ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ
ΤΟΥ ΝΑΥΤΙΚΟΥ

ΚΩΝ. Ζ. ΠΑΓΩΝΑΡΗ
ΠΛΟΙΑΡΧΟΥ (Μ) Π. Ν.
ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΟΥ - ΜΗΧΑΝΙΚΟΥ Ν. PG. S. ΗΠΑ

ΤΕΧΝΙΚΗ ΘΕΡΜΟΔΥΝΑΜΙΚΗ

1954

ΙΔΡΥΜΑ ΕΥΓΕΝΙΔΟΥ

ΧΡΥΣΟΥΝ ΜΕΤΑΛΛΙΟΝ ΑΚΑΔΗΜΙΑΣ ΑΘΗΝΩΝ

ΠΡΟΛΟΓΟΣ ΙΔΡΥΜΑΤΟΣ

Ο Ευγένιος Ευγενίδης ιδρυτής και χορηγός του «Ιδρύματος Ευγενίδου» προείδε ενωρίτατα και σχημάτισε τη βαθιά πεποίθηση ότι αναγκαίο παράγοντα για την πρόοδο του έθνους θα αποτελούσε η άρτια κατάρτιση των τεχνικών μας σε συνδυασμό προς την ηθική τους αγωγή.

Την πεποίθησή του αυτή τη μετέτρεψε σε γενναία πράξη ευεργεσίας, όταν κληροδότησε σεβαστό ποσό για τη σύσταση Ιδρύματος που θα είχε ως σκοπό να συμβάλει στην τεχνική εκπαίδευση των νέων της Ελλάδας.

Με το Β. Διάταγμα της 10ης Φεβρουαρίου 1956, συνεστήθη το Ίδρυμα Ευγενίδου και κατά την επιθυμία του διαθέτη του ανέλαβε τη διοίκηση η αδελφή του Κυρία Μαρ. Σίμου. Από τη στιγμή εκείνη άρχισαν πραγματοποιούμενοι οι σκοποί που οραματίσθηκε ο Ευγένιος Ευγενίδης και συγχρόνως η εκπλήρωση μιάς από τις βασικότερες ανάγκες του εθνικού μας βίου.

Κατά την κλιμάκωση των σκοπών του, το Ίδρυμα πρόταξε την έκδοση τεχνικών βιβλίων τόσο για λόγους θεωρητικούς όσο και πρακτικούς. Διαπιστώθηκε πράγματι ότι αποτελεί πρωταρχική ανάγκη ο εφοδιασμός των μαθητών με σειρές από βιβλία, τα οποία θα έθεταν ορθά θεμέλια στην παιδεία τους και θα αποτελούσαν συγχρόνως πολύτιμη βιβλιοθήκη για κάθε τεχνικό.

Ειδικότερα, όσον αφορά στα εκπαιδευτικά βιβλία των μαθητών των Δημοσίων Σχολών Εμπορικού Ναυτικού, το Ίδρυμα ανέλαβε την έκδοσή τους σε πλήρη και στενή συνεργασία με τη Διεύθυνση Ναυτικής Εκπαιδεύσεως του Υπουργείου Εμπορικής Ναυτιλίας, υπό την εποπτεία του οποίου υπάγονται οι Σχολές αυτές.

Η ανάθεση στο Ίδρυμα έγινε με την υπ' αριθ. 61288/5031, της 9ης Αυγούστου 1966, απόφαση του Υπουργείου Εμπορικής Ναυτιλίας, οπότε και συγκροτήθηκε και η Επιτροπή Εκδόσεων.

Κυριος σκοπός των εκδόσεων αυτών είναι η παροχή προς τους μαθητές των ναυτικών σχολών ΑΔΣΕΝ και Ναυτικών Λυκείων των αναγκαίων εκπαιδευτικών κειμένων, τα οποία αντιστοιχούν προς τα μαθήματα που διδάσκονται στις Σχολές αυτές.

Επίσης ελήφθη πρόνοια, ώστε τα βιβλία αυτά νά είναι γενικότερα χρήσιμα για όλους τους αξιωματικούς του Εμπορικού Ναυτικού, που ασκούν ηδη το επάγγελμα και εξελίσσονται στην ιεραρχία του κλάδου τους, χωρίς αυτό νά σημαίνει οτι επέρχεται μεταβολή στη στάθμη του περιεχομένου τους.

Οι συγγραφείς και η Επιτροπή Εκδόσεων του Ιδρύματος κατέβαλαν κάθε προσπάθεια, ώστε τα βιβλία να είναι επιστημονικώς άρτια αλλά και προσαρμοσμένα στις ανάγκες και τις δυνατότητες των μαθητών. Γι' αυτό και τα βιβλία αυτά έχουν γραφεί σε απλή γλώσσα και ανάλογη προς τη στάθμη της εκπαιδεύσεως για την οποία προορίζεται κάθε σειρά των βιβλίων.

Έτσι προσφέρονται στο ευρύ κοινό των καθηγητών, των μαθητών της ναυτικής μας εκπαιδεύσεως και όλους τους αξιωματικούς τού Ε.Ν. οι εκδόσεις του Ιδρύματος, των οποίων η συμβολή στην πραγματοποίηση του σκοπού του Ευγενίου Ευγενίδου ελπίζεται να είναι μεγάλη.

Ι Δ Ρ Υ Μ Α   Ε Υ Γ Ε Ν Ι Δ Ο Υ
ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΤΟΥ ΝΑΥΤΙΚΟΥ

ΤΕΧΝΙΚΗ ΘΕΡΜΟΔΥΝΑΜΙΚΗ

ΚΩΝΣΤΑΝΤΙΝΟΥ Ζ. ΠΑΓΩΝΑΡΗ

ΠΛΟΙΑΡΧΟΥ (Μ) Π.Ν.
ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΟΥ - ΜΗΧΑΝΙΚΟΥ
N. PG.S. ΗΠΑ

ΑΘΗΝΑ
1990

ΠΡΟΛΟΓΟΣ

Ο σκοπός αυτού του βιβλίου είναι να βοηθήσει τους σπουδαστές των Ανωτέρων Δημοσίων Σχολών Εμπορικού Ναυτικού (μηχανικούς) να κατανοήσουν την Τεχνική Θερμοδυναμική, που αποτελεί ένα από τα βασικότερα μαθήματα για τους μηχανικούς των ναυτικών εγκαταστάσεων. Η Τεχνική Θερμοδυναμική ασχολείται με την εφαρμογή στην πράξη των θεωρητικών αρχών και νόμων της κλασσικής θεωρητικής θερμοδυναμικής. Κατά συνέπεια, για να μελετήσει κανείς την Τεχνική Θερμοδυναμική, θα πρέπει απαραίτητα να γνωρίζει τις κλασσικές αυτές αρχές και τους νόμους που διέπουν τη λειτουργία διαφόρων εγκαταστάσεων, όπως μηχανών Diesel, Αεριοστροβίλους, κλπ.

Για το λόγο αυτό, το βιβλίο θα μπορούσε να χωρισθεί σε δυο μέρη· το πρώτο, που περιέχει την ανάπτυξη των νόμων της θεωρητικής θερμοδυναμικής και το δεύτερο μέρος, το οποίο αναφέρεται στην εφαρμογή των νόμων αυτών στις πραγματικές εγκαταστάσεις.

Πριν προχωρήσει ο σπουδαστής στη μελέτη του δεύτερου μέρους είναι χρήσιμο και αναγκαίο να κατανοήσει καλά πρώτα τις θεωρητικές αρχές της Θερμοδυναμικής, ώστε να μπορέσει με ευκολία να προχωρήσει σε πρακτικές εφαρμογές. Γι' αυτό η ύλη έχει εμπλουτισθεί με σημαντικό αριθμό παραδειγμάτων, που θα τον βοηθήσουν να εμπεδώσει τις νέες του γνώσεις. Αρκετά παραδείγματα υπάρχουν επίσης και στο δεύτερο μέρος, για τον ίδιο ακριβώς λόγο. Φυσικά με κανένα τρόπο δεν θα πρέπει να νομισθεί ότι η μελέτη μόνο των παραδειγμάτων είναι ικανή να εμπεδώσει τις γνώσεις αυτές. Η λύση των ασκήσεων είναι απαραίτητη και η μόνη που αποδεικνύει ότι ο σπουδαστής έχει καταλάβει αυτά που διδάχθηκε.

Οι μαθηματικές αποδείξεις των περισσοτέρων θεωρητικών εξισώσεων δίνονται στο Παράρτημα «Α», στο οποίο μπορεί να καταφύγει ο σπουδαστής που θέλει να εμβαθύνει στις θεωρητικές γνώσεις της Θερμοδυναμικής.

Οι Πίνακες και τα Διαγράμματα που χρειάζονται για τη λύση των ασκήσεων υπάρχουν στο Παράρτημα «Γ» που αποτελεί αναπόσπαστο τμήμα αυτού του βιβλίου.

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

Ο συγγραφέας

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΠΡΩΤΟ

ΕΙΣΑΓΩΓΗ

1.1 Γενικά.

Η μηχανική εγκατάσταση προώσεως ενός πλοίου, ο σταθμός παραγωγής ηλεκτρικής ενέργειας και γενικά τα διάφορα μηχανικά συστήματα συγκροτούνται από διάφορες μονάδες και συσκευές, και έχουν ως σκοπό την ανταλλαγή και μετατροπή μιας μορφής ενέργειας σε άλλη. Για να γίνει αυτή η ανταλλαγή ή μετατροπή χρειάζεται ένα μέσο μεταφοράς της ενέργειας το οποίο μπορεί να έχει υγρή, αέρια ή στερεά μορφή. Για παράδειγμα η προωστήρια εγκατάσταση ενός πλοίου με ατμοστρόβιλο που αποτελείται από το λέβητα, το στρόβιλο, τις αντλίες και άλλες μονάδες, μετατρέπει τη θερμική ενέργεια που παράγεται κατά την καύση του καυσίμου σε μηχανική ενέργεια που αποδίδεται κατά την περιστροφή της έλικας και έχει ως αποτέλεσμα την πρόωση του πλοίου. Σ' αυτήν την περίπτωση το μέσο μεταφοράς της ενέργειας είναι ο ατμός, ο οποίος, αφού μεταφέρει τη θερμική ενέργεια του καυσίμου από το λέβητα στον ατμοστρόβιλο, όπως θα δούμε πιο κάτω, μετατρέπεται στη συνέχεια σε νερό για την ολοκλήρωση του κύκλου λειτουργίας. Κάτι ανάλογο συμβαίνει και με άλλα συστήματα προώσεως, όπως οι μηχανές Diesel, οι αεριοστρόβιλοι κλπ.

Η πιο πάνω διαδικασία μετατροπής της ενέργειας και γενικά ο τρόπος λειτουργίας των διαφόρων συστημάτων αποτελούν αντικείμενα που εξετάζονται από τη ***Θερμοδυναμική*** η οποία, με την ευρύτερη έννοια του όρου, είναι η φυσική επιστήμη που ασχολείται με την ενέργεια και τους νόμους μετατροπής της σε διάφορες μορφές.

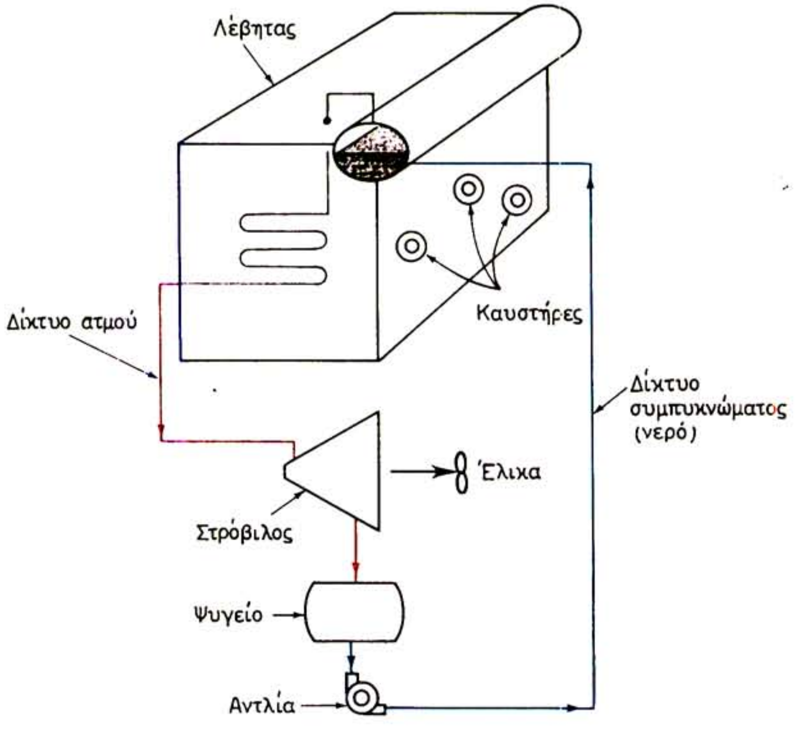
Ο κλάδος της Θερμοδυναμικής που ενδιαφέρει περισσότερο τους μηχανικούς ονομάζεται συνήθως ***Τεχνική Θερμοδυναμική*** και ασχολείται με λειτουργικά και θερμοδυναμικά χαρακτηριστικά μηχανών και μηχανημάτων, όπως είναι οι μηχανές εσωτερικής καύσεως (Diesel), ατμοστρόβιλοι, λέβητες, αεριοστρόβιλοι, αεροσυμπιεστές, ψυκτικές και κλιματιστικές εγκαταστάσεις κλπ. στα οποία η ενέργεια παίρνει διάφορες μορφές ανάλογα με το σκοπό που εξυπηρετεί το σύστημα.

Στο βιβλίο αυτό δίνονται οι βασικές θερμοδυναμικές έννοιες, όπως έργο, θερμότητα, ιδιότητες ύλης κλπ., που είναι απαραίτητες για την κατανόηση των διαφόρων τρόπων μετατροπής της ενέργειας μαζί με στοιχειώδεις μαθηματικές σχέσεις που εκφράζουν τους νόμους που διέπουν τις διαδικασίες μετατροπής. Στη συνέχεια θα δούμε την εφαρμογή αυτών σε θερμοδυναμικά συστήματα που εμφανίζονται επάνω σε ένα πλοίο, π.χ. προωστήρια εγκατάσταση, εγκατάσταση παραγωγής ενέργειας κλπ.

Πριν αρχίσομε τη συστηματική ανάπτυξη των επί μέρους θεμάτων, είναι σκόπιμο να περιγράψομε συνοπτικά μερικά από τα συστήματα που προαναφέραμε, για λόγους εξοικειώσεως του σπουδαστή, δεδομένου ότι ορισμένα από αυτά θα μας απασχολήσουν στα επόμενα κεφάλαια.

1.2 Στοιχειώδης εγκατάσταση ατμού.

