψηλές στροφές) της εγκατάστασης, ενώ σε χαμηλό φορτίο (χαμηλές στροφές) μόνο η μηχανή Diesel. Στον συνδυασμό CO-DAG, ο αεριοστρόβιλος και η μηχανή Diesel λειτουργούν στο πλήρες φορτίο, ενώ σε χαμηλό φορτίο λειτουργεί μόνο η μηχανή Diesel. Από θερμοδυναμική σκοπιά, οι μηχανές των συνδυασμών αυτών δεν έχουν καμιά σύνδεση και επομένως καμιά θερμοδυναμική ανάλυση του συνδυασμένου κύκλου δεν είναι δυνατή. Ένας άλλος συνδυασμός όπου χρησιμοποιούνται αεριοστρόβιλος και ατμοστρόβιλος μαζί, είναι γνωστός ως COGAS.

Τους πιο πάνω συνδυασμούς συναντάμε σε πολεμικά πλοία και πολύ σπάνια σε εμπορικά, γιατί είναι πολύπλοκες εγκαταστάσεις με αρχικό κόστος αγοράς ήδη αρκετά υψηλό, παρ' όλο που ο βαθμός απόδοσής τους είναι καλύτερος από κάθε μία μηχανή ξεχωριστά.

11.6 Ασκήσεις

- Ένας κύκλος αέρα Brayton έχει λόγο πίεσης 8. Στην είσοδο του συμπιεστή ο αέρας έχει πίεση 10^5 N/m^2 και θερμοκρασία 25°C . Η μέγιστη θερμοκρασία του κύκλου είναι 1100°C . Να προσδιοριστεί: α) Ο θερμικός βαθμός απόδοσης, β) το ωφέλιμο έργο και γ) η προσδινόμενη θερμότητα.

(Απ.: α) 45%, β) 455 kJ/kg, γ) 833 kJ/kg)

- Ένας κύκλος αέρα Brayton έχει πίεση αέρα στην είσοδο του συμπιεστή 1 bar και θερμοκρασία 294 K. Η μεγαλύτερη πίεση στον κύκλο είναι 8 bar και η προδιδόμενη θερμότητα 660 kJ/kg. Να προσδιοριστεί: α) Η μεγαλύτερη θερμοκρασία του κύκλου, β) ο βαθμός απόδοσης και γ) το έργο του κύκλου, αν η παροχή του αέρα είναι 200 kg/min.

(Απ.: α) 921°C , β) 45,3%, γ) 1203 kW)

3. Ένας αεριοστρόβιλος λειτουργεί με αέρα και έχει τα εξής λειτουργικά στοιχεία: στην αρχή της συμπίεσης έχει θερμοκρασία 335 K και πίεση 480 kPa. Μετά την **αδιαβατική** συμπίεση η θερμοκρασία είναι 540 K και η πίεση 1930 kPa. Ο αέρας θερμαίνεται και εισέρχεται στον στρόβιλο με θερμοκρασία 1164 K και πίεση 1930 kPa και εκτονώνεται **αδιαβατικά** μέχρι πίεση 480 kPa και θερμοκρασία 820 K. Να βρεθεί: α) Ο βαθμός απόδοσης του συμπιεστή και του στρόβιλου και β) ο θερμικός βαθμός απόδοσης.

(Απ.: α) 81%, 89%, β) 33%)

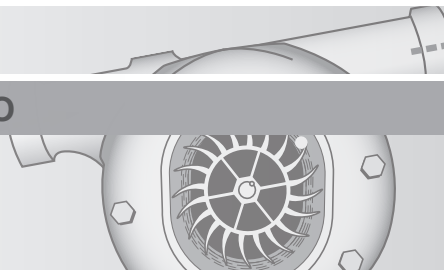
4. Ένας αεριοστρόβιλος που λειτουργεί με αέρα χρησιμοποιείται για την παραγωγή ηλεκτρικής ισχύος 4000 kW. Στην είσοδο του συμπιεστή ο αέρας έχει πίεση 100 kN/m^2 και θερμοκρασία 295 K. Η μέγιστη θερμοκρασία και πίεση του κύκλου είναι 1200 K και 400 kN/m^2 αντίστοιχα. Θεωρώντας τη μάζα του καυσίμου αμελητέα, να προσδιοριστεί: α) Ο βαθμός απόδοσης του αεριοστρόβιλου, β) η προτιδόμενη θερμότητα, γ) η ισχύς του συμπιεστή και του στρόβιλου και δ) η παροχή του αέρα σε kg/s.

(Απ.: α) 33%, β) 762,57 kJ/kg, γ) 2324 kW, 6324 kW, δ) 15,85 kg/s)



ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΔΩΔΕΚΑΤΟ

Αεροσυμπιεστές



12.1 Γενικά

Στα πλοία ο αέρας υψηλής πίεσης ή **πεπιεσμένος αέρας** εξυπηρετεί πολλούς σκοπούς, μεταξύ των οποίων είναι το ξεκίνημα και ο έλεγχος της λειτουργίας των μηχανών Diesel, η λειτουργία εργαλείων και συσκευών αέρα κλπ. Το μηχανικό σύστημα που παράγει τον πεπιεσμένο αέρα είναι ο γνωστός μας **αεροσυμπιεστής**, μια εφαρμογή του οποίου ως μιας μονάδας του αεριοστρόβιλου ήδη είδαμε.

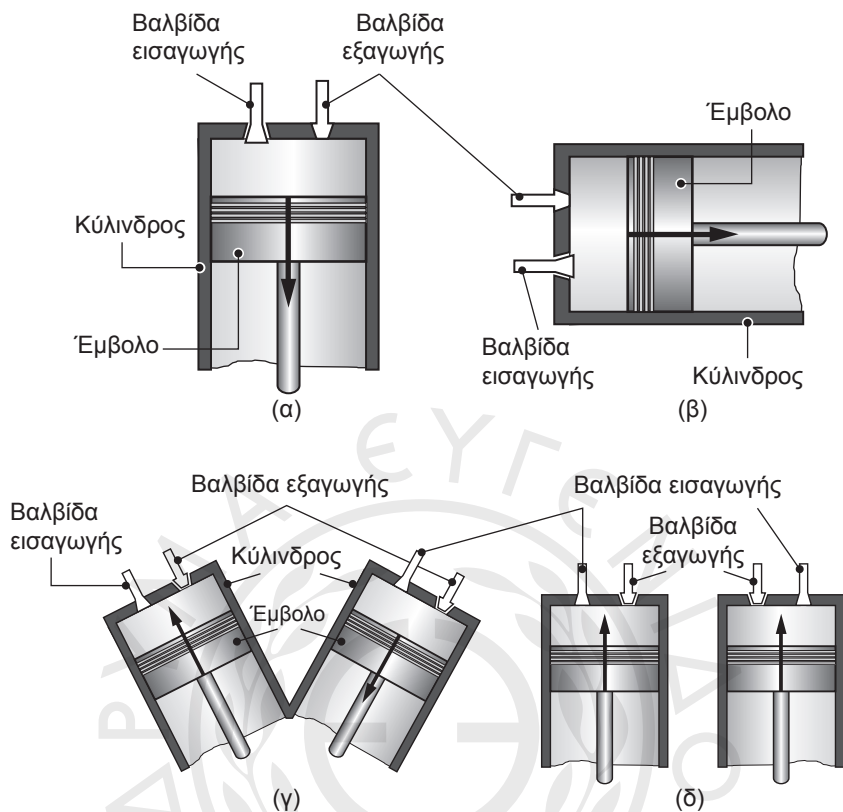
Υπάρχουν δύο τύποι αεροσυμπιεστών: ο **παλινδρομικός** και ο **περιστροφικός**. Για υψηλές πιέσεις και μικρές παροχές αέρα, ο παλινδρομικός συμπιεστής είναι προτιμότερος· ο περιστροφικός χρησιμοποιείται κυρίως για χαμηλές πιέσεις και υψηλές παροχές αέρα. Από τους δύο αυτούς τύπους, επάνω στα πλοία, πιο πολύ χρησιμοποιείται ο παλινδρομικός. Ο αεροσυμπιεστής είναι ένα μηχανικό σύστημα που δέχεται ενέργεια για να επιτύχει τη συμπίεση του αέρα. Αυτό σημαίνει ότι θα πρέπει να είναι συνδεδεμένος με κάποιο είδος κινητήριας μηχανής και, στους περισσότερους αεροσυμπιεστές, η κινητήρια αυτή μηχανή είναι ο ηλεκτρικός κινητήρας. Υπάρχουν όμως και περιπτώσεις όπου η κινητήρια μηχανή είναι η μηχανή Diesel, ο ατμοστρόβιλος κ.λπ. Στο σχήμα 12.1 φαίνονται μερικά είδη παλινδρομικών αεροσυμπιεστών που συναντάμε συχνά επάνω στα πλοία και στο σχήμα 12.2 ένας περιστροφικός αεροσυμπιεστής.

Στο κεφάλαιο αυτό θα εξετάσουμε τον αεροσυμπιεστή από θερμοδυναμικής σκοπιάς, δηλαδή ως ένα σύστημα στο οποίο δίνουμε μηχανική ή ηλεκτρική ενέργεια, την οποία παίρνουμε αποθηκευμένη μέσα στον αέρα υψηλής πίεσης.

Τον τρόπο της μετατροπής της ενέργειας θα τον δούμε αμέσως πιο κάτω, αρχίζοντας από τον παλινδρομικό αεροσυμπιεστή.

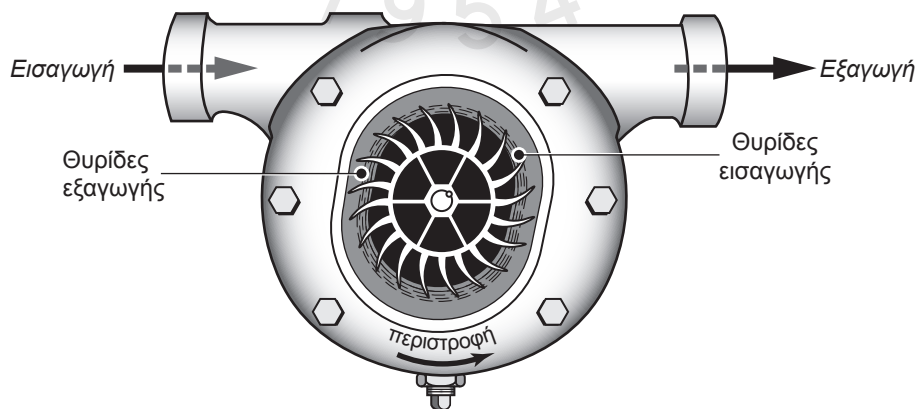
12.2 Παλινδρομικός αεροσυμπιεστής

Όπως φαίνεται από το σχήμα 12.1, ένας παλινδρομικός συμπιεστής αποτελείται από έναν ή περισσότερους κυλίνδρους, που συνδέονται σε σειρά ή υπό γωνία. Κάθε έναν από τους κυλίνδρους τον ονομάζουμε **βαθμίδα του αεροσυμπιεστή** και έτσι τους αεροσυμπιεστές με έναν, δύο ή περισσότερους κυλίνδρους τους λέμε **μονοβάθμιους, διβάθμιους** ή **πολυβάθμιους** αεροσυμπιεστές. Κάθε κύλινδρος έχει βαλβίδα εισαγωγής και βαλβίδα εξαγωγής του αέρα, ενώ μέσα στον κύλινδρο παλινδρομεί το έμβολο (σχ. 12.3). Η κίνηση του εμβόλου μεταφέρεται με τη βοήθεια του διωστήρα από τον στροφαλοφόρο άξονα, ο οποίος περιστρέφεται από την κινητήρια μηχανή (ηλεκτρικός κινητήρας, μηχανή Diesel κ.λπ.).



Σχ. 12.1

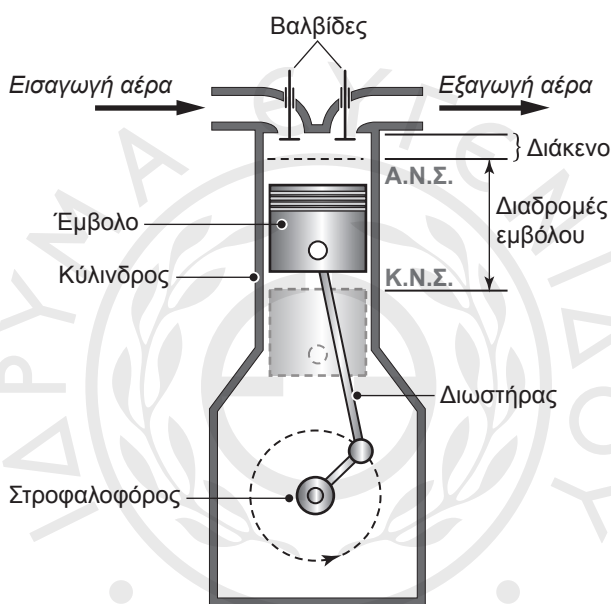
Είδη παλινδρομικών αεροσυμπιεστών:
 α) Κατακόρυφος β) Οριζόντιος γ) Υπό γωνία δ) Δύο βαθμίδων



Σχ. 12.2

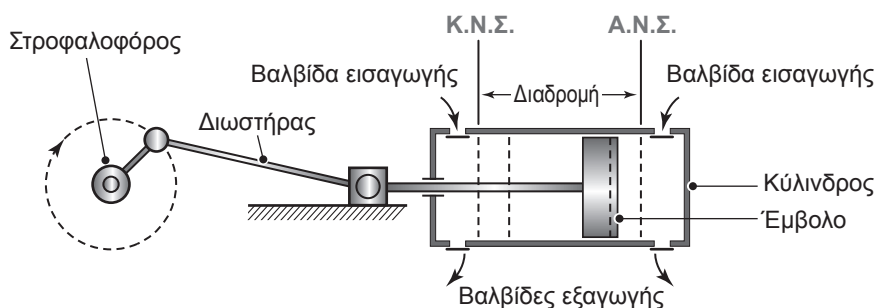
Περιστροφικός αεροσυμπιεστής

Έχουμε δηλαδή μετατροπή της περιστροφικής κίνησης σε παλινδρομική. Κι όπως ακριβώς και στις μηχανές εσωτερικής καύσης, παρατηρούμε εδώ ότι τα εξαρτήματα των αεροσυμπιεστών μοιάζουν με εκείνα των μηχανών Diesel και των βενζινομηχανών. Είναι φανερό ότι η συμπίεση του αέρα γίνεται με την προς τα πάνω διαδρομή του εμβόλου μέσα στον κύλινδρο. Οι αεροσυμπιεστές της μορφής του σχήματος 12.3 ονομάζονται και **αεροσυμπιεστές απλής ενέργειας**, γιατί συμπιέζουν τον αέρα **μόνο** κατά τη μία διαδρομή του εμβόλου. Υπάρχουν όμως αεροσυμπιεστές που συμπιέζουν τον αέρα και στις δύο διαδρομές του εμβόλου, όπως φαίνεται στο σχήμα 12.4, τους οποίους ονομάζουμε **αεροσυμπιεστές διπλής ενέργειας**.



Σχ. 12.3

Μονοβάθμιος αεροσυμπιεστής απλής ενέργειας



Σχ. 12.4

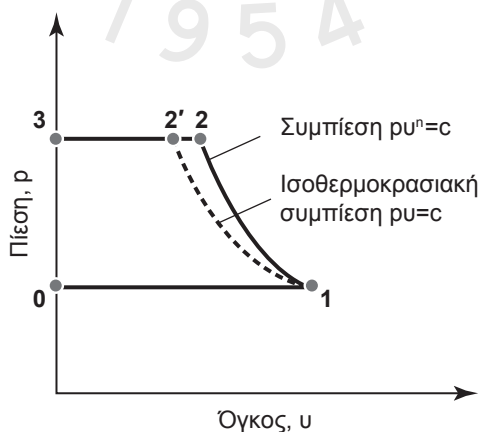
Μονοβάθμιος αεροσυμπιεστής διπλής ενέργειας

Στη θερμοδυναμική ανάλυση που ακολουθεί, θα εξετάσουμε μόνο τον αεροσυμπίεστη απλής ενέργειας. Για να δούμε το αποτέλεσμα του αεροσυμπίεστη διπλής ενέργειας, δεν έχουμε παρά να διπλασιάσουμε το αποτέλεσμα του πρώτου.

12.2.1 Αεροσυμπίεστής χωρίς διάκενα

Σε όλους τους παλινδρομικούς αεροσυμπίεστες, μεταξύ της κορυφής του εμβόλου και της κορυφής του κυλίνδρου υπάρχει ένας κενός χώρος που ονομάζεται **διάκενο**. Στην ανάλυση που θα κάνουμε στην παράγραφο αυτή θα θεωρήσουμε ότι δεν υπάρχει διάκενο, πράγμα που σημαίνει ότι όλος ο αέρας που βρίσκεται μέσα στον κύλινδρο βγαίνει έξω μετά τη συμπίεση, δηλαδή όταν το έμβολο φτάσει στο τέλος της προς τα πάνω διαδρομής. Πιο κάτω, θα δούμε ποια είναι η επίπτωση που έχει το διάκενο στην απόδοση του αεροσυμπίεστη.

Στο σχήμα 12.5 φαίνεται το διάγραμμα p - u του κύκλου του αεροσυμπίεστη χωρίς διάκενο. Στο σημείο μηδέν (0), ανοίγει η βαλβίδα της εισαγωγής και ο αέρας εισέρχεται μέσα στον κύλινδρο με σταθερή πίεση μέχρι να φτάσει το έμβολο στο Κ.Ν.Σ. στην κατάσταση 1. Στη συνέχεια το έμβολο μετακινείται προς τα πάνω, ο δε αέρας συμπιέζεται **πολυτροπικά** από το 1 στο 2 και αποκτά την πίεση εξαγωγής. Στο σημείο 2 ανοίγει η βαλβίδα εξαγωγής και ο πεπιεσμένος πια αέρας εξέρχεται από τον αεροσυμπίεστη με σταθερή πίεση από το 2 στο 3. Ο αέρας αυτός, μετά την έξοδό του από τον αεροσυμπίεστη, οδηγείται συνήθως σε αεροφιάλες αποθήκευσης πεπιεσμένου αέρα. Καθώς τώρα το έμβολο αρχίζει να κινείται προς τα κάτω, ανοίγει η βαλβίδα εισαγωγής και μια καινούργια ποσότητα αέρα εισέρχεται ξανά στον κύλινδρο από το σημείο 0. Στο σχήμα 12.5, εκτός από την πολυτροπική συμπίεση, φαίνεται επίσης η διεργασία της συμπίεσης του αέρα με σταθερή θερμοκρασία, 1-2'. Η επιφάνεια που περικλείεται από αυτές τις γραμμές των διεργασιών δίνει το έργο του κύκλου. Επομένως, με ισοθερμοκρασιακή συμπίεση του αέρα το έργο είναι μικρότερο από αυτό που χρειάζεται για την πολυτροπική συμπίεση.



Σχ. 12.5

Διάγραμμα p - u παλινδρομικού αεροσυμπίεστη απλής ενέργειας χωρίς διάκενα

Το έργο του κύκλου είναι το αλγεβρικό άθροισμα των έργων που παίρνουμε από κάθε μία από τις πιο πάνω διεργασίες. Με τη βοήθεια των νόμων του τέλειου αερίου μπορεί να αποδειχθεί ότι το έργο του κύκλου με πολυτροπική συμπίεση είναι:

$$W = m \frac{n}{n-1} (p_1 u_1 - p_2 u_2) \quad (12.1)$$

όπου m η μάζα του εργαζόμενου μέσου (αέρας).

Το έργο W μπορεί επίσης να δοθεί ως συνάρτηση των μεγεθών p_1 , u_1 και p_2 . Επειδή η διεργασία είναι πολυτροπική, έχουμε ότι:

$$\frac{u_2}{u_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{-1/n} \quad (12.2)$$

και

$$\frac{p_2 u_2}{p_1 u_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{(n-1)/n} \quad (12.3)$$

Αντικαθιστούμε τις πιο πάνω σχέσεις στην εξίσωση (12.1) και παίρνουμε:

$$W = m \frac{n}{n-1} p_1 u_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{(n-1)/n} \right] \quad (12.4)$$

Με όμοιο τρόπο μπορούμε να υπολογίσουμε το έργο του κύκλου για συμπίεση με σταθερή θερμοκρασία. Το αποτέλεσμα είναι:

$$W = -m p_1 u_1 / n \left(\frac{p_2}{p_1} \right) \quad (12.5)$$

12.2.2 Αεροσυμπιεστής με διάκενο

Ας δούμε τώρα πώς μπορούμε να εφαρμόσουμε αυτά που μάθαμε για τους αεροσυμπιεστές χωρίς διάκενο, στους πραγματικούς αεροσυμπιεστές που διαθέτουν διάκενο. Στους αεροσυμπιεστές αυτούς το έμβολο δεν φτάνει στην κορυφή του κυλίνδρου, αλλά αφήνει έναν χώρο που ονομάζεται **όγκος διακένων**. Τον όγκο αυτόν τον εκφράζουμε συνήθως ως ποσοστό του συνολικού εντοπιζόμενου όγκου του κυλίνδρου, του όγκου δηλαδή που δημιουργείται κατά τη μετακίνηση του εμβόλου προς τα κάτω. Ο λόγος των δύο αυτών όγκων είναι:

$$c = \frac{\text{Όγκος διακένων}}{\text{Όγκος κυλίνδρου}} = \frac{u_3}{u_{1-3}} = \frac{V_3}{V_{1-3}}$$

Οι πιο συνηθισμένες τιμές του c κυμαίνονται μεταξύ 3 και 10%. Το διάγραμμα p - u ενός αεροσυμπιεστή με διάκενο φαίνεται στο σχήμα 12.6.

Αρχίζοντας από το σημείο 1, ο αέρας που υπάρχει μέσα στον κύλινδρο συμπιέζεται πολυτροπικά, $pu^n = C$, μέχρι την κατάσταση 2. Εκεί ανοίγει η βαλβίδα εξαγωγής

και ο αέρας εξέρχεται από τον συμπιεστή με σταθερή πίεση από το σημείο 2 στο 3. Στην κατάσταση 3 το έμβολο βρίσκεται στο Α.Ν.Σ. και η βαλβίδα εξαγωγής κλείνει, με αποτέλεσμα ο συμπιεσμένος αέρας που καταλαμβάνει τον όγκο των διακένων u_3 , να εκτονωθεί μέσα στον κύλινδρο πολυτροπικά, $pu^n = C$ μέχρι να φτάσει το έμβολο στο Κ.Ν.Σ., δηλαδή στην κατάσταση 4. Στη διάρκεια αυτής της εκτόνωσης, ο πεπιεσμένος αέρας παράγει έργο επάνω στο έμβολο. Στο σημείο 4 η πίεση του αέρα είναι αρκετά χαμηλή και επιτρέπει το άνοιγμα της βαλβίδας εισαγωγής, ώστε μια νέα ποσότητα αέρα να μπει μέσα στον κύλινδρο μέχρι το σημείο 1. Έτσι ολοκληρώνεται ένας κύκλος λειτουργίας.

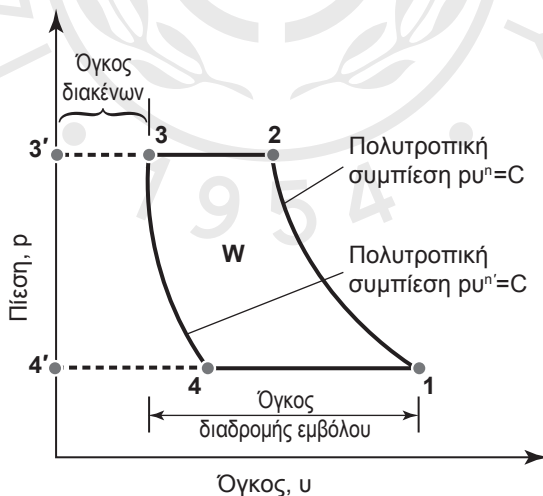
Όπως είπαμε και πιο πάνω, το έργο του κύκλου δίνεται από την επιφάνεια 1-2-3-4-1, που είναι ίση με:

$$\text{επιφάνεια } 1-2-3-4-1 = \text{επιφάνεια } 1-2-3'-4'-1 - \text{επιφάνεια } 4-3-3'-4'-4$$

Αλλά οι επιφάνειες 1-2-3'-4'-1 και 4-3-3'-4'-4 παριστάνουν το έργο δύο αεροσυμπιεστών χωρίς διάκενα, που υπολογίζεται από τις εξισώσεις (12.1) ή (12.4). Έτσι μπορεί να αποδειχθεί ότι το έργο του κύκλου αυτού είναι*:

$$W = m \left\{ \frac{n}{n-1} p_1 u_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{(n-1)/n} \right] - \frac{n'}{n'-1} p_4 u_4 \left[1 - \left(\frac{p_3}{p_4} \right)^{(n'-1)/n'} \right] \right\} \quad (12.6)$$

Από το σχήμα 12.6 έχουμε ότι $p_3 = p_2$ και $p_4 = p_1$. Επίσης χωρίς να υποθέσουμε



Σχ. 12.6

Διάγραμμα p-u παλινδρομικού αεροσυμπιεστή με διάκενο

* Η απόδειξη της εξίσωσης (12.6) δίνεται στο Παράρτημα Α.

σε σοβαρό λάθος, μπορούμε να θέσουμε $n = n'$, οπότε η εξίσωση (12.6) γράφεται:

$$W = m \frac{n}{n-1} p_1 (u_1 - u_4) \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{(n-1/n)} \right] \quad (12.7)$$

Από την εξίσωση (12.7) παρατηρούμε ότι, για σταθερό p_1 όσο το u_4 μικραίνει τόσο το έργο του κύκλου μεγαλώνει. Η φυσική έννοια του πράγματος αυτού είναι ότι ο όγκος του αέρα που παραμένει μέσα στον κύλινδρο γίνεται μικρότερος, επομένως περισσότερος αέρας μπορεί να μπει στον κύλινδρο και το έργο W να μεγαλώσει ανάλογα. Για $u_4 = 0$ έχουμε την ιδανική περίπτωση του αεροσυμπιεστή χωρίς διάκενα. Επίσης παρατηρούμε ότι η διαφορά μεταξύ των εξισώσεων (12.7) και (12.4) είναι ο όρος $(u_1 - u_4)$, ο οποίος παριστάνει τον όγκο του αέρα που εισέρχεται στον κύλινδρο σε πίεση p_1 και θερμοκρασία T_1 .

Παράδειγμα 1

Ένας ιδανικός αεροσυμπιεστής έχει εντοπιζόμενο όγκο στον κύλινδρο $0,018 \text{ m}^3$ και όγκο διακένων $9,26 \times 10^{-4} \text{ m}^3$. Στην είσοδο ο αέρας έχει πίεση 1 bar και στην έξοδο 5 bar. Η συμπίεση γίνεται πολυτροπικά με $n = 1,3$ και η εκτόνωση ισοεντροπικά. Να προσδιοριστεί το ωφέλιμο έργο του κύκλου και να βρεθεί το σφάλμα που κάνουμε αν θεωρήσουμε ότι $n = n'$.

Λύση

Από το σχήμα 12.6, έχουμε $V_1 - V_3 = 0,018 \text{ m}^3$ αλλά $V_3 = 9,26 \times 10^{-4} \text{ m}^3$ οπότε $V_1 = 0,0189 \text{ m}^3$

Επίσης για $n' = k = 1,4$ έχουμε:

$$V_4 = V_3 \left(\frac{p_3}{p_4} \right)^{1/n'} = 9,26 \times 10^{-4} \times 5^{1/1,4} = 0,0029 \text{ m}^3$$

οπότε, από την εξίσωση (12.6) έχουμε ότι για $V = m u$,

$$\begin{aligned} W &= \frac{1,3}{0,3} \times 10^5 \times 0,0189 \times \left[1 - 5^{0,237} \right] - \frac{1,4}{0,4} \times 10^5 \times 0,0029 \times \left[1 - 5^{0,286} \right] = \\ &= -3688,10 + 593,3 = -3094,8 \text{ J} \end{aligned}$$

Το αρνητικό σημείο μάς δείχνει ότι έργο έγινε **επάνω** στον αεροσυμπιεστή, σύμφωνα με αυτά που είπαμε στο τρίτο κεφάλαιο. Δώσαμε δηλαδή ενέργεια στον αεροσυμπιεστή.

Αν θέσουμε $n' = n = 1,3$, τότε:

$$V_4 = 9,26 \times 10^{-4} \times 5^{1/1,3} = 0,0032 \text{ m}^3$$

$$V_1 - V_4 = 0,0189 - 0,0032 = 0,0157 \text{ m}^3$$

οπότε, από την εξίσωση (12.7) έχουμε:

$$W = \frac{1,3}{0,3} \times 10^5 \times 0,0157 \times [1 - 5^{0,231}] = -3063 \text{ J}$$

Το επί τοις εκατό σφάλμα που έχουμε αν θεωρήσουμε ότι $n' = n$, είναι:

$$\frac{3094,8 - 3063}{3094,8} \times 100 = 1,03\%$$

Αυτό αποδεικνύει ότι με την παραδοχή ότι $n' = n$, το σφάλμα μας είναι πάρα πολύ μικρό.

Παράδειγμα 2

Ένας αεροσυμπιεστής διπλής ενέργειας με εντοπιζόμενο όγκο $0,05 \text{ m}^3$ έχει περιστροφική ταχύτητα 500 rpm . Ο όγκος των διακένων είναι το 5% . Η πίεση του αέρα στην αναρρόφηση είναι 100 kPa και η πίεση στην εξαγωγή 600 kPa . Η συμπίεση είναι πολυτροπική με $n = 1,35$. Να προσδιοριστεί η ισχύς που απαιτείται για τη λειτουργία του αεροσυμπιεστή και η παροχή του αέρα στην έξοδο και στην είσοδο σε m^3/s .

Λύση

Το έργο του συμπίεστη διπλής ενέργειας είναι διπλάσιο από αυτό του συμπίεστη απλής ενέργειας. Έτσι προσδιορίζουμε πρώτα το έργο με τη βοήθεια της εξίσωσης (12.7), αφού αντικαταστήσουμε τους ειδικούς όγκους v , από τους ολικούς V ($V = nu$):

$$W = \frac{n}{n-1} p_1 (V_1 - V_4) \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{(n-1)/n} \right] \quad (1)$$

$$\text{αλλά } V_1 = V_{1-3} + V_3 = V_{1-3} + cV_{1-3} = 0,05 (1 + 0,05) = 0,0525 \text{ m}^3$$

$$V_4 = V_3 \left(\frac{p_3}{p_4} \right)^{1/n} = cV_{1-3} \left(\frac{p_3}{p_4} \right)^{1/n} = 0,05 \times 0,05 \times \left(\frac{600}{100} \right)^{1/1,35} = 0,0094 \text{ m}^3$$

Αντικαθιστούμε στην εξίσωση (1) και έχουμε:

$$W = \frac{1,35}{0,35} \times 100 \times (0,0525 - 0,0094) \times \left[1 - \left(\frac{600}{100} \right)^{0,35/1,35} \right] = -9,829 \text{ kJ}$$

οπότε το έργο του αεροσυμπιεστή διπλής ενέργειας είναι:

$$W_1 = 2 \times (-9,829) = -19,658 \text{ kJ}$$

Αφού ο συμπίεστής έχει περιστροφική ταχύτητα $\omega = 500/60 = 8,333 \text{ rps}$, η ισχύς του είναι:

$$\dot{W}_1 = W_1 \omega = 19,658 \times 8,333 = -163,82 \text{ kW}$$

Η παροχή του αέρα στην έξοδο δίνεται από τη σχέση:

$$\dot{V}_{\pi_3} = 2 (V_2 - V_3) \omega \quad (2)$$

αλλά
$$V_2 = V_1 \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{1/n} = 0,0525 \times \left(\frac{100}{600} \right)^{1/1,35} = 0,0139 \text{ m}^3$$

Αντικαθιστούμε στην εξίσωση (2) και έχουμε:

$$\dot{V}_{\pi_3} = 2 \times (0,0139 - 0,0025) \times 8,333 = 0,19 \text{ m}^3/\text{s}$$

Η παροχή του αέρα στην είσοδο του αεροσυμπιεστή είναι:

$$\dot{V}_{\pi_1} = 2 (V_1 - V_4) \omega = 2 \times (0,0525 - 0,0094) \times 8,333 = 0,718 \text{ m}^3/\text{s}$$

Παρατηρούμε ότι στον αεροσυμπιεστή ο όγκος του αέρα μεταβάλλεται από την είσοδο προς την έξοδο, ενώ η μάζα παραμένει σταθερή.

12.3 Ογκομετρικός βαθμός απόδοσης

Ο σκοπός ενός αεροσυμπιεστή είναι να αναρροφήσει αέρα με ατμοσφαιρική πίεση, και να τον συμπιέσει σε κάποια μεγαλύτερη πίεση. Ο όγκος του αέρα που αναρροφά ο συμπιεστής είναι συνάρτηση της μετατόπισης του εμβόλου μέσα στον κύλινδρο. Έτσι, ο όρος **ογκομετρικός βαθμός απόδοσης** χρησιμοποιείται για να περιγράψει πόσο αποδοτικά αναρροφά ο συμπιεστής τον ατμοσφαιρικό αέρα. Ο θεωρητικός ογκομετρικός βαθμός απόδοσης η_u , είναι ο λόγος του όγκου του ατμοσφαιρικού αέρα που εισέρχεται στον κύλινδρο προς τον μέγιστο όγκο της διαδρομής του εμβόλου. Για τον ορισμό του η_u , μπορούμε επίσης να χρησιμοποιήσουμε, αντί του όγκου, τη μάζα του αέρα. Έτσι έχουμε ότι:

$$\eta_u = \frac{\text{όγκος του αέρα που εισέρχεται στον κύλινδρο}}{\text{μέγιστος όγκος της διαδρομής του εμβόλου}} = \frac{V_1 - V_4}{V_{1-3}} \quad (12.8)$$

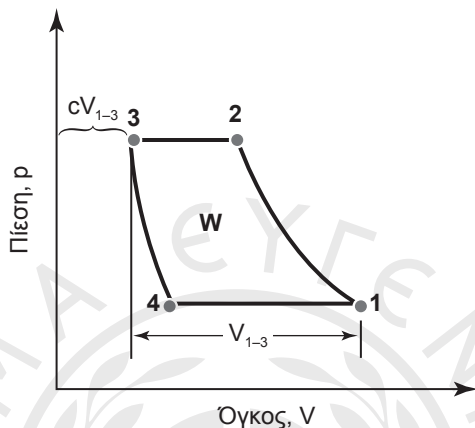
Στον κύκλο του σχήματος 12.7 η συμπίεση και εκτόνωση γίνονται πολυτροπικά ($pV^n = C$). Από το σχήμα επίσης προκύπτει ότι:

$$V_3 = c V_{1-3} \quad \text{και} \quad V_1 = V_{1-3} + c V_{1-3}$$

Οπότε ο ογκομετρικός βαθμός απόδοσης, που δίνεται από την εξίσωση (12.8), παίρνει τη μορφή:

$$\eta_u = 1 + c - c \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{1/n} \quad (12.9)$$

Αναλύοντας την εξίσωση (12.9) παρατηρούμε ότι όσο ο όγκος του διακένου και η πίεση κατάθλιψης αυξάνουν, τόσο ο ογκομετρικός βαθμός μειώνεται. Αυτό οφείλεται στο ότι στο τέλος της διεργασίας της εξαγωγής (σημείο 3, σχ. 12.7), μέσα στον κύλινδρο παγιδεύεται σημαντική ποσότητα αέρα, η οποία εμποδίζει την εισαγωγή νέας ποσότητας αέρα στον κύλινδρο στην αντίστοιχη φάση (4-1) του επόμενου κύκλου.



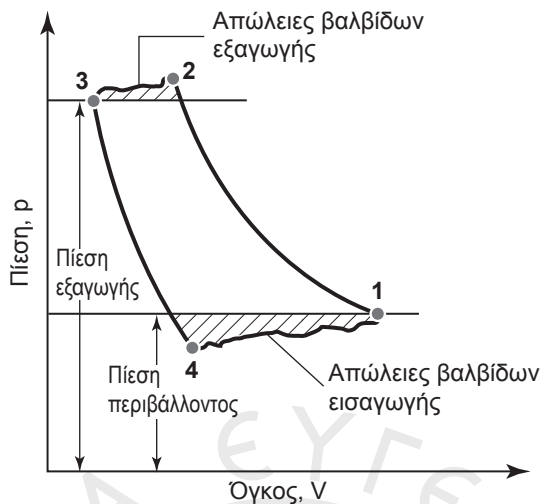
Σχ. 12.7

Διάγραμμα p-V αεροσυμπιεστή όπου οι διεργασίες της συμπίεσης και εκτόνωσης είναι πολυτροπικές, $pV^n = C$

Σε έναν πραγματικό αεροσυμπιεστή, όπου δεν υπάρχουν οι θεωρητικές διεργασίες που περιγράψαμε πιο πάνω, ο ογκομετρικός βαθμός απόδοσης είναι διαφορετικός. Ας παρατηρήσουμε το διάγραμμα p-V ενός πραγματικού παλινδρομικού αεροσυμπιεστή, το οποίο έχει τη μορφή του διαγράμματος που φαίνεται στο σχήμα 12.8. Όπως είναι φυσικό, η πίεση του αέρα του περιβάλλοντος από όπου αναρροφά ο συμπιεστής θα πρέπει να είναι μεγαλύτερη από την πίεση μέσα στον κύλινδρο, γιατί διαφορετικά ο αέρας δεν μπορεί να εισέλθει μέσα σ' αυτόν. Επίσης, κατά τη ροή του αέρα γύρω από τις βαλβίδες της εισαγωγής δημιουργούνται τριβές, τις οποίες θα πρέπει να υπερνικήσει ο αέρας, όπως και μέσα στον ίδιο τον κύλινδρο. Επιπλέον, τα τοιχώματα του κυλίνδρου είναι ζεστά, με αποτέλεσμα να αυξάνουν τη θερμοκρασία του αέρα.

Όλα αυτά τα μη αναστρέψιμα φαινόμενα έχουν ως συνέπεια τη μείωση της μάζας του αέρα, και επομένως του όγκου, που πραγματικά εισέρχεται στον συμπιεστή. Εξαιτίας αυτών των φαινομένων ο θεωρητικός ογκομετρικός βαθμός απόδοσης μειώνεται κατά τον λόγο της πίεσης του αέρα μέσα στον κύλινδρο p_1 (κατάσταση 1, σχ. 12.8) προς την πίεση του αέρα του περιβάλλοντος p_0 . Επίσης μειώνεται κατά τον λόγο της θερμοκρασίας του περιβάλλοντος T_0 , προς τη θερμοκρασία του αέρα στην κατάσταση 1, T_1 . Δηλαδή:

$$\eta_{\text{υπρ}} = \eta_{\text{υ}} \left(\frac{p_1}{p_0} \right) \left(\frac{T_0}{T_1} \right) \quad (12.10)$$



Σχ. 12.8

Διάγραμμα p - v ενός παλινδρομικού αεροσυμπιεστή με τις απώλειες στις βαλβίδες

Όπως φαίνεται και από το σχήμα 12.8, το έργο του πραγματικού αεροσυμπιεστή είναι μεγαλύτερο από το αντίστοιχο θεωρητικό, γιατί θα πρέπει να συμπιέσει αέρα μικρότερης πίεσης από την ατμοσφαιρική σε πίεση μεγαλύτερη από την πίεση εξαγωγής. Η συμπίεση του αέρα σε πίεση υψηλότερη από την πίεση της εξαγωγής είναι απαραίτητη, γιατί το μη αναστρέψιμο φαινόμενο των τριβών παρουσιάζεται και στις βαλβίδες εξαγωγής. Το έργο που χρειάζεται για να υπερνικήσει ο αέρας τις τριβές φαίνεται από τα γραμμοσκιασμένα τμήματα του διαγράμματος p - V του σχήματος 12.8. Ο ογκομετρικός βαθμός απόδοσης των αεροσυμπιεστών δίνεται από τους κατασκευαστές. Έτσι, για να βρούμε τον όγκο του αέρα που αναρροφά ο αεροσυμπιεστής, πολλαπλασιάζουμε τον όγκο του κυλίνδρου επί τον ογκομετρικό βαθμό απόδοσης.

Ένα άλλο πρόβλημα που συναντάμε στους αεροσυμπιεστές, είναι η μεταβολή της πυκνότητας, και συνεπώς του ειδικού όγκου, με το υψόμετρο του τόπου όπου λειτουργεί. Ένας αεροσυμπιεστής στην επιφάνεια της θάλασσας καταθλίβει περισσότερη μάζα αέρα από έναν αεροσυμπιεστή που λειτουργεί σε υψόμετρο π.χ. 2.000 μέτρων, γιατί η πυκνότητα του αέρα μειώνεται όσο αυξάνεται το υψόμετρο. Σε αυτήν την περίπτωση η απόδοση του αεροσυμπιεστή προσδιορίζεται για **ελεύθερο αέρα** και οι διορθώσεις για τη θερμοκρασία και πίεση, όπως στην εξίσωση (12.10), θα αναφέρονται σε συνθήκες περιβάλλοντος μίας ατμόσφαιρας και θερμοκρασίας 20°C , δηλαδή $p_0 = 1 \text{ bar}$ και $T_0 = 293 \text{ K}$.

Παράδειγμα

Ένας αεροσυμπιεστής αναρροφά αέρα από το περιβάλλον σε πίεση 1 bar και θερμοκρασία 21°C . Στις βαλβίδες εισαγωγής έχουμε πτώση πίεσης 0,02 bar και στο τέλος της αναρρόφησης ο αέρας έχει θερμοκρασία 38°C . Η πίεση κατάθλιψης είναι

5 bar και η πτώση της πίεσης στις βαλβίδες της εξαγωγής 0,2 bar. Ζητείται να προσδιοριστεί: α) Ο θεωρητικός και πραγματικός ογκομετρικός βαθμός απόδοσης, β) η ισχύς του αεροσυμπιεστή αν ο όγκος της διαδρομής του εμβόλου είναι $0,0179 \text{ m}^3$ και ο όγκος αναρρόφησης του αέρα $0,0144 \text{ m}^3$. Ο αεροσυμπιεστής έχει περιστροφική ταχύτητα 200 rpm και για τον αέρα $n = 1,35$.

Λύση

Από τα στοιχεία του προβλήματος προκύπτει ότι:

$$\text{Πίεση αναρρόφησης} \quad p_1 = 1 - 0,02 = 0,98 \text{ bar} = 0,98 \times 10^5 \text{ N/m}^2$$

$$\text{Πίεση κατάθλιψης} \quad p_2 = 5 - 0,2 = 4,80 \text{ bar} = 4,80 \times 10^5 \text{ N/m}^2$$

$$\text{Πίεση περιβάλλοντος} \quad p_0 = 1 \text{ bar} = 10^5 \text{ N/m}^2$$

$$\text{Θερμοκρασία περιβάλλοντος} \quad T_0 = 294 \text{ K}$$

$$\text{Θερμοκρασία στο} \\ \text{τέλος της αναρρόφησης} \quad T_1 = 311 \text{ K}$$

α) Από τις εξισώσεις (12.8) και (12.10) ο θεωρητικός και πραγματικός ογκομετρικός βαθμός απόδοσης του αεροσυμπιεστή είναι:

$$\eta_v = \frac{0,0144}{0,0179} = 0,80 \quad \text{και} \quad \eta_{\text{υπρ}} = 0,80 \times \frac{0,98}{1} \times \frac{294}{311} = 0,745$$

β) Το πραγματικό έργο του κύκλου είναι:

$$\begin{aligned} W_{\text{πρ}} &= \eta_{\text{υπρ}} W = \eta_{\text{υπρ}} \frac{n}{n-1} p_1 V_{1-3} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{(n-1)/n} \right] = \\ &= 0,745 \times \frac{1,35}{0,35} \times 0,98 \times 10^5 \times 0,0179 \times \left[1 - \left(\frac{4,80}{0,98} \right)^{0,259} \right] = -2566,2 \text{ J} \end{aligned}$$

και η ισχύς

$$\dot{W}_{\text{πρ}} = -2566,2 \times \frac{200}{60} = -8554 \text{ W}$$

12.4 Πολυβάθμιοι αεροσυμπιεστές

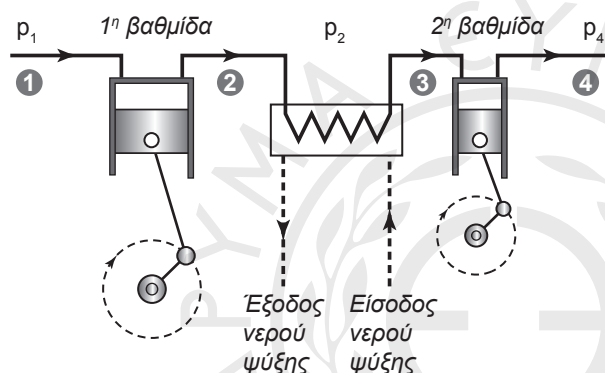
Είδαμε προηγουμένως ότι για τις ίδιες πιέσεις εισαγωγής και εξαγωγής η ισοθερμοκρασιακή συμπίεση απαιτεί το μικρότερο έργο. Για να το πετύχουμε αυτό στην πράξη, ψύχουμε τους κυλίνδρους με την κυκλοφορία νερού γύρω απ' αυτούς. Έτσι κατορθώνουμε να αφαιρέσουμε ένα ποσό θερμότητας από τον αέρα, οπότε η θερμοκρασία στην κατάσταση 2' (σχ. 12.5) είναι μικρότερη και η διεργασία της σύμπτυξης πλησιάζει προς την ισοθερμοκρασιακή.

Ένας άλλος τρόπος για να πλησιάσουμε την ισοθερμοκρασιακή συμπίεση είναι η **ενδιάμεση ψύξη** του αέρα, που εφαρμόζεται στους πολυβάθμιους αεροσυμπιεστές,

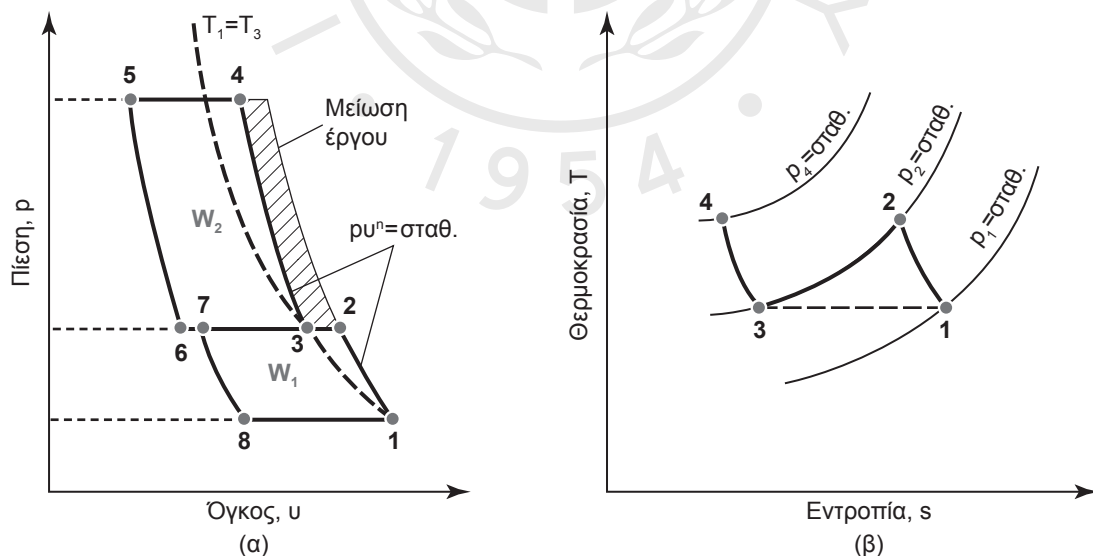
οι οποίοι χρησιμοποιούνται για πιέσεις πάνω από πέντε ή έξι ατμόσφαιρες.

Η συμπίεση του αέρα στους πολυβάθμιους αεροσυμπιεστές γίνεται σε δύο ή περισσότερες βαθμίδες (ή κυλίνδρους), στις οποίες ο αέρας ψύχεται στα ενδιάμεσα των βαθμίδων μέσα σε ψυγείο νερού (ενδιάμεση ψύξη). Θεωρητικά η ενδιάμεση ψύξη (ψυγείο) έχει ως σκοπό να φέρει τον αέρα στην αρχική του θερμοκρασία T_1 , κάτι που μόνο προσεγγιστικά μπορεί να γίνει στην πράξη.

Στο σχήμα 12.9 φαίνεται σχηματικά ένας διβάθμιος αεροσυμπιεστής με μία ενδιάμεση ψύξη του αέρα μεταξύ της πρώτης και δεύτερης βαθμίδας και στο σχήμα 12.10 βλέπουμε τα διαγράμματα p - v και T - s του ίδιου αεροσυμπιεστή. Από το διάγραμμα p - v [σχ. 12.10(α)] παρατηρούμε ότι με την ενδιάμεση ψύξη, πραγματικά κατορθώνουμε να μειώσουμε το έργο που χρειάζεται ο αεροσυμπιεστής για τη συ-



Σχ. 12.9
Σχηματική παράσταση διβάθμιου αεροσυμπιεστή με ενδιάμεση ψύξη



Σχ. 12.10

- α) Διάγραμμα p - v για διβάθμιο παλινδρομικό αεροσυμπιεστή.
β) Διάγραμμα T - s για διβάθμιο αεροσυμπιεστή και ενδιάμεση ψύξη

μπέση του αέρα από p_1 σε p_4 . Αυτό σημαίνει ότι για τις ίδιες πιέσεις ο διβάθμιος συμπίεστής είναι αποδοτικότερος από τον μονοβάθμιο. Στο σχήμα 12.11 φαίνεται ένας διβάθμιος αεροσυμπιεστής με ενδιάμεση ψύξη.

Από την πράξη έχει βρεθεί ότι ο πολυτροπικός συντελεστής ή της συμπίεσης στις δύο βαθμίδες είναι ο ίδιος. Έτσι, σύμφωνα με την εξίσωση (12.7), το έργο ανά κύλινδρο που χρειάζεται ο αεροσυμπιεστής για τη συμπίεση του αέρα από p_1 σε p_4 είναι:

Για τον πρώτο κύλινδρο:

$$W_1 = m \frac{n}{n-1} p_1 (u_1 - u_8) \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{(n-1)/n} \right] \quad (12.11)$$

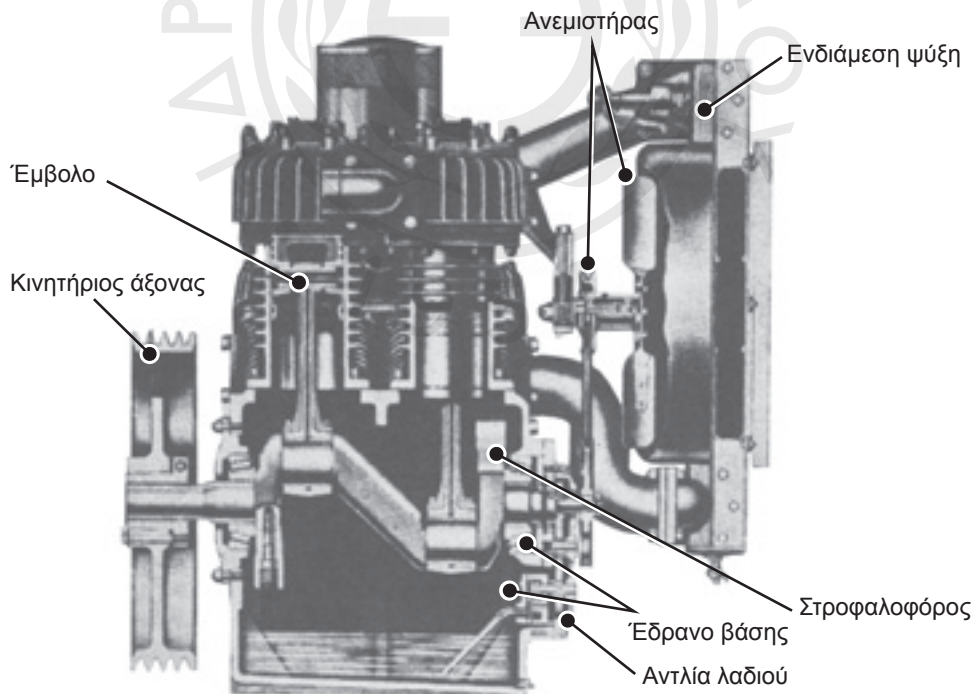
Για τον δεύτερο κύλινδρο:

$$W_2 = m \frac{n}{n-1} p_2 (u_3 - u_6) \left[1 - \left(\frac{p_4}{p_2} \right)^{(n-1)/n} \right] \quad (12.12)$$

Το ολικό έργο είναι το άθροισμα του έργου των δύο βαθμίδων:

$$W = W_1 + W_2 \quad (12.13)$$

Για σταθερή παροχή αέρα προς τον συμπίεστή χωρίς διάκενα, η μάζα που εισέρ-



Σχ. 12.11

Διβάθμιος αεροσυμπιεστής με ενδιάμεση ψύξη

χεται στην πρώτη βαθμίδα ισούται με τη μάζα που εξέρχεται από τη δεύτερη βαθμίδα. Οπότε, με βάση την εξίσωση (12.4), το έργο που απορροφά ο αεροσυμπιεστής είναι:

$$W = m \frac{n}{n-1} R \left\{ T_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{(n-1)/n} \right] + T_3 \left[1 - \left(\frac{p_4}{p_2} \right)^{(n-1)/n} \right] \right\} \quad (12.14)$$

Στην ιδανική περίπτωση όπου $T_1 = T_3$, το ολικό έργο του συμπιεστή, εξίσωση (12.14), γράφεται:

$$W = m \frac{n}{n-1} R T_1 \left[2 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{(n-1)/n} - \left(\frac{p_4}{p_2} \right)^{(n-1)/n} \right] \quad (12.15)$$

Ο καθορισμός της ενδιάμεσης πίεσης p_2 δεν είναι τυχαίος· καθορίζεται έτσι ώστε το έργο του αεροσυμπιεστή W να είναι το ελάχιστο. Εφόσον το W θα πρέπει να είναι ελάχιστο, τότε, όπως ξέρουμε από τα μαθηματικά, θέτουμε την πρώτη παράγωγο της εξίσωσης (12.14) ως προς τη μεταβλητή p_2 ίση με το μηδέν και λύνοντας ως προς p_2 έχουμε ότι:

$$p_2 = \sqrt{p_1 p_4} \quad (12.16)$$

Έτσι, όταν η τιμή της πίεσης p_2 προσδιορίζεται από την εξίσωση (12.16), τότε το έργο είναι ίσο και στις δύο βαθμίδες και το ολικό έργο είναι το ελάχιστο.

Με όμοιο τρόπο, για να είναι το έργο ενός αεροσυμπιεστή τριών βαθμίδων το ελάχιστο, η πίεση στο τέλος της πρώτης βαθμίδας p_2 και η πίεση στο τέλος της δεύτερης βαθμίδας p_2' προσδιορίζονται από τις σχέσεις:

$$p_2 = \sqrt[3]{p_1^2 p_4} \quad (12.17)$$

$$p_2' = \sqrt[3]{p_1 p_4^2} \quad (12.18)$$

όπου p_1 και p_4 είναι η πίεση του αέρα στην εισαγωγή και στην εξαγωγή αντίστοιχα.

Παράδειγμα 1

Ένας ιδανικός διβάθμιος αεροσυμπιεστής με ενδιάμεση ψύξη αναρροφά αέρα σε πίεση 1 bar και θερμοκρασία 27 °C και τον καταθλίβει σε πίεση 10 bar. Η παροχή είναι 18 m³/min και ο εκθέτης της πολυτροπικής συμπίεσης είναι 1,35. Να προσδιοριστεί: α) Η ελάχιστη ισχύς που χρειάζεται ο αεροσυμπιεστής, β) η ισχύς ενός μονοβάθμιου αεροσυμπιεστή για την ίδια πίεση εισαγωγής και εξαγωγής, γ) η μέγιστη θερμοκρασία του αέρα για τα ερωτήματα (α), (β), και (δ) η θερμοτητα που αφαιρείται στην ενδιάμεση ψύξη.

Λύση

α) Η ισχύς ενός ιδανικού αεροσυμπιεστή ($T_1 = T_3$) προκύπτει από την εξίσωση (12.15). Μας χρειάζονται τα στοιχεία $\dot{m}$, p_2 , που τα υπολογίζουμε:

$$\dot{m} = \frac{\dot{V}}{v}, \text{ όπου } v = \frac{RT_1}{p_1} = \frac{0,287 \times 300}{10^2} = 0,861 \text{ m}^3/\text{kg}$$

$$\text{οπότε} \quad \dot{m} = \frac{18}{0,861 \times 60} = 0,348 \text{ kg/s}$$

$$p_2 = \sqrt{p_1 p_4} = \sqrt{1 \times 10} = 3,162 \text{ bar}$$

$$\dot{W} = \frac{0,348 \times 1,35 \times 0,287 \times 300}{0,35} \left[2 - \left(\frac{3,162}{1} \right)^{0,259} - \left(\frac{10}{3,162} \right)^{0,259} \right] = -80,30 \text{ kW}$$

β) Για μονοβάθμιο συμπίεστή, η ισχύς που απαιτείται, προκύπτει (εξίσωση 12.7):

$$\dot{W} = \frac{1,35}{0,35} \times 10^2 \times \frac{18}{60} \times \left[1 - \left(\frac{10}{1} \right)^{0,259} \right] = -94,37 \text{ kW}$$

Παρατηρούμε ότι ο μονοβάθμιος συμπίεστής χρειάζεται ισχύ κατά 17,5% μεγαλύτερη της ισχύος του διβάθμιου συμπίεστή.

γ) Η μέγιστη θερμοκρασία στον διβάθμιο συμπίεστή είναι:

$$T_{\max} = T_2 = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{(n-1)/n} = 300 \left(\frac{3,162}{1} \right)^{0,259} = 404,2 \text{ K} \quad \text{ή} \quad 131,2^\circ \text{C}$$

και στον μονοβάθμιο:

$$T_{\max} = T_2 = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{(n-1)/n} = 300 \left(\frac{10}{1} \right)^{0,259} = 544,6 \text{ K} \quad \text{ή} \quad 271,6^\circ \text{C}$$

δ) Η αφαίρεση της θερμότητας στην ενδιάμεση ψύξη γίνεται με σταθερή πίεση, οπότε:

$$q = c_p (T_2 - T_3) = c_p (T_2 - T_1) = 1,0047 \times (404,2 - 300) = 104,69 \text{ kJ/kg}$$

Επειδή η παροχή του αέρα είναι 0,348 kg/s, έχουμε:

$$\dot{Q} = q \dot{m} = 0,348 \times 104,69 = 36,43 \text{ kW}$$

Παράδειγμα 2

Ένας ιδανικός αεροσυμπιεστής δύο φάσεων με ενδιάμεση ψύξη αναρροφά αέρα με πίεση 1 bar και θερμοκρασία 10 °C και τον συμπιέζει αδιαβατικά μέχρι 6,5 bar. Μετά τη συμπίεση, ο αέρας ψύχεται με σταθερή πίεση στους 20 °C και στη συνέχεια συμπιέζεται αδιαβατικά μέχρι 39 bar. Η παροχή του αέρα είναι 23 m³/h. Ζητείται:

α) Η ισχύς που χρειάζεται ο συμπίεστής και β) η μέγιστη θερμοκρασία του αέρα.

Λύση

α) Εφόσον ο αέρας συμπιέζεται αδιαβατικά, τότε έχουμε $n = k = 1,4$. Η παροχή του συμπιεστή σε kg/s είναι:

$$\dot{m} = \frac{\dot{V}}{u} \text{ όπου } u = \frac{RT_1}{p_1} = \frac{0,287 \times 283}{100} = 0,8122 \text{ m}^3/\text{kg}$$

$$\text{και } \dot{V} = \frac{23}{3600} = 0,0064 \text{ m}^3/\text{s}$$

$$\text{Άρα } \dot{m} = \frac{0,0064}{0,8122} = 0,0079 \text{ kg/s}$$

Η ισχύς του αεροσυμπιεστή προκύπτει από την εξίσωση (12.14):

$$\begin{aligned} \dot{W} &= \frac{0,0079 \times 1,4}{0,4} \times 0,287 \times \left\{ 283 \left[1 - \left(\frac{6,5}{1} \right)^{0,286} \right] + 239 \left[1 - \left(\frac{39}{6,5} \right)^{0,286} \right] \right\} = \\ &= 0,008 \times (-200,37 - 196,12) = -3,17 \text{ kW} \end{aligned}$$

β) Η μέγιστη θερμοκρασία του αέρα εμφανίζεται στην έξοδο του αεροσυμπιεστή, δηλαδή:

$$T_{\max} = T_4 = T_3 \left(\frac{p_4}{p_3} \right)^{(k-1)/k} = 293 \times \left(\frac{39}{6,5} \right)^{0,286} = 489,12 \text{ K} \quad \text{ή} \quad 216,12 \text{ } ^\circ\text{C}$$

12.5 Συντελεστές απόδοσης αεροσυμπιεστών

Υπολογίσαμε ως τώρα το έργο ή την ισχύ ενός αεροσυμπιεστή όπου οι διεργασίες ήταν αναστρέψιμες. Στους πραγματικούς όμως αεροσυμπιεστές οι διεργασίες δεν είναι αναστρέψιμες και συνεπώς το θεωρητικό έργο δεν είναι το ίδιο με το πραγματικό. Για να λάβουμε υπόψη μας αυτές τις μη αναστρέψιμες διεργασίες (πραγματικές), χρησιμοποιούμε τους συντελεστές απόδοσης.

Ο **βαθμός συμπίεσης** η_{cn} , είναι ο λόγος του θεωρητικού και πραγματικού έργου που χρειάζεται ο αεροσυμπιεστής· μας δείχνει δηλαδή πόσο μια πραγματική συμπίεση πλησιάζει τη θεωρητική. Ο **μηχανικός βαθμός απόδοσης** η_m , είναι ο λόγος του πραγματικού έργου του αεροσυμπιεστή προς το έργο που δίνει σ' αυτόν η κινητήρια μηχανή (ηλεκτρικός κινητήρας κ.λπ.). Ο βαθμός αυτός καλύπτει τις απώλειες που αναπόφευκτα υπάρχουν μεταξύ του αεροσυμπιεστή και της κινητήριας μηχανής.

Το γινόμενο των δύο αυτών βαθμών απόδοσης μας δίνει τον **βαθμό απόδοσης του αεροσυμπιεστή η_c** , δηλαδή:

$$\eta_c = \eta_{cn} \eta_m \quad (12.19)$$

Ο βαθμός απόδοσης του αεροσυμπιεστή η_c μας δείχνει πόσο καλά εκμεταλλεύ-

εται ο αεροσυμπιεστής την ισχύ που παίρνει από την κινητήρια μηχανή· με άλλα λόγια πόσο αποδοτικά δουλεύει.

Ας δούμε με ένα παράδειγμα τι σημαίνουν αυτοί οι συντελεστές απόδοσης.

Παράδειγμα

Ένας αεροσυμπιεστής κινείται από έναν ηλεκτρικό κινητήρα ισχύος 37,3 kW. Αναρροφά αέρα από πίεση 101,4 kPa και 300 K και τον καταθλίβει με πίεση 377,1 kPa. Ζητείται ο βαθμός απόδοσης του συμπιεστή: α) Για αδιαβατική συμπίεση και β) για ισοθερμοκρασιακή συμπίεση. Η παροχή του αέρα είναι 0,189 m³/s.

Λύση

α) Για αδιαβατική συμπίεση $\eta = k = 1,4$. Επίσης για $\dot{V}_1 - \dot{V}_4 = 0,189 \text{ m}^3/\text{s}$ και, με βάση την εξίσωση (12.7), η θεωρητική ισχύς του αεροσυμπιεστή είναι:

$$\begin{aligned}\dot{W} &= \frac{k}{k-1} p_1 (\dot{V}_1 - \dot{V}_4) \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{(k-1)/k} \right] = \\ &= \frac{1,4}{0,4} \times 101,4 \times 0,189 \times \left[1 - \left(\frac{377,1}{101,4} \right)^{0,286} \right] = -30,58 \text{ kW}\end{aligned}$$

οπότε ο βαθμός απόδοσης του αεροσυμπιεστή η_c , είναι:

$$\eta_c = \frac{30,58}{37,3} = 0,820 \text{ ή } 82\%$$

β) Για ισοθερμοκρασιακή συμπίεση, η ισχύς προκύπτει από την εξίσωση (12.5) και δίνεται ως:

$$\dot{W} = -p_1 (\dot{V}_1 - \dot{V}_4) \ln \frac{p_2}{p_1} = -101,4 \times 0,189 \ln \frac{377,1}{101,4} = 25,17 \text{ kW}$$

οπότε ο βαθμός αποδόσης του αεροσυμπιεστή είναι:

$$\eta_c = \frac{25,17}{37,3} = 0,675 \text{ ή } 67,5\%$$

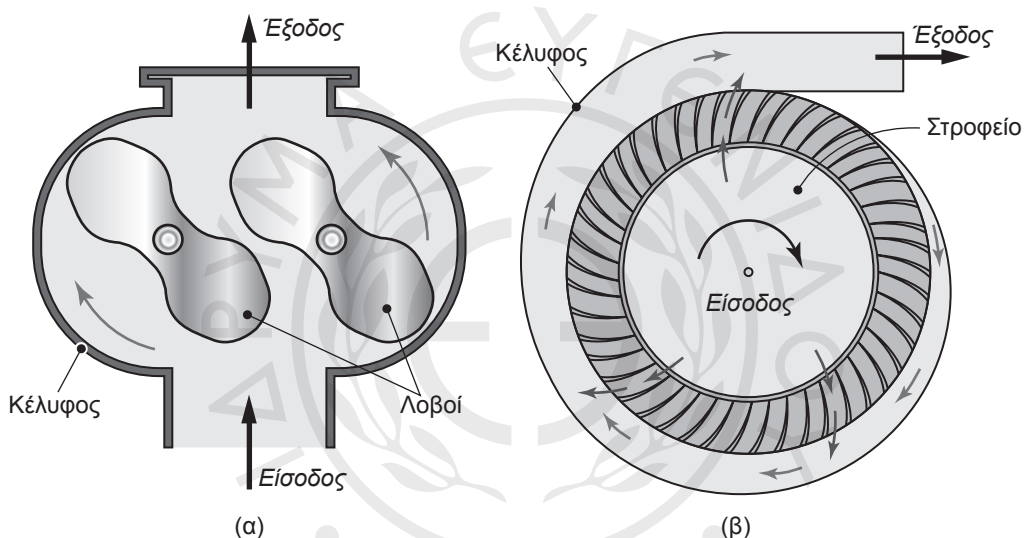
12.6 Περιστροφικός αεροσυμπιεστής

Για τους αεροσυμπιεστές αυτούς θα περιοριστούμε μόνο στη στοιχειώδη περιγραφή και δεν θα προχωρήσουμε στη θερμοδυναμική ανάλυση του κύκλου λειτουργίας, γιατί δεν παρουσιάζει ιδιαίτερο ενδιαφέρον για τους μηχανικούς των πλοίων.

Υπάρχουν δύο ειδών περιστροφικοί αεροσυμπιεστές: ο **περιστροφικός συμπιεστής με λοβούς** [σχ. 12.12(α)] και ο **περιστροφικός συμπιεστής με στροφέιο** [σχ. 12.12(β)]. Ο περιστροφικός αεροσυμπιεστής με λοβούς χρησιμοποιείται κυρίως για την υπερπλήρωση των μηχανών Diesel. Ο αέρας παγιδεύεται από τους λοβούς και το κέλυφος και συμπιέζεται μέχρι την πίεση κατάθλιψης. Η ελευθερία μεταξύ των

λοβών και του κελύφους και μεταξύ των ίδιων των λοβών είναι πολύ μικρή, ώστε να ελαχιστοποιήσει τις απώλειες του αέρα από τον χώρο της κατάθλιψης προς τον χώρο της αναρρόφησης. Από το σχήμα 12.12(α) παρατηρούμε επίσης ότι οι λοβοί στρέφουν με αντίθετη φορά.

Ο περιστροφικός αεροσυμπιεστής με στροφείο [σχ. 12.12(β)] έχει διαφορετική αρχή λειτουργίας. Ο αέρας εισέρχεται από το κέντρο του στροφείου, δηλαδή κατά τη διεύθυνση του άξονα περιστροφής, και περνά μέσα από σταθερά και κινητά πτερύγια όπου και συμπιέζεται. Αυτό το είδος των αεροσυμπιεστών χρησιμοποιείται στους αεροιστρόβιλους που είδαμε στο προηγούμενο κεφάλαιο. Έχουν μεγάλο όγκο παροχής αέρα, αλλά η αύξηση της πίεσης είναι μικρή.



Σχ. 12.12

Περιστροφικός αεροσυμπιεστής: α) Με λοβούς και β) με στροφείο

12.7 Ασκήσεις

- Ένας αεροσυμπιεστής έχει παροχή $100 \text{ m}^3/\text{s}$ και αναρροφά φυσικό αέριο σε πίεση 101 kPa και θερμοκρασία 280 K . Η πίεση στην έξοδο είναι 500 kPa και η συμπίεση είναι πολυτροπική με $n = 1,45$. Ζητείται: α) Η ισχύς που χρειάζεται ο αεροσυμπιεστής. β) η θερμοκρασία του αέρα στην έξοδο και γ) η ισχύς που χρειάζεται ο αεροσυμπιεστής για ισοθερμοκρασιακή συμπίεση.

(Απ.: α) -20.919 kW , β) 460 K , γ) -16.155 kW)

- Ζητείται ο ογκομετρικός βαθμός απόδοσης ενός μονοβάθμιου διπλής ενέργειας αεροσυμπιεστή που έχει διάμετρο κυλίνδρου 45 cm και διαδρομή εμβόλου 45 cm . Ο αεροσυμπιεστής έχει παροχή $0,166 \text{ m}^3/\text{s}$ και περιστροφική ταχύτητα 150 rpm . Στην αναρρόφηση, η πίεση του αέρα είναι $101,3 \text{ kPa}$ και η θερμοκρασία 300 K , ενώ στην έξοδο η πίεση είναι 675 kPa . Η συμπίεση και εκτόνωση είναι πολυτροπικές διεργασίες με $n = 1,33$.

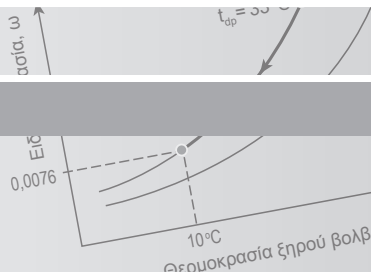
(Απ.: $0,464$)

3. Ένας συμπίεστής λαμβάνει $10,78 \text{ m}^3/\text{s}$ αέρα σε πίεση $1,16 \text{ bar}$ και τον συμπιέζει μέχρι $5,78 \text{ bar}$. Ο βαθμός συμπίεσης για ισοθερμοκρασιακή συμπίεση είναι 70% και ο μηχανικός βαθμός απόδοσης 91%. Ζητείται: α) Η ισχύς της κινητήριας μηχανής και β) η πραγματική ισχύς του αεροσυμπιεστή.
(Απ.: α) – 52,54 kW, β) – 47,82 kW)
4. Ένας διβάθμιος συμπίεστής αναρροφά αέριο ήλιον σε πίεση $1,36 \text{ bar}$ και θερμοκρασία 27°C και το συμπιέζει πολυτροπικά ($n = 1,5$) μέχρι 68 bar . Η ενδιάμεση ψύξη θεωρούμε ότι είναι ιδανική. Αν η παροχή του συμπιεστή είναι $9,1 \text{ kg}/\text{min}$, ζητείται να βρεθεί: α) Η ισχύς του αεροσυμπιεστή, β) η πίεση στο ψυγείο, γ) η μέγιστη θερμοκρασία, δ) η θερμότητα που αφαιρείται στο ψυγείο και ε) η ισχύς του αεροσυμπιεστή αν ήταν μιας βαθμίδας.
(Απ.: α) – 521 kW, β) 9,62 bar, γ) 302°C , δ) 217 kW, ε) – 761 kW)
5. Ένας παλινδρομικός αεροσυμπιεστής με $c = 0,03$ αναρροφά ατμοσφαιρικό αέρα πίεσης $10^5 \text{ N}/\text{m}^2$ και θερμοκρασίας 27°C και τον καταθλίβει με πίεση $10,2 \times 10^5 \text{ N}/\text{m}^2$. Η συμπίεση και η έκτονωση γίνεται πολυτροπικά με $n = 1,25$. Στις βαλβίδες της εισαγωγής και της εξαγωγής έχουμε πτώση της πίεσης κατά 5%. Ο αέρας θερμαίνεται στους 38°C από τα τοιχώματα του κυλίνδρου στο τέλος της διαδρομής της εισαγωγής. Να προσδιοριστεί: α) Ο θεωρητικός και ο πραγματικός ογκομετρικός βαθμός απόδοσης και β) το έργο του αεροσυμπιεστή ανά μονάδα μάζας.
(Απ.: α) 0,822 0,753, β) – 203 kJ/kg)



ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΔΕΚΑΤΟ ΤΡΙΤΟ

Μείγματα αερίων και υδρατμών



13.1 Γενικά

Στους θερμοδυναμικούς κύκλους και τις διεργασίες που εξετάσαμε ως τώρα, θεωρήσαμε ότι το εργαζόμενο μέσο είναι καθαρή ουσία. Στην πράξη όμως αυτό δεν αληθεύει. Συνήθως συναντάμε μείγματα διαφόρων άλλων καθαρών ουσιών. Χαρακτηριστικό παράδειγμα ο ατμοσφαιρικός αέρας, τον οποίο, για να απλοποιήσουμε τους υπολογισμούς μας, θεωρήσαμε ως τώρα ως καθαρή ουσία, ενώ στην πραγματικότητα είναι μείγμα πολλών άλλων καθαρών ουσιών, όπως είναι το οξυγόνο, το άζωτο, ο υδρατμός και άλλα αέρια.

Για να αντιμετωπίσουμε λοιπόν τις πρακτικές ανάγκες που συναντάμε στις διάφορες διεργασίες, είμαστε υποχρεωμένοι να εξετάσουμε τη συμπεριφορά όχι πια των καθαρών ουσιών, αλλά των μειγμάτων των καθαρών ουσιών. Από τα μείγματα αυτά το πιο συνηθισμένο είναι το μείγμα αερίων - υδρατμού. Το συναντάμε σε πολλές τεχνικές εφαρμογές με πιο ενδιαφέρουσα την περίπτωση των κλιματιστικών εγκαταστάσεων στα πλοία. Άλλο μείγμα, επίσης με πρακτικό ενδιαφέρον, είναι η ανάμειξη του αέρα με το καύσιμο στους θαλάμους καύσης των λεβήτων και μηχανών, που προκαλεί τη χημική αντίδραση.

Στο κεφάλαιο αυτό θα εξετάσουμε πρώτα τα μείγματα ιδανικών (τέλειων) αερίων, ώστε να γνωρίσουμε τις βασικές αρχές που τα διέπουν και να αποκτήσουμε κάποια εμπειρία ως προς τον τρόπο που θα τις εφαρμόσουμε σε οποιοδήποτε άλλο είδος μείγματος. Πιο πολύ όμως θα ασχοληθούμε με τη μελέτη του μείγματος αερίων - υδρατμού, γιατί αυτό μας ενδιαφέρει περισσότερο από πρακτική σκοπιά.

13.2 Νόμος του Dalton

Σε προηγούμενα κεφάλαια είχαμε ασχοληθεί με τις σχέσεις που υπάρχουν μεταξύ των ιδιοτήτων μιας καθαρής ουσίας που παρατηρούνται εύκολα, όπως η πίεση ή η θερμοκρασία, και των ιδιοτήτων που εμφανίζονται στον πρώτο και δεύτερο θερμοδυναμικό νόμο. Τα αποτελέσματα των σχέσεων αυτών τα ενσωματώσαμε σε πίνακες, διαγράμματα ή, στην περίπτωση των τέλειων αερίων, τα περιγράψαμε με αλγεβρικές σχέσεις. Αν προσπαθήσουμε να κάνουμε το ίδιο για τα μείγματα, θα βρεθούμε στην ανάγκη να εκτελέσουμε πάρα πολλά πειράματα, δεδομένου ότι υπάρχει τεράστια ποικιλία μειγμάτων που μας ενδιαφέρουν πρακτικά. Έτσι, είναι φυσικό να προσπαθήσουμε να βρούμε τρόπο που να μας επιτρέπει να υπολογίζουμε τις θερμοδυναμικές ιδιότητες ενός μείγματος, γνωρίζοντας μόνο τις ιδιότητες των συστατι-

κών ουσιών και τις αναλογίες με τις οποίες είναι αναμιγμένες μέσα στο μείγμα.

Ο τρόπος αυτός δόθηκε από τον Dalton (1802), ο οποίος περιέγραψε τη συμπεριφορά των μειγμάτων αερίων ως εξής:

Κάθε συστατικό ενός μείγματος αερίων μέσα σ' ένα δοχείο συμπεριφέρεται και έχει τις ίδιες ιδιότητες, σαν να υπήρχε μόνο του μέσα στο δοχείο.

Η διαπίστωση αυτή, που είναι αποτέλεσμα πειραμάτων και είναι γνωστή ως ο **νόμος του Dalton**, εφαρμόζεται μόνο για τις θερμοδυναμικές ιδιότητες, όπως πίεση, θερμοκρασία, ενθαλπία κ.λπ. Αργότερα, ο νόμος του Dalton διαμορφώθηκε από τον Gibbs ώστε να μπορεί να εφαρμοσθεί σε πρακτικές εφαρμογές. Η νέα μορφή του νόμου του Dalton ονομάζεται **νόμος των Gibbs - Dalton** και έχει δύο μέρη. Το πρώτο αφορά την πίεση του μείγματος και το δεύτερο την εσωτερική ενέργεια, την ενθαλπία και την εντροπία:

α) Η πίεση ενός μείγματος αερίων είναι ίση με το άθροισμα των πιέσεων που θα εξασκούσε κάθε αέριο του μείγματος αν μόνο του καταλάμβανε τον όγκο του μείγματος και είχε τη θερμοκρασία του μείγματος.

Η πίεση που ασκεί κάθε συστατικό του μείγματος ονομάζεται **μερική πίεση** του συστατικού. Την πίεση αυτή τη μετράμε με πείραμα, όπου η μάζα του συστατικού καταλαμβάνει όγκο ίσο με τον όγκο του μείγματος και έχει τη θερμοκρασία του μείγματος.

Αν $a, b, c, \dots, n$ είναι οι δείκτες που αναφέρονται σε κάθε ένα συστατικό του μείγματος, τότε αλγεβρικά από τον πιο πάνω νόμο προκύπτουν τα εξής:

Αν t είναι η θερμοκρασία του μείγματος, τότε:

$$t = t_a = t_b = t_c = \dots = t_n \quad (13.1)$$

Αφού κάθε συστατικό καταλαμβάνει τον όγκο του μείγματος V , τότε:

$$V = V_a = V_b = V_c = \dots = V_n \quad (13.2)$$

ή σε σχέση με τον ειδικό όγκο u και τη μάζα m του μείγματος:

$$mu = m_a u_a = m_b u_b = m_c u_c = \dots = m_n u_n \quad (13.3)$$

και τελικά η πίεση του μείγματος p είναι το άθροισμα των μερικών πιέσεων των συστατικών:

$$p = p_a + p_b + p_c + \dots + p_n \quad (13.4)$$

Επίσης, η μάζα του μείγματος είναι ίση με το άθροισμα των μαζών των συστατικών, δηλαδή:

$$m = m_a + m_b + m_c + \dots + m_n \quad (13.5)$$

οπότε, από τις εξισώσεις (13.3) και (13.5), η σχέση μεταξύ των ειδικών όγκων είναι:

$$\frac{1}{u} = \frac{1}{u_a} + \frac{1}{u_b} + \frac{1}{u_c} + \dots + \frac{1}{u_n} \quad (13.6)$$

και η πυκνότητα του μείγματος ρ , που είναι το αντίστροφο του ειδικού όγκου, δίνεται

από τη σχέση:

$$\rho = \rho_a + \rho_b + \rho_c + \dots + \rho_n \quad (13.7)$$

β) Η εσωτερική ενέργεια, η ενθαλπία και η εντροπία ενός μείγματος αερίων είναι αντίστοιχα ίση με το άθροισμα της εσωτερικής ενέργειας, της ενθαλπίας και της εντροπίας που θα είχε κάθε συστατικό του μείγματος, αν κάθε ένα από αυτά καταλάμβανε τον όγκο του μείγματος και είχε τη θερμοκρασία του μείγματος.

Τις ιδιότητες αυτές τις μετράμε επίσης με πειράματα, όπως είπαμε και πιο πάνω για την πίεση των συστατικών ενός μείγματος.

Αλγεβρικά το δεύτερο μέρος του νόμου Gibbs - Dalton γράφεται ως εξής:

$$\text{Εσωτερική ενέργεια: } U = U_a + U_b + U_c + \dots + U_n \quad (13.8)$$

$$mu = m_a u_a + m_b u_b + m_c u_c + \dots + m_n u_n \quad (13.8a)$$

$$\text{Ενθαλπία: } H = H_a + H_b + H_c + \dots + H_n \quad (13.9)$$

$$mh = m_a h_a + m_b h_b + m_c h_c + \dots + m_n h_n \quad (13.9a)$$

$$\text{Εντροπία: } S = S_a + S_b + S_c + \dots + S_n \quad (13.10)$$

$$ms = m_a s_a + m_b s_b + m_c s_c + \dots + m_n s_n \quad (13.10a)$$

Αν γνωρίζουμε τη σύνθεση του μείγματος και δύο ιδιότητές του, π.χ. την πίεση και τον όγκο, μπορούμε με τις παραπάνω εξισώσεις να προσδιορίσουμε τις θερμοδυναμικές ιδιότητες του μείγματος.

Τέλος, οι ειδικές θερμότητες του μείγματος βρίσκονται σε συνάρτηση με τις αντίστοιχες ειδικές θερμότητες των αερίων που το αποτελούν και της κατά μάζα αναλογίας. Έτσι, για τον προσδιορισμό τους εφαρμόζουμε τις σχέσεις:

$$mc_p = m_a c_{pa} + m_b c_{pb} + \dots + m_n c_{pn} \quad (13.11)$$

$$mc_u = m_a c_{ua} + m_b c_{ub} + \dots + m_n c_{un} \quad (13.12)$$

Παράδειγμα

Ένα μείγμα αποτελείται από 2 kg αέρα και 4 kg άζωτο, έχει θερμοκρασία 25°C και καταλαμβάνει όγκο 1 m³. Να προσδιορισθεί ο ειδικός όγκος, η πίεση, η ειδική ενθαλπία, η ειδική εσωτερική ενέργεια και η ειδική εντροπία του μείγματος. Ο αέρας και το άζωτο θεωρούνται τέλεια αέρια.

Λύση

Οι δείκτες «α» και «β» αναφέρονται στον αέρα και το άζωτο αντίστοιχα. Έτσι έχουμε:

Για τον αέρα μάζας 2 kg και όγκου 1 m³:

$$t_a = 25^\circ\text{C} \quad u_a = \frac{V}{m_a} = \frac{1}{2} = 0,5 \text{ m}^3/\text{kg}$$

Επίσης από τον νόμο των τέλειων αερίων έχουμε:

$$p_a = \frac{R_a T_a}{u_a} = \frac{0,287 \times 298}{0,5} = 171,1 \text{ kN/m}^2$$

Από πίνακες με ιδιότητες του αέρα, μπορούμε να βρούμε ότι:

$$h_a = 298,52 \text{ kJ/kg}, \quad u_a = 212,90 \text{ kJ/kg}, \quad s_a = 2,3596 \text{ kJ/kgK}$$

Για το άζωτο μάζας 4 kg και όγκου 1 m³:

$$t_b = 25^\circ\text{C} \quad u_b = \frac{V}{m_b} = \frac{1}{4} = 0,25 \text{ m}^3/\text{kg}$$

$$p_b = \frac{R_b T_b}{u_b} = \frac{0,297 \times 298}{0,25} = 354 \text{ kN/m}^2$$

Επίσης, από πίνακες με ιδιότητες του αζώτου, μπορούμε να βρούμε ότι:

$$h_b = 309,64 \text{ kJ/kg}, \quad u_b = 221,11 \text{ kJ/kg}, \quad s_b = 6,4644 \text{ kJ/kgK}$$

οπότε για το μείγμα μάζας 6 kg και όγκου 1 m³:

$$t = 25^\circ\text{C} \quad u = \frac{1}{6} = 0,167 \text{ m}^3/\text{kg}$$

$$\text{Από την εξίσωση (13.4):} \quad p = p_a + p_b = 171,1 + 354 = 525,1 \text{ kN/m}^2$$

$$\text{Από την εξίσωση (13.9α):} \quad h = \frac{(2 \times 298,52) + (4 \times 309,64)}{2 + 4} = 305,93 \text{ kJ/kg}$$

$$\text{Από την εξίσωση (13.8α):} \quad u = \frac{(2 \times 212,9) + (4 \times 221,11)}{2 + 4} = 218,37 \text{ kJ/kg}$$

$$\text{Από την εξίσωση (13.10α):} \quad s = \frac{(2 \times 2,3596) + (4 \times 6,4644)}{2 + 4} = 5,0961 \text{ kJ/kgK}$$

13.3 Αδιαβατική ανάμειξη τέλειων αερίων

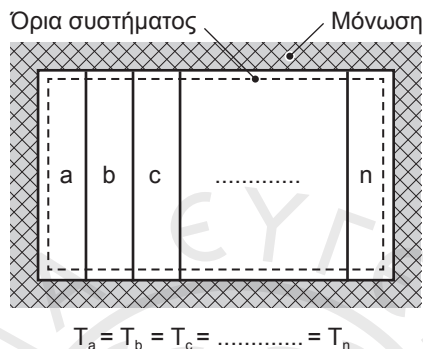
Μέχρι εδώ εξετάσαμε τις σχέσεις που υπάρχουν μεταξύ των ιδιοτήτων ενός μείγματος αερίων και των συστατικών αερίων που το αποτελούν. Ας δούμε τώρα την περίπτωση ενός μείγματος που προέρχεται από την ανάμειξη τέλειων αερίων.

Το μείγμα που προέρχεται από την ανάμειξη τέλειων αερίων αποδεικνύεται ότι είναι και αυτό τέλειο αέριο και η σταθερά του R δίνεται ως:

$$R = \frac{1}{m} (m_a R_a + m_b R_b + \dots + m_n R_n) \quad (13.13)$$

όπου $R_a, R_b, \dots, R_n$, είναι οι σταθερές των συστατικών του μείγματος.

Το μείγμα αυτό έχει επίσης ορισμένα χαρακτηριστικά, όπως θα φανεί από την εξέταση του συστήματος του σχήματος 13.1.



Σχ. 13.1

Αδιαβατική με σταθερό όγκο ανάμειξη τέλειων αερίων

Το σύστημα αυτό αποτελείται από ένα αδιαβατικά μονωμένο δοχείο, το οποίο είναι χωρισμένο με κινητά διαφράγματα σε διαμερίσματα διάφορων μεγεθών. Κάθε διαμέρισμα περιέχει ένα τέλειο αέριο που το χαρακτηρίζουμε με τους δείκτες $a, b, c, \dots, n$. Οι πιέσεις και οι θερμοκρασίες των αερίων είναι οι ίδιες και ίσες με p και T αντίστοιχα.

Η διαδικασία της ανάμειξης των αερίων αρχίζει όταν μετακινήσουμε το ένα μετά το άλλο, τα κινητά διαφράγματα και συντελείται λόγω της κίνησης των μορίων των αερίων. Στο τέλος της διαδικασίας τα αέρια έχουν αναμιχθεί ομοιόμορφα. Αυτό που μας απασχολεί είναι κατά πόσο άλλαξε η θερμοκρασία και η πίεση του συστήματος, λόγω της αδιαβατικής με σταθερό όγκο διεργασίας.

Κατά τη διεργασία ο όγκος του συστήματος παραμένει ο ίδιος και επομένως το έργο είναι μηδέν. Επίσης, η μεταφορά της θερμότητας από ή προς το σύστημα είναι μηδέν γιατί είναι αδιαβατικά μονωμένο. Δηλαδή $W = 0$ και $Q = 0$.

Από τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο όμως για κλειστά συστήματα, εξίσωση (4.10), έχουμε ότι:

$$\Delta U = Q - W = 0$$

Αυτό σημαίνει ότι η μεταβολή της εσωτερικής ενέργειας είναι μηδέν, δηλαδή κατά τη διάρκεια της ανάμειξης των αερίων η εσωτερική ενέργεια του συστήματος παρέμεινε η ίδια. Αλλά, όπως είπαμε στο έκτο κεφάλαιο (παράγρ. 6.5) η εσωτερική ενέργεια ενός τέλειου αερίου είναι συνάρτηση μόνο της θερμοκρασίας του. Επίσης, όπως είδαμε από την εξίσωση (13.8), η εσωτερική ενέργεια του μείγματος είναι ίση με το άθροισμα των εσωτερικών ενεργειών καθενός αερίου, θεωρουμένου στη θερ-

μοκρασία του μείγματος. Έτσι δεν μπορεί παρά η **τελική θερμοκρασία του μείγματος να είναι ίση με την αρχική θερμοκρασία κάθε αερίου**, δηλαδή T .

Ας δούμε τώρα ποια είναι η τελική πίεση, p' , του μείγματος. Ο όγκος κάθε διαμερίσματος είναι $V_a, V_b, \dots, V_n$, οι αντίστοιχες μάζες είναι $m_a, m_b, \dots, m_n$ και οι μερικές πιέσεις μετά την ανάμειξη είναι $p_a, p_b, \dots, p_n$.

Από τον νόμο των Gibbs - Dalton έχουμε ότι:

$$p' = p_a + p_b + \dots + p_n \quad (13.14)$$

και λόγω γεωμετρίας του συστήματος (σχ. 13.3):

$$V = V_a + V_b + \dots + V_n \quad (13.15)$$

Αλλά η αρχική θερμοκρασία κάθε συστατικού είναι ίση με τη θερμοκρασία του μείγματος· επίσης, κάθε συστατικό καταλαμβάνει αρχικό όγκο V_a, V_b κ.λπ., έχει πίεση p , ενώ μετά την ανάμειξη καταλαμβάνει όγκο V και έχει πίεση p_a, p_b κ.λπ. Άρα μπορούμε να γράψουμε:

$$pV_a = p_a V \quad (13.16)$$

$$pV_b = p_b V \text{ κ.λπ.}$$

Αντικαθιστούμε στην εξίσωση (13.14) και έχουμε:

$$p' = \frac{pV_a}{V} = \frac{pV_b}{V} + \dots = \frac{pV_n}{V} = \frac{p}{V} = (V_a + V_b + \dots + V_n) = \frac{pV}{V} = p \quad (13.17)$$

Αυτό σημαίνει ότι μετά την αδιαβατική ανάμειξη των αερίων η πίεση παραμένει η ίδια, δηλαδή η αρχική πίεση κάθε αερίου είναι ίση με την τελική πίεση του μείγματος.

Θα δούμε τώρα αν με την ανάμειξη των αερίων έχουμε μεταβολή της εντροπίας του συστήματος. Από την εξίσωση (8.5) βλέπουμε ότι η μεταβολή της εντροπίας ενός τέλει αερίου εξαρτάται από τη θερμοκρασία και τον ειδικό όγκο. Αν εφαρμόσουμε την εξίσωση αυτή στην αδιαβατική ανάμειξη των αερίων, όπου η θερμοκρασία όπως είπαμε παραμένει σταθερή, τότε για ένα από τα αέρια, π.χ. το «α», η μεταβολή της εντροπίας Δs_a είναι:

$$\Delta s_a = R_a / n \frac{V}{V_a} \quad (13.18)$$

Αλλά ο όγκος V είναι μεγαλύτερος από τον όγκο V_a , πράγμα που σημαίνει ότι το $1/n (V/V_a)$ είναι θετικός αριθμός, δηλαδή η μεταβολή της εντροπίας είναι θετική, και συνεπώς η εντροπία του αερίου «α» αυξήθηκε. Επειδή όμως η εντροπία του μείγματος είναι το άθροισμα των εντροπιών κάθε αερίου, έπεται ότι και η εντροπία του μείγματος αυξάνει στην αδιαβατική ανάμειξη με σταθερή θερμοκρασία.

Παράδειγμα 1

Ένα μείγμα τέλειων αερίων προήλθε από την αδιαβατική ανάμειξη 0,232 kg οξυγόνου και 0,768 kg ατμοσφαιρικού αζώτου. Πριν από την ανάμειξη, τα δύο αέρια

είχαν την ίδια πίεση και την ίδια θερμοκρασία. Ζητείται να βρεθεί η αύξηση της εντροπίας λόγω της ανάμειξης.

Λύση

Η αύξηση της εντροπίας κάθε αερίου του μείγματος δίνεται από την εξίσωση (13.18). Ο υπολογισμός των λόγων V/V_a , V/V_b γίνεται ως εξής:

Από τον Πίνακα Γ6 του παραρτήματος «Γ» έχουμε ότι:

Για το οξυγόνο: $R_a = 260 \text{ J/kgK}$

Για το αζώτο: $R_b = 295 \text{ J/kgK}$

Όπως είπαμε προηγουμένως, μετά την αδιαβατική με σταθερή πίεση ανάμειξη, η τελική θερμοκρασία του μείγματος είναι η ίδια με την αρχική θερμοκρασία κάθε αερίου, έστω T . Τότε έχουμε ότι:

$$V_a = \frac{m_a R_a T}{p} \quad V_b = \frac{m_b R_b T}{p}$$

αλλά ο όγκος του μείγματος είναι:

$$V = V_a + V_b = \frac{m_a R_a + m_b R_b}{p} T$$

$$\text{οπότε} \quad \frac{V}{V_a} = \frac{m_a R_a + m_b R_b}{m_a R_a} = \frac{(0,232 \times 260) + (0,768 \times 295)}{0,232 \times 260} = 4,756$$

$$\frac{V}{V_b} = \frac{m_a R_a + m_b R_b}{m_b R_b} = \frac{(0,232 \times 260) + (0,768 \times 295)}{0,768 \times 295} = 1,266$$

Η αύξηση της εντροπίας του μείγματος είναι ίση με το άθροισμα της εντροπίας κάθε αερίου. Από την εξίσωση (13.18) η αύξηση της εντροπίας του οξυγόνου είναι:

$$\Delta S_a = m_a R_a \ln \frac{V}{V_a} = 0,232 \times 260 \times \ln 4,756 = 94,05 \text{ J/K}$$

και του αζώτου:

$$\Delta S_b = m_b R_b \ln \frac{V}{V_b} = 0,768 \times 295 \times \ln 1,266 = 53,44 \text{ J/K}$$

Άρα η συνολική αύξηση της εντροπίας του μείγματος είναι:

$$\Delta S = \Delta S_a + \Delta S_b = 94,05 + 53,44 = 147,49 \text{ J/K}$$

Παρατήρηση

Η παραπάνω αύξηση της εντροπίας δεν παρατηρείται όταν αναμείξουμε δύο όμοια αέρια, π.χ. 1 kg αζώτου με άλλο 1 kg αζώτου. Στην περίπτωση αυτή η μεταβολή της εντροπίας είναι μηδέν. Αυτό το φαινόμενο ονομάζεται **παράδοξο του Gibbs**. Η εξήγησή του απαιτεί προχωρημένες θεωρητικές γνώσεις και ξεφεύγει από τον σκοπό του βιβλίου αυτού.

Παράδειγμα 2

Ένα δοχείο περιέχει $0,1 \text{ m}^3$ υδρογόνο σε θερμοκρασία 15°C και πίεση 160 kN/m^2 . Ένα άλλο δοχείο περιέχει $0,15 \text{ m}^3$ άζωτο σε θερμοκρασία 15°C και πίεση 160 kN/m^2 . Τα δύο δοχεία συνδέονται μεταξύ τους με έναν σωλήνα και μία βαλβίδα που τα απομονώνει. Τα δοχεία, ο σωλήνας και η βαλβίδα είναι πολύ καλά μονωμένα. Η βαλβίδα, που στην αρχή είναι κλειστή, ανοίγεται και επιτρέπει στα δύο αέρια να αναμιχθούν. Μετά από λίγο οι συνθήκες του μείγματος μέσα στα δύο δοχεία είναι ομοιόμορφες. Αν τα δύο αέρια θεωρηθούν τέλεια αέρια, ζητείται: α) Η θερμοκρασία του μείγματος, β) οι μερικές πιέσεις των αερίων, γ) ο ειδικός όγκος του μείγματος, δ) η σταθερά R και οι ειδικές θερμότητες του μείγματος και ε) η αύξηση της εντροπίας του συστήματος που αποτελείται από τα δύο αέρια μετά την ανάμειξη.

Λύση

α) Το υδρογόνο και άζωτο θεωρούμε ότι είναι τέλεια αέρια. Επειδή η ανάμειξη είναι αδιαβατική (δοχεία και σωλήνες καλά μονωμένα), η τελική πίεση του μείγματος είναι ίση με την αρχική πίεση των αερίων. Δηλαδή $p = 160 \text{ kN/m}^2$. Η θερμοκρασία είναι επίσης η ίδια, δηλαδή $t = 15^\circ\text{C}$ αφού έχουμε διεργασία με σταθερό όγκο, δηλαδή $W = 0$.

β) Οι μερικές πιέσεις των αερίων, θεωρούμενες όταν το αέριο καταλαμβάνει όλο τον όγκο του συστήματος στη θερμοκρασία του μείγματος, υπολογίζονται ως εξής:

Για το υδρογόνο ($R_a = 4,125 \text{ kJ/kg K}$ από Πίνακα Γ6).

Υπολογίζουμε τη μάζα του:

$$m_a = \frac{p_a V_a}{R_a T_a} = \frac{160 \times 0,1}{4,125 \times 288} = 0,01347 \text{ kg}$$

Όταν καταλαμβάνει όλο τον όγκο του συστήματος V , ο ειδικός όγκος του υδρογόνου είναι:

$$v_a = \frac{V}{m_a} = \frac{0,1 + 0,15}{0,01347} = 18,559 \text{ m}^3/\text{kg}$$

Άρα η μερική πίεση του υδρογόνου είναι:

$$p_a = \frac{R_a T}{v_a} = \frac{4,125 \times 288}{18,559} = 64 \text{ kN/m}^2$$

Με όμοιο τρόπο για το άζωτο ($R_b = 0,297 \text{ kJ/kgK}$ από Πίνακα Γ6) βρίσκουμε ότι:

$$m_b = \frac{p_b V_b}{R_b T_b} = \frac{160 \times 0,15}{0,297 \times 288} = 0,28058 \text{ kg}$$

και

$$v_b = \frac{V}{m_b} = \frac{0,25}{0,28058} = 0,89101 \text{ m}^3/\text{kg}$$

και η μερική πίεση του αζώτου είναι:

$$p_b = \frac{R_b T}{u_b} = \frac{0,297 \times 288}{0,89101} = 96 \text{ kN/m}^2$$

γ) Η συνολική μάζα του μείγματος είναι, εξίσωση (13.5):

$$m = m_a + m_b = 0,01347 + 0,28058 = 0,29405 \text{ kg}$$

και ο ειδικός όγκος του μείγματος:

$$u = \frac{V}{m} = \frac{0,25}{0,29405} = 0,8502 \text{ m}^3/\text{kg}$$

Το ίδιο αποτέλεσμα παίρνουμε και από την εξίσωση (13.6):

$$\frac{1}{u} = \frac{1}{u_a} = \frac{1}{u_b} = \frac{1}{18,559} + \frac{1}{0,89101} = 1,17620$$

$$\text{ή } u = 0,8502 \text{ m}^3/\text{kg}$$

δ) Η σταθερά του μείγματος είναι:

$$R = \frac{p u}{T} = \frac{160 \times 0,8502}{288} = 0,472 \text{ kJ/kgK}$$

Το ίδιο αποτέλεσμα θα πάρουμε αν εφαρμόσουμε την εξίσωση (13.13):

$$\begin{aligned} R &= \frac{1}{m} (m_a R_a + m_b R_b) = \\ &= \frac{1}{0,29405} = [(0,01347 \times 4,125) + (0,28058 \times 0,297)] = 0,472 \text{ kJ/kgK} \end{aligned}$$

Για να βρούμε τις ειδικές θερμότητες c_p και c_u του μείγματος, εφαρμόζουμε τις εξισώσεις (13.11) και (13.12). Οι αντίστοιχες ειδικές θερμότητες του υδρογόνου και αζώτου είναι (Πίνακας Γ6 Παραρτήματος Γ):

$$\text{Υδρογόνο: } c_{pa} = 14,3136 \text{ kJ/kgK} \quad c_{ua} = 10,190 \text{ kJ/kgK}$$

$$\text{Άζωτο: } c_{pb} = 1,0399 \text{ kJ/kgK} \quad c_{ub} = 0,7431 \text{ kJ/kgK}$$

Έτσι έχουμε:

$$m c_p = m_a c_{pa} + m_b c_{pb} = (0,01347 \times 14,3136) + (0,28058 \times 1,0399) = 0,48458 \text{ kJ/K}$$

$$c_p = \frac{0,48458}{0,29405} = 1,648 \text{ kJ/kgK}$$

$$m c_u = m_a c_{ua} + m_b c_{ub} = (0,01347 \times 10,190) + (0,28058 \times 0,7431) = 0,34576 \text{ kJ/K}$$

$$c_u = \frac{0,34576}{0,29405} = 1,176 \text{ kJ/kgK}$$

ε) Ακολουθούμε τη μέθοδο του παραδείγματος 1 και έχουμε:

$$\frac{V}{V_a} = \frac{m_a R_a + m_b R_b}{m_a R_a} = 1 + \frac{m_b}{m_a} \frac{R_b}{R_a} = 1 + \left(\frac{0,28058}{0,01347} \times \frac{0,297}{4,125} \right) = 2,4998$$

$$\frac{V}{V_b} = \frac{m_a R_a + m_b R_b}{m_b R_b} = 1 + \frac{m_a}{m_b} \frac{R_a}{R_b} = 1 + \left(\frac{0,01347}{0,28058} \times \frac{4,125}{0,297} \right) = 1,6668$$

οπότε η αύξηση της εντροπίας είναι, εξίσωση (13.18):

$$\begin{aligned} \Delta S &= m_a R_a \ln \frac{V}{V_a} + m_b R_b \ln \frac{V}{V_b} = \\ &= 0,01347 \times 4,125 \times \ln 2,4998 + 0,28058 \times 0,297 \times \ln 1,6668 = 0,0935 \text{ kJ/K} \end{aligned}$$

13.4 Μείγματα τέλειων αερίων – ατμών

Στην πράξη συχνά συναντάμε μείγματα αερίων και ατμών. Τα προϊόντα π.χ. της καύσης περιέχουν υδρατμούς και αέρια· ο εξαερωτήρας (καρμπυρατέρ) ενός αυτοκινήτου περιέχει ένα μείγμα αέρα και ατμού βενζίνης. Αλλά το πιο συνηθισμένο και γνωστό μείγμα είναι του αέρα και του υδρατμού. Με αυτό θα ασχοληθούμε πια μέχρι το τέλος του κεφαλαίου, γιατί είναι σημαντικό στην ψύξη και τη θέρμανση που θα μας απασχολήσουν σε επόμενα κεφάλαια. Θα πρέπει μόνο να διευκρινίσουμε ότι οι μέθοδοι και τα αποτελέσματα μπορούν να εφαρμοσθούν εξίσου καλά σε οποιοδήποτε άλλο μείγμα με τις κατάλληλες ουσίες (συστατικά).

13.4.1 Μείγματα αέρα – ατμού. Αέρια κατάσταση

Όταν το μείγμα είναι μίας φάσης, δηλαδή όταν έχουμε αέρα και υπέρθερμο ατμό ή αέρα και κεκορεσμένο ατμό, τότε ο νόμος των Gibbs - Dalton μπορεί να εφαρμοσθεί χωρίς καμία τροποποίηση. Με το πιο κάτω παράδειγμα θα δούμε μία εφαρμογή μείγματος ατμού και αέρα.

Παράδειγμα

Ατμός 0,01 kg και αέρας 0,99 kg σχηματίζουν μέσα σε ένα δοχείο αέριο μείγμα σε πίεση 100 kN/m² και θερμοκρασία 20°C. Να προσδιορισθούν: α) Οι μερικές πιέσεις του ατμού και του αέρα και β) ο ειδικός όγκος του μείγματος.

Λύση

Τα ερωτήματα (α) και (β) πρέπει να λυθούν συγχρόνως. Έχουμε ότι:

$$p = p_s + p_a \quad (1)$$

όπου: p η πίεση του μείγματος που ισούται με 100 kN/m²,
 p_s η πίεση του ατμού και
 p_a η πίεση του αέρα.

Για τον αέρα από τον νόμο των τέλειων αερίων έχουμε ότι:

$$p_a u_a = R_a T = 287 \times 293 = 84.091 \text{ J/kg} \quad (2)$$

Αν u είναι ο ειδικός όγκος του μείγματος, τότε, από την εξίσωση (13.3) έχουμε:

$$mu = m_a u_a = m_s u_s$$

$$\text{ή} \quad 1 \times u = 0,99 u_a = 0,01 u_s \quad (3)$$

Για τον ατμό γνωρίζουμε ότι η πίεση p_s , και ο ειδικός όγκος u_s σχετίζονται από τους πίνακες υπέρθερμου ατμού. Οι πίνακες όμως δεν μας δίνουν στοιχεία για τόσο χαμηλές πιέσεις όσο η πίεση και θερμοκρασία που μας ενδιαφέρει. Έτσι καταφεύγουμε στην *παραδοχή* ότι ο ατμός χαμηλής πίεσης μπορεί προσεγγιστικά να θεωρηθεί ως ένα τέλειο αέριο, οπότε έχουμε ότι:

$$p_s u_s = R_s T = 462 \times 293 = 135.366 \text{ J/kg} \quad (4)$$

όπου 462 J/kgK είναι η σταθερά R για το H_2O (Πίνακας Γ6).

Διαιρούμε κατά μέλη τις εξισώσεις (4), (2) και με την εξίσωση (3) παίρνουμε:

$$\frac{p_s}{p_a} = \frac{462}{287} \times \frac{u_a}{u_s} = \frac{462}{287} \times \frac{0,01}{0,99} = 0,01626 \quad (5)$$

$$\text{Αλλά από την εξίσωση (1):} \quad p_s + p_a = 100 \text{ kN/m}^2$$

$$\text{και από την εξίσωση (5):} \quad p_s + \frac{p_s}{0,01626} = 100 \text{ και } p_s = 1,60 \text{ kN/m}^2$$

$$\text{οπότε από την εξίσωση (1):} \quad p_a = 100 - 1,60 = 98,40 \text{ kN/m}^2$$

Από την εξίσωση (4) ο ειδικός όγκος του ατμού είναι:

$$u_s + \frac{135.366}{1,60 \times 10^3} = 84,60 \text{ m}^3/\text{kg}$$

οπότε από την εξίσωση (3) έχουμε τον ειδικό όγκο του μείγματος:

$$u = 0,01 \times 84,6 = 0,846 \text{ m}^3/\text{kg} \text{ μείγματος}$$

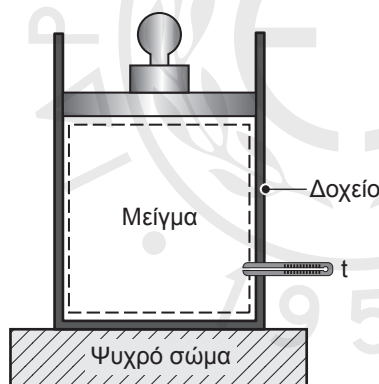
13.4.2 Μείγματα ατμού – νερού – αέρα

Στο προηγούμενο παράδειγμα η θερμοκρασία του ατμού ήταν 20°C και η μερική πίεση, όπως την υπολογίσαμε, $0,016 \text{ bar}$ ($1,60 \text{ kN/m}^2$). Αν δούμε τους πίνακες ατμού, θα βρούμε ότι στη θερμοκρασία των 20°C η πίεση του κεκορεσμένου ατμού είναι $0,0234 \text{ bar}$, δηλαδή κατά πολύ μεγαλύτερη από την προηγούμενη. Αυτό σημαίνει ότι ο ατμός ήταν υπέρθερμος και το μείγμα μίας φάσης όπως είχαμε θεωρήσει, δηλαδή αέρας - υπέρθερμος ατμός. Από την εξίσωση (4) του προηγούμενου παρα-

δείγματος βλέπουμε ότι αν αυξήσουμε τη μάζα του ατμού, τότε αυξάνει και η μερική πίεση του ατμού. Ας υποθέσουμε λοιπόν ότι αυξάνουμε την πίεση πάνω από την πίεση του κεκορεσμένου ατμού που αντιστοιχεί στους 20°C , δηλαδή $0,0234 \text{ bar}$. Τότε ο ατμός θα ήταν υγρός και επομένως το μείγμα δεν θα είχε μία φάση αλλά δύο, ατμό και νερό, μέσα στον αέρα. Αυτό οφείλεται στο ότι η πίεση κορεσμού που αντιστοιχεί στη θερμοκρασία του μείγματος είναι η μεγαλύτερη πίεση στην οποία μπορεί να υπάρχει κεκορεσμένος ατμός μέσα στο μείγμα σ' αυτήν τη θερμοκρασία.

Για να καταλάβουμε τι σημαίνουν όλα αυτά, θα εκτελέσουμε μερικά πειράματα με σταθερή πίεση, όπως και στο πέμπτο κεφάλαιο (5.3), μόνο που εδώ αντί να δίνουμε, θα αφαιρούμε θερμότητα.

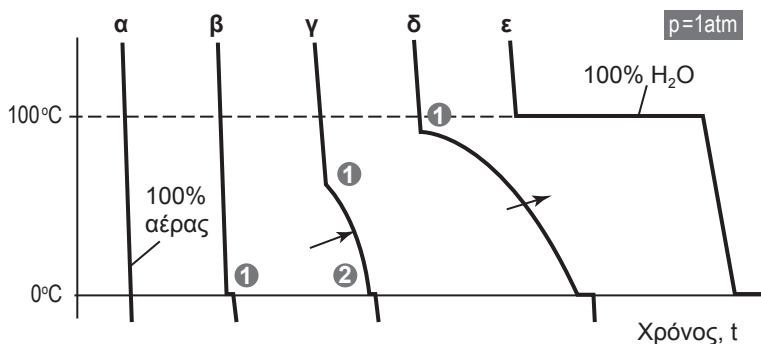
Στο σχήμα 13.2 φαίνεται ένα δοχείο που περιέχει μείγμα αέρα και ατμού. Η πίεση στο δοχείο διατηρείται σταθερή με τη βοήθεια ενός βάρους, το οποίο βρίσκεται επάνω σε ένα έμβολο που δεν έχει τριβές. Η πίεση του μείγματος μπορεί να έχει οποιαδήποτε τιμή, αλλά, για να είμαστε πιο συγκεκριμένοι, θεωρούμε ότι η πίεση αυτή είναι μία ατμόσφαιρα. Επίσης η θερμοκρασία του μείγματος είναι πάνω από τη θερμοκρασία του βρασμού του νερού, δηλαδή, στην περίπτωση μας, πάνω από τους 100°C . Στη βάση του κυλίνδρου τοποθετούμε για κάθε πείραμα ένα πολύ ψυχρό σώμα και αρχίζουμε να καταγράφουμε τη θερμοκρασία του μείγματος σε συνάρτηση με τον χρόνο.



Σχ. 13.2
Ψύξη μείγματος αέρα-ατμού με σταθερή πίεση

Στο πρώτο μας πείραμα θεωρούμε ότι το μείγμα περιέχει μια μικρή ποσότητα ατμού. Αν παρατηρήσουμε το εσωτερικό του κυλίνδρου, θα δούμε ότι όσο η θερμοκρασία του μείγματος είναι πάνω από τους 0°C υπάρχει μόνο η αέρια φάση. Επίσης παρατηρούμε ότι η θερμοκρασία του μείγματος μειώνεται πολύ γρήγορα, όπως φαίνεται από την καμπύλη β του σχήματος 13.3. Όταν το μείγμα αποκτήσει τη θερμοκρασία των 0°C , τότε βλέπουμε ότι στη βάση του κυλίνδρου αρχίζουν και σχηματίζονται μικροί κρύσταλλοι πάγου (σημείο 1). Οι κρύσταλλοι αυτοί συνεχίζουν να μεγαλώνουν, αν και σε μικρότερο ρυθμό, όσο πέφτει ή θερμοκρασία του μείγματος.

Στο δεύτερο πείραμα, αυξάνουμε την ποσότητα του ατμού μέσα στο μείγμα και διατηρούμε την ίδια πίεση (1 ατμόσφαιρα). Αυτή τη φορά η πτώση της θερμοκρασί-



Σχ. 13.3

Καμπύλες ψύξης μείγματος αέρα-ατμού σε πίεση μίας ατμόσφαιρας

ας σε συνάρτηση με τον χρόνο δίνεται από την καμπύλη γ. Αν παρατηρήσουμε το εσωτερικό του κυλίνδρου, θα δούμε ότι, σε θερμοκρασία αρκετά πιο πάνω από τους 0°C (σημείο 1), αρχίζουν και σχηματίζονται στη βάση του κυλίνδρου μικρές σταγόνες νερού, οι οποίες μεγαλώνουν μέχρι τη θερμοκρασία 0°C, οπότε παγώνουν (σημείο 2). Αν συνεχίσουμε να ψύχουμε τον κύλινδρο, όλος ο ατμός που συμπυκνώθηκε (νερό) μετατρέπεται σε πάγο. Το σημείο όπου εμφανίζονται οι πρώτες σταγόνες ονομάζεται **σημείο δρόσου**. Η δρόσος φυσικά στη συνέχεια μετατρέπεται σε πάγο.

Αν συνεχίσουμε τα πειράματά μας με πίεση μίας ατμόσφαιρας, αλλά με όλο και μεγαλύτερη ποσότητα ατμού μέσα στο μείγμα αέρα-ατμού, το σημείο όπου παρατηρούμε τις πρώτες σταγόνες νερού (σημείο 1) εμφανίζεται σε όλο και υψηλότερη θερμοκρασία. Την ίδια στιγμή, ο χρόνος που χρειάζεται για να παγώσει το νερό μεγαλώνει. Τελικά καταλήγουμε στην καμπύλη ε, όπου έχουμε καθαρό H₂O με τις γνωστές ιδιότητες, όπως συμπύκνωση στους 100°C. Αν στον αέρα δεν υπάρχει καθόλου ατμός, τότε βρισκόμαστε στην καμπύλη α. Η συμπεριφορά αυτή του μείγματος φαίνεται στο σχήμα 13.3.

Τη σειρά των παραπάνω πειραμάτων μπορούμε να την εφαρμόσουμε με διαφορετικές πιέσεις του μείγματος. Η μορφή των καμπυλών θα είναι η ίδια, με μόνη διαφορά ότι το σημείο δρόσου θα εμφανιστεί σε υψηλότερες θερμοκρασίες του μείγματος, όσο αυξάνει η πίεση.

Η ανάγκη να εκτελέσουμε τόσα πειράματα για να καθορίσουμε την κατάσταση του μείγματος αέρα - ατμού, προκύπτει από το γεγονός ότι για τον καθορισμό της θα πρέπει να προσδιορίσουμε τρεις ιδιότητες, π.χ. τη θερμοκρασία, τον ειδικό όγκο και τη σύνθεση του μείγματος. Κι αυτό, γιατί το μείγμα δεν είναι καθαρή ουσία όπως το νερό, όπου αρκούσε μία μόνο ιδιότητα, π.χ. μόνο η πίεση.

Όταν σε ένα μείγμα ο ατμός είναι κεκορεσμένος, δηλαδή στο σημείο 1 του σχήματος 13.3, τότε το μείγμα λέγεται **κεκορεσμένο μείγμα**. Αν το μείγμα είναι ατμός και αέρας, ονομάζεται **κεκορεσμένος αέρας**. Αυτή η ονομασία δεν είναι απόλυτα σωστή, γιατί ο ατμός είναι αυτός που συμπυκνώνεται και όχι ο αέρας. Καλύτερα λοιπόν θα λέγαμε ότι ο **χώρος** του μείγματος γίνεται **κεκορεσμένος**. Τη σύνθεση του κεκορεσμένου αέρα την υπολογίζουμε από την κατάσταση στην οποία ο ατμός είναι

κεκορεσμένος· τη μερική πίεση δηλαδή τη βρίσκουμε από τους πίνακες κεκορεσμένου ατμού, στη θερμοκρασία που αντιστοιχεί.

Τέλος η σύνθεση ενός μείγματος αέρα - ατμού χαρακτηρίζεται από την ποσότητα y , που ορίζεται ως:

$$y = \frac{\text{μάζα του αέρα}}{\text{μάζα του μείγματος}} = \frac{m_a}{m_a + m_s} \quad (13.19)$$

Φυσικά για $y = 1$ έχουμε καθαρό αέρα και για $y = 0$ καθαρό νερό.

Παράδειγμα

Να υπολογισθεί η ενθαλπία h και το y ενός μείγματος κεκορεσμένου αέρα πίεσης μίας ατμόσφαιρας και θερμοκρασίας 20°C .

Λύση

Από τον νόμο Gibbs - Dalton, εξίσωση (13.4), έχουμε:

$$p_s + p_a = 101,33 \times 10^3 \text{ N/m}^2 \quad (1 \text{ atm} = 101,33 \times 10^3 \text{ N/m}^2) \quad (1)$$

$$\text{Από την εξίσωση (13.3):} \quad y u_a = (1 - y) u_s \quad (2)$$

$$\text{Από την εξίσωση (13.9α):} \quad h = y h_a + (1 - y) h_s \quad (3)$$

Από τον νόμο των τέλειων αερίων, για αέρα 20°C έχουμε:

$$p_a = \frac{R_a T}{u_a} = \frac{287 \times 293}{u_a} \quad (4)$$

Από τον πίνακα του κεκορεσμένου ατμού (Πίνακας Γ1 Παραρτήματος Γ) για θερμοκρασία ατμού $t_s = 20^\circ\text{C}$, έχουμε ότι:

$$p_s = 2,3366 \times 10^3 \text{ N/m}^2 \quad u_s = 57,838 \text{ m}^3/\text{kg} \quad h_s = 2538,2 \text{ kJ/kg}$$

Άρα από την εξίσωση (1) έχουμε τη μερική πίεση του αέρα:

$$p_a = (101,33 - 2,3366) \times 10^3 = 98,993 \times 10^3 \text{ N/m}^2$$

οπότε ο ειδικός όγκος του αέρα είναι:

$$u_a = \frac{R_a T}{p_a} + \frac{287 \times 293}{98,993 \times 10^3} = 0,849 \text{ m}^3/\text{kg}$$

Από την εξίσωση (2) έχουμε:

$$\frac{y}{1 - y} = \frac{u_s}{u_a} = \frac{57,838}{0,849} = 68,088$$

$$\text{ή } y = 0,9855 \text{ kg αέρα/kg μείγματος}$$

οπότε η μάζα του ατμού στο μείγμα είναι:

$$1 - y = 1 - 0,9855 = 0,0145 \text{ kg ατμού/kg μείγματος}$$

Για τον υπολογισμό της ενθαλπίας, επιλέγουμε αυθαίρετα ένα σημείο αναφοράς και θεωρούμε ότι σ' αυτό η ενθαλπία του ατμού και του νερού είναι μηδέν. Τότε από την εξίσωση (3) η ενθαλπία του μείγματος είναι (για τον αέρα $c_p = 1 \text{ kJ/kg K}$):

$$\begin{aligned} h &= y c_{pa} t_a + (1 - y) h_s = 0,9855 \times 1,0 \times 20 + 0,0145 \times 2538,2 \\ &= 56,61 \text{ kJ/kg μείγματος.} \end{aligned}$$

13.5 Υπολογισμός υγρασίας αέρα (ψυχομετρία) – Ψυχομετρικό διάγραμμα

Η ψυχομετρία ασχολείται με τη μελέτη των μειγμάτων αέρα - ατμού - νερού και ενδιαφέρεται για τον καθορισμό των ιδιοτήτων τους. Είναι ιδιαίτερα χρήσιμη γι' αυτούς που ασχολούνται με τις κλιματιστικές εγκαταστάσεις, π.χ. η υγρασία του ατμοσφαιρικού αέρα επηρεάζει, θετικά ή αρνητικά, τη διαβίωση του ανθρώπου.

Τα μείγματα αέρα - ατμού - νερού τα συναντάμε σε πολλές τεχνικές εφαρμογές και, επάνω στα πλοία, στις ψυκτικές και κλιματιστικές εγκαταστάσεις που θα δούμε σε επόμενο κεφάλαιο. Λόγω των πολλών αυτών εφαρμογών καθιερώθηκε ένα διάγραμμα, το λεγόμενο **ψυχομετρικό διάγραμμα**, το οποίο μας βοηθά να προσδιορίσουμε τις ιδιότητες ενός μείγματος αέρα - ατμού, χωρίς να καταφεύγουμε σε χρονοβόρους υπολογισμούς. Η ενθαλπία π.χ. του προηγούμενου παραδείγματος θα μπορούσε να βρεθεί με πολύ πιο απλό αλλά και γρήγορο τρόπο με το διάγραμμα αυτό από ό,τι με την εφαρμογή των μαθηματικών σχέσεων που χρησιμοποιήσαμε προηγουμένως.

Το ψυχομετρικό διάγραμμα, ένα μέρος του οποίου φαίνεται υπό κλίμακα στο σχήμα 13.4, έχει συντεταγμένες τη θερμοκρασία και τη σύνθεση του μείγματος που εμφανίζεται ως ο λόγος (μάζα υδρατμού)/(μάζα ξηρού αέρα). Για να μπορέσουμε όμως να χρησιμοποιήσουμε το διάγραμμα, πρέπει πρώτα να δούμε μερικούς νέους όρους που περιλαμβάνονται στην ψυχομετρία.

Η **ειδική υγρασία** ω ορίζεται ως ο λόγος της μάζας του υδρατμού σε έναν δεδομένο όγκο μείγματος προς τη μάζα του αέρα, ξηρού ή χωρίς υδρατμό, στον ίδιο όγκο:

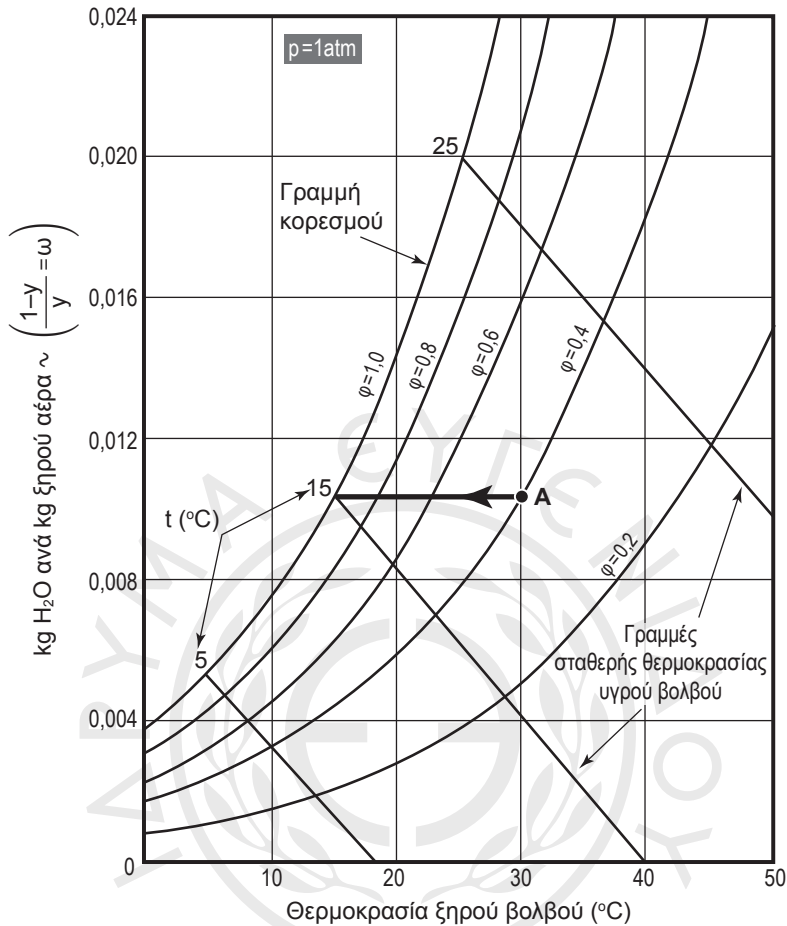
$$\omega = \frac{\text{μάζα υδρατμού}}{\text{μάζα αέρα (ξηρού)}} = \frac{1 - y}{y} \quad (13.20)$$

Συνήθως οι θερμοκρασίες και πιέσεις που συναντάμε στις κλιματιστικές μονάδες είναι τέτοιες που μας επιτρέπουν να θεωρήσουμε τον ατμό ως τέλειο αέριο, οπότε μπορούμε να γράψουμε ότι:

$$\omega = \frac{m_s}{m_a} = \frac{u_a}{u_s} \quad (13.21)$$

$$\text{και} \quad \omega = \frac{u_a}{u_s} = \frac{R_a}{R_s} = \frac{p_s}{p_a} = \frac{287}{462} \frac{p_s}{p_a} = 0,621 \frac{p_s}{p_a} \quad (13.22)$$

όπου οι δείκτες «s» και «a» αναφέρονται στον υδρατμό και αέρα αντίστοιχα.



Σχ. 13.4

Ψυχομετρικό διάγραμμα αέρα-ατμού σε 1 atm (υπό κλίμακα)

Αν η ειδική υγρασία είναι μικρή, η πίεση του μείγματος p έχει πολύ μικρή διαφορά από τη μερική πίεση του αέρα p_a . Μπορούμε τότε προσεγγιστικά να γράψουμε ότι:

$$\omega = 0,621 \frac{p_s}{p} \quad (13.23)$$

Η **σχετική υγρασία** ϕ ενός μείγματος αέρα - ατμού - νερού ορίζεται ως ο λόγος του ειδικού όγκου του κεκορεσμένου ατμού u_g στη θερμοκρασία του μείγματος προς τον ειδικό όγκο του ατμού u_s στο μείγμα:

$$\phi = \frac{u_g}{u_s} \quad (13.24)$$

Σύμφωνα με τον ορισμό, $\phi = 1$ για κεκορεσμένο ατμό.

Αν θεωρήσουμε τον ατμό ως τέλειο αέριο, τότε η εξίσωση (13.24) μπορεί να

γραφεί προσεγγιστικά:

$$\varphi = 1,611 \omega \frac{p_a}{p_g} \quad (13.24a)$$

όπου p_g είναι η πίεση κορεσμού του ατμού στη θερμοκρασία που επικρατεί.

Η σχετική υγρασία μπορεί ακόμη να ορισθεί ως ο λόγος της μερικής πίεσης του υδρατμού p_s μέσα στο μείγμα αέρα - υδρατμού στη θερμοκρασία του μείγματος προς την πίεση του κεκορεσμένου υδρατμού p_g που αντιστοιχεί στη θερμοκρασία του μείγματος:

$$\varphi = \frac{p_s}{p_g} \quad (13.25)$$

Αν θεωρήσουμε ότι ο υδρατμός είναι τέλειο αέριο, τότε μπορεί να αποδειχθεί ότι οι εξισώσεις (13.24) και (13.25) είναι ισοδύναμες.

Την υγρασία που περιέχει ένα μείγμα τη μετράμε μερικές φορές με τη μέθοδο της σταδιακής ψύξης με σταθερή πίεση, την οποία περιγράψαμε στην παράγραφο 13.4.2. Η θερμοκρασία στο σημείο όπου εμφανίζεται η πρώτη συμπύκνωση του νερού είναι το **σημείο δρόσου**.

Ο υπολογισμός των y και ω από τη μέτρηση του σημείου δρόσου μπορεί να γίνει από τις εξισώσεις (13.20) και (13.3):

$$\omega = \frac{1 - y}{y} = \frac{u_a}{u_g} = \frac{R_a T_{dp}}{u_g(p - p_g)} \quad (13.26)$$

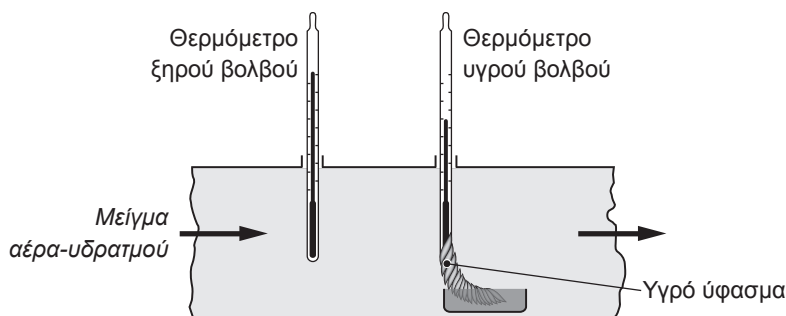
όπου: T_{dp} η απόλυτη θερμοκρασία του σημείου δρόσου,

u_g , p_g ο ειδικός όγκος και πίεση του κεκορεσμένου ατμού στη θερμοκρασία

T_{dp} και

p η πίεση του μείγματος.

Η **θερμοκρασία ξηρού βολβού** ενός μείγματος αέρα - ατμού δεν είναι τίποτε άλλο παρά η θερμοκρασία του μείγματος. Η ειδική ορολογία της θερμοκρασίας του μείγματος οφείλεται στο ότι την περιεκτικότητα σε υγρασία ενός μείγματος τη μετράμε με ένα **υγρόμετρο ξηρού και υγρού βολβού**. Το υγρόμετρο αποτελείται από δύο θερμομέτρα που είναι εκτεθειμένα στη ροή ενός μείγματος αέρα (σχ. 13.5). Ο βολβός του ενός είναι τυλιγμένος με ύφασμα το οποίο έχει ποτισθεί με νερό, ενώ του



Σχ. 13.5

Υγρόμετρο ξηρού και υγρού βολβού

άλλου είναι ξηρός. Η διαφορά των δύο θερμοκρασιών χρησιμεύει για τον προσδιορισμό των μερικών πιέσεων του αέρα και του υδρατμού και της υγρασίας του αέρα.

Τη **θερμοκρασία υγρού βολβού** τη μετράμε με το θερμομέτρο που είπαμε προηγουμένως. Η διαφορά των θερμοκρασιών μεταξύ του ξηρού και υγρού βολβού προέρχεται από την εξάτμιση του νερού, με το οποίο είναι ποτισμένο το ύφασμα που καλύπτει τον υγρό βολβό. Η εξάτμιση προκαλεί ψύξη, με αποτέλεσμα να μειωθεί η θερμοκρασία. Είναι φανερό ότι όσο μικρότερη υγρασία περιέχει ο αέρας τόσο περισσότερο νερό θα εξατμιστεί από το ύφασμα και επομένως η θερμοκρασία υγρού βολβού θα μειωθεί ανάλογα.

Μπορούμε τώρα να δούμε ποια από τα πιο πάνω μεγέθη περιέχει το ψυχομετρικό διάγραμμα. Όπως φαίνεται από το σχήμα 13.4, η τετμημένη είναι η θερμοκρασία ξηρού βολβού του μείγματος αέρα - ατμού - νερού t , ενώ η τεταγμένη είναι η ειδική υγρασία ω . Στο διάγραμμα υπάρχουν γραμμές με σταθερή σχετική υγρασία ϕ και σταθερή θερμοκρασία υγρού βολβού. Υπάρχουν επίσης γραμμές με σταθερή ενθαλπία του μείγματος. Για απλότητα δεν συμπεριλήφθηκαν στο σχήμα οι γραμμές σταθερής ενθαλπίας, οι οποίες όμως φαίνονται στο πλήρες ψυχομετρικό διάγραμμα του Παραρτήματος Γ.

Στην περιοχή του διαγράμματος δεξιά της καμπύλης $\phi = 1$, δηλαδή για $\phi < 1$, ο ατμός του μείγματος είναι υπερκεκορεσμένος ή υπέρθερμος. Επάνω στην καμπύλη $\phi = 1$ για θερμοκρασία ίση ή μεγαλύτερη από τη θερμοκρασία του σημείου δρόσου, $t \geq t_{dp}$, ο ατμός είναι κεκορεσμένος, ενώ για $t < t_{dp}$ ο ατμός αρχίζει και συμπυκνώνεται όπως είδαμε και στο σχήμα 13.3. Ας πάρουμε π.χ. ένα μείγμα αέρα - νερού - ατμού, σε ατμοσφαιρική πίεση, το οποίο έχει θερμοκρασία ξηρού βολβού 30°C και σχετική υγρασία 40%. Από το σχήμα 13.4 βλέπουμε ότι βρισκόμαστε στην περιοχή του υπερκεκορεσμένου ατμού. Για να βρούμε το σημείο όπου αρχίζει η συμπύκνωση του ατμού, δηλαδή το σημείο δρόσου, κινούμαστε από το σημείο Α ($\phi = 0,40$, $t = 30^\circ\text{C}$) προς τα αριστερά επάνω στη γραμμή σταθερού ω (οριζόντια γραμμή) μέχρι την καμπύλη $\phi = 1$. Η τομή των γραμμών ω και ϕ μάς δίνει το σημείο δρόσου $t_{dp} = 15^\circ\text{C}$. Αν τώρα ψύξουμε το μείγμα κάτω από τους 15°C , τότε αρχίζει, όπως είπαμε, η συμπύκνωση του ατμού. Το ω του διαγράμματος συμπίπτει με το ω της εξίσωσης (13.20) εφόσον βρισκόμαστε στην περιοχή του υπερκεκορεσμένου ή του κεκορεσμένου ατμού ($\phi \leq 1$). Εδώ θα πρέπει να προσέξουμε ότι το ψυχομετρικό διάγραμμα αναφέρεται σε πίεση μείγματος μίας ατμόσφαιρας.

Στα παρακάτω παραδείγματα θα χρησιμοποιήσουμε τις αναλυτικές σχέσεις (13.19) έως (13.26) και το ψυχομετρικό διάγραμμα, για να δούμε την αντιστοιχία μεταξύ των εξισώσεων αυτών και του διαγράμματος.

Παράδειγμα 1

Ένα δωμάτιο διαστάσεων $6,60 \times 4 \times 4$ m περιέχει μείγμα αέρα - υδρατμού σε θερμοκρασία 40°C . Η ατμοσφαιρική πίεση είναι 1 bar και η σχετική υγρασία 70%. Να προσδιοριστεί: α) Η ειδική υγρασία ω , β) το σημείο δρόσου και γ) η μάζα του αέρα και η μάζα του υδρατμού.

Λύση

Ο συνολικός όγκος που καταλαμβάνει το μείγμα αέρα - υδρατμού είναι:

$$V = 6,60 \times 4 \times 4 = 105,6 \text{ m}^3$$

Από τον Πίνακα ατμού Γ1 για $t = 40^\circ\text{C}$, $p_g = 0,0738 \text{ bar}$.

Από την εξίσωση (13.25) έχουμε:

$$p_s = \phi p_g = 0,70 \times 0,0738 = 0,052 \text{ bar}$$

Στην πίεση $p_s = 0,052 \text{ bar}$ η υγροποίηση του ατμού αρχίζει από τη θερμοκρασία (σημείο δρόσου) $t_{dp} = 33,56^\circ\text{C}$ (βλ. Πίνακα Γ2 Παραρτήματος Γ).

Η μερική πίεση του αέρα είναι:

$$p_a = p - p_s = 1 - 0,052 = 0,948 \text{ bar}$$

Από την εξίσωση (13.24α) έχουμε:

$$\omega = \frac{\phi}{1,611} = \frac{p_g}{p_a} = \frac{0,70}{1,611} \times \frac{0,0738}{0,948} = 0,0338$$

Η μάζα του αέρα, από τον νόμο των τέλειων αερίων, είναι:

$$m_a = \frac{p_a V}{R_a T} = \frac{0,948 \times 10^5 \times 105,6}{287 \times 313} = 111,44 \text{ kg}$$

αλλά από την εξίσωση (13.21):

$$m_s = \omega m_a = 0,0338 \times 111,44 = 3,76 \text{ kg}$$

Αν χρησιμοποιούσαμε το ψυχομετρικό διάγραμμα, θα παίρναμε με αρκετή προσέγγιση ότι:

$$\text{για } t = 40^\circ\text{C} \text{ και } \phi = 0,70 : \omega = 0,0325 \text{ } t_{dp} = 33^\circ\text{C}$$

$$\text{οπότε } m_s = 0,0325 \times 111,44 = 3,62 \text{ kg}$$

Βλέπουμε ότι πήραμε σχεδόν τα ίδια αποτελέσματα πολύ πιο γρήγορα.

Παράδειγμα 2

Το μείγμα αέρα - υδρατμού του προηγούμενου παραδείγματος ψύχεται παραπέρα με σταθερή πίεση μέχρι θερμοκρασία 10°C . Ζητείται να βρεθεί το ποσό του υδρατμού που γίνεται νερό (συμπυκνώνεται), το οποίο αφαιρείται κατάλληλα από το μείγμα.

Λύση

Για να λύσουμε το πρόβλημα, θα πρέπει να γνωρίζουμε την αρχική και τελική μάζα του υδρατμού, όπως στο προηγούμενο παράδειγμα.

Η διαφορά των δύο μαζών μάς δίνει το ποσό του υδρατμού που συμπυκνώθηκε. Στους 40°C βρήκαμε ότι $\omega_1 = 0,0338$.

Στους 10°C το μείγμα περιέχει υγρό ατμό κοντά στην καμπύλη κεκορεσμένου ατμού, γιατί η θερμοκρασία 10°C είναι μικρότερη από τη θερμοκρασία του σημείου δρόσου. Άρα η πίεση του υδρατμού p_{s2} μπορεί να ληφθεί ίση με την πίεση κορεσμού p_{g2} , που αντιστοιχεί στους 10°C.

$$p_{s2} = p_{g2} = 0,0123 \text{ bar (Πίνακας Γ1)}$$

Άρα η πίεση του αέρα: $p_{a2} = 1 - 0,0123 = 0,9877 \text{ bar}$

Αφού η μερική πίεση του αέρα p_{a2} είναι περίπου ίση με την p , μπορούμε να εφαρμόσουμε την εξίσωση (13.22):

$$\omega_2 = 0,621 \frac{0,0123}{0,9877} = 0,00773$$

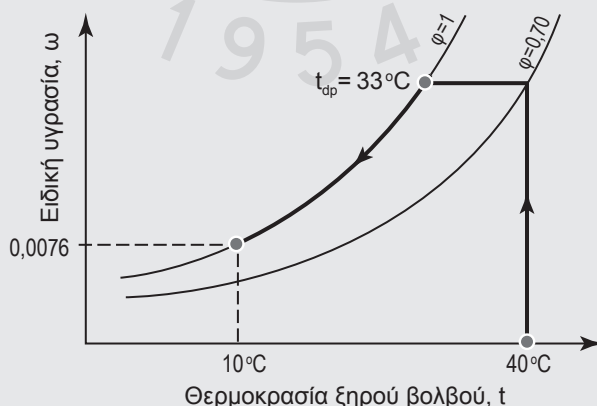
Άρα η μάζα του νερού που συμπυκνώθηκε και αφαιρέθηκε είναι:

$$m_c = m_a (\omega_1 - \omega_2) = 111,44 (0,0338 - 0,00773) = 2,90 \text{ kg} \quad (1)$$

Με τη βοήθεια του ψυχομετρικού διαγράμματος παίρνουμε $\omega_2 = 0,0076$ ως εξής: Από το σημείο $t = 40^\circ\text{C}$ και $\phi = 0,70$ κινούμαστε αριστερά μέχρι $\phi = 1$. Στη συνέχεια επάνω στην καμπύλη $\phi = 1$ μέχρι τη θερμοκρασία των 10°C. Από το σημείο αυτό περνά η γραμμή $\omega = 0,0076$. Η διεργασία αυτή φαίνεται παραστατικά στο σχήμα 13.6.

Με $\omega_2 = 0,0076$ από την εξίσωση (1) παίρνουμε:

$$m_c = 111,44 (0,0325 - 0,0076) = 2,77 \text{ kg}$$



Σχ. 13.6

Παραστατική παρουσίαση διεργασίας του παραδείγματος 2 της παραγρ. 13.5

Παράδειγμα 3

Να βρεθούν οι ιδιότητες του μείγματος αέρα - υδρατμού σε θερμοκρασία ξηρού βολβού 30°C και θερμοκρασία υγρού βολβού 25°C .

Λύση

Τις ιδιότητες του αέρα τις προσδιορίζουμε από το ψυχομετρικό διάγραμμα (Παράρτημα Γ) ως εξής:

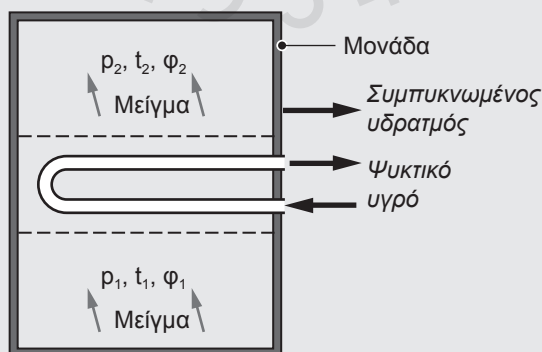
Από τη θερμοκρασία ξηρού βολβού $= 30^{\circ}\text{C}$ που είναι στην οριζόντια κλίμακα πηγαίνουμε κατακόρυφα προς τα πάνω, έως ότου τμήσει τη γραμμή της θερμοκρασίας υγρού βολβού 25°C . Από το σημείο της τομής περνά η καμπύλη της σχετικής υγρασίας 0,68, δηλαδή $\phi = 0,68$. Αν από το ίδιο σημείο κινηθούμε οριζόντια προς τα αριστερά μέχρι την καμπύλη κορεσμού, βρίσκουμε το σημείο δροσου, $t_{dp} = 23,5^{\circ}\text{C}$. Συνεχίζουμε προς τα αριστερά και στην κάθετη κλίμακα διαβάζουμε ότι η ειδική υγρασία $\omega = 0,0182 \text{ kg H}_2\text{O/kg}$ ξηρού αέρα.

Παρατήρηση

Στα προηγούμενα παραδείγματα εξετάσαμε κλειστά συστήματα που είχαν ως βασικό σκοπό την εξοικείωση με τους καινούργιους όρους των μειγμάτων αέρα - υδρατμού. Δεν προσδιορίσαμε καμία μεταφορά θερμότητας που προέρχεται από τις αλλαγές της ενέργειας ενός μείγματος όταν ψύχεται. Τις τιμές των ενθαλπιών θα τις πάρουμε από τους πίνακες ατμού και αέρα. Αν δεν υπάρχουν πίνακες αέρα, τότε θα ακολουθήσουμε τον νόμο των τέλειων αερίων.

Παράδειγμα 4

Ένα μείγμα αέρα - υδρατμού εισέρχεται σε μία κλιματιστική μονάδα με στοιχεία $p_1 = 1 \text{ bar}$, $t_1 = 35^{\circ}\text{C}$ και $\phi_1 = 0,75$ και εξέρχεται με $p_2 = 1 \text{ bar}$, $t_2 = 20^{\circ}\text{C}$ και $\phi_2 = 0,90$. Καθώς το μείγμα περνά από τη μονάδα, ένα μέρος υδρατμού υγροποιείται και αφαιρείται (σχ. 13.7). Να προσδιοριστεί η ανά μονάδα μάζας μεταφορά της θερμότητας από τον αέρα.



Σχ. 13.7

Σχηματική παράσταση συστήματος του παραδείγματος 4 της παραγρ. 13.5

Λύση

Συμβολίζουμε με «α» τον ξηρό αέρα, με «υ» τον υδρατμό και με «1» τον υδρατμό που υγροποιείται.

Επειδή ο αέρας δεν υγροποιείται, έχουμε:

$$m_{a1} = m_{a2} + m_a \quad (1)$$

Επίσης έχουμε ότι:

$$m_{u1} = m_{u2} + m_{l2} \quad (2)$$

Από τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο έχουμε ότι:

ενέργεια προς το σύστημα = ενέργεια από το σύστημα

οπότε η πιο πάνω εξίσωση με σύμβολα είναι:

$$m_a h_{a1} + m_{u1} h_{u1} = m_a h_{a2} + m_{u2} h_{u2} + m_{l2} h_{l2} + Q \quad (3)$$

Από την εξίσωση (13.21) έχουμε ότι:

$$\omega_1 = \frac{m_{u1}}{m_a} \quad \text{και} \quad \omega_2 = \frac{m_{u2}}{m_a} \quad (4)$$

οπότε με τις εξισώσεις (2) και (4) η εξίσωση (3) γράφεται ως:

$$h_{a1} + \omega_1 h_{u1} = h_{a2} + \omega_2 h_{u2} + (\omega_1 - \omega_2) h_{l2} + q \quad (5)$$

Θεωρούμε ότι τόσο ο αέρας όσο και ο υδρατμός ακολουθούν τον νόμο των τέλει-ων αερίων. Έτσι τα μεγέθη της εξίσωσης (5) τα υπολογίζουμε ως εξής:

Από τους πίνακες ατμού για $t = 35^\circ\text{C}$, $p_g = 0,056216 \text{ bar}$ και από την εξίσωση (13.24α):

$$\omega_1 = \frac{\phi_1}{1,611} \frac{p_{g1}}{p_{a1}} = \frac{0,75}{1,611} \times \frac{0,056216}{1} = 0,0262$$

Για $t = 20^\circ\text{C}$, $p_{g2} = 0,023366 \text{ bar}$, οπότε

$$\omega_2 = \frac{\phi_2}{1,611} \frac{p_{g2}}{p_{a2}} = \frac{0,90}{1,611} \times \frac{0,023366}{1} = 0,0131$$

Επίσης έχουμε ότι: $h_{a1} - h_{a2} = c_p (T_1 - T_2)$

Από τους πίνακες ατμού η ενθαλπία του κεκορεσμένου ατμού είναι:

$$\text{Για } t_1 = 35^\circ\text{C} \quad h_{u1} = h_{g1} = 2565,4 \text{ kJ/kg}$$

$$t_2 = 20^\circ\text{C} \quad h_{u2} = h_{g2} = 2538,2 \text{ kJ/kg}$$

Για $t = 20^\circ\text{C}$ η ενθαλπία του κεκορεσμένου νερού $h_{l2} = h_f = 83,9 \text{ kJ/kg}$

Αντικαθιστούμε στην εξίσωση (5) και έχουμε:

$$\begin{aligned}
 q &= c_p (T_1 - T_2) + \omega_1 h_{u1} - \omega_2 h_{u2} - (\omega_1 - \omega_2) h_{l2} \\
 &= 1,0047 \times (308 - 293) + 0,0262 \times 2565,4 - 0,0131 \times 2538,2 \\
 &\quad - 0,0131 \times 83,9 = 47,93 \text{ kJ/kg αέρα}
 \end{aligned}$$

Παράδειγμα 5

Μία κυλινδρική δεξαμενή που έχει διάμετρο 1 m και ύψος 2 m είναι γεμάτη με μείγμα αέρα - υδρατμού, το οποίο στην αρχή έχει πίεση 1 bar, θερμοκρασία 30°C και σχετική υγρασία 0,78. Στη συνέχεια το μείγμα ψύχεται με σταθερή πίεση μέχρι 20°C και σχετική υγρασία 0,92. Ζητείται να βρεθεί η μάζα του υδρατμού που συμπυκνώθηκε και η θερμότητα που αφαιρέθηκε από το σύστημα.

Λύση

Για ένα κλειστό σύστημα ο Πρώτος Θερμοδυναμικός Νόμος μάς δίνει:

$$Q = U + W \quad (1)$$

αλλά $W = 0$, γιατί ο όγκος είναι σταθερός. Συνεπώς η θερμότητα που αφαιρέθηκε από το σύστημα είναι ίση με τη μεταβολή της εσωτερικής ενέργειας του μείγματος. Δηλαδή:

$$Q = U_2 - U_1 \quad (2)$$

Ακολουθούμε τον συμβολισμό του προηγούμενου παραδείγματος και έχουμε πάλι ότι:

$$m_{a1} = m_{a2} = m_a \quad m_{u1} = m_{u2} = m_{l2}$$

Έτσι η εξίσωση (2) γράφεται:

$$Q = m_a u_{a2} + m_{u2} u_{u2} + m_{l2} u_{l2} - m_a u_{a1} - m_{u1} u_{u1} \quad (3)$$

Ο όγκος της δεξαμενής είναι:

$$V = \frac{\pi d^2}{4} L = \frac{3,14 \times 1^2}{4} \times 2 = 1,570 \text{ m}^3$$

Από τους πίνακες ατμού:

$$\text{για } t_1 = 30^\circ\text{C} \quad p_{g1} = 0,042415 \text{ bar}$$

$$t_2 = 20^\circ\text{C} \quad p_{g2} = 0,023366 \text{ bar}$$

οπότε από την εξίσωση (13.25):

$$p_{u1} = \phi_1 p_{g1} = 0,78 \times 0,042415 = 0,0331 \text{ bar}$$

$$p_{u2} = \phi_2 p_{g2} = 0,92 \times 0,023366 = 0,0215 \text{ bar}$$

Από τον νόμο των τέλειων αερίων οι μάζες αέρα και υδρατμού είναι:

$$m_a = \frac{p_a V}{R_a T} = \frac{10^2 \times 1,57}{0,287 \times 303} = 1,805 \text{ kg}$$

$$m_{u1} = \frac{p_{u1} V}{R_u T} = \frac{0,0331 \times 10^2 \times 1,57}{0,4615 \times 303} = 0,0372 \text{ kg}$$

($R_u = 0,4615 \text{ kJ/kg K}$ από Πίνακα Γ6)

$$m_{u2} = \frac{p_{u2} V}{R_u T} = \frac{0,0215 \times 10^2 \times 1,57}{0,4615 \times 303} = 0,0241 \text{ kg}$$

$$m_{l2} = m_{u1} - m_{u2} = 0,0372 - 0,0241 = 0,0131 \text{ kg}$$

Για τη μεταβολή της εσωτερικής ενέργειας του αέρα έχουμε:

$$\dot{m} (u_{a2} - u_{a1}) = \dot{m} c_u (T_2 - T_1)$$

και για τον υδρατμό από τους πίνακες ατμού παίρνουμε:

$$\text{Για } t_1 = 30^\circ\text{C} \quad u_{u1} = u_g = 2417 \text{ kJ/kg}$$

$$t_2 = 20^\circ\text{C} \quad u_{u2} = u_g = 2403 \text{ kJ/kg}$$

$$u_{l2} = u_f = 83,89 \text{ kJ/kg}$$

Αντικαθιστούμε στην εξίσωση (3) και έχουμε:

$$Q = [1,805 \times 0,7176 \times (303 - 293)] + (0,0241 \times 2403) + (0,0131 \times 83,89) - (0,0372 \times 2417) = -17,95 \text{ kJ}$$

Παράδειγμα 6

Αέρας (ξηρός) 16°C και σχετικής υγρασίας 90% θερμαίνεται μέχρι η σχετική υγρασία να γίνει 50%. Να προσδιοριστεί η θερμότητα που δίνεται ανά μονάδα ξηρού αέρα. Το σχήμα 13.8(α) δίνει παραστατικά το πρόβλημα.

Λύση

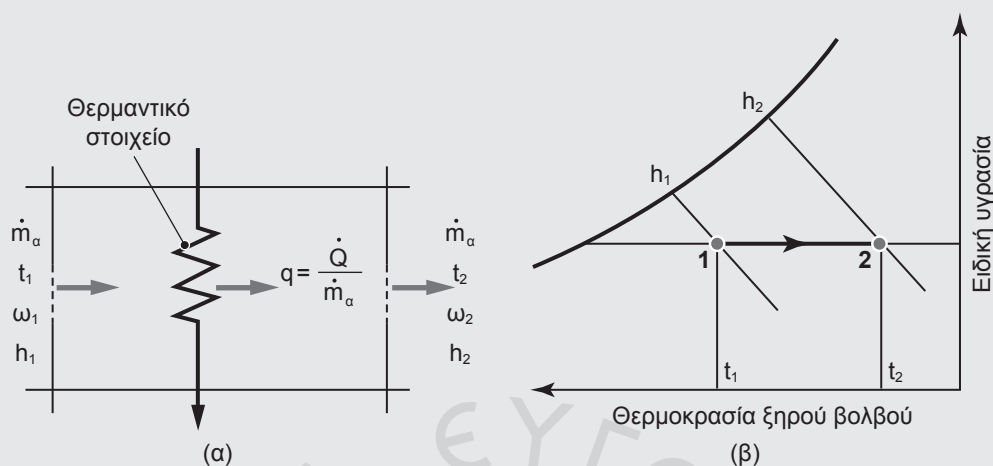
Σε αυτή τη διεργασία η ειδική υγρασία ω παραμένει σταθερή. Έτσι στο ψυχομετρικό διάγραμμα την παριστάνουμε με την οριζόντια γραμμή 1-2 [σχ. 13.8(β)]. Η θερμότητα που προσδίνεται ανά μονάδα μάζας του αέρα προσδιορίζεται από τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο:

$$\frac{Q}{m_a} = q = h_2 - h_1$$

Από το ψυχομετρικό διάγραμμα του Παραρτήματος Γ έχουμε:

$$\text{Για } t_1 = 16^\circ\text{C} \quad \phi_1 = 90\% \quad h_1 = 41,45 \text{ kJ/kg αέρα (ξηρού)}$$

$$\phi_2 = 50\% \quad h_2 = 50,58 \text{ kJ/kg αέρα (ξηρού)}$$



Σχ. 13.8

α) Σχηματική παράσταση του παραδείγματος 6 της παραγρ. 13.5

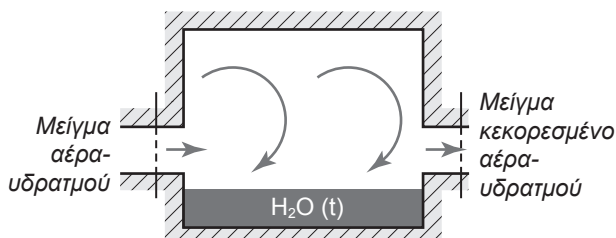
β) Διεργασία θέρμανσης στο ψυχομετρικό διάγραμμα

Άρα: $q = 50,58 - 41,45 = 9,13 \text{ kJ/kg αέρα}$

Το παράδειγμα αυτό είναι ένα χαρακτηριστικό πρόβλημα κλιματισμού, που θα δούμε σε επόμενο κεφάλαιο.

13.6 Αδιαβατικός κορεσμός μείγματος αέρα – υδρατμού

Ο αδιαβατικός κορεσμός μείγματος αέρα – υδρατμού είναι μία ενδιαφέρουσα διεργασία στη μελέτη των μειγμάτων αέρα – υδρατμού. Στη διεργασία αυτή ο κορεσμός του μείγματος επιτυγχάνεται αδιαβατικά μέσα σε ένα καλά μονωμένο δοχείο (σχ. 13.9). Στην είσοδο του δοχείου εισέρχεται αέρας θερμοκρασίας t_a που δεν είναι κεκορεσμένος ($\phi < 1$). Στο κάτω μέρος του δοχείου υπάρχει νερό θερμοκρασίας t , που εξατμίζεται και εισέρχεται στο μείγμα ως υδρατμός. Η θερμοκρασία που χρειάζεται το νερό για να εξατμισθεί, προέρχεται από την ενθαλπία του μείγματος. Αυτό σημαίνει ότι η ενθαλπία του μείγματος θα πρέπει να ελαττωθεί. Κάτι τέτοιο όμως δεν συμβαίνει, γιατί λαμβάνεται μεν θερμότητα από το μείγμα, αλλά αυτή επιστρέφεται



Σχ. 13.9

Σύστημα κορεσμού μείγματος αέρα-υδρατμού αδιαβατικά

σε αυτό με μορφή λανθάνουσας θερμότητας του νερού που εξατμίζεται. Έχουμε δηλαδή κορεσμό του μείγματος αέρα - υδρατμού με σταθερή ενθαλπία.

13.7 Ασκήσεις

1. Ένα δοχείο περιέχει μείγμα ενός χιλιόγραμμου μονοξειδίου του άνθρακα (CO) και ενός χιλιόγραμμου υδρογόνου (H_2) σε πίεση 200 kN/m^2 και θερμοκρασία 18°C . Αν τα δύο αέρια θεωρηθούν τέλεια, ζητούνται: α) Οι μερικές πιέσεις των δύο αερίων και β) ο ειδικός όγκος του μείγματος.

(Απ.: α) $13,44 \text{ kN/m}^2$, $186,6 \text{ kN/m}^2$ β) $3,22 \text{ m}^3/\text{kg}$)

2. Ένα δοχείο χωρητικότητας 5 m^3 περιέχει μείγμα αέρα και κεκορεσμένου υδρατμού σε θερμοκρασία 40°C και πίεση $15 \times 10^3 \text{ N/m}^2$. Ζητείται η μάζα του αέρα και του υδρατμού μέσα στο δοχείο.

(Απ.: $0,425 \text{ kg}$, $0,256 \text{ kg}$)

3. Να προσδιοριστούν τα y και h για μείγμα αέρα - κεκορεσμένου ατμού σε θερμοκρασία 90°C και πίεση 1 bar .

(Απ.: $0,414$, 1595 kJ/kg)

4. Ένα κλειστό δοχείο χωρητικότητας $1,5 \text{ m}^3$ περιέχει ένα μείγμα αέρα - υδρατμού σε πίεση 6 bar και θερμοκρασία 120°C . Ο υδρατμός έχει μάζα 6 kg . Από το δοχείο αφαιρείται θερμότητα και έτσι η θερμοκρασία του μείγματος γίνεται 10°C . Ζητείται: α) Η τελική πίεση, β) η μάζα του νερού που συμπυκνώθηκε και γ) η θερμότητα που αφαιρέθηκε. (Για τον αέρα $C_p = 1 \text{ kJ/kgK}$).

(Απ.: α) 290 kN/m^2 , β) $1,67 \text{ kg}$, γ) 6552 kJ)

5. Μία μονάδα κλιματισμού λαμβάνει μείγμα αέρα - υδρατμού σε πίεση 1 bar , θερμοκρασία 38°C και σχετική υγρασία 80% . Να προσδιοριστεί: α) Το σημείο δρόσου, β) η ειδική υγρασία και γ) η μερική πίεση του αέρα.

(Απ.: α) $30,4^\circ\text{C}$, β) $0,025$, γ) $0,951 \text{ bar}$)

6. Ένα μείγμα αερίων περιέχει κατά μάζα $20\% \text{ N}_2$, $40\% \text{ O}_2$ και $40\% \text{ CO}_2$. Η πίεση του μείγματος και η θερμοκρασία είναι 150 kPa και 300 K αντίστοιχα. Αν το μείγμα θερμανθεί στους 600 K μέσα σε ένα δοχείο χωρητικότητας 20 m^3 , να βρεθεί η θερμότητα που χρειάζεται.

(Απ.: $9107,7 \text{ kJ}$)

7. Το μείγμα της άσκησης 1 θερμαίνεται με σταθερό όγκο μέχρι η πίεσή του να γίνει 400 kN/m^2 . Αν θεωρήσουμε ότι το μείγμα είναι τέλει αέριο, να προσδιοριστεί: α) Η τελική θερμοκρασία του μείγματος, β) η αύξηση της ειδικής ενθαλπίας και ειδικής εσωτερικής ενέργειας, και γ) η θερμότητα που δόθηκε στο μείγμα.

(Απ.: α) 309°C , β) 2234 kJ/kg , 1591 kJ/kg , γ) 3181 kJ)

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΔΕΚΑΤΟ ΤΕΤΑΡΤΟ

Καύσιμα και καύση

14.1 Γενικά

Στο έβδομο κεφάλαιο είχαμε πει ότι σύμφωνα με τον Δεύτερο Θερμοδυναμικό Νόμο μία μηχανή για να παράγει έργο θα πρέπει να «επικοινωνεί» με δύο πηγές θερμότητας, μία με υψηλή θερμοκρασία, απ' όπου θα παίρνει θερμότητα, και μία με χαμηλή, όπου θα αποδίδει θερμότητα, όπως φαίνεται και στο σχήμα 7.1. Σε αντίθεση με την πηγή της χαμηλής θερμοκρασίας που μπορούμε να τη βρούμε εύκολα στη φύση, ας πούμε ένα ποτάμι ή ο ατμοσφαιρικός αέρας, την πηγή με την υψηλή θερμοκρασία, και αν ακόμη τη βρούμε στη φύση, είναι δύσκολο, τουλάχιστον για το παρόν, να την εκμεταλλευτούμε. Έτσι βρισκόμαστε στην ανάγκη να «κατασκευάσουμε» μία πηγή με υψηλή θερμοκρασία, από την οποία μία μηχανή θα πάρει την απαραίτητη για τη λειτουργία της θερμότητα. Τέτοια πηγή θερμότητας δημιουργείται κατά την καύση των διαφόρων τύπων καυσίμων υλών με τον ατμοσφαιρικό αέρα.