Ένα από τα πιο συνηθισμένα συστήματα παραγωγής ενέργειας είναι 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 1.2 φαίνεται μία πολύ απλοποιημένη μορφή τέτοιας εγκαταστάσεως. Όπως ακριβώς στους λέβητες κεντρικής θερμάνσεως των πολυκατοικιών, έτσι και στο λέβητα της εγκαταστάσεως ατμού το



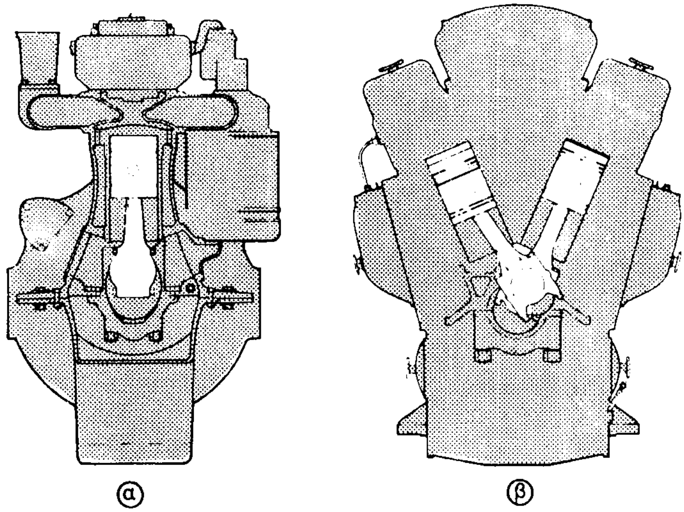
Σχ. 1.2.
Απλή εγκατάσταση ατμού.

καύσιμο καίεται για την παραγωγή θερμότητας. Αυτή η θερμότητα χρησιμοποιείται για την ατμοποίηση του νερού στο λέβητα. Ο ατμός φεύγει από το λέβητα και περνά μέσα από το στρόβιλο, όπου η πίεσή του μειώνεται, ο όγκος του μεγαλώνει και έτσι παράγεται το μηχανικό έργο που είναι απαραίτητο για να έχομε 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 επιστρέφει το συμπύκνωμα (νερό) πάλι πίσω στο λέβητα για ατμοποίηση, κλείνοντας έτσι το κύκλωμα λειτουργίας της εγκαταστάσεως.

Στην πράξη προσθέτομε στην εγκατάσταση αυτή και άλλες μονάδες με σκοπό τη βελτίωση της αποδόσεώς της, όπως είναι οι προθερμαντήρες νερού, οι αναθερμαντήρες κλπ.

1.3 Άλλες θερμικές μηχανές.

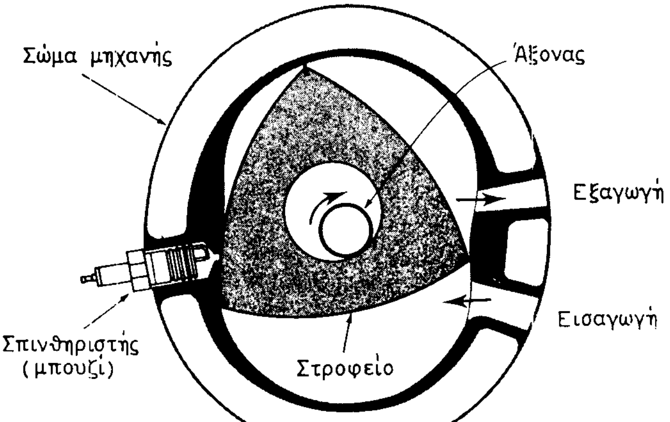
Μία άλλη θερμική εγκατάσταση παραγωγής μηχανικού έργου είναι η γνωστή σ' όλους μας μηχανή Diesel (Ντήζελ). Στο σχημα 1.3α φαίνονται δύο από τις πιο γνωστές μορφές μηχανών Diesel· στη μία οι κύλινδροι είναι τοποθετημένοι σε σειρά [σχ. 1.3α(α)] και στην άλλη σχηματίζουν μεταξύ τους γωνία [σχ. 1.3α(β)]. Στη μηχανή Diesel, το μέσο μεταφοράς της ενέργειας είναι τα καυσαέρια 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 κλπ.



Σχ. 1.3α.
Μηχανές Diesel. α) Με κυλίνδρους σε σειρά. β) Με κυλίνδρους σε διάταξη V.

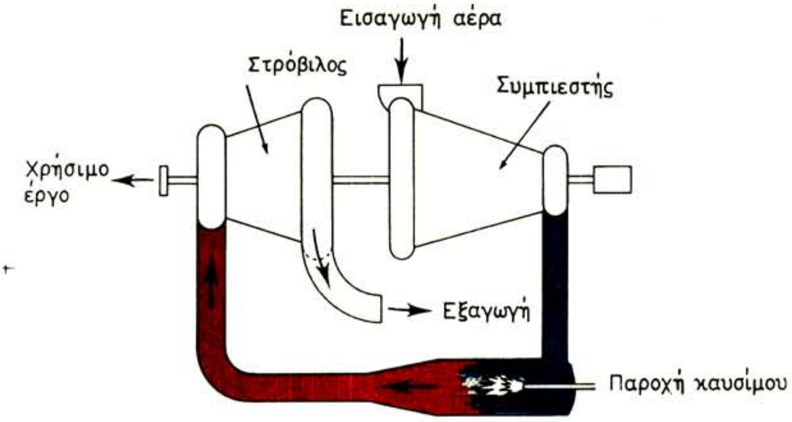
Ένας σχετικά νεώτερος τύπος θερμικής μηχανής είναι ο κινητήρας Vankel (Βάνκελ) που φαίνεται στο σχήμα 1.3β. Η βασική κατασκευαστική διαφορά του κινητήρα αυτού από τον κινητήρα Diesel είναι ότι δεν διαθέτει έμβολο, συνεπώς δεν έχει παλινδρομική κίνηση αλλά μόνο περιστροφική. Αντί για έμβολο ο κινητήρας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

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



Σχ. 1.3β.
Κινητήρας Vankel.

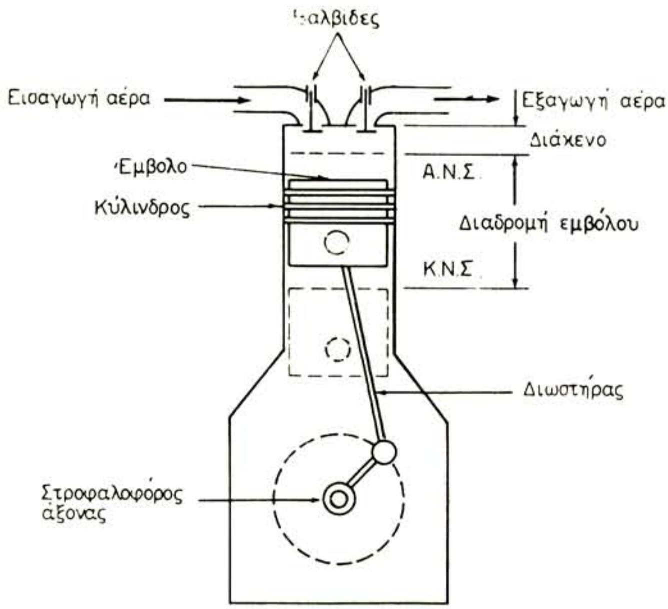
Μια άλλη εγκατάσταση ισχύος είναι ο αεριοστρόβιλος, που φαίνεται στο σχήμα 1.3γ. Χρησιμοποιειται κυρίως στα αεροπλάνα, αλλά τελευταία εφαρμόζεται, αν και πολύ περιορισμένα, στην πρόωση των πλοίων και στην παραγωγή ηλεκτρικής ενέργειας. Όπως φαίνεται από το σχήμα 1.3γ, ο αέρας εισέρχεται στον αεροσυμπιεστή όπου και συμπιέζεται. Στη συνέχεια παρέχεται το καύσιμο και σχηματίζεται το καύσιμο μίγμα, από την καύση του οποίου παράγονται τα καυσαέρια, που στη συνέχεια εκτονώνονται στο στρόβιλο για την παραγωγή χρήσιμου έργου. Η θερμοδυναμική ανάλυση και σ' αυτή την περίπτωση μας δίνει το ποσό της μηχανικής ενέργειας που λαμβάνομε, την αποδοτικότητα της εγκαταστάσεως κλπ.



Σχ. 1.3γ.
Αεριοστρόβιλος.

1.4 Αεροσυμπιεστής.

Στο σχήμα 1.4 φαίνεται ένας μονοβάθμιος αεροσυμπιεστής που έχει ως σκοπό την παραγωγή αέρα υψηλής πιέσεως. Ο αέρας αυτός χρησιμοποιείται για πολλούς σκοπούς επί του πλοίου, όπως το ξεκίνημα των μηχανών Diesel, τη λειτουργία εργαλείων και συσκευών αέρα κλπ. Όπως φαίνεται από το σχήμα, ο αέρας εισέρχεται με ατμοσφαιρική πίεση μέσα στον κύλινδρο, όπου



Σχ. 1.4.
Μονοβάθμιος αεροσυμπιεστής απλής ενέργειας.

συμπιέζεται, κατά την προς τα πάνω διαδρομή του εμβόλου, στην επιθυμητή πίεση. Έτσι επιτυγχάνεται η αύξηση της ενέργειας του ατμοσφαιρικού αέρα προσδίδοντας φυσικά μηχανική ενέργεια στον αεροσυμπιεστή.

1.5 Εγκατάσταση γεωθερμικής ενέργειας.

Παρ' όλο ότι δεν θα μελετήσομε σ' αυτό το βιβλίο την εγκατάσταση της γεωθερμικής ενέργειας, θεωρούμε σκόπιμο να την αναφέρομε γιατί παρουσιάζει ενδιαφέρον, ιδίως στην εποχή μας, που ιδιαίτερα μας απασχολεί η αντιμετώπιση της ενεργειακής κρίσεως. Η εγκατάσταση αυτή είναι παραλλαγή της εγκαταστάσεως ατμού. Η ενέργεια για την παραγωγή ατμού λαμβάνεται από μίγμα 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 δυο πλεονεκτήματα: οικονομία καυσίμων και μη ρύπανση της ατμόσφαιρας. Τα πλεονεκτήματα αυτά αντισταθμίζονται από δυο μειονεκτήματα: υψηλή διαβρωτική ικανότητα του μίγματος, που σημαίνει μικρό χρόνο ζωής της εγκαταστάσεως, και ανάγκη επιστροφής του μίγματος μέσα στο έδαφος, ώστε να μη δημιουργηθεί κενό κάτω από το φλοιό της γης. Τα δυο αυτά μειονεκτήματα δεν έχουν ακόμη αντιμετωπισθεί ικανοποιητικά, γι' αυτό και στην πράξη, η εγκατάσταση αυτή έχει πολύ μικρή εφαρμογή.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΔΕΥΤΕΡΟ

ΟΡΙΣΜΟΙ ΚΑΙ ΜΟΝΑΔΕΣ ΜΕΤΡΗΣΕΩΣ ΜΕΓΕΘΩΝ

2.1 Γενικά.

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

Όπως σε κάθε μάθημα έτσι και στη θερμοδυναμική οι ορισμοί μας είναι απαραίτητοι για να είμαστε συνεπείς στην εξέταση των θερμοδυναμικών συστημάτων που θα αναπτύξομε πιο κάτω. Λέξεις όπως ύλη, σύστημα κλπ., που έχουν αποκτήσει κάποια γενική έννοια στην καθημερινή ζωή, στη θερμοδυναμική θα πρέπει να τις ορίσομε ακριβώς, για να αποφύγομε τυχόν παρανοήσεις στην παραπέρα ανάπτυξη των κεφαλαίων.

Οι μετρήσεις, μπορούμε να πούμε, ότι στην πραγματικότητα είναι η γλώσσα των μηχανικών, γιατί μας βοηθούν στη γρήγορη και σωστή συνεννόηση. Με τις μετρήσεις μπορούμε επίσης να εντοπίσομε την αντικανονική λειτουργία μιας εγκαταστάσεως, να προσδιορίσομε την απόδοσή της και γενικά να παρακολουθήσομε τη συμπεριφορά της στη διάρκεια της λειτουργίας της. Τις μετρήσεις αυτές τις παίρνομε με τη βοήθεια καταλλήλων οργάνων, τα οποία, ανάλογα με το σκοπό που εξυπηρετούν, έχουν ιδιαίτερη ονομασία. Έτσι τη θερμοκρασία τη μετράμε με το γνωστό σε όλους μας θερμόμετρο, την πίεση με το πιεσόμετρο ή μανόμετρο κλπ.

2.2 Ουσία ή ύλη στη θερμοδυναμική.

Ο τρόπος με τον οποίο θα εξετάσομε 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 εξετάζομε με στατιστικές μεθόδους. Αντίθετα η μακροσκοπική θερμοδυναμική εξετάζει τα εξωτερικά χαρακτηριστικά του συνόλου της ύλης· αυτό δηλαδή που «βλέπομε» και που μπορούμε να μετρήσομε με τις συνηθισμένες μονάδες όπως το μέτρο, το χιλιόγραμμο κλπ.

Τη σπουδαιότητα της ύλης στη μακροσκοπική της μορφή μπορεί κανείς 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 μίγμα καυσίμου-αέρα. Στην εγκατάσταση του ατμοστροβίλου η ύλη είναι ο ατμός που μεταφέρει τη θερμότητα από το λέβητα στο στρόβιλο για την παραγωγή του χρήσιμου έργου.

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

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

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

— Να μη γίνονται ***χημικές αντιδράσεις.***

Εφόσον δεν ικανοποιούνται τα παραπάνω κριτήρια, τότε λέμε ότι έχομε μίγμα και όχι καθαρή ουσία. Στον Πίνακα 2.2.1 δίνονται μερικά παραδείγματα καθαρής ουσίας και μίγματος για την καλύτερη κατανόηση των κριτηρίων που αναφέραμε.

ΠΙΝΑΚΑΣ 2.2.1.
Παραδείγματα καθαρής ουσίας και μίγματος.

Ύλη		Ομογενής σε φυσική σύσταση	Ομογενής σε χημική σύσταση	Απουσία χημικής αντιδράσεως	Καθαρή ύλη
Ατμός		√	√	√	√
Ατμός / Νερό		√	√	√	√
Αέρας (O_2 + N_2 αέριο)		√	√	√	√
Αέρας + ατμός καυσίμου	Χωρις αντίδραση	√	√	√	√
Αέρας + ατμός καυσίμου / Υγρό καύσιμο	Χωρις αντίδραση	×	√	√	×
Αέρας + ατμός καυσίμου	Καυσαέρια Φλόγα	√	×	×	×
Καυσαέρια		√	√	√	√

2.3 Η έννοια του συστήματος.