Από πάρα πολλά χρόνια, και ίσως για πολλά ακόμα, αυτή η πηγή θερμότητας χρησιμοποιείται για τη λειτουργία όλων των τύπων των μηχανών παραγωγής μηχανικού έργου που εξετάσαμε στα προηγούμενα κεφάλαια, δηλαδή τον ατμοστρόβιλο, τη μηχανή εσωτερικής καύσης και τον αεριοστρόβιλο. Είναι λοιπόν φανερό ότι για έναν μηχανικό είναι ιδιαίτερα σημαντικό να ξέρει τις ιδιότητες των πιο γνωστών σήμερα καυσίμων υλών και των προϊόντων της καύσης και να μπορεί να υπολογίζει τη θερμότητα που παράγεται από την καύση μιας ποσότητας καυσίμου. Στο κεφάλαιο αυτό θα περιοριστούμε στην ανάπτυξη ορισμένων μόνο βασικών αρχών και διεργασιών που παρουσιάζονται στην καύση, γιατί η λεπτομερής εξέταση του φαινομένου της καύσης αποτελεί αντικείμενο της *Χημικής Θερμοδυναμικής*, που αφορά τους χημικούς μηχανικούς.

14.2 Χημική σύνθεση της ύλης

Από το μάθημα της Χημείας γνωρίζουμε ότι η ύλη αποτελείται από περιορισμένο αριθμό βασικών στοιχείων που τα ονομάζουμε **χημικά στοιχεία**. Στην καύση, τα πιο γνωστά στοιχεία είναι ο άνθρακας, το οξυγόνο, το υδρογόνο, το θείο και το άζωτο· τα στοιχεία αυτά τα συμβολίζουμε με τα γράμματα C, O, H, S και N αντίστοιχα.

Οι **ατομικές μάζες** των χημικών στοιχείων της καύσης δίνονται στον Πίνακα 14.1.

Τα επιμέρους άτομα κάθε στοιχείου σπάνια βρίσκονται το καθένα χωριστά· συνήθως είναι ενωμένα σε μόρια. Το αέριο υδρογόνο π.χ. έχει δύο άτομα μαζί και

γι' αυτό το συμβολίζουμε ως H_2 . Τα αέρια οξυγόνου και αζώτου επίσης έχουν δύο άτομα και τα γράφουμε ως O_2 και N_2 αντίστοιχα. Άτομα ενός ή περισσότερων στοιχείων μπορούν να ενώνονται μεταξύ τους και να σχηματίζουν μόρια. Το βάρος ενός μορίου, δηλαδή το άθροισμα των ατομικών βαρών όλων των ατόμων ενός μορίου, όταν εκφράζεται σε γραμμάρια λέγεται **γραμμομόριο** (mol). Έτσι, ένα γραμμομόριο H_2O ισούται με 18 gr περίπου.

Όπως είπαμε και στο έκτο κεφάλαιο (παράγρ. 6.4) σχετικά με τα μόρια των τέλειων αερίων, γνωρίζουμε ότι **ίσοι όγκοι αερίων στην ίδια πίεση και θερμοκρασία περιέχουν τον ίδιο αριθμό μορίων**. Η σχέση αυτή διατυπώθηκε για πρώτη φορά το 1811 από τον Avogadro και είναι γνωστή ως **υπόθεση Avogadro**, επαληθεύτηκε δε αργότερα και πειραματικά. Η υπόθεση Avogadro ισχύει με αρκετή προσέγγιση και για τα πραγματικά αέρια. Για τα αέρια ισχύει επίσης ότι 1 mol καταλαμβάνει όγκο 22,42 dm³ ή lt.

ΠΙΝΑΚΑΣ 14.1
Σχετικές ατομικές μάζες στοιχείων

Στοιχείο	H	C	N	O	S
Ατομική μάζα	1,00797	12,01115	14,0067	15,9994	32,064

14.3 Καύσιμα

Τα καύσιμα τα κατατάσσουμε συνήθως σε τρία είδη, ανάλογα με τη φυσική κατάσταση που βρίσκονται: αέρια, υγρά και στερεά καύσιμα. Τα αέρια καύσιμα είναι από χημικής πλευράς τα πιο απλά· τα υγρά περιέχουν σύνθετα μόρια, ενώ τα στερεά καύσιμα έχουν πολύπλοκη μοριακή σύνθεση.

Αέρια καύσιμα

Τα αέρια καύσιμα βρίσκονται σε φυσική κατάσταση μέσα στη γη, συνήθως κοντά σε πετρελαιοφόρες περιοχές. Μπορούν όμως επίσης να παραχθούν και από τη θερμική επεξεργασία των υγρών ή στερεών καυσίμων. Τα αέρια καύσιμα μεταφέρονται σε μεγάλες αποστάσεις είτε μέσα σε αγωγούς είτε με ειδικά κατασκευασμένα πλοία, σε υγρή κατάσταση.

Τα πιο σημαντικά αέρια καύσιμα είναι αυτά που προέρχονται από συνδυασμούς άνθρακα και υδρογόνου, πιο γνωστά ως **υδρογονάνθρακες**, ενώ το πιο απλό από τα αέρια καύσιμα είναι το **μεθάνιο**, που αποτελεί το κύριο συστατικό του φυσικού αερίου. Ο χημικός τύπος του μεθανίου είναι CH_4 , που σημαίνει ότι το μόριο του αποτελείται από ένα άτομο άνθρακα και τέσσερα άτομα υδρογόνου. Με την προσθήκη και άλλων ατόμων άνθρακα και υδρογόνου στο μόριο του μεθανίου, παίρνουμε μία ολόκληρη οικογένεια αερίων καυσίμων, όπως είναι το αιθάνιο (C_2H_6), προπάνιο (C_3H_8), βουτάνιο (C_4H_{10}) κ.λπ. Η οικογένεια αυτή των καυσίμων ονομάζεται **παραφίνες**.

Τα περισσότερα αέρια καύσιμα είναι μείγματα διαφόρων αερίων που μπορούμε να τα θεωρήσουμε ως τέλεια αέρια υπό ατμοσφαιρικές συνθήκες.

Υγρά καύσιμα

Διαχωρισμό μεταξύ των υγρών και αερίων καυσίμων δεν μπορούμε να κάνουμε εύκολα, γιατί, με τη μεταβολή της θερμοκρασίας και της πίεσης τα πρώτα μετατρέπονται στα δεύτερα και αντίστροφα. Τα περισσότερα υγρά καύσιμα είναι υδρογονάνθρακες, η μοριακή μάζα των οποίων είναι σημαντικά αυξημένη σε σχέση με τους υδρογονάνθρακες σε αέρια κατάσταση. Το αποτέλεσμα είναι τα υγρά καύσιμα να έχουν υψηλότερο σημείο βρασμού από τα αέρια σε ατμοσφαιρική πίεση.

Τα υγρά καύσιμα είναι μείγματα πολλών στοιχείων. Από αυτά τα πιο ενδιαφέροντα είναι ο άνθρακας, το υδρογόνο και το θείο. Η σύνθεση ενός καυσίμου δίνεται ως **ανάλυση μάζας** του καυσίμου, όπως φαίνεται στον Πίνακα 14.2 για διάφορα υγρά καύσιμα.

ΠΙΝΑΚΑΣ 14.2
Υγρά καύσιμα: Επί τοις εκατό (%) ανάλυση μάζας

Καύσιμο	Άνθρακας (C)	Υδρογόνο (H)	Θείο (S)	Διάφορα
Βενζίνη	85,5	14,4	0,1	—
Κεροζίνη	86,3	13,6	0,1	—
Πετρέλαιο Diesel	86,3	12,8	0,9	—
Ελαφρύ πετρέλαιο	86,2	12,4	1,4	—
Βαρύ πετρέλαιο (Bunker C)	88,3	9,5	1,2	1,0

Από τον πίνακα αυτό βλέπουμε ότι για τους υγρούς υδρογονάνθρακες είναι συνήθως αρκετά ακριβές να πάρουμε την ανάλυση μάζας 86% C και 14% H. Αυτό αντιστοιχεί σε λόγο 1:2 του αριθμού των ατόμων του άνθρακα προς τον αριθμό των ατόμων του υδρογόνου.

Στερεά καύσιμα

Τα περισσότερα στερεά καύσιμα προέρχονται από εξόρυξη· αποτελούνται κυρίως από άνθρακα μαζί με υδρογόνο, θείο καθώς και από άλλα άκαυστα συστατικά. Η μοριακή μάζα των στερεών καυσίμων είναι πολύ υψηλή σε σχέση με τα άλλα δύο είδη. Το είδος αυτό του καυσίμου έχει σχεδόν εκλείψει από τις ναυτικές εγκαταστάσεις, αν και τελευταία γίνεται προσπάθεια να ξαναχρησιμοποιηθεί λόγω της ενεργειακής κρίσης. Από τα τρία είδη των καυσίμων τα υγρά χρησιμοποιούνται σχεδόν αποκλειστικά στις εγκαταστάσεις αυτές.

14.4 Διεργασία της καύσης

Η διεργασία της καύσης είναι μία χημική αντίδραση μεταξύ των μορίων των συστατικών στοιχείων του καυσίμου, του οξυγόνου κ.λπ., από την οποία τελικά παίρνουμε τα μόρια των προϊόντων της καύσης και τη θερμότητα που παράγεται. Η χημική αντίδραση δεν είναι μια διεργασία μεταξύ συστημάτων, όπως είναι η θερμότητα και το έργο, άλλα μια αλλαγή που συμβαίνει μέσα στο ίδιο σύστημα. Την αλλαγή αυτή την καταλαβαίνουμε από την αλλαγή των χημικών ιδιοτήτων του συστήματος.

Στη διάρκεια της διεργασίας της καύσης η μάζα παραμένει σταθερή και επομένως μπορούμε να εφαρμόσουμε την αρχή της διατήρησης της μάζας.

Τη χημική αντίδραση την παριστάνουμε με τη μορφή μιας εξίσωσης. Έτσι, για την καύση του άνθρακα με το οξυγόνο, από την οποία παίρνουμε το διοξείδιο του άνθρακα, μπορούμε να γράψουμε:



Στην αντίδραση αυτή (καύση) τα αρχικά συστατικά είναι ο άνθρακας και το οξυγόνο και το προϊόν της καύσης είναι το διοξείδιο του άνθρακα. Σύμφωνα με την αρχή της διατήρησης της μάζας, έχουμε επίσης ότι:



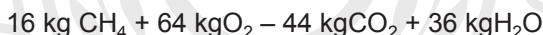
Αν χρησιμοποιήσουμε τις ατομικές μάζες του Πίνακα 14.1, τότε οι μοριακές μάζες των συστατικών και του προϊόντος της καύσης στην εξίσωση (14.1) σε kg, είναι:



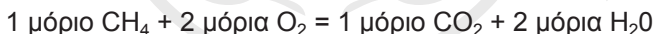
Ας εξετάσουμε την καύση με οξυγόνο ενός υδρογονάνθρακα CH_4 (καύσιμο). Η εξίσωση της καύσης είναι:



ή, από τον Πίνακα 14.1 σε kg:



ή με τα μόρια:



Από την αντίδραση της εξίσωσης (14.2) το προϊόν της καύσης είναι διοξείδιο του άνθρακα και νερό. Το νερό μπορεί να βρίσκεται σε υγρή ή αέρια φάση ανάλογα με την τελική πίεση και θερμοκρασία του προϊόντος της καύσης. Αυτό το στοιχείο πρέπει να το έχουμε υπόψη όταν πιο κάτω θα κάνουμε εξίσωση των ενεργειών των συστατικών και των προϊόντων μιας καύσης.

14.5 Καύση με αέρα

Οι περισσότερες διεργασίες της καύσης γίνονται με αέρα και όχι με καθαρό οξυγόνο. Ο αέρας, όπως γνωρίζουμε, περιέχει πολλά συστατικά όπως οξυγόνο, άζωτο, αργόν και άλλα κυρίως αδρανή αέρια. Προσεγγιστικά η κατά όγκο αναλογία των συστατικών αυτών είναι 21% οξυγόνο, 78% άζωτο και 1% αργόν. Για περισσότερη ευκολία θεωρούμε 21% οξυγόνο και 79% άζωτο. Άρα, σύμφωνα με τον νόμο του Avogadro (παράγρ. 6.4) και τους νόμους περί μειγμάτων αερίων (παράγρ. 13.2, 13.3) μπορούμε να θεωρήσουμε ότι ο λόγος των μορίων αζώτου και οξυγόνου στον αέρα θα είναι:

$$\frac{\text{μόρια αζώτου}}{\text{μόρια οξυγόνου}} = \frac{79}{21} = 3,76$$

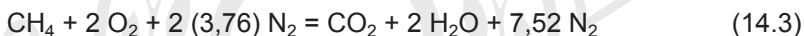
Το καθαρό άζωτο (N₂) έχει μοριακή μάζα $2 \times 14,0067 = 28,013$ (Πίνακας 14.1). ενώ το άζωτο της ατμόσφαιρας, που χρησιμοποιούμε στην καύση, θεωρούμε ότι έχει μοριακή μάζα 28,16 για να λάβουμε υπόψη μας και το αργόν που παραλείψαμε προηγουμένως. Έτσι, με βάση τη μοριακή μάζα του οξυγόνου O₂ και του αζώτου N₂ (Πίνακας 14.1), σε κάθε kg αέρα έχουμε:

$$\text{Οξυγόνο O}_2: \frac{21 \times 32}{(21 \times 32) + (79 \times 28,16)} = 0,232 \text{ kg ή } 0,232 \text{ kg O}_2/\text{kg αέρα}$$

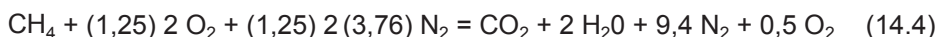
$$\text{Αζωτο N}_2: \frac{79 \times 28,16}{2896,64} = 0,768 \text{ kg ή } 0,768 \text{ kg N}_2/\text{kg αέρα}$$

Εξάλλου η μοριακή μάζα του αέρα είναι (Πίνακας Γ6) ίση με 28,97 kg ανά kmol. Αυτό προκύπτει απλά αν θεωρήσουμε την κατά όγκο σύσταση του αέρα, καθώς και τις μοριακές ή ατομικές μάζες των συστατικών του.

Ας πάρουμε τώρα την καύση του μεθανίου (CH₄) με τον αέρα. Λαμβάνοντας υπόψη το άζωτο N₂ και με βάση την εξίσωση (14.2), η καύση παριστάνεται από την εξίσωση:



Στην πραγματικότητα το άζωτο δεν παίρνει μέρος στην καύση, πρέπει όμως να το λάβουμε υπόψη μας, γιατί υπάρχουν 3,76 μόρια αζώτου ανά μόριο οξυγόνου. Αφού λοιπόν 2 μόρια οξυγόνου χρειάζονται για την καύση του μεθανίου, υπάρχουν $2 \times 3,76$ μόρια αζώτου, δηλαδή 7,52. Από την εξίσωση (14.3) παρατηρούμε ότι τα προϊόντα της καύσης δεν περιέχουν ελεύθερο οξυγόνο. Αυτό σημαίνει ότι όλο το οξυγόνο που υπήρχε στον αέρα της καύσης κάηκε με το καύσιμο. Δηλαδή για την καύση του καυσίμου (μεθάνιο) χρησιμοποιήσαμε το ελάχιστο ποσό αέρα που ήταν απαραίτητος για την καύση. Ο ελάχιστος αυτός αέρας ονομάζεται **«θεωρητικός» αέρας**. Αλλά αυτό είναι αδύνατο να γίνει στην πράξη όπου για την καύση των συστατικών στοιχείων χρειάζεται πάντα περισσότερο οξυγόνο από το θεωρητικό, δηλαδή αέρας περισσότερος από τον θεωρητικό αέρα. Αυτή η περίσσεια του αέρα της καύσης σε σχέση με τον θεωρητικό αέρα εκφράζεται συνήθως ως επί τοις εκατό του θεωρητικού αέρα. Έτσι, εάν για μία καύση χρειαζόμαστε 25% αέρα παραπάνω από τον θεωρητικό, τότε λέμε ότι έχουμε περίσσεια αέρα 25% ή θεωρητικό αέρα 125%. Με 125% θεωρητικό αέρα, η εξίσωση (14.3) γράφεται ως εξής:



Όπως βλέπουμε στην εξίσωση (14.4), στα προϊόντα της καύσης εμφανίζονται και μόρια οξυγόνου τα οποία, όπως συμβαίνει στην πράξη, δεν χρησιμοποιήθηκαν τελικά στην καύση. Φυσικά και σ' αυτή την εξίσωση οι μοριακές μάζες των στοιχείων θα πρέπει να είναι ίσες και στα δύο μέλη της εξίσωσης. Δηλαδή 2,5 μόρια O₂, που

υπάρχουν στο αριστερό μέλος της εξίσωσης, θα πρέπει να υπάρχουν και στο δεξιό, όπως πραγματικά είναι.

Αν η περίσσεια του αέρα είναι ανεπαρκής για την καύση, τότε ένα μέρος του άνθρακα θα καεί σε διοξείδιο του άνθρακα (CO_2) και ένα μέρος σε μονοξείδιο του άνθρακα (CO). Όταν τώρα έχουμε αέρα λιγότερο από το θεωρητικό, τότε στα προϊόντα της καύσης θα εμφανιστεί άκαυστο καύσιμο με τη μορφή μαύρου καπνού ή αιθάλης (καπνιά) στις εξαγωγές των μηχανών, λεβήτων κ.λπ. Το φαινόμενο αυτό παρατηρείται όταν δεν μπορούμε να πετύχουμε μία ή περισσότερες από τις πιο κάτω συνθήκες που είναι απαραίτητες για την πλήρη καύση του καυσίμου:

- α) Το μείγμα αέρα-καυσίμου πρέπει να είναι στη θερμοκρασία ανάφλεξης.
- β) Πρέπει να υπάρχει αρκετό οξυγόνο για την πλήρη καύση.
- γ) Το οξυγόνο πρέπει να είναι σε σωστή επαφή με το καύσιμο.

Αν έχουμε ατελή καύση, για να γράψουμε την αντίστοιχη εξίσωση, θα πρέπει να γνωρίζουμε ορισμένα μεγέθη για τα προϊόντα της καύσης. Για παράδειγμα, ας θεωρήσουμε ότι με θεωρητικό αέρα έχουμε 90% καύση του μεθανίου (καύσιμο) της εξίσωσης (14.3). τότε στο δεξιό μέλος της εξίσωσης θα εμφανιστεί 0,90 CO_2 και το υπόλοιπο 0,1 θα είναι CO . Δηλαδή με βάση το μόριο μπορούμε να γράψουμε την εξίσωση της καύσης:



ή με βάση το kg (Πίνακας 14.1):



14.6 Λόγος αέρα-καυσίμου

Ένα σημαντικό μέγεθος στη διεργασία της καύσης είναι ο λόγος αέρα-καυσίμου $r_{a/f}$, δηλαδή η μάζα του αέρα που χρησιμοποιείται για την καύση ανά μονάδα μάζας του καυσίμου. Ο υπολογισμός του γίνεται συχνά από την ανάλυση των καυσαερίων μιας καύσης και εκφράζεται σε kg ή mol αέρα ανά kg ή mol καυσίμου. Ο λόγος αέρα-καυσίμου για τη θεωρητική καύση ονομάζεται **θεωρητικός ή στοιχειομετρικός λόγος αέρα καυσίμου**, $r'_{a/f}$.

Έτσι έχουμε:

$$r'_{a/f} = \frac{\text{μάζα αέρα}}{\text{μάζα καυσίμου}} = \frac{m(\text{O}_2) + m(\text{N}_2)}{\text{μάζα καυσίμου}} = \quad (14.6)$$

Στην παραπάνω εξίσωση ως μονάδα μάζας μπορεί να χρησιμοποιηθεί π.χ. το kg. Όμως, ο λόγος αέρα - καυσίμου μπορεί να οριστεί και με τη βοήθεια του πλήθους των μορίων του αέρα και του καυσίμου. Βέβαια, ο αέρας δεν είναι χημική ένωση, αλλά μείγμα αερίων· όμως, ως πλήθος μορίων του αέρα εννοείται το άθροισμα των μορίων των συστατικών του. Έτσι, μπορούμε να γράψουμε:

$$r'_{a/f} = \frac{\text{μόρια αέρα}}{\text{μόρια καυσίμου}} = \frac{\text{μόρια } O_2 + \text{μόρια } N_2}{\text{μάζα καυσίμου}} = \quad (14.6a)$$

Όπως είπαμε, στην πράξη είναι σχεδόν αδύνατο να πετύχουμε πλήρη ή τέλεια καύση του καυσίμου. Γι' αυτό χρησιμοποιούμε περίσσεια αέρα. Έτσι ο πραγματικός λόγος αέρα-καυσίμου είναι πάντα μεγαλύτερος από τον στοιχειομετρικό. Η ποσότητα της περίσσειας του αέρα προσδιορίζεται από τη σχέση:

$$\text{επί τοις εκατό περίσσεια αέρα} = \frac{r_{a/f} - r'_{a/f}}{r'_{a/f}} \quad (14.7)$$

Η εξίσωση (14.7) χρησιμοποιείται κυρίως για τον προσδιορισμό της περίσσειας αέρα των λεβήτων.

Για τις βενζινομηχανές η σύγκριση μεταξύ πραγματικού $r_{a/f}$ και στοιχειομετρικού $r'_{a/f}$, λόγω αέρα γίνεται με διαφορετικό τρόπο, γιατί στις μηχανές αυτές το $r_{a/f}$ μπορεί να πάρει τιμές μεγαλύτερες, αλλά και μικρότερες του $r'_{a/f}$. Η σύγκριση των δύο αυτών λόγων γίνεται με την περιεκτικότητα του μείγματος με τη σχέση:

$$x = \frac{r'_{a/f}}{r_{a/f}} \times 100 \text{ επί τοις εκατό} \quad (14.7a)$$

Αν η τιμή του x είναι 90%, τότε λέμε ότι το μείγμα είναι «φτωχό» και «πλούσιο» αν το x γίνει 120%. Οι όροι «φτωχό» και «πλούσιο» εκφράζουν, αντίστοιχα, την έλλειψη ή την περίσσεια του **καυσίμου** σε δεδομένη ποσότητα αέρα που εισέρχεται στη μηχανή, σε σύγκριση με τη στοιχειομετρική ποσότητα του καυσίμου.

Με τα παραδείγματα που ακολουθούν θα δούμε τον τρόπο προσδιορισμού του λόγου αέρα-καυσίμου. Υπενθυμίζουμε ότι το άζωτο δεν παίρνει μέρος στην καύση.

Παράδειγμα 1

Η ανάλυση ενός καυσίμου δίνει την εξής κατά βάρος σύνθεση: 74% C, 6% H₂, 8% O₂, 1% S, 1,2% N₂ και 9,8% τέφρα. Να προσδιοριστεί ο στοιχειομετρικός λόγος αέρα-καυσίμου.

Λύση

Ας υποθέσουμε ότι έχουμε 1 kg καυσίμου. Τότε είναι φανερό ότι στο καύσιμο αυτό θα υπάρχουν:

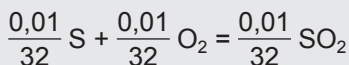
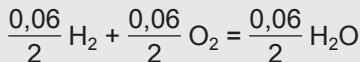
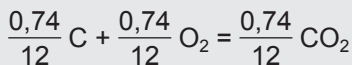
$$\frac{0,74}{12} \text{ kmol C /kg καυσίμου}$$

$$\frac{0,06}{2} \text{ kmol H}_2 \text{ /kg καυσίμου}$$

$$\frac{0,08}{32} \text{ kmol O}_2 \text{ /kg καυσίμου}$$

$$\frac{0,01}{32} \text{ kmol S /kg καυσίμου}$$

Γράφουμε λοιπόν τη χημική αντίδραση για κάθε στοιχείο χωριστά:



Άρα για την καύση χρειάζονται:

$$\frac{0,74}{12} + \frac{0,06}{4} + \frac{0,01}{32} = 0,0770 \text{ kmol O}_2 / \text{kg καυσίμου}$$

Εφόσον στο καύσιμο υπάρχουν $\frac{0,08}{32} = 0,0025 \text{ kmol O}_2 / \text{kg καυσίμου}$

απαιτούνται για την καύση $0,0770 - 0,0025 = 0,0745 \text{ kmol O}_2 / \text{kg καυσίμου}$.

Άρα απαιτείται ποσότητα αέρα ίση προς:

$$N_a = 0,0745 \frac{100}{21} \text{ kmol αέρα/kg καυσίμου}$$

Η μοριακή μάζα του αέρα είναι ίση προς 28,96 kg, άρα η ποσότητα του αέρα σε kg, για την καύση ενός kg καυσίμου, θα είναι:

$$M_a = 0,0745 \times \frac{100}{21} \times 28,96 = 10,27 \text{ kg αέρα}$$

Έτσι, ο λόγος καυσίμου, που υπολογίζεται από την εξίσωση (14.6), θα είναι:

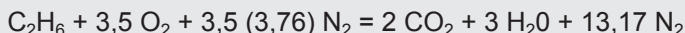
$$r'_{a/f} = \frac{10,27 \text{ kg αέρα}}{1 \text{ kg καυσίμου}} = 10,27 \text{ kg αέρα/kg καυσίμου}$$

Παράδειγμα 2

Να προσδιοριστεί ο θεωρητικός ή στοιχειομετρικός λόγος αέρα-καυσίμου για την πλήρη καύση του αιθανίου C_2H_6 .

Λύση

Για να βρούμε τον θεωρητικό λόγο αέρα-καυσίμου πρέπει πρώτα να σχηματίσουμε την αντίστοιχη εξίσωση της καύσης. Ακολουθώντας τη μέθοδο του παραδείγματος 1 της παραγράφου 14.6, η εξίσωση της στοιχειομετρικής καύσης είναι:



Από την εξίσωση βλέπουμε ότι:

$$r'_{a/f} = \frac{3,5 + (3,5 \times 3,76)}{1} = 16,66 \text{ μόρια αέρα/μόριο καυσίμου}$$

Στις πρακτικές εφαρμογές συνήθως ζητάμε τον λόγο αέρα-καυσίμου σε kg αέρα ανά kg καυσίμου. Η μοριακή μάζα του αέρα είναι 28,97 kg.

Επίσης η μοριακή μάζα του αιθανίου είναι:

$$(2 \times 12,01 + 6 \times 1,007) = 30,06 \text{ kg}$$

Άρα ο λόγος $r'_{a/f}$ σε kg είναι:

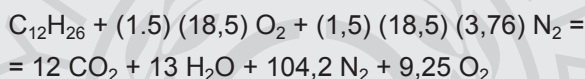
$$r'_{a/f} = 16,66 \frac{28,97}{30,06} = 16,06 \text{ kg αέρα/kg καυσίμου}$$

Παράδειγμα 3

Το καύσιμο $C_{12}H_{26}$ καίγεται με περίσσεια αέρα 50%. Να προσδιοριστεί η κατά μάζα ανάλυση των προϊόντων της καύσης και να βρεθεί το σημείο δρόσου του υδρατμού των καυσαερίων για πίεση μίας ατμόσφαιρας (1,013 bar).

Λύση

Η εξίσωση της καύσης με 50% περίσσεια αέρα είναι:



Τα μόρια των προϊόντων της καύσης είναι:

$$12 + 13 + 104,2 + 9,25 = 138,45$$

Η κατά μάζα ανάλυση μάζας δίνει:

$$CO_2: \frac{12}{138,45} = 0,0867$$

$$N_2: \frac{104,2}{138,45} = 0,7527$$

$$H_2O: \frac{13}{138,45} = 0,0938$$

$$O_2: \frac{9,25}{138,45} = 0,0668$$

Σύμφωνα με την υπόθεση Avogadro και τον νόμο των Gibbs-Dalton, αποδεικνύεται ότι σε ένα μείγμα αερίων ο λόγος των μορίων ενός συστατικού προς τα μόρια του μείγματος είναι ίσος προς τον λόγο των μερικών πιέσεων του συστατικού προς την πίεση του μείγματος. Έτσι, η μερική πίεση του υδρατμού (H_2O) είναι 0,0938 bar. Η θερμοκρασία κορεσμού που αντιστοιχεί στην πίεση αυτή είναι 44,57°C. Ταυτόχρονα η θερμοκρασία αυτή είναι και θερμοκρασία του σημείου δρόσου. Αν η θερμοκρασία των προϊόντων κατέβει κάτω από αυτό το σημείο, τότε θα έχουμε συμπύκνωση του υδρατμού. Στην πράξη είναι ανεπιθύμητο να έχουμε συμπύκνωση, γιατί σχηματίζονται τότε κυρίως οξείδια του θείου που είναι οξειδωτικά για τα μέταλλα. Γι' αυτό, προσπαθούμε η θερμοκρασία των καυσαερίων να είναι αρκετά πιο πάνω από τη θερμοκρασία συμπύκνωσης (σημείο δρόσου).

14.7 Ανάλυση προϊόντων καύσης (Μέθοδος Orsat)

Στην καλή λειτουργία μιας θερμικής εγκατάστασης παραγωγής μηχανικού έργου συντελεί κατά ένα μεγάλο ποσοστό η αποδοτική καύση του καυσίμου. Έστω και μια μικρή αύξηση της απόδοσης της καύσης μεταφράζεται σε ετήσια οικονομία εκατομμυρίων νομισματικών μονάδων, ιδίως σε ναυτικές εγκαταστάσεις μεγάλης ισχύος. Ο πιο σημαντικός παράγοντας που επηρεάζει την καύση είναι η περίσσεια αέρα. Αν ο αέρας δεν είναι αρκετός, τότε η καύση είναι ατελής και δεν χρησιμοποιείται όλη η χημική ενέργεια του καυσίμου. Από την άλλη μεριά, αν ο αέρας είναι πάνω από όσο χρειάζεται, τότε ένα μέρος της θερμότητας της καύσης χάνεται θερμαίνοντας την περίσσεια του αέρα. Ο σκοπός συνεπώς ενός μηχανικού είναι να κανονίσει την απαραίτητη και μόνο ποσότητα του αέρα για την πλήρη καύση του καυσίμου. Πώς όμως μπορούμε να πετύχουμε τη σωστή περίσσεια αέρα;

Όπως αναφέραμε προηγουμένως, την περίσσεια του αέρα την προσδιορίζουμε συνήθως από την ανάλυση των καυσαερίων. Η ανάλυση αυτή γίνεται με τη συσκευή Orsat, η οποία μετρά κατά όγκο το διοξείδιο του άνθρακα (CO_2), το μονοξείδιο του άνθρακα (CO) και το οξυγόνο. Τα καυσαέρια στη συσκευή περνούν μέσα από χημικά συστατικά που απορροφούν τα τρία αυτά αέρια. Έτσι ο όγκος των καυσαερίων μειώνεται σταδιακά. Ο όγκος που παραμένει, θεωρείται ότι είναι το άζωτο. Η ανάλυση Orsat δίνει τις αναλογίες των συστατικών των καυσαερίων κατά όγκο, με την παραδοχή ότι στα καυσαέρια δεν υπάρχει υδρατμός (ξηρά καυσαέρια). Το σφάλμα αυτής της παραδοχής είναι μικρό. Επίσης η συσκευή Orsat χρησιμοποιείται κυρίως για τη μέτρηση των καυσαερίων των λεβήτων. Για τις μηχανές εσωτερικής καύσης, όπου υπάρχουν υδρογονάνθρακες που καίγονται μόνο κατά ένα μέρος, υπάρχουν άλλες συσκευές οι οποίες όμως ξεφεύγουν από τον σκοπό αυτού του βιβλίου.

Την ανάλυση Orsat θα τη δούμε καλύτερα με τα πιο κάτω παραδείγματα όπου θα προσδιορίσουμε τον λόγο αέρα-καυσίμου, όπως επίσης και τα συστατικά μιας χημικής αντίδρασης.

Παράδειγμα 1

Πετρέλαιο, $\text{C}_{13}\text{H}_{26}$, καίγεται με αέρα σε ατμοσφαιρική πίεση. Η ανάλυση των καυσαερίων με τη συσκευή Orsat δίνει την εξής σύνθεση κατά όγκο:

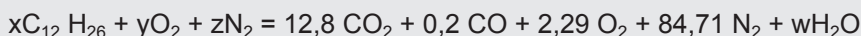
CO_2 :	12,8%
O_2 :	2,29%
CO :	0,2%
N_2 :	84,71%
	100.00%

Ζητείται: α) Να προσδιοριστεί ο λόγος αέρα-καυσίμου και β) η περίσσεια αέρα.

Λύση

α) Σύμφωνα με την υπόθεση Avogadro, η κατά όγκο ανάλυση των καυσαερίων μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να γράψουμε την κατά μάζα εξίσωση της καύσης για

100 μόρια ξηρών καυσαερίων. Τα μόρια των συστατικών στοιχείων πριν από την καύση μάζ είναι άγνωστα (x, y, z) και θα πρέπει να τα προσδιορίσουμε εφαρμόζοντας την αρχή της διατήρησης της μάζας. Επίσης άγνωστα είναι τα μόρια του υδρατμού (w) στα καυσαέρια. Έχουμε λοιπόν ότι:



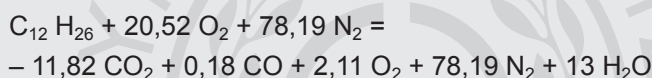
Άτομα άνθρακα (C): $12x = 12,8 + 0,2$ και $x = \frac{13}{12}$

Μόρια αζώτου (N_2): $z = 84,71$

Μόρια υδρογόνου (H_2): $13x = w$ ή $w = 13 \times \frac{13}{12} = 14,08$

Μόρια οξυγόνου (O_2): $y = 12,8 + \frac{0,2}{2} + 2,29 + \frac{14,06}{12} = 22,23$

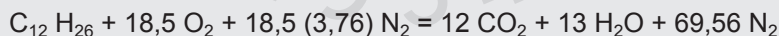
Διαιρούμε με $x = 13/12$ την πιο πάνω εξίσωση για να έχουμε την εξίσωση της καύσης για κάθε μόριο καυσίμου, δηλαδή:



οπότε ο λόγος αέρα-καυσίμου σε kg που υπήρχε στην καύση είναι (Πίνακας 14.1):

$$r_{a/f} = \frac{(20,5 \times 32) + (78,19 \times 28)}{1 \times [(12 \times 12) + (26 \times 1)]} = 16,74 \frac{\text{kg αέρα}}{\text{kg καυσίμου}}$$

β) Για να βρούμε την περίσσεια αέρα θα πρέπει να γράψουμε πρώτα την εξίσωση της καύσης για στοιχειομετρική ή θεωρητική καύση (100% αέρα) και στη συνέχεια να βρούμε τον λόγο αέρα-καυσίμου που αντιστοιχεί. Έτσι, για στοιχειομετρική καύση (βλ. και παράδειγμα 1, παράγρ. 14.6), έχουμε:



$$r'_{a/f} = \frac{(18,5 \times 32) + (69,56 \times 28)}{1 \times [(12 \times 12) + (26 \times 1)]} = 14,93 \frac{\text{kg αέρα}}{\text{kg καυσίμου}}$$

Άρα, από την εξίσωση (14.7) έχουμε περίσσεια αέρα $\frac{16,74 - 14,93}{14,93} \times 100 = 12,12\%$ ή θεωρητικό αέρα 112,12%.

Παράδειγμα 2

Από την ανάλυση Orsat των καυσαερίων ενός καυσίμου βρήκαμε τα εξής στοιχεία:

$$\begin{aligned} CO_2 &: 12,5\% \\ CO &: 0,3\% \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{O}_2 &: 3,1\% \\ \text{N}_2 &: 84,1\% \end{aligned}$$

Να προσδιορισθεί: α) Ο λόγος αέρα - καυσίμου, β) ο επί τοις εκατό θεωρητικός αέρας και γ) η κατά μάζα σύνθεση του καυσίμου.

Λύση

α) Στο παράδειγμα αυτό μάζ είναι άγνωστη και η σύνθεση του καυσίμου (a, b) και τα μόρια των συστατικών (x, y). Επίσης είναι άγνωστα τα μόρια του H_2O . Γράφουμε την εξίσωση της καύσης για 100 μόρια ξηρών καυσαερίων:



άτομα άνθρακα (C): $a = 12,5 + 0,3 = 12,8$

μόρια αζώτου (N_2): $y = 84,1$, αλλά πάντα έχουμε $\frac{y}{x} = 3,76$

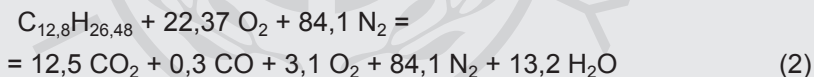
$$\text{οπότε } x = \frac{84,1}{3,76} = 22,37$$

μόρια οξυγόνου (O_2): $22,37 = 12,5 + \frac{0,3}{2} + 3,1 + \frac{z}{2}$

$$\text{άρα } z = 13,24$$

μόρια υδρογόνου (H_2): $b = 2z = 2 \times 13,24 = 26,48$

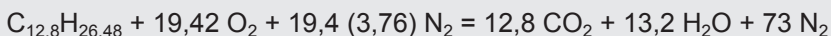
οπότε η πιο πάνω εξίσωση (1) γράφεται ως:



και ο λόγος αέρα - καυσίμου $r_{a/f}$ είναι:

$$r_{a/f} = \frac{(22,37 \times 32) + (84,1 \times 28)}{1 \times [(12,8 \times 12) + (26,48 \times 1)]} = 17,05 \frac{\text{kg αέρα}}{\text{kg καυσίμου}}$$

β) Για θεωρητική καύση, το οξυγόνο και το CO που υπάρχει στα καυσαέρια θα πρέπει να καεί σε CO_2 , όπως επίσης και το CO. Η εξίσωση (2) λοιπόν γράφεται:



μέ λόγο αέρα - καυσίμου για στοιχειομετρική καύση

$$r'_{a/f} = \frac{(19,4 \times 32) + (73 \times 28)}{180,08} = 14,80 \frac{\text{kg αέρα}}{\text{kg καυσίμου}}$$

$$\text{Άρα, περίσσεια αέρα } \frac{17,05 - 14,80}{14,80} \times 100 = 15\% \text{ ή θεωρητικός αέρας } 115\%$$

γ) Τελικά η σύνθεση του καυσίμου κατά μάζα είναι:

$$\text{άνθρακας C: } \frac{12,8 \times 12}{180,08} = 0,853 \quad \text{ή} \quad 85,3\%$$

$$\text{υδρογόνο H: } \frac{26,4 \times 1}{180,08} = 0,147 \quad \text{ή} \quad 14,7\%$$

Παράδειγμα 3

Το πετρέλαιο του ατμολέβητα ενός πλοίου και η ανάλυση των καυσαερίων με τη συσκευή Orsat έδωσαν τα εξής στοιχεία:

Ανάλυση καυσίμου κατά μάζα	Ανάλυση καυσαερίων κατά όγκο (ξηρά καυσαέρια)
C : 86%	CO ₂ : 12%
H ₂ : 13%	CO : 1,5%
N ₂ : 0,2%	O ₂ : 3,6%
S : 0,2%	N ₂ : 82,9%
O ₂ : 0,6%	

Να προσδιοριστεί: α) Ο λόγος αέρα - καυσίμου για στοιχειομετρική καύση, β) το βάρος των ξηρών καυσαερίων ανά kg καυσίμου και γ) ο πραγματικός λόγος αέρα - καυσίμου.

Λύση

α) Εργαζόμενοι ανάλογα, όπως στο Παράδειγμα 1 της παραγράφου 14.6, γράφουμε τις εξισώσεις για τη στοιχειομετρική καύση 1 kg καυσίμου, χρησιμοποιώντας την αναλογία καυσίμου κατά μάζα:

$$\frac{0,86}{12} \text{C} + \frac{0,86}{12} \text{O}_2 = \frac{0,86}{12} \text{CO}_2$$

$$\frac{0,13}{2} \text{H}_2 + \frac{0,13}{2} \text{O}_2 = \frac{0,13}{2} \text{H}_2\text{O}$$

$$\frac{0,002}{32} \text{S} + \frac{0,002}{32} \text{O}_2 = \frac{0,002}{32} \text{SO}_2$$

Έτσι, για την καύση απαιτούνται:

$$\frac{0,86}{12} + \frac{0,13}{4} + \frac{0,002}{32} = 0,1042 \text{ kmol O}_2 / \text{kg καυσίμου}$$

$$\text{ενώ στο καύσιμο υπάρχουν } \frac{0,006}{32} = 0,0002 \text{ kmol O}_2 / \text{kg καυσίμου}$$

$$\text{Άρα απαιτούνται: } N_a = \frac{100}{21} (0,1042 - 0,0002) = 0,4952 \text{ kmol αέρα/kg καυσίμου}$$

$$\text{ή } M_a = 0,4952 \times 28,96 = 14,34 \text{ kg-αέρα για στοιχειομετρική καύση 1 kg καυσίμου.}$$

Άρα, ο στοιχειομετρικός λόγος αέρα - καυσίμου είναι:

$$r'_{a/f} = \frac{14,34}{1} = 14,34 \text{ kg-αέρα / kg-καυσίμου}$$

β) Για τον προσδιορισμό του βάρους των ξηρών καυσαερίων ανά kg καυσίμου, χρησιμοποιούμε την αναλογία του άνθρακα στο καύσιμο και στο καυσαέριο.

Στο καύσιμο ο άνθρακας έχει αναλογία 0,86 κατά μάζα, δηλαδή έχουμε 0,86 kg C/kg καυσίμου.

Στα καυσαέρια, η αναλογία του άνθρακα προκύπτει από την κατά βάρος ανάλυση ως εξής:

Σύνολο μορίων καυσαερίων: $12 + 1,5 + 3,6 + 82,9 = 100$

<u>Μόριο/μόριο καυσαερίων</u>	<u>Μάζα σε kg</u>	<u>kg/kg καυσαερίων</u>
CO ₂ : $\frac{12}{100} = 0,12$	$0,12 \times 44 = 5,280$	$\frac{5,280}{30,064} = 0,176$
CO: $\frac{1,5}{100} = 0,015$	$0,015 \times 28 = 0,420$	0,014
O ₂ : $\frac{3,6}{100} = 0,036$	$0,036 \times 32 = 1,152$	0,038
N ₂ : $\frac{82,9}{100} = 0,829$	$0,829 \times 28 = \frac{23,212}{30,064}$	$\frac{0,772}{1,000}$

Οπότε ο άνθρακας C που υπάρχει στα καυσαέρια είναι:

$$\frac{12}{44} \frac{\text{kgC}}{\text{kgCO}_2} \times 0,176 \frac{\text{kgCO}_2}{\text{kg καυσαερίων}} + \frac{12}{28} \frac{\text{kgC}}{\text{kgCO}} \times 0,014 \frac{\text{kgCO}}{\text{kg καυσαερίων}} =$$

$$= 0,048 + 0,006 = 0,054 \text{ kg C/kg καυσαερίων} \quad (2)$$

Διαιρώντας τα αποτελέσματα (1) και (2) παίρνουμε:

$$\frac{0,86}{0,054} = 15,93 \text{ kg καυσαερίων/kg καυσίμου.}$$

γ) Ένα μόριο των καυσαερίων περιέχει 0,12 μόρια CO₂, 0,015 μόρια CO και 0,829 μόρια αζώτου. Ο λόγος μαζών άνθρακα προς αζώτο στα καυσαέρια είναι:

$$\frac{12 (0,12 + 0,015)}{28 \times 0,829} = 0,070$$

Επειδή 1 kg αέρα περιέχει 0,768 kg αζώτου, ο λόγος του άνθρακα και αζώτου στα στοιχεία της καύσης, θεωρώντας το ποσοστό του αζώτου στο καύσιμο 0,2% αμελητέο, είναι:

$$\frac{0,86}{0,768 r_{a/f}}$$

Οι λόγοι αυτοί πρέπει να είναι ίσοι πριν και μετά στην καύση. Ωστε:

$$r_{a/f} = \frac{0,86}{0,768 \times 0,070} = 16$$

$$\text{Αρα έχουμε περίσσεια αέρα: } \frac{16 - 14,34}{14,34} \times 100 = 11,6\%$$

14.8 Αποβαλλόμενη θερμότητα με τα καυσαέρια

Ο υπολογισμός της θερμότητας που αποβάλλεται με τα καυσαέρια χωρίζεται σε δύο μέρη: τον υπολογισμό της θερμότητας των ξηρών καυσαερίων και τον υπολογισμό της θερμότητας των υδρατμών που βρίσκονται μέσα στα καυσαέρια.

Η θερμότητα που χάνεται με τα ξηρά καυσαέρια ανά χιλιόγραμμα καυσίμου δίνεται προσεγγιστικά από τη σχέση:

$$q_{\xi\kappa} = m_{\kappa\sigma} c_p (t_2 - t_1) \quad (14.8)$$

όπου: $m_{\kappa\sigma}$ η μάζα των ξηρών καυσαερίων ανά kg καυσίμου.

c_p ειδική θερμότητα των καυσαερίων που εξαρτάται από τη σύνθεση και τη θερμοκρασία καυσαερίων. Για τους δικούς μας υπολογισμούς η τιμή 1,1 kJ/kgK θεωρείται αρκετά ακριβής.

t_2 θερμοκρασία των καυσαερίων,

t_1 θερμοκρασία του αέρα που δίνεται για την καύση.

Η θερμότητα που χάνεται με τους υδρατμούς των καυσαερίων δίνεται προσεγγιστικά από τη σχέση:

$$q_u = m_u (h_1 - h_f) \quad (14.9)$$

όπου: m_u η μάζα του υδρατμού ανά kg καυσίμου.

h_1 η ενθαλπία ατμού θερμοκρασίας t_2 και πίεσης ίσης με τη μερική πίεση του υδρατμού μέσα στο μείγμα των καυσαερίων. Αν και η μερική πίεση είναι πιο χαμηλή από την ατμοσφαιρική, μπορούμε προσεγγιστικά να πάρουμε μία ατμόσφαιρα χωρίς να κάνουμε σοβαρό λάθος.

h_f αισθητή θερμότητα ύδατος που αντιστοιχεί στη θερμοκρασία του καυσίμου που δίνεται στους καυστήρες.

Παράδειγμα

Να υπολογιστεί η θερμότητα που χάνεται με τα καυσαέρια του παραδείγματος 3 (παράγρ. 14.7) ανά kg καυσίμου. Η θερμοκρασία των καυσαερίων στην έξοδο της καπνοδόχου είναι 200°C, η θερμοκρασία του αέρα που δίνεται για την καύση 30°C και η θερμοκρασία του πετρελαίου στους καυστήρες 35°C.

Λύση

Την ειδική θερμότητα, c_p , των καυσαερίων την παίρνουμε ίση με 1,1 kJ/kgK. Επί-

σης από το παράδειγμα 3 (παράγρ. 14.7) βρήκαμε ότι $m_{\text{κσ}} = 15,93 \text{ kg}$ καυσαερίων/kg καυσίμου. Αντικαθιστούμε στην εξίσωση (14.8) και έχουμε τη θερμότητα που χάνεται με τα ξηρά καυσαέρια:

$$q_{\text{ξκ}} = 15,93 \times 1,1 \times (200 - 30) = 2979 \text{ kJ/kg καυσίμου.}$$

Για να υπολογίσουμε τη θερμότητα που χάνεται με τον υδρατμό των καυσαερίων, βρίσκουμε πρώτα τα h_1 και h_f από τους πίνακες ατμού. Έτσι, για:

$$t = 200^\circ\text{C} \text{ και } p = 1 \text{ bar} \quad h_1 = 2875,4 \text{ kJ/kg (πίνακας Γ3)}$$

$$t = 35^\circ\text{C} \quad h_f = 146,6 \text{ kJ/kg (πίνακας Γ1)}$$

Επίσης, από το ίδιο παράδειγμα 3 έχουμε ότι για στοιχειομετρική καύση ο υδρατμός που υπάρχει στα καυσαέρια έχει μάζα:

$$\frac{0,13 \times 18}{2} = 1,170 \text{ kg/kg καυσίμου}$$

Οπότε από την εξίσωση (14.9) έχουμε:

$$q_u = 1,170 \times (2875,4 - 146,6) = 3192,7 \text{ kJ/kg καυσίμου}$$

Η συνολική απώλεια της θερμότητας με τα καυσαέρια ανέρχεται σε:

$$q = q_{\text{ξκ}} + q_u = 2979 + 3192,7 = 6171,7 \text{ kJ/kg καυσίμου.}$$

14.9 Θερμογόνος δύναμη καυσίμου

Ας δούμε τώρα ένα μέγεθος που συναντάμε συχνά στην πράξη και είναι ιδιαίτερα σημαντικό για ένα καύσιμο. Το μέγεθος αυτό το ονομάζουμε **θερμογόνος δύναμη** του καυσίμου και το ορίζουμε ως εξής:

Η θερμογόνος δύναμη ενός καυσίμου είναι η θερμότητα της χημικής αντίδρασης που γίνεται με σταθερή πίεση, στην οποία το καύσιμο καίγεται τελείως με το οξυγόνο.

Με τη λέξη «**τελείως**» εννοούμε ότι όλο το υδρογόνο των προϊόντων της καύσης περιέχεται στα μόρια του H_2O και όλος ο άνθρακας στα μόρια του CO_2 . Αν στο καύσιμο υπάρχει θείο (S), το οξείδιο που θα πρέπει να σχηματιστεί είναι το διοξείδιο του θείου (SO_2). Η θερμογόνος δύναμη εκφράζεται σε kJ/kg καυσίμου ή kcal/kg καυσίμου.

Οι όροι **ανώτερη θερμογόνος δύναμη** H_0 και **κατώτερη θερμογόνος δύναμη** H_u χρησιμοποιούνται αντίστοιχα για τις περιπτώσεις όπου ο υδρατμός βρίσκεται σε υγρή ή αέρια κατάσταση. Οι δύο αυτές θερμογόνες δυνάμεις συνδέονται με τη σχέση:

$$H_0 = H_u + m h_{f_g} \quad (14.10)$$

όπου m είναι η μάζα του H_2O που παράγεται ανά μονάδα καίόμενου καυσίμου και h_{f_g}

είναι η ενθαλπία ατμοποίησης του νερού σε ατμοσφαιρική πίεση. Στην πράξη, την ενθαλπία h_{fg} την παίρνουμε ίση με 2442 kJ/kg, αν και πραγματικά εξαρτάται από την πίεση και τη θερμοκρασία.

Μερικές τυπικές τιμές θερμογόνου δύναμης στερεών και υγρών καυσίμων δίνονται στον πίνακα 14.3.

ΠΙΝΑΚΑΣ 14.3
Τυπικές θερμογόνες δυνάμεις καυσίμων

Στερεά καύσιμα

Καύσιμο	Θερμογόνος δύναμη, kJ/kg	
	Ανώτερη	Κατώτερη
Ανθρακίτης	34583	33913
Κωκ	30731	30480
Λιγνίτης	21646	20390
Τύρφη	15910	14486

Υγρά καύσιμα

Καύσιμο	Θερμογόνος δύναμη, kJ/kg	
	Ανώτερη	Κατώτερη
Βενζίνη (100 οκτανίων)	47311	44003
Κεροζίνη	46180	43166
Πετρέλαιο Diesel	45971	43166
Ελαφρύ πετρέλαιο	44799	42077
Βαρύ πετρέλαιο (Bunker C)	42054	39961

Φυσικά η θερμογόνος δύναμη ενός καυσίμου που προέρχεται από την ανάμειξη δύο άλλων καυσίμων μπορεί να προσδιοριστεί με το άθροισμα των θερμογόνων δυνάμεων των συστατικών καυσίμων, σύμφωνα με τον νόμο Gibbs-Dalton.

14.10 Βαθμοί απόδοσης θαλάμων καύσης

Δύο σημαντικοί βαθμοί απόδοσης που έχουν σχέση με την καύση, είναι ο βαθμός απόδοσης καύσης, η_k , και ο θερμικός βαθμός απόδοσης η_b .

Βαθμός απόδοσης καύσης. Στις προηγούμενες παραγράφους, μεταξύ των άλλων εξετάσαμε και τις τέλειες καύσεις, δηλαδή καύσεις στις οποίες ο άνθρακας και το υδρογόνο στο καύσιμο μετατρέπονται σε διοξείδιο του άνθρακα, CO_2 , και υδρατμό, H_2O . Η τέλεια καύση όμως είναι δύσκολο να επιτευχθεί στην πράξη, γιατί είναι δύσκολη η πλήρης ανάμειξη του καυσίμου και του αέρα μέσα στους θαλάμους καύσης και ο χρόνος της παραμονής του μείγματος καυσίμου-αέρα μέσα σ' αυτούς δεν είναι αρκετός για την ολοκλήρωση της καύσης. Έτσι, το πόσο αποδοτική είναι η καύση μέσα στους θαλάμους καύσης μετράται με τον βαθμό απόδοσης καύσης, η_k , που παίρνει την τιμή 1 για την τέλεια καύση και την τιμή 0 για την έλλειψη καύσης.

Από τους διάφορους ορισμούς που έχουν δοθεί στον η_k θα αναφέρουμε αυτόν που μπορεί να μετρηθεί πιο εύκολα. Ο ορισμός αυτός είναι:

$$\eta_k = \frac{\text{κατά όγκο πραγματικό ποσοστό CO}_2 \text{ στα καυσαέρια}}{\text{κατά όγκο ποσοστό CO}_2 \text{ στα καυσαέρια για τέλεια καύση με το ίδιο καύσιμο και αέρα}} \quad (14.11)$$

Αυτός ο ορισμός έχει το μειονέκτημα ότι μπορεί να μας δώσει $\eta_k = 1$ παρόλο που δεν λαμβάνει υπόψη το υδρογόνο που πιθανώς να διαφύγει από την καύση. Αυτή την περίπτωση όμως σπάνια τη συναντάμε στην πράξη.

Θερμικός βαθμός απόδοσης. Ο θερμικός βαθμός απόδοσης χρησιμοποιείται στους λέβητες και ορίζεται ως

$$\eta_b = \frac{\text{Θερμότητα που μεταφέρεται από τα καυσαέρια στο θερμαινόμενο μέσο/kg καυσίμου}}{\text{θερμογόνος δύναμη του καυσίμου}} \quad (14.12)$$

Ο αριθμητής είναι στην πράξη πάντα μικρότερος από τον παρονομαστή, γιατί τα καυσαέρια σπάνια φεύγουν από τον θάλαμο καύσης στη θερμοκρασία του καυσίμου και του αέρα που εισέρχονται σ' αυτόν· επίσης έχουμε απώλεια θερμότητας προς το περιβάλλον λόγω μη καλής μόνωσης. Έτσι, ο θερμικός βαθμός απόδοσης, π.χ. σε έναν καλά συντηρημένο και μονωμένο λέβητα, δεν ξεπερνά το 90%.

Ως θερμογόνο δύναμη του καυσίμου μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε είτε την ανώτερη είτε την κατώτερη, αρκεί μέσα στους υπολογισμούς μας να φαίνεται καθαρά ποια από τις δύο χρησιμοποιήσαμε.

Παράδειγμα 1

Ένας λέβητας παράγει 11 kg ατμού ανά χιλιόγραμμα καιόμενου καυσίμου ανώτερης θερμογόνου δύναμης 42.000 kJ/kg. Το νερό της τροφοδοτήσης εισέρχεται στον λέβητα με θερμοκρασία 60°C και ο ατμός που παράγεται έχει πίεση 4×10^6 N/m² και θερμοκρασία 500°C. Να προσδιοριστεί ο θερμικός βαθμός απόδοσης του λέβητα.

Λύση

Ο λέβητας είναι ένα ανοικτό σύστημα όπου έχουμε σταθερή ροή μάζας, στη διάρκεια της οποίας το νερό μετατρέπεται σε ατμό με τη θερμότητα, Q , που δίνεται από την καύση του καυσίμου. Έτσι, σύμφωνα με τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο, μπορούμε να γράψουμε ότι:

$$mh_w + Q = mh_s \quad (1)$$

όπου: h_w , h_s η ενθαλπία του νερού και του ατμού αντίστοιχα

m η μάζα ατμού = 11 kg/kg καυσίμου.

Από τους πίνακες ατμού του Παραρτήματος Γ έχουμε:

για $t_w = 60^\circ\text{C}$ $h_w = 251,1$ kJ/kg

$p_s = 40$ bar και $t_s = 500^\circ\text{C}$ $h_s = 3445$ kJ/kg.

Άρα από την εξίσωση (1) παίρνουμε ότι:

$$Q = m(h_s - h_w) = 11 \times (3445 - 251,1) = 35.132,9 \text{ kJ/kg καυσίμου}$$

οπότε ο θερμικός βαθμός απόδοσης του λέβητα, από την εξίσωση (14.12), είναι:

$$\eta_b = \frac{Q}{H_0} = \frac{35.132,9}{42.000} = 0,836$$

ή $\eta_b = 83,6\%$ βασισμένο στην ανώτερη θερμογόνο δύναμη.

Παράδειγμα 2

Ένας αεριοστρόβιλος έχει ειδική κατανάλωση καυσίμου 0,46 kg καυσίμου/kWh. Η ανώτερη θερμογόνο δύναμη του καυσίμου που καίγεται είναι 42.500 kJ/kg καυσίμου. Να προσδιοριστεί ο θερμικός βαθμός απόδοσης του αεροστροβίλου.

Λύση

Με βάση την εξίσωση (9.29) έχουμε ότι:

$$\eta_\theta = \frac{3600}{b_e H_0} = \frac{3600}{0,46 \times 42.500} = 0,184 \text{ ή } 18,4\%$$

Παράδειγμα 3

Μία μικρή βενζινομηχανή αναπτύσσει ισχύ 50 kW. Το μείγμα καυσίμου-αέρα είναι «πλούσιο» 110% και η κατανάλωση του αέρα 3,12 kg/min. Ο στοιχειομετρικός λόγος αέρα-καυσίμου είναι 14,5 και η ανώτερη θερμογόνο δύναμη του καυσίμου είναι 44.000 kJ/kg. Ζητείται να βρεθεί (α) η ειδική κατανάλωση του καυσίμου kg/kWh και (β) ο θερμικός βαθμός απόδοσης η_b .

Λύση

α) Πρώτα βρίσκουμε τον λόγο αέρα-καυσίμου της μηχανής, $r_{a/f}$, από την εξίσωση (14.7):

$$r_{a/f} = 14,5 \times \frac{100}{110} = 13,18$$

Στη συνέχεια, από την κατανάλωση του αέρα και το $r_{a/f}$ βρίσκουμε την παροχή του καυσίμου:

$$\dot{m}_k = \frac{3,12}{60} \times \frac{1}{13,18} = 3,95 \times 10^{-3} \text{ kg καυσίμου/s}$$

Τελικά η ειδική κατανάλωση του καυσίμου είναι:

$$\frac{\dot{m}}{\dot{W}} = \frac{3,95 \times 10^{-3} \times 3600}{50} = 0,284 \text{ kg καυσίμου/kWh}$$

β) Με βάση την εξίσωση (9.29), παίρνουμε τον βαθμό απόδοσης βασισμένο στην ανώτερη θερμογόνο δύναμη του καυσίμου:

$$\eta_\theta = \frac{3600}{b_e H_0} \times \frac{3600}{0,284 \times 44.000} = 0,288 \text{ ή } 28,8\%$$

14.11 Ασκήσεις

Παρατηρήσεις:

α) Στις παρακάτω ασκήσεις να θεωρηθεί ότι ο αέρας περιέχει:

– 23,2% οξυγόνο και 76,8% άζωτο κατά μάζα.

– 21,0% οξυγόνο και 79% άζωτο κατ' όγκο.

β) Όλα τα αέρια συστατικά της καύσης και τα μη υγροποιούμενα προϊόντα της να θεωρηθούν ότι είναι τέλεια αέρια.

1. Ένα στερεό καύσιμο που περιέχει κατά μάζα 84% άνθρακα, 14% υδρογόνο και 2% θείο καίγεται τελείως με το οξυγόνο. Να προσδιοριστεί: α) Η ελάχιστη ποσότητα του οξυγόνου που χρειάζεται και β) η σύνθεση, κατά μάζα, των προϊόντων της καύσης.

(Απ. α) 3,38 kg, β) 3,08 kg CO₂, 1,20 kg H₂O, 0,04 kg SO₂)

2. Ένα μείγμα C₈H₁₈ και αέρας καίγεται με τέλεια καύση. Ζητείται: α) Ο στοιχειομετρικός λόγος αέρα - καυσίμου κατά μάζα και β) η μοριακή σύνθεση των προϊόντων της καύσης.

(Απ. α) 15,13, β) 70,2 CO₂, 78,9 H₂O 415 N₂)

3. Ένα υγρό καύσιμο έχει σύνθεση κατά μάζα 84% άνθρακα και 16% υδρογόνο. Το καύσιμο χρησιμοποιείται σε μία μηχανή και είναι «πλούσιο» 115%. Αν θεωρηθεί ότι όλο το υδρογόνο καίγεται τελείως και ότι δεν υπάρχει «ελεύθερο» οξυγόνο στα καυσάεiria, να βρεθεί: α) Η μοριακή σύνθεση των καυσαερίων και β) η κατά Orsat ανάλυσή τους.

(Απ. α) 80 H₂O, 41 CO₂, 29 CO, 366 N₂ β) 9,4% CO₂, 6,7% CO, 83,9% N₂)

4. Ένας λέβητας καίει καύσιμο που έχει κατά μάζα σύνθεση 82% άνθρακα, 5% υδρογόνο, 6% οξυγόνο και 7% τέφρα. Η κατά όγκο σύνθεση των ξηρών καυσαερίων είναι 13,2% διοξείδιο του άνθρακα, 1,5% μονοξείδιο του άνθρακα, 6,8% οξυγόνο και 78,5 άζωτο. Ζητείται: α) Ο λόγος αέρα-καυσίμου και β) η επί τοις εκατό περίσσεια αέρα.

(Απ. α) 13,5, β) 24,1%)

5. Ένα μείγμα καυσίμου που έχει 50% C₇H₁₆ και 50% C₈H₁₈ καίγεται με 20% περίσσεια αέρα. Ζητείται: α) Η μάζα του αέρα για την καύση 100 kg καυσίμου και β) η κατά όγκο ανάλυση των καυσαερίων.

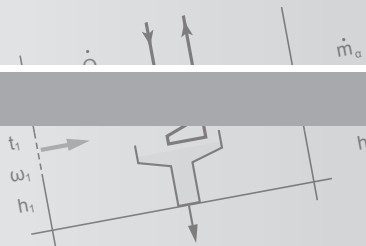
(Απ. α) 1719 kg αέρα, β) 10,5%, 11,9%, 74,3%, 3,3%)

6. Ένας λέβητας παράγει ατμό πίεσης 2×10^6 N/m² καί θερμοκρασίας 300°C από τροφοδοτικό νερό θερμοκρασίας 65°C. Ο θερμικός βαθμός απόδοσης του λέβητα είναι 0,86. Το καύσιμο έχει κατώτερη θερμογόνο δύναμη 40×10^6 J/kg. Να προσδιοριστεί το απαιτούμενο καύσιμο για την παραγωγή 1 kg ατμού.

(Απ. 0,08)

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΔΕΚΑΤΟ ΠΕΜΠΤΟ

Ψυκτικά συστήματα και κλιματισμός



15.1 Γενικά

Στη Θερμοδυναμική με τον όρο **ψύξη** δεν εννοούμε απλώς τη διατήρηση ενός σώματος ή συστήματος σε θερμοκρασία μικρότερη του περιβάλλοντος, αλλά σε θερμοκρασίες πολύ χαμηλότερες, τις οποίες, για να τις πετύχουμε, χρειαζόμαστε την ύπαρξη και λειτουργία κάποιου μηχανισμού. Η δημιουργία χαμηλών θερμοκρασιών σ' έναν χώρο ή η διατήρηση ενός σώματος σ' αυτές τις θερμοκρασίες συνεπάγεται, όπως θα δούμε, τη μεταφορά θερμότητας από τον χώρο ή το σώμα σε κάποιο εργαζόμενο μέσο με χαμηλότερη θερμοκρασία και ακολούθως μεταφορά θερμότητας από αυτό σε χώρο με υψηλότερη θερμοκρασία. Σύμφωνα όμως με τον Δεύτερο Θερμοδυναμικό Νόμο, για να πέτυχουμε μεταφορά θερμότητας από κάποιο «ψυχρό» μέσο σε κάποιο «θερμό» σύστημα χρειάζεται να δώσουμε μηχανικό έργο ή ενέργεια, όπως άλλωστε είδαμε συνοπτικά και στην παράγραφο 7.7. Στο κεφάλαιο αυτό θα ασχοληθούμε με τη θερμοδυναμική των συστημάτων εκείνων, στα οποία δίνουμε ενέργεια για να πετύχουμε την ψύξη ενός χώρου ή σώματος. Τα συστήματα αυτά τα ονομάζουμε **ψυκτικά συστήματα** ή **ψυκτικές μηχανές**.

Ο κύριος σκοπός ενός τέτοιου συστήματος μπορεί να μην είναι κατ' ανάγκη η διατήρηση χαμηλής θερμοκρασίας ή η ψύξη ενός χώρου. Αντίθετα, ο σκοπός μπορεί να είναι η μεταφορά θερμικής ενέργειας ή θερμότητας σε κάποιο χώρο ή σώμα για την ανύψωση της θερμοκρασίας του ή τη διατήρηση της θερμοκρασίας του σε κάποιο επιθυμητό επίπεδο. Ένα τέτοιο σύστημα είναι η λεγόμενη **αντλία θερμότητας**. Θερμοδυναμικά, μεταξύ μιας ψυκτικής εγκατάστασης και μιας αντλίας θερμότητας δεν υπάρχει διαφορά. Σε πολλές εφαρμογές, ο ίδιος μηχανισμός άλλοτε εργάζεται ως ψυκτικό σύστημα και άλλοτε ως αντλία θερμότητας. Σε ορισμένες περιπτώσεις, όπου επιθυμούμε να έχουμε ψύξη σε μια θερμοκρασία και θέρμανση σε κάποια άλλη, ένα σύστημα μπορεί να λειτουργεί ταυτόχρονα και ως ψυκτική μηχανή και ως αντλία θερμότητας.

Από τα διάφορα είδη των ψυκτικών μηχανών που υπάρχουν στην πράξη, θα εξετάσουμε το σύστημα ψύξης με μηχανική συμπίεση ατμών και θα περιγράψουμε συνοπτικά το σύστημα ψύξης με απορρόφηση ατμών, γιατί αυτά κυρίως χρησιμοποιούνται στις ψυκτικές εγκαταστάσεις των πλοίων. Τις εγκαταστάσεις αυτές μπορούμε να τις θεωρήσουμε ως κοινές ψυκτικές εγκαταστάσεις που μπορούν να πετύχουν θερμοκρασίες μέχρι και -100°C . Για περιοχές εφαρμογής με θερμοκρασίες κάτω από τους -100°C ασχολείται ειδικός κλάδος της Τεχνολογίας της Ψύξης,

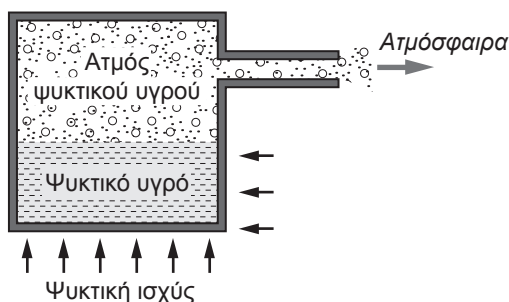
που ονομάζεται Κρυογενετική (Cryogenics), ο οποίος δεν θα μας απασχολήσει σ' αυτό το βιβλίο.

15.2 Ψυκτικός κύκλος

Πριν προχωρήσουμε στη θερμοδυναμική περιγραφή και εξέταση των κύκλων με βάση τους οποίους λειτουργούν οι ψυκτικές μηχανές ή εγκαταστάσεις, πρέπει να πούμε λίγα λόγια για το τι είναι ο ψυκτικός κύκλος και με ποιο τρόπο μπορούμε να έχουμε ψύξη. Έτσι θα καταλάβουμε τη φυσική έννοια του τρόπου που επιτυγχάνεται η ψύξη μέσα στις ψυκτικές εγκαταστάσεις και επομένως θα μπορέσουμε να παρακολουθήσουμε καλύτερα τη θερμοδυναμική ανάλυση των κύκλων.

Ψυκτικός κύκλος είναι ο θερμοδυναμικός κύκλος με τον οποίο λειτουργούν οι ψυκτικές εγκαταστάσεις. Είναι δηλαδή το σύνολο των διαδοχικών μεταβολών τις οποίες υφίσταται το εργαζόμενο μέσο, όπως και στους άλλους θερμοδυναμικούς κύκλους. Το εργαζόμενο μέσο του ψυκτικού κύκλου ονομάζεται **ψυκτικό μέσο**. Ας δούμε όμως πώς με το ψυκτικό μέσο μπορούμε να πετύχουμε την ψύξη ενός χώρου.

Έστω π.χ. το δοχείο του σχήματος 15.1, το οποίο επικοινωνεί με την ατμόσφαιρα. Μέσα στο δοχείο υπάρχει υγρό ψυκτικό μέσο, το οποίο έχει θερμοκρασία ατμοποίησης περίπου -30°C σε ατμοσφαιρική πίεση. Όταν για πρώτη φορά τοποθετούμε το ψυκτικό μέσο μέσα στο δοχείο, η πίεση και η θερμοκρασία στην ελεύθερη επιφάνεια του υγρού είναι η ατμοσφαιρική πίεση και η θερμοκρασία του περιβάλλοντος, ας πούμε 20°C . Επειδή η πίεση είναι η ατμοσφαιρική και η θερμοκρασία πολύ μεγαλύτερη από τη θερμοκρασία της ατμοποίησης (-30°C), το υγρό ψυκτικό μέσο αρχίζει να ατμοποιείται, οπότε μέσα στο δοχείο σχηματίζονται ατμοί του ψυκτικού μέσου. Επιπλέον, δεδομένου ότι η πίεση παραμένει σταθερή (ατμοσφαιρική), παράγεται συνεχώς νέα ποσότητα ατμού από το υγρό, το οποίο βέβαια ελαττώνεται. Για την παραγωγή όμως ατμού από το υγρό, δηλαδή για την ατμοποίησή του, απαιτείται να δοθεί στο υγρό η θερμότητα ατμοποίησης. Η θερμότητα αυτή δίνεται από το περιβάλλον στα τοιχώματα του δοχείου και από αυτά στον υγρό ψυκτικό μέσο. Με τον τρόπο αυτό της ατμοποίησης του ψυκτικού μέσου επιτυγχάνεται η δημιουργία μιας ψυχρής επιφάνειας, με θερμοκρασία -30°C περίπου, που στην περίπτωση μας

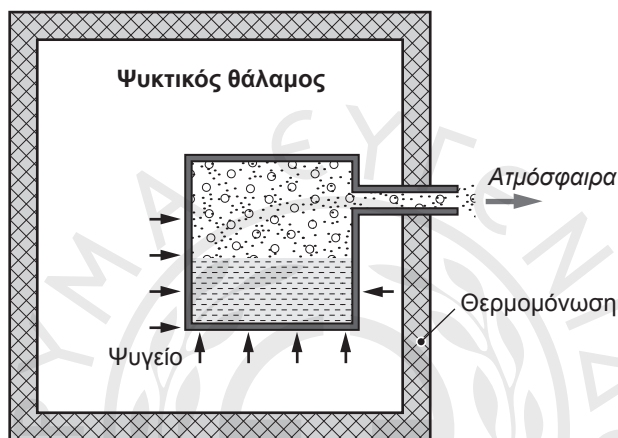


15.1

Ατμοποίηση ψυκτικού μέσου

είναι η εξωτερική επιφάνεια του δοχείου. Στην επιφάνεια αυτή προσδίνεται συνεχώς θερμότητα, η οποία αφαιρείται από τον αέρα του περιβάλλοντος, με τελικό αποτέλεσμα την ψύξη του χώρου γύρω από το δοχείο.

Αν τώρα τοποθετήσουμε αυτό το δοχείο μέσα σ' έναν κλειστό και θερμικά μονωμένο χώρο, όπως φαίνεται στο σχήμα 15.2, τότε με τη διάταξη του δοχείου θα πετύχουμε την ψύξη του κλειστού αυτού χώρου. Η διάταξη του σχήματος 15.2 αποτελεί έναν στοιχειώδη ψυκτικό θάλαμο.



Σχ. 15.2
Ψύξη κλειστού χώρου

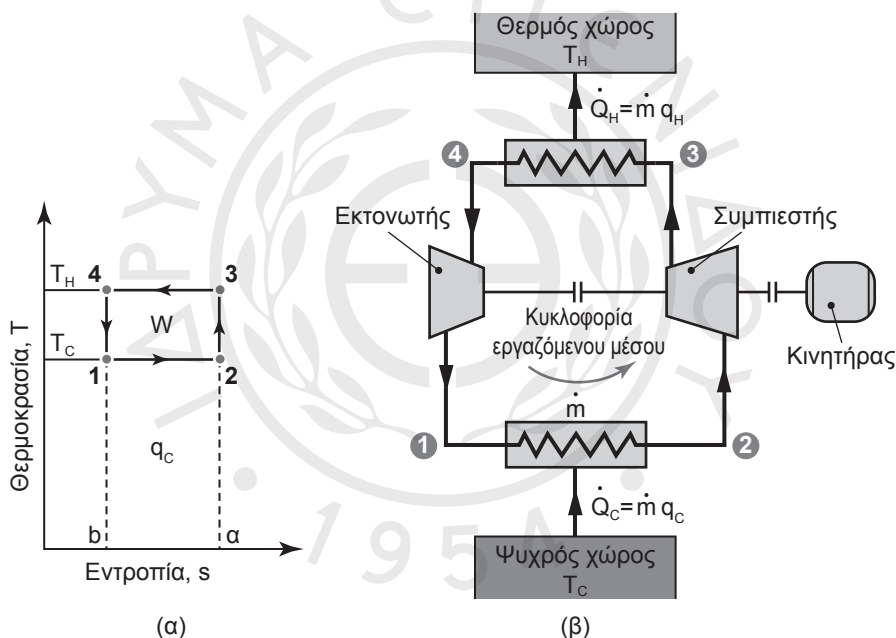
Την πιο πάνω διάταξη δεν θα τη συναντήσουμε φυσικά σε καμία εγκατάσταση και ούτε αποτελεί ψυκτικό κύκλο. Τη μνημονεύσαμε μόνο για να δώσουμε με απλά λόγια το πολύ βασικό φαινόμενο της ατμοποίησης, το αποτέλεσμα του οποίου είναι η ψύξη, δεδομένου ότι κάτι ανάλογο συμβαίνει σε όλες τις ψυκτικές εγκαταστάσεις στον χώρο της ψύξης, όπως θα δούμε πιο κάτω.

Μπορούμε τώρα να δούμε πώς λειτουργεί ένας ιδανικός ψυκτικός κύκλος που δεν είναι άλλος από τον αντίστροφο ή αναστρέψιμο κύκλο Carnot, που είδαμε πολύ συνοπτικά στην παράγραφο 7.7.

15.2.1 Αντίστροφος κύκλος Carnot

Η σχηματική παράσταση και το διάγραμμα $T-s$ του κύκλου Carnot φαίνονται στο σχήμα 15.3. Ο κύκλος αυτός αποτελείται από δύο ισοεντροπικές και δύο ισοθερμοκρασιακές διεργασίες, οι οποίες είναι αναστρέψιμες [σχ. 15.3 (α)]. Για να πετύχουμε αυτές τις διεργασίες, θεωρούμε ότι ο κύκλος αποτελείται από δύο εναλλάκτες θερμότητας, έναν συμπίεστή και έναν εκτονωτήρα. Στον έναν εναλλάκτη το εργαζόμενο μέσο παίρνει θερμότητα από τον «ψυχρό» χώρο σε θερμοκρασία T_c (διεργασία 1 - 2), με αποτέλεσμα την ατμοποίησή του (σημείο 2). Από το σημείο 2 το εργαζόμενο

μέσο συμπιέζεται ισοεντροπικά (διεργασία 2 - 3) μέσα στον συμπιεστή μέχρι η θερμοκρασία του μέσου να γίνει T_H . Ακολούθως το εργαζόμενο μέσο εισέρχεται στον δεύτερο εναλλάκτη, όπου, με σταθερή θερμοκρασία T_H , απορρίπτει θερμότητα στον «θερμό» χώρο και συμπυκνώνεται σε κεκορεσμένο υγρό (διεργασία 3 - 4). Από το σημείο 4 το κεκορεσμένο υγρό εκτονώνεται ισοεντροπικά στον εκτονωτή (διεργασία 4 - 1) μέχρι τη θερμοκρασία και πίεση του σημείου 1. Για να λειτουργήσει αυτός ο κύκλος, θα πρέπει να του δίνουμε μηχανική ενέργεια, διότι διαφορετικά, σύμφωνα με τον Δεύτερο Θερμοδυναμικό Νόμο, είναι αδύνατη η μεταφορά θερμότητας από τον «ψυχρό» στον «θερμό» χώρο. Το φαινόμενο της ατμοποίησης που αναφέραμε στη διάταξη του δοχείου στην παράγραφο 15.2 γίνεται μέσα στον εναλλάκτη της χαμηλής θερμοκρασίας T_C και ο κλειστός χώρος του σχήματος 15.2 αντιστοιχεί με τον ψυχρό χώρο του σχήματος 15.3(β).



Σχ. 15.3

α) Διάγραμμα T-s. β) Σχηματική παράσταση ψυκτικής εγκατάστασης του αναστρέψιμου κύκλου Carnot

Η περιοχή που περικλείεται από τις γραμμές των διεργασιών παριστάνει ενέργεια. Το ωφέλιμο έργο που δίνεται στον κύκλο είναι η διαφορά μεταξύ του έργου της συμπίεσης 2 - 3 και του έργου της εκτόνωσης 4 - 1 [σχ. 15.3(α)]. Η θερμότητα που μεταφέρεται από τον χώρο με τη χαμηλή θερμοκρασία T_C παριστάνεται από την επιφάνεια 12ab1 και τη συμβολίζουμε με q_C . Η θερμότητα που μεταφέρεται από το εργαζόμενο μέσο σε υψηλή θερμοκρασία T_H , η οποία απορρίπτεται στην ίδια θερμοκρασία, παριστάνεται από την επιφάνεια 34ba3 και τη συμβολίζουμε με q_H . Το

έργο που δίνεται στο εργαζόμενο μέσο παριστάνεται από την επιφάνεια 12341 και το συμβολίζουμε με w . Όλες οι πιο πάνω ενέργειες αναφέρονται στη μονάδα μάζας του εργαζόμενου μέσου.

15.2.2 Συντελεστής λειτουργίας

Στις μηχανές παραγωγής έργου είχαμε ορίσει τον θερμικό βαθμό απόδοσης ως τον λόγο του ωφέλιμου έργου που παίρνουμε προς τη θερμότητα που δίνουμε για να πάρουμε το έργο αυτό και ο βαθμός αυτός είναι πάντα μικρότερος της μονάδας. Στις ψυκτικές μηχανές και τις αντλίες θερμότητας, αντί του θερμικού βαθμού απόδοσης χρησιμοποιούμε τον όρο **συντελεστής λειτουργίας**, σ_λ . Ο όρος αυτός μπορεί να ορισθεί ως «τι θέλουμε να πετύχουμε προς το τι πρέπει να πληρώσουμε γι' αυτό». Εξαρτάται συνεπώς από το ποιο σύστημα εξετάζουμε, ψυκτική μηχανή ή αντλία θερμότητας. Στην ψυκτική μηχανή, αυτό που θέλουμε να πετύχουμε είναι η αφαίρεση θερμότητας από τον χώρο με τη χαμηλή θερμοκρασία, q_C . Στην αντλία θερμότητας, αυτό που θέλουμε να πετύχουμε είναι η μεταφορά της θερμότητας σε υψηλή θερμοκρασία, q_H . Και στις δύο περιπτώσεις αυτό που «πληρώνουμε» είναι το έργο ή η ισχύς που δίνουμε στο σύστημα, w .