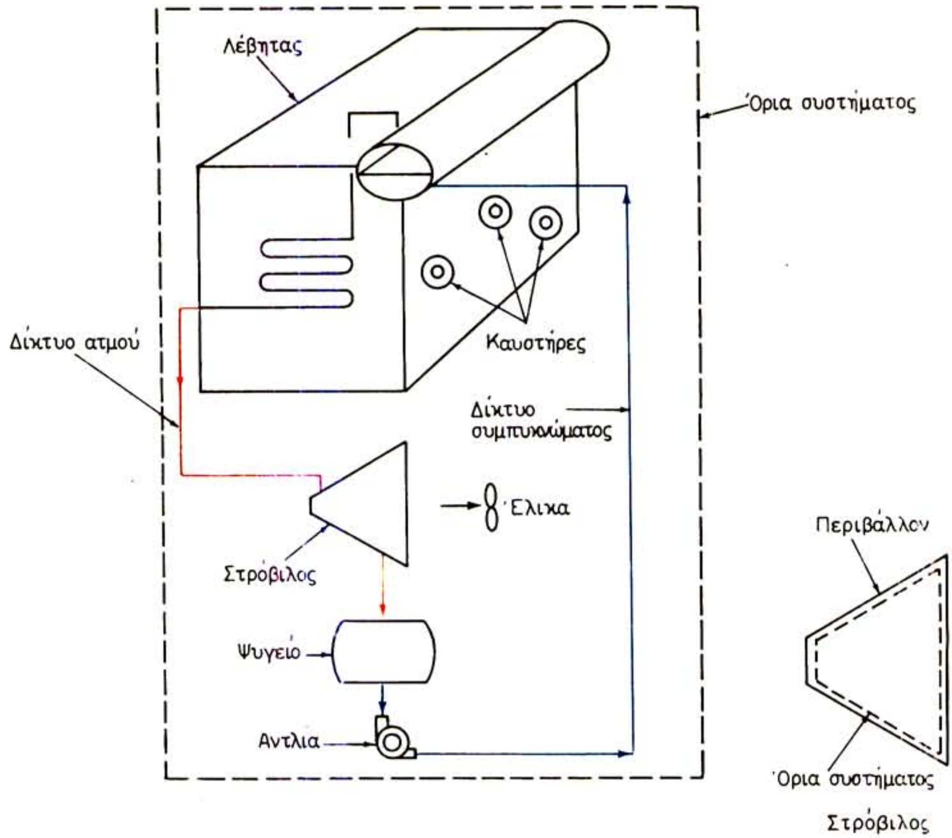
Η μετατροπή μιας μορφής ενέργειας σε άλλη προϋποθέτει την ύπαρξη ενός μέσου μεταφοράς της ενέργειας, όπως είπαμε στη παράγραφο 1.1. Το μέσο μεταφοράς δεν είναι παρά ύλη που βρίσκεται μέσα σε κάποιο μηχανικό μέσο, π.χ. σε ένα λέβητα, σε ένα στρόβιλο, σε μία αντλία κλπ. Για να μελετήσομε τη μετατροπή της ενέργειας εισάγομε ένα καινούργιο όρο, το ***θερμοδυναμικό σύστημα.*** Η σπουδαιότητα του όρου αυτού οφείλεται στο γεγονός ότι, όπως θα δούμε πιο κάτω, για να εξετάσομε θερμοδυναμικά μία μηχανική εγκατάσταση, θα πρέπει να ορίσομε το αντίστοιχο θερμοδυναμικό σύστημα. Ας δούμε όμως τι είναι και πώς ορίζομε το σύστημα αυτό.

Ένα θερμοδυναμικό σύστημα μπορεί να ορισθεί ως ένας ***κλειστός χώρος*** που περιέχει ***ύλη.*** Τα όρια του συστήματος μπορεί να είναι σταθερά ή μπορεί να μεταβάλλονται σε μορφή, σχημα και θέση. Η ύλη μέσα στο σύστημα μπορεί να βρίσκεται σε μία από τις τρεις μορφές — στερεή, υγρή ή αέρια — ή σε κάποιο συνδυασμό αυτών των μορφών. Κάθε τι έξω από το σύστημα το ονομάζομε ***περιβάλλον.*** Τα όρια του συστήματος δεν έχουν καμιά φυσική σημασία, αλλά τα χρησιμοποιούμε για να περιγράψομε και να αναγνωρίσομε το σύστημα που πρόκειται να εξετάσομε· η εκλογή του συστήματος γίνεται από μας και εξαρτάται από το αντικείμενο της μελέτης μας. Έτσι σε ορισμένες περιπτώσεις, διάφορες μονάδες όπως μηχανές, αντλίες, λέβητες κλπ., μπορούμε να τις θεωρήσομε ως «ύλη» που περιέχεται μέσα 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 2.3α μπορούμε να τη θεωρήσομε ως ένα θερμοδυναμικό σύστημα, όπου ο λέβητας, ο στρόβιλος, το ψυγείο και η αντλία αποτελούν την «ύλη». Μπορούμε όμως επίσης να απομονώσομε μία από τις μονάδες, ας πούμε το στρόβιλο, και να θεωρήσομε ως σύστημα το στρόβιλο και ως ύλη του συστήματος τον ατμό που περνά μέσα απ' αυτόν.

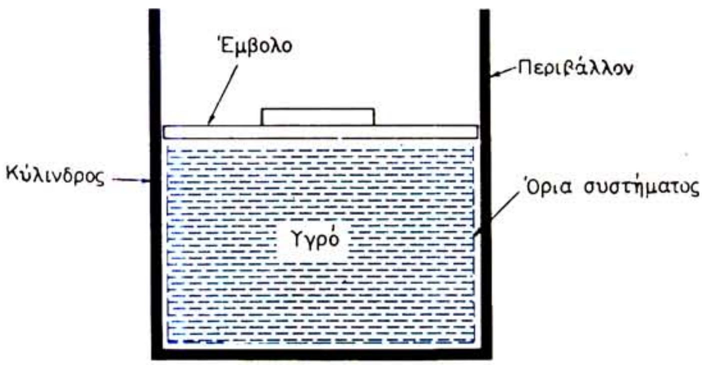
Ως δεύτερο παράδειγμα ας πάρομε τον κύλινδρο με το έμβολο, που φαίνεται στο σχήμα 2.3β, μέσα στον οποίο υπάρχει κάποιο υγρό. Εδώ ορίζομε ως σύστημα αυτό καθαυτό το υγρό· το «περιβάλλον» του συστήματος είναι ο κύλινδρος και το έμβολο. Παρατηρούμε ότι εάν το έμβολο μετακινηθεί, το σύστημα αυτό μεταβάλλει 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 ***εργαζόμενου μέσου*** μέσα σε ένα σύστημα. Έτσι στο στρόβιλο που αναφέραμε το εργαζόμενο μέσο είναι ο ατμός ενώ για τον κύλινδρο το εργαζόμενο μέσο είναι το υγρό.

Από τα δύο προηγούμενα παραδείγματα μπορούμε να διακρίνομε δύο είδη συστημάτων. Το ***κλειστό*** και το ***ανοικτό*** σύστημα. Κλειστό σύστημα είναι εκείνο στο οποίο δεν έχομε ροή μάζας προς ή από το σύστημα, όπως ο κύλινδρος



Σχ. 2.3α.
Απλή εγκατάσταση ατμού. Θερμοδυναμικό σύστημα.



Σχ. 2.3β.
Σύστημα εμβόλου-κυλίνδρου.

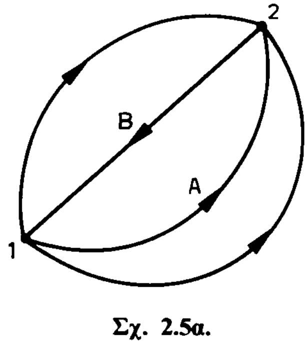
με το έμβολο. Αντίθετα όταν έχομε ροή μάζας, όπως ο στρόβιλος της εγκαταστάσεως ατμού, τότε το σύστημα είναι ανοικτό. Με άλλα λόγια θα λέγαμε ότι στο κλειστό σύστημα η μάζα του συστήματος παραμένει σταθερή, ενώ στο ανοικτό σύστημα σταθερός παραμένει ο όγκος του συστήματος.

2.4 Ιδιότητες της ύλης.

Η ιδιότητα της ύλης είναι κάθε μακροσκοπικό χαρακτηριστικό του συστήματος, όπως η πίεση, ο όγκος, η πυκνότητα κλπ. Το σύνολο των ιδιοτήτων αυτών καθορίζει την ***κατάσταση της ύλης.*** Μπορούμε επομένως με τις ιδιότητες της ύλης να προσδιορίσομε ακριβώς την κατάστασή της. Σαν παράδειγμα ας θεωρήσομε το σύστημα του σχήματος 2.3θ και έστω ότι η θερμοκρασία είναι T_1, η πίεση p_1 και ο όγκος V_1. Με αυτές τις τρεις ιδιότητες καθορίζομε ακριβώς την κατάσταση του υγρού που υπάρχει μέσα στον κύλινδρο. Εάν τώρα προσθέσομε 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. Σημειώνομε ότι οι ιδιότητες μπορούν να ορισθούν μόνο όταν έχουν την ίδια τιμή σε όλες τις θέσεις του συστήματος και δεν μεταβάλλονται με το χρόνο· τότε λέμε επίσης ότι το σύστημα βρίσκεται σε ισορροπία. Τα συστήματα που πρόκειται να εξετάσομε θα τα θεωρήσομε ότι βρίσκονται σε ισορροπία και συνεπώς θα μπορούμε να ορίζομε τις ιδιότητές τους.

2.5 Διεργασία και θερμοδυναμικός κύκλος.

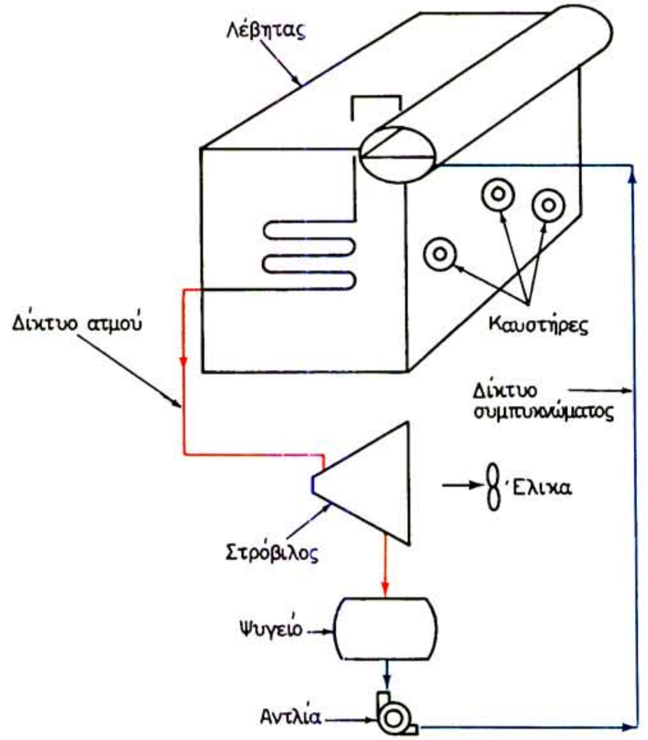
Η ***διεργασία*** (μεταβολή) είναι ο τρόπος με τον οποίο μεταβάλλομε την κατάσταση του συστήματος. Όπως υπάρχουν άπειρες διαδρομές για να πάμε από το σημείο 1 στο σημείο 2 του σχήματος 2.5α, έτσι υπάρχουν πολλοί τρόποι για την αλλαγή της καταστάσεως του συστήματος από την κατάσταση 1 (σημείο 1), στην κατάσταση 2 (σημείο 2). Είναι φυσικό ότι η κατάσταση της ύλης, κατά τη διαδρομή από το σημείο 1 στο σημείο 2, περνά από άπειρο



Σχ. 2.5α.
Περιγραφή διαδρομών συστήματος.

αριθμό αλλαγών, γιατί κάθε σημείο της διαδρομής είναι και μια 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-Α-2-Β-1 του σχήματος 2.5α 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 η μία την άλλη κατά προκαθορισμένη σειρά και πάντα με την προϋπόθεση ότι η αρχική και η τελική κατάσταση του συστήματος παραμένουν οι ίδιες. Ας θεωρήσομε ότι οι διαδρομές 1-Α-2 και 2-Β-1 του σχήματος 2.5α είναι δύο διεργασίες ενός κλειστού συστήματος. Τότε μπορούμε να πούμε ότι η διαδρομή 1–Α–2–Β–1 αποτελεί ένα θερμοδυναμικό κύκλο, γιατί έχομε δύο διεργασίες Α και Β 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–Β–2–Α–1, τότε έχομε ένα νέο θερμοδυναμικό κύκλο, γιατί αποτελείται μεν από τις ίδιες διεργασίες αλλά με διαφορετική σειρά διαδοχής. Π.χ. στην εγκατάσταση ατμού του σχήματος 2.5β ο θερμοδυναμι-



Σχ. 2.5β.
Απλή εγκατάσταση ατμού.

κός κύκλος είναι η κλειστή διαδρομή 1–2–3–1 που αποτελείται από τρεις διαδοχικές διεργασίες, 1–2 όπου το εργαζόμενο μέσο είναι ατμός, 2–3 όπου το εργαζόμενο μέσο είναι νερό και 3–1 όπου το νερό μετατρέπεται και πάλι σε ατμό, δηλαδή επανέρχεται στην αρχική του κατάσταση στο σημείο 1.

2.6 Θεμελιώδη μεγέθη και μονάδες τους στο Διεθνές Σύστημα (S.I.).

Είναι γνωστό από τη Φυσική ότι τα ***θεμελιώδη*** φυσικά μεγέθη της μηχανικής είναι τρία: Το μήκος, η μάζα και ο χρόνος. Η θερμοκρασία είναι ένα τέταρτο θεμελιώδες φυσικό μέγεθος, που δεν ανήκει στα μεγέθη της μηχανικής. Με τη βοήθεια των θεμελιωδών μεγεθών της μηχανικής μπορούμε να ορίσομε οποιοδήποτε άλλο φυσικό μέγεθος της μηχανικής, όπως τη δύναμη, το έργο, την ισχύ κλπ., ενώ με τη βοήθεια και της θερμοκρασίας, μπορούμε να ορίσομε κάθε φυσικό μέγεθος της θερμοδυναμικής.

Για τη μέτρηση των φυσικών μεγεθών χρησιμοποιούνται κατάλληλες μονάδες.

Το σύνολο των μονάδων των θεμελιωδών μεγεθών ονομάζεται ***Σύστημα μονάδων.*** Είναι γνωστό ότι στην πράξη χρησιμοποιούνται διάφορα συστήματα μονάδων.

Στο βιβλίο αυτό θα χρησιμοποιήσομε 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 «Β» αυτού του βιβλίου παρέχομε μερικούς πίνακες για τη μετατροπή των διαφόρων μονάδων άλλων συστημάτων στο σύστημα SI, γιατί στην καθημερινή ζωή συναντούμε ακόμη μονάδες διαφορετικών συστημάτων.

Στο σύστημα SI οι βασικές ποσότητες που αναφέραμε έχουν μονάδες μετρήσεως που φαίνονται στον Πίνακα 2.6.1.

ΠΙΝΑΚΑΣ 2.6.1.
Βασικές μονάδες συστήματος SI.