Έτσι, για μια ψυκτική μηχανή ο συντελεστής λειτουργίας, σ_λ , είναι:

$$\sigma_\lambda = \frac{q_C}{w} \quad (15.1)$$

ή, σύμφωνα με την εξίσωση (7.13):

$$\sigma_\lambda = \frac{T_C}{T_H - T_C} \quad (15.1a)$$

Για μια αντλία θερμότητας που εργάζεται στον ίδιο κύκλο με την ψυκτική μηχανή, ο συντελεστής λειτουργίας, $\sigma_{\lambda a}$, είναι:

$$\sigma_{\lambda a} = \frac{q_H}{w} \quad (15.2)$$

ή, σύμφωνα με την εξίσωση (7.14):

$$\sigma_{\lambda a} = \frac{T_H}{T_H - T_C} \quad (15.2a)$$

Την εξίσωση (15.2a) μπορούμε να τη γράψουμε και ως:

$$\sigma_{\lambda a} = \frac{T_H}{T_H - T_C} = \frac{T_C}{T_H - T_C} + 1 \quad (15.2b)$$

οπότε από την εξίσωση (15.1a) ο συντελεστής λειτουργίας της αντλίας θερμότητας και ο συντελεστής λειτουργίας της ψυκτικής μηχανής, του ίδιου ψυκτικού κύκλου, συνδέονται με τη σχέση:

$$\sigma_{\lambda a} = \sigma_\lambda + 1 \quad (15.3)$$

Αυτό αληθεύει για ιδανικά και πραγματικά συστήματα, εφόσον τα συστήματα

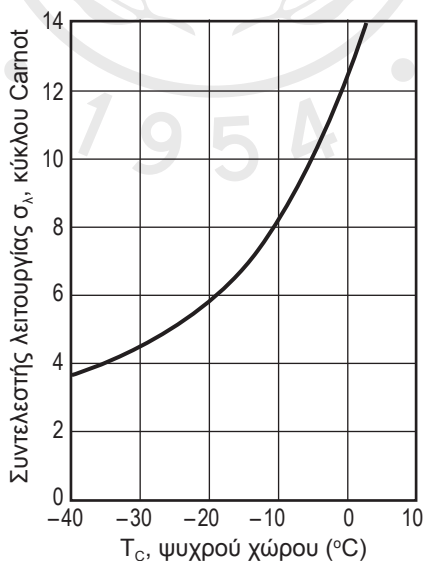
αυτά είναι αδιαβατικά, σε όλα τους τα στοιχεία, εκτός φυσικά από τους δύο εναλλάκτες θερμότητας.

Ο συντελεστής λειτουργίας χαρακτηρίζει την ποιότητα της εγκατάστασης από την ενεργειακή άποψη. Όσο μεγαλύτερη είναι η τιμή του τόσο καλύτερη είναι η εγκατάσταση, δηλαδή τόσο λιγότερη ενέργεια καταναλώνει για το ίδιο αποτέλεσμα. Ο συντελεστής λειτουργίας που δίνεται από τις εξισώσεις (15.1) και (15.2) είναι ο θεωρητικός συντελεστής λειτουργίας και προκύπτει, όπως θα δούμε πιο κάτω, από τη θερμοδυναμική ανάλυση του πραγματικού κύκλου. Αντίθετα, ο πραγματικός συντελεστής λειτουργίας δεν υπολογίζεται, αλλά προσδιορίζεται πειραματικά. Μέτρο σύγκρισης των πραγματικών συντελεστών λειτουργίας είναι ο συντελεστής λειτουργίας του αναστρέψιμου κύκλου Carnot, γιατί ο κύκλος αυτός είναι ο καλύτερος που έχει επινοηθεί μέχρι σήμερα.

Η αριθμητική τιμή του συντελεστή λειτουργίας εξαρτάται κυρίως από το εργαζόμενο μέσο και από την υψηλή και χαμηλή θερμοκρασία του κύκλου. Όπως θα δούμε σε παραδείγματα, για τις ίδιες θερμοκρασίες T_C και T_H αν χρησιμοποιήσουμε άλλο εργαζόμενο μέσο, θα προκύψουν άλλες τιμές του συντελεστή λειτουργίας. Επίσης, αν μεταβάλλουμε μια από τις πιο πάνω θερμοκρασίες, π.χ. τη θερμοκρασία T_C , τότε ο συντελεστής λειτουργίας του κύκλου Carnot, ως ψυκτική μηχανή, θα μεταβληθεί, όπως φαίνεται στο σχήμα 15.4.

15.3 Μονάδες μέτρησης ψυκτικών μεγεθών

Στις μονάδες μέτρησης των διαφόρων μεγεθών που έχουμε χρησιμοποιήσει μέχρι τώρα, έρχεται να προστεθεί μία ακόμη μονάδα, η οποία χρησιμοποιείται συχνά στις ψυκτικές εγκαταστάσεις. Η μονάδα αυτή ονομάζεται **ψυκτικός τόνος** και τη



Σχ. 15.4

Επίδραση της θερμοκρασίας T_C στον συντελεστή λειτουργίας του κύκλου Carnot

συμβολίζουμε με ΨT . Ο ψυκτικός τόνος αντιπροσωπεύει την αφαίρεση θερμότητας 288.000 BTU ανά 24ωρο ή 200 BTU/min. Στις μονάδες του Διεθνούς Συστήματος (SI) ένας ψυκτικός τόνος είναι ίσος με 3,519 kW.

Δυστυχώς πολλά ακόμη από τα θερμοδυναμικά δεδομένα των ψυκτικών εγκαταστάσεων στη βιβλιογραφία αναφέρονται με τις παλιότερες μονάδες μέτρησης, οι οποίες είναι διαφορετικές στην Ευρώπη και διαφορετικές στην Αγγλία και τις Η.Π.Α. Έτσι το πρόβλημα καθίσταται πολύπλοκο.

Στους δικούς μας υπολογισμούς θα ακολουθήσουμε, όπως ως τώρα, το Διεθνές Σύστημα. Στις περιπτώσεις που θα έχουμε δεδομένα σε άλλα συστήματα μέτρησης, θα τα μετατρέπουμε στο Διεθνές Σύστημα με τη βοήθεια των συντελεστών μετατροπής του Παραρτήματος Β.

15.4 Ψυκτικά μέσα

Το εργαζόμενο μέσο στους θερμοδυναμικούς κύκλους των ψυκτικών μηχανών είναι ο υλικός φορέας, που παραλαμβάνει το ποσό της θερμότητας από τον χώρο με τη χαμηλή θερμοκρασία και το μεταφέρει στον χώρο με την υψηλή θερμοκρασία, όπου και το απορρίπτει.

Κατά καιρούς έχουν χρησιμοποιηθεί διάφορα υγρά - ατμοί ως ψυκτικά μέσα. Στις πρώτες ψυκτικές εγκαταστάσεις του περασμένου αιώνα, καθώς και στις αρχές του εικοστού, χρησιμοποιήθηκαν ως ψυκτικά μέσα ουσίες όπως το θειικό οξύ, το διοξείδιο του άνθρακα, κ.λπ.. Τα μέσα αυτά όμως εγκαταλείφθηκαν γιατί δεν πληρούν πια βασικές προδιαγραφές ασφάλειας και γιατί προκαλούν πολύ γρήγορα φθορά στις εγκαταστάσεις. Το μόνο ίσως ψυκτικό μέσο το οποίο χρησιμοποιήθηκε από πολύ νωρίς και χρησιμοποιείται ακόμη και σήμερα είναι η αμμωνία. Αποφασιστικό παράγοντα για την εκλογή του ψυκτικού μέσου αποτελούν τα θερμοδυναμικά χαρακτηριστικά του. Σημαντικό παράγοντα αποτελούν επίσης και άλλες ιδιότητες του ψυκτικού μέσου, όπως η τοξικότητα, το ιξώδες, η αναφλεξιμότητα, οι οποίες όμως δεν ενδιαφέρουν τη Θερμοδυναμική.

Από τα θερμοδυναμικά χαρακτηριστικά του ψυκτικού μέσου το βασικό μέγεθος είναι η θερμότητα ατμοποίησης που συνδέεται άμεσα με το ποσό της θερμότητας που μπορεί να αφαιρέσει από τον χώρο με τη χαμηλή θερμοκρασία. Όσο μεγαλύτερη είναι η θερμότητα ατμοποίησης τόσο μεγαλύτερη ψύξη μπορεί να προκαλέσει. Αυτό σημαίνει ότι το ψυκτικό μέσο με μεγάλη θερμότητα ατμοποίησης επιφέρει οικονομία στην παροχή της μάζας του μέσου και συνεπώς επιτυγχάνεται μικρότερη εγκατάσταση ως προς τον όγκο. Ένα άλλο επίσης βασικό μέγεθος του ψυκτικού μέσου είναι η θερμοκρασία ατμοποίησης. Αν η θερμοκρασία αυτή σε ατμοσφαιρική πίεση είναι πολύ χαμηλή, τότε μπορεί να εκπληρώσει καλύτερα τον σκοπό του ως ψυκτικό μέσο. Η αμμωνία π.χ. σε ατμοσφαιρική πίεση έχει θερμοκρασία ατμοποίησης στους -33°C , πράγμα που την καθιστά ένα πολύ αποδοτικό ψυκτικό μέσο.

Τα πιο συνηθισμένα ψυκτικά μέσα που χρησιμοποιούνται στις ψυκτικές εγκαταστάσεις των πλοίων είναι το Freon 12 ή R12 και το Freon 22 ή R22. Για μεγαλύτερες εγκαταστάσεις, τη μεγαλύτερη εφαρμογή έχει η αμμωνία (NH_3). Ο Πίνακας 15.1 δίνει διάφορα ψυκτικά μέσα με τις αντίστοιχες ιδιότητές τους.

ΠΙΝΑΚΑΣ 15.1.

Σύγκριση αποδόσης ψυκτικών μέσων για παραγωγή ψυκτικής ισχύος 1 ΨΤ (3,52 kW).
Θερμοκρασία ατμοποίησης –15°C (+ 5°F), θερμοκρασία συμπύκνωσης + 30°C (86°F).

Ψυκτικό μέσο		Πίεση ατμοποίησης P _c	Πίεση συμπύκνωσης P _H	Σχέση συμπύκνωσης (όγκ.)	Ψυκτική ικανότητα	Παροχή μάζας ψυκτικ. μέσου	Παροχή ψυ-κτικ. υγρού	Είδος, όγκος αναρροφ. ατμού	Εκροτιζόμεν. όγκος από συμπιεστή	Μηχανική ισχύς συμπιέσεως	Θεωρ. συντελ. συμπιεστοφ. CP ^m	Τελική θερμοκρασία ατμοποίησης
Σύμβολο	Ονομασία	Χημικός τύπος	atu	atu	—	kJ/kg	l/min	l/min	l/kg	m ³ /h	PS	°C
170	Αιθάνιο	CH ₃ CH ₃	15,5	46,5	2,86	136,3	1,55	5,62	33,1	3,10	1,98	50,0
744A	Οξείδιο Αζώτου	N ₂ O	20,7	64,8	3,03	198,1	1,06	1,17	17,5	1,12	1,33	—
744	Διοξείδιο άνθρακα	CO ₂	22,3	72,5	3,15	129,0	1,64	2,74	16,8	1,63	1,87	66,1
13B1	Βρωμοτριφθορομεθάνιο	CBr F ₃	4,4	17,3	3,36	68,1	3,11	2,03	23,7	4,47	1,044	51,1
1270	Προπυλένιο	CH ₃ CH = CH ₂	2,6	11,7	3,51	402,3	0,50	1,01	162,9	5,15	1,06	42,2
290	Προπάνιο	CH ₃ CH ₂ CH ₃	1,9	9,9	3,70	281,4	0,75	1,54	154,8	6,95	1,044	36,1
502	22/115 Αζεοτροπικό μείγμα	—	2,5	12,3	3,75	106,3	1,99	1,63	51,2	6,13	1,094	37,2
22	Χλωροδιφθορομεθάνιο	CHClF ₂	2,0	11,1	4,03	162,8	1,30	1,10	77,4	6,03	1,025	53,3
115*	Χλωροπενταφθοροαιθάνιο	CClF ₂ CF ₃	1,7	9,5	3,89	67,7	3,12	2,47	48,1	9,00	1,186	30,0
717	Αμμωνία	NH ₃	1,4	10,9	4,94	1103,3	0,191	0,32	508,8	5,84	1,002	98,9
500	12/152α Αζεοτροπικό μείγμα	—	1,2	7,9	4,12	141,0	1,50	1,32	93,6	8,41	1,024	40,6
12	Διχλωροδιφθορομεθάνιο	CCl ₂ F ₂	0,8	6,6	4,08	116,3	1,81	1,40	91,1	9,90	1,016	38,3
40	Μεθυλοχλωρίδιο	CH ₃ Cl	0,46	5,6	4,48	349,3	0,60	0,67	279,1	10,11	0,975	77,8
600α	Ισοβουτάνιο	CH(CH ₃) ₃	−0,11	3,1	4,54	259,3	0,81	1,49	400,2	19,53	1,098	26,7
764	Διοξείδιο θείου	SO ₂	−0,20	3,6	5,63	328,9	0,64	0,44	400,8	15,44	0,981	88,3
630	Μεθυλαμίνη	CH ₃ NH ₂	−0,34	3,3	6,13	707,0	0,30	0,46	970,1	17,38	0,992	—
600	Βουτάνιο	CH ₃ CH ₂ CH ₂ CH ₃	−0,46	1,9	5,07	299,1	0,71	1,24	623,0	26,37	0,966	31,1
114*	Διχλωροτετραφθοροαιθάνιο	CClF ₂ CClF ₂	−0,55	1,5	5,42	100,3	2,10	1,46	271	34,24	1,064	30,0
21	Διχλωροφθορομεθάνιο	CHCl ₂ F	−0,66	1,2	5,96	208,1	1,02	0,75	570	34,71	0,954	61,1
160	Αιθικός Χλώριο	CH ₃ CH ₂ Cl	−0,71	0,87	5,83	331,0	0,66	0,75	1065	42,17	0,919	41,1
631	Αιθυλαμίνη	C ₂ H ₅ NH ₂	−0,80	0,70	7,40	524,4	0,40	5,72	2017	65,70	0,867	—
11	Τριχλωροφθορομεθάνιο	CCl ₃ F	−0,83	0,25	6,19	155,3	1,36	0,93	762	62,08	0,951	43,9
610	Διαηθυλαιθέρας	C ₂ H ₅ OC ₂ H ₅	−0,93	−0,17	8,20	293,7	0,72	1,03	2185	94,13	0,833	—
30	Μεθυλενοχλωρίδιο	CH ₂ Cl ₂	−0,95	−0,33	8,60	313,0	0,68	0,51	3115	126,2	0,976	96,1
113*	Τριχλωροφθοροαιθάνιο	CCl ₂ FCClF ₂	−0,96	−0,48	8,02	124,9	1,69	1,09	1709	173,3	0,986	30,0
1130	Διχλωραιθυλένιο	CHCl = CHCl	−0,98	−0,55	8,42	265,8	0,79	0,63	3970	188,9	0,986	—
1120	Τριχλωοαιθυλένιο	CHCl = CCl ₂	−1,02	−0,90	11,65	213,3	0,99	0,68	4321	852,9	0,994	—

* Για τα ψυκτικά μέσα 113, 114 και 115 υποτίθεται ελαφρώς υπέρθερμος ατμός στην αναρρόφηση του συμπιεστή ώστε στην έξοδο του να προκύπτει ακριβώς κεκορεσμένος ατμός.

15.5 Ψυκτικός κύκλος με μηχανική συμπίεση ατμών

Ο κύκλος Carnot, που είδαμε προηγουμένως, είναι ιδανικός και δεν μπορεί να λειτουργήσει με ένα πραγματικό εργαζόμενο μέσο. Ένα σοβαρό μειονέκτημα του κύκλου Carnot είναι ότι στην κατάσταση 2 του κύκλου [σχ. 15.3(α)], ο ατμός του ψυκτικού μέσου που σχηματίζεται είναι υγρός, με αποτέλεσμα οι παλινδρομικοί συμπίεστές που υπάρχουν στις πραγματικές εγκαταστάσεις να μην μπορούν να λειτουργήσουν με ασφάλεια.

Μια ικανοποιητική όμως προσέγγιση του κύκλου Carnot μπορεί να επιτευχθεί με πλήρη ατμοποίηση του εργαζόμενου μέσου με σταθερή πίεση, όπως επίσης και συμπύκνωση του μέσου με σταθερή πίεση. Και στις δύο αυτές διεργασίες η εκτελούμενη μεταφορά της θερμότητας, στη χαμηλή και στην υψηλή θερμοκρασία, γίνεται ισοθερμοκρασιακά. Οι σχετικά υψηλές θερμότητες (λανθάνουσες) ατμοποίησης και συμπύκνωσης που διαθέτουν τα ψυκτικά μέσα, επιτρέπουν να έχουμε σημαντική ψύξη με μικρές σχετικά ποσότητες μάζας. Από τις άλλες δύο διεργασίες του κύκλου Carnot, την ισοεντροπική συμπίεση και εκτόνωση, μόνο την πρώτη μπορούμε να προσεγγίσουμε ικανοποιητικά με τους καινούργιους συμπίεστές. Αντίθετα, την εκτόνωση μέσα σε μια μηχανή είναι δύσκολο να την πετύχουμε και έτσι χρησιμοποιείται μία εκτονωτική βαλβίδα.

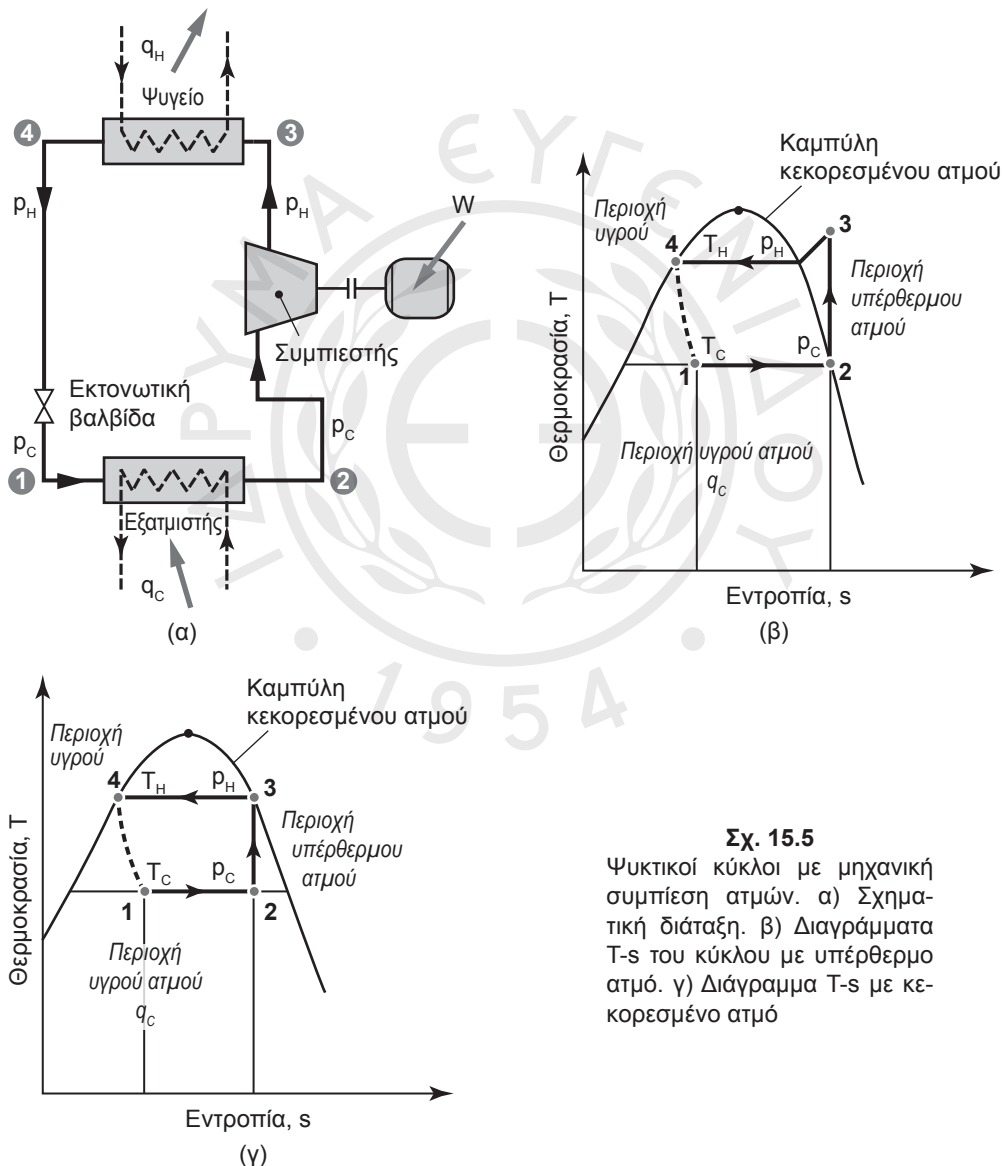
Η πιο απλή μορφή ψυκτικής εγκατάστασης με μηχανική συμπίεση του ατμού του ψυκτικού μέσου φαίνεται στο σχήμα 15.5. Το ψυκτικό μέσο εισέρχεται μέσα στον εναλλάκτη θερμότητας της χαμηλής θερμοκρασίας, ή **εξατμιστήρα**, σε πολύ υγρή κατάσταση, με πίεση p_c και θερμοκρασία T_c (σημείο 1 του σχ. 15.5). Μέσα στον εξατμιστήρα, με σταθερή πίεση και θερμοκρασία, το ψυκτικό μέσο παίρνει τη θερμότητα από τον χώρο που πρόκειται να ψυχθεί (χαμηλής θερμοκρασίας) και έτσι στην έξοδο του εξατμιστήρα το ψυκτικό μέσο έχει μετατραπεί σε κεκορεσμένο ατμό, σημείο 2. Από το σημείο αυτό ο ατμός συμπιέζεται ισοεντροπικά μέχρι το σημείο 3, όπου η πίεση και η θερμοκρασία είναι p_H και T_H αντίστοιχα. Από το σχήμα 15.5(β) παρατηρούμε ότι ο ατμός μετά τη συμπίεση γίνεται υπέρθερμος. Μετά το σημείο 3 ο ατμός περνά από ένα ψυγείο όπου απορρίπτει ποσό θερμότητας, με αποτέλεσμα να μετατραπεί σε συμπύκνωμα στο σημείο 4. Ακολούθως στραγγαλίζεται μέχρι την κατάσταση του σημείου 1 (p_c , T_c). Η συμπίεση που προαναφέραμε (2 - 3) ονομάζεται **ξηρά συμπίεση** γιατί αρχίζει όταν ο ατμός είναι ξηρός κεκορεσμένος.

Ο πιο πάνω ψυκτικός κύκλος πλησιάζει περισσότερο προς τον κύκλο Carnot αν θεωρήσουμε **υγρή συμπίεση**, δηλαδή αν ο ατμός στην αρχή της συμπίεσης είναι υγρός, σημείο 2 του σχήματος 15.5(γ), και στο τέλος της ξηρός κεκορεσμένος, σημείο 3, αντί υπέρθερμος. Αυτός όμως ο κύκλος έχει το ίδιο μειονέκτημα με τον κύκλο Carnot που αναφέραμε στην αρχή της παραγράφου και έτσι δεν εφαρμόζεται στην πράξη.

Σε ό,τι αφορά τη διεργασία του στραγγαλισμού, παρατηρούμε ότι και στους δύο κύκλους είναι μη αναστρέψιμη και επομένως στο διάγραμμα $T - s$ παριστάνεται από τη λοξή διακεκομμένη γραμμή [σχ. 15.5(β) και (γ)]. Συνήθως θεωρούμε ότι είναι

αδιαβατική και φυσικά δεν έχουμε παραγωγή έργου, όπως είπαμε και στο τέταρτο κεφάλαιο (4.6). Αν μάλιστα εφαρμόσουμε τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο, θα διαπιστώσουμε ότι με τις συνθήκες αυτές ($Q = 0$ και $W = 0$) η ενθαλπία του ψυκτικού μέσου πριν από τον στραγγαλισμό, σημείο 4, είναι ίση με την ενθαλπία μετά από αυτόν.

Πριν προχωρήσουμε στην ανάλυση του κύκλου για τον προσδιορισμό των χαρακτηριστικών μεγεθών (έργο, θερμότητα κ.λπ.), θα περιγράψουμε συνοπτικά μία πραγματική ψυκτική εγκατάσταση για λόγους ευστοχείας.



Σχ. 15.5

Ψυκτικοί κύκλοι με μηχανική συμπίεση ατμών. α) Σχηματική διάταξη. β) Διαγράμματα $T-s$ του κύκλου με υπέρθερμο ατμό. γ) Διάγραμμα $T-s$ με κεκορεσμένο ατμό

15.5.1 Περιγραφή μηχανικού ψυκτικού κύκλου

Οι κυριότερες μονάδες μιας τυπικής ναυτικής ψυκτικής εγκατάστασης φαίνονται διαγραμματικά στο σχήμα 15.6. Οι μονάδες αυτές είναι: ο εξατμιστήρας, ο συμπιεστής, το ψυγείο και η εκτονωτική βαλβίδα. Φυσικά για να θεωρηθεί η εγκατάσταση πλήρης, απαιτούνται και άλλες μονάδες και εξαρτήματα, όπως είναι ο συλλέκτης του ψυκτικού μέσου, βαλβίδες, σωληνώσεις, μανόμετρα, θερμομέτρα, φίλτρα κ.ά., τα οποία δεν μας ενδιαφέρουν.

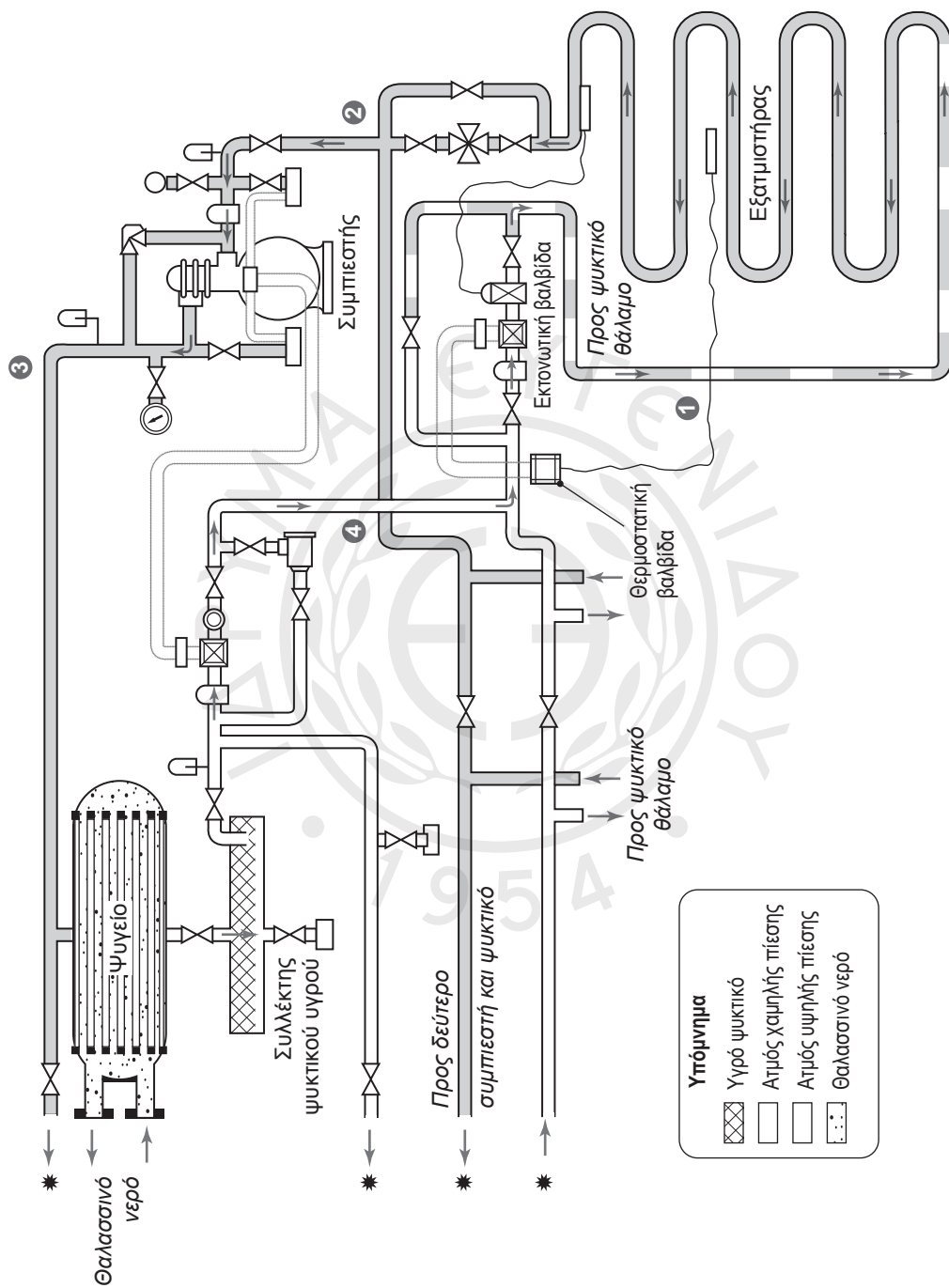
α) **Εξατμιστήρας.** Ο εξατμιστήρας δεν είναι παρά ένας οφιοειδής σωλήνας, κοινώς σερπαντίνα, που είναι τοποθετημένος μέσα στον χώρο που πρόκειται να ψύξουμε. Ο χώρος αυτός ονομάζεται **ψυκτικός θάλαμος**. Στο σχήμα 15.6 φαίνεται ένα μόνο μέρος του εξατμιστήρα, που ανήκει σε έναν ψυκτικό θάλαμο. Όμοιοι εξατμιστήρες υπάρχουν και στους άλλους ψυκτικούς θαλάμους. Στο σημείο 1 εισέρχεται ο υγρός ατμός του ψυκτικού μέσου μέσα στον εξατμιστήρα, αφαιρεί θερμότητα από τον ψυκτικό θάλαμο και, στην έξοδό του από τον εξατμιστήρα, σημείο 2, έχει μετατραπεί σε κεκορεσμένο ατμό. Στην πραγματικότητα, όπως θα δούμε πιο κάτω, ο ατμός που εξέρχεται από τον εξατμιστήρα είναι υπέρθερμος. Ο βαθμός της υπερθέρμανσης εξαρτάται από την ποσότητα του ψυκτικού μέσου που κυκλοφορεί, συνήθως όμως είναι της τάξης των 10°C .

β) **Συμπιεστής.** Στην ψυκτική εγκατάσταση με μηχανική συμπίεση ατμών, ο συμπιεστής λειτουργεί ως «μεταφορέας» της θερμότητας από τη χαμηλή πίεση p_c , στην υψηλή p_H . Επειδή όμως η αύξηση της πίεσης συνεπάγεται και αύξηση της θερμοκρασίας από T_c σε T_H , αυξάνοντας την πίεση του ατμού πετυχαίνουμε υψηλή θερμοκρασία συμπίκνωσης στο ψυγείο και μάλιστα τέτοια που να μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε το θαλασσινό νερό για τη συμπίκνωση του ατμού.

Εκτός από τον σκοπό αυτό, ο συμπυκνωτής χρησιμεύει στο να διατηρείται σταθερή η κυκλοφορία του ψυκτικού μέσου μέσα στην εγκατάσταση, όπως επίσης και η διαφορά μεταξύ της χαμηλής και υψηλής πίεσης.

Οι συμπιεστές που χρησιμοποιούνται είναι συνήθως παλινδρομικού τύπου με δύο ή περισσότερες βαθμίδες και λειτουργούν με βάση τον κύκλο του αεροσυμπιεστή που αναφέραμε στο δωδέκατο κεφάλαιο.

γ) **Ψυγείο ή συμπυκνωτής.** Από την κατάθλιψη του συμπιεστή, σημείο 3, ο ατμός εισέρχεται στο ψυγείο ή συμπυκνωτή, όπου απορρίπτει θερμότητα και μετατρέπεται σε υγρό. Το ψυγείο αποτελείται από αυλούς που είναι εκτονωμένοι σε δύο πλάκες και καλύπτονται από ένα κέλυφος. Στο ψυγείο ο ατμός είναι το ψυχόμενο μέσο και ρέει μεταξύ του κελύφους και των αυλών, ενώ το θαλασσινό νερό είναι το μέσο που ψύχει, κυκλοφορεί μέσα στους αυλούς. Φυσικά η θερμοκρασία του θαλασσινού νερού είναι πολύ χαμηλότερη από τη θερμοκρασία του ατμού. Έτσι, καθώς ο ατμός έρχεται σε επαφή με την εξωτερική πλευρά των αυλών, οι οποίοι έχουν περίπου τη θερμοκρασία του θαλασσινού νερού, η θερμοκρασία του γίνεται ίση με τη θερμοκρασία συμπίκνωσης και τελικά εξέρχεται από το ψυγείο ως υπόψυκτο υγρό, σημείο 4.



Σχ. 15.6
Διάγραμμα ψυκτικής εγκατάστασης πλοίου

Σε ορισμένες μικρότερες ψυκτικές εγκαταστάσεις, το ψυγείο είναι αερόψυκτο και διαμορφωμένο εξωτερικά με πτερύγια, για να εξασφαλίζεται η καλή απαγωγή της θερμότητας.

δ) **Εκτονωτική βαλβίδα.** Η εκτονωτική βαλβίδα στραγγαλίζει το ψυκτικό υγρό που έρχεται από το ψυγείο, με αποτέλεσμα τη μείωση της υψηλής πίεσης, p_H , στη χαμηλή, p_C , σημείο 1. Η βαλβίδα αυτή ρυθμίζει επίσης την παροχή του ψυκτικού μέσου προς τον εξατμιστήρα, ανάλογα με το ποσό της θερμότητας που αφαιρείται από τον ψυκτικό θάλαμο. Αυτό με τη σειρά του εξαρτάται από τη θερμοκρασία που θέλουμε να πετύχουμε στον θάλαμο και από τη θερμοκρασία που πραγματικά επικρατεί σε κάποια χρονική στιγμή. Με άλλα λόγια, αν αυξηθεί η θερμοκρασία στον θάλαμο πάνω από όση επιθυμούμε, τότε ανοίγει η βαλβίδα περισσότερο και επιτρέπει να περάσει περισσότερη ποσότητα ψυκτικού μέσου.

15.5.2 Ανάλυση θερμοδυναμικού ψυκτικού κύκλου

Το καθαρό ή ωφέλιμο έργο που χρειάζεται ένας ψυκτικός κύκλος με μηχανική συμπίεση ατμού δεν επηρεάζεται από τη διεργασία της εκτόνωσης, διότι δεν παράγεται έργο. Έτσι, για αδιαβατική αναστρέψιμη συμπίεση, το έργο που δίνεται στο εργαζόμενο μέσο είναι η διαφορά των ενθαλπιών των σημείων 2 και 3 του σχήματος 15.5, δηλαδή:

$$w = h_3 - h_2 \text{ σε J/kg} \quad (15.4)$$

Το ποσό της θερμότητας που αφαιρείται από χώρο που θέλουμε να ψύξουμε (χαμηλής θερμοκρασίας) ανά μονάδα μάζας του εργαζόμενου μέσου ονομάζεται **ψυκτική ικανότητα** ή **ψυκτικό αποτέλεσμα** και εκφράζεται σε J/kg. Η ψυκτική ικανότητα είναι η διαφορά των ενθαλπιών της ατμοποίησης με σταθερή πίεση (σημεία 1 και 2). Δηλαδή:

$$q_C = h_2 - h_1 \text{ σε J/kg} \quad (15.5)$$

Αν το ποσό αυτό το εκφράσουμε στη μονάδα του χρόνου, έχουμε τότε την **ψυκτική ισχύ** του κύκλου, που ισούται με:

$$\dot{Q}_r = \dot{m}_r (h_2 - h_1) \quad (15.6)$$

όπου $\dot{Q}_r$ η ψυκτική ισχύς σε W

$\dot{m}_r$ η παροχή μάζας του ψυκτικού μέσου σε kg/s

Αλλά, όπως είπαμε, στη διεργασία του στραγγαλισμού $h_4 = h_1$, άρα η εξίσωση (15.5) γράφεται και ως:

$$q_C = h_2 - h_4 \text{ σε J/kg} \quad (15.7)$$

Η θερμότητα που απορρίπτεται από το ψυκτικό μέσο στο ψυγείο είναι επίσης η διαφορά των ενθαλπιών των σημείων 3 και 4, όπου γίνεται η συμπύκνωση με σταθερή πίεση, δηλαδή:

$$q_H = h_3 - h_4 \text{ σε J/kg} \quad (15.8)$$

Επίσης, από τις εξισώσεις (15.4), (15.7) και (15.8) προκύπτει ότι:

$$q_H = w + q_C \quad (15.9)$$

Παράδειγμα

Μια ψυκτική εγκατάσταση λειτουργεί με βάση τον κύκλο μηχανικής συμπίεσης ατμών, παράγει 20 ψυκτικούς τόνους και το ψυκτικό υγρό είναι R12. Στον κύκλο δίνεται έργο 35 kJ/kg ψυκτικού μέσου. Η θερμοκρασία στον εξατμιστή είναι -29°C και στο ψυγείο 38°C . Να προσδιοριστεί: α) το ψυκτικό αποτέλεσμα σε kJ/kg, β) η παροχή του ψυκτικού μέσου σε kg/h, γ) η μηχανική ισχύς που δίνεται στον κύκλο, δ) ο συντελεστής λειτουργίας και ε) η θερμότητα που απορρίπτεται σε kW.

Λύση

Για τις ανάγκες του προβλήματος χρησιμοποιούμε το σχήμα 15.5. α) Το ψυκτικό αποτέλεσμα της εγκατάστασης δίνεται από την εξίσωση (15.5) ή (15.7).

$$q_C = h_2 - h_1 = h_2 - h_4 \quad (1)$$

α) Προσδιορίζουμε τις ενθαλπίες στα σημεία 1 και 4, όπου γνωρίζουμε τις θερμοκρασίες και την κατάσταση του εργαζόμενου μέσου. Έτσι, από τον πίνακα Γ5 του Παραρτήματος «Γ» έχουμε:

$$\text{για } -29^\circ\text{C} \quad h_2 = h_g = 133,66 \text{ kcal/kg ή } 559 \text{ kJ/kg}$$

$$\text{για } 38^\circ\text{C} \quad h_1 = h_4 = h_f = 108,92 \text{ kcal/kg ή } 456 \text{ kJ/kg}$$

Αντικαθιστούμε στην εξίσωση (1) και παίρνουμε:

$$q_C = 559 - 456 = 103 \text{ kJ/kg}$$

β) Αφού η εγκατάσταση αφαιρεί θερμότητα 20 ψυκτικών τόνων, ή $20 \times 3,519 = 70,38 \text{ kJ/s}$, τότε στην εγκατάσταση κυκλοφορεί ψυκτικό υγρό μάζας:

$$\dot{m} = \frac{70,38}{103} = 0,683 \text{ kg/s ή } 2459 \text{ kg/h}$$

γ) Με βάση την εξίσωση (15.4), η ισχύς που δίνεται στον κύκλο είναι:

$$\dot{W} = \dot{m} w = 0,683 \times 35 = 23,80 \text{ kW}$$

δ) Ο συντελεστής λειτουργίας είναι, εξίσωση (15.1):

$$\sigma_\lambda = \frac{q_C}{w} = \frac{103}{35} = 2,94$$

ε) Η θερμότητα που απορρίπτεται, δίνεται από την εξίσωση (15.8):

$$q_H = h_3 - h_4 \quad (2)$$

αλλά, από την εξίσωση (15.4):

$$h_3 = w + h_2$$

Αντικαθιστούμε στην εξίσωση (2) και έχουμε:

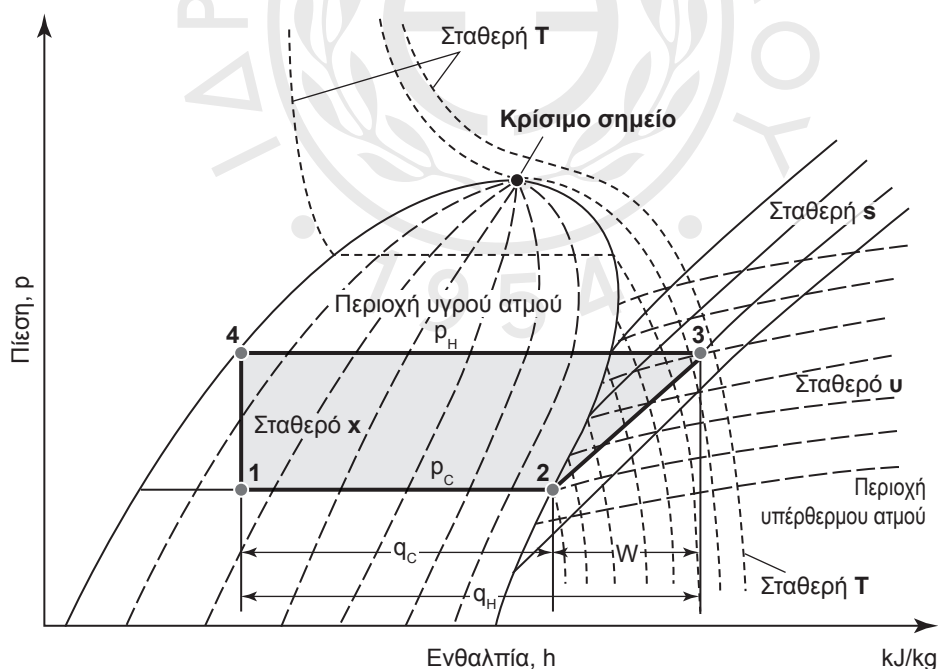
$$q_H = w + h_2 - h_4 = 35 + 559 - 456 = 138 \text{ kJ/kg}$$

ή $\dot{Q}_H = \dot{m} q_H = 0,683 \times 138 = 94,25 \text{ kW}$

Από την q_H (138 kJ/kg) παρατηρούμε ότι, στο ψυγείο, το ψυκτικό μέσο απορρίπτει τόσο τη θερμότητα που αφαίρεσε από τον ψυκτικό θάλαμο q_C (103 kJ/kg) όσο και την ενέργεια που έλαβε ο κύκλος με τη μορφή του μηχανικού έργου w (35 kJ/kg).

15.5.3 Διάγραμμα πίεσης - ενθαλπίας ($p - h$)

Στις ψυκτικές εγκαταστάσεις που λειτουργούν με βάση τον κύκλο της μηχανικής συμπίεσης ατμών, πολύ χρήσιμο είναι το διάγραμμα πίεσης – ενθαλπίας ($p - h$), που έχει τη μορφή του διαγράμματος του σχήματος 15.7. Το κυριότερο πλεονέκτημα του διαγράμματος αυτού είναι ότι μπορούμε να απεικονίσουμε επάνω σ' αυτό πολύ εύκολα τα τέσσερα κύρια σημεία του κύκλου (1,2,3 και 4, σχ. 15.5) και να προσ-



Σχ. 15.7

Διάγραμμα $p-h$ ενός ψυκτικού μέσου,
όπου φαίνεται ένας κύκλος με μηχανική συμπίεση ατμών

διορίσουμε τις ιδιότητες του εργαζόμενου μέσου. Οι ιδιότητες του ψυκτικού μέσου δίνονται με γραμμές σταθερού ειδικού όγκου, σταθερής θερμοκρασίας, σταθερής εντροπίας και σταθερού βαθμού ξηρότητας. Όπως είδαμε, ο κύκλος με μηχανική συμπίεση λειτουργεί μεταξύ δύο πιέσεων, p_C και p_H . Δεδομένου ότι στη διεργασία του στραγγαλισμού η ενθαλπία παραμένει σταθερή, είναι εύκολο να καθορίσουμε στο διάγραμμα p - h τα σημεία 4 και 1 του σχήματος 15.5. Επίσης το σημείο 2 το προσδιορίζουμε από την κατάσταση του ατμού (ξηρός κεκορεσμένος). Εφόσον η διεργασία 2 – 3 είναι ισοεντροπική, ακολουθούμε στο διάγραμμα τη γραμμή της σταθερής εντροπίας που αντιστοιχεί στο σημείο 2. Η τομή της γραμμής αυτής και της γραμμής p_H είναι το σημείο 3. Από το διάγραμμα προκύπτουν αμέσως και τα μεγέθη q_C , q_H και w , όπως φαίνεται στο σχήμα 15.7.

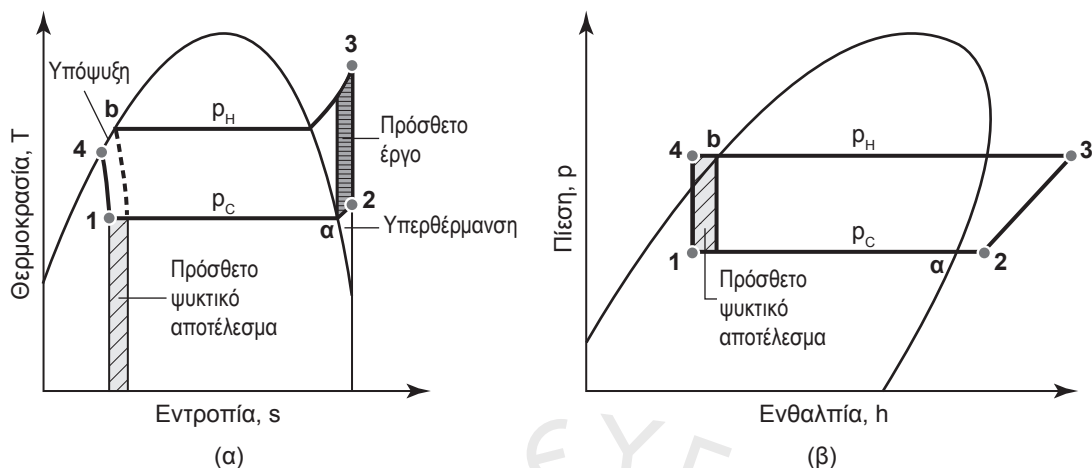
15.5.4 Υπόψυξη και υπερθέρμανση

Στον ιδανικό κύκλο με μηχανική συμπίεση ατμών οι διεργασίες του στραγγαλισμού και της συμπίεσης αρχίζουν από τις γραμμές κεκορεσμένου υγρού και ατμού αντίστοιχα. Αυτό όμως αποτελεί μειονέκτημα στην πράξη, γιατί σ' έναν πραγματικό κύκλο το υγρό που εξέρχεται από το ψυγείο είναι πολύ ευκολο να παραμείνει υγρός ατμός, δηλαδή να μην φτάσει μέχρι την καμπύλη του κεκορεσμένου υγρού, όπως συμβαίνει στον ιδανικό κύκλο, λόγω των τριβών που αναπόφευκτα υπάρχουν στις σωληνώσεις. Η δημιουργία όμως υγρού ατμού θα έχει ως αποτέλεσμα την αύξηση του ειδικού όγκου του ψυκτικού μέσου και επομένως τη μείωση της παροχής του μέσα στους σωλήνες, πράγμα που σημαίνει ανάλογη μείωση της ικανότητας της εκτονωτικής βαλβίδας.

Για τον λόγο αυτό καταφεύγουμε στην **υπόψυξη** του υγρού πριν από τον στραγγαλισμό σε πίεση p_H , όπως φαίνεται στην αριστερή πλευρά του κύκλου στα διαγράμματα T - s και p - h του σχήματος 15.8. Με την υπόψυξη πετυχαίνουμε επίσης την αύξηση του ποσού της θερμότητας που αφαιρείται από τον ψυχρό χώρο, με άλλα λόγια δηλαδή την αύξηση του ψυκτικού αποτελέσματος q_C .

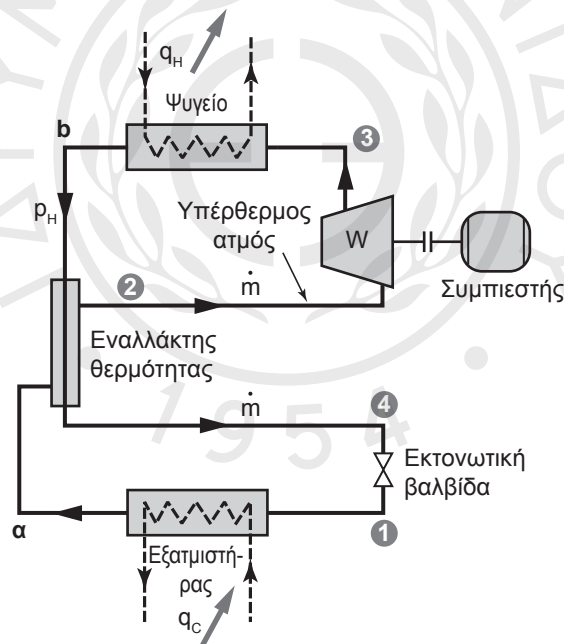
Στη δεξιά τώρα πλευρά των διαγραμμάτων T - s και p - h του σχήματος 15.8 παρατηρούμε ότι το σημείο 2, από όπου αρχίζει η συμπίεση, βρίσκεται στην περιοχή του υπέρθερμου ατμού αντί στη γραμμή του ξηρού κεκορεσμένου ατμού του σχήματος 15.5(β). Με την **υπερθέρμανση** του ατμού στην αναρρόφηση του συμπιεστή, αποφεύγουμε την ύπαρξη έστω και μικρής ποσότητας υγρού ατμού, η οποία στην πράξη είναι επικίνδυνη για τους συμπιεστές. Η υπερθέρμανση όμως αυτή παρουσιάζει το μειονέκτημα ότι θα πρέπει να δώσουμε περισσότερο έργο, w , στον κύκλο για να την πέτυχουμε, όπως πιο καθαρά φαίνεται στο διάγραμμα T - s του σχήματος 15.8. Επίσης, η θερμοκρασία του σημείου 3 αυξάνει με την υπερθέρμανση. Ας σημειωθεί ότι η υπερθέρμανση είναι της τάξης των 10°C .

Για να πέτυχουμε στην πράξη την υπόψυξη του υγρού και την υπερθέρμανση του ατμού, τοποθετούμε στη διάταξη του αρχικού κύκλου [σχ. 15.5(α)] έναν εναλλακτική θερμότητας, όπως φαίνεται στο σχήμα 15.9. Όταν πετυχαίνουμε την υπόψυξη και την υπερθέρμανση με αυτόν τον τρόπο, τότε η θερμότητα που παίρνει το εργα-



Σχ. 15.8

Υπόψυξη και υπερθέρμανση του ιδανικού κύκλου με μηχανική συμπίεση ατμών



Σχ. 15.9

Διάταξη ψυκτικού κύκλου για υπόψυξη υγρού με υπερθέρμανση ατμού ψυκτικού μέσου

ζόμενο μέσο μέσα από τον εναλλάκτη θερμότητας από το σημείο α στο σημείο 2 δεν αποτελεί μέρος της θερμότητας που απορροφά από τον ψυκτικό χώρο. Η θερμότητα αυτή επομένως ισούται με:

$$q_c = h_a - h_1 \quad \text{σε J/kg} \quad (15.10)$$

Αντίστοιχα, η θερμότητα που απορρίπτεται στο ψυγείο είναι:

$$q_H = h_3 - h_4 \text{ σε J/kg} \quad (15.11)$$

Παράδειγμα

Το εργαζόμενο μέσο σ' έναν ψυκτικό κύκλο με μηχανική συμπίεση ατμών είναι Freon 12 (R12). Η εγκατάσταση είναι αυτή που φαίνεται στο σχήμα 15.9. Οι δύο πιέσεις λειτουργίας του κύκλου είναι 8,83 bar και 1,96 bar και η υπόψυξη είναι 10°C. Να προσδιοριστεί: α) ο συντελεστής λειτουργίας της εγκατάστασης, β) η αύξηση του ψυκτικού αποτελέσματος λόγω της υπόψυξης και γ) το πρόσθετο έργο που χρειάζεται ο κύκλος. Να συγκριθεί επίσης ο συντελεστής λειτουργίας με τον αντίστοιχο του κύκλου χωρίς υπόψυξη - υπερθέρμανση.

Λύση

α) Ο συντελεστής λειτουργίας δίνεται από την εξίσωση (15.1):

$$\sigma_\lambda = \frac{q_C}{w} \quad (1)$$

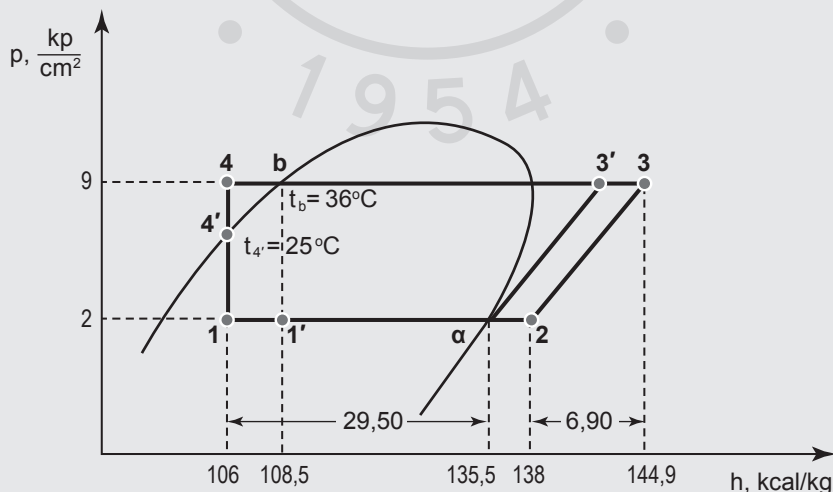
όπου από το σχήμα 15.9:

$$q_C = h_\alpha - h_1 \quad (2)$$

$$w = h_3 - h_2 \quad (3)$$

Εργαζόμαστε επάνω στο διάγραμμα $p - h$ για Freon 12 (Παράρτημα Γ). Το διάγραμμα αυτό σε κλίμακα, φαίνεται στο σχήμα 15.10. Έχουμε ότι για:

$$p_C = 1,96 \text{ bar} = 2 \text{ kp/cm}^2 \quad h_\alpha = h_g = 135,5 \text{ kcal/kg} \quad \text{ή} \quad 567,2 \text{ kJ/kg}$$



Σχ. 15.10

Διάγραμμα $p-h$ ψυκτικού κύκλου του παραδείγματος της παραγράφου 15.5.4

Στην εκτόνωση (4 – 1) έχουμε $h_4 = h_1$. Αλλά h_4 είναι η ενθαλπία του υπόψυκτου υγρού σε πίεση 8,83 bar. Και επειδή για $p_H = 8,83 \text{ bar} = 9 \text{ kp/cm}^2$, από το διάγραμμα $p - h$ προκύπτει ότι η θερμοκρασία συμπύκνωσης του εργαζόμενου μέσου είναι 36°C , και μετά την υπόψυξη κατά 10°C η θερμοκρασία του υγρού είναι 26°C . Οπότε:

$$\text{για } t_4 = 26^\circ\text{C} \quad h_4 = h_f = 106 \text{ kcal/kg} \quad \text{ή} \quad 443,7 \text{ kJ/kg}$$

και επομένως:

$$h_1 = h_4 = 443,7 \text{ kJ/kg}.$$

Άρα από την εξίσωση (2):

$$q_C = 567,2 - 443,7 = 123,5 \text{ kJ/kg}.$$

Για να βρούμε το έργο w από την εξίσωση (3), θα πρέπει να υπολογίσουμε τις ενθαλπίες h_2 και h_3 . Εφαρμόζουμε στον εναλλάκτη θερμότητας τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο για ανοικτό σύστημα, εξίσωση (4.15β), όπου $\dot{Q} = 0$, $\dot{W} = 0$ και η δυναμική και κινητική ενέργεια θεωρούνται αμελητέες. Έτσι:

$$\dot{m}(h_2 - h_a) = \dot{m}(h_b - h_4)$$

Λύνουμε ως προς h_2 :

$$h_2 = h_a + (h_b - h_4) \quad (4)$$

Από το διάγραμμα $p - h$ για $p = 9 \text{ kp/cm}^2$ παίρνουμε $h_b = 108,5 \text{ kcal/kg}$ ή $453,96 \text{ kJ/kg}$. Αντικαθιστούμε στην εξίσωση (4) και έχουμε:

$$h_2 = 567,2 + 453,96 - 443,7 = 577,39 \text{ kJ/kg}$$

Η συμπίεση από το σημείο 2 στο σημείο 3 είναι ισοεντροπική, $s = \text{σταθ.}$, και η πίεση στο σημείο 3 είναι 9 kp/cm^2 . Έτσι, από το διάγραμμα $p - h$ βρίσκουμε:

$$h_3 = 144,9 \text{ kcal/kg} \text{ ή } 606,26 \text{ kJ/kg}$$

Αντικαθιστούμε στην εξίσωση (3) και παίρνουμε το έργο ανά μονάδα μάζας του εργαζόμενου μέσου:

$$w = h_3 - h_2 = 606,26 - 577,39 = 28,87 \text{ kJ/kg}$$

οπότε ο συντελεστής λειτουργίας από την εξίσωση (1) είναι:

$$\sigma_\lambda = \frac{q_C}{w} = \frac{123,5}{28,87} = 4,28$$

β) Λόγω της υπόψυξης η αύξηση του ψυκτικού αποτελέσματος είναι, από το σχήμα 15.10:

$$h_1' - h_1 = 108,5 - 106 = 2,5 \text{ kcal/kg} \text{ ή } 10,46 \text{ kJ/kg}$$

όπου: $h_1' = h_b = 108,5 \text{ kcal/kg}$ ή $453,96 \text{ kJ/kg}$

γ) Αν δεν υπήρχε ο εναλλάκτης στην είσοδο του συμπιεστή, ο ατμός θα ήταν ξερός κεκορεσμένος στο σημείο α. Με σταθερή εντροπία στο διάγραμμα $p - h$, βρίσκουμε ότι:

$$h_3' = 141,7 \text{ kcal/kg} \text{ ή } 592,87 \text{ kJ/kg}$$

οπότε $w' = h_3' - h_a = 592,87 - 567,2 = 25,67 \text{ kJ/kg}$

Δηλαδή το πρόσθετο έργο είναι:

$$w - w' = 28,87 - 25,67 = 3,20 \text{ kJ/kg}$$

Επί τα εκατό η αύξηση του έργου είναι:

$$\frac{3,20}{25,67} \times 100 = 12,5\%$$

Ο συντελεστής λειτουργίας του κύκλου χωρίς υπόψυξη είναι:

$$\sigma_\lambda = \frac{h_a - h_1'}{w'} = \frac{567,2 - 453,96}{25,67} = 4,41$$

Έχουμε δηλαδή μια μικρή σχετικά μείωση της απόδοσης της εγκατάστασης με την υπόψυξη - υπερθέρμανση του ψυκτικού μέσου. Δηλαδή:

$$\frac{4,41 - 4,28}{4,28} \times 100 = 3,04\%$$

Το πλεονέκτημα της υπόψυξης δεν είναι όμως η αύξηση της απόδοσης της εγκατάστασης, αλλά η βελτίωση του ψυκτικού αποτελέσματος. Σε ορισμένες εγκαταστάσεις η υπόψυξη μπορεί να επιτευχθεί μέσα στο ψυγείο, αν αυξηθούν οι διαστάσεις του.

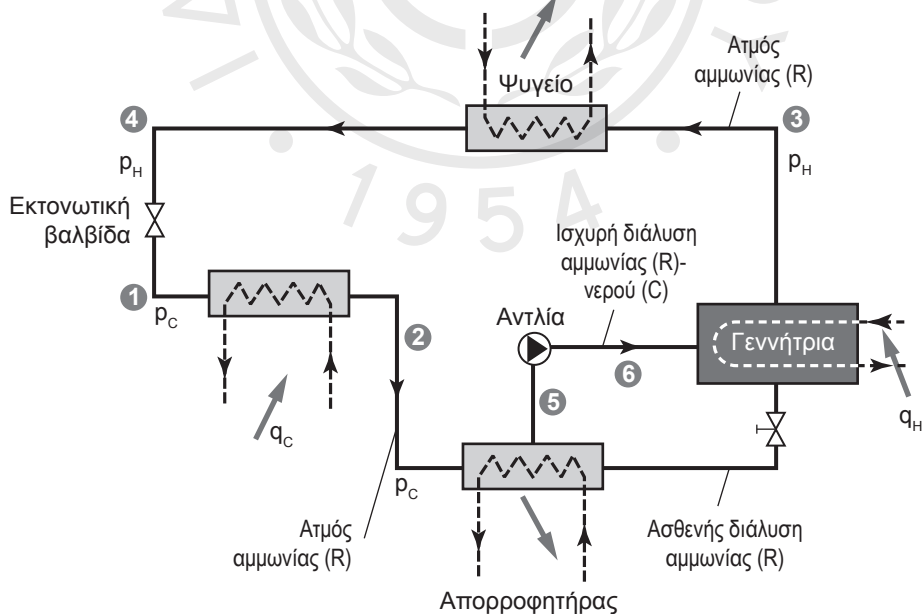
15.6 Ψυκτικός κύκλος με απορρόφηση ατμών

Το μεγαλύτερο μειονέκτημα του ψυκτικού συστήματος με μηχανική συμπίεση ατμών είναι ότι για να λειτουργήσει χρειάζεται μηχανική ενέργεια για την κίνηση του συμπιεστή. Αυτό το μειονέκτημα ήταν η αιτία της επιτυχίας ενός άλλου συστήματος ψύξης που ονομάζεται **ψυκτικός κύκλος με απορρόφηση ατμών**.

Η λειτουργία του συστήματος βασίζεται στην αρχή ότι πολλές ουσίες απορροφούν μεγάλες ποσότητες ατμών άλλων ουσιών σε σχετικά χαμηλές θερμοκρασίες. Έτσι, όταν ο ατμός μιας ουσίας απορροφάται από μια άλλη υγρή ουσία, η διεργασία ονομάζεται **απορρόφηση**. Η θερμότητα που μεταφέρεται είναι η λανθάνουσα θερμότητα της συμπύκνωσης του ατμού που απορροφάται από την υγρή ουσία. Όταν υπάρχει χημική αντίδραση μεταξύ των δύο ουσιών, έχουμε επιπλέον τη θερμότητα

η οποία προέρχεται από την αντίδραση και η οποία πρέπει να απορροφηθεί μαζί με τη λανθάνουσα θερμότητα της συμπύκνωσης του ατμού. Με την παραπάνω διεργασία της απορρόφησης επιτυγχάνεται στον κύκλο αυτό μεταφορά θερμότητας από χαμηλές σε υψηλές θερμοκρασίες, χωρίς να υπάρχει ανάγκη να δώσουμε στο σύστημα μηχανική ενέργεια για τη λειτουργία του συμπιεστή. Στην ουσία, η διεργασία της απορρόφησης υποκαθιστά τη διεργασία της συμπίεσης του προηγούμενου κύκλου. Για να πέτυχουμε στην πράξη τη διεργασία της απορρόφησης μεταξύ δύο ουσιών, θα πρέπει να εξασφαλίσουμε ότι η μία μπορεί να απορροφήσει εύκολα και σε σημαντική ποσότητα την άλλη ουσία.

Για να καταλάβουμε όμως καλύτερα τη λειτουργία ενός ψυκτικού συστήματος με απορρόφηση ατμών, ας δούμε ένα τέτοιο απλό σύστημα όπως φαίνεται στο σχήμα 15.11. Στο σύστημα αυτό το ψυκτικό μέσο (R) είναι αμμωνία και το απορροφητικό μέσο είναι το νερό (C). Στη λειτουργία του συστήματος με απορρόφηση ατμών υπάρχει το ψυγείο, η εκτονωτική βαλβίδα και ο εξατμιστήρας που εκτελούν τις ίδιες λειτουργίες όπως στο ψυκτικό σύστημα με μηχανική συμπίεση ατμών. Έτσι, στο σημείο 3 έχουμε ατμό υψηλής πίεσης, p_H , που υγροποιείται μέσα στο ψυγείο μέχρι το σημείο 4. Από το σημείο αυτό έως το σημείο 1 έχουμε την εκτόνωση του υγρού, με αποτέλεσμα στο σημείο 1 να έχουμε υγρό ατμό. Από το σημείο 1 έως το σημείο 2 ο ατμός απορροφά θερμότητα από τον ψυκτικό χώρο, επιτυγχάνοντας το επιθυμητό ψυκτικό αποτέλεσμα, και μετατρέπεται σε ξηρό ατμό. Σε αυτό το σημείο τα δύο ψυκτικά συστήματα χάνουν τις ομοιότητές τους. Ο συμπιεστής του συστήματος μηχανικής συμπίεσης δεν υπάρχει πιά. Στη θέση του τοποθετούμε τον **απορροφητήρα**.



Σχ. 15.11

Ένα απλό ψυκτικό σύστημα με απορρόφηση ατμών

Μέσα σε αυτόν, ο κρύος ξηρός ατμός της αμμωνίας (R) με χαμηλή πίεση, p_C , αναμειγνύεται με μια ασθενή ζεστή διάλυση υγρής αμμωνίας, όπου συμπυκνώνεται και απορροφάται. Η λανθάνουσα θερμότητα της συμπύκνωσης, και, εφόσον υπάρχει, η θερμότητα της χημικής αντίδρασης, αφαιρείται από έναν εναλλάκτη θερμότητας που βρίσκεται μέσα στον απορροφητήρα. Το ψύχον μέσο του εναλλάκτη είναι συνήθως νερό.

Η ανάμειξη των δύο ουσιών μέσα στον απορροφητήρα έχει ως αποτέλεσμα τη δημιουργία ισχυρής διάλυσης αμμωνίας με χαμηλή πυκνότητα, η οποία ανέρχεται στο επάνω μέρος και στη συνέχεια εξέρχεται από αυτόν. Η αντλία αναρροφά τη διάλυση από τον απορροφητήρα και την καταθλίβει με υψηλή πίεση, p_H , μέσα στη **γεννήτρια**. Στη γεννήτρια υπάρχει άλλος εναλλάκτης θερμότητας, μέσω του οποίου δίνεται θερμότητα στην ψυχρή ισχυρή διάλυση για τον αποχωρισμό της αμμωνίας. Η θερμότητα αυτή πρέπει να είναι η θερμότητα ατμοποίησης του υγρού, στην κατάσταση του σημείου 6, σε ατμό, στην κατάσταση του σημείου 3. Η θερμότητα λαμβάνεται από ζεστό νερό ή υδρατμούς που κυκλοφορούν μέσα στον εναλλάκτη.

Θα πρέπει να σημειώσουμε ότι ο αποχωρισμός της αμμωνίας γίνεται γιατί η θερμοκρασία ατμοποίησης της διάλυσης είναι μικρότερη από την αντίστοιχη του νερού και οπωσδήποτε μεγαλύτερη από εκείνη της αμμωνίας στην ίδια πάντοτε πίεση. Έτσι, φεύγουν από το ένα μέρος της γεννήτριας ο ατμός της αμμωνίας και από το άλλο η ασθενής και ζεστή πια διάλυση υγρής αμμωνίας που, όπως είδαμε προηγουμένως, χρησιμοποιείται στον απορροφητήρα. Με αυτόν τον τρόπο ξαναγυρίσαμε στο σημείο 3 από όπου ο κύκλος επαναλαμβάνεται.

Από την πιο πάνω περιγραφή παρατηρούμε ότι και σε αυτό το σύστημα χρειαζόμαστε μηχανική ενέργεια για τη λειτουργία της αντλίας και φυσικά και για την κυκλοφορία του νερού στους εναλλάκτες. Αυτό είναι σωστό, με τη διαφορά ότι το μέγεθος της αντλίας είναι τέτοιο που η μηχανική ενέργεια η οποία χρειάζεται για τη λειτουργία της είναι πολύ μικρή σε σύγκριση με εκείνη που χρειάζεται για τη λειτουργία του συμπιεστή στο ψυκτικό σύστημα με μηχανική συμπίεση ατμών.

Το σύστημα που περιγράψαμε μπορεί να λειτουργήσει και με άλλες ουσίες εκτός της αμμωνίας, όπως χλωριούχο λίθιο, βρωμιούχο λίθιο κ.λπ., με απορροφητικό μέσο και πάλι το νερό.

Η θερμοδυναμική εξέταση του ψυκτικού συστήματος με απορρόφηση ατμών είναι πιο πολύπλοκη από ό,τι του προηγούμενου συστήματος και ενδιαφέρει κυρίως αυτούς που ασχολούνται με ψυκτικές εγκαταστάσεις. Γι' αυτό δεν θα προχωρήσουμε στην εξέτασή του.

15.7 Αντλία θερμότητας

Όπως είδαμε στην εισαγωγή του κεφαλαίου αυτού, ο ψυκτικός κύκλος μπορεί να χρησιμοποιηθεί και ως αντλία θερμότητας, δηλαδή για τη μεταφορά θερμότητας σε χώρο με υψηλή θερμοκρασία, η οποία αφαιρείται για τον σκοπό αυτό από άλλο χώρο με χαμηλή θερμοκρασία. Οι ψυκτικοί κύκλοι που αναφέραμε προηγουμένως,

δηλαδή με μηχανική συμπίεση ατμών ή με απορρόφηση ατμών, εφαρμόζονται και στην αντλία θερμότητας. Η πιο συνηθισμένη εφαρμογή της αντλίας είναι η θέρμανση ή/και η ψύξη των χώρων ενδιαίτησης του προσωπικού στα πλοία.

Ας θεωρήσουμε την ψυκτική διάταξη του σχήματος 15.5(α), που είναι μία απλή ψυκτική εγκατάσταση με μηχανική συμπίεση ατμών, ως μια αντλία θερμότητας. Στη διάρκεια του χειμώνα, η θερμότητα που αποβάλλεται από το ψυγείο, q_H , μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τη θέρμανση ενός κλειστού χώρου. Έτσι, ενώ σε μια ψυκτική εγκατάσταση η πηγή της θερμότητας είναι ο χώρος που ψύχεται, στην αντλία θερμότητας η πηγή αυτή είναι το ψυγείο του σχήματος 15.5(α). Ο εξατμιστήρας της εγκατάστασης της αντλίας τοποθετείται στο εξωτερικό περιβάλλον, από όπου αφαιρεί θερμότητα από τον αέρα του περιβάλλοντος, δεδομένου ότι το ψυκτικό μέσο βρίσκεται σε πολύ χαμηλότερη θερμοκρασία από αυτόν. Έτσι ο συντελεστής λειτουργίας της αντλίας θερμότητας, σύμφωνα με την εξίσωση (15.2), **για θέρμανση** είναι:

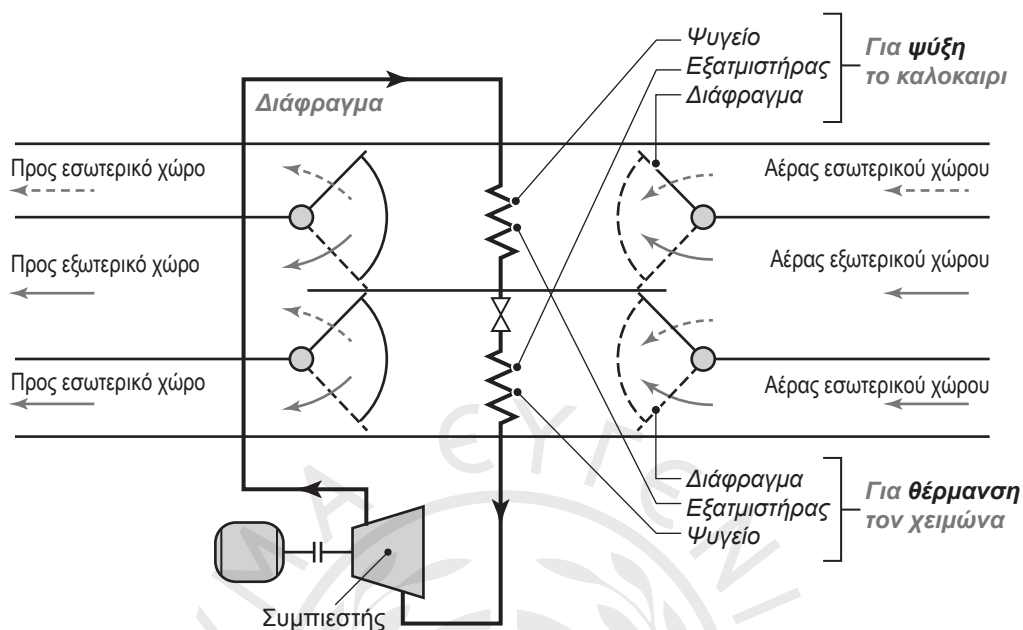
$$\sigma_{\lambda\alpha} = \frac{q_H}{w} = \frac{h_3 - h_4}{h_3 - h_4} \quad (15.12)$$

Στη διάρκεια τώρα του καλοκαιριού, που θέλουμε να ψύξουμε έναν κλειστό χώρο, ο εξατμιστήρας βρίσκεται μέσα στον χώρο αυτό και το ψυγείο στο εξωτερικό περιβάλλον. Η θερμότητα του χώρου αφαιρείται από τον εξατμιστήρα και στη συνέχεια, μετά τη συμπίεση του ψυκτικού μέσου, αποβάλλεται στο ψυγείο. Η ψύξη του ψυγείου μπορεί να επιτευχθεί με την κυκλοφορία του αέρα του εξωτερικού περιβάλλοντος εφόσον πρόκειται για μικρή εγκατάσταση, αλλιώς θα χρειαστεί κυκλοφορία νερού. Ο συντελεστής λειτουργίας της αντλίας θερμότητας **για ψύξη** είναι:

$$\sigma_{\lambda\alpha} = \frac{q_C}{w} = \frac{h_2 - h_1}{h_3 - h_2} \quad (15.13)$$

Εδώ θα πρέπει να σημειώσουμε ότι είναι δυνατό να αντιστρέψουμε τον ρόλο του ψυγείου και του εξατμιστήρα, τοποθετώντας στην εγκατάσταση μερικές επιπλέον σωληνώσεις και βαλβίδες. Με αυτόν τον τρόπο μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε την ίδια εγκατάσταση της αντλίας θερμότητας για θέρμανση και για ψύξη του ίδιου χώρου, ανάλογα με τις ανάγκες μας.

Στο σχήμα 15.12 φαίνεται μία εγκατάσταση αντλίας θερμότητας, όπου οι οχετοί του αέρα έχουν τοποθετηθεί κατά τέτοιο τρόπο, ώστε η εγκατάσταση να χρησιμοποιείται και για θέρμανση και για ψύξη ενός κλειστού χώρου. Το καλοκαίρι, και τα τέσσερα διαφράγματα βρίσκονται στην επάνω θέση (συνεχής γραμμή), έτσι ώστε ο αέρας του εσωτερικού χώρου να περνά από τον εξατμιστήρα και να ψύχεται. Ο εξωτερικός αέρας περνά από το ψυγείο και αφαιρεί τη θερμότητα που πήρε το ψυκτικό μέσο από τον εσωτερικό χώρο, μαζί βέβαια με τη θερμότητα λόγω του μηχανικού έργου του συμπιεστή. Για τη λειτουργία του συστήματος τον χειμώνα, και τα τέσσερα διαφράγματα βρίσκονται στην κάτω θέση (διακεκομμένη γραμμή). Η μεταφορά της θερμότητας από τον εξωτερικό αέρα, ακόμη και σε σχετικά χαμηλές θερμοκρασίες, γίνεται στον εξατμιστήρα, ενώ η θερμότητα αυτή αποβάλλεται στο ψυγείο για τη θέρμανση του αέρα του εσωτερικού χώρου.



Σχ. 15.12

Εγκατάσταση αντλίας θερμότητας για ψύξη το καλοκαίρι και θέρμανση τον χειμώνα.

Το μέγεθος της αντλίας θερμότητας καθορίζεται μετά από την εξέταση και των δύο τρόπων λειτουργίας (θέρμανση και ψύξη). Συνήθως οι απαιτήσεις για θέρμανση είναι μεγαλύτερες και συνεπώς καθοριστικές για το μέγεθος του συστήματος. Πάντως και ο γεωγραφικός τόπος όπου πρόκειται να λειτουργήσει η αντλία αποτελεί καθοριστικό παράγοντα. Η αντλία θερμότητας έγινε οικονομικά συναγωνίσιμη τον τελευταίο καιρό, κυρίως λόγω της αύξησης του κόστους των καυσίμων και εφαρμόζεται σε συνεχώς αυξανόμενες περιπτώσεις θέρμανσης και ψύξης χώρων. Πιστεύεται ότι στο μέλλον, με την αποδοτική εκμετάλλευση της ηλιακής ενέργειας, θα χρησιμοποιείται ακόμα πιο πολύ.

Για την αποδοτικότητα της αντλίας θερμότητας, ας δούμε το παράδειγμα που ακολουθεί.

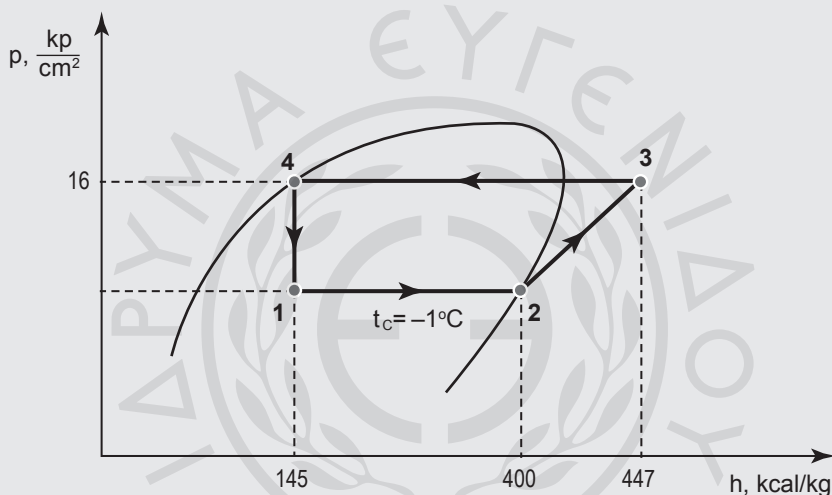
Παράδειγμα

Μια αντλία θερμότητας λειτουργεί με βάση τον κύκλο με μηχανική συμπίεση ατμών, έχει ως εργαζόμενο μέσο την αμμωνία και χρησιμοποιείται για τη θέρμανση ενός χώρου ενδιαίτησης προσωπικού ενός πλοίου. Οι ανάγκες του χώρου καλύπτονται με κυκλοφορία αέρα $32 \text{ m}^3/\text{min}$ και με θέρμανση του αέρα από 7°C σε 26°C . Η θερμοκρασία του εξατμιστήρα είναι -1°C και η πίεση στο ψυγείο $15,69 \text{ bar}$. Να προσδιοριστεί: α) η παροχή της μάζας του ψυκτικού μέσου, β) ο συντελεστής λει-

τουργίας, γ) η ισχύς που απαιτείται, δ) το κόστος της λειτουργίας αν το ηλεκτρικό ρεύμα κοστίζει 3 δρχ./kWh, ε) το κόστος του πετρελαίου που χρειάζεται για την ίδια θέρμανση αν η θερμαντική ικανότητά του είναι 41.000 kJ/kg και κοστίζει 6 δρχ./kg. Το ειδικό βάρος και η ειδική θερμότητα με σταθερή πίεση του αέρα να ληφθούν 0,832 m³/kg και 1 kJ/kgK αντίστοιχα.

Λύση

Η αντλία θερμότητας έχει τη διάταξη του σχήματος 15.5(α). Για ευκολία θα χρησιμοποιήσουμε το διάγραμμα p - h της αμμωνίας (παράρτημα Γ). Ο κύκλος λειτουργίας της αντλίας φαίνεται στο διάγραμμα p - h του σχήματος 15.13.



Σχ. 15.13

Κύκλος παραδείγματος της παραγράφου 15.6 στο διάγραμμα p-h

α) Το ποσό της θερμότητας που αποβάλλεται από το ψυγείο είναι η θερμότητα που παίρνει ο αέρας για να ανέβει η θερμοκρασία του από 7°C σε 26°C. Φυσικά, η πίεση του χώρου είναι ατμοσφαιρική. Εφαρμόζουμε τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο στο ψυγείο, ή αλλιώς εξισώνουμε τις ενέργειες που εισέρχονται και εξέρχονται και έχουμε ότι:

$$\dot{m}_r (h_3 - h_4) = \dot{m}_a c_p (t_2 - t_1) \quad (1)$$

όπου: $\dot{m}_r$ η παροχή μάζας ψυκτικού μέσου, kg/s

h_3, h_4 οι ενθαλπίες του ψυκτικού μέσου στα αντίστοιχα σημεία του σχήματος 15.5(α)

$\dot{m}_a$ η παροχή μάζας του αέρα στον εσωτερικό χώρο, kg/s

t_1, t_2 οι θερμοκρασίες του αέρα πριν και μετά τη θέρμανση, °C.

Λύνοντας την εξίσωση (1) ως προς $\dot{m}_r$,

$$\dot{m}_r = \frac{\dot{m}_a c_p (t_2 - t_1)}{h_3 - h_4} \quad (2)$$

αλλά $\dot{m}_a = \frac{\dot{V}}{v} = \frac{32}{0,832 \times 60} = 0,641 \text{ kg/s}$

Από το διάγραμμα p - h της αμμωνίας παίρνουμε τα εξής στοιχεία, όπως φαίνονται στο διάγραμμα (χωρίς κλίμακα) του σχήματος 15.13:

$$\text{για } t_c = -1^\circ\text{C} \quad h_2 = 400 \text{ kcal/kg}$$

$$\text{με } s = \text{σταθ.} \quad h_3 = 447 \text{ kcal/kg}$$

$$\text{και για } p = 15,69 \text{ bar} = 16 \text{ kp/cm}^2 \quad h_4 = h_1 = h_f = 145 \text{ kcal/kg}$$

Αντικαθιστούμε στην εξίσωση (2) και έχουμε:

$$\dot{m}_r = \frac{0,641 \times (26 - 7)}{(447 - 145) \times 4,186} = 0,010 \text{ kg/s}$$

β) Ο συντελεστής λειτουργίας της αντλίας, εξίσωση (15.12), είναι:

$$\sigma_{\lambda\alpha} = \frac{h_3 - h_4}{h_3 - h_2} = \frac{447 - 145}{447 - 400} = 6,43$$

γ) Η ισχύς που χρειάζεται για να λειτουργήσει η αντλία είναι:

$$P_a = \dot{m}_r (h_3 - h_2) = 0,01 \times (447 - 400) \times 4,186 = 1,97 \text{ kW}$$

δ) Το κόστος της ισχύος αυτής είναι:

$$K_a = 1,97 \times 3 = 5,91 \text{ δρχ/h}$$

ε) Αν αντί για αντλία θερμότητας χρησιμοποιήσουμε μικρό λέβητα που λειτουργεί με καύσιμο θερμογόνου δύναμης 41.000 kJ/kg, όπως π.χ. η εγκατάσταση κεντρικής θέρμανσης στα κτίρια, τότε το κόστος της ενέργειας θα ήταν:

$$K_\theta = \frac{E_\theta \tau_k}{H_k} \quad (3)$$

όπου: E_θ η ενέργεια για την αύξηση της θερμοκρασίας του αέρα από 7°C σε 26°C

τ_k η τιμή του καυσίμου = 6 δρχ/kg

H_k η θερμογόνος δύναμη καυσίμων = 41.000 kJ/kg

$$\text{Αλλά } E_\theta = \dot{m}_a c_p (t_2 - t_1) = 0,641 \times 1 \times (26 - 7) = 12,18 \text{ kJ/s} \quad \text{ή} \quad 12,18 \text{ kW,}$$

οπότε, από την εξίσωση (3) παίρνουμε:

$$K_{\theta} = \frac{12,18 \times 6}{41.000} \times 3600 = 6,42 \text{ } \delta\rho\chi/\text{h}$$

Βλέπουμε λοιπόν ότι το κόστος για τη θέρμανση του χώρου με αντλία θερμότητας είναι κατά 9,1% μικρότερο από το αντίστοιχο για θέρμανση με καύσιμο.

Εδώ θα πρέπει να τονίσουμε ότι προς το παρόν τουλάχιστον το μειονέκτημα της αντλίας θερμότητας είναι το πολύ υψηλό κόστος της αγοράς και της εγκατάστασής της.

15.8 Κλιματισμός

Με τον όρο **κλιματισμός** συνηθίσαμε να εννοούμε αποκλειστικά την ψύξη του ατμοσφαιρικού αέρα το καλοκαίρι για την άνετη διαβίωση του ανθρώπου μέσα σε κλειστούς χώρους. Όμως στην πραγματικότητα, με τον κλιματισμό επιτυγχάνουμε πολύ περισσότερα από την ψύξη. Φέρνουμε τον ατμοσφαιρικό αέρα, με ορισμένες θερμοδυναμικές διεργασίες, σε κατάσταση τέτοια που να είναι κατάλληλος για κάποιο σκοπό. Το καλοκαίρι π.χ. είναι επιθυμητό να έχουμε όχι μόνο κρύο αέρα, αλλά και απαλλαγμένο από υγρασία. Επίσης, τον χειμώνα θέλουμε ζεστό αέρα αλλά με κάποιο ποσοστό υγρασίας. Ένα, λοιπόν, από τα πιο βασικά στοιχεία του κλιματισμού είναι η ρύθμιση της υγρασίας του αέρα. Άλλα στοιχεία του κλιματισμού είναι η διατήρηση σταθερής θερμοκρασίας του χώρου που κλιματίζεται, όπως επίσης και η συνεχής ανανέωσή του. Από τη μελέτη του τρόπου αποβολής της θερμότητας από το ανθρώπινο σώμα αποδείχθηκε ότι τα τρία αυτά στοιχεία, δηλαδή η υγρασία, η θερμοκρασία και η κίνηση του αέρα, επιδρούν άμεσα στην υγιεινή και άνετη διαβίωση του ανθρώπου μέσα σε κλειστούς χώρους.

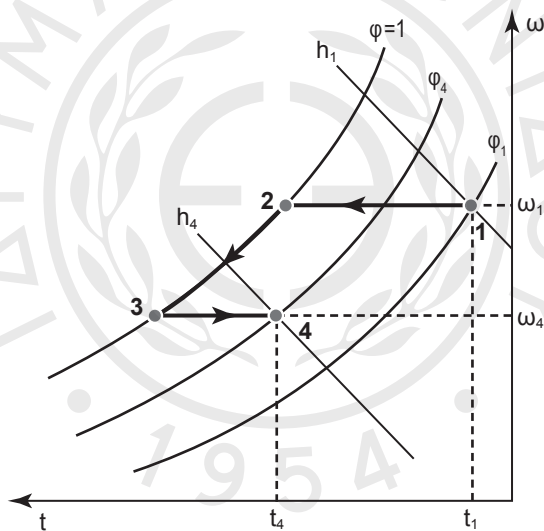
Θα μας απασχολήσουν στη συνέχεια τα δύο πρώτα στοιχεία, η θερμοκρασία και η υγρασία, που έχουν άμεση σχέση με τη θερμοδυναμική. Πιο συγκεκριμένα, θα δούμε τις διεργασίες που ακολουθεί ο ατμοσφαιρικός αέρας, δηλαδή τον τρόπο κλιματισμού του αέρα, το καλοκαίρι και τον χειμώνα. Τα θερμοδυναμικά μεγέθη των διεργασιών αυτών μάς είναι ήδη γνωστά από το δέκατο τρίτο κεφάλαιο, όπου μιλήσαμε και για το ψυχομετρικό διάγραμμα που χρησιμοποιείται ευρύτατα για τον κλιματισμό.

15.8.1 Κλιματισμός του αέρα το καλοκαίρι

Ο κλιματισμός του αέρα το καλοκαίρι έχει ως σκοπό την ψύξη και την αφαίρεση της υγρασίας του αέρα, που είναι η αίτια της πνιγηρότητας της ατμόσφαιρας μέσα σ' έναν κλειστό χώρο. Στη διεργασία της ψύξης, ο αέρας ψύχεται κάτω από το σημείο δρόσου (βλ. παράγραφο 13.5) μέχρι να αφαιρεθεί η επιθυμητή ποσότητα της υγρασίας. Υπάρχουν δύο μέθοδοι για την ψύξη του αέρα. Με την πρώτη μέθοδο παγωμένο νερό ψεκάζεται μέσα στον αέρα έτσι που γίνεται κεκορεσμένος αέρας

στη θερμοκρασία του νερού. Με τη δεύτερη, η οποία εφαρμόζεται σε μικρές κλιματιστικές συσκευές (δωματίου) ο αέρας περνά πάνω από παγωμένα στοιχεία (σερπαντίνες) του εξατμιστήρα μιας ψυκτικής μονάδας. Η μέθοδος αυτή προϋποθέτει ότι θα υπάρχουν αρκετά στοιχεία που θα επιτρέπουν να ψυχθεί όλος ο αέρας στη θερμοκρασία συμπύκνωσης.

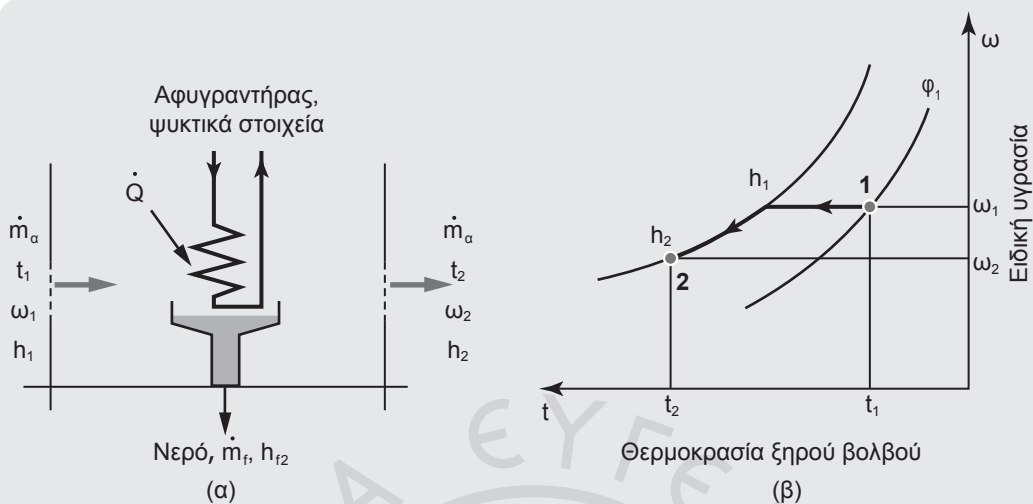
Από τη σκοπιά της Θερμοδυναμικής, ενδιαφερόμαστε για την κατάσταση του αέρα μόνο στην είσοδο και στην έξοδο της μονάδας, όπου αφαιρείται η υγρασία (αφυγραντήρας). Οι διεργασίες όμως που μεσολαβούν μεταξύ της εισόδου και της εξόδου είναι οι εξής (σχ. 15.14): Από το σημείο 1 στο σημείο 2 ο αέρας ψύχεται μέχρι το σημείο δρόσου ($\phi = 1$), στη συνέχεια ένα μέρος του υδρατμού συμπυκνώνεται και αφαιρείται σταδιακά από το σημείο 2 στο σημείο 3 επάνω στην καμπύλη $\phi = 1$. Το νέο μείγμα αέρα - υδρατμού θερμαίνεται μέχρι την επιθυμητή θερμοκρασία και σχετική υγρασία από το σημείο 3 στο σημείο 4. Οι ενθαλπίες του μείγματος στην είσοδο και στην έξοδο λαμβάνονται από τις αντίστοιχες γραμμές σταθερής ενθαλπίας.



Σχ. 15.14
Διεργασίες ψύξης

Παράδειγμα 1

Υγρός αέρας με θερμοκρασία 32°C και σχετική υγρασία 60% εισέρχεται στα ψυκτικά στοιχεία ενός αφυγραντήρα με παροχή 90 kg/min . Στην έξοδο του αφυγραντήρα ο αέρας είναι κεκορεσμένος με θερμοκρασία 16°C . Ζητείται να προσδιοριστεί: α) το συμπύκνωμα που αφαιρέθηκε και β) οι ψυκτικοί τόνοι που χρειάζονται. Η διάταξη και διεργασία της αφαίρεσης της υγρασίας φαίνονται στο σχήμα 15.15.



Σχ. 15.15

α) Διάταξη εγκατάστασης και β) διεργασία παραδείγματος 1 της παραγράφου 15.8.1

Λύση

α) Για να μειωθεί η υγρασία του αέρα αφαιρούμε μια ποσότητα νερού (συμπύκνωση) που βρίσκεται αναμεμιγμένη με τον αέρα.

Σύμφωνα με την αρχή της διατήρησης της μάζας, θα πρέπει η μάζα του υγρού αέρα που εισέρχεται στον αφυγραντήρα να είναι ίση με τη μάζα του ξηρού αέρα συν τη μάζα του συμπυκνώματος που αφαιρέθηκε. Δηλαδή:

$$\dot{m}_a \omega_1 = \dot{m}_a \omega_2 + \dot{m}_f \quad (1)$$

όπου ω_1 και ω_2 είναι η ειδική υγρασία του αέρα στην είσοδο και την έξοδο του αφυγραντήρα. Αλλά, από το ψυχομετρικό διάγραμμα (παράρτημα Γ) παίρνουμε [σχ. 15.15(β)]:

Για $t = 32^\circ\text{C}$ και σχετική υγρασία $\phi = 60\%$

$\omega_1 = 0,0175 \text{ kg H}_2\text{O/kg ξηρού αέρα}$ [σημείο 1 σχ. 15.15(β)].

Ακολουθώντας τις διεργασίες που είπαμε, από το σημείο 1 ψύχουμε τον αέρα κάτω από το σημείο δρόσου, που είναι $t_{dp} = 22,8^\circ\text{C}$, μέχρι να αποκτήσει τη θερμοκρασία των 16°C (σημείο 2). Στη θερμοκρασία αυτή παίρνουμε από το ψυχομετρικό διάγραμμα:

$\omega_2 = 0,011 \text{ kg H}_2\text{O/kg ξηρού αέρα}$.

Επίσης, δίνεται ότι $\dot{m}_a = 90 \text{ kg/min}$ ή $1,50 \text{ kg/s}$.

Λύνοντας την εξίσωση (1) ως προς $\dot{m}_f$ και αντικαθιστώντας τις τιμές έχουμε:

$$\dot{m}_f = \dot{m}_a (\omega_1 - \omega_2) = 1,50 \times (0,0175 - 0,011) = 0,010 \text{ kg H}_2\text{O/s}$$

β) Εφαρμόζουμε τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο στον αφυγραντήρα και έχουμε [σχ. 15.15(α)]:

$$\dot{m}_a h_1 = \dot{m}_f h_{f2} + \dot{m}_a h_2 + \dot{Q} \quad (2)$$

Από το ψυχομετρικό διάγραμμα βρίσκουμε ότι:

στο σημείο 1 η ενθαλπία είναι $h_1 = 18,4 \text{ kcal/kg}$ ή $77,02 \text{ kJ/kg}$

στο σημείο 2 η ενθαλπία είναι $h_2 = 10,5 \text{ kcal/kg}$ ή $43,95 \text{ kJ/kg}$

Επίσης, στο σημείο 2 το νερό που αφαιρείται είναι κεκορεσμένο σε θερμοκρασία 16°C . Από τον πίνακα Γ1 για $t = 16^\circ\text{C}$, $h_{f2} = 67,1 \text{ kJ/kg}$. Οπότε λύνουμε την εξίσωση (2) ως προς $\dot{Q}$ και αντικαθιστούμε τις τιμές:

$$\dot{Q} = \dot{m}_a (h_1 - h_2) - \dot{m}_f h_{f2} = 1,50 \times (77,02 - 43,95) - 0,01 \times 67,1 = 48,93 \text{ kW}$$

Άρα οι ψυκτικοί τόνοι που απαιτούνται είναι:

$$\Psi T = \frac{48,93}{3,519} = 13,9 \text{ τόνοι} \quad (1 \text{ } \Psi T = 3,519 \text{ kW})$$

Παρατηρούμε ότι η θερμική ισχύς του κεκορεσμένου νερού, $\dot{m}_f h_{f2}$, αντιπροσωπεύει μόνο το 1,4% της ισχύος $\dot{Q}$. Επομένως θα μπορούσαμε να την παραλείψουμε χωρίς να κάνουμε σοβαρό σφάλμα σε πρακτικούς υπολογισμούς.

Παράδειγμα 2

Υγρός αέρας εισέρχεται σε μία μονάδα αφυγραντήρα - θερμαντήρα με θερμοκρασία 27°C και σχετική υγρασία 80%. Από τη μονάδα εξέρχεται με 27°C και 50% σχετική υγρασία. Η παροχή του αέρα είναι $0,54 \text{ kg/s}$. Ζητούνται οι ψυκτικοί τόνοι και η θερμοκρασία που χρειάζονται για τη λειτουργία της μονάδας. Η διάταξη και οι διεργασίες της λειτουργίας φαίνονται στο σχήμα 15.16.

Λύση

Σ' αυτό το παράδειγμα προσθέσαμε σε σειρά με τον αφυγραντήρα μία μονάδα θέρμανσης του αέρα, που επαναφέρει τον αέρα στη θερμοκρασία που επιθυμούμε στο παράδειγμά μας, στη θερμοκρασία της εισόδου.

Γράφουμε τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο για τον αφυγραντήρα:

$$\dot{m}_a h_1 = \dot{m}_f h_{f2} + \dot{m}_a h_2 + \dot{Q}_1$$

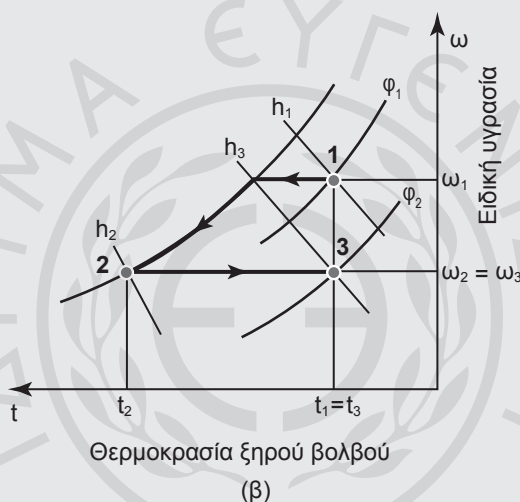
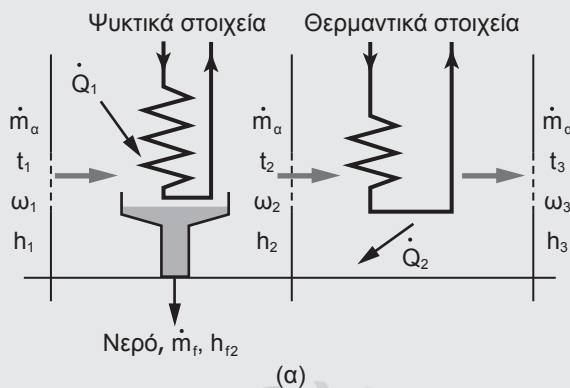
$$\text{ή} \quad \dot{Q}_1 = \dot{m}_a (h_1 - h_2) - \dot{m}_f h_{f2} \quad (1)$$

αλλά, όπως είδαμε στο προηγούμενο παράδειγμα:

$$\dot{m}_f = \dot{m}_a (\omega_1 - \omega_2) \quad (2)$$

Από το ψυχομετρικό διάγραμμα:

$$\text{για } t_1 = 27^\circ\text{C} \text{ και } \phi_1 = 80\%, \omega_1 = 0,0178.$$

**Σχ. 15.16**

α) Διάταξη εγκατάστασης και β) διεργασίες παραδείγματος 2 της παραγράφου 15.8.1

Το σημείο 2 προσδιορίζεται από τις συνθήκες εξόδου και είναι $\omega_2 = 0,011$, οπότε από την εξίσωση (2):

$$\dot{m}_f = 0,54 \times (0,0178 - 0,011) = 0,0037 \text{ kg H}_2\text{O/s}$$

Στο σημείο 2 η θερμοκρασία είναι $15,8^\circ\text{C}$ και από τον πίνακα Γ1:

$$h_{f2} = 66,26 \text{ kJ/kg.}$$

Επίσης από το ψυχομετρικό διάγραμμα $h_1 = 17,35 \text{ kcal/kg}$ ή $72,63 \text{ kJ/kg}$
 $h_2 = 10,52 \text{ kcal/kg}$ ή $44,04 \text{ kJ/kg}$.

Αντικαθιστούμε στην εξίσωση (1) και παίρνουμε:

$$\dot{Q}_1 = 0,54 \times (72,63 - 44,04) - 0,0037 \times 66,26 = 15,19 \text{ kW.}$$

Άρα οι ψυκτικοί τόνοι είναι $\Psi T = \frac{15,19}{3,519} = 4,32 \Psi T$

Στον θερμαντήρα η ενέργεια $\dot{Q}_2$ βρίσκεται πάλι με τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο, που δίνει:

$$\dot{m}_a h_2 + \dot{Q}_2 = \dot{m}_a h_3$$

ή $\dot{Q}_2 = \dot{m}_a (h_3 - h_2)$ (3)

Από το ψυχομετρικό διάγραμμα έχουμε $h_3 = 13 \text{ kcal/kg}$ ή $54,42 \text{ kJ/kg}$, οπότε από την εξίσωση (3) έχουμε τη θερμότητα που δίνεται για τη θέρμανση του αέρα:

$$\dot{Q}_2 = 0,54 \times (54,42 - 44,04) = 5,61 \text{ kW.}$$

15.8.2 Κλιματισμός του αέρα τον χειμώνα

Στα προηγούμενα παραδείγματα εξετάσαμε τις διεργασίες της αφαίρεσης της υγρασίας και της ψύξης του αέρα, διεργασίες που γίνονται από τις κλιματιστικές συσκευές το καλοκαίρι. Τον χειμώνα, μαζί με τη θέρμανση επιθυμούμε να προσθέσουμε υγρασία στον αέρα, γιατί ο υγρός αέρας γενικά δημιουργεί άνετες συνθήκες τον χειμώνα σε κλειστό χώρο. Πέρα από αυτό, με τον υγρό αέρα επιτυγχάνεται καλύτερη μεταφορά της θερμότητας από ότι με τον ξηρό, ο οποίος γενικά είναι κακός αγωγός της θερμότητας. Ας σημειωθεί εδώ ότι η ειδική θερμότητα και ο συντελεστής μεταφοράς θερμότητας του αέρα επηρεάζονται άμεσα από το ποσοστό της υγρασίας.

Ας δούμε ένα παράδειγμα του τρόπου θέρμανσης και ύγρανσης του αέρα.

Παράδειγμα

Αέρας εισέρχεται μέσα σε μια μονάδα υγραντήρα - θερμαντήρα με θερμοκρασία 10°C και σχετική υγρασία 10%. Ο αέρας εξέρχεται από τον θερμαντήρα με θερμοκρασία 24°C και σχετική υγρασία 50%. Η παροχή του αέρα είναι kg/min . Να προσδιοριστεί το νερό και η θερμότητα που δόθηκε στη μονάδα. Στην είσοδο της μονάδας το νερό έχει θερμοκρασία 16°C . Στο σχήμα 15.17 φαίνεται η μονάδα και η διεργασία της θέρμανσης.

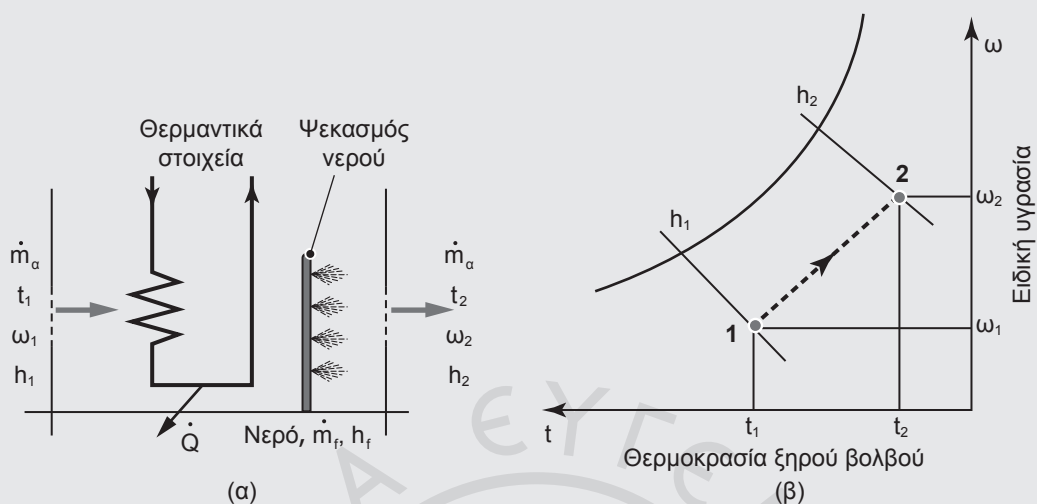
Λύση

Η μάζα του νερού που δόθηκε είναι:

$$\dot{m}_f = \dot{m}_a (\omega_2 - \omega_1) \quad (1)$$

Από το ψυχομετρικό διάγραμμα του Παραρτήματος Γ:

για	$t_1 = 10^\circ\text{C}$	$\phi_1 = 10\%$	$\omega_1 = 0,0008$
	$t_2 = 24^\circ\text{C}$	$\phi_2 = 50\%$	$\omega_2 = 0,009.$



Σχ. 15.17

α) Διάταξη μονάδας και
β) διεργασία θέρμανσης παραδείγματος της παραγράφου 15.8.2

Αντικαθιστούμε στην εξίσωση (1) και παίρνουμε τη μάζα του νερού που προστέθηκε:

$$\dot{m}_f = \frac{45,5}{60} \times (0,009 - 0,0008) = 0,006 \text{ kg H}_2\text{O/s}$$

Ο Πρώτος Θερμοδυναμικός Νόμος στη μονάδα του υγραντήρα - θερμαντήρα δίνει ότι:

$$\dot{m}_a h_1 + \dot{Q} + \dot{m}_f h_f = \dot{m}_a h_2$$

$$\dot{Q} = \dot{m}_a (h_2 - h_1) - \dot{m}_f h_f \quad (2)$$

Αλλά από το ψυχομετρικό διάγραμμα, οι ενθαλπίες στα σημεία 1 και 2 της διεργασίας της θέρμανσης είναι:

$$h_1 = 2,6 \text{ kcal/kg ή } 10,88 \text{ kJ/kg, } h_2 = 11,2 \text{ kcal/kg ή } 46,88 \text{ kJ/kg}$$

Επίσης από τον πίνακα Γ1 για $t_f = 16^\circ\text{C}$ $h_f = 67,2 \text{ kJ/kg}$.

Οπότε από την εξίσωση (2) παίρνουμε τη θερμότητα που δώσαμε στον αέρα:

$$\dot{Q} = \frac{45,5}{60} \times (46,88 - 10,88) - 0,006 \times 67,2 = 26,90 \text{ kJ/s ή } 26,90 \text{ kW.}$$

15.9 Ασκήσεις

1. Ένας αναστρέψιμος κύκλος Carnot χρησιμοποιείται για θέρμανση και ψύξη. Η ισχύς που δίνεται στον κύκλο είναι 10 kW και ο συντελεστής λειτουργίας για την ψύξη 3,5. Να προσδιοριστεί: α) Ο

λόγος T_H/T_C , β) το ψυκτικό αποτέλεσμα σε ψυκτικούς τόνους και γ) ο συντελεστής λειτουργίας για θέρμανση.

(Απ.: α) 1,286, β) 9,96 CT, γ) 4,5)

2. Ένας αναστρέψιμος κύκλος Carnot χρησιμοποιείται για ψύξη και απορρίπτει θερμότητα 100 kW σε θερμοκρασία 340 K, ενώ απορροφά θερμότητα σε θερμοκρασία 250 K. Να βρεθεί: α) Ο συντελεστής λειτουργίας, β) η απαιτούμενη ισχύς και γ) το ψυκτικό αποτέλεσμα.

(Απ.: α) 2,78, β) 561,8 kW, γ) 438,2 kW)

3. Μια ψυκτική εγκατάσταση, που λειτουργεί με βάση τον κύκλο με μηχανική συμπίεση ατμών, έχει ψυκτική ισχύ 88 kW και το εργαζόμενο μέσο είναι αμμωνία (NH_3). Η αμμωνία εισέρχεται στον συμπιεστή της εγκατάστασης ως κεκορεσμένος ατμός θερμοκρασίας -30°C και εξέρχεται με πίεση 14,3 bar και θερμοκρασία 150°C . Το υγρό αμμωνία εισέρχεται στην εκτονωτική βαλβίδα με θερμοκρασία 32°C . Ζητείται να υπολογιστεί: α) Η παροχή της μάζας της αμμωνίας, β) ο συντελεστής λειτουργίας και γ) η ισχύς που απαιτείται για τη λειτουργία της εγκατάστασης.

(Απ.: α) 0,083 kg/s, β) 2,8, γ) 31,25 kW)

4. Μια ψυκτική εγκατάσταση λειτουργεί με βάση τη μηχανική συμπίεση των ατμών και διαθέτει εναλλάκτη θερμότητας για την υπερθέρμανση του ψυκτικού μέσου κατά 10°C . Ο εξατμιστήρας λειτουργεί στους -30°C και το ψυγείο σε 16,26 bar. Το ψυκτικό αποτέλεσμα με Freon-12 δεν πρέπει να είναι μικρότερο από 81,6 kJ/kg εργαζόμενου μέσου. Να βρεθεί: α) Η παροχή μάζας του ψυκτικού μέσου για ψυκτική ισχύ 176 kW, β) ο συντελεστής λειτουργίας, γ) οι βαθμοί υπόψυξης και δ) η απαιτούμενη ισχύς για τη λειτουργία της εγκατάστασης.

(Απ.: α) 2,16 kg/s, β) 1,57, γ) 5°C , δ) 112 kW)

5. Για τη θέρμανση ενός χώρου χρησιμοποιείται μια αντλία θερμότητας που έχει ως εργαζόμενο μέσο Freon-12 (R12) και λειτουργεί με βάση τον κύκλο με μηχανική συμπίεση ατμών. Με τη θέρμανση, η θερμοκρασία του αέρα από 4°C αυξάνει σε 30°C . Η παροχή του αέρα είναι 0,72 kg/s. Η θερμοκρασία του ψυγείου της αντλίας είναι 40°C και του εξατμιστήρα -4°C . Να προσδιοριστεί: α) Η παροχή μάζας του ψυκτικού μέσου, β) η ισχύς που χρειάζεται για τη λειτουργία της αντλίας και γ) ο συντελεστής λειτουργίας.

(Απ.: α) 0,140 kg/s, β) 2,93 kW, γ) 6,4)

6. Αέρας θερμοκρασίας 10°C και σχετικής υγρασίας 50% θερμαίνεται σε κλιματιστική μονάδα μέχρι 32°C και αποκτά σχετική υγρασία 90% σε ατμοσφαιρική πίεση. Η παροχή του αέρα είναι 8 kg/s. Ζητείται: α) Η παροχή της θερμότητας για τη θέρμανση και β) το νερό που δόθηκε για την αύξηση της υγρασίας του αέρα.

(Απ.: α) 659 kW, β) 0,188 kg/s)

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΔΕΚΑΤΟ ΕΚΤΟ

Ροή ρευστού σε προφύσια

16.1 Γενικά

Το προφύσιο (ή ακροφύσιο) έχει ως σκοπό τη μετατροπή της θερμικής ενέργειας ενός ρευστού σε κινητική και την κατεύθυνση της ροής του σε κάποιο συγκεκριμένο σημείο. Αποτελεί σημαντικό εξάρτημα διαφόρων μονάδων, όπως π.χ. των στροβίλων, και έχει σχέση τόσο με τη ροή όσο και με τη θερμοδυναμική κατάσταση του ρευστού μέσα σ' αυτές. Στο κεφάλαιο αυτό θα εξετάσουμε τη θερμοδυναμική κατάσταση της ροής ενός ρευστού μέσα σε ένα προφύσιο παρά αυτή καθαυτή τη ροή, η οποία αποτελεί αντικείμενο του μαθήματος της Μηχανικής των Ρευστών. Για να προχωρήσουμε όμως χρειαζόμαστε μερικές γνώσεις επάνω στη ροή των ρευστών, τις οποίες θα δώσουμε πολύ συνοπτικά και με τις εξής απλοποιητικές παραδοχές: Η ροή του ρευστού είναι μονοδιάστατη, η παροχή της μάζας μέσα από ένα άνοιγμα είναι σταθερή ως προς τον χρόνο και οι μεταβολές των ιδιοτήτων κάποιου σημείου του ρευστού δεν αλλάζουν με τον χρόνο.

16.2 Ροή ρευστού

Ο νόμος της διατήρησης της μάζας, που δώσαμε ήδη στο τέταρτο κεφάλαιο, παράγραφος (4.3), αποτελεί βασική αρχή για την εξέταση της ροής ενός ρευστού. Έτσι, για μονοδιάστατη ροή, όπως π.χ. σε σωλήνα, ισχύει η εξίσωση (4.4):

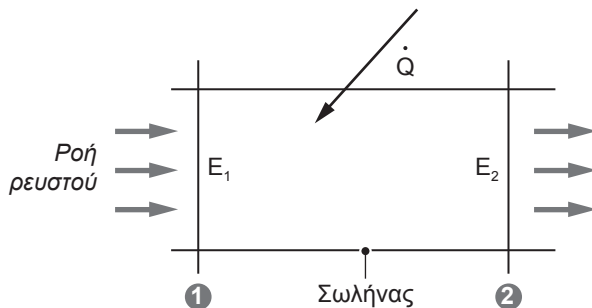
$$\dot{m} = \frac{Av}{u} \quad (16.1)$$

Επίσης για σταθερή ροή, η παροχή της μάζας σε ένα επίπεδο κάθετο προς τη διεύθυνση της ροής είναι η ίδια με την παροχή μάζας σε κάποιο άλλο. Δηλαδή, ισχύει η εξίσωση (4.3):

$$\dot{m} = \frac{A_1 v_1}{u_1} = \frac{A_2 v_2}{u_2} = \dots = \frac{A_i v_i}{u_i} \quad (16.2)$$

όπου: με τους αριθμούς 1, 2,..., i σημειώνουμε τα διάφορα επίπεδα.

Ο Πρώτος Θερμοδυναμικός Νόμος (αρχή διατήρησης της ενέργειας) συντελεί επίσης αποφασιστικά στη μελέτη της ροής των ρευστών. Σύμφωνα με τον νόμο αυτό, αν έχουμε σταθερή ροή ρευστού, π.χ. μέσα σε σωλήνα (σχ. 16.1), η ενέργεια του ρευστού σε κάποιο επίπεδο 1 είναι ίση με την ενέργειά του σε κάποιο άλλο επίπεδο 2.

**Σχ. 16.1**

Ροή ρευστού μέσα σέ σωλήνα

Αν έχουμε και μεταφορά θερμότητας $\dot{Q}$ προς τον σωλήνα μεταξύ των επιπέδων 1 και 2, τότε ο Πρώτος Θερμοδυναμικός Νόμος μάς δίνει, εξίσωση (4.5):

$$\dot{Q} + E_1 = E_2 \quad (16.3)$$

ή σύμφωνα με την εξίσωση (4.15):

$$\dot{Q} + \dot{m} \left(h + \frac{v^2}{2} + gz \right)_1 = \dot{m} \left(h + \frac{v^2}{2} + gz \right)_2 \quad (16.3a)$$

Η εξίσωση (16.3a) αν αναχθεί στη μονάδα παροχής μάζας του ρευστού, γίνεται, βλ. εξίσωση (4.15a):

$$q + \left(h + \frac{v^2}{2} + gz \right)_1 = \left(h + \frac{v^2}{2} + gz \right)_2 \quad (16.3\beta)$$

Αν η ροή είναι αδιαβατική: $q = 0$

Επίσης, από την εξίσωση (4.14) έχουμε ότι:

$$h = u + pu,$$

οπότε η εξίσωση (16.3β) γράφεται ως:

$$u_1 + p_1 u_1 + \frac{v_1^2}{2} + gz_1 = u_2 + p_2 u_2 + \frac{v_2^2}{2} + gz_2$$

Αν τώρα θεωρήσουμε ότι η ροή είναι χωρίς τριβές, δηλαδή η θερμοκρασία του ρευστού παραμένει σταθερή, τότε μπορούμε να πούμε ότι η μεταβολή της εσωτερικής ενέργειας του ρευστού είναι μηδέν, εξίσωση (6.9), που σημαίνει ότι $u_1 = u_2$. Συνεπώς έχουμε ότι:

$$\frac{p_1}{\rho_1} + \frac{v_1^2}{2} + gz_1 = \frac{p_2}{\rho_2} + \frac{v_2^2}{2} + gz_2 \quad (16.4)$$

όπου θέσαμε $u = 1/\rho$

Η εξίσωση (16.4) είναι γνωστή ως εξίσωση του Bernoulli και χρησιμοποιείται για

να περιγράψει τη ροή ενός ασυμπίεστου ρευστού, πράγμα που σημαίνει ότι η πυκνότητά του παραμένει σταθερή.

16.3 Στάσιμες ιδιότητες

Ας θεωρήσουμε τη ροή ενός ρευστού μέσα σε έναν **μονωμένο** οριζόντιο σωλήνα. Η ενέργεια του ρευστού σε κάθε κάθετο προς τη ροή επίπεδο είναι το άθροισμα της ενθαλπίας και της κινητικής ενέργειας, όπως φαίνεται και από την εξίσωση (16.3β). Αν μετρήσουμε την ενέργεια στο σημείο όπου αρχίζει η ροή του ρευστού, δηλαδή εκεί που η ταχύτητα είναι μηδέν, θα βρούμε ότι είναι h_0 . Οπότε έχουμε ότι:

$$h_0 = h + \frac{v^2}{2} \quad (16.5)$$

Επίσης γνωρίζουμε ότι $h_0 - h = c_p (T_0 - T)$, εξίσωση (6.8), οπότε η εξίσωση (16.5) γράφεται ως:

$$T_0 = T + \frac{v^2}{2c_p} \quad (16.6)$$

Έτσι, η θερμοκρασία στο σημείο με τη μηδενική ταχύτητα προσδιορίζεται από τη θερμοκρασία και ταχύτητα του ρευστού σε οποιοδήποτε επίπεδο. Η κατάσταση του ρευστού στη μηδενική ταχύτητα ονομάζεται **κατάσταση στασιμότητας**.

Αν θεωρήσουμε ότι η ροή είναι ισοεντροπική, τότε για ένα τέλειο αέριο, όπου ισχύει η σχέση, εξίσωση (6.21):

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{(k-1)/k}$$

η πίεση στο σημείο με τη μηδενική ταχύτητα δίνεται από τη σχέση:

$$\frac{p_0}{p} = \left(1 + \frac{v^2}{2c_p T} \right)^{k/(k-1)} \quad (16.7)$$

16.4 Αριθμός Mach

Ο αριθμός Mach, M , ορίζεται ως ο λόγος της πραγματικής ταχύτητας v προς την ταχύτητα του ήχου a στο ίδιο σημείο του ρευστού. Δηλαδή:

$$M = \frac{v}{a} \quad (16.8)$$

Αν αντικαταστήσουμε την εξίσωση (16.8) στην εξίσωση (16.6), έχουμε τη θερμοκρασία του ρευστού σε συνάρτηση με τον αριθμό Mach:

$$\frac{T_0}{T} = 1 + \frac{a^2 M^2}{2c_p T} \quad (16.9)$$

Παράδειγμα 1

Αέριο ήλιο ρέει μέσα σε σωλήνα με ταχύτητα 1000 m/s και έχει πίεση 1,20 bar

και θερμοκρασία 27°C. Αν η ροή είναι ισοεντροπική, να υπολογιστεί η πίεση και η θερμοκρασία στασιμότητας.

Λύση

Από την εξίσωση (16.7), για $k = 2,077$ και $c_p = 5,195 \text{ kJ/kgK}$ (πίνακας Γ6), έχουμε:

$$p_0 = p \left(1 + \frac{v_2^2}{2c_p T} \right)^{k/(k-1)} = 1,20 \times 10^5 \left(1 + \frac{1000^2}{2 \times 5195 \times 300} \right)^{1,929} = 2,05 \text{ bar}$$

και από την εξίσωση (16.6):

$$T_0 = T + \frac{v^2}{2c_p} = 300 + \frac{1000^2}{2 \times 5195} = 396,2 \text{ K}$$

Παράδειγμα 2

Ένας μετεωρίτης μπαίνει μέσα στη γήινη ατμόσφαιρα με ταχύτητα 2500 m/s. Η ατμοσφαιρική πίεση είναι 70 Pa και η θερμοκρασία 150 K. Να προσδιοριστεί ο αριθμός Mach του μετεωρίτη και η στάσιμη θερμοκρασία και πίεση του ατμοσφαιρικού αέρα. Η ταχύτητα του ήχου με τις συνθήκες αυτές είναι 245,5 m/s.

Λύση

Ο αριθμός Mach δίνεται από την εξίσωση (16.8):

$$M = \frac{v}{a} = \frac{2500}{245,5} = 10,18$$

Η στάσιμη θερμοκρασία είναι, εξίσωση (16.6):

$$T_0 = T + \frac{v^2}{2c_p} = 150 + \frac{2500^2}{2 \times 1004,7} = 3260 \text{ K ή } 2987,4^\circ\text{C}$$

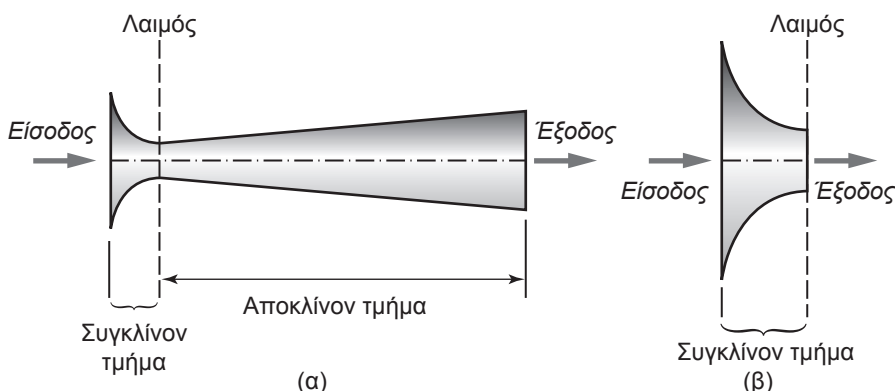
και η στάσιμη πίεση, εξίσωση (16.7):

$$p_0 = p \left(1 + \frac{v_2^2}{2c_p T} \right)^{k/(k-1)} = 70 \left(1 + \frac{2500^2}{2 \times 1004,7 \times 150} \right)^{3,50} = 3351 \text{ kPa}$$

ή 33,51 bar

16.5 Προφύσια

Το προφύσιο (nozzle) είναι ένα εξάρτημα που εξυπηρετεί δύο λειτουργικούς σκοπούς: μετατρέπει τη θερμική ενέργεια του ρευστού που περνά μέσα απ' αυτό σε κινητική ενέργεια και κατευθύνει τη μάζα του ρευστού σε κάποια καθορισμένη γωνία. Οι δύο αυτοί σκοποί επιτυγχάνονται με τη μεταβλητή διατομή κατά μήκος του προφυσίου, όπως φαίνεται στο σχήμα 16.2.



Σχ. 16.2

α) Συγκλίνον-αποκλίνον προφύσιο. β) Συγκλίνον προφύσιο

Ένα προφύσιο το οποίο πρώτα συγκλίνει και μετά αποκλίνει ονομάζεται **συγκλίνον-αποκλίνον** προφύσιο [σχ. 16.2(α)]. Η μικρότερη διατομή είναι γνωστή ως ο **λαιμός** του προφυσίου. Μια άλλη μορφή προφυσίου είναι εκείνη που δεν έχει αποκλίνον τμήμα και έτσι ο λαιμός είναι επίσης και η έξοδος [σχ. 16.2(β)].

Το προφύσιο αυτό ονομάζεται **συγκλίνον**.

16.5.1 Ροή ρευστού μέσα σε προφύσια

Η ροή ρευστού μέσα σε ένα προφύσιο θεωρείται ότι είναι μία αδιαβατική εκτόνωση. Το ρευστό εισέρχεται στο προφύσιο με μία σχετικά μικρή ταχύτητα και υψηλή πίεση. Η αρχική ταχύτητα είναι τόσο μικρή σε σύγκριση με την ταχύτητα εξόδου, ώστε μπορεί να θεωρηθεί αμελητέα. Όπως το ρευστό εκτονώνεται, η ταχύτητα αυξάνεται, η πίεση μειώνεται και η θερμική ενέργεια μετατρέπεται σταδιακά σε κινητική ενέργεια. Στη διάρκεια της εκτόνωσης του ρευστού μέσα στο προφύσιο ούτε δίνεται ούτε αφαιρείται θερμότητα και φυσικά δεν υπάρχει παραγωγή έργου. Έτσι λοιπόν τόσο η εκτόνωση όσο και η ροή του ρευστού θεωρούνται αδιαβατικές.

Στην πράξη, μεταξύ του ρευστού και των τοιχωμάτων του προφυσίου υπάρχει τριβή, που προκαλεί αντίσταση στη ροή και μετατρέπεται σε θερμότητα που προστίθεται στη θερμότητα του ρευστού. Έτσι η εκτόνωση και η ροή είναι αδιαβατικές, αλλά όχι και αναστρέψιμες. Ειδικότερα στη ροή του ατμού μέσα στα προφύσια παρουσιάζεται το φαινόμενο του **υπερκορεσμού**, που οφείλεται στη ν αδυναμία της συμπύκνωσης του ατμού κατά τη διάρκεια της εκτόνωσης. Η εκτόνωση του ατμού γίνεται πολύ γρήγορα και, αν ο ατμός είναι αρχικά ξηρός ή υπέρθερμος, θα πρέπει με την πτώση της πίεσης να γίνει υγρός. Λόγω όμως της ταχύτατης εκτόνωσης, ο ατμός δεν έχει χρόνο να συμπυκνωθεί αλλά παραμένει στην κατάσταση του ξηρού ή υπέρθερμου ατμού, πράγμα που δεν είναι φυσιολογικό. Ο ατμός αυτός συμπυκνώνεται και επανέρχεται στη φυσιολογική του κατάσταση σε κάποια στιγμή μετά την εκτόνωση. Αυτή η ροή ονομάζεται **υπερκορεσμένη ροή**.

Έτσι μπορούμε να πούμε ότι η ροή μέσα σε ένα προφύσιο είναι: αδιαβατική ή αδιαβατική τροποποιημένη λόγω των τριβών ή υπερκορεσμένη ροή.

16.5.2 Ταχύτητα εκτόνωσης

Έστω ότι στο συγκλίνον-αποκλίνον προφύσιο του σχήματος 16.3 έχουμε σταθερή αδιαβατική ροή ενός ρευστού χωρίς τριβές. Το προφύσιο είναι καλά μονωμένο και δεν δίνεται ούτε αφαιρείται θερμότητα. Όπως είπαμε, η ενέργεια σε κάθε επίπεδο είναι σταθερή και ίση με το άθροισμα της ενθαλπίας και της κινητικής ενέργειας, δηλαδή:

$$\text{Ολική ενέργεια ανά μονάδα μάζας} = h + \frac{v^2}{2}$$

Ισχύει δηλαδή η εξίσωση (16.5):

$$h_0 = h + \frac{v^2}{2}$$

οπότε λύνοντας ως προς την ταχύτητα v , παίρνουμε:

$$v = \sqrt{2(h_0 - h)} \quad (16.10)$$

Αν έχουμε στην είσοδο του προφυσίου ταχύτητα v_1 , όπως φαίνεται στο σχήμα 16.3, τότε από τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο για ανοικτό σύστημα:

$$h_1 + \frac{v_1^2}{2} = h_2 + \frac{v_2^2}{2}$$

και λύνοντας ως προς v_2 :

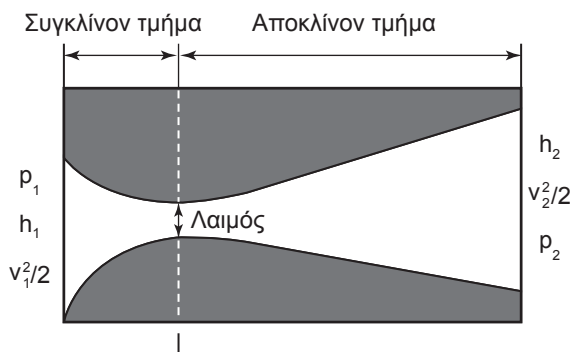
$$v_2 = \sqrt{2(h_1 - h_2) + v_1^2} \quad (16.11)$$

Φυσικά η ταχύτητα v_2 θα μπορούσε να βρεθεί από την εξίσωση (16.10), η οποία γράφεται ως:

$$v_2 = \sqrt{2(h_0 - h_2)}$$

Αν το ρευστό είναι τέλειο αέριο, τότε η μεταβολή της ενθαλπίας αντικαθίσταται από τη σχέση $h_1 - h_2 = c_p (T_1 - T_2)$, οπότε π.χ. την εξίσωση (16.11) τη γράφουμε ως:

$$v_2 = \sqrt{2c_p (T_1 - T_2) + v_1^2} \quad (16.11\alpha)$$



Σχ. 16.3

Αδιαβατικό συγκλίνον-αποκλίνον προφύσιο

Παράδειγμα 1

Αέρας εισέρχεται μέσα σε ένα προφύσιο με θερμοκρασία 550°C και στην έξοδο έχει 400°C. Η ταχύτητα του αέρα στην είσοδο είναι αμελητέα. Ζητείται η ταχύτητα και η κινητική ενέργεια του αέρα στην έξοδο του προφυσίου.

Λύση

Θεωρούμε ότι ο αέρας είναι τέλειο αέριο και η ροή του μέσα στο προφύσιο είναι αδιαβατική. Έτσι, από την εξίσωση (16.11α), για $v_1 = 0$, παίρνουμε:

$$v_2 = \sqrt{2c_p (T_1 - T_2)} = \sqrt{2 \times 1004,7 \times (823 - 673)} = 549 \text{ m/s}$$

$$\left(\text{μονάδες: } \frac{\text{J}}{\text{kgK}} \cdot \text{K} \cdot \frac{\text{Nm}}{\text{J}} \cdot \frac{\text{kgm}}{\text{Ns}^2} = \frac{\text{m}^2}{\text{s}^2} \right)$$

Η κινητική ενέργεια ανά μονάδα μάζας είναι:

$$\frac{v_2^2}{2} = \frac{549^2}{2} = 150,71 \text{ kJ/kg}$$

Παράδειγμα 2

Ο ατμός ενός λέβητα πριν εισέλθει μέσα στον ατμοστρόβιλο περνά μέσα από προφύσιο με πίεση 60 bar και θερμοκρασία 500°C. Στην έξοδο από το προφύσιο ο ατμός είναι κεκορεσμένος και έχει πίεση 1 bar. Ζητείται η ταχύτητα στην έξοδο του προφυσίου, αν η ταχύτητα στην είσοδο είναι αμελητέα.

Λύση

Η ταχύτητα v_2 δίνεται από την εξίσωση (16.11), για την οποία πρέπει να προσδιορίσουμε τις ενθαλπίες του ατμού στην είσοδο και στην έξοδο του προφυσίου. Από τους πίνακες Γ3 και Γ2:

για $p_1 = 60 \text{ bar}$ και $t_1 = 500^\circ\text{C}$ $h_1 = 3422,2 \text{ kJ/kg}$

για $p_2 = 1 \text{ bar}$ και κεκορεσμένο ατμό $h_2 = 2675,4 \text{ kJ/kg}$

Άρα από την εξίσωση (16.11):

$$v = \sqrt{2 \times (3422,2 - 2675,4) \times 10^3} = 1222,13 \text{ m/s}$$

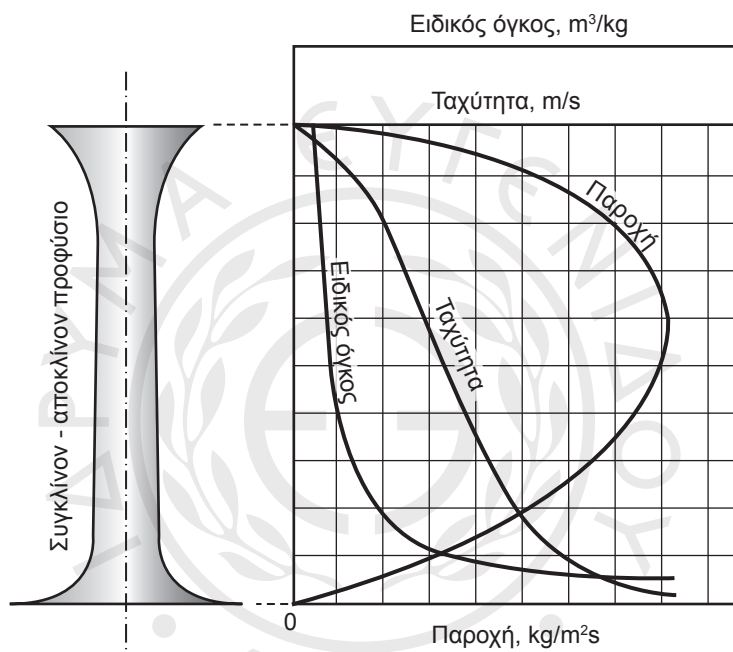
16.5.3 Καθορισμός μορφής προφυσίου

Η μορφή ενός προφυσίου καθορίζεται από τα χαρακτηριστικά του ρευστού. Από την εξίσωση (16.1) βλέπουμε ότι για μια δεδομένη παροχή μάζας $\dot{m}$ η διατομή A εξαρτάται από τον λόγο v/u . Δηλαδή αν ο λόγος v/u αυξάνει, η διατομή A ελαττώνεται και αντίστροφα.

Ας πάρουμε την περίπτωση της ροής ατμού μέσα σε προφύσιο. Κατά την αδιαβατική εκτόνωση έχουμε πτώση της πίεσης και αύξηση της ταχύτητας v και του ειδικού όγκου u . Στην έναρξη όμως της εκτόνωσης η ταχύτητα αυξάνεται περισσότερο

από ό,τι ο ειδικός όγκος, όπως φαίνεται και από το σχήμα 16.4, συνεπώς ο λόγος v/u μεγαλώνει. Άρα για να διατηρηθεί η παροχή της μάζας ή σταθερή, θα πρέπει να μειωθεί η διατομή A . Με άλλα λόγια το τμήμα αυτό του προφυσίου πρέπει να είναι συγκλίνον.

Στη συνέχεια όμως, καθώς ο ατμός συνεχίζει να εκτονώνεται, ο ειδικός όγκος αυξάνεται περισσότερο από ό,τι αυξάνεται η ταχύτητα, όπως επίσης φαίνεται από το σχήμα 16.4. Επομένως ο λόγος v/u μειώνεται και η διατομή αυξάνει για να έχουμε την ίδια παροχή μάζας. Έτσι, το τμήμα αυτό του προφυσίου πρέπει να είναι το αποκλίνον.



Σχ. 16.4

Μεταβολή της ταχύτητας και του ειδικού όγκου
κατά μήκος συγκλίνοντος-αποκλίνοντος προφυσίου

Ας εξετάσουμε τώρα την περίπτωση που το ρευστό είναι υγρό, ας πούμε νερό. Όπως είναι γνωστό, ο ειδικός όγκος του νερού σε μία εκτόνωση δεν μεταβάλλεται ουσιαστικά. Επομένως, για μια δεδομένη παροχή νερού μέσα σε ένα προφύσιο, μπορούμε να γράψουμε την εξίσωση (16.1) ως:

$$\dot{m}u = Av = \text{σταθ.}$$

Αυτό σημαίνει ότι όσο αυξάνει η ταχύτητα τόσο μειώνεται η διατομή A . Άρα το προφύσιο που χρησιμοποιείται για το νερό, γενικά για τα ρευστά, είναι πάντα συγκλίνον.

16.5.4 Κρίσιμη πίεση

Η πίεση του ρευστού p_k που επικρατεί στην ελάχιστη διατομή (λαιμός) A_k του

προφυσίου ονομάζεται **κρίσιμη πίεση** και ο λόγος p_k/p_1 **κρίσιμος λόγος**, όπου p_1 είναι η πίεση του ρευστού στην είσοδο του προφυσίου.

Ο κρίσιμος λόγος αποτελεί χαρακτηριστικό του ρευστού και είναι πάντα σταθερός, αποδεικνύεται δε ότι είναι ίσος με:

$$\frac{p_k}{p_1} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{k/(k-1)} \quad (16.12)$$

Έτσι ο κρίσιμος λόγος είναι συνάρτηση μόνο του k . Με βάση τις τιμές του k για τις διάφορες ουσίες, έχουμε:

κεκορεσμένος ατμός	$k = 1,2$	$p_k = 0,564 p_1$
υπέρθερμος ατμός χαμηλής πίεσης και		
υπερκορεσμένος ατμός	$k = 1,3$	$p_k = 0,545 p_1$
αέρας και διατομικά αέρια σε 25°C	$k = 1,4$	$p_k = 0,528 p_1$
μονατομικά αέρια	$k = 1,67$	$p_k = 0,487 p_1$

Για συγκλίνον-αποκλίνον προφύσιο η p_k είναι στη διατομή του λαιμού (ελάχιστη διατομή). Για συγκλίνον προφύσιο η p_k είναι στην έξοδο, δηλαδή πάλι στην ελάχιστη διατομή.

Η εφαρμογή της εξίσωσης (16.12) μπορεί να γίνει μόνο όταν έχουμε ροή αδιαβατική χωρίς τριβές. Πραγματικά μέχρι τον λαιμό ενός συγκλίνοντος - αποκλίνοντος προφυσίου μπορούμε με μεγάλη ακρίβεια να θεωρήσουμε ότι η ροή είναι αδιαβατική χωρίς τριβές. Το φαινόμενο των τριβών γίνεται πολύ έντονο μετά από τον λαιμό, δηλαδή στο αποκλίνον τμήμα του προφυσίου. Αυτό μας είναι όμως αρκετό για να καθορίσουμε τις συνθήκες που επικρατούν μέσα στο προφύσιο μέχρι τον λαιμό και να προσδιορίσουμε την παροχή της μάζας του ρευστού, η οποία είναι και η μέγιστη που μπορεί να περάσει μέσα από αυτό.

Η ταχύτητα που αποκτά το ρευστό στον λαιμό με πίεση p_k ονομάζεται **κρίσιμη ταχύτητα** και είναι περίπου ίση με την ταχύτητα διάδοσης του ήχου μέσα στο ρευστό αυτό με πίεση p_k .

Παράδειγμα

Αέρας εισέρχεται μέσα σε ένα προφύσιο με ταχύτητα 66 m/s, πίεση 7 bar και θερμοκρασία 280°C. Εκτονώνεται αδιαβατικά χωρίς τριβές μέχρι την πίεση της εξόδου 1,5 bar. Η παροχή της μάζας του αέρα είναι 0,45 kg/s. Να προσδιοριστεί: α) η ταχύτητα στην έξοδο, β) οι διατομές εισόδου και εξόδου και γ) η κρίσιμη πίεση. Ο αέρας να θεωρηθεί τέλει αέριο.

Λύση

α) Η ταχύτητα στην έξοδο του προφυσίου δίνεται από την εξίσωση (16.11α):

$$v_2 = \sqrt{2c_p (T_1 - T_2) + v_1^2} \quad (1)$$

όπου $T_1 = 553 \text{ K}$, $v_1 = 66 \text{ m/s}$ και $c_p = 1004,7 \text{ J/kgK}$

Επίσης λόγω αδιαβατικής εκτόνωσης ($k=1,4$) έχουμε ότι, εξίσωση (6.21):

$$T_2 = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{(k-1)/k} = 553 \left(\frac{1,5}{7} \right)^{0,286} = 356 \text{ K ή } 83^\circ\text{C}$$

Αντικαθιστούμε στην εξίσωση (1) και παίρνουμε:

$$v_2 = \sqrt{2 \times 1004,7 \times (553 - 356) + 66^2} = 632,7 \text{ m/s}$$

β) Η διατομή στην είσοδο βρίσκεται από την εξίσωση (16.1):

$$A_1 = \frac{\dot{m} u_1}{v_1} \quad (2)$$

όπου $\dot{m} = 0,45 \text{ kg/s}$, $v_1 = 66 \text{ m/s}$

$$\text{αλλά } u_1 = \frac{RT_1}{p_1} = \frac{287 \times 553}{7 \times 10^5} = 0,227 \text{ m}^3/\text{kg}$$

Αντικαθιστούμε στην εξίσωση (2) και παίρνουμε:

$$A_1 = \frac{0,45 \times 0,227}{66} = 1,548 \times 10^{-3} \text{ m}^2$$

Με όμοιο τρόπο υπολογίζουμε τη διατομή της εξόδου:

$$u_2 = \frac{287 \times 356}{1,5 \times 10^5} = 0,681 \text{ m}^3/\text{kg}$$

$$A_2 = \frac{0,45 \times 0,681}{632,7} = 4,84 \times 10^{-4} \text{ m}^2$$

Παρατηρούμε ότι το προφύσιο είναι συγκλίνον, γιατί $A_2 < A_1$.

γ) Η κρίσιμη πίεση του προφυσίου είναι, εξίσωση (16.12):

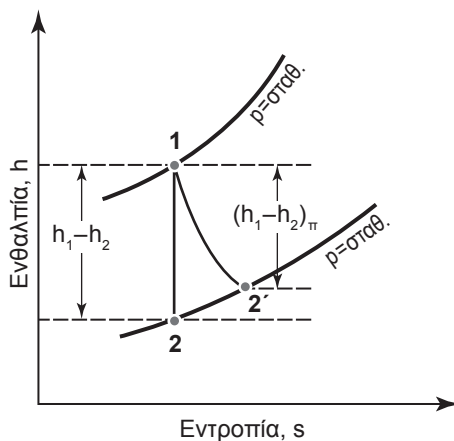
$$p_k = 0,528 p_1 = 0,528 \times 7 = 3,696 \text{ bar}$$

16.5.5 Βαθμός απόδοσης προφυσίου

Λόγω των τριβών, που αναπόφευκτα υπάρχουν σε κάθε πραγματικό προφύσιο, δεν είναι δυνατή η μετατροπή όλης της θερμικής ενέργειας σε κινητική. Έτσι ορίζουμε τον βαθμό απόδοσης του προφυσίου ως τον λόγο της πραγματικής προς την αδιαβατική χωρίς τριβές (ισοεντροπική) εκτόνωση, όπως δηλαδή φαίνεται και από το σχήμα 16.5δ:

$$\eta_n = \frac{(h_1 - h_2)\pi}{h_1 - h_2} = \frac{h_1 - h_2'}{h_1 - h_2} \quad (16.13)$$

Από το σχήμα 16.5 παρατηρούμε ότι το ρευστό εξέρχεται από το προφύσιο με ενθαλπία (h_2') μεγαλύτερη από εκείνη με την οποία θα έβγαινε, αν η εκτόνωση ήταν

**Σχ. 16.5**

Θεωρητική και πραγματική εκτόνωση σε προφύσιο

ισοεντροπική (h_2), σαν να έχει δηλαδή το ρευστό αναθερμανθεί. Η αναθέρμανση αυτή, που ισούται με $h_2' - h_2$, οφείλεται στις τριβές του ρευστού με τα εσωτερικά τοιχώματα του προφυσίου. Οι τιμές των βαθμών απόδοσης των προφυσίων κυμαίνονται μεταξύ 94 και 99%, ανάλογα με τον τύπο του προφυσίου (συγκλίνον-αποκλίνον κ.λπ.) και την ποιότητα της επεξεργασίας του.

Παράδειγμα

Ατμός εκτονώνεται μέσα σε συγκλίνον προφύσιο από αρχική πίεση 25 bar και θερμοκρασία 250°C σε τελική πίεση 1,4 bar. Ο βαθμός απόδοσης του προφυσίου είναι 95% και η ροή θεωρείται αδιαβατική χωρίς τριβές. Η διατομή του λαιμού του προφυσίου είναι $5,16 \times 10^{-4} \text{ m}^2$. Να βρεθεί η παροχή της μάζας του ατμού, αν η ταχύτητα στην είσοδο είναι αμελητέα.

Λύση

Η παροχή της μάζας του ατμού δίνεται από την εξίσωση (16.1):

$$\dot{m} = \frac{A_2 v_2}{u_2} \quad (1)$$

Στην εξίσωση αυτή γνωρίζουμε ότι $A_2 = 5,16 \times 10^{-4} \text{ m}^2$. Επίσης, από την εξίσωση (16.11):

$$v_2 = \sqrt{2(h_1 - h_2')} \quad (2)$$

και από το διάγραμμα Mollier (παράρτημα Γ) προσδιορίζεται το u_2 .

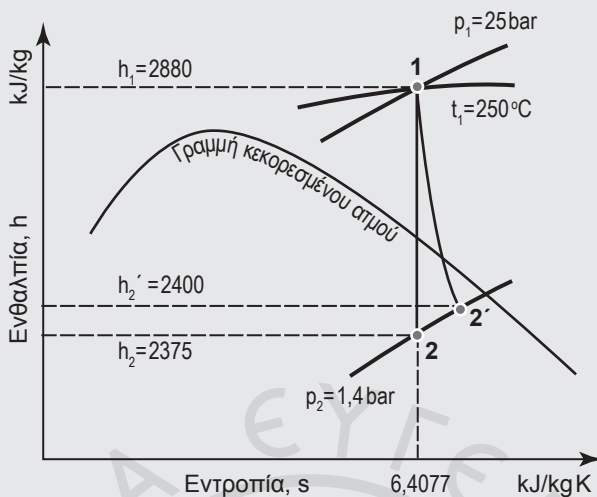
Από το διάγραμμα αυτό, που φαίνεται χωρίς κλίμακα στο σχήμα 16.6, έχουμε:

για $p_1 = 25 \text{ bar}$, $t_1 = 250^\circ\text{C}$, $h_1 = 2880 \text{ kJ/kg}$

με ισοεντροπική εκτόνωση 1 – 2 μέχρι:

$p_2 = 1,4 \text{ bar}$

$h_2 = 2375 \text{ kJ/kg}$



Σχ. 16.6
Εκτόνωση ατμού σε προφύσιο.

Αλλά από την εξίσωση (16.13):

$$h_2' = h_1 - (h_1 - h_2) \eta_n$$

οπότε:

$$h_2' = 2880 - (2880 - 2375) \times 0,95 = 2400 \text{ kJ/kg}$$

Αντικαθιστούμε στην εξίσωση (2) και παίρνουμε:

$$v_2 = \sqrt{2 \times (2880 - 2400) \times 1000} = 980 \text{ m/s}$$

Από το διάγραμμα για $p_1 = 1,4 \text{ bar}$ και $h_2 = 2400 \text{ kJ/kg}$ βρίσκουμε $u_2' = 1,1 \text{ m}^3/\text{kg}$.
Οπότε, από την εξίσωση (1) έχουμε:

$$\dot{m} = \frac{5,16 \times 10^{-4} \times 980}{1,1} = 0,46 \text{ kg/s}$$

Ας δούμε τώρα ποια θα είναι η παροχή, αν η πίεση στην έξοδο ήταν η κρίσιμη πίεση:

$$p_k = 0,545 p_1 = 0,545 \times 25 = 13,63 \text{ bar}$$

Τότε από το διάγραμμα για ισοεντροπική εκτόνωση και $p = 13,63 \text{ bar}$ παίρνουμε $h_2 = 2760 \text{ kJ/kg}$, οπότε:

$$h_2' = 2880 - (2880 - 2760) \times 0,95 = 2766 \text{ kJ/kg}$$

με $p = 13,63 \text{ bar}$ και $h_2 = 2766 \text{ kJ/kg}$ $u_2' = 0,15 \text{ m}^3/\text{kg}$

άρα

$$v_2 = \sqrt{2 \times (2880 - 2766) \times 1000} = 477,49 \text{ m/s}$$

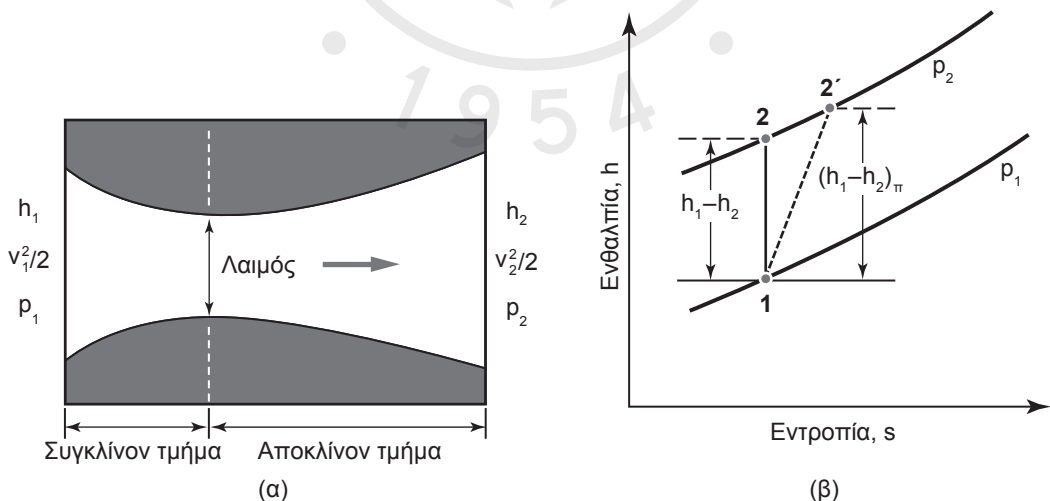
$$\dot{m} = \frac{5,16 \times 10^{-4} \times 477,49}{0,15} = 1,64 \text{ kg/s}$$

16.6 Διασκορπιστήρας

Ο διασκορπιστήρας (diffuser) είναι ένα εξάρτημα που έχει ως σκοπό τη μετατροπή της κινητικής ενέργειας σε θερμική. Ο σκοπός του δηλαδή είναι αντίθετος από εκείνον του προφυσίου. Πιο συγκεκριμένα, ο διασκορπιστήρας συμπιέζει το ρευστό σε μεγαλύτερη πίεση. Η ιδανική συμπίεση του ρευστού είναι επίσης αδιαβατική χωρίς τριβές. Ένας διασκορπιστήρας έχει τη μορφή του σχήματος 16.7(α) και αποτελείται από ένα συγκλίνον και ένα αποκλίνον τμήμα. Η μορφή του σχήματος καθορίζεται με ανάλογο τρόπο όπως και η μορφή του προφυσίου (παράγραφος 16.5.3). Για τον προσδιορισμό των διαφόρων μεγεθών ισχύουν οι εξισώσεις που δώσαμε για το προφύσιο, εκτός από το βαθμό απόδοσης που ορίζεται ως [σχ. 16.7(β)]:

$$\eta_d = \frac{h_1 - h_2}{(h_1 - h_2)_\pi} = \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h_2'} \quad (16.14)$$

Ο βαθμός απόδοσης του διασκορπιστήρα είναι περίπου 80%, αρκετά μικρότερος από τον βαθμό απόδοσης του προφυσίου.



Σχ. 16.7

α) Διασκορπιστήρας β) Θεωρητική και πραγματική συμπίεση σε διασκορπιστήρα

Παράδειγμα

Σε έναν διασκορπιστήρα εισέρχεται αέρας με πίεση 1 bar, θερμοκρασία 27°C και αριθμό Mach 4. Ο διασκορπιστήρας είναι συγκλίνων-αποκλίνων και έχει βαθμό απόδοσης 80%. Η ταχύτητα στην έξοδο είναι αμελητέα. Να προσδιοριστεί η πίεση και ο ειδικός όγκος στην έξοδο του διασκορπιστήρα, αν η ταχύτητα του ήχου είναι 350 m/s ($k = 1,3$).

Λύση

α) Όπως φαίνεται από το σχήμα 16.6 (β) η πίεση της θεωρητικής και της πραγματικής εκτόνωσης είναι η ίδια. Άρα μπορούμε να γράψουμε:

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^{k/(k-1)} \quad (1)$$

όπου $p_1 = 10^5 \text{ N/m}^2$ $T_1 = 27 + 273 = 300 \text{ K}$

Θα πρέπει να υπολογίσουμε τη θερμοκρασία T_2 . Από την εξίσωση (16.14) έχουμε ότι:

$$\eta_d = \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h_2'} = \frac{T_1 - T_2}{T_1 - T_2'}$$

$$\text{ή} \quad T_2 = T_1 - (T_1 - T_2') \eta_d \quad (2)$$

αλλά η πραγματική θερμοκρασία στην έξοδο T_2' βρίσκεται από τη σχέση:

$$h_2' - h_1 = \frac{v_1^2}{2} \quad \text{ή} \quad c_p (T_2' - T_1) = \frac{v_1^2}{2} \quad (3)$$

γιατί, όπως είπαμε, ο διασκορπιστήρας μετατρέπει την κινητική ενέργεια $v_1^2/2$ σε θερμική ενέργεια $(h_2' - h_1)$. Επίσης από την εξίσωση (16.8) έχουμε $v_1 = Ma$.

Λύνουμε ως προς T_2' και παίρνουμε:

$$T_2' = T_1 + \frac{(Ma)^2}{2c_p} = 300 + \frac{(4 \times 350)^2}{2 \times 1004,7} = 1275 \text{ K} \quad \text{ή} \quad 1002,4^\circ\text{C}$$

Αντικαθιστούμε στην εξίσωση (2):

$$T_2 = 300 - (300 - 1275) \times 0,80 = 1080 \text{ K}$$

οπότε από την εξίσωση (1) έχουμε την πίεση στην έξοδο του διακορπιστήρα:

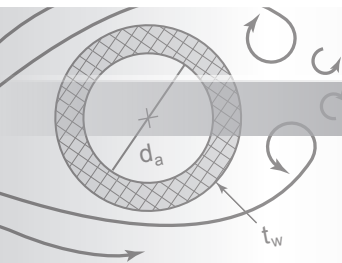
$$p_2 = p_1 \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^{k/(k-1)} = 10^5 \times \left(\frac{1080}{300} \right)^{4,33} = 2,574 \times 10^4 \text{ kPa} \quad \text{ή} \quad 257,4 \text{ bar}$$

β) Ο πραγματικός ειδικός όγκος του αέρα στην έξοδο είναι:

$$v_2 = \frac{RT_2'}{p_2} = \frac{281 \times 1275}{2,574 \times 10^7} = 0,0142 \text{ m}^3/\text{kg}$$

16.7 Ασκήσεις

1. Ατμός εισέρχεται με σταθερή παροχή αλλά αμελητέα ταχύτητα μέσα σε ένα προφύσιο. Αν η εκτόνωση είναι αδιαβατική και η μείωση της ενθαλπίας του ατμού στο προφύσιο είναι 120 kJ/kg , να βρεθεί η ταχύτητα στην έξοδο του προφυσίου.
(Απ.: 490 m/s)
2. Στην είσοδο ενός προφυσίου ο αέρας έχει πίεση 600 kPa και θερμοκρασία 1200 K , ενώ στην έξοδο έχει πίεση 150 kPa . Ο βαθμός απόδοσης του προφυσίου είναι 96% . Να προσδιοριστεί α) η ταχύτητα στην έξοδο του προφυσίου και β) η παροχή του αέρα. Αν ο λαιμός του προφυσίου έχει διατομή $6,45 \times 10^{-4} \text{ m}^2$.
(Απ.: α) 870 m/s , β) $45,2 \text{ kg/s}$)
3. Ατμός ρέει ισοεντροπικά μέσα σε ένα προφύσιο με ταχύτητα 132 m/s , θερμοκρασία 370°C και πίεση 35 bar . Αν η πίεση στην έξοδο είναι η κρίσιμη, να προσδιοριστεί α) η ισοεντροπική πίεση στασιμότητας, β) ο ειδικός όγκος στην έξοδο, γ) η ταχύτητα στην έξοδο και δ) η κρίσιμη θερμοκρασία.
(Απ.: α) $35,1 \text{ bar}$, β) $0,135 \text{ m}^3/\text{kg}$, γ) $572,2 \text{ m/s}$, δ) 559 K)
4. Αέρας με παροχή $1,5 \text{ kg/s}$ εκτονώνεται μέσα σε ένα προφύσιο από αρχική θερμοκρασία 600 K και πίεση 500 kPa σε τελική πίεση 100 kPa . Ο βαθμός απόδοσης του προφυσίου είναι 95% . Ζητείται: α) η ενθαλπία του αέρα στην έξοδο του προφυσίου, β) η ταχύτητα και η διατομή στην έξοδο.
(Απ.: α) $391,56 \text{ kJ/kg}$, β) 650 m/s , $2,58 \times 10^{-3} \text{ m}^2$)
5. Μονοξείδιο του άνθρακα (CO) εισέρχεται μέσα σε διασκορπιστήρα με πίεση 1 bar , θερμοκρασία 60°C και αριθμό Mach 3. Ο βαθμός απόδοσης του διασκορπιστήρα είναι 85% . Ζητείται η πίεση και η θερμοκρασία στην έξοδο.
(Απ.: $25,6 \text{ bar}$, 931 K)



ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΔΕΚΑΤΟ ΕΒΔΟΜΟ

Μετάδοση θερμότητας

17.1 Γενικά

Επειδή η θεωρία της μετάδοσης της θερμότητας είναι μεγάλη και πολύπλοκη, στο κεφάλαιο αυτό θα δώσουμε μία απλή και σύντομη σχετική εισαγωγή σ' αυτήν, καθώς και στην εφαρμογή της σε πολύ ειδικές περιπτώσεις.

Η μετάδοση της θερμότητας είναι η επιστήμη που ζητά να προσδιορίσει ποσοτικά και ποιοτικά τον τρόπο της μετάδοσης της θερμικής ενέργειας μεταξύ δύο σωμάτων λόγω μιας θερμοκρασιακής διαφοράς. Στη θερμοδυναμική ανάλυση των προβλημάτων που εξετάσαμε έως τώρα αντιμετωπίσαμε καταστάσεις όπου υπήρχε μετάδοση της θερμότητας, αλλά δεν μας απασχόλησε ο τρόπος με τον οποίο έγινε. Το συμπεράναμε απλώς από τις αλλαγές των καταστάσεων του εργαζόμενου μέσου. Στον λέβητα μιας εγκατάστασης ατμοστροβίλου π.χ. έχουμε μεταφορά θερμότητας από τα καυσαέρια στο νερό του λέβητα, αλλά αυτό το συμπεραίνουμε γιατί έχουμε αλλαγή της κατάστασης του εργαζόμενου μέσου, από νερό σε ατμό. Με ποιο τρόπο όμως έγινε αυτή η μεταφορά δεν γνωρίζουμε. Βλέπουμε λοιπόν μια διαφορά που υπάρχει μεταξύ της Θερμοδυναμικής και της μετάδοσης θερμότητας. Μία άλλη διαφορά είναι ότι η Θερμοδυναμική εξετάζει συστήματα που βρίσκονται σε ισορροπία, προσδιορίζει δηλαδή το ποσό της θερμότητας που χρειάζεται ένα σύστημα σε ισορροπία για να αλλάξει από μια κατάσταση σε κάποια άλλη, πάλι σε ισορροπία. Δεν μπορεί όμως να μας πει, πόσο γρήγορα μπορεί να γίνει αυτή η αλλαγή. Στο παράδειγμά μας δηλαδή η Θερμοδυναμική δεν μπορεί να πει πόσο γρήγορα το νερό θα γίνει ατμός, κάτι που μπορεί να δώσει η θεωρία της μετάδοσης θερμότητας. Με άλλα λόγια η θεωρία της μετάδοσης θερμότητας συμπληρώνει τους δύο θερμοδυναμικούς νόμους, στους οποίους άλλωστε υπακούουν και οι νόμοι της, ώστε να είναι πια δυνατή η λύση κάθε προβλήματος που αφορά τις θερμικές μηχανές και εγκαταστάσεις.