Φυσικό μέγεθος	Μονάδα SI	Σύμβολα
Μηκος	Μέτρο	m
Μάζα	Χιλιόγραμμο	kg
Χρόνος	Δευτερόλεπτο	s
Θερμοκρασία	Βαθμός Kelvin	K

2.7 Πίεση.

Η πίεση είναι από τα πιο βασικά μεγέθη της θερμοδυναμικής και ορίζεται ως η δύναμη ανά μονάδα επιφάνειας:

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

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 μετρήσεως της πιέσεως είναι το N/m^2 ή Pascal (Pa) 1 Pa = 1 N/m^2). Άλλες μονάδες είναι το bar, kp/cm^2, lbf/in^2 κλπ. όπως φαίνονται στο Παράρτημα «Β».

Την πίεση που εξασκεί ένα ρευστό (υγρό ή αέριο) στα τοιχώματα του χώρου μέσα στον οποίο βρίσκεται, τη μετράμε με ένα όργανο που ονομάζεται ***μανόμετρο***. Θα πρέπει να τονίσομε ότι το μανόμετρο δεν δείχνει την ***απόλυτη πίεση*** την οποία εξασκεί το ρευστό, αλλά τη διαφορά της ατμοσφαιρικής πιέσεως από την απόλυτη πίεση.

Έτσι εάν ορίσομε:

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:

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

Στο σχήμα 2.7α φαίνεται παραστατικά η πιο πάνω σχέση μεταξύ των διαφόρων πιέσεων.

Εάν η απόλυτη πίεση είναι μικρότερη από την ατμοσφαιρική πίεση, τότε έχομε ***κενό.*** Το μέγεθος του κενού εκφράζεται ως διαφορά της απόλυτης πιέσεως και της ατμοσφαιρικής, όπως φαίνεται και στο σχήμα 2.7α. Η μονάδα μετρήσεως του κενού είναι mm στήλης υδραργύρου και τα όργανα μετρήσεως του κενού φέρουν υποδιαιρέσεις από 0-760 mmHg ή 0-30 inHg. Σημειώνομε ότι το πρακτικά τέλειο κενό είναι 760 mmHg, γιατί το τέλειο κενό 762 mmHg είναι αδύνατο να το επιτύχομε ακόμα και μέσα σε εργαστήρια. Τα όργανα μετρήσεως του κενού ονομάζονται ***κενόμετρα.***

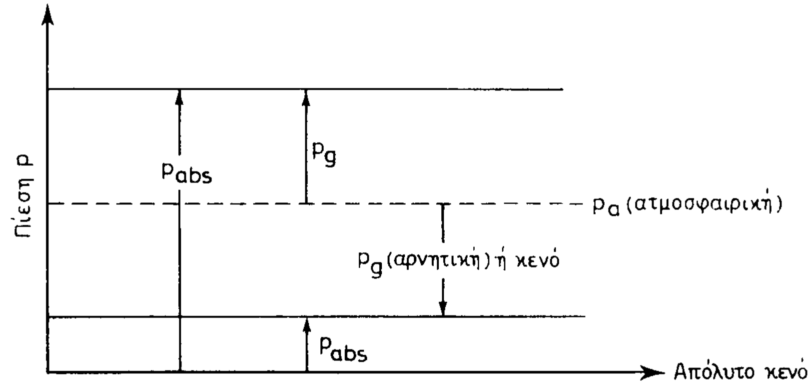
Στο σχήμα 2.7β φαίνεται ένα μανόμετρο-κενόμετρο και ένα απλό κενόμετρο.

Η αρχή λειτουργίας ενός μανομέτρου φαίνεται στο σχήμα 2.7γ. 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 στο 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:

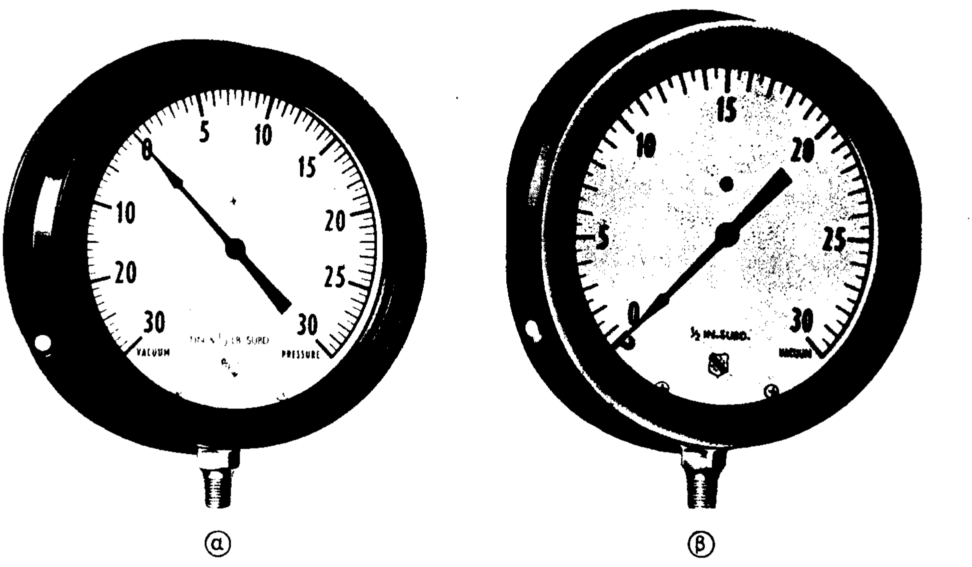
$$p_1 - p_2 = \rho z g \qquad (2.3)$$

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

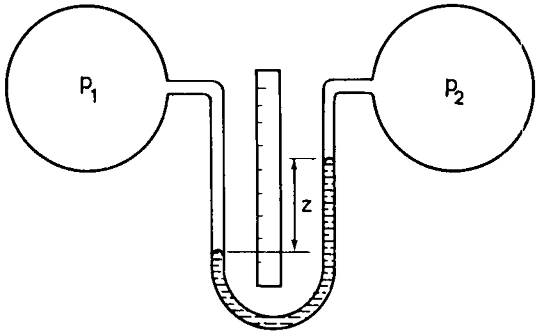
Τονίζομε ότι σε όλες τις θερμοδυναμικές ισότητες και υπολογισμούς, που θα συναντούμε απ' εδώ και κάτω και στους οποίους εμφανίζεται η πίεση, αυτή θα είναι απόλυτη πίεση.



Σχ. 2.7α.
Γραφική παράσταση πιέσεως.



Σχ. 2.7β.
Διάφοροι τύποι μανομέτρων: α) Μανόμετρο - Κενόμετρο. β) Κενόμετρο.



Σχ. 2.7γ.
Παράσταση αρχής λειτουργίας μανομέτρου.

Παράδειγμα 1.

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

Λύση.

Από τη Μηχανική γνωρίζομε 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).

Οπότε από την εξίσωση (2.1) έχομε:

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

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

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

Παρατήρηση.

Ιδιαίτερη προσοχή πρέπει να δείχνει ο σπουδαστής στις μονάδες που χρησιμοποιεί ώστε να ανήκουν στο ίδιο σύστημα μονάδων. 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 γράψομε:

$$F = \frac{N}{m^2} \cdot m^2 = N$$

Παράδειγμα 2.

Στο μανόμετρο του σχήματος 2.7γ η απόσταση z ισούται με 1 cm και η πίεση $p_2 = 10\ N/m^2$. 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:

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

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

$$p_1 = 108{,}1\ N/m^2 \quad \text{ή} \quad 108{,}1\ P_\alpha$$

β) Εάν έχομε υδράργυρο:

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

$$p_1 = 1341\ N/m^2 \quad \text{ή} \quad 134{,}1\ P_\alpha$$

Παράδειγμα 3.

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

Λύση.

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

$$p_{\alpha\pi\acute{o}\lambda.} = p_{\kappa\varepsilon\nu\acute{o}\nu} + p_{\alpha\tau\mu}$$

$$\text{ή} \quad p_{\alpha\pi\acute{o}\lambda.} = -65 + 76 = 11\ cmHg$$

2.8 Θερμοκρασία.

Η θερμοκρασία συνήθως ορίζεται ως ποιοτική έννοια. Είναι αυτή που μας κάνει να καταλάβομε το πόσο ζεστό ή πόσο κρύο είναι ένα σώμα σε σχέση με κάποιο άλλο. Ας πάρομε δύο σώματα, το ένα κρύο και το άλλο ζεστό. Αν τα φέρομε σε επαφή, θα παρατηρήσομε ότι μετά από λίγο χρονικό διάστημα το ένα σώμα έγινε λιγότερο κρύο και το άλλο λιγότερο ζεστό. Αν τα αφήσομε 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 δυο σώματα αποκτήσουν την ίδια θερμοκρασία, τότε λέμε ότι βρίσκονται σε θερμική ισορροπία.

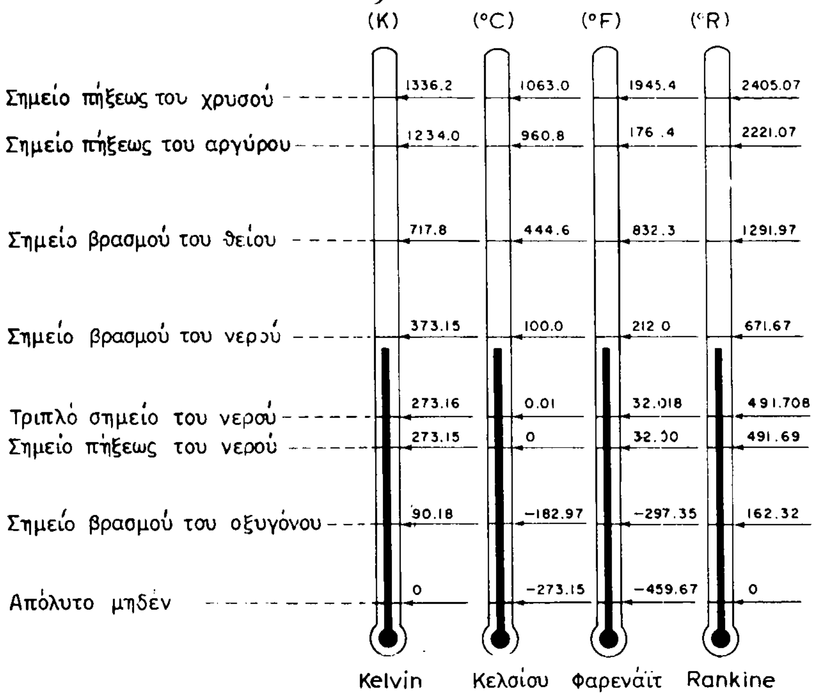
Για να μπορέσομε τώρα να μετρήσομε τη θερμοκρασία χρησιμοποιούμε το γνωστό σε όλους μας θερμόμετρο. Το θερμόμετρο αποτελείται από ένα λεπτό σωλήνα γεμάτο με οινόπνευμα ή υδράργυρο. Το υγρό που περιέχει το θερμόμετρο διαστέλλεται ή συστέλλεται ανάλογα με τη θερμοκρασία, κι έτσι αν βαθμολογηθεί σωστά μπορεί να μας δείχνει τη θερμοκρασία. Η βαθμολόγηση των θερμομέτρων γίνεται, κυρίως, με τη βοήθεια δυο γνωστών φυσικών καταστάσεων: το τριπλό σημείο του νερού (όπου πάγος, υγρό και ατμός συνυπάρχουν) σε πίεση 611,2 N/m^2 και το σημείο βρασμού του νερού σε πίεση μιας ατμόσφαιρας (σχ. 2.8α).

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

Στην κλίμακα Κελσίου οι 0°C είναι το σημείο πήξεως 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:

$$F = \frac{9}{5}\,{}^{\circ}C + 32 \qquad (2.4α)$$

$$C = \frac{5}{9}\,({}^{\circ}F - 32) \qquad (2.4β)$$



Σχ. 2.8α.
Σύγκριση της θερμοκρασίας στις κλίμακες Kelvin, Κελσίου, Φαρενάιτ και Rankine.

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

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

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

Για να μετατρέψομε τους βαθμούς Φαρενάιτ σε Rankine τη σχέση:

$$R = {}^{\circ}F + 460 \qquad (2.6)$$

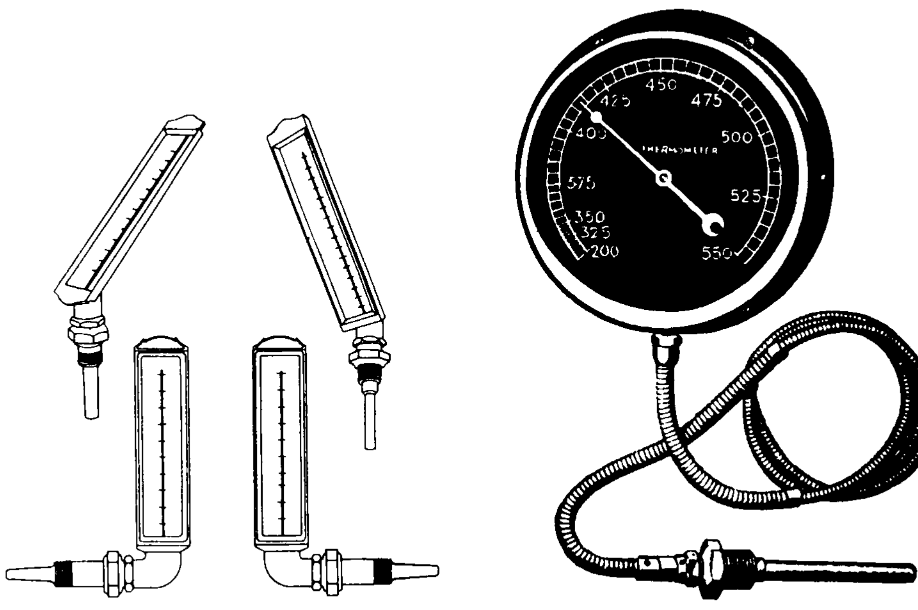
Επίσης, μεταξύ βαθμών Kelvin και Rankine ισχύει προσεγγιστικά η σχέση:

$$R \cong 1{,}8\ K \qquad (2.7)$$

Στο σχήμα 2.8β φαίνονται δύο τύποι θερμομέτρων που τους συναντούμε πιο συχνά στις εγκαταστάσεις των πλοίων.

Παράδειγμα.

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



(α) (β)

Σχ. 2.8β.
Τύποι θερμομέτρων. α) Ευθέα και γωνιακά θερμόμετρα. β) Θερμόμετρο αποστάσεως.

Λύση.

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

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

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

2.9 Ασκήσεις.

1. Στο σχήμα 2.9α το δοχείο Α έχει αέριο σε πίεση 3 bar, ενώ στο δοχείο Β, που περιέχει το δοχείο Α, υπάρχει αέριο σε πίεση 1,5 bar. Τις δύο αυτές πιέσεις τις βλέπομε στα δύο μανόμετρα. Ο ατμοσφαιρικός αέρας που περιβάλλει το δοχείο Β έχει πίεση 1 bar. Ζητείται να βρεθεί η απόλυτη πίεση του αέρα μέσα στο δοχείο Α και στο δοχείο Β.