17.2 Τρόποι μετάδοσης θερμότητας

Στο τρίτο κεφάλαιο (παράγραφος 3.3.1) είχαμε αναφέρει περιγραφικά και συνοπτικά τους τρεις βασικούς τρόπους μετάδοσης θερμότητας, δηλαδή τη **μετάδοση θερμότητας με αγωγιμότητα**, η οποία γίνεται από μόριο σε μόριο μέσα σε ένα στερεό σώμα ή και μεταξύ δύο στερεών σωμάτων που βρίσκονται σε απόλυτη επαφή μεταξύ τους καθώς και σε ακίνητα υγρά ή αέρια, τη **μετάδοση θερμότητας με μεταφορά**, κατά την οποία η θερμότητα μεταφέρεται από ένα ζεστό σώμα σε κινούμενο υγρό ή αέριο και αντίστροφα, και τη **μετάδοση θερμότητας με ακτινοβολία**, η

οποία γίνεται μέσω ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων χωρίς τη μεσολάβηση άλλου σώματος (στερεού, υγρού ή αερίου). Ας δούμε όμως λεπτομερέστερα τα φαινόμενα αυτά της μετάδοσης θερμότητας και τους νόμους που τα διέπουν, κάνοντας τις εξής δύο παρατηρήσεις:

Τα φαινόμενα που θα μας απασχολήσουν είναι μόνιμα και όχι μεταβατικά. Με άλλα λόγια, θα ασχοληθούμε με τα φαινόμενα εκείνα στα οποία οι θερμοκρασίες και η θερμότητα που μεταδίδεται παραμένουν σταθερές σε συνάρτηση με τον χρόνο.

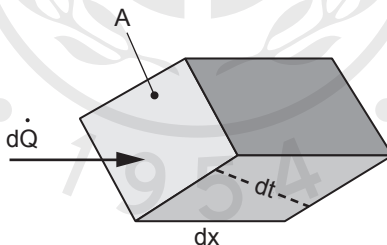
Η ροή της θερμότητας θα θεωρήσουμε ότι είναι μονοδιάστατη, δηλαδή ότι η θερμότητα θα μεταδίδεται κατά μία μόνο κατεύθυνση.

17.2.1 Μετάδοση θερμότητας με αγωγιμότητα

Αν μέσα σ' ένα στερεό σώμα ή ακίνητο ρευστό υπάρχει θερμοκρασιακή διαφορά, τότε έχει αποδειχθεί πειραματικά ότι υπάρχει ροή θερμότητας από την περιοχή με την υψηλή θερμοκρασία προς την περιοχή με τη χαμηλή θερμοκρασία. Σ' αυτή την περίπτωση έχουμε **μετάδοση θερμότητας με αγωγιμότητα**. Για μονοδιάστατη ροή, το ποσό της θερμότητας που μεταδίδεται είναι ανάλογο προς την κάθετη προς τη ροή επιφάνεια και τη θερμοκρασιακή διαφορά που υπάρχει στο σώμα στη μονάδα μήκους της διαδρομής της ροής, στην οποία άλλωστε διαφορά οφείλεται η ροή της θερμότητας. Έτσι, για έναν στοιχειώδη όγκο ενός σώματος (σχ. 17.1), έχουμε ότι:

$$d\dot{Q} = -\lambda A dt/dx \quad (17.1)$$

Η εξίσωση (17.1) είναι γνωστή ως νόμος του Fourier (1768 - 1830).



Σχ. 17.1

Θερμική αγωγιμότητα σε στοιχειώδη όγκο

Η σημασία και οι μονάδες στο SI των διαφόρων μεγεθών στην εξίσωση (17.1) είναι:

$d\dot{Q}$ η μεταφερόμενη στη μονάδα του χρόνου θερμότητα, W

λ ο συντελεστής αναλογίας, W/mK

A η επιφάνεια, κάθετη προς τη ροή, m^2

dt η θερμοκρασιακή διαφορά, K

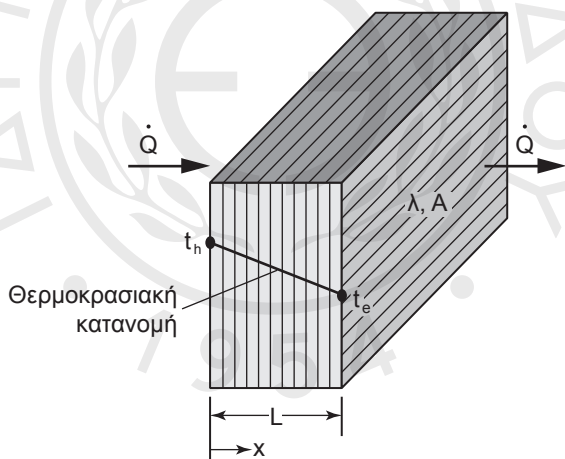
dx η απόσταση μεταξύ σημείων με θερμοκρασιακή διαφορά dt κατά μήκος της ροής, m.

Ο συντελεστής λ ονομάζεται **συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας** και είναι ιδιότητα του υλικού σχεδόν ανεξάρτητη από τη θερμοκρασία. Τιμές του λ για διάφορα υλικά δίνονται στους πίνακες Γ9, Γ10 και Γ11 του Παραρτήματος Γ.

Έτσι, ο νόμος του Fourier μάς λέει ότι η ανά μονάδα χρόνου μεταφερόμενη θερμότητα είναι ανάλογη: α) του συντελεστή θερμικής αγωγιμότητας, β) της κάθετης προς τη ροή, επιφάνειας, γ) της θερμοκρασιακής διαφοράς και δ) αντιστρόφως ανάλογη προς την απόσταση μεταξύ των σημείων που μετράμε τη θερμοκρασιακή διαφορά.

Ο λόγος που υπάρχει αρνητικό σημείο στην εξίσωση (17.1) είναι ότι η ροή της θερμότητας είναι θετική ποσότητα. Το γεγονός όμως ότι η ροή της θερμότητας γίνεται από το ζεστό στο κρύο σημαίνει ότι η θερμοκρασιακή διαφορά κατά μήκος της ροής μειώνεται, δηλαδή είναι αρνητική. Έτσι με το αρνητικό σημείο διορθώνουμε το αρνητικό σημείο της θερμοκρασιακής διαφοράς, ώστε πάντα να προκύπτει το μέγεθος της ροής θερμότητας θετικό.

Ας εξετάσουμε την περίπτωση της επίπεδης πλάκας σταθερού πάχους (σχ. 17.2). Γνωρίζουμε ότι οι θερμοκρασίες που επικρατούν στις δύο πλευρές της πλάκας είναι t_h και t_c και ότι $t_h > t_c$. Επίσης γνωρίζουμε τον συντελεστή λ του υλικού της πλάκας, την επιφάνεια της ροής της θερμότητας A και το πάχος της, L .



Σχ. 17.2

Σταθερή ροή θερμότητας σε επίπεδη πλάκα

Θεωρούμε ότι η θερμότητα που μεταφέρεται είναι $\dot{Q}$. Έτσι η εξίσωση (17.1) γράφεται ως:

$$\dot{Q} dx = -\lambda A dt$$

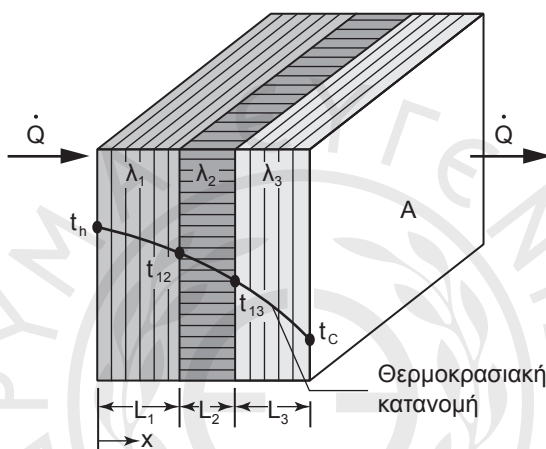
Ολοκληρώνουμε την εξίσωση με τις κατάλληλες οριακές συνθήκες, δηλαδή από $x = 0$ έως L και από $t = t_h$ έως t_c . Οπότε παίρνουμε:

$$\dot{Q} \int_0^L dx = -\lambda A \int_{t_h}^{t_c} dt$$

$$\dot{Q}L = -\lambda A (t - t_h) = \lambda A (t_h - t_c)$$

$$\text{ή} \quad \dot{Q} = \frac{\lambda A}{L} (t_h - t_c) \quad (17.2)$$

Στην πιο πάνω ολοκλήρωση θεωρήσαμε ότι ο συντελεστής λ είναι σταθερός, αν και υπάρχουν περιπτώσεις στις οποίες εξαρτάται από τη θερμοκρασία. Αυτές όμως δεν θα μας απασχολήσουν. Τον λόγο $\lambda A/L$ τον ονομάζουμε **θερμική αγωγιμότητα** και το αντίστροφο του $L/\lambda A$ **θερμική αντίσταση**.



Σχ. 17.3

Σταθερή ροή θερμότητας σε επίπεδη πλάκα με τρία υλικά

Ας εξετάσουμε τώρα μία άλλη περίπτωση μετάδοσης θερμότητας με αγωγιμότητα. Την περίπτωση που η επίπεδη πλάκα αποτελείται από περισσότερα από ένα στρώματα σταθερού πάχους, όπως φαίνεται στο σχήμα 17.3. Γνωρίζουμε το πάχος κάθε στρώματος L_1, L_2, L_3 και τον συντελεστή θερμικής αγωγιμότητας λ_1, λ_2 και λ_3 . Επίσης είναι γνωστές οι θερμοκρασίες των εξωτερικών πλευρών t_h και t_c . Η επιφάνεια ροής της θερμότητας είναι A κοινή και ίση για όλα τα στρώματα. Έτσι, αν υποθέσουμε ότι γνωρίζουμε τις θερμοκρασίες στα επίπεδα που έρχονται σε επαφή τα στρώματα, δηλαδή t_{12} και t_{23} , μπορούμε για κάθε στρώμα να εφαρμόσουμε την εξίσωση (17.2) και να έχουμε:

$$\dot{Q} = \frac{\lambda_1 A}{L_1} (t_h - t_{12}) \quad (17.2\alpha)$$

$$\dot{Q} = \frac{\lambda_2 A}{L_2} (t_{12} - t_{23}) \quad (17.2\beta)$$

$$\dot{Q} = \frac{\lambda_3 A}{L_3} (t_{23} - t_c) \quad (17.2\gamma)$$

Μετά από αναδιάταξη των όρων και πρόσθεση κατά μέλη έχουμε:

$$\frac{\dot{Q}}{A} \left(\frac{L_1}{\lambda_1} + \frac{L_2}{\lambda_2} + \frac{L_3}{\lambda_3} \right) = t_h - t_c \quad (17.3)$$

και θέτοντας:

$$\sum_{i=1}^3 \frac{L_i}{\lambda_i} = \frac{L_1}{\lambda_1} + \frac{L_2}{\lambda_2} + \frac{L_3}{\lambda_3} \quad (17.4)$$

$$\dot{Q} = \frac{A}{\sum_{i=1}^3 \frac{L_i}{\lambda_i}} (t_h - t_c) \quad (17.5)$$

και γενικά, αν η πλάκα αποτελείται από n υλικά, τότε:

$$\dot{Q} = \frac{A}{\sum_{i=1}^n \frac{L_i}{\lambda_i}} (t_h - t_c) \quad (17.5a)$$

Έτσι, από την εξίσωση (17.5a) υπολογίζουμε τη ροή της θερμότητας $\dot{Q}$ μέσα από τα n στρώματα. Επειδή η $\dot{Q}$ παραμένει η ίδια για κάθε στρώμα, μπορούμε να προσδιορίσουμε από τις εξισώσεις (17.2α), (17.2β) και (17.2γ) τις θερμοκρασίες t_{12} και t_{23} , οπότε χαράζουμε τη θερμοκρασιακή κατανομή, όπως φαίνεται στο σχήμα 17.3.

Παράδειγμα 1

Μία ράβδος από χαλκό με διατομή 4×4 cm και μήκος 20 cm έχει θερμοκρασιακή διαφορά 40 K. Ο συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας είναι 372 W/mK. Ζητείται το ποσό της θερμότητας που μεταδίδεται κατά τη διεύθυνση του μήκους της.

Λύση

Η ράβδος είναι μία επίπεδη πλάκα επιφάνειας $A = 4 \times 4 = 16$ cm² ή 16×10^{-4} m², και μήκους $L = 0,20$ m, οπότε, από την εξίσωση (17.2), παίρνουμε το ποσό της θερμότητας που μεταδίδεται μέσω αυτής της επιφάνειας:

$$\dot{Q} = \frac{\lambda A}{L} (t_h - t_c) = \frac{372 \times 16 \times 10^{-4}}{0,20} \times 40 = 119 \text{ W}$$

Παράδειγμα 2

Να υπολογιστεί η επιφάνεια που χρειάζεται για να περάσει η θερμότητα του παραδείγματος 1, αν, αντί για τη χάλκινη ράβδο, πάρουμε έναν τοίχο από τούβλα. Το μήκος και η θερμοκρασιακή διαφορά έχουν τις τιμές του παραδείγματος 1.

Λύση

Από τον πίνακα Γ9 του Παραρτήματος Γ βρίσκουμε ότι ο συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας για τα τούβλα είναι 0,76 W/mK. Η επιφάνεια A βρίσκεται πάλι από την

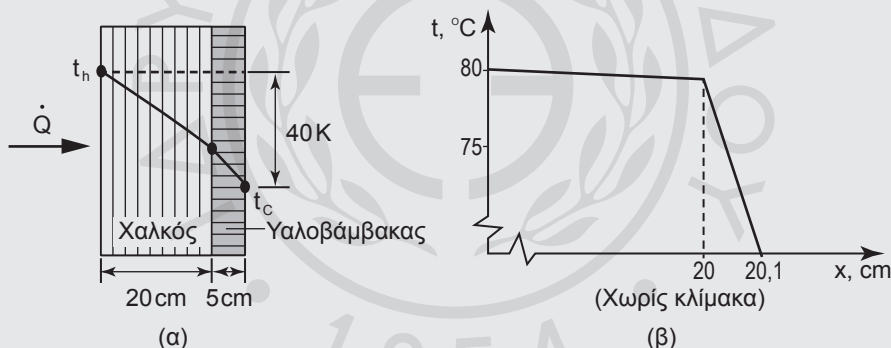
εξίσωση (17.2), λύνοντας ως προς A:

$$A = \frac{\dot{Q}L}{\lambda(t_h - t_c)} = \frac{119 \times 0,20}{0,76 \times 40} = 0,783 \text{ m}^2$$

Βλέπουμε ότι για το ίδιο ποσό θερμότητας θέλουμε επιφάνεια $7830 \times 10^{-4} \text{ m}^2$ αντί $16 \times 10^{-4} \text{ m}^2$ που θέλαμε για τη χάλκινη ράβδο. Αυτό δείχνει πόσο καλός αγωγός της θερμότητας είναι ο χαλκός, όπως άλλωστε γνωρίζουμε από την καθημερινή μας εμπειρία.

Παράδειγμα 3

Αν στην επιφάνεια A της πλάκας από χαλκό του παραδείγματος 1 προστεθεί ένα στρώμα μονωτικού υλικού ($\lambda = 0,046 \text{ W/mK}$) πάχους 1 mm [σχ. 17.4(α)], να υπολογιστεί: α) η θερμική αγωγιμότητα της πλάκας από χαλκό και μονωτικό υλικό, β) το ποσό της θερμότητας που περνά μέσα από τα στρώματα, γ) η θερμοκρασία της κοινής επιφάνειας των στρωμάτων, αν $t_h = 80^\circ\text{C}$ και δ) η θερμοκρασιακή κατανομή. Η θερμοκρασιακή διαφορά μεταξύ των εξωτερικών επιφανειών των δύο στρωμάτων παραμένει η ίδια (40 K).



Σχ. 17.4

- α) Σχηματική παράσταση στρωμάτων παραδείγματος 3
β) Θερμοκρασιακή κατανομή κατά μήκος των στρωμάτων

Λύση

α) Η θερμική αγωγιμότητα της επίπεδης πλάκας που αποτελείται από χαλκό και μονωτικό υλικό ισούται με:

$$\frac{A}{\sum_{i=1}^2 \frac{L_i}{\lambda_i}} = \frac{A}{\frac{L_1}{\lambda_1} + \frac{L_2}{\lambda_2}} \quad (1)$$

όπου: $A = 4 \times 4 = 16 \text{ m}^2$ ή $16 \times 10^{-4} \text{ m}^2$

$L_1 = 20 \text{ cm} = 0,20 \text{ m}$

$L_2 = 1 \text{ mm} = 0,001 \text{ m}$

$$\lambda_1 = 372 \text{ W/mK}$$

$$\lambda_2 = 0,046 \text{ W/mK}$$

Αντικαθιστούμε στην εξίσωση (1) και παίρνουμε:

$$\frac{16 \times 10^{-4}}{\frac{0,20}{372} + \frac{0,001}{0,046}} = 0,07182 \text{ W/K}$$

β) Οπότε, από την εξίσωση (17.5α) έχουμε το ποσό της θερμότητας $\dot{Q}$:

$$\dot{Q} = 0,07182 \times 40 = 2,873 \text{ W}$$

Παρατηρούμε ότι λόγω των μονωτικών υλικών η μεταδιδόμενη θερμότητα μειώθηκε κατά:

$$\frac{2,873}{119} = \frac{1}{41,4}$$

πράγμα που δείχνει πόσο αποδοτικά μειώνουμε τη ροή της θερμότητας με τη χρήση του μονωτικού υλικού. Η τιμή του $\lambda = 0,046 \text{ W/mK}$ πλησιάζει αυτή του γνωστού μας υαλοβάμβακα.

γ) Η θερμοκρασία στην κοινή επιφάνεια των δύο στρωμάτων υπολογίζεται από την εξίσωση (17.2α). Λύνουμε ως προς t_{12} :

$$t_{12} = t_h - \frac{L_1}{\lambda_1 A} \dot{Q} = 80 - \frac{0,20 \times 2,873}{372 \times 16 \times 10^{-4}} = 79^\circ\text{C}$$

δ) Η θερμοκρασιακή κατανομή φαίνεται στο σχήμα 17.4(β)

17.2.2 Μετάδοση θερμότητας με μεταφορά

Όταν ένα ρευστό, υγρό ή αέριο, ρέει σε επαφή με κάποιο στερεό σώμα, η θερμοκρασία του οποίου είναι διαφορετική από τη θερμοκρασία του ρευστού, τότε έχουμε **μετάδοση θερμότητας με μεταφορά**. Αν το ρευστό έχει υψηλότερη θερμοκρασία από το σώμα, τότε έχουμε μετάδοση θερμότητας **προς** το σώμα, και φυσικά **από** το σώμα, αν η θερμοκρασία του σώματος είναι υψηλότερη (σχ. 17.5).

Η εξίσωση που διέπει αυτό τον τρόπο μετάδοσης θερμότητας είναι:

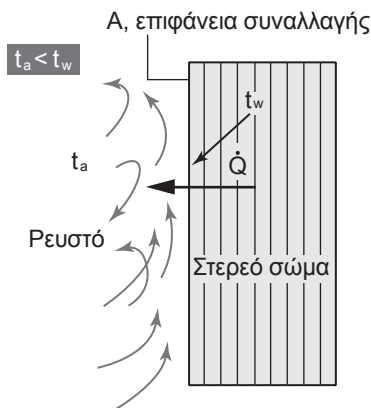
$$\dot{Q} = \alpha A (t_w - t_a) \quad (17.6)$$

όπως διατυπώθηκε εμπειρικά από τον I. Newton (1643 – 1727). Η εξίσωση αυτή εκφράζει ότι η θερμότητα που μεταδίδεται με μεταφορά είναι ανάλογη της επιφάνειας συναλλαγής και της θερμοκρασιακής διαφοράς μεταξύ του σώματος και του ρευστού. Ο συντελεστής αναλογίας α ονομάζεται **συντελεστής μεταφοράς θερμότητας**. Η σημασία και οι μονάδες των μεγεθών της εξίσωσης (17.6) είναι:

$\dot{Q}$ η μεταφερόμενη ανά μονάδα χρόνου θερμότητα, W

A η επιφάνεια συναλλαγής θερμότητας, m²

α ο συντελεστής μεταφοράς θερμότητας, W/m²K



Σχ. 17.5
Μετάδοση θερμότητας
με μεταφορά

t_w η θερμοκρασία επιφάνειας Α στερεού σώματος, °C

t_a η θερμοκρασία ρευστού, °C.

Υπάρχουν δύο δυνατότητες μετάδοσης θερμότητας με μεταφορά:

α) Η μεταφορά θερμότητας λόγω **φυσικής κυκλοφορίας** του ρευστού. Η κυκλοφορία αυτή προκαλείται από τις διαφορές στην πυκνότητα της μάζας του ρευστού, που οφείλονται σ' αυτό το ίδιο φαινόμενο της μεταφοράς θερμότητας από ή προς το στερεό σώμα. Ενώ δηλαδή το ρευστό είναι αρχικά ακίνητο, μόλις αρχίσει να ζεσταίνεται, αυξάνει ο ειδικός του όγκος, και έτσι γίνεται ελαφρότερο και αρχίζει να κινείται προς, τα πάνω και να απομακρύνεται από την επιφάνεια συναλλαγής.

β) Η μεταφορά θερμότητας λόγω **βεβιασμένης κυκλοφορίας** του ρευστού, όπου ένα μηχανικό μέσο, όπως π.χ. μια αντλία, ένας ανεμιστήρας, προκαλεί τη ροή του ρευστού επάνω στο σώμα.

Η τιμή του συντελεστή α εξαρτάται από πολλούς παράγοντες, όπως τη μορφή της ροής, τη γεωμετρία του σώματος, τη θερμοκρασία και πίεση του ρευστού κ.λπ. και δεν υπάρχει γενική εξίσωση ή θεωρία που να καλύπτει όλες τις περιπτώσεις του προσδιορισμού της. Έτσι, ανάλογα με την περίπτωση, ο υπολογισμός του α βασίζεται σε τύπους που προέρχονται κυρίως από πείραματικά αποτελέσματα. Προς το παρόν θα θεωρήσουμε γνωστό τον συντελεστή α , ενώ για τον προσδιορισμό του θα μιλήσουμε αναλυτικότερα σε πιο κάτω παράγραφο, όπου θα εξετάσουμε το φαινόμενο της μεταφοράς θερμότητας σε σχέση με το φαινόμενο της ροής ρευστού επάνω σε στερεό σώμα. Ενδεικτικά εδώ θα αναφέρουμε μόνο μερικές τυπικές περιπτώσεις μεταφοράς θερμότητας με τα αντίστοιχα όρια που κυμαίνεται ο συντελεστής α (Πίνακας 17.1).

ΠΙΝΑΚΑΣ 17.1

Τιμές του συντελεστή μεταφοράς θερμότητας α (W/m²K).

Φυσική κυκλοφορία αέρα ή ατμού	5 - 25
Φυσική κυκλοφορία νερού	70 - 700
Βεβιασμένη κυκλοφορία αέρα	12 - 250
Βεβιασμένη κυκλοφορία νερού	600 - 6000
Ατμοποιούμενο νερό	3000 - 6000
Συμπυκνούμενος υδρατμός	6000 - 30000

Στην πράξη, το φαινόμενο της μετάδοσης της θερμότητας με μεταφορά δεν το συναντάμε μεμονωμένο, αλλά σχεδόν πάντα σε συνδυασμό με το φαινόμενο της αγωγιμότητας. Το συνδυασμένο αυτό φαινόμενο μετάδοσης της θερμότητας θα το εξετάσουμε σε ξεχωριστή παράγραφο.

17.2.3 Μετάδοση θερμότητας με ακτινοβολία

Κάθε σώμα, ανάλογα με τη θερμοκρασία του και την κατάσταση της επιφάνειάς του, ακτινοβολεί ηλεκτρομαγνητικά κύματα (ενέργεια), τα οποία απορροφώνται από άλλα σώματα. Έτσι, αν ένα σώμα έχει μεγαλύτερη θερμοκρασία από κάποιο άλλο, τότε ακτινοβολεί περισσότερη ενέργεια και το αποτέλεσμα είναι η μετάδοση θερμότητας από το θερμότερο στο ψυχρότερο σώμα.

Σύμφωνα με τον νόμο των J. Stefan (1835 - 1893) και L. Boltzmann (1844 - 1906), ένα **ιδανικό** ή **μελανό σώμα** ακτινοβολεί στη μονάδα του χρόνου ενέργεια που είναι ανάλογη της επιφάνειάς του, A , και της τέταρτης δύναμης της απόλυτης θερμοκρασίας του T . Δηλαδή:

$$\dot{Q}_b = \sigma AT^4 \quad (17.7)$$

όπου σ είναι μία σταθερά αναλογίας που ονομάζεται **σταθερά Stefan - Boltzmann** και είναι στο SI ίση με $5,67 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2\text{K}^4$. Η εξίσωση (17.7) ισχύει μόνο για ιδανικά ή μελανά σώματα που ακτινοβολούν θερμική ακτινοβολία.

Αν τώρα δύο μελανά σώματα ανταλλάσσουν θερμική ακτινοβολία, η καθαρή θερμότητα ισούται με:

$$\dot{Q}_b = \sigma A (T_1^4 - T_2^4) \quad (17.8)$$

Σημειώνουμε ότι μελανό σώμα (ή επιφάνεια) είναι το σώμα εκείνο (ή η επιφάνεια) το οποίο απορροφά όλη την ακτινοβολία που δέχεται από κάποιο άλλο σώμα.

Σύμφωνα επίσης με τον νόμο Stefan - Boltzmann, ένα πραγματικό σώμα, το οποίο ονομάζουμε και **γκρι σώμα**, ακτινοβολεί ποσό θερμότητας που δίνεται από τη σχέση:

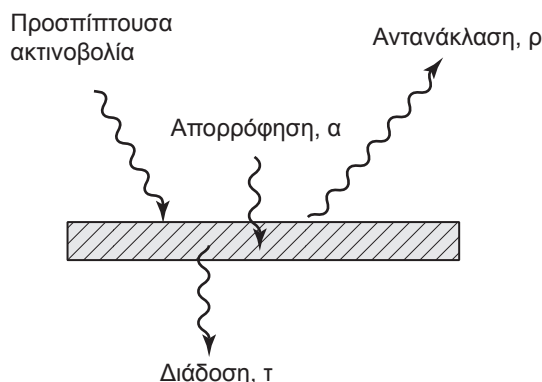
$$\dot{Q} = \epsilon_r \sigma AT^4 \quad (17.9)$$

όπου: T η απόλυτη θερμοκρασία του σώματος, K ,
 ϵ_r αδιάστατος αριθμός ($\epsilon_r \leq 1$) που ονομάζεται **συντελεστής εκπομπής** ή **ακτινοβολίας** και ορίζεται ως το ποσοστό της ακτινοβολίας του μελανού σώματος που ακτινοβολεί κάθε πραγματικό σώμα.

Τιμές του ϵ_r για διάφορα υλικά δίνονται από πίνακες, όπως αυτές του πίνακα 17.2. Αν στην εξίσωση (17.9) θέσουμε $\epsilon_r = 1$, παίρνουμε την εξίσωση (17.7) που μας δίνει την ακτινοβολία του μελανού σώματος.

Ένα μέρος της ακτινοβολίας, και φυσικά της ενέργειάς της που προσπίπτει επάνω σ' ένα σώμα, αντανακλάται, ρ , ένα μέρος απορροφάται, α , και ένα μέρος διέρχεται μέσω του σώματος, τ , όπως φαίνεται στο σχήμα 17.6. Τα ρ , α και τ είναι τα αντίστοιχα ποσοστά της ενέργειας που προσπίπτει στο σώμα. Έτσι ισχύει η σχέση:

$$\rho + \alpha + \tau = 1 \quad (17.10)$$



Σχ. 17.6

Παραστατική παρουσίαση διαχωρισμού προσπίπτουσας ακτινοβολίας

ΠΙΝΑΚΑΣ 17.2.
Τιμές του συντελεστή εκπομπής

Επιφάνεια	Θερμοκρασία, °C	ϵ_r
Χαλκός γυαλισμένος	20	0,030
Αλουμίνιο	170	0,039
Σίδηρο	20	0,240
Ξύλο	70	0,935
Πάγος λείος, νερό	0	0,966

Μπορεί να αποδειχθεί ότι το ποσοστό α της ενέργειας που απορροφά ένα σώμα ισούται με τον λόγο της ακτινοβολούμενης από το σώμα ενέργειας προς την ακτινοβολούμενη ενέργεια ενός μελανού σώματος στην ίδια θερμοκρασία. Δηλαδή:

$$\alpha = \frac{E}{E_b} \quad (17.11)$$

όπου E , E_b η ακτινοβολούμενη ενέργεια του σώματος και του μελανού σώματος αντίστοιχα.

Αλλά ο λόγος E/E_b είναι εξ ορισμού ο αδιάστατος αριθμός ϵ_r όπως τον ορίσαμε πιο πάνω στην εξίσωση (17.9). Άρα έχουμε ότι:

$$\alpha = \epsilon_r \quad (17.12)$$

Με άλλα λόγια, το ποσοστό της ενέργειας (θερμότητας) που απορροφάται από ένα σώμα ισούται με το ποσοστό της ακτινοβολούμενης ενέργειας (θερμότητας). Η εξίσωση (17.12) ονομάζεται **νόμος του Kirchhoff**.

Ας πάρουμε τώρα δύο σώματα που έχουν θερμοκρασία επιφανείας T_1 και T_2 , ίση επιφάνεια A και βρίσκονται το ένα απέναντι στο άλλο και ακτινοβολούν το ένα προς

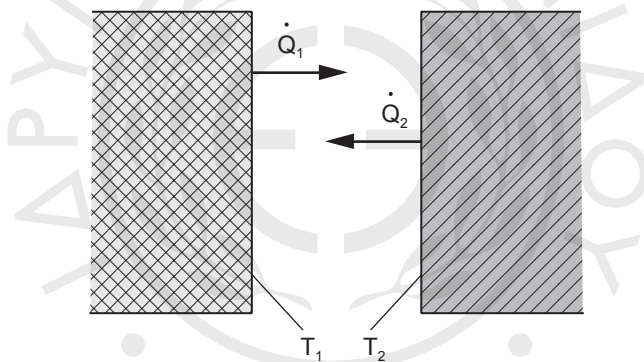
το άλλο (σχ. 17.7). Αν θεωρήσουμε ότι δεν διαφεύγει ενέργεια μέσω των σωμάτων, το ποσό της θερμότητας που μεταδίδεται με ακτινοβολία από το θερμότερο στο ψυχρότερο σώμα υπολογίζεται από τη σχέση*:

$$\dot{Q}_{12} = \frac{\sigma}{\frac{1}{\varepsilon_{r_1}} + \frac{1}{\varepsilon_{r_2}} - 1} A (T_1^4 - T_2^4) \quad (17.13)$$

Στην περίπτωση που η μία επιφάνεια (π.χ. η A_2) περικλείει τελείως την άλλη, το ποσό της θερμότητας που μεταδίδεται με ακτινοβολία δίνεται από την εξίσωση:

$$\dot{Q}_{12} = \frac{\sigma A_1}{\frac{1}{\varepsilon_{r_1}} + \left(\frac{1}{\varepsilon_{r_2}} - 1 \right) \frac{A_1}{A_2}} (T_1^4 - T_2^4) \quad (17.13a)$$

Όταν τα σώματα έχουν θερμοκρασία περιβάλλοντος, η μετάδοση της θερμότητας με ακτινοβολία θεωρείται αμελητέα.



Σχ. 17.7

Ακτινοβολία μεταξύ δύο σωμάτων

17.3 Μετάδοση θερμότητας με αγωγιμότητα και μεταφορά

Όπως είπαμε και προηγουμένως, στις περισσότερες πρακτικές εφαρμογές η μετάδοση της θερμότητας γίνεται με συνδυασμό των φαινομένων της αγωγιμότητας και της μεταφοράς, ενώ σπάνια είναι η περίπτωση να υπάρχει και το φαινόμενο της ακτινοβολίας. Έτσι είναι χρήσιμο να δούμε μερικές τέτοιες πρακτικές εφαρμογές.

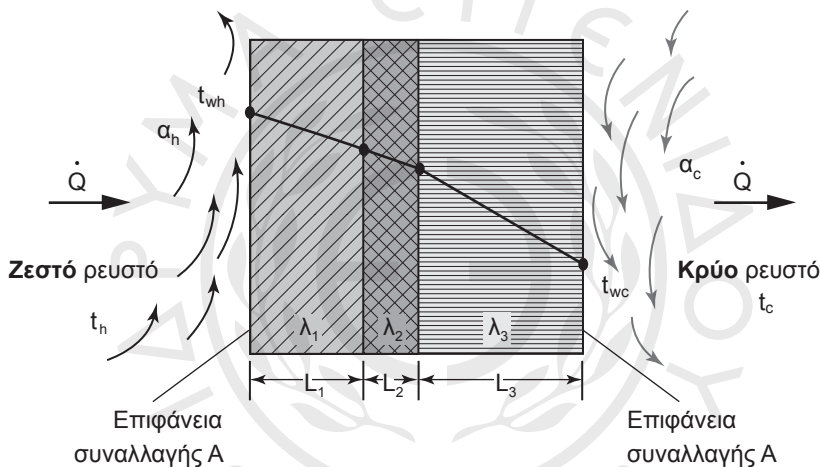
17.3.1 Επίπεδη πλάκα με μεταφορά θερμότητας στις εξωτερικές επιφάνειες

Έστω μία πλάκα που αποτελείται από περισσότερα από ένα στρώματα διαφορετικών υλικών, στις εξωτερικές επιφάνειες της οποίας κυκλοφορεί ρευστό (σχ. 17.8).

* Η απόδειξη της εξίσωσης (17.13) δίνεται στο Παράρτημα Α.

Στην αριστερή εξωτερική επιφάνεια της πλάκας έχουμε μετάδοση θερμότητας με μεταφορά από το ζεστό ρευστό θερμοκρασίας t_h στην επίπεδη πλάκα θερμοκρασίας (σχ. 17.8) με συντελεστή μεταφοράς θερμότητας α_h . Στη συνέχεια έχουμε μετάδοση θερμότητας με αγωγιμότητα μέσω των στρωμάτων, τα πάχη των οποίων είναι L_1 , L_2 , L_3 και οι συντελεστές αγωγιμότητας λ_1 , λ_2 και λ_3 . Το ποσό της θερμότητας $\dot{Q}$ μεταδίδεται ακολούθως από τη δεξιά εξωτερική επιφάνεια θερμοκρασίας t_{wc} στο κρύο ρευστό θερμοκρασίας t_c με συντελεστή μεταφοράς θερμότητας α_c .

Ας δούμε τώρα τις μαθηματικές σχέσεις που διέπουν τα πιο πάνω φαινόμενα και πώς μπορούμε να υπολογίσουμε τα διάφορα μεγέθη. Συνήθως στην πράξη γνωστές είναι οι θερμοκρασίες των ρευστών που συνορεύουν με τις εξωτερικές επιφάνειες της πλάκας και όχι οι θερμοκρασίες των επιφανειών. Συνεπώς το ποσό της θερμότητας $\dot{Q}$ θα πρέπει να το εκφράσουμε σε συνάρτηση με τις δύο θερμοκρασίες t_h και t_c .



Σχ. 17.8

Μετάδοση θερμότητας σε επίπεδη πλάκα με μεταφορά και αγωγιμότητα.

Σύμφωνα με την εξίσωση (17.6), το ποσό της θερμότητας από το ζεστό ρευστό προς την επιφάνεια του σώματος είναι:

$$\dot{Q} = \alpha_h A (t_h - t_{wh}) \quad (17.14)$$

όπου: t_h η θερμοκρασία του ζεστού ρευστού,

t_{wh} η θερμοκρασία **επί** της αριστερής εξωτερικής επιφάνειας της πλάκας.

Η μετάδοση της θερμότητας γίνεται μέσα στα στρώματα της πλάκας με αγωγιμότητα, οπότε, σύμφωνα με την εξίσωση (17.5), έχουμε:

$$\dot{Q} = \frac{A}{\sum_{i=1}^3 \frac{L_i}{\lambda_i}} (t_{wh} - t_{wc}) \quad (17.15)$$

$$\text{όπου} \quad \sum_{i=1}^3 \frac{L_i}{\lambda_i} = \frac{L_1}{\lambda_1} + \frac{L_2}{\lambda_2} + \frac{L_3}{\lambda_3}$$

t_{wc} η θερμοκρασία **επί** της δεξιάς εξωτερικής επιφάνειας.

Από τη δεξιά πλευρά έχουμε πάλι μετάδοση θερμότητας με μεταφορά, οπότε, από την εξίσωση (17.6) έχουμε:

$$\dot{Q} = \alpha_c A (t_{wc} - t_c) \quad (17.16)$$

όπου t_c η θερμοκρασία του κρύου ρευστού.

Από τις εξισώσεις (17.14), (17.15) και (17.16) με μετατροπή και πρόσθεση προκύπτει ότι η μετάδοση θερμότητας με μεταφορά και αγωγιμότητα διά μέσου επίπεδης πλάκας με n αριθμό στρωμάτων καθορίζεται από την εξίσωση:

$$\frac{\dot{Q}}{A} \left(\frac{1}{\alpha_h} + \frac{1}{\alpha_c} + \sum_{i=1}^n \frac{L_i}{\lambda_i} \right) = t_h - t_c \quad (17.17)$$

ή σε άλλη μορφή:

$$\dot{Q} = K_o A (t_h - t_c) \quad (17.18)$$

$$\text{όπου} \quad \frac{1}{K_o} = \frac{1}{\alpha_h} + \frac{1}{\alpha_c} + \sum_{i=1}^n \frac{L_i}{\lambda_i}$$

Ο συντελεστής K_o ονομάζεται **συνολικός συντελεστής** μετάδοσης θερμότητας και οι μονάδες του στο SI είναι W/m^2K . Το γινόμενο $K_o A$ είναι η αγωγιμότητα στον τρόπο μετάδοσης που περιγράψαμε πιο πάνω. Εδώ θα σημειώσουμε ότι οι εξισώσεις (17.14), (17.15) και (17.16) μπορούν να χρησιμοποιηθούν και για τον προσδιορισμό των συντελεστών μεταφοράς θερμότητας α_h και α_c . Συνήθως όμως, όπως είπαμε, προσδιορίζονται πειραματικά και κυρίως με εμπειρικές σχέσεις που θα δούμε αναλυτικότερα πιο κάτω.

Παράδειγμα

Η μία πλευρική επιφάνεια ενός χώρου ενδιαίτησης μέσα σε πλοίο έχει επιφάνεια 17 m^2 και αποτελείται από χαλύβδινο έλασμα ($\lambda = 59 \text{ W/mK}$) πάχους 3 mm . Η εσωτερική πλευρά του ελάσματος είναι καλυμμένη με υαλοβάμβακα ($\lambda = 0,046 \text{ W/mK}$) πάχους 5 cm , ενώ η εξωτερική έρχεται σε άμεση επαφή με το εξωτερικό περιβάλλον, το οποίο έχει θερμοκρασία 5°C . Η μέση θερμοκρασία του χώρου ενδιαίτησης είναι 25°C . Ο συντελεστής μεταφοράς θερμότητας στην ελεύθερη επιφάνεια του υαλοβάμβακα είναι $10 \text{ W/m}^2\text{K}$ και στην εξωτερική πλευρά του ελάσματος $15 \text{ W/m}^2\text{K}$. Να υπολογιστεί: α) η απώλεια της θερμότητας σε W και β) η θερμοκρασία στην επιφάνεια του υαλοβάμβακα.

Λύση

Στο σχήμα 17.8 φαίνεται η διάταξη της πλευρικής επιφάνειας του χώρου ενδι-

αίτησης όπου, αντί για τρία, έχουμε δύο στρώματα. Οι συντελεστές λ που δώσαμε μπορούν να ληφθούν και από τον πίνακα Γ9 του Παραρτήματος Γ.

α) Η απώλεια της θερμότητας δίνεται από την εξίσωση (17.18):

$$\dot{Q} = K_o A (t_h - t_c) \quad (1)$$

όπου $A = 17 \text{ m}^2$, $t_h = 25^\circ\text{C}$, $t_c = 5^\circ\text{C}$

$$\text{και } \frac{1}{K_o} + \frac{1}{10} + \frac{1}{15} + \frac{0,05}{0,046} + \frac{0,003}{59} = 1,2537 \text{ m}^2\text{K/W}$$

ή $K_o = 0,7977 \text{ W/m}^2\text{K}$

Αντικαθιστούμε στην εξίσωση (1) και έχουμε:

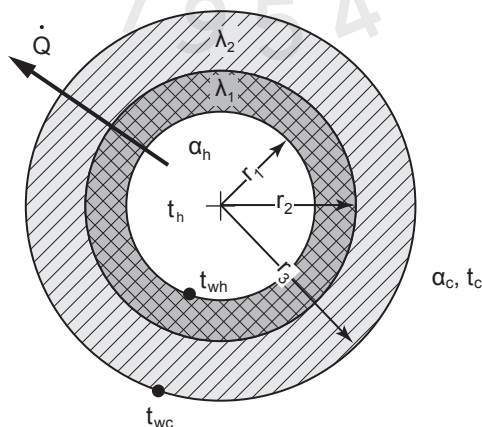
$$\dot{Q} = 0,7977 \times 17 \times (25 - 5) = 271,2 \text{ W}$$

β) Η θερμοκρασία στην ελεύθερη επιφάνεια του υαλοβάμβακα βρίσκεται από την εξίσωση (17.14) λύνοντας ως προς t_{wh} :

$$t_{wh} = t_h - \frac{\dot{Q}}{\alpha_h A} = 25 - \frac{271,2}{10 \times 17} = 23,40^\circ\text{C}$$

17.3.2 Κυλινδρικός σωλήνας με μεταφορά θερμότητας στην εσωτερική και εξωτερική του επιφάνεια

Έστω ένας κοίλος κύλινδρος που αποτελείται από περισσότερα από ένα στρώματα διαφορετικών υλικών, στην εσωτερική και εξωτερική επιφάνεια του οποίου κυκλοφορούν ρευστά (σχ. 17.9), όπως είναι π.χ. ένας σωλήνας καλυμμένος



Σχ. 17.9

Μετάδοση θερμότητας με αγωγιμότητα και μεταφορά σε σωλήνα

με μονωτικά υλικά. Όπως στην περίπτωση της πλάκας, έτσι και εδώ έχουμε μετάδοση θερμότητας με μεταφορά στην εσωτερική και εξωτερική επιφάνεια του σωλήνα και με αγωγιμότητα μέσα από τα στρώματα των υλικών. Επίσης και εδώ αυτό που γνωρίζουμε συνήθως είναι οι θερμοκρασίες των δύο ρευστών. Ας πούμε π.χ. ότι στον πιο πάνω σωλήνα κυκλοφορεί ο ατμός ενός λέβητα και ότι ο σωλήνας αυτός βρίσκεται μέσα στο μηχανοστάσιο ενός πλοίου. Τα δύο ρευστά είναι ο ατμός και ο αέρας του περιβάλλοντος τού μηχανοστασίου, των οποίων τις θερμοκρασίες γνωρίζουμε σχεδόν πάντοτε. Έτσι, τη ροή της θερμότητας θα πρέπει να την εκφράσουμε σε συνάρτηση των δύο αυτών θερμοκρασιών.

Ας υποθέσουμε ότι το ρευστό που κυκλοφορεί μέσα στον σωλήνα είναι σε υψηλότερη θερμοκρασία από το ρευστό της εξωτερικής επιφάνειας.

Τότε, σύμφωνα με την εξίσωση (17.6), το ποσό της θερμότητας από το ζεστό ρευστό προς τον σωλήνα είναι:

$$\dot{Q} = \alpha_h A_i (t_h - t_{wh}) \quad (17.19)$$

όπου: A_i η εσωτερική επιφάνεια $= 2\pi r_1 L$

L το μήκος του σωλήνα

t_h η θερμοκρασία του ρευστού μέσα στον σωλήνα

t_{wh} η θερμοκρασία της εσωτερικής επιφάνειας του σωλήνα

α_h ο συντελεστής μεταφοράς θερμότητας στην εσωτερική επιφάνεια του σωλήνα.

Η μετάδοση της θερμότητας με αγωγιμότητα μέσα από τα στρώματα αποδεικνύεται ότι είναι (σχ. 17.9):

$$\dot{Q} = \frac{2\pi L (t_{wh} - t_{wc})}{\frac{\ln(r_2/r_1)}{\lambda_1} + \frac{\ln(r_3/r_2)}{\lambda_2}} \quad (17.20)$$

όπου: t_{wc} η θερμοκρασία στην εξωτερική επιφάνεια του εξωτερικού στρώματος

λ_1, λ_2 οι συντελεστές θερμικής αγωγιμότητας των υλικών.

Με όμοιο τρόπο, για τη μετάδοση θερμότητας με μεταφορά από την εξωτερική επιφάνεια έχουμε, εξίσωση (17.6):

$$\dot{Q} = \alpha_c A_o (t_{wc} - t_c) \quad (17.21)$$

όπου: t_c η θερμοκρασία του ρευστού έξω από τον σωλήνα

A_o η εξωτερική επιφάνεια $= 2\pi r_3 L$

α_c ο συντελεστής μεταφοράς θερμότητας στην εξωτερική επιφάνεια του τελευταίου στρώματος.

Από τις εξισώσεις (17.19), (17.20) και (17.21) προκύπτει η σχέση που μας δίνει τη μετάδοση της θερμότητας με αγωγιμότητα και μεταφορά σε κυλινδρικό σωλήνα:

$$\dot{Q} = \frac{t_h - t_c}{\frac{1}{\alpha_h A_i} + \frac{\ln(r_2/r_1)}{2\pi\lambda_1 L} + \frac{\ln(r_3/r_2)}{2\pi\lambda_2 L} + \frac{1}{\alpha_c A_o}} \quad (17.22)$$

Στην περίπτωση που ο κυλινδρικός σωλήνας έχει πάνω από ένα στρώμα, τότε το μόνο που αλλάζει στην εξίσωση (17.22) είναι ο όρος του παρονομαστή που αναφέρεται στην αγωγιμότητα. Έτσι για n στρώματα, ο όρος αυτός γράφεται ως:

$$\frac{\ln(r_2/r_1)}{2\pi\lambda_1 L} + \frac{\ln(r_3/r_2)}{2\pi\lambda_2 L} + \dots + \frac{\ln(r_n/r_{n-1})}{2\pi\lambda_n L} \quad (17.23)$$

Η εξίσωση (17.22) μπορεί να γραφτεί στη μορφή της εξίσωσης (17.18):

$$\dot{Q} = K_o A (t_h - t_c) \quad (17.24)$$

όπου, αν θέσουμε $A = A_i$, τότε ο συνολικός συντελεστής μετάδοσης θερμότητας K_o δίνεται από τη σχέση:

$$K_o = \frac{1}{\frac{1}{a_h} + \frac{A_i/\ln(r_2/r_1)}{2\pi\lambda_1 L} + \frac{A_i/\ln(r_3/r_2)}{2\pi\lambda_2 L} + \frac{A_i}{A_o} \frac{1}{a_c}} \quad (17.25)$$

και, αν θέσουμε $A = A_o$, τότε ο K_o δίνεται από τη σχέση:

$$K_o = \frac{1}{\frac{A_o}{A_i} \frac{1}{a_h} + \frac{A_o/\ln(r_2/r_1)}{2\pi\lambda_1 L} + \frac{A_o/\ln(r_3/r_2)}{2\pi\lambda_2 L} + \frac{1}{a_c}} \quad (17.26)$$

Παράδειγμα

Μέσα σε έναν χαλύβδινο σωλήνα εσωτερικής διαμέτρου 2,5 cm περνά νερό. Το πάχος του σωλήνα είναι 2 mm και ο συντελεστής μεταφοράς θερμότητας στο εσωτερικό του σωλήνα είναι 500 W/m²K. Ο σωλήνας καλύπτεται από ένα μονωτικό υλικό ($\lambda = 0,18$ W/mK) πάχους 1 cm, στην εξωτερική επιφάνεια του οποίου ο συντελεστής μεταφοράς της θερμότητας είναι 12 W/m²K. Ζητείται: α) ο συνολικός συντελεστής μετάδοσης θερμότητας και β) το ποσό της θερμότητας που μεταφέρεται από το νερό στον εξωτερικό χώρο, αν η θερμοκρασία του είναι 80°C και του χώρου που περιβάλλει τον σωλήνα 30°C.

Λύση

Όλα τα μεγέθη θα τα υπολογίσουμε ανά μονάδα μήκους του σωλήνα (1 m), πράγμα που μας επιτρέπει να τα προσδιορίσουμε και για οποιοδήποτε άλλο μήκος.

α) Ο προσδιορισμός του συνολικού συντελεστή μετάδοσης θερμότητας μπορεί να γίνει είτε από την εξίσωση (17.25) είτε από την εξίσωση (17.26). Ας πάρουμε την τελευταία:

$$K_o = \frac{1}{\frac{A_o}{A_i} \frac{1}{a_h} + \frac{A_o/\ln(r_2/r_1)}{2\pi\lambda_1 L} + \frac{A_o/\ln(r_3/r_2)}{2\pi\lambda_2 L} + \frac{1}{a_c}} \quad (1)$$

όπου δίνονται $a_h = 500$ W/m²K $a_c = 12$ W/m²K

$$r_1 = 2,5 \text{ cm} = 0,025 \text{ m}$$

$$r_2 = r_1 + 2 \text{ mm} = 0,025 + 0,002 = 0,027 \text{ m}$$

$$r_3 = r_2 + 1 \text{ cm} = 0,027 + 0,01 = 0,037 \text{ m}$$

$$\lambda_1 = 59 \text{ W/mK (από πίνακα Γ9 του Παραρτήματος Γ)}$$

$$\lambda_2 = 0,18 \text{ W/mK}$$

Επίσης υπολογίζουμε τους όρους της εξίσωσης (1):

$$A_i = 2\pi r_1 L = 2 \times 3,14 \times 0,025 \times 1 = 0,157 \text{ m}^2$$

$$A_o = 2\pi r_3 L = 2 \times 3,14 \times 0,037 \times 1 = 0,232 \text{ m}^2$$

$$\frac{A_o}{A_i} \frac{1}{\alpha_h} + \frac{0,232}{0,157} \times \frac{1}{500} = 2,955 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ K/W}$$

$$\frac{A_o \ln(r_2/r_1)}{2\pi\lambda_1 L} = \frac{0,232 \times \ln(0,027/0,025)}{2 \times 3,14 \times 59 \times 1} = 0,048 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ K/W}$$

$$\frac{A_o \ln(r_3/r_2)}{2\pi\lambda_2 L} = \frac{0,232 \times \ln(0,037/0,027)}{2 \times 3,14 \times 0,18 \times 1} = 64,634 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ K/W}$$

$$\frac{1}{\alpha_c} = \frac{1}{12} = 83,333 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ K/W}$$

Αντικαθιστούμε τις πιο πάνω τιμές στην εξίσωση (1) και παίρνουμε:

$$K_o = \frac{1}{(2,955 + 0,048 + 64,634 + 83,333) \times 10^{-3}} = 6,624 \text{ W/m}^2 \text{ K}$$

β) Το ποσό της θερμότητας που μεταφέρεται από το νερό στον εξωτερικό χώρο δίνεται από την εξίσωση (17.24), όπου όμως πρέπει να θέσουμε $A = A_o$, γιατί για τον υπολογισμό του K_o χρησιμοποιήσαμε την εξίσωση (17.26). Έχουμε λοιπόν απώλεια θερμότητας από το νερό:

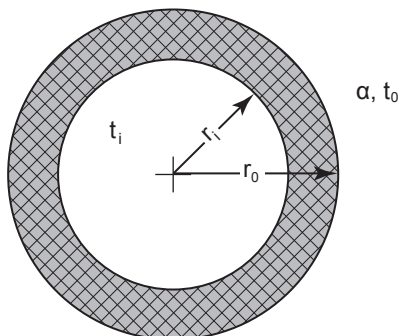
$$\dot{Q} = K_o A_o (t_h - t_c) = 6,624 \times 0,232 \times (80 - 30) = 76,84 \text{ W/m σωλήνα}$$

Επομένως, αν ο σωλήνας ήταν 10 m, τότε η απώλεια θα ήταν δεκαπλάσια, δηλαδή 768,4 W.

17.3.3 Κρίσιμο πάχος μόνωσης

Μετά τον προηγούμενο παράδειγμα θα σκεπτόταν ίσως κάποιος ότι προσθέτοντας κι άλλη μόνωση στον σωλήνα θα μπορούσαμε να μειώσουμε την απώλεια της θερμότητας. Αν και αυτό είναι γενικά σωστό, υπάρχουν περιπτώσεις όπου δεν αληθεύει, όπως π.χ. σε σωλήνες με μικρές διαμέτρους, σε καλωδιώσεις, κ.λπ.

Ας πάρουμε ένα στρώμα μόνωσης με συντελεστή αγωγιμότητας λ , το οποίο θα μπορούσε να τοποθετηθεί γύρω από έναν κυκλικό σωλήνα, όπως φαίνεται στο σχή-



Σχ. 17.10
Κρίσιμο πάχος
μόνωσης

μα 17.10. Η εσωτερική θερμοκρασία της μόνωσης είναι σταθερή t_i και μόνο στην εξωτερική επιφάνεια έχουμε μεταφορά θερμότητας με συντελεστή α και θερμοκρασία περιβάλλοντος t_o , όπου $t_o > t_i$. Από τις εξισώσεις (17.24) και (17.26) προκύπτει ότι η θερμότητα που μεταδίδεται από τον εσωτερικό της μόνωσης προς τα έξω είναι:

$$\dot{Q} = \frac{2\pi L(t_i - t_o)}{\frac{\ln(r_o / r_i)}{\lambda} + \frac{1}{\alpha r_o}} \quad (17.27)$$

Από την εξίσωση (17.27) μπορούμε να βρούμε την ακτίνα r_o , με την οποία έχουμε τη μέγιστη απώλεια θερμότητας. Την ακτίνα αυτή την ονομάζουμε **κρίσιμη ακτίνα**. Βέβαια συνήθως αυτό που επιθυμούμε είναι να ελαχιστοποιήσουμε και όχι να μεγιστοποιήσουμε την απώλεια της θερμότητας. Υπάρχουν όμως περιπτώσεις κατά τις οποίες η απώλεια είναι χρήσιμη· στις καλωδιώσεις π.χ. είναι πολλές φορές επιθυμητό να αυξήσουμε την απώλεια της θερμότητας για να μην θερμαίνεται ο αγωγός και έτσι να έχουμε τη μικρότερη πτώση τάσης. Αυτό μπορεί να επιτευχθεί αν προσθέσουμε στην καλωδίωση πάχος μόνωσης τέτοιο, ώστε η εξωτερική της διάμετρος να γίνει ίση με την κρίσιμη ακτίνα. Αυτό το πάχος της μόνωσης το ονομάζουμε **κρίσιμο πάχος μόνωσης**. Στην περίπτωση που επιθυμούμε μείωση της απώλειας θερμότητας, η εξωτερική ακτίνα της μόνωσης θα πρέπει να είναι μεγαλύτερη από την κρίσιμη ακτίνα.

Για να βρούμε την κρίσιμη ακτίνα, παίρνουμε στην εξίσωση (17.27) την παράγωγο της $\dot{Q}$ ως προς την ακτίνα r_o και την εξισώνουμε με το μηδέν. Λύνοντας ως προς r_o παίρνουμε την κρίσιμη ακτίνα:

$$r_o = \frac{\lambda}{\alpha} \quad (17.28)$$

Έτσι, η κρίσιμη ακτίνα είναι συνάρτηση μόνο του συντελεστή αγωγιμότητας λ της μόνωσης και του συντελεστή μεταφοράς θερμότητας α στην εξωτερική επιφάνεια της μόνωσης.

Συνοψίζοντας, λέμε ότι, αν η εξωτερική ακτίνα μιας μόνωσης είναι μικρότερη από την r_o της εξίσωσης (17.28), τότε η μεταφορά θερμότητας θα αυξηθεί αν προσθέσουμε περισσότερη μόνωση. Για εξωτερική ακτίνα μεγαλύτερη από την κρίσιμη ακτίνα, η αύξηση της μόνωσης θα έχει ως συνέπεια τη μείωση της απώλειας θερμότητας.

Παράδειγμα

Ας υποθέσουμε ότι στο παράδειγμα της παραγράφου 17.3.2 δεν γνωρίζουμε το πάχος του μονωτικού υλικού. Να βρεθεί η κρίσιμη ακτίνα αν όλα τα άλλα στοιχεία παραμένουν τα ίδια. Επίσης, αν η μόνωση έχει πάχος: α) 0,5 mm, β) 10 mm, θα αυξηθεί ή θα μειωθεί η μετάδοση της θερμότητας;

Λύση

Από την εξίσωση (17.28) βρίσκουμε την κρίσιμη ακτίνα:

$$r_o = \frac{\lambda}{\alpha} = \frac{0,18}{12} = 0,015 \text{ m}$$

Από το προηγούμενο παράδειγμα της παραγράφου 17.3.2 έχουμε ότι η εξωτερική ακτίνα του σωλήνα είναι $r_2 = 0,027 \text{ m}$.

α) Αν προσθέσουμε μόνωση πάχους 0,5 mm, η εξωτερική ακτίνα είναι: $r_2 + 0,0005 = 0,0275 \text{ m}$, μεγαλύτερη από την κρίσιμη ακτίνα r_o που βρήκαμε.

Άρα έχουμε μείωση της μετάδοσης της θερμότητας.

β) Αν προσθέσουμε μόνωση πάχους 10 mm, έχουμε $r_2 + 0,01 = 0,037 \text{ m}$, πάλι μεγαλύτερη από την r_o , άρα και πάλι έχουμε μείωση της μετάδοσης θερμότητας.

Οι απαντήσεις στα ερωτήματα (α) και (β) ήταν προφανείς, γιατί και μόνο η εξωτερική ακτίνα του σωλήνα r_2 είναι μεγαλύτερη από την κρίσιμη ακτίνα. Γενικά οι τιμές της r_o είναι συνήθως μικρότερες των 25 mm και επομένως στις περισσότερες περιπτώσεις των σωληνώσεων η τοποθέτηση της μόνωσης προκαλεί μείωση της μετάδοσης θερμότητας.

17.4 Ροή ρευστού και ο συντελεστής μεταφοράς θερμότητας α

Στην παράγραφο 17.2 εξετάσαμε τη μετάδοση θερμότητας με μεταφορά και είδαμε ότι η βασική εξίσωση είναι, εξίσωση (17.6):

$$\dot{Q} = \alpha A(t_w - t_a) \quad (17.29)$$

όπου t_w είναι η θερμοκρασία στην επιφάνεια ενός σώματος και t_a η θερμοκρασία του ρευστού μακριά από το σώμα. Είδαμε επίσης το φαινόμενο της μεταφοράς θερμότητας σε σχέση με τη μετάδοση θερμότητας με αγωγιμότητα, όπου θεωρήσαμε ότι ο συντελεστής α είναι γνωστός.

Πιο κάτω θα δούμε τρόπους προσδιορισμού της τιμής του συντελεστή α, που αποτελεί και το κυριότερο πρόβλημα στο είδος αυτό της μετάδοσης θερμότητας. Ο προσδιορισμός του α αποτελεί πρόβλημα, γιατί στο φαινόμενο της μεταφοράς θερμότητας υπεισέρχονται πολλές μεταβλητές και επιπλέον έχουμε επαλληλία ροής ύλης και θερμότητας. Πέρα από αυτά, η μεταφορά θερμότητας συνοδεύεται επίσης από φαινόμενα αρκετά διαφορετικά μεταξύ τους, όπως φυσική ή βεβιασμένη κυκλοφορία των ρευστών και αλλαγή φάσης (συμπύκνωση ή ατμοποίηση), με αποτέλεσμα οι αριθμητικές τιμές του συντελεστή μεταφοράς θερμότητας α να διαφέρουν

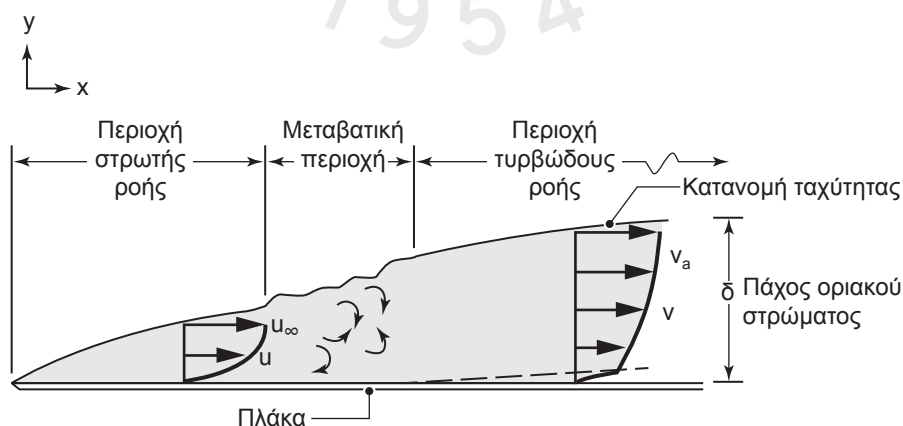
μεταξύ τους για διάφορες διεργασίες, όπως φαίνεται και στον πίνακα 17.1. Τελικά ο προσδιορισμός του α γίνεται από εμπειρικές σχέσεις που βασίζονται σε πειραματικά αποτελέσματα.

Πριν προχωρήσουμε όμως στην καθαυτό εξέταση του φαινομένου της μεταφοράς θερμότητας και του συντελεστή α , θα δώσουμε μερικές απλές περιπτώσεις της ροής των ρευστών, που είναι απαραίτητες για να κατανοήσουμε το φαινόμενο αυτό.

17.4.1 Ιξώδης ροή ρευστού. Οριακό στρώμα

Ας θεωρήσουμε τη ροή ενός ρευστού επάνω στην επίπεδη πλάκα που φαίνεται στο σχήμα 17.11. Αρχίζοντας από το αριστερό άκρο της πλάκας όπου αρχίζει η ροή, παρατηρούμε ότι σχηματίζεται στρώμα ρευστού, ένα μέρος του οποίου είναι προσκολλημένο στην επιφάνεια της πλάκας και το άλλο ακολουθεί την ελεύθερη ροή. Το στρώμα αυτό ονομάζεται **υδροδυναμικό οριακό στρώμα** και οφείλεται στις δυνάμεις της τριβής λόγω ιξώδους του ρευστού που αναπτύσσονται μέσα στο ρευστό, αλλά και μεταξύ της πλάκας και του ρευστού. Μπορούμε δηλαδή να πούμε ότι το οριακό στρώμα είναι το μέρος εκείνο της ροής του ρευστού, όπου γίνονται εμφανείς οι δυνάμεις της τριβής μεταξύ των μορίων της ύλης του ρευστού. Η ταχύτητα του ρευστού στο σημείο επαφής του με την πλάκα είναι μηδενική, ενώ στο ελεύθερο άκρο του στρώματος η ταχύτητα είναι ίση με την ταχύτητα του ρευστού έξω από το οριακό στρώμα v_a , δηλαδή την ταχύτητα της ελεύθερης ροής.

Αρχικά η ροή του ρευστού είναι **στρωτή**, ενώ από κάποια απόσταση από το αριστερό άκρο της πλάκας, η οποία εξαρτάται από το πεδίο της ροής και από ιδιότητες του ρευστού, η ροή αρχίζει να γίνεται **τυρβώδης**. Την τυρβώδη ροή μπορούμε να τη φανταστούμε σαν μία ακατάστατη μετακίνηση των τεμαχίων του ρευστού προς και από όλες τις διευθύνσεις. Μεταξύ της στρωτής και της τυρβώδους ροής παρεμβάλλεται πάντα ένα μεταβατικό στάδιο, όπου η ροή δεν είναι ούτε στρωτή αλλά ούτε και τυρβώδης. Για την περίπτωση της πλάκας, η απόσταση x , από το αριστερό άκρο από όπου αρχίζει η καθαρή τυρβώδης ροή, προσδιορίζεται από τη σχέση:



Σχ. 17.11

Σχηματική παράσταση ροής ρευστού σε επίπεδη πλάκα

$$\frac{v_a x}{\nu} = \frac{\rho v_a x}{\mu} > 5 \times 10^5 \quad (17.30)$$

όπου: v_a η ταχύτητα του ρευστού έξω από το οριακό στρώμα σε m/s
 x η απόσταση από το αριστερό άκρο της πλάκας σε m
 ν το κινηματικό ιξώδες του ρευστού σε m²/s
 μ το δυναμικό ιξώδες του ρευστού σε kg/ms
 ρ η πυκνότητα του ρευστού σε kg/m³.

Η σχέση η οποία συνδέει τα μεγέθη μ , ν και ρ είναι:

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (17.31)$$

Τα μεγέθη ν και μ αποτελούν ιδιότητες των ρευστών και βρίσκονται από τους πίνακες Γ 10 και Γ 11 του Παραρτήματος Γ.

Η σχέση που συνδέει τα μεγέθη της εξίσωσης (17.30) ονομάζεται **αριθμός Reynolds**. Ο αριθμός αυτός είναι αδιάστατος. Δηλαδή:

$$Re_x = \frac{v_a x}{\nu} \quad (17.32)$$

Η κατανομή της ταχύτητας του ρευστού μέσα στο οριακό στρώμα, για στρωτή και τυρβώδη ροή, φαίνεται στο σχήμα 17.11. Στην στρωτή ροή η κατανομή είναι παραβολικής μορφής, ενώ στην τυρβώδη υπάρχει και ένα τμήμα της κατανομής κοντά στην επιφάνεια της πλάκας, που είναι σχεδόν γραμμική.

Το πάχος του οριακού στρώματος δ (σχ. 17.11) εξαρτάται από το είδος και τις συνθήκες της ροής. Ως παράδειγμα αναφέρουμε ότι το πάχος του οριακού στρώματος της στρωτής ροής επάνω σε επίπεδη πλάκα αποδεικνύεται ότι είναι ίσο με:

$$\delta = \frac{5,0}{Re_x^{1/2}} x \quad (17.33)$$

όπου x η απόσταση από το αριστερό άκρο της πλάκας όπου μετράμε το πάχος δ .

Ας δούμε τώρα τη ροή ενός ρευστού μέσα σε έναν σωλήνα. Έχουμε πάλι τη δημιουργία ενός οριακού στρώματος, όπως φαίνεται στο σχήμα 17.12. Όπως βλέπουμε σε κάποια απόσταση από την είσοδο του σωλήνα, το οριακό στρώμα καλύπτει όλο το άνοιγμα του σωλήνα.

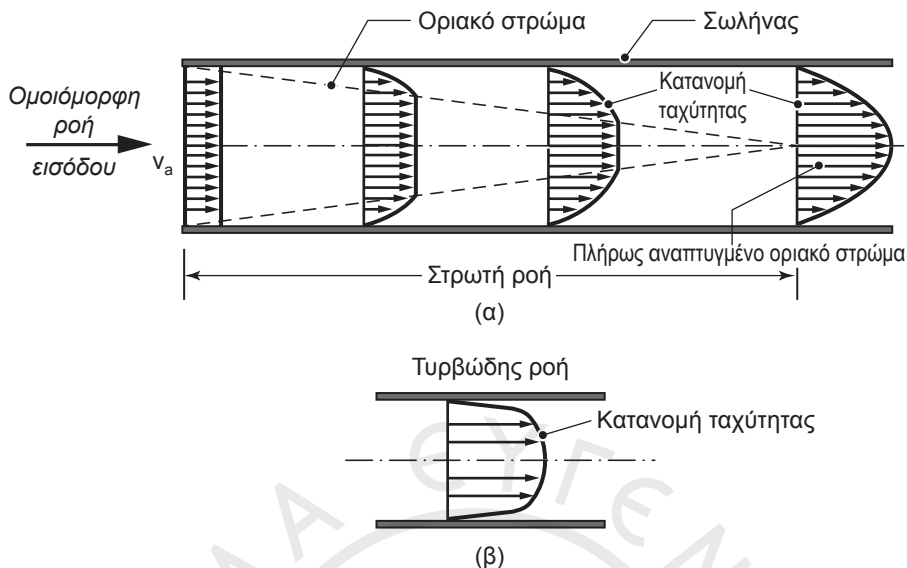
Αν η ροή είναι στρωτή, η κατανομή της ταχύτητας του ρευστού έχει παραβολική μορφή [σχ. 17.12(α)], ενώ, αν είναι τυρβώδης, η κατανομή έχει κάπως πιο στρογγυλεμένη μορφή [σχ. 17.12(β)]. Κριτήριο για στρωτή και τυρβώδη ροή παραμένει ο αριθμός Reynolds της εξίσωσης (17.32), με τη διαφορά ότι στη θέση της απόστασης x θέτουμε την εσωτερική διάμετρο d του σωλήνα.

Δηλαδή ο αριθμός Reynolds για σωλήνα είναι:

$$Re_d = \frac{v_a d}{\nu} \quad (17.34)$$

όπου: v_a η ταχύτητα του ρευστού στον σωλήνα.

Η ροή θεωρείται συνήθως τυρβώδης για $Re > 2300$.



Σχ. 17.12

Οριακό στρώμα και κατανομή ταχύτητας:

α) Σε στρωτή ροή σε σωλήνα, β) σε τυρβώδη ροή σε σωλήνα

Παράδειγμα

Αέρας με θερμοκρασία 27°C και πίεση 1 bar ρέει επάνω σε επίπεδη πλάκα (σχ. 17.11) με ταχύτητα 2 m/s. Να υπολογιστεί το πάχος του οριακού στρώματος σε αποστάσεις 20 και 40 cm από το αριστερό της πλάκας. Το δυναμικό ιξώδες του αέρα στους 27°C είναι $18,4 \times 10^{-6}$ kg/ms.

Λύση

Η εξίσωση (17.33) η οποία μας επιτρέπει τον υπολογισμό του πάχους του οριακού στρώματος δ ισχύει για στρωτή ροή. Συνεπώς θα πρέπει με τη βοήθεια του αριθμού Reynolds να βεβαιωθούμε ότι πράγματι η ροή είναι στρωτή στα δύο σημεία $x = 20$ και $x = 40$ cm.

Από τις εξισώσεις (17.32) και (17.31):

$$Re_x = \frac{V_a x}{\nu} = \frac{V_a x \rho}{\mu} \quad (1)$$

άλλα από τον νόμο των τέλειων αερίων, εξίσωση (6.5):

$$\rho = \frac{p}{RT} = \frac{10^5}{287 \times 300} = 1,161 \text{ kg/m}^3$$

Αντικαθιστούμε στην εξίσωση (1) και παίρνουμε:

$$\text{για } x = 20 \text{ cm} \quad Re_x = \frac{2 \times 0,20 \times 1,161}{18,4 \times 10^{-6}} = 25239$$

για $x = 40 \text{ cm}$ $Re_x = \frac{2 \times 0,40 \times 1,161}{18,4 \times 10^{-6}} = 50478$

Επειδή και οι δύο αριθμοί Reynolds είναι μικρότεροι του 5×10^5 , η ροή είναι στρωτή, οπότε από την εξίσωση (17.33) έχουμε ότι το πάχος του οριακού στρώματος είναι:

για $x = 20 \text{ cm}$ $\delta = \frac{5 \times 0,2}{25239^{1/2}} = 0,006 \text{ m}$

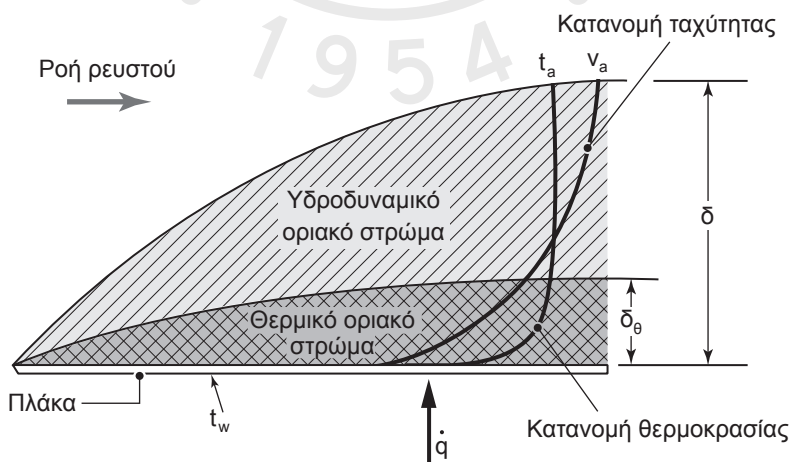
$x = 40 \text{ cm}$ $\delta = \frac{5 \times 0,4}{50478^{1/2}} = 0,009 \text{ m}$

17.4.2 Θερμικό οριακό στρώμα

Όταν μέσα στη ροή ενός ρευστού τοποθετήσουμε ένα σώμα που θερμαίνεται ή ψύχεται, τότε στο ρευστό που το περιβάλλει, αναπτύσσεται ένα πεδίο θερμοκρασιών. Το πεδίο αυτό εκτείνεται σε ένα μέρος του ρευστού, το οποίο βρίσκεται σε μικρή απόσταση από την επιφάνεια του σώματος. Αυτή η περιοχή του ρευστού κατά μήκος του σώματος ονομάζεται **θερμικό οριακό στρώμα**, και μέσα σ' αυτό η θερμοκρασία μεταβάλλεται μεταξύ της θερμοκρασίας της επιφάνειας του σώματος και της θερμοκρασίας του ρευστού έξω από το οριακό στρώμα.

Ας θεωρήσουμε τη θερμαινόμενη πλάκα που φαίνεται στο σχήμα 17.13.

Επάνω στην πλάκα ρέει ρευστό που έχει ομοιόμορφη θερμοκρασία t_a μακριά από αυτήν, ενώ η θερμοκρασία της επιφάνειάς της είναι t_w , μεγαλύτερη από την t_a . Λόγω της θερμοκρασιακής διαφοράς σχηματίζεται το θερμικό οριακό στρώμα με πάχος δ_θ μέσα στο υδροδυναμικό οριακό στρώμα πάχους δ , εν γένει διαφορετικό από το δ_θ . Στο σχήμα 17.13 φαίνονται επίσης οι κατανομές της θερμοκρασίας και ταχύτητας του ρευστού στα αντίστοιχα οριακά στρώματα. Στην επιφάνεια της πλάκας η



Σχ. 17.13

Κατανομή θερμοκρασίας σε θερμικό οριακό στρώμα

ταχύτητα είναι μηδενική και η μετάδοση της θερμότητας προς το ρευστό γίνεται με αγωγιμότητα. Έτσι, η ανά μονάδα επιφάνειας ροή της θερμότητας είναι, από την εξίσωση (17.1):

$$\dot{q} = \frac{\dot{Q}}{A} = -\lambda \frac{dt}{dy} \quad (17.35)$$

όπου λ είναι ο συντελεστής αγωγιμότητας του ρευστού και dt/dy η κατανομή της θερμοκρασίας στο ρευστό.

Στη συνέχεια η μετάδοση της θερμότητας γίνεται με μεταφορά και η ανά μονάδα επιφάνειας ροή της θερμότητας είναι, από την εξίσωση (17.6):

$$q = \frac{Q}{A} = \alpha (t_w - t_a) \quad (17.36)$$

εξισώνοντας τις εξισώσεις (17.35) και (17.36), παίρνουμε:

$$\alpha = \frac{-\lambda}{t_w - t_a} \frac{dt}{dy} \quad (17.37)$$

Από την εξίσωση (17.37) παρατηρούμε ότι, αν γνωρίζαμε τη θερμοκρασιακή κατανομή στην επιφάνεια της πλάκας, θα μπορούσαμε να υπολογίσουμε τον συντελεστή μεταφοράς θερμότητας, α . Έτσι το πρόβλημα του προσδιορισμού του α μετατοπίζεται στη γνώση του (dt/dy) , δηλαδή στον προσδιορισμό μιας σχέσης για τη θερμοκρασιακή κατανομή.

Ο προσδιορισμός της θερμοκρασιακής κατανομής δεν είναι εύκολος και απαιτεί πολύπλοκους μαθηματικούς υπολογισμούς με τη βοήθεια των διαφορικών εξισώσεων που αναφέρονται στα φαινόμενα:

- της συνέχειας της ροής
- της κίνησης της ροής (εξισώσεις Navier-Stokes)
- και της μεταφοράς ενέργειας.

Εκτός από ορισμένες περιπτώσεις (στρωτής ροής), η επίλυση τέτοιων μαθηματικών εξισώσεων είναι αδύνατη. Γι' αυτό καταφεύγουμε σε πειράματα από τα οποία, όπως θα δούμε, προκύπτουν σχέσεις που προσδιορίζουν τον συντελεστή μεταφοράς θερμότητας α . Κατά συνέπεια δεν θα μας απασχολήσει ο μαθηματικός τρόπος αντιμετώπισης των προβλημάτων μεταφοράς θερμότητας.

17.5 Θεωρία της ομοιότητας

Λόγω της δυσκολίας επίλυσης των πιο πάνω διαφορικών εξισώσεων, χρησιμοποιήθηκε από τον Nusselt (1910) ή η θεωρία της ομοιότητας. Στο πρότυπο μιας βιομηχανικής εφαρμογής παρατηρείται και καταγράφεται λεπτομερώς το φαινόμενο που θέλουμε να μελετήσουμε. Τα συμπεράσματα της παρατήρησης μεταφέρονται κατόπιν στη βιομηχανική πράξη με τη βοήθεια αδιάστατων ομάδων μεγεθών που εμφανίζονται στις διαφορικές εξισώσεις που είπαμε πιο πάνω και προκύπτουν από μετρήσεις επάνω στο πρότυπο. Η ακρίβεια της μεθόδου εξαρτάται από το πόσο καλά αντιπροσωπεύει το πρότυπο την πραγματικότητα και πόσο καλά γίνεται η παρατήρηση και η ερμηνεία των φαινομένων.

17.5.1 Απαιτήσεις ομοιότητας

Για να εφαρμόσουμε τη θεωρία της ομοιότητας θα πρέπει να ικανοποιούνται οι εξής απαιτήσεις:

α) **Γεωμετρική ομοιότητα** μεταξύ των διαστάσεων του προτύπου (μοντέλου) και εκείνων αυτού καθαυτού του φαινομένου που εμφανίζεται στην πραγματικότητα:

$$\frac{x'}{x} = \frac{y'}{y} = \frac{z'}{z} = \frac{L_o'}{L_o} \quad (17.38)$$

όπου τα τονούμενα μεγέθη αναφέρονται στο πρότυπο.

β) **Φυσική ομοιότητα**. Φυσική ομοιότητα σημαίνει ότι τα ρευστά έχουν από άποψη ιδιοτήτων, ως σύνολο, την ίδια συμπεριφορά. Η ομοιότητα αυτή εκφράζεται από τον **αριθμό Prandtl** (Pr), που ορίζεται ως:

$$Pr = \frac{c_p \mu}{\lambda} = \frac{\nu}{\lambda / \rho c_p} = \frac{\nu}{a} = \frac{\mu}{\rho a} \quad (17.39)$$

όπου το μέγεθος a ονομάζεται **θερμική διαπερατότητα** και ορίζεται ως:

$$a = \frac{\lambda}{\rho c_p} \text{ σε } m^2/s \quad (17.40)$$

Ο αριθμός Prandtl είναι **αδιάστατος** και εξαρτάται από τις ιδιότητες του ρευστού. Γι' αυτό και κάθε ρευστό έχει δικές του τιμές αριθμού Prandtl, όπως φαίνεται και στους πίνακες Γ 10 και Γ 11 του Παραρτήματος Γ. Ο αριθμός Prandtl π.χ. για:

λάδι μηχανής	στους 20°C	είναι	10400
»	»	στους 60°C	1050
νερό	στους 20°C		7,03
»	στους 60°C		3,01
αέρα	σε θερμοκρασία περιβάλλοντος		0,71

Ο αριθμός Prandtl επίσης σχετίζει το πάχος του υδροδυναμικού και θερμικού οριακού στρώματος ως εξής:

για	$Pr > 1$	$\delta_\theta < \delta$
για	$Pr < 1$	$\delta_\theta > \delta$
για	$Pr = 1$	$\delta_\theta = \delta$

γ) **Ομοιότητα δυνάμεων**. Αν παραλείψουμε τις δυνάμεις βαρύτητας, οι δυνάμεις αδράνειας και τριβής λόγω του ιξώδους των ρευστών συσχετίζονται με τις εξής σχέσεις:

$$\frac{\text{Δυνάμεις αδράνειας}}{\text{Δυνάμεις τριβής}} = \frac{\rho v^2 / L}{\mu v / L^2} = \frac{vL}{\nu} = Re \quad (17.41)$$

όπου L χαρακτηριστική γραμμική διάσταση.

$$\frac{\text{Δυνάμεις λόγω διαστολής ρευστού}}{\text{Δυνάμεις τριβής}} = \frac{\rho g \Delta t \beta}{\mu v / L^2} = \frac{g \Delta t \beta L^2}{\nu v} \quad (17.42)$$

όπου β ο **συντελεστής διαστολής** του ρευστού, ο οποίος ισούται για τέλεια αέρια, και προσεγγιστικά για πραγματικά, με $1/T$. Για υγρά ο συντελεστής β δίνεται από ειδικούς πίνακες.