(*Απ.:* 5,5 bar, 2,5 bar)

2. Ένα μανόμετρο χρησιμοποιείται για τη μέτρηση της πιέσεως όπως φαίνεται στο σχημα 2.9β. 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)

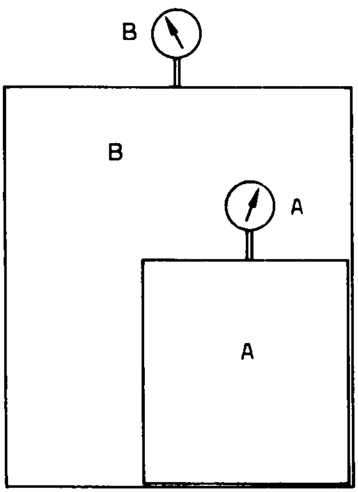
3. Να μετατραπεί η πίεση 24 inHg κενό σε: α) psia, β) kPa και γ) inHg απόλυτη.

4. Να προσδιορισθεί η θερμοκρασία στην οποία οι βαθμοί Κελσίου και Φαρενάιτ συμπίπτουν στο σημείο και στην απόλυτη τιμή.

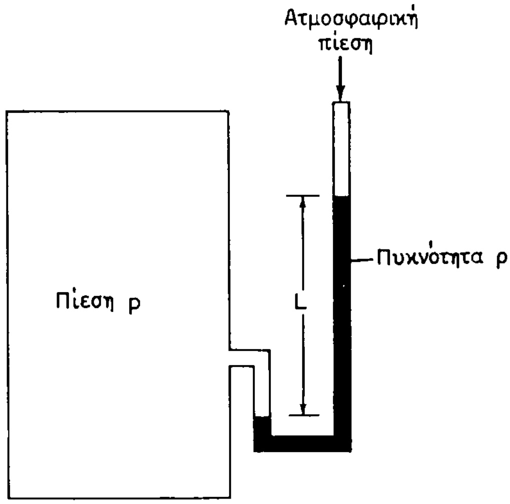
(*Απ.:* – 40)

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 προσδιορισθούν οι απόλυτες πιέσεις στην είσοδο και έξοδο του στροβίλου σε N/m^2. Η πυκνότητα του υδραργύρου είναι $13,6 \times 10^3\ kg/m^3$.

(*Απ.:* 1503 kN/m^2, 8,27 kN/m^2)



Σχ. 2.9β.
Διάταξη συστήματος ασκήσεως 2.



Σχ. 2.9α.
Διάταξη δοχείων ασκήσεως 1.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΤΡΙΤΟ

ΕΡΓΟ ΚΑΙ ΘΕΡΜΟΤΗΤΑ

3.1 Γενικά.

Ένας από τους κυριότερους αντικειμενικούς σκοπούς ενός μηχανικού είνα 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 διαθέτομε κάποια μορφή ενέργειας που μπορεί να μετατραπεί σε μηχανικό έργο. Για την άντληση π.χ. του νερού (μηχανικό έργο) χρειαζόμαστε ηλεκτρική ενέργεια για να μπορέσομε να κινήσομε κάποιο ηλεκτρικό κινητήρα που με τη σειρά του θα δώσει κίνηση στην αντλία η οποία θα μεταφέρει το νερό από ένα σημείο μιας εγκαταστάσεως σε κάποιο άλλο. Έχομε 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 προώσεως ενός πλοίου με ατμοστρόβιλο τη θερμική αυτή ενέργεια την παίρνομε από τον ατμό. Στη μηχανή Diesel η θερμότητα προέρχεται από την καύση του καυσίμου που δίνομε στη μηχανή.

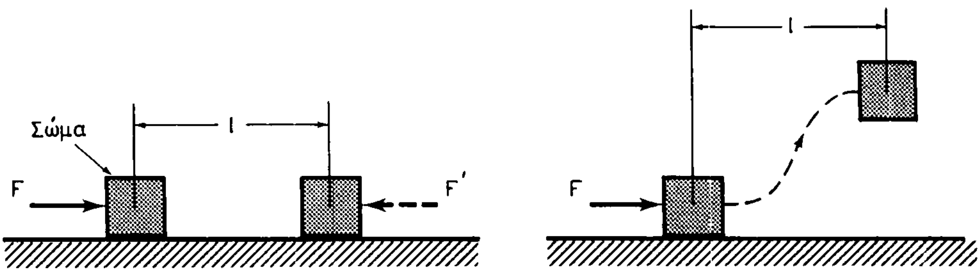
3.2 Έργο.

Από τη Μηχανική γνωρίζομε ότι: ***Έργο παράγει μια δύναμη όταν μετακινεί το σημείο εφαρμογής της κατά τη διεύθυνσή της.*** Π.χ. η δύναμη F, που απαιτείται για τη μετατόπιση ενός σώματος σε απόσταση l (σχ. 3.2α). Το ποσό του έργου που παράγεται είναι ίσο προς το γινόμενο της δυνάμεως F επί την απόσταση l στην οποία μετακινήθηκε η δύναμη.

Με σύμβολα, το έργο είναι ίσο με:

$$W = Fl \tag{3.1}$$

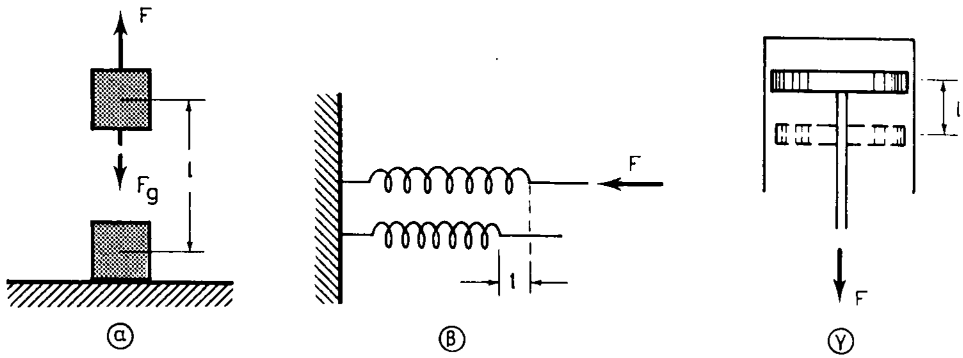
όπου: W το παραγόμενο έργο,
F η δύναμη και
l η απόσταση ή μετατόπιση της δυνάμεως



Σχ. 3.2α.
Περιγραφή του ορισμού του έργου στη Μηχανική.

Εάν η μετατόπιση l του σώματος έχει τη φορά της δυνάμεως F, τότε το έργο θεωρείται ***θετικό.*** Εάν είναι αντίθετη τότε το έργο θεωρείται ***αρνητικό.*** Εάν πάλι η μετατόπιση είναι κάθετη προς τη διεύθυνση της δυνάμεως, 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' ένα κύλινδρο εκτονώνεται κλπ. όπως φαίνεται στο σχήμα 3.2β.



Σχ. 3.2β.
Περιγραφή μηχανικού έργου.

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

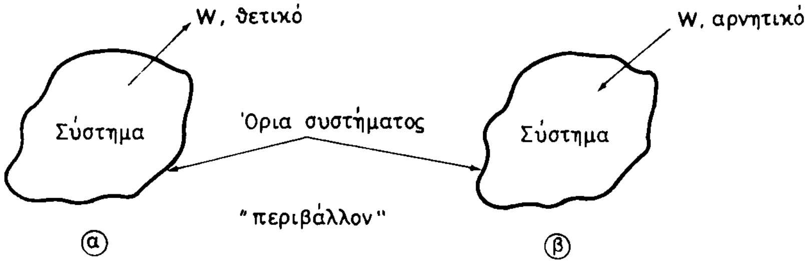
Από τον ορισμό του έργου προκύπτει αμέσως και η μονάδα μετρήσεως που είναι Newton - metre (Nm) και αντιστοιχεί στο γινόμενο των μονάδων της δυνάμεως (N) και του μήκους (m). Το Nm στο σύστημα SI έχει και την ονομασία Joule (J). Υπάρχουν επίσης και άλλες μονάδες έργου, π.χ. erg, ft - lbf οι οποίες ανήκουν σε άλλα συστήματα μονάδων. Στον Πίνακα Β10 του Παραρτήματος «Β» δίνονται οι συντελεστές μετατροπής από ένα σύστημα σε άλλο.

Από την εξίσωση (3.1) βλέπομε ότι το έργο W της δυνάμεως F είναι ανεξάρτητο από το χρόνο που χρειάζεται να γίνει. Το ίδιο δηλαδή έργο μπορεί να γίνει σε ένα δευτερόλεπτο, σε μία ώρα ή σε ένα έτος. Στις μηχανές όμως που θα εξετάσομε πιο κάτω μας ενδιαφέρει σε πόσο χρόνο παράγεται αυτό το έργο. Το πηλίκον του έργου προς το χρόνο μέσα στον οποίο έχει παραχθεί ονομάζεται ***ισχύς*** της μηχανής. Την ισχύ τη συμβολίζομε με το γράμμα P και είναι:

$$P = \frac{W}{t} \tag{3.2}$$

Η μονάδα μετρήσεως 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 συναντούμε στην πράξη είναι ο ίππος PS ή HP, το ft - lbf/s κλπ. Οι σχέσεις μεταξύ αυτών των μονάδων φαίνονται στον Πίνακα B12 του Παραρτήματος «B».

Στη θερμοδυναμική ο καθορισμός του έργου προϋποθέτει τον προσδιορισμό κάποιου συστήματος. Το σύστημα αυτό παράγει έργο είτε ***προς*** το «περιβάλλον» του, προς κάθε τι δηλαδή έξω από αυτό, είτε το «περιβάλλον» δίνει έργο προς το σύστημα. Συμβατικά έχει ορισθεί σαν θετικό το έργο που παράγεται ***από*** το σύστημα [σχ. 3.2γ(α)] και αρνητικό το έργο που δίνεται ***προς*** το σύστημα [σχ. 3.2γ(β)].

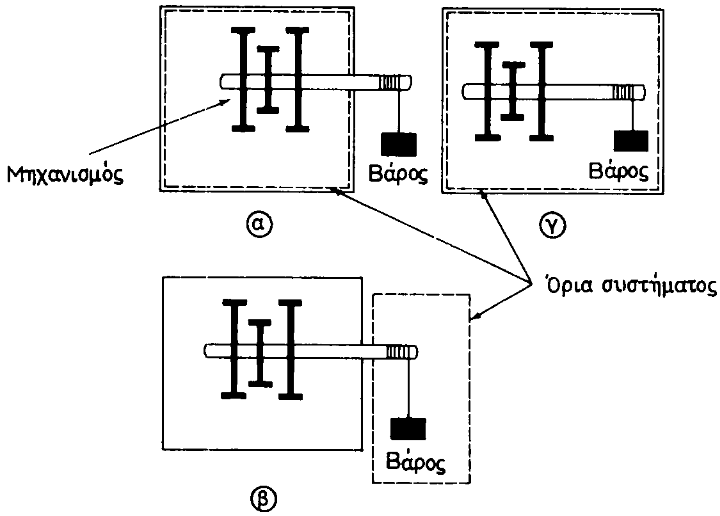


Σχ. 3.2γ.
Συμβατική απεικόνιση θετικού και αρνητικού έργου.

Δίνομε 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 πάρομε το μηχανισμό που φαίνεται στο σχήμα 3.2δ, ο οποίος στην άκρη έχει μία τροχαλία και ένα βάρος. Για τις ανάγκες του παραδείγματος ορίζομε, στον ίδιο μηχανισμό, με διακεκομμένη γραμμή, τρία συστήματα [σχ. 3.2δ(α), (β) και (γ)].

Στην περίπτωση (α), καθώς το σώμα πέφτει λόγω της βαρύτητας δίνει ενέργεια για παραγωγή έργου ***πρὸς*** 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. Βλέπομε δηλαδή ότι στην



Σχ. 3.2δ.
Έργο συστήματος.

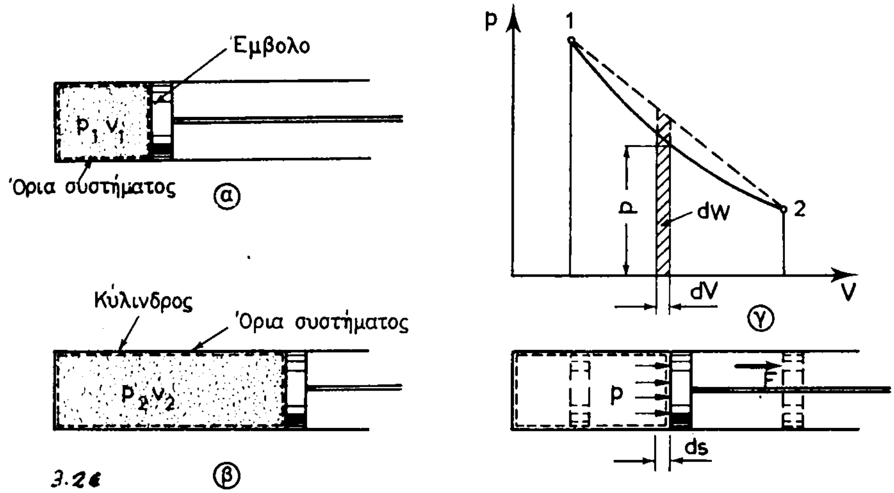
περίπτωση (α) η «διεύθυνση» του έργου είναι ***προς*** το σύστημα [σχ. 3.2δ(α)], ενώ στην περίπτωση (β) η «διεύθυνση» του έργου είναι ***από*** το σύστημα [σχ. 3.2δ(β)]. Και στις δύο περιπτώσεις το έργο ***διασχίζει*** τα όρια του συστήματος. Στην περίπτωση (γ) [σχ. 3.2δ(γ)] ο μηχανισμός, η τροχαλία και το βάρος αποτελούν ένα σύστημα. Εδώ δεν έχομε ούτε θετικό ούτε αρνητικό έργο γιατί ούτε παίρνομε ***από*** το σύστημα έργο αλλά ούτε και δίνομε ***προς*** αυτό. Μέσα στο σύστημα μπορεί βέβαια να γίνεται έργο από το μηχανισμό, εμείς όμως δεν το «βλέπομε» αλλά ούτε και μας ενδιαφέρει. Αυτό που μας ενδιαφέρει είναι αν το έργο «διασχίζει» τα όρια συστήματος, πράγμα που δεν συμβαίνει στην περίπτωση (γ).

Ως συμπέρασμα λοιπόν μπορούμε να πούμε ότι:

— Το σύστημα το ορίζομε εμείς σύμφωνα με τις ανάγκες της μελέτης.
— Το έργο του συστήματος είναι θετικό όταν «εξέρχεται» απ' αυτό και αρνητικό όταν «εισέρχεται» σ' αυτό, ενώ θεωρείται μηδέν, όταν δεν «διασχίζει» τα όριά του.

3.2.1 Έργο κλειστού συστήματος.

Θα εξετάσομε τώρα το έργο που παράγεται από ένα κλειστό θερμοδυναμικό σύστημα, ένα σύστημα δηλαδή όπου δεν έχομε 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 3.2ε. 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. 3.2ε.
Σχέση πιέσεως - όγκου στό έργο συστήματος εμβόλου - κυλίνδρου.

[σχ. 3.2ε(α)]. Η πίεση αυτή ωθεί το έμβολο μέχρι κάποια άλλη θέση όπου έχομε πίεση p_2 και όγκο V_2 [σχ. 3.2ε(β)]. Από τη μεταβολή του συστήματος, κατά την οποία η πίεση του αερίου μειώθηκε, $p_1 > p_2$ και ο όγκος αυξήθηκε, $V_2 > V_1$, έχομε 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 παίρνομε από το έμβολο είναι:

$$dW = Fds \tag{3.3}$$

Για να βρούμε το συνολικό έργο του συστήματος κατά τη διάρκεια μιας διεργασίας, ολοκληρώνομε την εξίσωση (3.3) μεταξύ του αρχικού σημείου (1) και του τελικού σημείου (2) της διεργασίας [σχ. 3.2ε(γ)], οπότε έχομε:

$$W = \int_1^2 Fds = \int_1^2 pAds \tag{3.4}$$

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

$$W = \int_1^2 pdV \tag{3.5}$$

Τη διεργασία 1-2 μπορούμε να την παραστήσομε στο διάγραμμα p-V από τη γραμμή που ενώνει τα δύο σημεία 1 και 2 [σχ. 3.2ε(γ)]. Από το διάγραμμα αυτό είναι φανερό ότι η διεργασία αυτή είναι μία συνάρτηση της πιέσεως και του όγκου της μάζας του αερίου. Εφόσον γνωρίζομε αυτή τη συνάρτηση μπορούμε να υπολογίσομε 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 καταστάσεως 1 και 2, το έργο μεταβάλλεται ανάλογα με τη θέση της γραμμής αυτής. Εάν δηλαδή η διεργασία είχε σαν 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.

Ειδική περίπτωση αποτελεί η διεργασία με σταθερή πίεση κατά την οποία το έργο κλειστού συστήματος, όπως προκύπτει από την εξίσωση (3.5), δίνεται από τη σχέση:

$$W = p\,(V_2 - V_1) \tag{3.5α}$$

όπου V_1, V_2 είναι ο αρχικός και τελικός όγκος του συστήματος.

3.2.2 Δυναμική και Κινητική ενέργεια.

Δυο μορφές ενέργειας που θα μας απασχολήσουν στο βιβλίο αυτό είναι η ***Δυναμική*** και η ***Κινητική*** ενέργεια.

Για τη μέτρηση της δυναμικής ενέργειας καθορίζομε 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 (σχ. 3.2στ). 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:

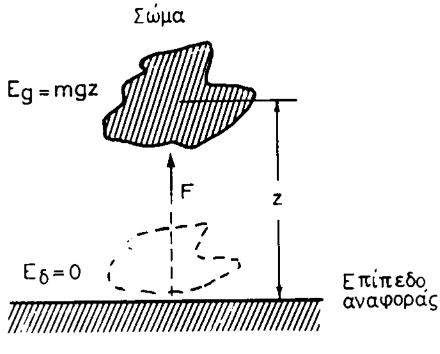
$$E_\delta = F_z = mgz \tag{3.6}$$

όπου: E_δ η δυναμική ενέργεια σε J,
m η μάζα σε kg και
z η απόσταση από το επίπεδο αναφοράς σε m.

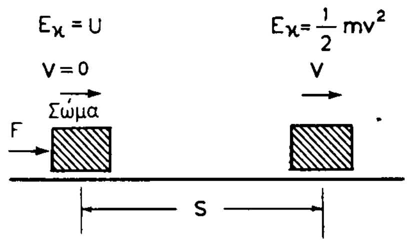
Από την εξίσωση (3.6) βλέπομε ότι η δυναμική ενέργεια αυξάνει όσο η απόσταση από το επίπεδο αναφοράς μεγαλώνει.

Η κινητική ενέργεια ενός σώματος ή συστήματος μπορεί να καθορισθεί με τον ακόλουθο τρόπο. Έστω ότι σ' ένα σύστημα που βρίσκεται σε ακινησία δρα μια οριζόντια δύναμη F η οποία το μετακινεί σε μία απόσταση s και του προσδίνει μία ταχύτητα v (σχ. 3.2ζ). Η δυναμική ενέργεια δεν μεταβάλλεται γιατί το σώμα κινείται οριζόντια. Η κινητική όμως ενέργεια αλλάζει και από μηδενική (το σύστημα είναι σε ακινησία) γίνεται:

$$E_\kappa = \frac{1}{2} mv^2 \tag{3.7}$$



Σχ. 3.2στ.
Δυναμική ενέργεια σώματος.



Σχ. 3.2ζ.
Κινητική ενέργεια σώματος.

όπου: E_κ 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 δυνάμεως.

Παράδειγμα.

Ατμός υψηλής πιέσεως και μάζας 8.000 kg εισέρχεται στο σωλήνα του δικτύου ατμού μιας ατμοκίνητης εγκαταστάσεως με ταχύτητα 90 m/s. Στην έξοδό του η ταχύτητα έχει μειωθεί σε 80 m/s. Να βρεθεί η κινητική ενέργεια του ατμού στην είσοδο και την 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:

$$E_{\kappa_1} = \frac{1}{2}\, m v_1^2 = \frac{1}{2} \times 8000 \times 90^2 = 32{,}4 \times 10^6 \ \mathrm{kgm^2/s^2} \quad \text{ή} \quad 32.400\ \mathrm{kJ}$$

Στην έξοδο είναι:

$$E_{\kappa_2} = \frac{1}{2}\, m v_2^2 = \frac{1}{2} \times 8000 \times 80^2 = 25.600\ \mathrm{kJ}$$

Άρα έχομε μείωση της κινητικής ενέργειας κατά

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

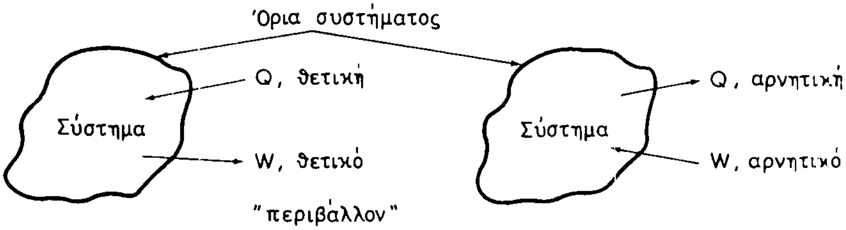
3.3 Θερμότητα.

Ως θερμότητα ορίζομε τη θερμική ενέργεια που μεταφέρεται μεταξύ δύο συστημάτων λόγω της θερμοκρασιακής διαφοράς που υπάρχει ανάμεσά τους, όταν έρχονται σε κάποιας μορφής επικοινωνία μεταξύ τους. Η ροή αυτή της θερμότητας γίνεται πάντα από το ζεστό στο ψυχρό σύστημα και σταματά όταν τα δυο συστήματα αποκτήσουν την ίδια θερμοκρασία.

Τη θερμότητα συμβολίζομε με το σύμβολο «Q».

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 μιας 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, μεταφορά θερμότητας ***προς*** το σύστημα είναι θετική ενώ μεταφορά ***από*** αυτό είναι αρνητική. Όπως βλέπομε και από το σχήμα 3.3α η συμβατική φορά της θερμότητας είναι αντίθετη από τη συμβατική φορά του έργου που ορίσαμε στην παράγραφο 3.2.



Σχ. 3.3α.
Συμβατική απεικόνιση θετικής και αρνητικής θερμότητας και έργου.

Η μονάδα μετρήσεως της θερμότητας στο Διεθνές Σύστημα (SI) είναι το Joule. Μία άλλη μονάδα που συναντάμε συχνά στην πράξη είναι το kilocalorie (kcal), 1 kcal = 4,186 kJ, που είναι το ποσό της θερμότητας που χρειάζεται για να ανεβάσομε τη θερμοκρασία ενός χιλιογράμμου νερού (14,5°C) κατά ένα βαθμό Κελσίου (15,5°C) σε πίεση μιας ατμόσφαιρας. Στο βρετανικό σύστημα η μονάδα μετρήσεως της θερμότητας είναι το BTU, όπου 1 BTU = 0,252 kcal.

3.3.1 Τρόποι μεταδόσεως θερμότητας.

Αναφέραμε πιο πάνω ότι, για να έχομε 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.

α) Μετάδοση θερμότητας με αγωγιμότητα.

Στο είδος αυτό η μετάδοση της θερμότητας γίνεται από μόριο σε μόριο μέσα σ' 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 κρατήσομε π.χ. το ένα άκρο μιας μεταλλικής ράβδου και βυθίσομε το άλλο σε πολύ ζεστό νερό, μετά από λίγο χρόνο θα ζεσταθεί και το άκρο που κρατάμε. Επίσης εάν φέρομε σ' επαφή τρεις πλάκες και ζεστάνομε την εξωτερική πλευρά της μιας πλάκας, μετά από λίγο θα ζεσταθεί και η εξωτερική πλευρά της άλλης πλάκας.

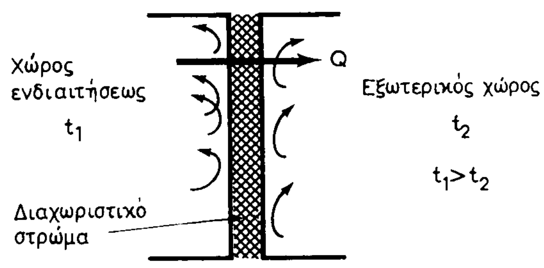
Και στις δύο περιπτώσεις έχομε μεταφορά θερμότητας από το ζεστό προς το κρύο μέρος. Το ποσό της θερμότητας που μεταφέρεται είναι ανάλογο προς τη θερμοκρασιακή διαφορά και το συντελεστή θερμικής αγωγιμότητας, το μέγεθος του οποίου εξαρτάται από το είδος του κάθε υλικού. Οι τιμές του συντελεστή αυτού είναι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

β) Μετάδοση θερμότητας με μεταφορά.

Στην περίπτωση αυτή η θερμότητα μεταφέρεται από ένα ζεστό σώμα σε κινούμενο υγρό ή αέριο, ή αντίστροφα. Όταν κοντά σ' 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 έχομε μεταφορά θερμότητας. Η κίνηση (ή ροή) τυ ρευστού επάνω στο σώμα μπορεί να είναι ***βεβιασμένη,*** να προκαλείται π.χ. από μία αντλία ή ένα ανεμιστήρα, ή ***φυσική,*** να οφείλεται δηλαδή στο ίδιο το φαινόμενο της μεταδόσεως της θερμότητας, το οποίο δημιουργεί διαφορές στην πυκνότητα της μάζας του ρευστού. Κλασσική περίπτωση φυσικής κυκλοφορίας είναι η ροή του αέρα επάνω στα θερμαντικά σώματα των σπιτιών.

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

Στις πιο πολλές περιπτώσεις μεταφοράς θερμότητας τα πιο πάνω είδη μεταδόσεως θερμότητας συνυπάρχουν. Τα πλευρικά μεταλλικά τοιχώματα των χώρων ενδιαιτήσεων των πλοίων π.χ. είναι καλυμμένα με ένα ή περισσότερα στρώματα μονωτικών υλικών (σχ. 3.3β). Η μετάδοση της θερμότητας από το χώρο της ενδιαιτήσεως (ζεστότερος) προς τον εξωτερικό χώρο (ψυχρότερος) πραγματοποιείται και με μεταφορά και με αγωγιμότητα˙ με μεταφορά μεταξύ του αέρα του χώρου της ενδιαιτήσεως και της εσωτερικής πλευράς του μονωτικού στρώματος και με αγωγιμότητα μεταξύ του μονωτικού στρώματος και του



Σχ. 3.3β.
Μετάδοση θερμότητας με αγωγιμότητα και μεταφορά.

μεταλλικού τοιχώματος. Επίσης μεταξύ της εξωτερικής πλευράς του τοιχώματος και του αέρα του εξωτερικού χώρου η μετάδοση της θερμότητας γίνεται με μεταφορά.

γ) 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 δυο σωμάτων τα οποία 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 ότι είπαμε πιο πάνω 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 θεωρήσομε ότι $Q = 0$, οπότε καμιά μεταφορά θερμότητας δεν γίνεται από ή προς ένα σύστημα.

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

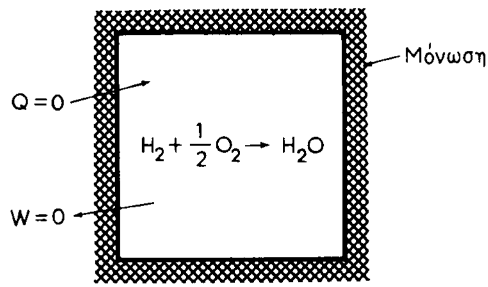
3.3.3 Μερικές έννοιες επάνω στη θερμότητα.

Στον ορισμό που δώσαμε πιο πάνω για τη θερμότητα παραλείψαμε σκόπιμα να δώσομε και μερικές έννοιες που έχουν σχέση με αυτήν· κι' αυτό για να τονισθούν 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 π.χ. που αισθανόμαστε αγγίζοντας μια ζεστή θερμάστρα δεν είναι μια 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 θεωρήσομε ένα σύστημα που αποτελείται από πάγο και νερό. Εάν δώσομε θερμότητα στο σύστημα από κάποιο άλλο σώμα με υψηλότερη θερμοκρασία, θα παρατηρήσομε 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 θερμότητα αυτή, τη λέμε ***λανθάνουσα θερμότητα τήξεως*** όταν με αυτή ένα στερεό σώμα (πάγος) μεταβάλλεται σε υγρό· και ***λανθάνουσα θερμότητα ατμοποιήσεως*** όταν το υγρό (νερό) μεταβάλλεται σε αέριο (ατμό). Η εξήγηση του φαινομένου αυτού βρίσκεται στην αλλαγή της δυναμικής και κινητικής καταστάσεως 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 έχομε ανύψωση της θερμοκρασίας ενός συστήματος. Ας θεωρήσομε π.χ. ένα καλά μονωμένο δοχείο που περιέχει υδρογόνο και οξυγόνο (σχ. 3.3γ). Ανάφλεξη αυτών των δύο συ-



Σχ. 3.3γ.
Αδιαβατική, σταθερού όγκου καύση.

στατικών του δοχείου έχει ως αποτέλεσμα τη δημιουργία H_2O που συνοδεύεται από αύξηση της θερμοκρασίας. Όμως, δεν έχομε καμιά ροή θερμότητας γιατί το δοχείο είναι μονωμένο, δηλαδή $Q = 0$. Όμοια διεργασία γίνεται μέσα στον κύλινδρο μιας βενζινομηχανής, όπου η ανάφλεξη του μίγματος αέρα - καυσίμου είναι η αρχή μιας χημικής αντιδράσεως από την οποία δημιουργούνται καυσαέρια με πολύ μεγαλύτερη θερμοκρασία από τα αρχικά συστατικά του μίγματος. Έτσι έχομε αύξηση της θερμοκρασίας χωρίς να έχομε δώσει θερμότητα ***στο*** σύστημα. Η μεταφορά θερμότητας που παρατηρείται στο ψυχόμενο χώρο γύρω από το θάλαμο καύσεως του μίγματος είναι μεταφορά ***από*** το σύστημα και επομένως δεν είναι αυτή που προκάλεσε την αύξηση της θερμοκρασίας.