Πολλαπλασιάζοντας τον παραπάνω αδιάστατο λόγο με τον αριθμό Reynolds, παίρνουμε τον **αριθμό Grashof**:

$$\frac{g \Delta t \beta L^2}{\nu \nu} \times \frac{\nu L}{\nu} = \frac{g \Delta t \beta L^3}{\nu^2} = Gr \quad (17.43)$$

17.5.2 Αδιάστατοι αριθμοί

Εκτός από τους πιο πάνω αδιάστατους αριθμούς Pr , Re και Gr , πολύ χρήσιμοι στη μεταφορά θερμότητας είναι και οι παρακάτω, επίσης **αδιάστατοι** αριθμοί:

$$\text{αριθμός Nusselt} \quad Nu = \frac{\alpha x}{\lambda} \quad (17.44)$$

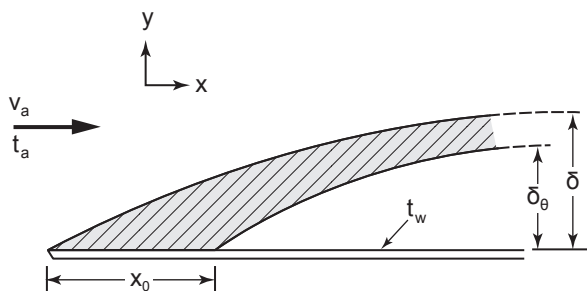
όπου στη θέση του x θέτουμε για την περίπτωση ροής σε επιφάνεια το μήκος L και για ροή σε σωλήνα τη διάμετρο d .

$$\text{αριθμός Stanton} \quad St = \frac{Nu}{Re Pr} = \frac{a}{\nu c_p \rho} \quad (17.45)$$

$$\text{αριθμός Peclet} \quad Pe = \frac{\nu L \rho c_p}{\lambda} = \frac{\nu L}{a} \quad (17.46)$$

17.6 Συντελεστής μεταφοράς θερμότητας για στρωτή ροή σε επίπεδη πλάκα. (Βεβιασμένη κυκλοφορία)

Έστω ότι σε μια επίπεδη πλάκα ρέει με βεβιασμένη κυκλοφορία και στρωτή ροή, ρευστό με θερμοκρασία και ταχύτητα έξω από το υδροδυναμικό οριακό στρώμα t_a και ν_a αντίστοιχα. Η πλάκα αρχίζει να θερμαίνεται από απόσταση x_0 από το άκρο όπου αρχίζει η ροή και έτσι έχουμε τη δημιουργία δύο οριακών στρωμάτων: του υδροδυναμικού με πάχος δ και του θερμικού με πάχος δ_θ , όπως φαίνεται στο σχήμα 17.14. Για να προσδιορίσουμε τον συντελεστή μεταφοράς θερμότητας α , θα πρέπει,



Σχ. 17.14

Υδροδυναμικό και θερμικό στρώμα σε επίπεδη πλάκα. Θέρμανση από $x = x_0$

όπως είπαμε και στην παράγραφο 17.4.2, να γνωρίζουμε στην εξίσωση (17.37) τη θερμοκρασιακή κατανομή (dt/dy).

Για την περίπτωση που εξετάζουμε αποδεικνύεται με τη βοήθεια των διαφορικών εξισώσεων της συνέχειας, κίνησης ροής και μεταφοράς ενέργειας ότι, σε κάποια απόσταση x από το αριστερό άκρο, ο συντελεστής α είναι ίσος με:

$$\alpha_x = 0,332 \lambda \text{Pr}^{1/3} \left(\frac{V_a}{v_x} \right)^{1/2} \left[1 - \left(\frac{x_0}{x} \right)^{3/4} \right]^{-1/3} \quad (17.47)$$

Πολλαπλασιάζοντας την εξίσωση (17.47) επί x/λ , την καθιστούμε αδιάστατη και, με τη χρήση των εξισώσεων (17.32) και (17.44), γίνεται:

$$\text{Nu}_x = \frac{\alpha x}{\lambda} = 0,332 \text{Pr}^{1/3} \text{Re}_x^{1/2} \left[1 - \left(\frac{x_0}{x} \right)^{3/4} \right]^{-1/3} \quad (17.48)$$

Αν η πλάκα θερμανθεί σε όλο το μήκος της, δηλαδή $x_0 = 0$, τότε η εξίσωση (17.48) γράφεται ως:

$$\text{Nu}_x = 0,332 \text{Pr}^{1/3} \text{Re}_x^{1/2} \quad (17.49)$$

Οι εξισώσεις (17.47), (17.48) και (17.49) δίνουν τιμές του συντελεστή α σε κάποιο συγκεκριμένο σημείο x από το αριστερό άκρο της πλάκας, γι' αυτό και ονομάζεται **τοπικός** συντελεστής α_x . Αν θέλουμε τον συντελεστή σε όλο το μήκος της πλάκας, L , τότε ο συντελεστής αυτός είναι ο **μέσος** συντελεστής μεταφοράς θερμότητας, τον οποίο χαρακτηρίζουμε με $\bar{\alpha}$. Έτσι, αν θέλουμε να βρούμε τη μεταφορά θερμότητας σε κάποιο πολύ μικρό μήκος της πλάκας, χρησιμοποιούμε τον συντελεστή α_x , ενώ για τη μεταφορά θερμότητας σε όλο ή σε περιορισμένο μήκος της χρησιμοποιούμε τον μέσο συντελεστή $\bar{\alpha}$. Για την περίπτωση της στρωτής ροής σε πλάκα, ο συντελεστής $\bar{\alpha}$ ισούται με:

$$\bar{\alpha} = 2\alpha_{x=L} \quad (17.50)$$

όπου στη θέση του x θέτουμε το L :

Οπότε ο μέσος αριθμός Nusselt είναι:

$$\overline{\text{Nu}}_x = 2\text{Nu}_{x=L} \quad (17.51)$$

Οι πιο πάνω εξισώσεις εκφράζουν τον τοπικό ή τον μέσο συντελεστή μεταφοράς θερμότητας σε συνάρτηση με τις ιδιότητες του ρευστού, οι οποίες εξαρτώνται από τη θερμοκρασία του, t_a . Σε περίπτωση όμως που υπάρχει σημαντική διαφορά μεταξύ των θερμοκρασιών t_a και t_w , τότε συνιστάται οι ιδιότητες του ρευστού να προσδιορίζονται στη μέση αριθμητική θερμοκρασία μεταξύ t_a και t_w , δηλαδή:

$$t_\mu = \frac{t_w + t_a}{2} \quad (17.52)$$

Σημειώνουμε ότι η ανάλυση από την οποία προήλθαν οι πιο πάνω σχέσεις βα-

σίστηκε στην παραδοχή ότι οι ιδιότητες του ρευστού παραμένουν οι ίδιες σε όλη τη ροή του ρευστού.

Ας δούμε όμως με ένα παράδειγμα πώς εφαρμόζουμε τις εξισώσεις αυτές στη στρωτή ροή ενός ρευστού επάνω σε μια επίπεδη πλάκα.

Παράδειγμα

Η πλάκα του παραδείγματος της παραγράφου 17.4.1 θερμαίνεται σε όλο το μήκος της σε θερμοκρασία 60°C. Να προσδιοριστεί η θερμότητα που μεταφέρεται: α) στα πρώτα 20 cm της πλάκας και β) στα πρώτα 40 cm της πλάκας. Το πλάτος της πλάκας να ληφθεί ίσο με 1 m.

Λύση

Από τη λύση του παραδείγματος της παραγράφου 17.4.1 είδαμε ότι η ροή είναι στρωτή και η κυκλοφορία βεβιασμένη και συνεπώς μπορούμε να εφαρμόσουμε τις εξισώσεις της παραγράφου 17.6.

Η μεταφορά θερμότητας δίνεται από την εξίσωση (17.6):

$$\dot{Q} = \bar{\alpha} A (t_w - t_a) \quad (1)$$

όπου χρησιμοποιούμε τον μέσο συντελεστή γιατί θέλουμε τη μεταφορά θερμότητας σε ένα περιορισμένο μήκος της πλάκας ($x = 20$ cm και 40 cm).

Ο συντελεστής μεταφοράς θερμότητας δίνεται από την εξίσωση (17.44):

$$Nu_x = \frac{\alpha_x x}{\lambda} \quad \text{ή} \quad \alpha_x = \frac{Nu_x \lambda}{x} \quad (2)$$

όπου από την εξίσωση (17.49):

$$Nu_x = 0,332 Pr^{1/3} Re_x^{1/2} \quad (3)$$

όπου από την εξίσωση (17.32): $Re_x = \frac{v_a x}{\nu}$ (4)

Τις ιδιότητες του ρευστού τις προσδιορίζουμε σε θερμοκρασία, εξίσωση (17.52):

$$t_\mu = \frac{t_w + t_a}{2} = \frac{27 + 60}{2} = 43,50^\circ\text{C} \quad \text{ή} \quad 316,5 \text{ K}$$

Για $t_\mu = 43,50^\circ\text{C}$ από τον Πίνακα Γ11 του Παραρτήματος Γ, οι ιδιότητες του αέρα είναι:

$$\nu = 18,04 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s} \quad \lambda = 0,02716 \text{ W/mK}$$

$$Pr = 0,71 \quad c_p = 1,004 \text{ kJ/kgK}$$

οπότε, από τις εξισώσεις (4) και (3), έχουμε:

για $x = 20$ cm

$$Re_x = \frac{2 \times 0,20}{18,04 \times 10^{-6}} = 22173 \quad \text{στρωτή ροή}$$

$$Nu_x = 0,332 \times 0,71^{1/3} \times 22173^{1/2} = 44,10$$

Από την εξίσωση (2) παίρνουμε:

$$\alpha_x = \frac{44,10 \times 0,02716}{0,2} = 5,99 \text{ W/m}^2\text{K}$$

Από την εξίσωση (17.50) έχουμε τον μέσο συντελεστή μεταφοράς θερμότητας, $\bar{\alpha}$:

$$\bar{\alpha} = 2\alpha_x = 2 \times 5,99 = 11,98 \text{ W/m}^2\text{K}$$

οπότε από την εξίσωση (1) παίρνουμε:

$$\dot{Q} = 11,98 \times 1 \times 0,2 \times (60 - 27) = 79,07 \text{ W}$$

Με τον ίδιο τρόπο βρίσκουμε τη μεταφορά θερμότητας για $x = 40 \text{ cm}$, η οποία είναι:

$$\dot{Q} = 8,470 \times 1 \times 0,40 \times (60 - 27) = 111,8 \text{ W}$$

Ο σπουδαστής μπορεί να εκτελέσει τις ενδιάμεσες πράξεις για να βεβαιωθεί για το αποτέλεσμα.

17.7 Εμπειρικές σχέσεις για τον συντελεστή μεταφοράς θερμότητας

Στην προηγούμενη παράγραφο δώσαμε χωρίς απόδειξη τις σχέσεις που δίνουν τον συντελεστή α για τη μεταφορά θερμότητας σε βεβαιασμένη στρωτή ροή επάνω σε επίπεδη πλάκα, όπως προκύπτουν από μαθηματικούς υπολογισμούς. Η περίπτωση όμως αυτή είναι από τις λίγες που μπορούμε να αντιμετωπίσουμε με αναλυτικό τρόπο. Τις περισσότερες καλύπτουμε με ημιαναλυτικές ή εμπειρικές σχέσεις που προκύπτουν από πειραματική έρευνα και οι οποίες βρίσκουν σχεδόν καθολική εφαρμογή στην πράξη. Έτσι, στην παράγραφο αυτή θα δώσουμε μερικές τέτοιες σχέσεις για τις πιο συνηθισμένες πρακτικές εφαρμογές με τις εξής παρατηρήσεις:

α) Τα φαινόμενα που θα καλύψουμε είναι της βεβαιασμένης ή φυσικής κυκλοφορίας ρευστού σε επίπεδη πλάκα και κυλινδρικό σωλήνα με στρωτή ή τυρβώδη ροή.

β) Οι σχέσεις των φαινομένων αυτών αποτελούν ένα πολύ μικρό μέρος των εμπειρικών σχέσεων που υπάρχουν στη διεθνή βιβλιογραφία, για τη μετάδοση της θερμότητας, όπου είναι δυνατό να ανατρέξει κάποιος για περιπτώσεις που δεν αναφέρονται εδώ.

γ) Για τις περιπτώσεις που θα καλύψουμε εδώ είναι ενδεχόμενο να υπάρχουν στην πιο πάνω βιβλιογραφία σχέσεις παρόμοιες και όχι ακριβώς ίδιες με αυτές που θα αναφέρουμε. Αυτό δεν σημαίνει ότι η μία ή η άλλη είναι λανθασμένη. Η διαφορά οφείλεται στον τρόπο που ο κάθε ερευνητής διεξήγαγε το πείραμα και στις παραδοχές που έκανε στη διάρκειά του. Σ' αυτές τις περιπτώσεις το τελικό αποτέλεσμα δεν διαφέρει σημαντικά και συνήθως δεν επηρεάζει τις πρακτικές εφαρμογές.

δ. Ο αριθμός Nusselt, και συνεπώς και ο συντελεστής μεταφοράς θερμότητας α , των πιο πάνω σχέσεων είναι ο μέσος αριθμός Nu και α .

17.7.1 Βεβαιωμένη κυκλοφορία σε κυκλικό ευθύ σωλήνα. Στρωτή ροή

Για έναν ομοιόμορφα ψυχόμενο ή θερμαινόμενο σωλήνα με πλήρως αναπτυγμένο οριακό στρώμα η μέση τιμή του αριθμού Nusselt δίνεται από τη σχέση:

$$Nu_d = \left[3,65 + \frac{0,0668 Re_d Pr d / x}{1 + 0,04(Re_d Pr d / x)^{2/3}} \right] \left(\frac{\mu_{fl}}{\mu_w} \right)^{0,14} \quad (17.53)$$

όπου: d η εσωτερική διάμετρος του σωλήνα

x η απόσταση από την είσοδο του σωλήνα

μ_{fl} το ιξώδες του ρευστού στη θερμοκρασία του ρευστού

μ_w το ιξώδες του ρευστού στη θερμοκρασία του τοιχώματος του σωλήνα

και

$$Re_d = \frac{v_a d}{\nu}, \quad Nu = \frac{\alpha d}{\lambda} \quad (17.54)$$

Με την εξίσωση (17.53) παίρνουμε υπόψη μας την επίδραση που έχει η θερμοκρασία στη μεταβολή του ιξώδους του ρευστού. Με τη θέρμανση δηλαδή του ρευστού γίνεται πιο λεπτόρρευστο, ενώ με την ψύξη πιο παχύρρευστο. Η εξίσωση αυτή ισχύει για:

$$Re_d < 2300 \text{ και } 10^{-4} < \frac{x}{Re_d Pr d} < 10 \quad (17.55)$$

και όλες οι ιδιότητες έχουν τιμές που αντιστοιχούν στη μέση θερμοκρασία της εξίσωσης (17.52).

Ο τύπος αυτός είναι ιδιαίτερα κατάλληλος για υγρά (λάδια κ.λπ.), ενώ για αέρια ο λόγος του ιξώδους μπορεί να τεθεί ίσος με τη μονάδα. Στην περίπτωση των αερίων οι ιδιότητες παίρνουν τιμές που αντιστοιχούν στη θερμοκρασία:

$$t = t_a + 0,50 (t_w - t_a) \quad (17.56)$$

Επίσης, από την εξίσωση (17.53) παρατηρούμε ότι όσο το x γίνεται πιο μεγάλο, δηλαδή όσο ο σωλήνας γίνεται πολύ μακρύς, τόσο ο αριθμός Nusselt πλησιάζει τη σταθερή τιμή 3,65.

Παράδειγμα

Μέσα σε έναν σωλήνα εσωτερικής διαμέτρου 14 mm και μήκους 700 mm κυκλοφορεί νερό θερμοκρασίας 20°C με ταχύτητα 0,11 m/s. Ο σωλήνας θερμαίνεται ομοιόμορφα σε θερμοκρασία 60°C. Να προσδιοριστεί η μέση τιμή του αριθμού Nusselt και ο αντίστοιχος συντελεστής μεταφοράς θερμότητας.

Λύση

Πριν εφαρμόσουμε την εξίσωση (17.53), θα πρέπει να δούμε αν ικανοποιούνται

οι περιορισμοί (17.55). Προσδιορίζουμε πρώτα τον αριθμό Reynolds:

$$Re_d = \frac{v_a d}{\nu} \quad (1)$$

για $t_m = \frac{60 + 20}{2} = 40^\circ\text{C}$ από τον πίνακα Γ10 του Παραρτήματος Γ έχουμε:

$$\nu = 1,006 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}, \quad \lambda = 0,598 \text{ W/mK}, \quad Pr = 7,03$$

για $t_a = 20^\circ\text{C}$ $\mu_{fl} = 1002 \times 10^{-6} \text{ kg/ms}$

για $t_w = 60^\circ\text{C}$ $\mu_w = 469 \times 10^{-6} \text{ kg/ms}$

Από την εξίσωση (1) έχουμε:

$$Re_d = \frac{0,11 \times 0,014}{1,006 \times 10^{-6}} = 1531 < 2300$$

Επίσης:

$$\frac{x}{Re_d Pr d} = \frac{0,7}{1531 \times 7,03 \times 0,014} = 0,00465$$

δηλαδή $10^{-4} < 0,00465 < 10$

Συνεπώς μπορούμε να εφαρμόσουμε την εξίσωση (17.53)

$$\begin{aligned} Nu_d &= \left[3,65 + \frac{0,0668 Re_d Pr d / x}{1 + 0,04(Re_d Pr d / x)^{2/3}} \right] \left(\frac{\mu_{fl}}{\mu_w} \right)^{0,14} = \\ &= \left[3,65 + \frac{0,0668 \times 1531 \times 7,03 \times 0,014 / 0,7}{1 + 0,04 \times (1531 \times 7,03 \times 0,014 / 0,7)^{2/3}} \right] \times \left(\frac{1002}{469} \right)^{0,14} \\ Nu_d &= \left(3,65 + \frac{14,38}{2,44} \right) \times 1,11 = 10,59 \end{aligned}$$

Από την εξίσωση (17.54):

$$\alpha = \frac{Nu_d \lambda}{d} = \frac{10,59 \times 0,598}{0,014} = 452,34 \text{ W/m}^2\text{K}$$

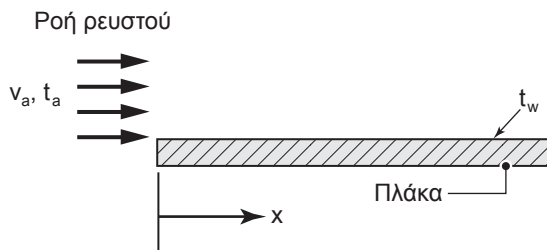
Αν ο σωλήνας αντί για 0,7 m ήταν 7 m, τότε ο αριθμός Nusselt θα γινόταν:

$$Nu_d = (3,65 + 1,1) \times 1,12 = 5,32$$

Δηλαδή όσο αυξάνει το μήκος του σωλήνα τόσο ο αριθμός Nusselt πλησιάζει προς την τιμή 3,65, όπως είπαμε προηγουμένως.

17.7.2 Βεβιασμένη κυκλοφορία σε επίπεδη πλάκα. Τυρβώδης ροή

Έστω ότι κατά μήκος μιας πλάκας (σχ. 17.15) ρέει ρευστό με ταχύτητα v_a και

**Σχ. 17.15**

Βεβιασμένη τυρβώδης ροή κατά μήκος επίπεδης πλάκας

θερμοκρασία t_a . Η θερμοκρασία στην επιφάνεια της πλάκας είναι t_w . Σε κάποια απόσταση από την αρχή της πλάκας η ροή γίνεται τυρβώδης. Τότε ο αριθμός Nusselt (μέσος) δίνεται από τον τύπο:

$$Nu_x = 0,037 Pr^{1/3} [Re_x^{0,8} - 23100] \quad (17.57)$$

ο οποίος ισχύει για:

$$Re_x = \frac{v_a x}{\nu} > 5 \times 10^5 \quad (17.58)$$

Οι ιδιότητες του ρευστού παίρνουν τιμές που αντιστοιχούν στη θερμοκρασία t_μ της εξίσωσης (17.52).

Η εξίσωση (17.57) έχει εφαρμογή για όλα τα υγρά εκτός από τα υγρά μέταλλα.

17.7.3 Βεβιασμένη κυκλοφορία σε σωλήνα. Τυρβώδης ροή

Έστω ότι **μέσα σε** σωλήνα, του οποίου τα τοιχώματα έχουν θερμοκρασία t_w έχουμε βεβιασμένη κυκλοφορία ρευστού με ταχύτητα v_a και θερμοκρασία t_a . Σε απόσταση x από την είσοδο του σωλήνα όπου αρχίζει η τυρβώδης ροή ο αριθμός Nusselt για **υγρά** είναι:

$$Nu_d = 0,024 \left[1 + \left(\frac{d}{x} \right)^{2/3} \right] Re_d^{0,8} Pr^{0,33} \left(\frac{\mu_{fl}}{\mu_w} \right)^{0,14} \quad (17.59)$$

και ισχύει για:

$$7000 < Re_d < 10^6, \quad 1 < Pr < 500, \quad 1 < \frac{x}{d} \quad (17.60)$$

Για **αέρια** και **υπέρθερμο ατμό** ο αριθμός Nusselt δίνεται από τη σχέση:

$$Nu_d = 0,024 \left[1 + \left(\frac{d}{x} \right)^{2/3} \right] Re_d^{0,786} Pr^{0,45} \quad (17.61)$$

$$\text{και ισχύει για } 7000 < Re_d < 10^6 \quad (17.62)$$

Οι ιδιότητες του ρευστού παίρνουν τιμές που αντιστοιχούν στη θερμοκρασία t_μ της εξίσωσης (17.52), εκτός από τα μ_{fl} και μ_w που αντιστοιχούν στις θερμοκρασίες του ρευστού και του τοιχώματος αντίστοιχα.

Αν η διαφορά μεταξύ των θερμοκρασιών του σωλήνα και του ρευστού δεν είναι μεγάλη, τότε θεωρούμε ότι οι ιδιότητες του ρευστού παραμένουν οι ίδιες και μπορεί να εφαρμοστεί η σχέση:

$$Nu_d = 0,023 Re_d^{0,8} Pr^n \quad (17.63)$$

όπου οι ιδιότητες αντιστοιχούν στη θερμοκρασία του ρευστού και ο εκθέτης n παίρνει τις εξής τιμές:

$$n = 0,4 \text{ για θέρμανση}$$

$$n = 0,3 \text{ για ψύξη}$$

Παράδειγμα

Αέρας πίεσης 2 at και θερμοκρασίας 200°C θερμαίνεται καθώς ρέει μέσα σε σωλήνα διαμέτρου 2,54 cm με ταχύτητα 10 m/s. Ζητείται η θερμότητα που μεταφέρεται ανά μονάδα μήκους του σωλήνα, αν η θερμοκρασία του τοιχώματός του διατηρείται σταθερή σε όλο το μήκος του και ίση με 20°C πάνω από τη θερμοκρασία του αέρα. Αν το μήκος του σωλήνα είναι 3 m, ποια είναι η θερμοκρασία εξόδου του αέρα από τον σωλήνα;

Λύση

Πρώτα υπολογίζουμε τον αριθμό Reynolds για να δούμε αν η ροή είναι στρωτή ή τυρβώδης. Οι ιδιότητες του αέρα στους 200°C είναι:

$$\rho = \frac{p}{RT} = \frac{2 \times 1,0132 \times 10^5}{287 \times 473} = 1,493 \text{ kg/m}^3$$

Επίσης από τον πίνακα Γ11 του Παραρτήματος Γ:

$$\mu = 25,9 \times 10^{-6} \text{ kg/ms} \quad \lambda = 0,0367 \text{ W/mK}, \quad Pr = 0,72, \quad c_p = 1,03 \text{ kJ/kgK}$$

οπότε:

$$Re_d = \frac{\rho v_a d}{\mu} = \frac{1,493 \times 10 \times 0,0254}{25,9 \times 10^{-6}} = 14642$$

Έτσι η ροή είναι τυρβώδης και, δεδομένου ότι η διαφορά θερμοκρασιών μεταξύ σωλήνα και ρευστού είναι μικρή, μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε την εξίσωση (17.63) για θέρμανση. Δηλαδή:

$$Nu_d = 0,023 Re_d^{0,8} Pr^{0,4} = 0,023 \times 14642^{0,8} \times 0,72^{0,4} = 43,37$$

και

$$\alpha = \frac{Nu_d \lambda}{d} = \frac{43,37 \times 0,0367}{0,0254} = 62,66 \text{ W/m}^2 \text{ K}$$

οπότε η θερμότητα που μεταφέρεται στον αέρα είναι:

$$\dot{Q} = \alpha A (t_w - t_a) = 62,66 \times \pi \times 0,0254 \times 1 \times (220 - 200) = 100 \text{ W/m σωλήνα.}$$

Αν ο σωλήνας έχει μήκος 3 m, το ποσό της θερμότητας που μεταφέρεται είναι:

$$\dot{Q} = 100 \times 3 = 300 \text{ W}$$

Εφαρμόζοντας τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο για ανοικτά συστήματα, έχουμε:

$$\dot{Q} = \dot{m} c_p (t_o - t_i) \quad (1)$$

αλλά $\dot{m} = \rho v_a \frac{\pi d^2}{4} = 1,493 \times 10 \times \frac{\pi \times 0,0254^2}{4} = 7,565 \times 10^{-3} \text{ kg/s}$

Αντικαθιστώντας τις αριθμητικές τιμές στην εξίσωση (1) και λύνοντας ως προς t_o παίρνουμε:

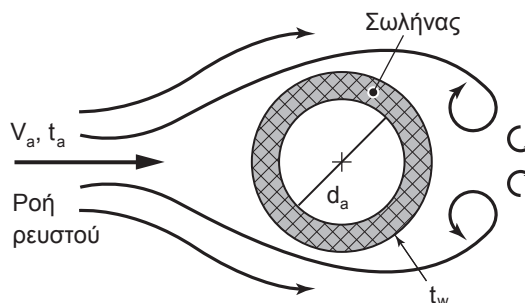
$$t_o = \frac{\dot{Q}}{\dot{m} c_p} + t_i = \frac{300}{7,565 \times 10^{-3} \times 1030} + 200 = 238,5 \text{ } ^\circ\text{C}$$

17.7.4 Βεβιασμένη κυκλοφορία σε κάθετα περιρρεόμενο σωλήνα. Τυρβώδης ροή

Σ' αυτή την περίπτωση εξετάζουμε τη ροή ενός ρευστού γύρω από την εξωτερική επιφάνεια του σωλήνα και κάθετα προς τον διαμήκη άξονά του. Ο σωλήνας δηλαδή περιρρέεται από το ρευστό, όπως φαίνεται στο σχήμα 17.16. Το υγρό έχει ταχύτητα v_a και θερμοκρασία t_a , ενώ η επιφάνεια του σωλήνα έχει θερμοκρασία t_w . Ο αριθμός Nusselt για ροή διαφόρων υγρών (νερό, λάδι, κ.λπ.) δίνεται από τον τύπο:

$$Nu_{da} = 0,43 + 1,11 C Re_{da}^m Pr^{0,31} \quad (17.64)$$

όπου οι συντελεστές C και m εξαρτώνται από το μέγεθος του αριθμού Reynolds και τη μορφή της διατομής του σωλήνα (κυλινδρική, τετραγωνική κ.λπ.), όπως φαίνεται στον πίνακα 17.3.



Σχ. 17.16
Κάθετη ροή σε σωλήνα

ΠΙΝΑΚΑΣ 17.3
Σταθερές C, m εξίσωσης (17.64).

Γεωμετρία	Re_{d_a}	C	m
$\vec{v}_a \rightarrow \bigcirc$	$1 - 4 \times 10^3$	0,48	0,5
$\vec{v}_a \rightarrow \bigcirc$	$4 \times 10^3 - 4 \times 10^4$	0,174	0,618
$\vec{v}_a \rightarrow \bigcirc$	$4 \times 10^4 - 4 \times 10^5$	0,0239	0,805
$\vec{v}_a \rightarrow \square$	$5 \times 10^3 - 10^5$	0,0921	0,675
$\vec{v}_a \rightarrow \diamond$	$5 \times 10^3 - 10^5$	0,222	0,588
$\vec{v}_a \rightarrow \hexagon$	$5 \times 10^3 - 10^5$	0,138	0,638

Οι ιδιότητες του ρευστού υπολογίζονται με βάση τη θερμοκρασία της εξίσωσης (17.52).

Να σημειωθεί ότι οι αριθμοί Nusselt και Reynolds βασίζονται στην εξωτερική διάμετρο του σωλήνα d_a και στην ταχύτητα πριν και μακριά από τον σωλήνα, v_a .

Για μη κυκλικές διατομές το d_a υπολογίζεται από τη σχέση:

$$d_a = \frac{4F}{L} \quad (17.65)$$

όπου: F το εμβαδόν της επιφάνειας συναλλαγής

L το μήκος της περιφέρειας

Παράδειγμα

Σωλήνας εξωτερικής διαμέτρου 5 cm περιρρέεται από νερό θερμοκρασίας 30°C και ταχύτητας 0,5 m/s. Η επιφάνεια του σωλήνα διατηρείται σε θερμοκρασία 150°C. Να προσδιοριστεί η μεταφορά της θερμότητας ανά μονάδα μήκους του σωλήνα.

Λύση

Η μεταφορά της θερμότητας δίνεται από την εξίσωση (17.6):

$$\dot{Q} = \alpha A (t_w - t_a) \quad (1)$$

όπου για μήκος σωλήνα $L = 1$ m:

$$A = \frac{\pi d_a^2}{4} \times 1 = \frac{3,14 \times 0,05^2}{4} \times 1 = 0,00196 \text{ m}^2$$

$$t_w = 150^\circ\text{C} \quad t_a = 30^\circ\text{C}$$

Ο συντελεστής α προσδιορίζεται από την εξίσωση (17.64):

$$\text{Nu}_{da} = \frac{\alpha d_a}{\lambda} = 0,43 + 1,11 C \text{Re}_{da}^m \text{Pr}^{0,31} \quad (2)$$

Προσδιορίζουμε τις ιδιότητες του νερού σε θερμοκρασία t_μ , εξίσωση (17.52):

$$t_\mu = \frac{t_a + t_w}{2} = \frac{150 + 30}{2} = 90^\circ\text{C}$$

Από τον πίνακα Γ10 του Παραρτήματος Γ, για $t = 90^\circ\text{C}$:

$$\nu = 0,340 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}, \quad \text{Pr} = 2,065, \quad \lambda = 0,674 \text{ W/mK}$$

άρα:

$$\text{Re}_{da} = \frac{v_a d_a}{\nu} = \frac{0,5 \times 0,05}{0,340 \times 10^{-6}} = 73529$$

Από τον πίνακα 17.3 για $\text{Re}_{da} = 73529$ παίρνουμε:

$$C = 0,0239 \text{ και } m = 0,805$$

Αντικαθιστούμε στην εξίσωση (2) και έχουμε:

$$\frac{\alpha d_a}{\lambda} = 0,43 + [1,11 \times 0,0239 \times 73529^{0,805} \times 2,065^{0,81}]$$

$$\frac{\alpha d_a}{\lambda} = 395,2 \quad \text{και} \quad \alpha = \frac{395,2 \times 0,674}{0,05} = 5327 \text{ W/m}^2\text{K}$$

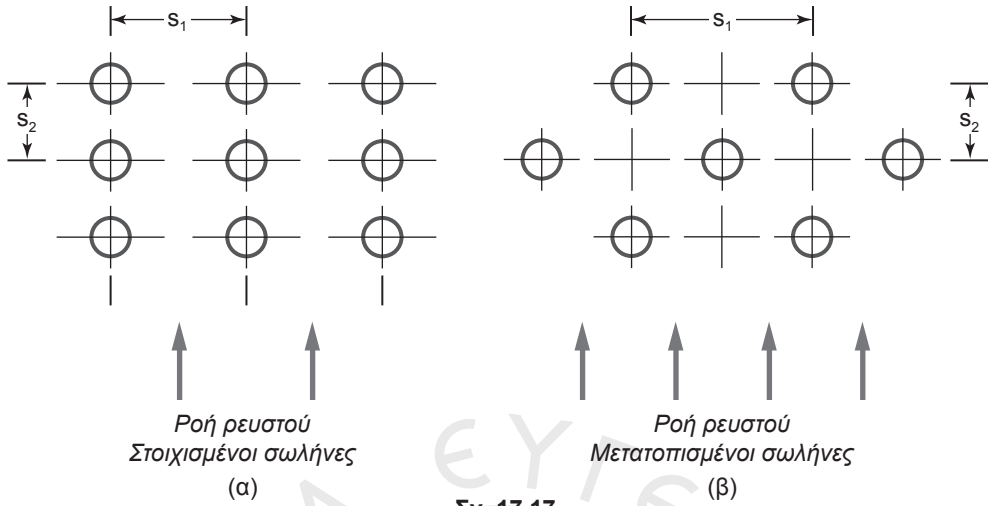
Άρα από την εξίσωση (1) παίρνουμε:

$$\dot{Q} = 5324 \times 0,00196 \times (150 - 30) = 1253 \text{ W/m σωλήνα}$$

17.7.5 Κάθετα περιρρεόμενη ομάδα σωλήνων

Τα χαρακτηριστικά της μεταφοράς θερμότητας σε κάθετα περιρρεόμενη ομάδα σωλήνων έχουν πρακτικό ενδιαφέρον στους εναλλάκτες θερμότητας οι οποίοι αποτελούνται από τέτοιες ομάδες σωλήνων, όπως θα δούμε στο επόμενο κεφάλαιο. Οι σωλήνες μπορεί να είναι στοιχισμένοι ή μετατοπισμένοι όπως φαίνεται στο σχήμα 17.17.

Για τον υπολογισμό του αριθμού Nusselt εφαρμόζεται η εξίσωση (17.64), όπου για ατμοσφαιρικό αέρα οι τιμές των συντελεστών C και m λαμβάνονται από τον πίνακα 17.4. Οι αριθμοί Reynolds και Nusselt βασίζονται στην εξωτερική διάμετρο του σωλήνα και στη μέγιστη ταχύτητα του ρευστού που αναπτύσσεται στο στενότερο σημείο της διάταξης των σωλήνων. Προσεγγιστικά μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε τις τιμές του πίνακα 17.4 και όταν το ρευστό είναι ατμός.



Σχ. 17.17

Κάθετα περιρρεόμενη ομάδα σωλήνων:

α) Στοιχισμένοι σωλήνες. β) Μετατοπισμένοι σωλήνες

ΠΙΝΑΚΑΣ 17.4

Συντελεστές για τον υπολογισμό της μεταφερόμενης θερμότητας από ομάδα σωλήνων
 περιρρεόμενη από ατμοσφαιρικό αέρα κάθετα προς τον άξονά της

$Re_{da} = 2000 \text{ έως } 40000,$ $a = \frac{s_1}{d_a}$ $b = \frac{s_2}{d_a}$								
b \ a	1,25		1,5		2,0		3,0	
	C	m	C	m	C	m	C	m
Στοιχισμένοι σωλήνες								
1,25	0,348	0,592	0,275	0,608	0,100	0,704	0,0633	0,762
1,5	0,367	0,586	0,250	0,620	0,101	0,702	0,0678	0,740
2,0	0,418	0,570	0,299	0,602	0,229	0,632	0,198	0,648
3,0	0,290	0,601	0,357	0,584	0,374	0,581	0,286	0,608
Μετατοπισμένοι σωλήνες								
0,6	—	—	—	—	—	—	0,213	0,635
0,9	—	—	—	—	0,446	0,571	0,401	0,581
1,0	—	—	0,497	0,558	—	—	—	—
1,125	—	—	—	—	0,478	0,565	0,518	0,560
1,25	0,518	0,556	0,505	0,554	0,519	0,556	0,522	0,562
1,5	0,451	0,568	0,460	0,562	0,452	0,568	0,488	0,568
2,0	0,404	0,572	0,416	0,568	0,482	0,556	0,499	0,570
3,0	0,310	0,592	0,356	0,580	0,440	0,563	0,421	0,574

Για τιμές των a και b μεγαλύτερες από αυτές που περιέχει ο πίνακας μπορεί να χρησιμοποιηθεί η σχέση:

$$Nu_{da} = 0,297 \times Re_{da}^{0,602}$$

17.7.6 Φυσική κυκλοφορία σε κάθετη επίπεδη πλάκα. Στρωτή ροή

Η φυσική κυκλοφορία είναι το αποτέλεσμα της κίνησης του ρευστού λόγω της αλλαγής της πυκνότητας που προέρχεται από τη θέρμανσή του. Ένα θερμαντικό σώμα (καλοριφέρ) π.χ. που χρησιμοποιείται για τη θέρμανση των σπιτιών είναι μια μονάδα στην οποία έχουμε μεταφορά θερμότητας με φυσική κυκλοφορία. Επίσης όταν ένα ζεστό σώμα τοποθετείται μέσα σε υγρό, η πυκνότητα του υγρού μεταβάλλεται με τη θερμοκρασία, προκαλώντας έτσι μια κίνηση του υγρού.

Ο χαρακτηριστικός αριθμός για τη φυσική κυκλοφορία είναι ο **αριθμός Grashof**, όπως δίνεται από την εξίσωση (17.43). Έτσι, για στρωτή ροή ο αριθμός αυτός θα πρέπει να είναι μικρότερος του 10^8 .

Για την περίπτωση της ροής ρευστού σε κάθετη επίπεδη πλάκα (σχ. 17.18) ο αριθμός Nusselt δίνεται από την εξίσωση:

$$Nu_x = \frac{0,508 Pr^{1/2}}{(0,952 + Pr)^{1/4}} Gr_x^{1/4} \quad (17.66)$$

όπου

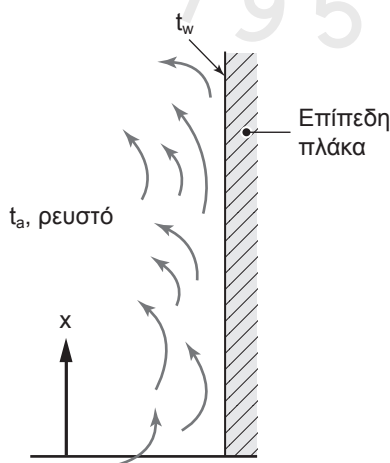
$$Gr_x = \frac{g \beta x^3 (t_w - t_a)}{\nu^2}$$

$$\beta = \frac{1}{T_a} \text{ σε } K^{-1}$$

Εκτός από το β , όλες οι ιδιότητες του ρευστού παίρνουν τιμές που αντιστοιχούν στη θερμοκρασία του τοιχώματος. Η σχέση $\beta = 1/T_a$ ισχύει για τέλεια αέρια και κατά προσέγγιση μόνο για πραγματικά αέρια.

17.7.7 Φυσική κυκλοφορία γύρω από οριζόντιο σωλήνα. Στρωτή ροή

Για την περίπτωση φυσικής κυκλοφορίας σε οριζόντιο σωλήνα και στρωτή ροή



Σχ. 17.18
Φυσική κυκλοφορία
σε επίπεδη πλάκα

(σχ. 17.19), ο υπολογισμός της μέσης τιμής του αριθμού Nusselt γίνεται με την εξίσωση (17.66), όπου όμως στη θέση του ύψους της πλάκας x μπαίνει το $2,5 d_a$.

Δηλαδή:

$$Nu_{da} = \frac{0,508 Pr^{1/2}}{(0,952 + Pr)^{1/4}} Gr_{da}^{1/4} \quad (17.67)$$

όπου

$$Gr_{da} = \frac{g \beta (2,5d_a)^3 (t_w - t_a)}{\nu^2} \quad (17.68)$$

$$Nu_{da} = \frac{2,5\alpha d_a}{\lambda} \quad (17.69)$$

17.7.8 Φυσική κυκλοφορία σε κάθετη επίπεδη πλάκα. Τυρβώδης ροή

Αν ο αριθμός Grashof πάρει τιμές μεγαλύτερες του 10^9 , η φυσική κυκλοφορία παίρνει τη μορφή της τυρβώδους ροής.

Στην περίπτωση αυτή, για ροή ρευστού σε κάθετη επίπεδη πλάκα ο αριθμός Nusselt δίνεται από τη σχέση:

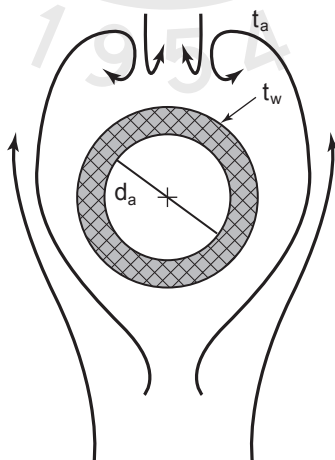
$$Nu_x = 0,129 \sqrt[3]{Gr_x Pr} \quad (17.70)$$

Οι τιμές των ιδιοτήτων του ρευστού αντιστοιχούν στη θερμοκρασία της επιφάνειας της πλάκας t_w . Ειδικότερα για ροή αερίων οι ιδιότητες αντιστοιχούν στη θερμοκρασία:

$$t = t_w - 0,38 (t_w - t_a) \quad (17.71)$$

17.7.9 Φυσική κυκλοφορία σε οριζόντιο σωλήνα. Τυρβώδης ροή

Για τη φυσική κυκλοφορία σε οριζόντιο σωλήνα και τυρβώδη ροή ο προσδιορι-



Σχ. 17.19

Φυσική κυκλοφορία σε οριζόντιο σωλήνα

σμός του συντελεστή μεταφοράς θερμότητας προσδιορίζεται από πολύπλοκες σχέσεις που ξεφεύγουν από τον σκοπό αυτού του βιβλίου. Περιοριζόμαστε να δώσουμε μια απλή σχέση απολογισμού του α όταν έχουμε ροή αέρα σε οριζόντιο σωλήνα με εξωτερική διάμετρο μεγαλύτερη των 100 mm. Η σχέση αυτή είναι:

$$\alpha = 9,54 + 0,00852 (t_w - t_a)^{4/3} \quad (17.72)$$

όπου t_w η θερμοκρασία στην εξωτερική επιφάνεια του σωλήνα
 t_a η θερμοκρασία του αέρα μακριά από τον σωλήνα

Παράδειγμα

Ο σωλήνας παροχής του ατμού του λέβητα στον στρόβιλο είναι τυλιγμένος με ένα μονωτικό υλικό και βρίσκεται σε οριζόντια θέση μέσα στο μηχανοστάσιο όπου η θερμοκρασία είναι 25°C. Η εξωτερική διάμετρος του σωλήνα μαζί με το μονωτικό υλικό είναι 22 cm και η εξωτερική επιφάνεια διατηρείται σε θερμοκρασία 50°C. Να υπολογιστεί η απώλεια της θερμότητας λόγω φυσικής κυκλοφορίας του αέρα, αν το μήκος του σωλήνα είναι 15 m.

Λύση

Η θερμότητα που μεταδίδεται από τον σωλήνα προς τον αέρα του μηχανοστασίου δίνεται και πάλι από την εξίσωση (17.6):

$$\dot{Q} = \alpha A(t_w - t_a) \quad (1)$$

$$\text{όπου } A = \frac{\pi d_a^2}{4} L = \frac{3,14 \times 0,22^2}{4} \times 15 = 0,570 \text{ m}^2$$

$$t_w = 50^\circ\text{C} \quad t_a = 25^\circ\text{C}$$

Για να δούμε ποια από τις πιο πάνω σχέσεις θα εφαρμόσουμε για τον υπολογισμό του α , θα πρέπει πρώτα να προσδιορίσουμε τον αριθμό Grashof από την εξίσωση (17.68):

$$Gr_{da} = \frac{g \beta (2,5d_a)^3 (t_w - t_a)}{\nu^2} \quad (2)$$

για αέρα θερμοκρασίας $t_w = 50^\circ\text{C}$ από τον πίνακα Γ11 του Παραρτήματος Γ:

$$\nu = 18,70 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}, \text{ Pr} = 0,71, \lambda = 0,0276 \text{ W/mK}$$

επίσης:

$$\beta = \frac{1}{T_a} = \frac{1}{273 + 25} = 0,00336 \text{ σε } K^{-1}$$

οπότε από την εξίσωση (2) έχουμε:

$$Gr_{da} = \frac{9,81 \times 0,00336 \times (2,5 \times 0,22)^3 \times (50 - 25)}{(18,70 \times 10^{-6})^2} = 3,92 \times 10^8$$

Η τιμή του αριθμού Grashof είναι πλησιέστερα προς το 10^8 . Έτσι δεχόμαστε ότι η ροή είναι στρωτή και εφαρμόζουμε την εξίσωση (17.67) για τον προσδιορισμό του αριθμού Nusselt:

$$Nu_{da} = \frac{0,508 Pr^{1/2}}{(0,952 + Pr)^{1/4}} Gr_{da}^{1/4} = \frac{0,508 \times 0,71^{1/2}}{(0,952 + 0,71)^{1/4}} \times (3,92 \times 10^8)^{1/4} = 53,05$$

$$\text{και } \alpha = \frac{Nu_{da} \lambda}{2,5d_a} = \frac{53,05 \times 0,0276}{2,5 \times 0,22} = 2,662 \text{ W/m}^2\text{K}$$

Αντικαθιστώντας στην εξίσωση (1) παίρνουμε:

$$\dot{Q} = 2,662 \times 0,570 \times (50 - 25) = 38 \text{ W}$$

17.8 Ασκήσεις

1. Ένα διαχωριστικό τοίχωμα αποτελείται από δύο υλικά: το ένα έχει πάχος 2 cm και συντελεστή θερμικής αγωγιμότητας 1,3 W/mK και το άλλο (μονωτικό) έχει συντελεστή θερμικής αγωγιμότητας 0,35 W/mK. Η απώλεια θερμότητας από το τοίχωμα δεν πρέπει να είναι μεγαλύτερη από 1830 W/m². Να προσδιοριστεί το πάχος του μονωτικού υλικού, αν η εσωτερική και εξωτερική επιφάνεια του τοιχώματος διατηρούνται σε 1300 και 30°C.

(Απ.: 23,8 cm)

2. Ένας τοίχος αποτελείται από μία πλάκα χαλκού πάχους 2,5 cm, μία πλάκα αμιάντου πάχους 3,2 mm και μία πλάκα υαλοβάμβακα πάχους 5 cm. Η θερμοκρασιακή διαφορά μεταξύ εσωτερικής και εξωτερικής επιφάνειας είναι 560 K. Να προσδιοριστεί η ανά μονάδα επιφάνειας μεταφορά θερμότητας.

(Απ.: 506 W/m²)

3. Αέρας σε θερμοκρασία 20°C περνά επάνω από μία ζεστή πλάκα διαστάσεων 50 × 75 cm, η οποία έχει θερμοκρασία 250°C. Ο συντελεστής μεταφοράς θερμότητας είναι 25 W/m²K. Ζητείται το ποσό της θερμότητας που μεταφέρεται από την πλάκα στον αέρα.

(Απ.: 2156 kW)

4. Μέσα σ' έναν χαλύβδινο ($\lambda = 56 \text{ W/mK}$) σωλήνα εσωτερικής διαμέτρου 3 cm κυκλοφορεί νερό θερμοκρασίας 80°C. Το πάχος του τοιχώματος του σωλήνα είναι 2,5 mm και ο συντελεστής μεταφοράς θερμότητας στο εσωτερικό του σωλήνα 600 W/m²K. Η εξωτερική επιφάνεια του σωλήνα διατηρείται στους 15°C και η απώλεια της θερμότητας ανά μέτρο σωλήνα είναι 800 W. Ζητείται ο ολικός συντελεστής μεταφοράς θερμότητας.

(Απ.: 16,29 W/m²K)

5. Ένας χαλύβδινος σωλήνας με εξωτερική διάμετρο 5 cm είναι καλυμμένος με υαλοβάμβακα πάχους 6,4 mm, ο οποίος επίσης είναι καλυμμένος από αμιάντο πάχους 2,5 cm. Η θερμοκρασία του τοιχώματος του σωλήνα είναι 515°C, ενώ η εξωτερική επιφάνεια του αμιάντου έχει θερμοκρασία 60°C. Να υπολογιστεί: α) η μεταφορά της θερμότητας ανά μέτρο σωλήνα και β) η θερμοκρασία της κοινής επιφάνειας υαλοβάμβακα και αμιάντου.

(Απ.: α) 332,7 W/m, β) 252,6°C) .

6. Αν ο σωλήνας της άσκησης 5 βρίσκεται σε ένα μηχανοστάσιο όπου η θερμοκρασία του αέρα είναι 30°C , να βρεθεί ο συντελεστής μεταφοράς θερμότητας μεταξύ της εξωτερικής επιφάνειας του αμιάντου του σωλήνα και του αέρα του μηχανοστασίου.

(Απ.: $23,47 \text{ W/m}^2\text{K}$)

7. Επάνω σε μια επίπεδη πλάκα κυκλοφορεί αέρας θερμοκρασίας 20°C με ταχύτητα 25 m/s . Η επίπεδη πλάκα θερμαίνεται σε σταθερή θερμοκρασία 65°C . Ζητείται: α) ο μέσος συντελεστής μεταφοράς θερμότητας από την αρχή της πλάκας μέχρι μήκους 30 cm και β) η θερμότητα που μεταφέρεται κατά μήκος αυτής της απόστασης.

(Απ.: α) $34,56 \text{ W/m}^2\text{K}$, β) 467 W)

8. Μέσα σε έναν σωλήνα εσωτερικής διαμέτρου $0,01 \text{ m}$ κυκλοφορεί νερό θερμοκρασίας 20°C με ταχύτητα 1 m/s . Ο σωλήνας θερμαίνεται σε σταθερή θερμοκρασία 60°C . Να βρεθεί ο τοπικός συντελεστής μεταφοράς θερμότητας σε απόσταση 2 m από την είσοδο του σωλήνα.

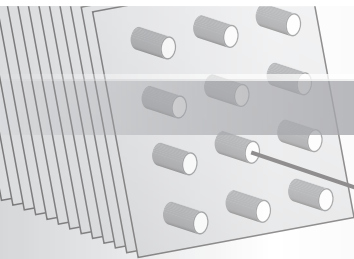
(Απ.: $5020 \text{ W/m}^2\text{K}$)

9. Το πλευρικό τοίχωμα ενός χώρου ενδιαιτήσης (κάθετη επίπεδη πλάκα) έχει θερμοκρασία επιφάνειας 28°C , ενώ ο αέρας του περιβάλλοντος είναι 15°C . Το ύψος του τοιχώματος είναι 3 m και το πλάτος του 6 m . Να βρεθεί α) ο συντελεστής μεταφοράς θερμότητας και β) η θερμότητα που μεταφέρεται.

(Απ.: α) $35,3 \text{ W/m}^2\text{K}$, β) 8261 W)

10. Αέρας πίεσης 1 bar και θερμοκρασίας 10°C περιρρέει κάθετα μια ομάδα σωλήνων με ταχύτητα 7 m/s , η οποία μετρήθηκε πριν ο αέρας εισέλθει στους σωλήνες. Οι σωλήνες που έχουν θερμοκρασία 65°C είναι διατεταγμένοι σε σειρά (στοιχισμένοι) και το μεταξύ τους διάστημα είναι $3,81 \text{ cm}$ και προς τις δύο κατευθύνσεις της ροής. Η ομάδα αποτελείται από 15 σειρές καθ' ύψος και 5 σειρές κατά πλάτος και κάθε σωλήνας έχει εξωτερική διάμετρο $2,54 \text{ cm}$. Ζητείται η θερμότητα που μεταφέρεται ανά μέτρο σωλήνα.

(Απ.: $52,41 \text{ kW}$)



ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΔΕΚΑΤΟ ΟΓΔΟΟ

Εναλλάκτες θερμότητας

18.1 Γενικά

Εναλλάκτες θερμότητας ονομάζουμε τις μονάδες εκείνες με τις οποίες επιτυγχάνουμε την ανταλλαγή θερμότητας μεταξύ δύο ρευστών δηλαδή τη θέρμανση του ενός και την ψύξη του άλλου. Έτσι, τόσο το ψυγείο όσο και ο προθερμαντήρας μιας εγκατάστασης ατμοστροβίλου, που είδαμε στο ένατο κεφάλαιο, είναι ένας εναλλάκτης θερμότητας. Επίσης ο οικονομητήρας ενός λέβητα είναι μια μορφή εναλλάκτη θερμότητας, δεδομένου ότι με αυτόν προθερμαίνουμε το νερό της τροφοδότησης του λέβητα από τα καυσαέρια, τα οποία φυσικά ψύχονται.

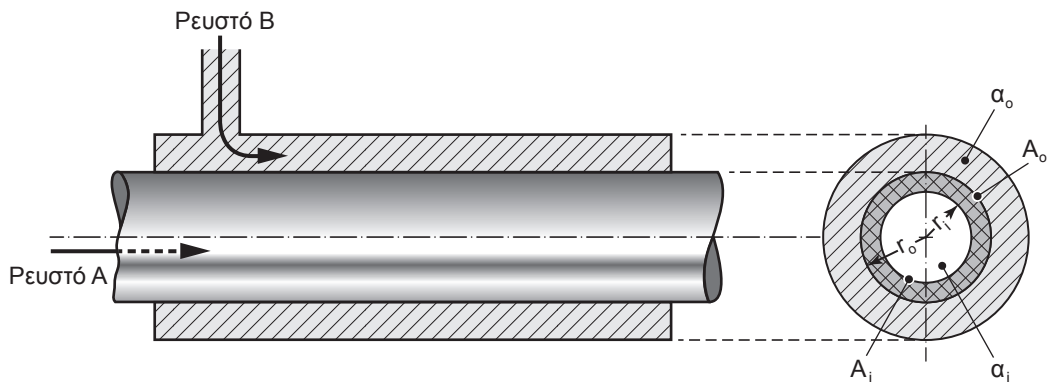
Όπως θα δούμε πιο κάτω, υπάρχουν πολλοί τύποι εναλλακτών θερμότητας και ο καθένας απ' αυτούς είναι κατάλληλος για μία ή περισσότερες εφαρμογές. Η καταλληλότητα αυτή εξαρτάται από την απόδοση του καθενός στη συγκεκριμένη εφαρμογή, από το μέγεθος, από το βάρος του κ.λπ., τα οποία, σε τελευταία ανάλυση προσδιορίζουν το κόστος αγοράς και λειτουργίας του εναλλάκτη. Η σχεδίαση και το υλικό κατασκευής είναι οι παράγοντες που καθορίζουν την αποδοτικότητα του εναλλάκτη από οικονομικής και λειτουργικής σκοπιάς.

Στο κεφάλαιο αυτό θα περιοριστούμε μόνο στην εξέταση των μεθόδων προσδιορισμού της θερμότητας που μεταδίδεται μεταξύ των ρευστών με βάση τους δύο πρώτους τρόπους μετάδοσης θερμότητας, δηλαδή με αγωγιμότητα και μεταφορά. Αυτό δεν σημαίνει ότι το φαινόμενο της ακτινοβολίας δεν είναι σημαντικό στους εναλλάκτες θερμότητας. Αρκεί να σκεφτεί κάποιος ότι στις εφαρμογές των εναλλακτών στο Διάστημα, η ακτινοβολία αποτελεί τον καθοριστικό παράγοντα μετάδοσης θερμότητας. Οι εφαρμογές όμως αυτές ξεφεύγουν από τον σκοπό αυτού του βιβλίου.

18.2 Συνολικός συντελεστής μετάδοσης θερμότητας

Μία στοιχειώδης μορφή εναλλάκτη θερμότητας είναι ο διπλός σωλήνας που φαίνεται στο σχήμα 18.1. Με αυτή τη διάταξη το ένα ρευστό Α ρέει μέσα στον μικρό σωλήνα, παράλληλα και με την ίδια διεύθυνση με το άλλο ρευστό Β, το οποίο ρέει στον χώρο μεταξύ των δύο σωλήνων. Όταν τα δύο ρευστά ρέουν παράλληλα και με την ίδια διεύθυνση, τότε η ροή ονομάζεται **ομορροή** και ο αντίστοιχος εναλλάκτης **εναλλάκτης ομορροής**. Φυσικά τα δύο ρευστά Α και Β θα μπορούσαν να ρέουν με αντίθετες διευθύνσεις, οπότε η ροή θα ονομαζόταν **αντιρροή** και ο εναλλάκτης **εναλλάκτης αντιρροής**.

Ας υποθέσουμε τώρα ότι το ρευστό Α είναι ζεστό και το ρευστό Β είναι κρύο και



Σχ. 18.1

Σχηματική παράσταση στοιχειώδους εναλλάκτη θερμότητας (διπλός σωλήνας)

ότι οι θερμοκρασίες των ρευστών παραμένουν σταθερές μέσα στον εναλλάκτη, κάτι που δεν συμβαίνει στην πράξη. Τότε, με βάση την εξίσωση (17.22), έχουμε ότι η θερμότητα που μεταφέρεται δίνεται από τη σχέση:

$$\dot{Q} = \frac{t_A - t_B}{\frac{1}{\alpha_i A_i} + \frac{\ln(r_o/r_i)}{2\pi L} + \frac{1}{\alpha_o A_o}} \quad (18.1)$$

όπου t_A , t_B οι θερμοκρασίες των δύο ρευστών και οι συντελεστές μεταφοράς θερμότητας α_i και α_o προσδιορίζονται με τις μεθόδους που είδαμε στο δέκατο έβδομο κεφάλαιο. Οι δείκτες i και o αναφέρονται στην εσωτερική και εξωτερική επιφάνεια του μικρού σωλήνα (σχ. 18.1).

Η εξίσωση (18.1) γράφεται και ως:

$$\dot{Q} = K_o A (t_A - t_B) \quad (18.2)$$

όπου ο συνολικός συντελεστής K_o βασίζεται στην εσωτερική ή εξωτερική επιφάνεια, σύμφωνα με την επιθυμία μας, και υπολογίζεται από τις εξισώσεις (17.25) ή (17.26) του προηγούμενου κεφαλαίου αντίστοιχα.

Εδώ θα πρέπει να σημειώσουμε ότι η τιμή του K_o καθορίζεται βασικά από έναν από τους συντελεστές μεταφοράς θερμότητας α_i ή α_o , γιατί στις περισσότερες πρακτικές εφαρμογές ο συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας λ είναι πολύ μεγάλος σε σχέση με τα α . Αυτό που σημαίνει ότι η αντίσταση $(\ln(r_o/r_i)/2\pi L)$ στη μετάδοση της θερμότητας λόγω αγωγιμότητας είναι πολύ μικρή σε σχέση με την αντίσταση $1/\alpha_i A_i$ ή $1/\alpha_o A_o$ λόγω μεταφοράς θερμότητας. Ακόμη, αν ένας από τους συντελεστές α είναι πολύ μικρότερος από τον άλλο, τότε αυτός καθορίζει την τιμή του K_o , όπως φαίνεται από την εξίσωση (17.25) ή (17.26).

Στον πίνακα 18.1 δίνουμε τα όρια μέσα στα οποία κυμαίνεται ο συντελεστής K_o για διάφορες πρακτικές εφαρμογές που συναντάμε στις ναυτικές εγκαταστάσεις. Φυσικά για τη σχεδίαση ενός εναλλάκτη η ποσότητα της θερμότητας που μεταδίδεται

βασίζεται σε ακριβείς υπολογισμούς του K_o . Για τον προσδιορισμό της θερμότητας που μεταφέρεται θα πρέπει να γνωρίζουμε τη θερμοκρασιακή διαφορά μεταξύ των ρευστών, κάτι που εξαρτάται από τον τύπο του εναλλάκτη και τη μορφή της ροής, όπως θα δούμε αναλυτικότερα πιο κάτω.

ΠΙΝΑΚΑΣ 18.1
Ενδεικτικές τιμές του συντελεστή K_o

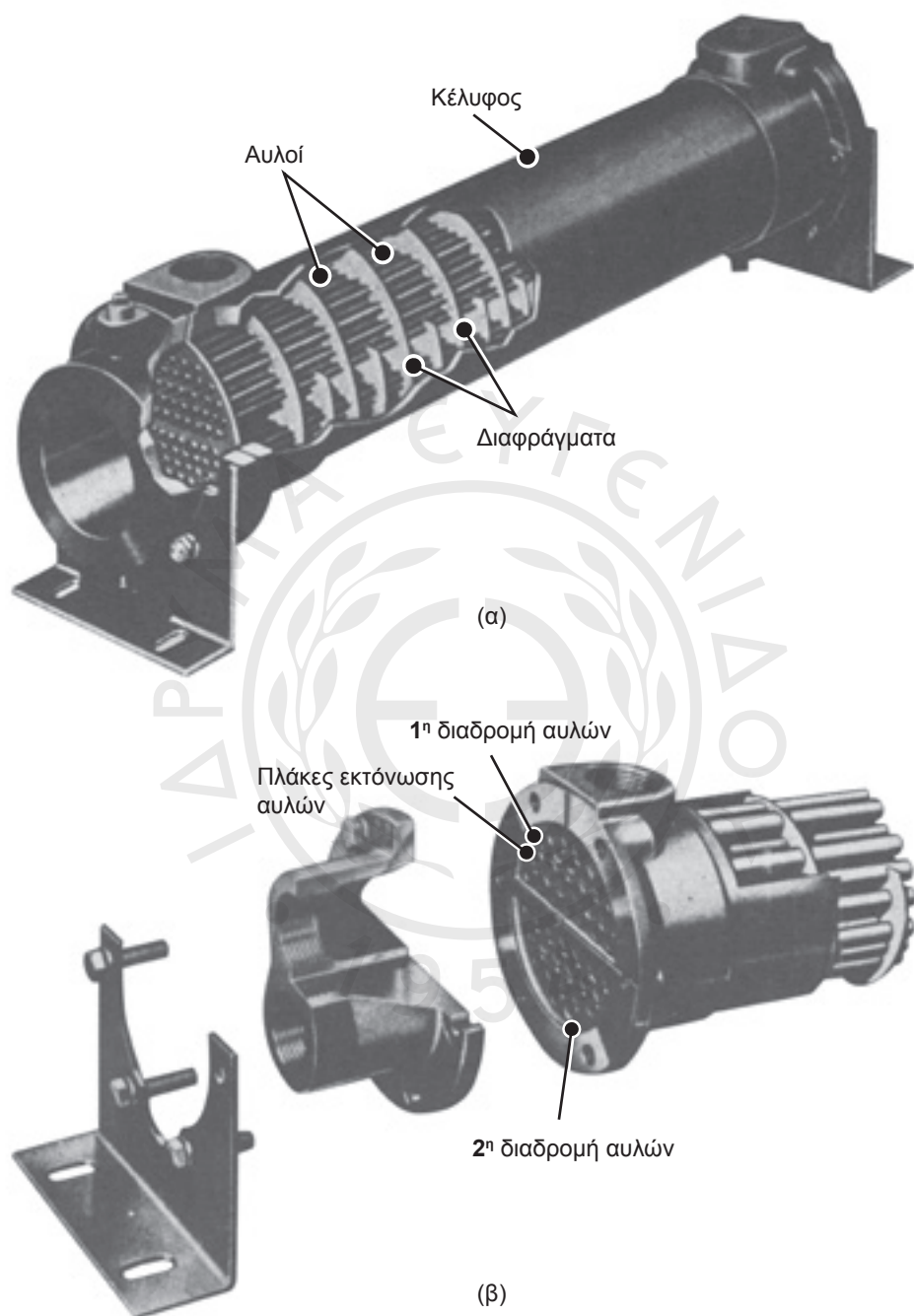
Φυσικό σύστημα	$K_o, W/m^2K$
Ψυγείο ατμού εγκατάστασης ατμοστροβίλου	1100 - 5600
Προθερμαντήρας (επιφάνειας), τροφοδοτικού νερού εγκατάστασης ατμοστροβίλου	1100- 8500
Ψυγείο συμπύκνωσης Freon 12 με νερό	280- 850
Ψυγείο νερού με νερό	850- 1700
Ψυγείο λαδιού με νερό	110-350
Προθερμαντήρας ελαφρού πετρελαίου με ατμό	170- 340
Προθερμαντήρας βαρέος πετρελαίου με ατμό	56-170

18.3 Τύποι εναλλακτών θερμότητας

Ένας τύπος εναλλάκτη θερμότητας είναι ο διπλός σωλήνας που δώσαμε στην προηγούμενη παράγραφο, όπου τα ρευστά μπορούν να ρέουν με ομορροή ή αντιρροή, δηλαδή το ζεστό ή κρύο ρευστό να βρίσκεται στον χώρο μεταξύ των σωλήνων, ενώ το άλλο ρευστό στο εσωτερικό του μικρού σωλήνα.

Ο πιο συνηθισμένος, όμως τύπος που εφαρμόζεται πολύ στην πράξη είναι αυτός που φαίνεται στο σχήμα 18.2. Αποτελείται από ομάδα αυλών (σωλήνες), η οποία καλύπτεται από ένα κέλυφος και τα δύο άκρα της είναι εκτονωμένα σε ισάριθμες πλάκες. Το ένα ρευστό ρέει μέσα στους αυλούς, ενώ το άλλο κυκλοφορεί στον χώρο μεταξύ των αυλών και του κελύφους. Στον χώρο αυτό τοποθετούνται διαχωριστικά διαφράγματα για την καλή κυκλοφορία του ρευστού επάνω στους αυλούς, πράγμα που εξασφαλίζει υψηλή μετάδοση θερμότητας. Το ρευστό που κυκλοφορεί μέσα στους αυλούς έχει τη δυνατότητα να εκτελεί μία ή περισσότερες διαδρομές πριν εξέλθει από τον εναλλάκτη, όπως φαίνεται σχηματικά στο σχήμα 18.3. Αυτό εξαρτάται από τη διαμόρφωση των άκρων του εναλλάκτη, όπως φαίνεται στο σχήμα 18.2, όπου ο εναλλάκτης (α) έχει μία διαδρομή αυλών ενώ ο (β) έχει δύο. Ο τύπος αυτός του εναλλάκτη εφαρμόζεται κυρίως στη θέρμανση ή ψύξη μεταξύ ρευστών, όπως είναι τα ψυγεία λαδιού, νερού κ.λπ. των μηχανών Diesel.

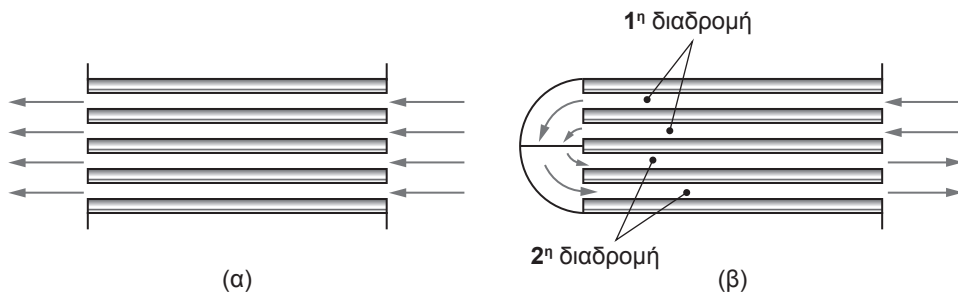
Ένας άλλος τύπος εναλλάκτη που χρησιμοποιείται για θέρμανση ή ψύξη αέρα ή αερίων, είναι αυτός που φαίνεται στο σχήμα 18.4. Όπως βλέπουμε, το αέριο κυκλοφορεί έξω από τους αυλούς και κάθετα προς τη ροή του ρευστού που κυκλοφορεί μέσα σ' αυτούς ψύχοντας ή θερμαίνοντας το αέριο.



Σχ. 18.2

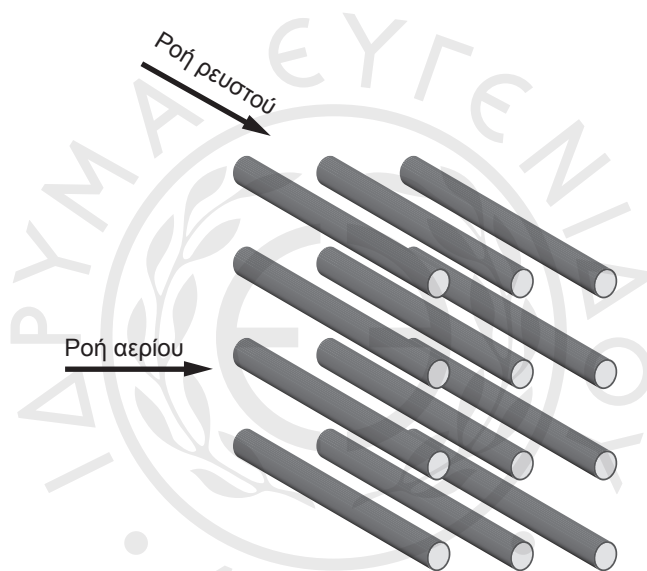
Εναλλάκτης θερμότητας με αυλούς μέσα σε κέλυφος:

α) Μίας διαδρομής. β) Δύο διαδρομών



Σχ. 18.3

Σχηματική παράσταση εναλλάκτη: α) Μίας διαδρομής, β) Δύο διαδρομών



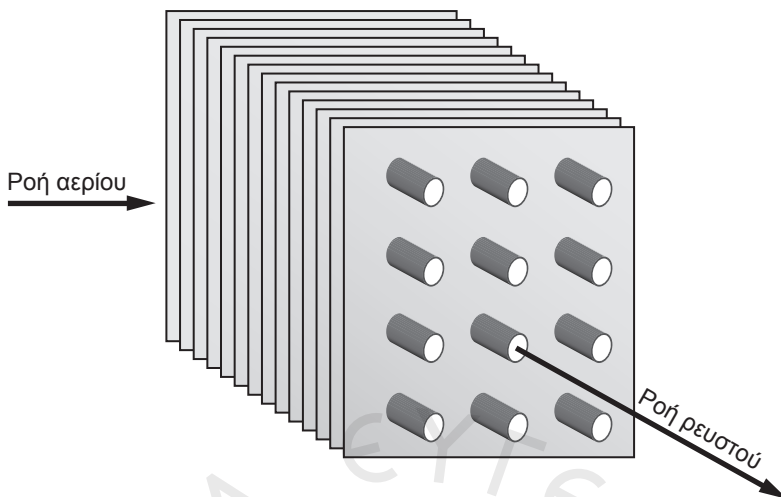
Σχ. 18.4

Εναλλάκτης σταυρορροής

Αυτός ο τρόπος ροής των δύο ρευστών ονομάζεται **σταυρορροή**, γι' αυτό και ο εναλλάκτης αυτός ονομάζεται **εναλλάκτης σταυρορροής**. Και στον τύπο αυτό οι αυλοί είναι επίσης εκτονωμένοι σε δύο πλάκες, αλλά συνήθως δεν καλύπτονται από το κέλυφος. Έτσι, το αέριο έχει τη δυνατότητα να κινηθεί προς οποιαδήποτε κατεύθυνση.

Στο σχήμα 18.5 φαίνεται ένας διαφορετικός τύπος εναλλάκτη σταυρορροής. Εδώ το αέριο ρέει έξω από τους αυλούς και ανάμεσα από λεπτά ελασματα, τα οποία είναι στερεωμένα στους αυλούς. Δεν μπορεί να κινηθεί προς οποιαδήποτε διεύθυνση, γιατί περιορίζεται από τις διόδους που σχηματίζουν τα ελάσματα. Αυτός ο τύπος εναλλάκτη χρησιμοποιείται κυρίως στις εγκαταστάσεις κλιματισμού.

Ανακεφαλαιώνοντας, μπορούμε να θυμηθούμε ότι οι τρεις τύποι εναλλακτών είναι:



Σχ. 18.5
Εναλλάκτης σταυρορροής

- α) Εναλλάκτες ομορροής, όπου τα δύο ρευστά ρέουν προς την ίδια διεύθυνση.
- β) Εναλλάκτες αντιρροής, όπου τα δύο ρευστά ρέουν προς αντίθετες διευθύνσεις.
- γ) Εναλλάκτες σταυρορροής όπου τα δύο ρευστά ρέουν προς διασταυρούμενες κατευθύνσεις.

Υπάρχουν βέβαια και άλλοι τύποι εναλλακτών, οι οποίοι είτε μπορούν να υπαχθούν στους πιο πάνω τύπους είτε είναι συνδυασμοί τους. Υπάρχει π.χ., όπως θα δούμε πιο κάτω, ο εναλλάκτης μονορροής, ο οποίος μπορεί να υπαχθεί στον τύπο εναλλάκτη ομορροής.

18.4 Συντελεστές ρύπανσης

Σε όλους τους παραπάνω εναλλάκτες θερμότητας μετά από μία περίοδο λειτουργίας παρουσιάζεται το φαινόμενο της ρύπανσης ή της διάβρωσης των επιφανειών συναλλαγής θερμότητας. Και στις δύο περιπτώσεις παρουσιάζεται μια πρόσθετη αντίσταση στη ροή της θερμότητας, η οποία έχει ως αποτέλεσμα τη μείωση της απόδοσης του εναλλάκτη. Την πρόσθετη αυτή αντίσταση την λαμβάνουμε υπόψη μας με τον **συντελεστή ρύπανσης** R_f , τον οποίο συμπεριλαμβάνουμε στον υπολογισμό του ολικού συντελεστή μετάδοσης θερμότητας K_o .

Ο συντελεστής R_f προσδιορίζεται πειραματικά από τις τιμές του K_o για καθαρές και ρυπασμένες επιφάνειες του εναλλάκτη. Έτσι, ο R_f ορίζεται ως:

$$R_f = \frac{1}{K_{op}} - \frac{1}{K_{ok}} \quad (18.3)$$

όπου: οι δείκτες p και k αναφέρονται σε ρυπασμένο και καθαρό εναλλάκτη αντίστοιχα.

Ενδεικτικές τιμές του συντελεστή ρύπανσης για διάφορα ρευστά δίνονται στον

πίνακα 18.2. Τελικά με τις τιμές αυτές και την εξίσωση (18.3) προσδιορίζουμε συνήθως τον συντελεστή K_o για ρυπασμένο εναλλάκτη, γνωρίζοντας τον αντίστοιχο του καθαρού εναλλάκτη.

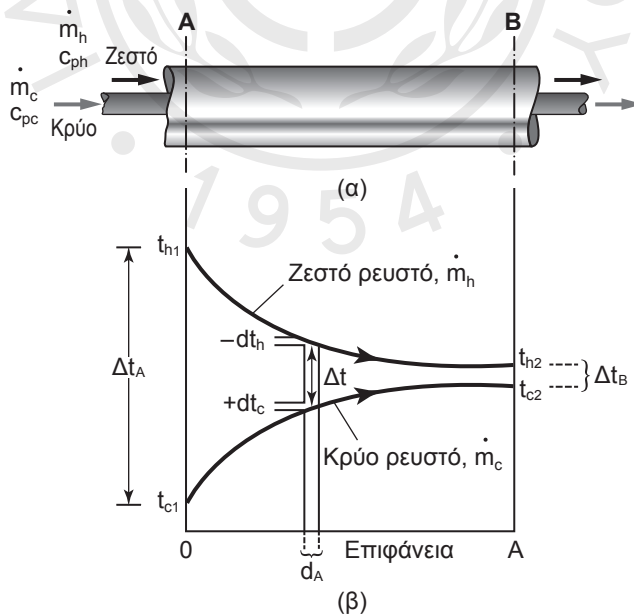
ΠΙΝΑΚΑΣ 18.2
Τιμές συντελεστή ρύπανσης R_f

Ρευστό	$R_f, m^2 K/W$
Θαλασσινό νερό κάτω από 50°C	9×10^{-5}
Θαλασσινό νερό πάνω από 50°C	2×10^{-4}
Τροφοδοτικό νερό λέβητα πάνω από 50°C	2×10^{-4}
Πετρέλαιο	9×10^{-4}
Ψυκτικό υγρό	2×10^{-4}

18.5 Μέση λογαριθμική θερμοκρασιακή διαφορά

Όπως είπαμε στην παράγραφο 18.2, σε έναν εναλλάκτη γνωρίζουμε ή μπορούμε να προσδιορίσουμε τους δύο παράγοντες A και K_o της εξίσωσης 18.2. Απομένει να δούμε ποια είναι η θερμοκρασιακή διαφορά, ώστε να μπορούμε από την ίδια εξίσωση να υπολογίσουμε τη θερμότητα που μεταφέρεται μέσα σ' αυτόν.

Ας εξετάσουμε πρώτα την περίπτωση της ομορροής σε διπλό σωλήνα [σχ. 18.6(α)]. Το ζεστό ρευστό εισέρχεται στον χώρο μεταξύ των σωλήνων με θερμο-



Σχ. 18.6

α) Ομορροή σε διπλό σωλήνα, β) Διάγραμμα θερμοκρασίας-επιφάνειας

κρασία t_{h1} , και εξέρχεται με χαμηλότερη θερμοκρασία t_{h2} . Στο εσωτερικό του μικρού σωλήνα μπαίνει το κρύο ρευστό με θερμοκρασία t_{c1} και βγαίνει με θερμοκρασία t_{c2} . Έτσι το ζεστό ρευστό ψύχεται από θερμοκρασία t_{h1} σε θερμοκρασία t_{h2} , ενώ το κρύο θερμαίνεται από t_{c1} σε t_{c2} . Οι θερμοκρασιακές αυτές κατανομές φαίνονται στο σχήμα 18.5(β). Εδώ οι θερμοκρασίες των ρευστών μεταβάλλονται μέσα στον εναλλάκτη και δεν παραμένουν σταθερές όπως θεωρήσαμε στην παράγραφο 18.2. Έτσι, για να βρούμε τη θερμότητα που μεταδίδεται χρησιμοποιούμε την εξίσωση (18.2), μόνο που αντικαθιστούμε τη θερμοκρασιακή διαφορά μεταξύ των ρευστών ($t_A - t_B$) με μία κατάλληλη θερμοκρασιακή διαφορά, Δt_m . Η εξίσωση (18.2) γράφεται τότε ως

$$\dot{Q} = K_o A \Delta t_m \quad (18.4)$$

Από το σχήμα 18.5(β) βλέπουμε ότι η θερμοκρασιακή διαφορά Δt_m μεταξύ των δύο ρευστών μεταβάλλεται μεταξύ της εισόδου και της εξόδου. Συνεπώς η πιο κατάλληλη θερμοκρασιακή διαφορά Δt_m είναι μια μέση τιμή. Αποδεικνύεται ότι η μέση αυτή τιμή για έναλλάκτη ομορροής δίνεται από την εξίσωση*:

$$\Delta t_m = \frac{(t_{h2} - t_{c2})(t_{h1} - t_{c1})}{\ln \frac{t_{h2} - t_{c2}}{t_{h1} - t_{c1}}} \quad (18.5)$$

όπου οι δείκτες h και c αναφέρονται στο ζεστό και κρύο ρευστό αντίστοιχα.

Η θερμοκρασιακή αυτή διαφορά ονομάζεται **μέση λογαριθμική θερμοκρασιακή διαφορά** (ΜΛΘΔ). Είναι η διαφορά των θερμοκρασιών των δύο ρευστών στο ένα άκρο του εναλλάκτη μείον τη διαφορά των θερμοκρασιών στο άλλο άκρο, διαιρούμενη από τον φυσικό λογάριθμο του λόγου των δύο αυτών θερμοκρασιακών διαφορών.