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 έχομε αλληλεπίδραση δύο συστημάτων ή σωμάτων. Είναι «κάτι που συμβαίνει», δεν είναι ύλη.

Σύμφωνα με τα όσα είπαμε πιο πάνω η θερμότητα είναι μιά 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:

$$Q = mc\ (t_2 - t_1) \tag{3.8}$$

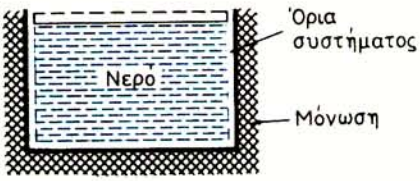
όπου c η ειδική θερμότητα του σώματος σε J/kgK, που εξαρτάται από το είδος του σώματος, και συνήθως δίνεται σε πίνακες. Η ειδική θερμότητα του νερού σε θερμοκρασία 14,5°C είναι εξ' ορισμού 4,19 kJ/kg K.

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 προσδιορισθεί 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 έχομε 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 $t_v = 18°C$ και $t = 15°C$. Άρα έχομε μεταφορά θερμότητας μέχρι να ισορροπήσουν οι θερμοκρασίες, δηλαδή σε $t = 17{,}4°C$.



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

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

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

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

γ) Αν θεωρήσομε ως σύστημα το δοχείο και το νερό τότε δεν έχομε μεταφορά θερμότητας γιατί η θερμότητα δεν διέρχεται τα όρια του συστήματος.

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 προσδιορισθεί η ενέργεια που πρέπει να α-

πορροφήσουν τα φρένα για να σταματήσει ο γερανός.

(*Απ.:* 120 kJ)

2. Να προσδιορισθεί 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 $g = 6{,}0\ m/s^2$. Η αντίσταση του αέρα να αγνοηθεί.

γ) Ένα ***σώμα*** μάζας 10 kg πέφτει ελεύθερα κατά μία απόσταση 30 m σε πεδίο βαρύτητας με $g = 6.0\ m/s^2$. 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. 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.

4. Το δοχείο του παραδείγματος της παραγράφου 3.3 περιέχει 10 kg νερού θερμοκρασίας 15°C. Μιά χαλυβδίνη ράβδος, μάζας 0,3 kg και θερμοκρασίας 740°C, ρίχνεται μέσα στο νερό. Όταν οι θερμοκρασίες εξισωθούν, η θερμοκρασία του νερού είναι 17,4°C. Να προσδιορισθεί το μέγεθος και το πρόσημο της θερμότητας που μεταφέρεται, εάν ορίσομε 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 kJ/kgK.

(Απ.: α) 100,5 kJ, β) 3,01 kJ, γ) –103,62 kJ, δ) ;

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΤΕΤΑΡΤΟ

Ο ΠΡΩΤΟΣ ΝΟΜΟΣ ΤΗΣ ΘΕΡΜΟΔΥΝΑΜΙΚΗΣ

4.1 Γενικά.

Οι ανταλλαγές της θερμότητας μεταξύ των συστημάτων αποτελούν βασικές διεργασίες σε όλες τις προωστήριες εγκαταστάσεις των πλοίων. Ας πάρομε ως παράδειγμα μια προωστήρια εγκατάσταση ατμού· αν το νερό τροφοδοτήσεως του λέβητα δεν έρθει με κάποιο τρόπο σε επαφή με τα προϊόντα της καύσεως του πετρελαίου (καυσαέρια) δεν μπορούμε να έχομε 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 δίνομε σε μία εγκατάσταση και του μηχανικού έργου που παίρνομε απ' αυτήν αποτελεί ένα βασικό κριτήριο της αποδοτικότητας της εγκαταστάσεως.

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 της διατηρήσεως της μάζας και ενέργειας σε κλειστά και ανοικτά συστήματα.

4.2 Πρώτος θερμοδυναμικός νόμος – Μηχανικό ισοδύναμο της θερμότητας.

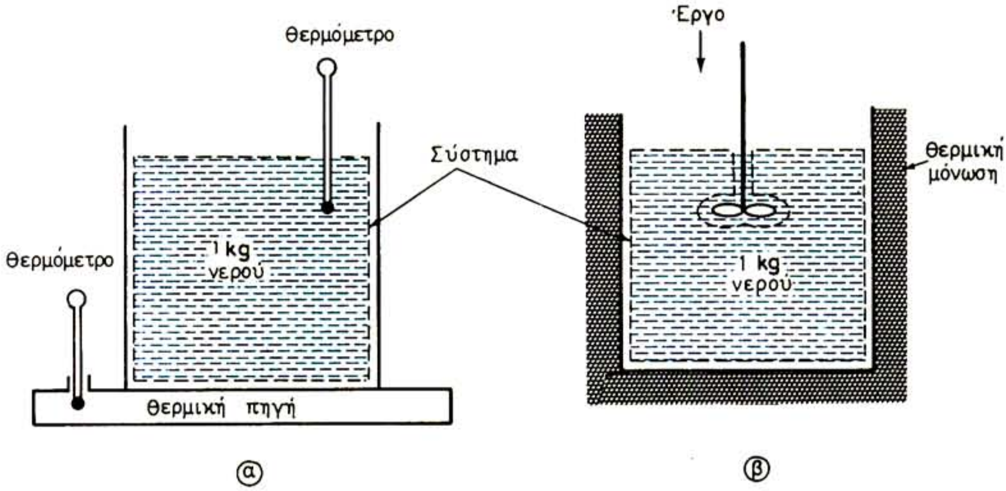
Πειράματα που έγιναν από τον J.P. Joule μεταξύ των ετών 1840 και 1849 έδειξαν ότι το μηχανικό έργο που αποδίδεται από ένα σύστημα, διαιρούμενο με το ποσό της θερμότητας που χρειάζεται να δοθεί στο σύστημα για το σκοπό αυτό είναι ίσο με μία σταθερά. Με σύμβολα η σχέση αυτή είναι:

$$\frac{\mathrm{W}}{\mathrm{Q}} = J = \text{σταθερά} \tag{4.1}$$

Εάν σε ένα δοχείο που περιέχει 1 kg νερού σε θερμοκρασία 14,5°C, προσδώσομε θερμότητα 1 kcal, από μια θερμή πηγή [σχ. 4.2(α)], η θερμοκρασία του θα αυξηθεί κατά 1°C, δηλαδή από 14,5°C θα γίνει 15,5°C.

Αλλά την ίδια μεταβολή της θερμοκρασίας του νερού μπορούμε να επιτύχομε αν μονώσομε το δοχείο και προσδώσομε ενέργεια με την περιστροφή ενός τροχού μέσα στο νερό, όπως φαίνεται στο σχήμα 4.2(β). Η συνεχής αυτή περιστροφή του τροχού προκαλεί μία σταθερή αύξηση της θερμοκρασίας του νερού.

Βλέπομε λοιπόν, ότι η θερμότητα από τη θερμή πηγή και το μηχανικό έργο που προσδίδεται από τον τροχό προκάλεσαν το ίδιο αποτέλεσμα στο σύστημα (1 kg νερού), πράγμα που επαληθεύει την εξίσωση (4.1). Η σταθερά της εξισώσεως (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).



Σχ. 4.2.

Εάν τη θερμότητα τη μετρήσομε 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:

$$\Sigma W = J\Sigma Q \tag{4.2}$$

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 πιο πάνω τιμές, ανάλογα με το σύστημα μονάδων που χρησιμοποιείται.

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 το ότι μία εγκατάσταση ισχύος που εξαρτάται από τη μεταφορά της θερμότητας, από τα καυσαέρια της καύσεως 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 το νόμο αυτό, με 1 kcal θερμότητας καυσαερίων επιτυγχάνεται έργο μόνο 1000 ως 1700 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) έχομε ότι:

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

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

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

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

Παράδειγμα 2.

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

Λύση.

Εφαρμόζομε τον πρώτο θερμοδυναμικό νόμο με τη μορφή της εξισώσεως (4.2).

Στο παράδειγμά μας είναι:

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

ή
$$\Sigma Q = 14 \text{ J}$$

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

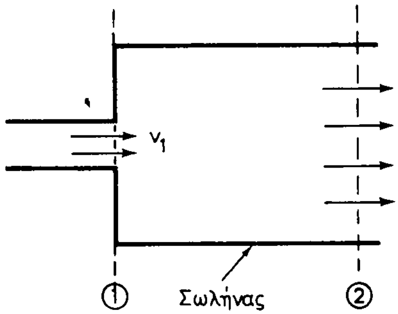
Καθαρό έργο: 14 J

4.3 Αρχή της διατηρήσεως της μάζας.

Η αρχή της διατηρήσεως της μάζας ή ***αρχή της συνέχειας*** λέει ότι η μάζα ενός συστήματος είναι σταθερή.

Όπως είπαμε σε προηγούμενο κεφάλαιο, στη θερμοδυναμική συναντούμε δύο ειδών συστήματα, το κλειστό και το ανοικτό. Η μηχανή εσωτερικής καύσεως π.χ. θεωρείται κλειστό σύστημα παρ' όλο ότι τα προϊόντα της καύσεως έρχονται σε επαφή με την ατμόσφαιρα. Ανοικτό σύστημα είναι ο αεριοστρόβιλος, όπου έχομε ροή μάζας μέσα σε σταθερό όγκο. Το ίδιο και ο ατμοστρόβιλος.

Για το κλειστό σύστημα το ότι η μάζα είναι σταθερή δεν χρειάζεται καμιά απόδειξη, είναι προφανές από τον ορισμό του συστήματος. Συνεπώς ο νόμος της διατηρήσεως της μάζας ισχύει. Για την περίπτωση του ανοικτού συστήματος όμως χρειάζεται απόδειξη, γιατί εδώ έχομε ροή της μάζας μέσα σε ένα 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 αναφέρομε την περίπτωση της ροής ενός υγρού που διέρχεται από τα σημεία 1 και 2 ενός σωλήνα όπως φαίνεται στο σχήμα 4.3.



Σχ. 4.3.
Ροή ρευστού σε σωλήνα.

Η αρχή της διατηρήσεως της μάζας έχει τη μορφή:

$$\dot{m} = \frac{A_1 v_1}{\upsilon_1} = \frac{A_2 v_2}{\upsilon_2} \tag{4.3}$$

και γενικά

$$\dot{m} = \frac{A v}{\upsilon} \tag{4.4}$$

όπου: $\dot{m}$ η ροή μάζας σε kg/s,
A η επιφάνεια διατομής σωλήνα σε m^2,
v η ταχύτητα υγρού m/s και
υ ο ειδικός όγκος υγρού m^3/kg.

Η εξίσωση (4.4) εκφράζει τη διατήρηση της μάζας ενός ανοικτού συστήματος ως συνάρτηση ιδιοτήτων (υ) και μεγεθών (A, v) που μπορούμε να τα προσδιορίσομε 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) βρίσκομε τη μάζα του νερού:

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

Από την αρχή της διατηρήσεως της μάζας η ροή του νερού στην είσοδο και την έξοδο του σωλήνα είναι η ίδια. Επομένως από την εξίσωση (4.3) έχομε ότι:

$$v_2 = \frac{\upsilon_2}{A_2} \frac{A_1 v_1}{\upsilon_1} = \mathring{m} \frac{\upsilon_2}{A_2}$$

Μετά την αντικατάσταση των αριθμητικών τιμών παίρνομε:

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

Παράδειγμα 2.

Ατμός μάζας 6000 kg/h εισέρχεται σε στρόβιλο ο οποίος έχει επιφάνεια εισόδου 1,5 m^2 και εξόδου 0,55 m^2. Στην είσοδο του στροβίλου ο ειδικός όγκος είναι 0,30 m^3/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) έχομε:

$$\frac{A_1 v_1}{\upsilon_1} = \frac{A_2 v_2}{\upsilon_2}$$

Άρα:

$$v_1 = \frac{A_2}{A_1} \frac{\upsilon_1}{\upsilon_2} v_2 \tag{1}$$

Σ' αυτή την εξίσωση δεν γνωρίζομε τον ειδικό όγκο υ_2 στην έξοδο του στροβίλου. Από την εξίσωση όμως (4.4) βρίσκομε ότι:

$$\upsilon_2 = \frac{A_2 v_2}{\dot{m}} = \frac{0{,}55 \times 80}{6000} \times 3600 = 26{,}4\ m^3/kg$$

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

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

4.4 Ο νόμος της διατηρήσεως της ενέργειας.

Μία διαφορετική διατύπωση του πρώτου θερμοδυναμικού νόμου είναι η εξής:

Η αύξηση της ενέργειας ενός συστήματος στη διάρκεια μιας αλλαγής της καταστάσεώς του είναι ίση με τη θερμότητα που δίνεται στο σύστημα μείον το έργο που παράγεται απ' αυτό στη διάρκεια της αλλαγής.

Με σύμβολα, αυτός ο νόμος γράφεται:

$$E_f - E_i = Q - W \tag{4.5}$$

όπου: E_f, E_i η τελική και αρχική ενέργεια της μάζας του συστήματος, αντίστοιχα,
Q η 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 διατυπώσεως του πρώτου νόμου είναι όταν δεν έχομε μεταφορά θερμότητας και παραγωγή έργου, δηλαδή Q = 0 και W = 0. Τότε:

$$E_f - E_i = 0 \tag{4.5α}$$

Η εξίσωση αυτή αποτελεί το γνωστό ***νόμο της διατηρήσεως 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 πως μεταβάλλεται η ενέργεια του συστήματος όταν το Q και W δεν είναι μηδέν. Την περίπτωση όμως αυτή 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 διαπραγματεύεται τη μετατροπή της θερμικής ενέργειας σε μηχανικό έργο και αντίστροφα, με βάση την εξίσωση (4.2). Εδώ θα εξετάσομε ποια μορφή παίρνει ο νόμος αυτός όταν τον εφαρμόσομε στα συστήματα που αναφέραμε προηγουμένως.

Ως εργαζόμενο μέσο στα συστήματα αυτά μπορούμε να θεωρήσομε την καθαρή ουσία ή μίγμα δύο ή περισσοτέρων καθαρών ουσιών αφού ο πιο πάνω νόμος εφαρμόζεται σε οποιαδήποτε μορφή ύλης, όπως π.χ. ο ατμός, το νερό, μίγμα αέρα - καυσίμου κλπ.