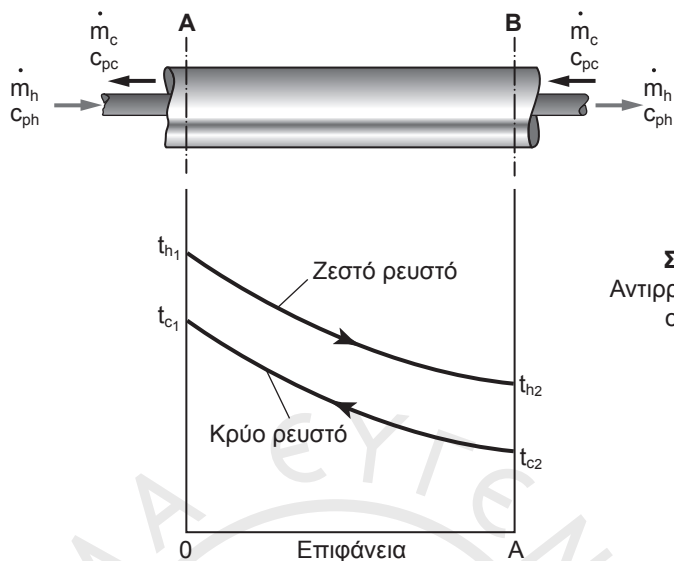
Γνωρίζοντας τώρα για έναν εναλλάκτη τη ΜΛΘΔ καθώς επίσης και το K_o και A , μπορούμε να υπολογίσουμε τη θερμότητα που μεταδίδεται, από την εξίσωση (18.4).

Η εξίσωση (18.5) ισχύει γενικά για όλους τους εναλλάκτες, όπως π.χ. της αντιρροής και μονορροής που φαίνονται στα σχήματα 18.7 και 18.8 αντίστοιχα. Εδώ θα πρέπει να προσέξουμε ότι στον εναλλάκτη αντιρροής η θερμοκρασία εισόδου του κρύου ρευστού είναι t_{c2} και της εξόδου t_{c1} , αντίθετα δηλαδή από ό,τι στον εναλλάκτη ομορροής.

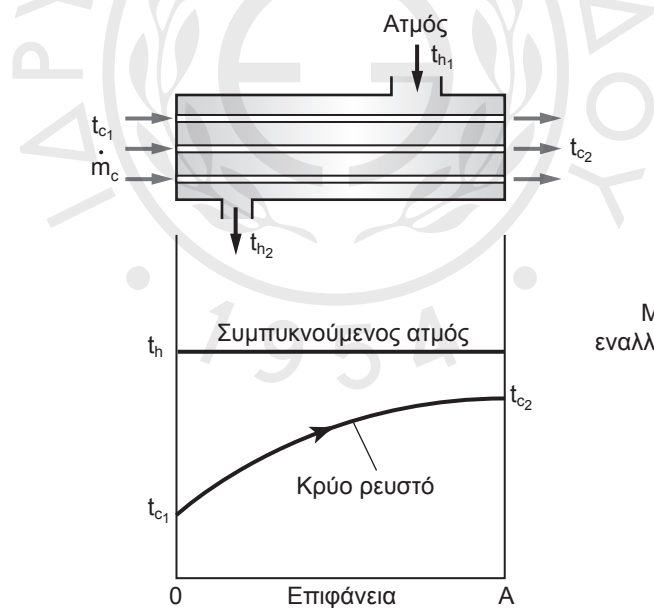
Ειδικά για τους δύο αυτούς εναλλάκτες έχουμε να παρατηρήσουμε τα εξής:

α) **Εναλλάκτης αντιρροής**. Αποδεικνύεται ότι είναι ο αποδοτικότερος εναλλάκτης από όλους τους άλλους, γιατί, θεωρητικά τουλάχιστον, η θερμοκρασία εξόδου του ζεστού ρευστού t_{h2} είναι δυνατό να ταυτιστεί με τη θερμοκρασία εισόδου του κρύου t_{c2} , αντίστοιχα δε η θερμοκρασία εξόδου του κρύου ρευστού με τη θερμοκρασία εισόδου του ζεστού. Αυτή η πλήρης εναλλαγή της θερμότητας είναι δυνατή μόνο στους εναλλάκτες αντιρροής.

* Η μαθηματική απόδειξη της εξίσωσης (18.5) δίνεται στο Παράρτημα Α.



Σχ. 18.7
Αντιρροή σε διπλό
σωλήνα



Σχ. 18.8
Μονορροή σε
εναλλάκτη θερμότητας

β) **Εναλλάκτης μονορροής.** Σ' αυτόν η θερμοκρασία του ζεστού ρευστού παραμένει σταθερή σε όλο το μήκος του, δηλαδή $t_{h1} = t_{h2} = t_h$. Αυτής της μορφής εναλλάκτης είναι το ψυγείο ατμού της εγκατάστασης ατμόστροβίλου, όπου ο ατμός (ζεστό ρευστό) συμπυκνώνεται, δηλαδή ψύχεται, με σταθερή θερμοκρασία t_h .

Η εφαρμογή της εξίσωσης (18.4) στην πράξη δεν δίνει καλά αποτελέσματα για τους εξής λόγους:

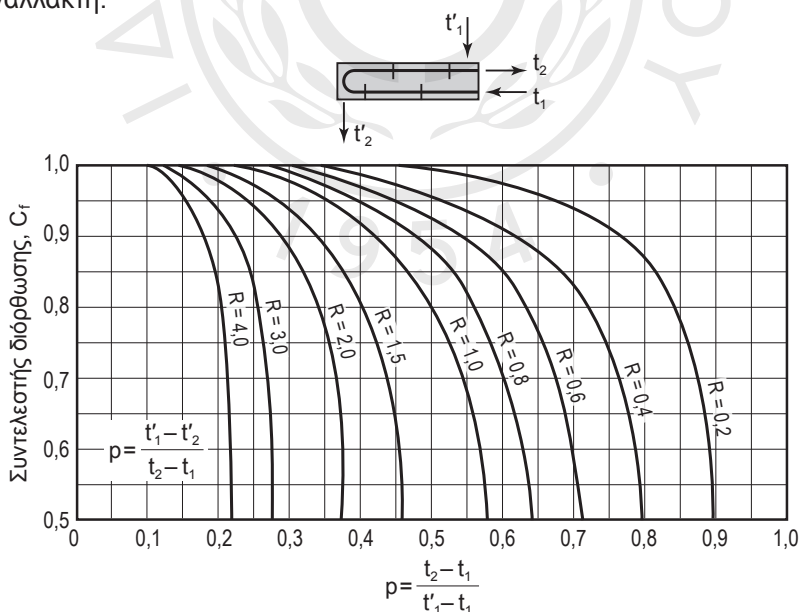
α) Η ανάλυση από την οποία προέκυψε η ΜΛΘΔ, εξίσωση (18.5), βασίστηκε σε δύο παραδοχές. Πρώτο ότι οι ειδικές θερμότητες των ρευστών δεν μεταβάλλονται με τη θερμοκρασία και δεύτερο οι συντελεστές μεταφοράς θερμότητας παραμένουν σταθεροί σε όλο το μήκος του εναλλάκτη.

β) Αναφέρεται σε εναλλάκτη της μορφής του διπλού σωλήνα, ο οποίος έχει πολύ απλή γεωμετρία σε σχέση με τους εναλλάκτες που συναντάμε στην πράξη και ο οποίος άλλωστε σπάνια εφαρμόζεται.

Για να αντιμετωπίσουμε τις αποκλίσεις αυτές από την πράξη όταν δεν έχουμε εναλλάκτη της μορφής του διπλού σωλήνα, χρησιμοποιούμε έναν συντελεστή διόρθωσης C_f , ο οποίος διορθώνει τη ΜΛΘΔ που προκύπτει από την εξίσωση (18.5) με τις ίδιες θερμοκρασίες ζεστού και κρύου ρευστού. Η εξίσωση (18.4) παίρνει έτσι τη μορφή:

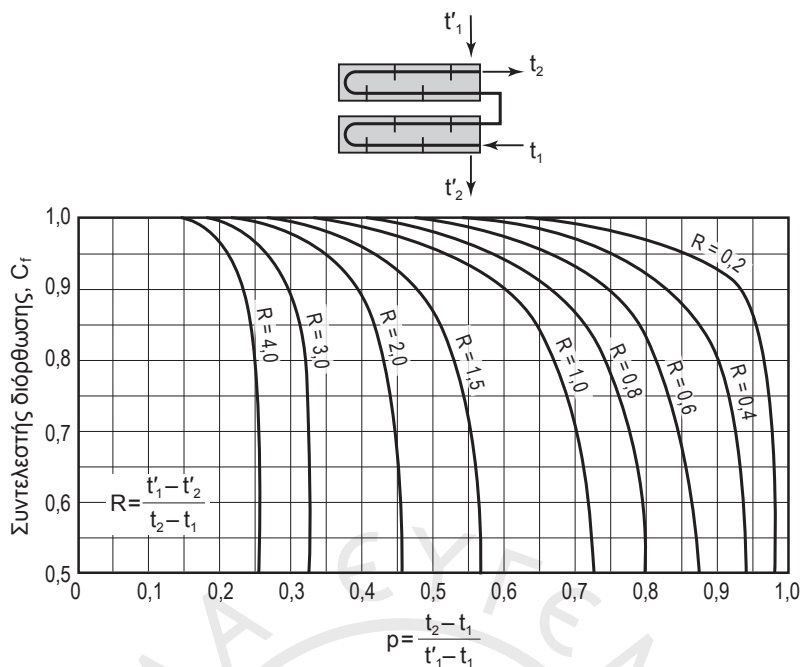
$$\dot{Q} = K_o A C_f \Delta t_m \quad (18.6)$$

Τιμές του συντελεστή C_f δίνονται από τα διαγράμματα των σχημάτων 18.9 έως και 18.12. Τα διαγράμματα δεν καλύπτουν τις περιπτώσεις ομορροής, αντιρροής και μονορροής με μία διαδρομή αυλών. Στις περιπτώσεις αυτές θεωρούμε ότι ο C_f είναι ίσος με τη μονάδα. Με τα παραδείγματα που θα δώσουμε θα δείξουμε τον τρόπο χρησιμοποίησης των πιο πάνω σχέσεων για τον προσδιορισμό της απόδοσης ενός εναλλάκτη.

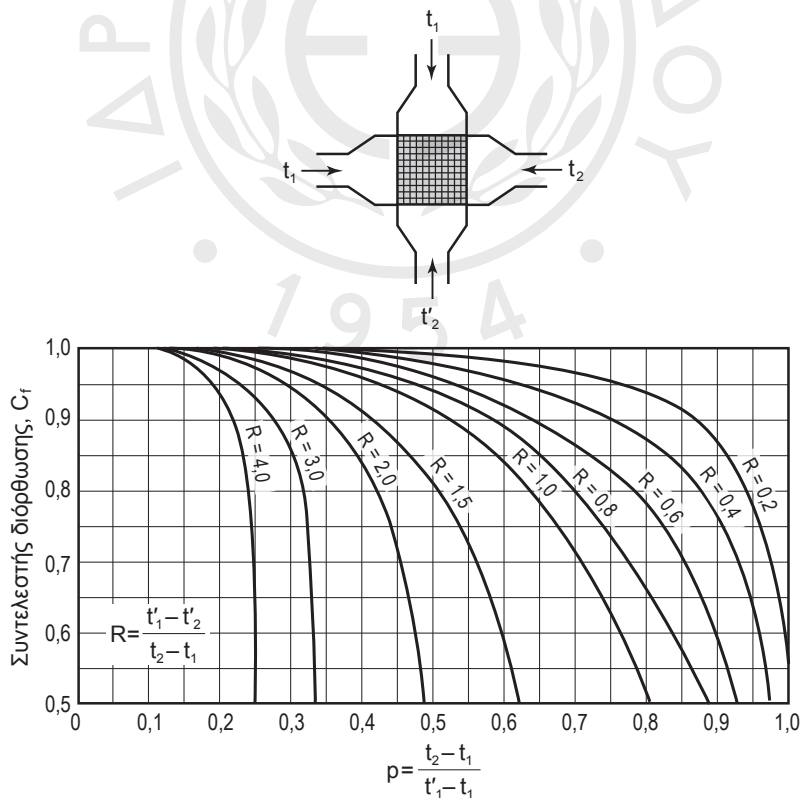


Σχ. 18.9

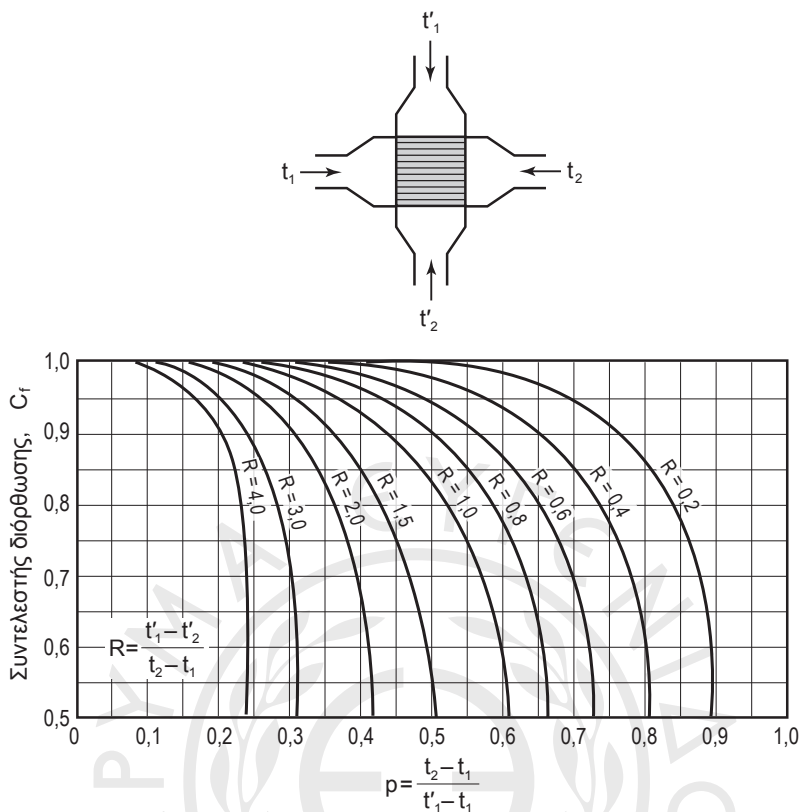
Διάγραμμα συντελεστή διόρθωσης για μία διαδρομή στο κέλυφος και δύο ή περισσότερες διαδρομές αυλών

**Σχ. 18.10**

Διάγραμμα συντελεστή διόρθωσης με δύο διαδρομές στο κέλυφος και τέσσερις ή περισσότερες διαδρομές αυλών

**Σχ. 18.11**

Διάγραμμα συντελεστή διόρθωσης για εναλλάκτες της μορφής του σχήματος 18.4



Σχ. 18.12

Διάγραμμα συντελεστή διόρθωσης για εναλλάκτες της μορφής του σχήματος 18.4.

Πριν κλείσουμε αυτή την παράγραφο υπενθυμίζουμε ότι το ποσό της θερμότητας που μεταδίδεται σ' έναν εναλλάκτη μπορούμε επίσης να το υπολογίσουμε με τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο, εξίσωση (4.15), όπως και στο παράδειγμα 3 της παραγράφου 4.5.2. Δηλαδή για **εναλλάκτη ομορροής**:

$$\dot{Q} = \dot{m}_h (h_{h1} - h_{h2}) = \dot{m}_c (h_{c2} - h_{c1}) \quad (18.7)$$

Δεδομένου ότι για καθαρές ουσίες ισχύει προσεγγιστικά η σχέση $\Delta h = c_p \Delta t$, η εξίσωση (18.7) γράφεται ως:

$$\dot{Q} = \dot{m}_h c_{ph} (t_{h1} - t_{h2}) = \dot{m}_c c_{pc} (t_{c2} - t_{c1}) \quad (18.7\alpha)$$

όπου: $\dot{m}_h$, $\dot{m}_c$ η παροχή μάζας του ζεστού και κρύου ρευστού αντίστοιχα και c_{ph} , c_{pc} η ειδική θερμότητα ζεστού και κρύου ρευστού.

Αντίστοιχα για **εναλλάκτη αντιρροής** ισχύουν οι σχέσεις:

$$\dot{Q} = \dot{m}_h (h_{h1} - h_{h2}) = \dot{m}_c (h_{c1} - h_{c2}) \quad (18.7\beta)$$

και
$$\dot{Q} = \dot{m}_h c_{ph} (t_{h1} - t_{h2}) = \dot{m}_c c_{pc} (t_{c1} - t_{c2}) \quad (18.7\gamma)$$

Έτσι, αν υπάρχει μία μόνο άγνωστη ποσότητα στις εξισώσεις (18.7), μπορούμε να υπολογίσουμε τη θερμότητα που μεταδίδεται στον εναλλάκτη. Έτσι, την εξίσωση (18.6) μπορούμε να την χρησιμοποιήσουμε για τον προσδιορισμό της επιφάνειας A του εναλλάκτη και συνεπώς του μήκους των αυλών, όπως άλλωστε γίνεται συχνά στις πρακτικές εφαρμογές, όπου συνήθως γνωρίζουμε ή μπορούμε με καλή προσέγγιση να εκτιμήσουμε τα απαραίτητα για τον υπολογισμό αυτό στοιχεία.

Παράδειγμα 1

Νερό παροχής 68 kg/min ζεσταίνεται από 35 σε 70°C από λάδι το οποίο έχει ειδική θερμότητα 1,9 kJ/kgK. Τα δύο ρευστά ρέουν με αντιρροή σε εναλλάκτη της μορφής του διπλού σωλήνα και το λάδι εισέρχεται με θερμοκρασία 115°C και εξέρχεται με θερμοκρασία 75°C. Ο συνολικός συντελεστής μετάδοσης θερμότητας είναι 320 W/m²K. Να υπολογιστεί η επιφάνεια του εναλλάκτη.

Λύση

Το κρύο ρευστό είναι το νερό (c) και το ζεστό το λάδι (h). Δεδομένου ότι ο εναλλάκτης είναι της μορφής του διπλού σωλήνα, μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε την εξίσωση (18.4) από την οποία η επιφάνεια του εναλλάκτη είναι ίση με:

$$A = \frac{\dot{Q}}{K_o \Delta t_m} \quad (1)$$

Αλλά από την εξίσωση (18.7γ) έχουμε ότι:

$$\dot{Q} = \dot{m}_c c_{pc} (t_{c1} - t_{c2}) = \frac{68}{60} \times 4,186 \times (70 - 35) = 166,04 \text{ kW}$$

όπου για το νερό $c_p = 4,186 \text{ kJ/kgK}$.

Επίσης, από την εξίσωση (18.5) η ΜΛΘΔ είναι:

$$\Delta t_m = \frac{(75 - 35) - (115 - 70)}{\ln \frac{75 - 35}{115 - 70}} = 45,45 \text{ K}$$

Αντικαθιστούμε στην εξίσωση (1) και έχουμε:

$$A = \frac{166,04 \times 10^3}{320 \times 42,25} = 12,22 \text{ m}^2$$

Παράδειγμα 2

Να υπολογιστεί η επιφάνεια του εναλλάκτη του παραδείγματος 1, αν η ροή των ρευστών ήταν ομορροή και όλα τα άλλα μεγέθη παραμένουν τα ίδια.

Λύση

Για την περίπτωση της ομορροής εφαρμόζουμε πάλι την εξίσωση (18.5) για τον υπολογισμό της ΜΛΘΔ, η οποία δίνει:

$$\Delta t_m = \frac{(75 - 70) - (115 - 35)}{\ln \frac{75 - 70}{115 - 35}} = 27,05 \text{ K}$$

$$\text{και } A = \frac{166,04 \times 10^3}{320 - 27,05} = 19,18 \text{ m}^2$$

Έτσι, ο εναλλάκτης ομορροής χρειάζεται επιφάνεια κατά 57% μεγαλύτερη από ό,τι ο εναλλάκτης αντιρροής για να επιτύχει την ίδια μετάδοση θερμότητας.

Παράδειγμα 3

Αντί για τον διπλό σωλήνα του παραδείγματος 1 χρησιμοποιούμε εναλλάκτη με κέλυφος και αυλούς [σχ. 18.2(β)], όπου το νερό εκτελεί μία διαδρομή στο κέλυφος και το λάδι δύο διαδρομές στους σωλήνες. Να υπολογιστεί η επιφάνεια που χρειάζεται για αυτόν τον τύπο του εναλλάκτη, αν θεωρήσουμε ότι ο συνολικός συντελεστής μετάδοσης θερμότητας παραμένει 320 W/m²K.

Λύση

Αφού ο εναλλάκτης δεν είναι της μορφής του διπλού σωλήνα, εφαρμόζουμε την εξίσωση (18.6). Λύνοντας ως προς A έχουμε:

$$A = \frac{\dot{Q}}{K_o C_f \Delta t_m} \quad (1)$$

Επειδή έχουμε εναλλάκτη αντιρροής από το σχήμα 18.9 έχουμε:

$$t'_1 = 35^\circ\text{C} \quad t'_2 = 70^\circ\text{C} \quad t_1 = 115^\circ\text{C} \quad t_2 = 75^\circ\text{C}$$

$$P = \frac{t_2 - t_1}{t'_1 - t_1} = \frac{75 - 115}{35 - 115} = 0,50$$

$$R = \frac{t'_1 - t'_2}{t_2 - t_1} = \frac{35 - 70}{75 - 115} = 0,875$$

Ο συντελεστής διόρθωσης προκύπτει από το σχήμα 18.9 $C_f = 0,87$.

Έτσι, η Δt_m από το παράδειγμα 1 διορθώνεται και γίνεται $C_f \Delta t_m = 36,93 \text{ K}$. Επίσης $\dot{Q} = 166,04 \times 10^3 \text{ W}$, οπότε από την εξίσωση (1) παίρνουμε:

$$A = \frac{166,04 \times 10^3}{320 \times 36,93} = 14,05 \text{ m}^2$$

Βλέπουμε δηλαδή ότι ένας πραγματικός εναλλάκτης χρειάζεται κατά 15% περισσότερη επιφάνεια για να έχει την ίδια μεταφορά θερμότητας.

Παράδειγμα 4

Νερό με παροχή 4 kg/s κυκλοφορεί μέσα στους αυλούς ενός ψυγείου με κέλυφος και θερμαίνεται από 38 σε 54°C. Στην πλευρά του κελύφους κυκλοφορεί σε μία διαδρομή ζεστό νερό με παροχή 2 kg/s και θερμοκρασία εισόδου στο ψυγείο 93°C. Ο συνολικός συντελεστής μετάδοσης θερμότητας είναι 1419 W/m²K, η διάμετρος των αυλών 2 cm και η μέση ταχύτητα ροής του κρύου νερού μέσα στους αυλούς 22 m/min. Λόγω του περιορισμένου χώρου όπου πρόκειται να εγκατασταθεί το ψυγείο, το μήκος του δεν πρέπει να είναι μεγαλύτερο από 2,5 m. Ζητείται: α) ο αριθμός των διαδρομών των αυλών, β) ο αριθμός των αυλών ανά διαδρομή και γ) το μήκος των αυλών.

Για το νερό να ληφθεί $c_p = 4,186 \text{ kJ/kgK}$ και $\rho = 1000 \text{ kg/m}^3$. Το πάχος των αυλών θεωρείται αμελητέο.

Λύση

α) Θεωρούμε πρώτα ότι το ψυγείο είναι αντιρροής και έχει μία διαδρομή αυλών. Στη συνέχεια θα δούμε αν ικανοποιείται ο περιορισμός του μήκους του ψυγείου (2,5 m). Το μήκος των αυλών για μία διαδρομή προκύπτει από την επιφάνεια A, δηλαδή:

$$A = n\pi dL \quad (1)$$

όπου: L το μήκος των αυλών (άγνωστος)

n ο αριθμός των αυλών ανά διαδρομή (άγνωστος)

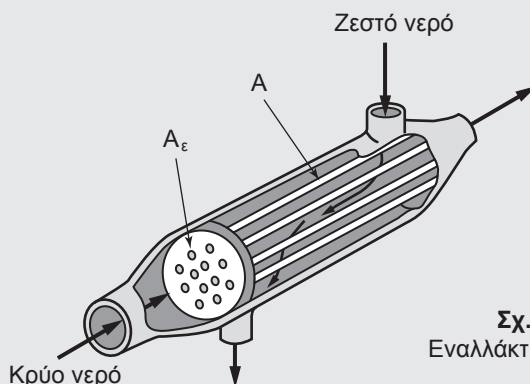
d η διάμετρος των αυλών

A η συνολική πλευρική επιφάνεια των αυλών (άγνωστος) (σχ. 18.13).

Για να προσδιορίσουμε τους τρεις αγνώστους, πρέπει να βρούμε, εκτός από την εξίσωση (1), δύο ακόμη εξισώσεις.

Από την εξίσωση (18.6) έχουμε:

$$A = \frac{\dot{Q}}{K_o C_f \Delta t_m} \quad (2)$$



Σχ. 18.13
Εναλλάκτης αντιρροής

όπου μπορούμε να προσδιορίσουμε τη Δt_m από την εξίσωση (18.5), το C_f από το αντίστοιχο διάγραμμα και το $\dot{Q}$ από την εξίσωση (18.7α).

Επίσης, η κάθετη προς τη ροή του κρύου νερού επιφάνεια A_e , των αυλών (σχ. 18.13) είναι ίση με:

$$A_e = \frac{\dot{m}}{\rho v} \quad (3)$$

όπου: $\dot{m}_c$ η παροχή του κρύου νερού, kg/s

ρ η πυκνότητα του νερού, kg/m³

v η ταχύτητα του νερού μέσα στους αυλούς, m/s

αλλά
$$A_e = n \frac{\pi d^2}{4},$$

οπότε αντικαθιστώντας στην εξίσωση (3) και λύνοντας ως προς n , προκύπτει:

$$n = \frac{4\dot{m}_c}{\pi \rho v d^2} \quad (4)$$

Οι εξισώσεις (1), (2) και (4) αποτελούν ένα σύστημα τριών εξισώσεων με τρεις αγνώστους και συνεπώς μπορούμε να προχωρήσουμε στη λύση τους.

Από την εξίσωση (18.7γ) έχουμε:

$$\dot{Q} = \dot{m}_c c_{pc} (t_{c1} - t_{c2}) = 4 \times 4,186 \times (54 - 38) = 267,90 \text{ kW}$$

επίσης

$$\dot{m}_h c_{ph} (t_{h1} - t_{h2}) = \dot{Q}$$

ή

$$t_{h2} = t_{h1} - \frac{\dot{Q}}{\dot{m}_h c_{ph}} = 93 - \frac{267,90}{2 \times 4,186} = 61^\circ\text{C}$$

Από την εξίσωση (18.5):

$$ML\Theta\Delta = \Delta t_m = \frac{(61 - 38) - (93 - 54)}{\ln \frac{61 - 38}{93 - 54}} = 30,3 \text{ K}$$

Ο συντελεστής C_f λαμβάνεται ίσος με τη μονάδα, δεδομένου ότι έχουμε μόνο μία διαδρομή αυλών. Έτσι από την εξίσωση (2) παίρνουμε:

$$A = \frac{267,90 \times 10^3}{1419 \times 1 \times 30,3} = 6,231 \text{ m}^2$$

Από την εξίσωση (4) παίρνουμε τον αριθμό των αυλών:

$$n = \frac{4 \times 4}{\pi \times 1000 \times \frac{22}{60} \times 0,02^2} = 34,72 \quad \text{ή} \quad n = 35 \text{ αυλοί}$$

Αντικαθιστούμε στην εξίσωση (1) και λύνοντας ως προς L:

$$L = \frac{6,231}{35 \times \pi \times 0,02} = 2,833 \text{ m}$$

Αυτό το μήκος των αυλών (2,833 m) είναι μεγαλύτερο από το επιτρεπόμενο μήκος (2,5 m). Συνεπώς πρέπει να χρησιμοποιήσουμε δύο διαδρομές αυλών. Έτσι, στην εξίσωση (2) πρέπει να προσδιορίσουμε το C_f από το σχήμα 18.9:

$$t_1 = 38^\circ\text{C} \quad t_2 = 54^\circ\text{C} \quad t'_1 = 93^\circ\text{C} \quad t'_2 = 61^\circ\text{C}$$

$$P = \frac{54 - 38}{93 - 38} = 0,291, \quad R = \frac{93 - 61}{54 - 38} = 2, \quad C_f = 0,88$$

$$\text{άρα } \Delta t_m = 0,88 \times 30,3 = 26,66\text{K}$$

$$\text{και } A = \frac{267,90 \times 10^3}{1419 \times 26,66} = 7,08 \text{ m}^2$$

Ο αριθμός των αυλών ανά διαδρομή εξακολουθεί να είναι 35, γιατί η παροχή της μάζας και η ταχύτητα του κρού νερού παραμένουν οι ίδιες. Έτσι, για δύο διαδρομές η συνολική πλευρική επιφάνεια A δίνεται από την εξίσωση:

$$A = 2\pi n d L$$

$$\text{ή } L = \frac{A}{2\pi n d} = \frac{7,08}{2 \times 35 \times 3,14 \times 0,02} = 1,61 \text{ m}$$

Αυτό το μήκος είναι μικρότερο του 2,5 m και συνεπώς τελικά εκλέγουμε:

Αριθμό αυλών ανά διαδρομή = 35

Αριθμό διαδρομών = 2

Μήκος αυλού ανά διαδρομή = 1,61 m

18.6 Αποδοτικότητα εναλλακτών

Στη θερμοδυναμική ανάλυση των εναλλακτών η ΜΛΘΔ είναι χρήσιμη, αν γνωρίζουμε ή μπορούμε να υπολογίσουμε τις θερμοκρασίες εισόδου και εξόδου των ρευστών. Προσδιορίζουμε τότε τη ΜΛΘΔ και την επιφάνεια, τη ροή της θερμότητας ή τον συνολικό συντελεστή μετάδοσης θερμότητας. Όταν όμως οι θερμοκρασίες εισόδου ή εξόδου για έναν δεδομένο εναλλάκτη πρέπει να προσδιοριστούν, η θερμοδυναμική ανάλυση γίνεται ευκολότερα με μια μέθοδο που βασίζεται στην αποδοτικότητα του εναλλάκτη ως προς τη μεταφορά ενός ποσού θερμότητας. Η μέθοδος αυτή προσφέρει επίσης πολλά πλεονεκτήματα για τη σύγκριση και εκλογή του κατάλληλου εναλλάκτη για έναν συγκεκριμένο σκοπό.

Την **αποδοτικότητα** του εναλλάκτη την ορίζουμε ως:

$$\text{αποδοτικότητα } \varepsilon = \frac{\text{πραγματική}}{\text{μέγιστη δυνατή}} \text{ θερμότητα που μεταφέρεται} \quad (18.8)$$

Η πραγματική θερμότητα που μεταφέρεται μπορεί να υπολογιστεί είτε από την απώλεια ενέργειας του ζεστού ρευστού είτε από την αύξηση της ενέργειας του κρύου ρευστού, όπως δίνεται στις εξισώσεις (18.7).

Η μέγιστη δυνατή θερμότητα που μεταφέρεται σ' έναν εναλλάκτη επιτυγχάνεται όταν η μεταβολή της θερμοκρασίας του ενός από τα ρευστά είναι ίση με τη μέγιστη θερμοκρασιακή διαφορά που υπάρχει στον εναλλάκτη. Η διαφορά αυτή είναι προφανώς η διαφορά των θερμοκρασιών εισόδου του ζεστού και κρύου ρευστού. Το ρευστό που υφίσταται τη μέγιστη θερμοκρασιακή διαφορά είναι αυτό το οποίο έχει την **ελάχιστη** τιμή στο $\dot{m}c_p$, επειδή η ενέργεια που παίρνει το ένα ρευστό πρέπει να είναι ίση με εκείνη που δίνει το άλλο. Έτσι, η μέγιστη δυνατή θερμότητα που μεταφέρεται είναι:

$$\dot{Q}_{\max} = (\dot{m}c_p)_{\min} (t_h - t_c) \quad (18.9)$$

όπου t_h , t_c είναι οι θερμοκρασίες εισόδου του ζεστού και κρύου ρευστού αντίστοιχα. Η ποσότητα $(\dot{m}c_p)_{\min}$ μπορεί να ανήκει στο ζεστό ή κρύο ρευστό, ανάλογα με τις τιμές της παροχής της μάζας $\dot{m}$ και της ειδικής θερμότητας c_p .

Έτσι, για εναλλάκτη ομορροής, αν το ζεστό ρευστό έχει την ελάχιστη τιμή του $\dot{m}c_p$, δηλαδή $(\dot{m}c_p)_h < (\dot{m}c_p)_c$, η αποδοτικότητα ε είναι:

$$\varepsilon_h = \frac{\dot{m}_h c_{ph} (t_{h1} - t_{h2})}{\dot{m}_h c_{ph} (t_{h1} - t_{c1})} = \frac{t_{h1} - t_{h2}}{t_{h1} - t_{c1}} \quad (18.10)$$

Αν το κρύο ρευστό έχει την ελάχιστη τιμή του $\dot{m}c_p$, δηλ. $(\dot{m}c_p)_c < (\dot{m}c_p)_h$, η αποδοτικότητα του εναλλάκτη είναι:

$$\varepsilon_c = \frac{\dot{m}_c c_{cp} (t_{c2} - t_{c1})}{\dot{m}_c c_{cp} (t_{h1} - t_{c1})} = \frac{t_{c2} - t_{c1}}{t_{h1} - t_{c1}} \quad (18.10\alpha)$$

Για εναλλάκτη αντιρροής η αποδοτικότητα ε είναι:

$$\varepsilon_h = \frac{\dot{m}_h c_{ph} (t_{h1} - t_{h1})}{\dot{m}_h c_{ph} (t_{h1} - t_{c2})} = \frac{t_{h1} - t_{h2}}{t_{h1} - t_{c2}} \quad (18.11)$$

$$\varepsilon_c = \frac{\dot{m}_c c_{pc} (t_{c1} - t_{c2})}{\dot{m}_c c_{pc} (t_{h1} - t_{c2})} = \frac{t_{c1} - t_{c2}}{t_{h1} - t_{c2}} \quad (18.11\alpha)$$

όπου τα ε_h και ε_c έχουν την ίδια σημασία όπως στις εξισώσεις (18.10) και (18.10α).

Από τις πιο πάνω εξισώσεις φαίνεται ότι, αν γνωρίζουμε την αποδοτικότητα ε και τις θερμοκρασίες εισόδου, μπορούμε να υπολογίσουμε τις θερμοκρασίες εξόδου και αντίστροφα.

Ο προσδιορισμός του ε γίνεται από διαγράμματα που αναφέρονται σε διάφορους

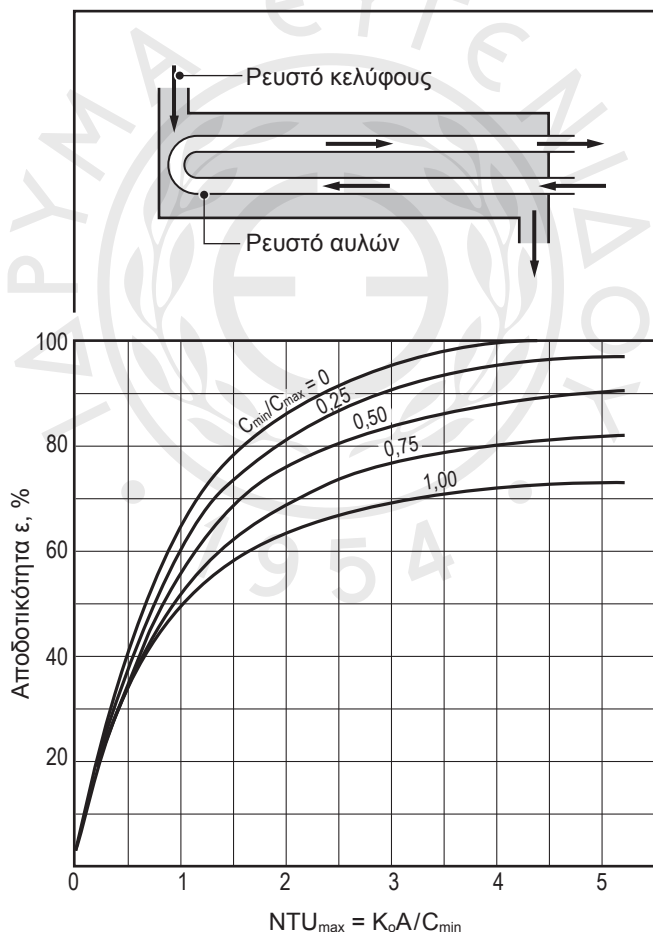
τύπους εναλλακτών. Δίνουμε εδώ ενδεικτικά δύο τέτοια διαγράμματα (σχ.18.14 και 18.15) για εναλλάκτες αντιρροής με αυλούς σε κέλυφος, γιατί αυτός ο τύπος εναλλάκτη έχει τη μεγαλύτερη πρακτική εφαρμογή. Στα διαγράμματα αυτά υπάρχουν δύο αδιάστατοι όροι:

Ο ένας είναι ο λόγος $C_{\min} / C_{\max}$ που είναι ίσος με:

$$\frac{C_{\min}}{C_{\max}} = \frac{(\dot{m}c_p)_{\min}}{(\dot{m}c_p)_{\max}} \quad (18.12)$$

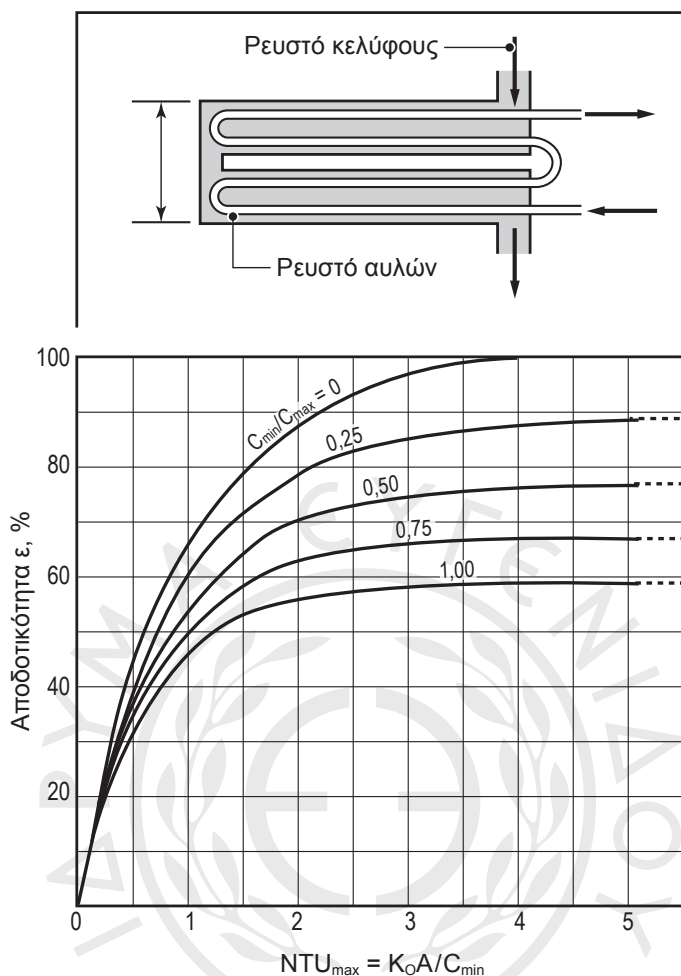
και ο άλλος είναι $NTU_{\max}$ που είναι ίσος με:

$$NTU_{\max} = \frac{K_o A}{C_{\min}} \quad (18.13)$$



Σχ. 18.14

Αποδοτικότητα εναλλάκτη αντιρροής με μία διαδρομή κελύφους και 2, 4, 6 κ.λπ. διαδρομές αυλών



Σχ. 18.15

Αποδοτικότητα εναλλάκτη αντιρροής με δύο διαδρομές κελύφους
και 4, 8, 12 κ.λπ. διαδρομές αυλών

Ας δούμε όμως πώς χρησιμοποιούνται αυτά τα διαγράμματα στην περίπτωση π.χ. ενός ψυγείου λαδιού μιας μηχανής Diesel, με στοιχεία όπως παρουσιάζονται στην πράξη.

Παράδειγμα

Το ψυγείο λαδιού μιας μηχανής Diesel είναι εναλλάκτης αντιρροής με κέλυφος και δύο διαδρομές αυλών. Το λάδι ψύχεται από θαλασσινό νερό που κυκλοφορεί μέσα στους αυλούς και έχει θερμοκρασία εισόδου 25°C και παροχή $1,1 \text{ kg/s}$. Το λάδι ($c_p = 1,9 \text{ kJ/kgK}$) κυκλοφορεί μέσα στο κέλυφος σε μία διαδρομή και έχει θερμοκρασία εισόδου 80°C και παροχή $2,5 \text{ kg/s}$. Η επιφάνεια των αυλών του ψυγείου είναι 16 m^2 και ο συνολικός συντελεστής μετάδοσης θερμότητας $330 \text{ W/m}^2\text{K}$. Ζητείται:

α) η θερμοκρασία εξόδου του νερού και του λαδιού και β) το ποσό της θερμότητας που μεταφέρεται.

Λύση

α) Η θερμοκρασία εξόδου του νερού t_{c1} προσδιορίζεται από την εξίσωση (18.11) ή (18.11α), ανάλογα με το ποιο ρευστό έχει $(\dot{m}c_p)_{\min}$. Υπολογίζουμε:

$$\dot{m}_h c_{ph} = 2,5 \times 1,9 = 4,75 \text{ kW/K}$$

$$\dot{m}_c c_{pc} = 1,1 \times 4,186 = 4,60 \text{ kW/K}$$

Έτσι το νερό (κρύο ρευστό) έχει το $(\dot{m}c_p)_{\min}$. Από τις εξισώσεις (18.12) και (18.13) έχουμε:

$$\frac{C_{\min}}{C_{\max}} = \frac{4,60}{4,75} = 0,97$$

και

$$NTU_{\max} = \frac{K_o A}{C_{\min}} = \frac{330 \times 16}{4600} = 1,15$$

Από τα διαγράμματα του σχήματος 18.14 βρίσκουμε ότι η αποδοτικότητα είναι:

$$\varepsilon = \varepsilon_c = 0,50$$

Επειδή το νερό έχει το $(\dot{m}c_p)_{\min}$, χρησιμοποιούμε την εξίσωση (18.11α). Λύνοντας ως προς t_{c1} έχουμε ότι η θερμοκρασία εξόδου του νερού είναι:

$$t_{c1} = \varepsilon_c (t_{h1} - t_{c2}) + t_{c2} = 0,50 \times (80 - 25) + 25 = 52,50^\circ\text{C}$$

Η θερμοκρασία εξόδου του λαδιού βρίσκεται από την εξίσωση (18.7γ): Λύνοντας ως προς t_{h2} παίρνουμε:

$$t_{h2} = t_{h1} + \frac{\dot{m}_c c_p}{\dot{m}_h c_{ph}} (t_{c2} - t_{c1}) = 80 + \frac{4,60}{4,75} (25 - 52,50) = 53,37^\circ\text{C}$$

β) Το ποσό της θερμότητας $\dot{Q}$ υπολογίζουμε από την εξίσωση (18.6), αφού πρώτα προσδιορίσουμε το C_f από το διάγραμμα (σχ. 18.9) και την Δt_m από την εξίσωση (18.5):

$$t_1 = 25^\circ\text{C} \quad t_2 = 52,5^\circ\text{C} \quad t'_1 = 80^\circ\text{C} \quad t'_2 = 53,37^\circ\text{C}$$

$$P = \frac{52,5 - 25}{80 - 25} = 0,50, \quad R = \frac{80 - 53,37}{52,5 - 25} = 0,97, \quad C_f = 0,82$$

$$\Delta t_m = \frac{(53,37 - 25) - (80 - 52,50)}{\ln \frac{53,37 - 25}{80 - 52,50}} = 27,93 \text{ K}$$

$$\text{Άρα } \dot{Q} = K_o C_f A \Delta t_m = 330 \times 0,82 \times 16 \times 27,93 = 120,94 \text{ kW.}$$

Παρατήρηση

Υπάρχουν ακόμη πολλά που θα μπορούσαμε να αναφέρουμε για τους εναλλάκτες θερμότητας, ξεφεύγουν όμως από τα όρια αυτού του βιβλίου. Πιστεύουμε ότι ο σπουδαστής έχει αποκτήσει μερικές βασικές γνώσεις επάνω στα φαινόμενα της μετάδοσης θερμότητας στους εναλλάκτες, ώστε να μπορεί να προχωρήσει σε βάθος στη μελέτη των πολύ βασικών αυτών μονάδων των προωστηρίων και άλλων εγκαταστάσεων.

18.7 Ασκήσεις

1. Ζεστά καυσαέρια χρησιμοποιούνται σε εναλλάκτη σταυρορροής (σχ. 18.5) για τη θέρμανση 2,5 kg/s νερού από 35 σε 85°C. Τα καυσαέρια ($c_p = 1,09 \text{ kJ/kgK}$) εισέρχονται στον εναλλάκτη με θερμοκρασία 200°C και εξέρχονται με 93°C. Ο συνολικός συντελεστής μετάδοσης θερμότητας είναι $180 \text{ W/m}^2\text{K}$. Ζητείται η επιφάνεια του εναλλάκτη.
(Απ.: 37,5 m²)
2. Να λυθεί η άσκηση 1, αλλά με εναλλάκτη κελύφους και αυλών όπου τα καυσαέρια κυκλοφορούν στο κέλυφος σε μία διαδρομή, ενώ το νερό στους αυλούς σε δύο διαδρομές.
(Απ.: 40 m²)
3. Θέλουμε να ζεστάνουμε 230 kg/h νερού από 35 σε 93°C με λάδι ($c_p = 2,1 \text{ kJ/kgK}$), το οποίο έχει αρχική θερμοκρασία 175°C. Η παροχή του λαδιού είναι επίσης 230 kg/h. Δύο μόνο εναλλάκτες της μορφής του διπλού σωλήνα είναι διαθέσιμοι:
εναλλάκτης 1: $K_o = 570 \text{ W/m}^2\text{K}$ $A = 0,47 \text{ m}^2$
εναλλάκτης 2: $K_o = 370 \text{ W/m}^2\text{K}$ $A = 0,94 \text{ m}^2$
Ποιον εναλλάκτη πρέπει να χρησιμοποιήσουμε και γιατί;
(Απ.: Εναλλάκτης 2)
4. Ζεστό νερό εισέρχεται σε εναλλάκτη αντιρροής με θερμοκρασία 99°C. Το νερό αυτό θερμαίνει ένα ψυχρό ρεύμα νερού από 4 σε 32°C, το οποίο περνά μέσα από τους αυλούς σε μία διαδρομή. Η παροχή του ζεστού νερού είναι 2,6 kg/s και του ψυχρού νερού 1,3 kg/s. Ο συνολικός συντελεστής μετάδοσης θερμότητας είναι $830 \text{ W/m}^2\text{K}$. Ζητείται η επιφάνεια του εναλλάκτη.
(Απ.: 2,49 m²)
5. Ζεστό νερό θερμοκρασίας 80°C εισέρχεται μέσα σε εναλλάκτη αντιρροής για τη θέρμανση λαδιού από 25 σε 48°C. Ζητείται η αποδοτικότητα ϵ του εναλλάκτη.
(Απ.: 0,418)
6. Ένας εναλλάκτης θερμότητας αντιρροής με δύο διαδρομές στο κέλυφος και τέσσερις διαδρομές αυλών χρησιμοποιείται για την ψύξη λαδιού ($c_p = 3,5 \text{ kJ/kgK}$) παροχής 9100 kg/h. Το λάδι εισέρχεται μέσα στους αυλούς με θερμοκρασία 120°C και εξέρχεται με 49°C. Το νερό εισέρχεται στο κέλυφος με θερμοκρασία 21°C και παροχή 11360 kg/h. Ο συνολικός συντελεστής μετάδοσης θερμότητας είναι $114 \text{ W/m}^2\text{K}$. Ζητείται: α) η θερμότητα που μεταφέρεται, β) η ΜΛΘΔ και γ) η επιφάνεια του εναλλάκτη.
(Απ.: α) 628,15 kW, β) 34,69 K, γ) 159 m²)
7. Ένας εναλλάκτης αντιρροής με μία διαδρομή στο κέλυφος και τέσσερις διαδρομές αυλών χρησιμοποιείται για τη θέρμανση νερού παροχής 0,38 kg/s και θερμοκρασίας εισόδου 120°C. Η θέρμανση γίνεται με καυσαέρια ($c_p = 1,47 \text{ kJ/kgK}$) που κυκλοφορούν μέσα στο κέλυφος του εναλλάκτη με παροχή 0,51 kg/s και θερμοκρασία εισόδου 260°C. Ο συνολικός συντελεστής μετάδοσης θερμότητας είναι $230 \text{ W/m}^2\text{K}$ και η επιφάνεια του εναλλάκτη 10 m². Ζητείται: α) η αποδοτικότητα ϵ , β) η θερμοκρασία εξόδου του νερού και των καυσαερίων και γ) η θερμότητα που μεταφέρεται.
(Απ.: α) 0,82, β) 174°C, 145°C, γ) 165,5 kW)

ΠΙΝΑΚΑΣ ΣΥΜΒΟΛΩΝ

A	Επιφάνεια, m ²	Q	Θερμότητα, J
a	Συντελεστής θερμικής διαπερατότητας, m ² /s	$\dot{Q}$	Θερμική ισχύς, W
a	Ταχύτητα του ήχου, m/s	q	Ειδική θερμότητα, J/kg
b _e	Ειδική κατανάλωση καυσίμου kg/kWh	q _u	Θερμότητα υδρατμών καυσαερίων, J/kg
C	Σταθερά	q _{εκ}	Θερμότητα ξηρών καυσαερίων, J/kg
C _f	Συντελεστής διόρθωσης	R	Σταθερά τέλειου αερίου, J/kgK
c _n	Ειδική θερμότητα πολυτροπικής διεργασίας, J/kgK	$\bar{R}$	Διεθνής σταθερά αερίου, J/kgmol
c _p	Ειδική θερμότητα με σταθερή πίεση, J/kgK	R _e	Αριθμός Reynolds (αδιάστατος)
c _v	Ειδική θερμότητα με σταθερό όγκο, J/kgK	R _f	Συντελεστής ρύπανσης εναλλακτών, m ² K/W
d	Διάμετρος, m	r	Ακτίνα, m
E	Συνολική ενέργεια μάζας, J	r	Βαθμός συμπίεσης, εκτόνωσης
E _δ	Δυναμική ενέργεια, J	r _{a/f}	Πραγματικός λόγος αέρα - καυσίμου
E _κ	Κινητική ενέργεια, J	r' _{a/f}	Στοιχειομετρικός λόγος αέρα - καυσίμου
e	Ειδική ενέργεια μάζας, J/kg	r _o	Κρίσιμη ακτίνα θερμομόνωσης, m
F	Δύναμη, N	r _p	Λόγος πίεσης σε αεριοστροβίλους
Gr	Αριθμός Grashof (αδιάστατος)	S	Ολική εντροπία, J/K
g	Επιτάχυνση βαρύτητας, m/s ²	St	Αριθμός Stanton (αδιάστατος)
Ĥ	Ολική ενέργεια στη μονάδα του χρόνου, W	s	Ειδική εντροπία, J/kgK
H ₀	Ανώτερη θερμογόνος δύναμη καυσίμου, J/kg	T	Απόλυτη θερμοκρασία, K
H _u	Κατώτερη θερμογόνος δύναμη καυσίμου, J/kg	t	Θερμοκρασία, °C
h	Ειδική ενθαλπία, J/kg	U	Εσωτερική ενέργεια, J
J	Μηχανικό ισοδύναμο θερμότητας	u	Ειδική εσωτερική ενέργεια, J/kg
K _o	Συνολικός συντελεστής μετάδοσης θερμότητας, W/m ² K	V	Ολικός όγκος, m ³
k	Λόγος ειδικών θερμοτήτων c _p και c _v	v	Ταχύτητα, m/s
L	Μήκος, m	υ	Ειδικός όγκος, m ³ /kg
M	Αριθμός Mach (αδιάστατος)	W	Έργο, J
m	Μάζα, kg	$\dot{W}$	Ισχύς, W
$\dot{m}$	Παροχή μάζας, kg/s	w	Ειδικό έργο, J/kg
Nu	Αριθμός Nusselt (αδιάστατος)	x	Βαθμός ξηρότητας ατμού
n	Εκθέτης πολυτροπικής διεργασίας	y	Λόγος αέρα - μείγματος υδρατμού
Pe	Αριθμός Peclet (αδιάστατος)	α	Συντελεστής μεταφοράς θερμότητας, W/m ² K
Pr	Αριθμός Prandtl (αδιάστατος)	Δt _m	Μέση λογαριθμική θερμοκρασιακή διαφορά, K
p	Πίεση, N/m ² (Pa)	δ	Πάχος υδροδυναμικού οριακού στρώματος, m
p _κ	Κρίσιμη πίεση, N/m ² (Pa)	δ _θ	Πάχος θερμικού οριακού στρώματος, m
		ε	Αποδοτικότητα εναλλακτών
		ε _r	Συντελεστής ακτινοβολίας
		η _θ	Θερμικός βαθμός απόδοσης
		η _b	Βαθμός απόδοσης λέβητα

η_c	Βαθμός απόδοσης αεροσυμπιεστή	λ_ϵ	Λόγος έκρηξης
η_{cn}	Βαθμός συμπίεσης αεροσυμπιεστή	μ	Δυναμικό ιξώδες, kg/ms
η_d	Βαθμός απόδοσης διασκορπιστήρα	ν	Κινηματικό ιξώδες, m ² /s
η_m	Μηχανικός βαθμός απόδοσης	ρ	Πυκνότητα, kg/m ³
η_n	Βαθμός απόδοσης προφυσίου	ρ_k	Βαθμός καύσης
η_p	Εσωτερικός βαθμός απόδοσης αντλίας	σ	Σταθερά Stefan - Boltzmann, W/m ² K ⁴
η_t	Εσωτερικός βαθμός απόδοσης στροβίλου	σ_λ	Συντελεστής λειτουργίας ψυκτικής εγκατάστασης
η_u	Ογκομετρικός βαθμός απόδοσης αεροσυμπιεστή	$\sigma_{\lambda a}$	Συντελεστής λειτουργίας αντλίας θερμότητας
λ	Συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας, W/mK	φ	Σχετική υγρασία
		ω	Ειδική υγρασία



ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Α΄

Αποδείξεις μέρους των εξισώσεων του κειμένου

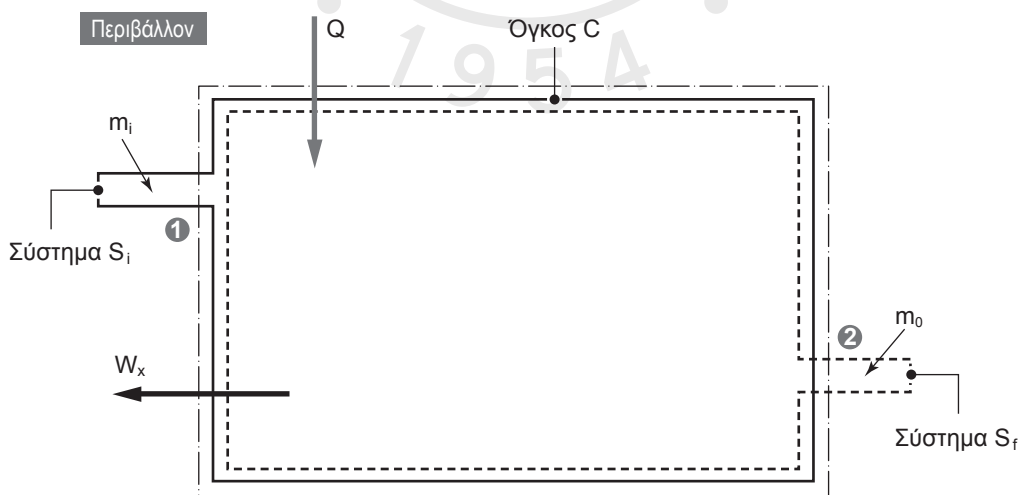
Α1 Κεφάλαιο Τέταρτο

Πρώτος Νόμος της Θερμοδυναμικής για ανοικτά συστήματα. Απόδειξη εξίσωσης (4.11)

Έστω ο όγκος C που φαίνεται στο σχήμα Α1. Εκλέγουμε το σύστημα που ορίζεται από τα όρια με συμβολισμό S_i . Τα όρια του συστήματος S_i και του όγκου C ταυτίζονται εκτός από το τμήμα 1, όπου το σύστημα περιλαμβάνει μία επιπλέον μάζα m_i . Σε κάποια άλλη χρονική στιγμή, κατά την οποία η μάζα m_i εισήλθε στον όγκο C, τα όρια του συστήματος S_i και του όγκου C ταυτίζονται. Ταυτόχρονα όμως ένα μέρος της μάζας που υπήρχε στον όγκο C μετακινήθηκε προς τα έξω και συνεπώς τα όρια του συστήματος μεταβλήθηκαν σε S_f , (σχ. Α1). Τα όρια τώρα του συστήματος S_f ταυτίζονται με τα όρια του όγκου C εκτός από το τμήμα 2 όπου υπάρχει μάζα m_0 .

Το σύστημα εκτέλεσε μια διεργασία και τα Q και W_x θεωρούνται το αποτέλεσμα της διεργασίας αυτής. Από τον Πρώτο Νόμο της Θερμοδυναμικής (εξίσωση 4.5 κειμένου), έχουμε ότι:

$$Q - W = \Delta E \quad (A1)$$



Σχ. Α1

Στο καθαρό έργο, W , συμπεριλαμβάνεται, εκτός από το έργο W_x που έγινε προς το «περιβάλλον» του συστήματος, το έργο που έγινε από τις μετατοπίσεις των ορίων του συστήματος στα τμήματα 1 και 2. Αν οι ειδικοί όγκοι της μάζας του εργαζόμενου μέσου στα τμήματα 1 και 2 είναι u_i και u_0 , οι όγκοι που προκύπτουν από τις μετατοπίσεις είναι $u_i m_i$ και $u_0 m_0$ αντίστοιχα. Αν οι πιέσεις στα τμήματα αυτά είναι p_i και p_0 , το έργο της μετατόπισης είναι $-p_i u_i m_i$ και $p_0 u_0 m_0$. Συνεπώς το καθαρό έργο W είναι ίσο με:

$$W = W_x - p_i u_i m_i + p_0 u_0 m_0 \quad (A2)$$

Ας δούμε τώρα ποια έκφραση παίρνει η μεταβολή της ενέργειας του συστήματος ΔΕ. Έστω E_{ci} και E_{cf} η αρχική και τελική ενέργεια του εργαζόμενου μέσου στον όγκο C και e_i, e_0 οι ειδικές ολικές ενέργειες των μαζών m_i και m_0 . Έχουμε τότε ότι η αρχική ενέργεια του συστήματος είναι:

$$e_i m_i + E_{ci}$$

ενώ η τελική ενέργεια του συστήματος είναι:

$$e_0 m_0 + E_{cf}$$

Έτσι, η εξίσωση (A1) μπορεί να γραφεί ως:

$$Q - (W_x - p_i u_i m_i + p_0 u_0 m_0) = E_{cf} + e_0 m_0 - E_{ci} - e_i m_i \quad (A3)$$

Για μη μεταβατικά φαινόμενα, δηλαδή για σταθερές συνθήκες ροής του εργαζόμενου μέσου, η αρχική και η τελική ενέργεια του συστήματος παραμένει σταθερή. Δηλαδή:

$$E_{ci} = E_{cf} \quad (A4)$$

Οπότε η εξίσωση (A3) σε σχέση με τον χρόνο παίρνει τη μορφή της εξίσωσης (4.11) του κειμένου:

$$\dot{Q} + (e + pu)_i \dot{m}_i = (e + pu)_0 \dot{m}_0 + \dot{W} \quad (\text{εξίσωση 4.11}) \quad (A5)$$

όπου, αντί για W_x θέσαμε $\dot{W}$ το έργο του συστήματος προς το «περιβάλλον», ανά μονάδα χρόνου.

A2 Κεφάλαιο Έκτο

Αδιαβατική διεργασία τέλει αερίου. Απόδειξη εξισώσεων (6.19) έως (6.23)

Για την αδιαβατική διεργασία ενός τέλει αερίου ισχύει η μαθηματική σχέση:

$$p u^k = \text{σταθ.}$$

η οποία μεταξύ δύο καταστάσεων 1 και 2 δίνει:

$$p_1 u_1^k = p_2 u_2^k \quad (A6)$$

Από τη χαρακτηριστική εξίσωση των τέλειων αερίων $p u = RT$ έχουμε:

$$p_1 = \frac{RT_1}{u_1} \quad p_2 = \frac{RT_2}{u_2} \quad (A7)$$

Αντικαθιστώντας τις εξισώσεις (A7) στην εξίσωση (A6) έχουμε την εξίσωση (6.20) του κειμένου:

$$\begin{aligned} \frac{RT_1}{u_1} u_1^k &= \frac{RT_2}{u_2} u_2^k \\ T_1 u_1^{k-1} &= T_2 u_2^{k-1} \\ \frac{u_2}{u_1} &= \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^{1/(k-1)} \quad \text{εξίσωση (6.20)} \end{aligned} \quad (A8)$$

Επίσης, αν διαιρέσουμε κατά μέλη της εξισώσεις (A7), έχουμε:

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2} \frac{u_2}{u_1} \quad \text{ή} \quad \frac{u_2}{u_1} = \frac{p_1}{p_2} \frac{T_2}{T_1}$$

Αντικαθιστώντας στην εξίσωση (A8) παίρνουμε την εξίσωση (6.21):

$$\begin{aligned} \frac{p_1}{p_2} \frac{T_2}{T_1} &= \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^{1/(k-1)} \quad \text{ή} \quad \frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{T_1}{T_2} \right) \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^{1/(k-1)} \\ \frac{p_1}{p_2} &= \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^{k/(k-1)} \quad (\text{εξίσωση 6.21}) \end{aligned} \quad (A9)$$

Από τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο για κλειστά συστήματα, εξίσωση (4.10), έχουμε:

$$Q = m (u_2 - u_1) + W$$

Αλλά από την εξίσωση (6.9) και για αδιαβατική διεργασία ($Q = 0$):

$$W = m(u_1 - u_2) = m c_u (t_1 - t_2) = m c_u (T_1 - T_2) \quad (A10)$$

Οπότε, με βάση την εξίσωση των τέλειων αερίων και τις εξισώσεις (6.10) και (6.11), παίρνουμε την εξίσωση (6.23):

$$W = m c_u (T_1 - T_2) = m \frac{c_u}{R} (p_1 u_1 - p_2 u_2)$$

$$\text{αλλά } k = \frac{c_p}{c_u} = \frac{c_u + R}{c_u} = 1 + \frac{R}{c_u} \quad \text{ή} \quad \frac{c_u}{R} = \frac{1}{k-1}$$

$$\text{οπότε } W = m \frac{p_2 u_2 - p_1 u_1}{1-k} \quad (\text{εξίσωση 6.23}) \quad (A11)$$

$$\text{ή} \quad W = mR \frac{T_2 - T_1}{1 - k} \quad (\text{εξίσωση 6.23α}) \quad (\text{A12})$$

A3 Κεφάλαιο Έβδομο

Έργο κύκλου Carnot. Απόδειξη εξίσωσης (7.6)

Από την εξίσωση (7.1) έχουμε ότι το καθαρό έργο είναι:

$$W = Q_H - Q_C \quad (\text{A13})$$

όπου Q_H και Q_C είναι η θερμότητα που δίνεται και που αφαιρείται από τον κύκλο Carnot κατά τις υπό σταθερή θερμοκρασία T_H και T_C διεργασίες 1 – 2 και 3 – 4 αντίστοιχα (σχ. 7.5).

Σύμφωνα με τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο, κατά την υπό σταθερή θερμοκρασία διεργασία σε κλειστό σύστημα, η μεταβολή της εσωτερικής ενέργειας του εργαζόμενου μέσου είναι μηδέν ($\Delta U = 0$). Οπότε:

$$Q = W = \int pdV \quad (\text{A14})$$

Έτσι, στη διεργασία 1 – 2, με τις σχέσεις των τέλειων αερίων, έχουμε:

$$Q_H = W_{12} = \int_1^2 pdV = p_1 V_1 \ln \frac{V_2}{V_1} = mRT_H \ln \frac{V_2}{V_1}$$

και στη διεργασία 3 – 4 έχουμε επίσης:

$$Q_C = W_{34} = - \int_3^4 pdV = - p_3 V_3 \ln \frac{V_4}{V_3} = - mRT_C \ln \frac{V_4}{V_3}$$

Αντικαθιστώντας στην εξίσωση (A13), παίρνουμε το καθαρό έργο του κύκλου Carnot, εξίσωση (7.6):

$$W = mRT_H \ln \frac{V_2}{V_1} + mRT_C \ln \frac{V_4}{V_3} \quad (\text{εξίσωση 7.6}) \quad (\text{A15})$$

A4 Κεφάλαιο Όγδοο

Εντροπία τέλειων αερίων. Απόδειξη εξισώσεων (8.4), (8.5) και (8.6)

Για μία αναστρέψιμη διεργασία (εξίσωση 8.1), έχουμε ότι:

$$dS = \frac{dQ}{T} \quad (\text{A16})$$

και για ένα τέλειο αέριο για κάθε αναστρέψιμη διεργασία:

$$dQ = mc_n dT$$

Άρα, για μία αναστρέψιμη διεργασία 1 – 2 με σταθερή ειδική θερμότητα, έχουμε ότι:

$$dS = mc_n \int_1^2 \frac{dT}{T} = mc_n \ln \frac{T_2}{T_1}$$

Έχουμε δηλαδή την εξίσωση (8.4):

$$S_2 - S_1 = mc_n \ln \frac{T_2}{T_1} \quad (\text{εξίσωση 8.4}) \quad (A17)$$

Για τις εξισώσεις (8.5) και (8.6) εφαρμόζουμε τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο, ο οποίος μας δίνει:

$$dQ = dU + dW$$

και με την εξίσωση (A16) έχουμε:

$$TdS = dU + pdV \quad (A18)$$

$$\text{αλλά } dU = mc_v dT \quad \text{και} \quad \frac{p}{T} = m \frac{R}{V}$$

οπότε η εξίσωση (A18) γίνεται:

$$dS = mc_v \frac{dT}{T} + mR \frac{dV}{V}$$

Άρα, για μία αναστρέψιμη διεργασία 1 – 2 ολοκληρώνουμε και παίρνουμε την εξίσωση (8.5):

$$S_2 - S_1 = mc_v \ln \frac{T_2}{T_1} + mR \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (\text{εξίσωση 8.5}) \quad (A19)$$

Και με τη χαρακτηριστική εξίσωση των τέλειων αερίων, από την εξίσωση (A19) παίρνουμε την εξίσωση (8.6):

$$\begin{aligned} S_2 - S_1 &= m(c_p - R) \ln \frac{T_2}{T_1} + mR \ln \frac{V_2}{V_1} = \\ &= mc_p \ln \frac{T_2}{T_1} - mR \left(\ln \frac{T_2}{T_1} - \ln \frac{V_2}{V_1} \right) \\ &= mc_p \ln \frac{T_2}{T_1} - mR \left(\ln \frac{T_2 V_1}{T_1 V_2} \right) = \\ &= mc_p \ln \frac{T_2}{T_1} - mR \ln \frac{p_2}{p_1} \quad (\text{εξίσωση 8.6}) \quad (A20) \end{aligned}$$

A5 Κεφάλαιο Δωδέκατο

Μηχανικό έργο αεροσυμπιεστή. Απόδειξη εξίσωσης (12.6)

Το έργο του αεροσυμπιεστή χωρίς διάκενα (σχ. 12.5) είναι το αλγεβρικό άθροισμα

σμα των έργων των διεργασιών υπό σταθερή πίεση 0 – 1 και 2 – 3 όπως επίσης και του έργου της πολυτροπικής συμπίεσης 1 – 2. Έτσι, από τις σχέσεις των τέλειων αερίων του έκτου κεφαλαίου έχουμε ότι το έργο:

της διεργασίας 2 – 3 είναι: $p_2 u_2$

της διεργασίας 0 – 1 είναι: $p_1 u_1$ και

της διεργασίας 1 – 2 είναι: $-\frac{p_2 u_2 - p_1 u_1}{n - 1}$

Άρα το συνολικό έργο είναι:

$$\begin{aligned} W &= m(-p_2 u_2 - \frac{p_2 u_2 - p_1 u_1}{n - 1} + p_1 u_1) = \\ &= m \frac{-np_2 u_2 + p_2 u_2 - p_2 u_2 + p_1 u_1 + np_1 u_1 - p_1 u_1}{n - 1} = \\ &= \frac{mn}{n - 1} (p_1 u_1 - p_2 u_2) \end{aligned} \quad (A21)$$

Αλλά, λόγω της πολυτροπικής διεργασίας 1 – 2:

$$\frac{u_2}{u_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{-1/n}$$

και

$$\frac{p_2 u_2}{p_1 u_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{(n-1)/n} \quad (A22)$$

Αντικαθιστώντας την (A22) στην (A21), παίρνουμε:

$$W = m \frac{n}{n - 1} p_1 u_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{(n-1)/n} \right] \quad (\text{εξίσωση 12.4}) \quad (A23)$$

Αλλά το έργο του αεροσυμπιεστή με διάκενα είναι το αλγεβρικό άθροισμα των έργων δύο συμπίεστων χωρίς διάκενα, όπως φαίνεται στο σχήμα 12.6. Έτσι, εφαρμόζοντας την εξίσωση (A23) για δύο αεροσυμπιεστές χωρίς διάκενα και με πολυτροπικούς εκθέτες n και n' , παίρνουμε την εξίσωση (12.6). Δηλαδή:

$$W = m \left\{ \frac{n}{n - 1} p_1 u_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{(n-1)/n} \right] - \frac{n'}{n' - 1} p_1 u_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{(n'-1)/n'} \right] \right\} \quad (A24)$$

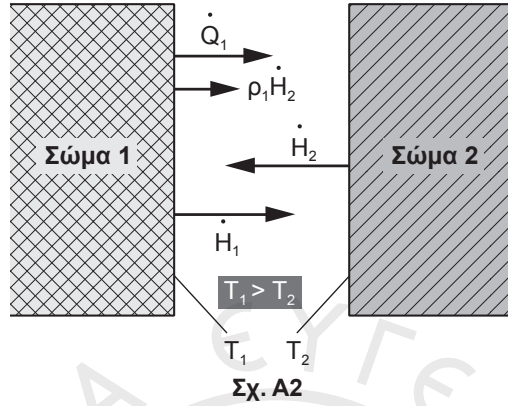
(εξίσωση 12.6)

A6 Κεφάλαιο Δέκατο Έβδομο

Ακτινοβολούμενη θερμότητα μεταξύ σωμάτων. Απόδειξη εξίσωσης (17.13)

Έστω ότι δύο σώματα βρίσκονται το ένα απέναντι από το άλλο και ακτινοβολούν

ενέργεια (θερμότητα). Τα σώματα έχουν ίση επιφάνεια A και θερμοκρασία T_1 και T_2 , όπως φαίνεται στο σχήμα Α2.



Το σώμα 1 εκπέμπει συνολική θερμική ενέργεια $\dot{H}_1$, ενώ το σώμα 2, $\dot{H}_2$. Τότε το ποσό της θερμότητας που μεταδίδεται από το θερμότερο (σώμα 1) στο ψυχρότερο σώμα είναι:

$$\dot{Q}_{12} = \dot{H}_1 - \dot{H}_2 \quad (\text{A25})$$

Αλλά η συνολική εκπεμπόμενη θερμότητα $\dot{H}_1$ του σώματος 1 είναι το άθροισμα της θερμότητας $\dot{Q}_1$, η οποία οφείλεται στη θερμοκρασία T_1 , και της θερμότητας που αντανακλάται λόγω της προσπίπτουσας ακτινοβολίας $\dot{H}_2$ του σώματος 2. Έχουμε δηλαδή ότι:

$$\dot{H}_1 = \dot{Q}_1 + \rho_1 \dot{H}_2 \quad (\text{A26})$$

Για το σώμα 2 έχουμε επίσης:

$$\dot{H}_2 = \dot{Q}_2 + \rho_2 \dot{H}_1 \quad (\text{A27})$$

Αν δεχθούμε ότι μέσω των σωμάτων δεν διέρχεται θερμότητα, δηλαδή $\tau = 0$, τότε από τις εξισώσεις (17.10) και (17.12) του κειμένου έχουμε ότι:

$$\rho = 1 - \alpha = 1 - \varepsilon_r$$

Οπότε οι εξισώσεις (A26) και (A27) γράφονται ως:

$$\dot{H}_1 = \dot{Q}_1 + (1 - \varepsilon_{r1}) \dot{H}_2 \quad (\text{A28})$$

$$\dot{H}_2 = \dot{Q}_2 + (1 - \varepsilon_{r2}) \dot{H}_1 \quad (\text{A29})$$

Λύνοντας ως προς $\dot{H}_1$ και $\dot{H}_2$, παίρνουμε:

$$\dot{H}_1 = \frac{\dot{Q}_1 + (1 - \varepsilon_{r1}) \dot{Q}_2}{\varepsilon_{r1} + \varepsilon_{r2} - \varepsilon_{r1} \varepsilon_{r2}} \quad (\text{A30})$$

$$\dot{H}_2 = \frac{\dot{Q}_2 + (1 - \varepsilon_{r2}) \dot{Q}_2}{\varepsilon_{r1} + \varepsilon_{r2} - \varepsilon_{r1} \varepsilon_{r2}} \quad (\text{A31})$$

Αντικαθιστώντας τις εξισώσεις (A30) και (A31) στην εξίσωση (A25) έχουμε:

$$\dot{Q}_{12} = \frac{\dot{Q}_1 \varepsilon_{r2} - \dot{Q}_2 \varepsilon_{r1}}{\varepsilon_{r1} + \varepsilon_{r2} - \varepsilon_{r1} \varepsilon_{r2}} \quad (\text{A32})$$

Αλλά από την εξίσωση (17.9) του κειμένου:

$$\dot{Q}_1 = \varepsilon_{r1} \sigma A T_1^4 \quad \text{και} \quad \dot{Q}_2 = \varepsilon_{r2} \sigma A T_2^4 \quad (\text{A33})$$

Οπότε αντικαθιστώντας στην εξίσωση (A32), παίρνουμε την εξίσωση (17.13) του κειμένου. Δηλαδή:

$$\dot{Q}_{12} = \frac{\sigma}{\frac{1}{\varepsilon_{r1}} + \frac{1}{\varepsilon_{r2}} - 1} A (T_1^4 - T_2^4) \quad (\text{εξίσωση 17.13}) \quad (\text{A34})$$

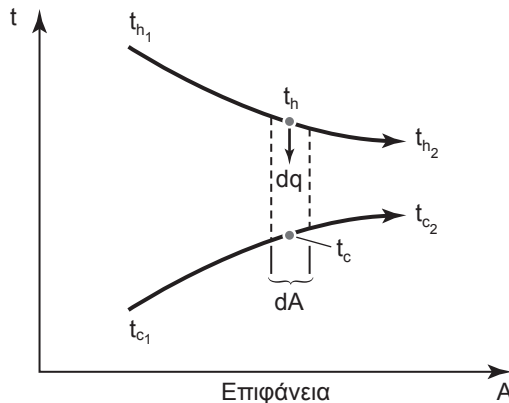
A7 Κεφάλαιο Δέκατο Όγδοο

Μέση λογαριθμική θερμοκρασιακή διαφορά. Απόδειξη εξίσωσης (18.5)

Οι θερμοκρασιακές κατανομές των ρευστών σε έναν εναλλάκτη ομορροής φαίνονται στο σχήμα A3. Σε ένα μικρό τμήμα του εναλλάκτη επιφάνειας dA , η θερμότητα που μεταφέρεται από το ένα ρευστό στο άλλο είναι:

$$d\dot{q} = -\dot{m}_h c_{ph} dt_h = \dot{m}_c c_{pc} dt_c \quad (\text{A35})$$

όπου: $\dot{m}_h$, $\dot{m}_c$ η παροχή μάζας του ζεστού και κρύου ρευστού αντίστοιχα
 c_{ph} , c_{pc} η ειδική θερμότητα του ζεστού και κρύου ρευστού αντίστοιχα
 dt_h η θερμοκρασιακή διαφορά του ζεστού ρευστού
 dt_c η θερμοκρασιακή διαφορά του κρύου ρευστού



Σχ. A3

Η μεταφερόμενη θερμότητα είναι επίσης ίση με

$$d\dot{q} = K_o (t_h - t_c) dA \quad (A36)$$

Από την εξίσωση (A35) έχουμε:

$$dt_h = \frac{-d\dot{q}}{\dot{m}_h c_{ph}} \quad dt_c = \frac{d\dot{q}}{\dot{m}_c c_{pc}}$$

Αφαιρώντας κατά μέλη:

$$dt_h - dt_c = d(t_h - t_c) = -d\dot{q} \left(\frac{1}{\dot{m}_h c_{ph}} - \frac{1}{\dot{m}_c c_{pc}} \right) \quad (A37)$$

Αντικαθιστώντας την εξίσωση (A36) στην εξίσωση (A37) παίρνουμε:

$$\frac{d(t_h - t_c)}{t_h - t_c} = -K_o \left(\frac{1}{\dot{m}_h c_{ph}} - \frac{1}{\dot{m}_c c_{pc}} \right) dA \quad (A38)$$

Τη διαφορική εξίσωση (A38) ολοκληρώνουμε μεταξύ των καταστάσεων 1 και 2, όπως φαίνεται στο σχήμα A3. Το αποτέλεσμα είναι:

$$\ln \frac{t_{h2} - t_{c2}}{t_{h1} - t_{c1}} = -K_o A \left(\frac{1}{\dot{m}_h c_{ph}} + \frac{1}{\dot{m}_c c_{pc}} \right) \quad (A39)$$

Από την εξίσωση (A35), τα γινόμενα $\dot{m}_h c_{ph}$ και $\dot{m}_c c_{pc}$ μπορούν να γραφούν σε συνάρτηση με τη συνολική θερμότητα που μεταφέρεται, $\dot{Q}$, και τις ολικές θερμοκρασιακές διαφορές των ρευστών. Δηλαδή:

$$\dot{m}_h c_{ph} = \frac{\dot{Q}}{t_{h1} - t_{h2}}$$

$$\dot{m}_c c_{pc} = \frac{\dot{Q}}{t_{c2} - t_{c1}}$$

Αντικαθιστώντας τις σχέσεις αυτές στην εξίσωση (A39) παίρνουμε:

$$\dot{Q} = K_o A \frac{(t_{h2} - t_{c2}) - (t_{h1} - t_{c1})}{\ln \frac{t_{h2} - t_{c2}}{t_{h1} - t_{c1}}} \quad (A40)$$

Συγκρίνοντας την εξίσωση (A40) με την εξίσωση (18.4) του δέκατου όγδοου κεφαλαίου, βρίσκουμε ότι η μέση θερμοκρασιακή διαφορά είναι:

$$\Delta t_m = \frac{(t_{h2} - t_{c2}) - (t_{h1} - t_{c1})}{\ln \frac{t_{h2} - t_{c2}}{t_{h1} - t_{c1}}} \quad (\text{εξίσωση 18.5}) \quad (A41)$$

Αυτή τη θερμοκρασιακή διαφορά την ονομάζουμε **Μέση Λογαριθμική Θερμοκρασιακή Διαφορά** (ΜΛΘΔ).

Το βιβλίο αυτό απευθύνεται στους Μηχανικούς του Εμπορικού Ναυτικού και περιλαμβάνει τα βασικά λειτουργικά και θερμοδυναμικά χαρακτηριστικά μηχανών και μηχανημάτων όπως οι ΜΕΚ, οι στρόβιλοι, οι αεροσυμπιεστές, οι αεριοστρόβιλοι, οι ψυκτικές εγκαταστάσεις κ.ά.

Ο Μηχανικός του Εμπορικού Ναυτικού καλείται μέσω της Εφαρμοσμένης Θερμοδυναμικής να εφαρμόσει στην πράξη τις αρχές και τους νόμους βάσει των οποίων λειτουργούν οι μηχανικές εγκαταστάσεις του πλοίου.



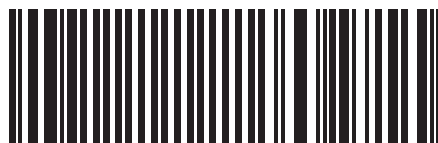
Κωδικός βιβλίου: 24-0625

ISBN 987-960-337-165-6



"ΔΙΟΦΑΝΤΟΣ"

ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ
ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ
ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΩΝ & ΕΚΔΟΣΕΩΝ



(01) 000000 0 24 062