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 συνήθως αυτοί που αφορούν την ενέργεια του συστήματος E, δεδομένου ότι το ποσό της θερμότητας και το μέγεθος του έργου που δίνεται προς ή αποδίδεται από το σύστημα μπορούν να προσδιορισθούν ή να μετρηθούν. 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_κ, 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 μετρήσομε, 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 μεταφορα της θερμότητας από ή προς την ύλη˙ γι' αυτό λέμε ότι η εσωτερική ενέργεια είναι αποθηκευμένη ***μέσα*** στο σώμα ή το σύστημα. Μακροσκοπικά μόνο σε μερικές περιπτώσεις φαίνεται η αλλαγή της εσωτερικής ενέργειας, όπως π.χ. κατά τη μετατροπή του νερού σε ατμό.

Μεταξύ της ολικής εσωτερικής ενέργειας U και της ειδικής εσωτερικής ενέργειας u ισχύει η σχέση:

$$U = mu \tag{4.6}$$

Η μονάδα μετρήσεως 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 γράψομε:

$$E = U + E_\kappa + E_\delta \tag{4.7}$$

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

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

ή διαιρώντας με τη μάζα του συστήματος m:

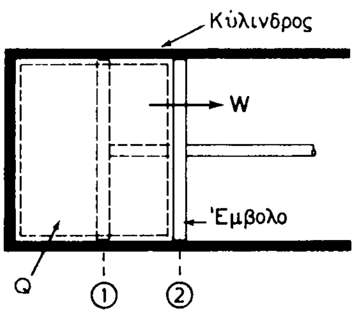
$$e = u + \frac{v^2}{2} + gz \tag{4.8}$$

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

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

$$E_i + Q = W + E_f \tag{4.9}$$

Αυτή η εξίσωση μπορεί να σχηματισθεί και μετά από ισολογισμό των ενεργειών ενός συστήματος σε δύο διαδοχικές καταστάσεις. Ας πάρομε π.χ. το σύστημα εμβόλου-κυλίνδρου (σχ. 4.5α), π.χ. μιας μηχανής Diesel. Αρχικά το έμβολο βρίσκεται στη θέση 1 όπου η μάζα m του συστήματος έχει ενέργεια E_i. Στην ενέργεια αυτή προσθέτομε θερμότητα Q (θετική), την οποία δίνομε στο σύστημα από κάποια εξωτερική πηγή. Στην περίπτωση της μηχανής Diesel η θερμότητα προέρχεται από την καύση του καυσίμου. Η συνολική ενέργεια του συστήματος γίνεται τότε $(E_i + Q)$. Αμέσως μετά, το έμβολο μετακινείται, ας πούμε λόγω της εκτονώσεως των αερίων της καύσεως, 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).



Σχ. 4.5α.
Ένα σύστημα εμβόλου - κυλίνδρου παίρνει θερμότητα και παράγει έργο.

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

Στα κλειστά συστήματα η κινητική και η δυναμική ενέργεια παραλείπονται, γιατί γενικά είναι αμελητέες ποσότητες. Έτσι, με βάση την εξίσωση (4.7) η εξίσωση (4.9) γίνεται:

$$U_i + Q = W + U_f \tag{4.10}$$

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

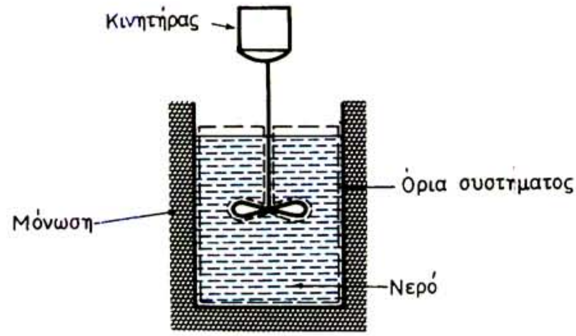
Οι πιο πάνω εξισώσεις εφαρμόζονται σε όλα τα κλειστά συστήματα, θεωρητικά και πρακτικά, χωρίς καμιά μεταβολή.

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

Παράδειγμα 1.

Ας πάρομε ένα δοχείο που περιέχει 5 kg νερού και είναι καλά μονωμένο. Με τη βοήθεια ενός ηλεκτρικού κινητήρα στρέφομε μία έλικα μέσα στο δοχείο, όπως φαίνεται στο σχήμα 4.5β και ανακατεύομε το νερό. Το έργο που μας δίνει η έλικα είναι 600 J. Κινητική και δυναμική ενέργεια αμελητέες.

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



Σχ. 4.5β.
Δοχείο μονωμένο.

β) Εάν διαπιστώσομε 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_κ και η δυναμική E_δ ενέργεια είναι αμελητέες, από την εξίσωση (4.10) έχομε ότι:

$$U_f - U_i = Q - W \tag{1}$$

Επίσης, ο κινητήρας δίνει έργο στο σύστημα, δηλαδή το έργο είναι αρνητικό, W = 600 J. Αντικαθιστούμε στην εξίσωση (1) και έχομε ότι η αλλαγή της εσωτερικής ενέργειας του συστήματος είναι:

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

Η μάζα του συστήματος είναι m = 5 kg, οπότε η αλλαγή της ειδικής εσωτερικής ενέργειας είναι:

$$U_f - U_i = \frac{600}{5} = 120 \text{ J/kg}$$

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

β) Εάν το σύστημα έχει απώλεια θερμότητας, τότε q = — 20 J/kg, οπότε έχομε ότι η αλλαγή της ειδικής εσωτερικής ενέργειας είναι:

$$u_f - u_i = q - \frac{W}{m} = -20 - \frac{(-600)}{5} = 100 \text{ J/kg}$$

και της ολικής εσωτερικής ενέργειας:

$$U_f - U_i = 100 \times 5 = 500 \text{ J}$$

Παράδειγμα 2.

Δύο χιλιόγραμμα αερίου συμπιέζονται μέσα σε μία συσκευή από όγκο 0,5 m^3 σε όγκο 0,3 m^3. Στη διάρκεια αυτής της συμπιέσεως 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 4.5γ. Αποτελείται δηλαδή από ένα κύλινδρο και ένα έμβολο επάνω στον οποίο βρίσκεται ένα βάρος που ρυθμίζει τη θέση του εμβόλου ώστε η πίεση να παραμένει σταθερή, σύμφωνα με τις αρχές της υδροστατικής. Το αρχικό σύστημα είναι το S_1 και το τελικό S_2.

Σύμφωνα με την εξίσωση (4.10) και ότι $E_\kappa = 0$ και $E_\delta = 0$ έχομε:

$$U_f - U_i = Q - W \qquad (1)$$

Από την εκφώνηση του προβλήματος γνωρίζομε ότι η μεταβολή της εσωτερικής ενέργειας είναι 20 kJ. Το έργο W δεν είναι γνωστό αλλά μπορούμε να το υπολογίσομε από την εξίσωση (3.5α), δεδομένου ότι εδώ έχομε ένα κλειστό σύστημα, όπου το έργο γίνεται στο σύστημα και γνωρίζομε ότι η πίεση είναι σταθερή p = 10 bar. Οπότε.

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

Αντικαθιστώντας στην εξίσωση (1) έχομε:

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

Το αρνητικό σημείο σημαίνει ότι το ποσό της θερμότητας Q = 20 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).

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.

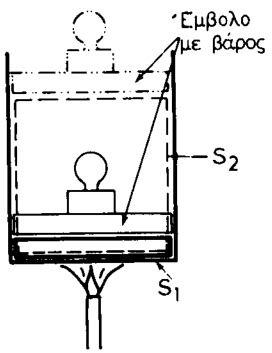
α) Η υποθετική μηχανή μπορεί να είναι μία μηχανή Diesel καλά μονωμένη, όπως φαίνεται στο σχήμα 4.5δ. Αφού το σύστημα είναι αδιαβατικά μονωμένο, τότε Q = 0. Επίσης κατά την καύση του μίγματος αέρα-καυσίμου η αρχική ενέργεια μειώθηκε. Η κινητική και δυναμική ενέργεια θεωρούνται αμελητέες. Οπότε η εξίσωση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

$$U_f - U_i = Q - W$$

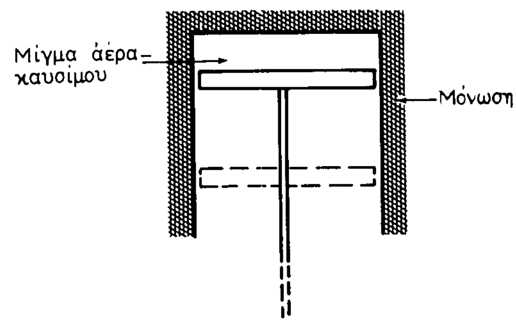
Αντικαθιστώντας τις τιμές, έχομε ότι το έργο για κάθε kg καυσίμου είναι:

$$-44000 = 0 - W \quad \text{ή} \quad W = 44.000 \text{ kJ/kg καυσίμου}$$

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



Σχ. 4.5γ.
Μεταβολή όγκου με σταθερή πίεση.



Σχ. 4.5δ.
Υποθετική μηχανή.

$$W = \frac{44000}{3600} = 12{,}22 \text{ kWh/kg καυσίμου}$$

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/PSh. Στις πραγματικές μηχανές, βενζινομηχανές ή Diesel, η ειδική κατανάλωση καυσίμου είναι τρεις ή τέσσερις φορές μεγαλύτερη από όση βρήκαμε εδώ. Ένας λόγος είναι ότι έχομε πάντα απώλεια θερμότητας και συνεπώς ποτέ δεν έχομε $Q = 0$.

4.5.2 *Ανοικτά συστήματα.*

Θα εξετάσομε τώρα τα συστήματα όπου έχομε ροή μάζας μέσα σε σταθερό όγκο: δηλαδή τα ανοικτά συστήματα. Και σ' αυτά έχομε ανταλλαγή και μεταφορά θερμότητας για παραγωγή έργου.

Ο πρώτος θερμοδυναμικός νόμος εκφράζεται από την αρχή της διατηρήσεως της ενέργειας και παίρνει τη μορφή*:

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

$$\mathring{Q} + (e + pv)_i\, \mathring{m}_i = (e + pv)_0\, \mathring{m}_0 + \mathring{W} \qquad (4.11)$$

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

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

$$\mathring{Q} + (e + pv)_i\, \mathring{m} = (e + pv)_0\, \mathring{m} + \mathring{W} \qquad (4.12)$$

όπου $p_{i,0}$ η πίεση της μάζας στην είσοδο-έξοδο του συστήματος και
$v_{i,0}$ ο ειδικός όγκος της μάζας στην είσοδο-έξοδο του συστήματος.

Όπως βλέπομε, 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 εξετάζομε στη μονάδα του χρόνου, σε αντίθεση με το κλειστό σύστημα όπου οι αντίστοιχες ποσότητες ήταν ανεξάρτητες του χρόνου. Εδώ εξετάζομε π.χ. πόση θερμότητα προσδώσαμε στο σύστημα στη μονάδα του χρόνου δεδομένου ότι σ' αυτό υπάρχει ροή μάζας $\mathring{m}$. Όμοια, το έργο το θεωρούμε στη μονάδα του χρόνου· δηλαδή ε-

---

* Η μαθηματική απόδειξη της εξισώσεως (4.11) δίνεται στο Παράρτημα «Α».

ξετάζομε την ισχύ του συστήματος. Το δεύτερο νέο στοιχείο που εμφανίζεται είναι ο όρος pυ, 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 εξισώσεως (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 πιο πάνω ποσοτήτων είναι για το $\mathring{Q}$ J/s, για την $\mathring{m}$ kg/s για το $\mathring{W}$ J/s ή kW και για την (e + pυ) J/kg.

Πιο αναλυτικά, ο όρος e + pυ γράφεται:

$$e + p\upsilon = u + p\upsilon + \frac{v^2}{2} + gz \qquad (4.13)$$

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

Το άθροισμα u + pυ το ονομάζομε ***ενθαλπία***, h, της μάζας.

$$h = u + p\upsilon \qquad \text{σέ J/kg} \qquad (4.14)$$

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

$$mh = mu + pm\upsilon$$

$$H = U + pV \qquad (4.14\alpha)$$

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

$$\mathring{Q} + \mathring{m}\,(h + \frac{v^2}{2} + gz)_i = \mathring{m}\,(h + \frac{v^2}{2} + gz)_0 + \mathring{W} \qquad (4.15)$$

Αν διαιρέσομε και τα δύο μέλη της εξισώσεως (4.15) με τη μάζα $\mathring{m}$, έχομε την ενεργειακή εξίσωση ανά μονάδα μάζας:

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

όπου

$$q = \frac{\mathring{Q}}{\mathring{m}} \qquad \text{καί} \qquad W_m = \frac{\mathring{W}}{\mathring{m}}$$

Αν τώρα θέσομε:

$$\mathring{H} = \mathring{m}\,(h + \frac{v^2}{2} + gz)$$

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

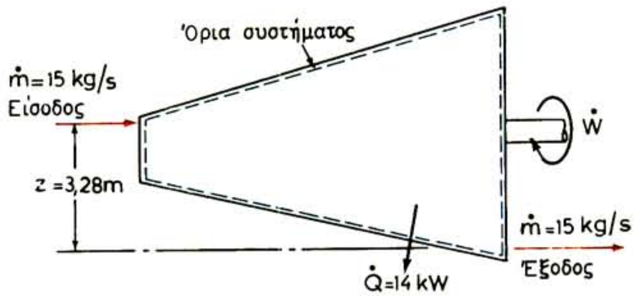
$$\mathring{H}_0 - \mathring{H}_i = \mathring{Q} - \mathring{W} \tag{4.15β}$$

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

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

Παράδειγμα 1.

Στον ατμοστρόβιλο ενός πλοίου (σχ. 4.5ε) ο ατμός εισέρχεται με πίεση 6205 kN/m^2 και ταχύτητα 30,48 m/s. Στην έξοδο του στροβίλου ο ατμός έχει πίεση 9,86 kN/m^2 και ταχύτητα 274,30 m/s. Η είσοδος του στροβίλου είναι 3,28 m υψηλότερα από το επίπεδο της εξόδου του. Να βρεθεί το έργο που παράγει ο



Σχ. 4.5ε.
Ο στρόβιλος ως ανοικτό σύστημα.

στρόβιλος, αν η ροή της μάζας είναι 15 kg/s και οι απώλειες της θερμότητας $\mathring{Q}$ = 14 kW. Ο ατμός έχει τις εξής ιδιότητες:

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

Λύση.

Ο πρώτος θερμοδυναμικός νόμος για ένα ανοικτό σύστημα, όπως είναι ο ατμοστρόβιλος, δίνεται από την εξίσωση (4.15).

$$\dot{Q} + \dot{m}\,(h + \frac{v^2}{2} + gz)_i = \dot{m}\,(h + \frac{v^2}{2} + gz)_0 + \dot{W} \qquad (1)$$

Για την εξίσωση αυτή έχομε ότι:

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

$$h_0 = u_0 + p_0\,\upsilon_0 = 2211{,}8 + (9{,}86 \times 13{,}36) = 2343{,}53 \text{ kJ/kg}$$

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

$$\frac{1}{2}\,v_0^2 = \frac{1}{2} \times 274{,}30^2 = 37.620 \text{ m}^2/\text{s}^2$$

Η δυναμική ενέργεια δίνεται από την εξίσωση (3.6) όπου z η απόσταση από κάποιο επίπεδο που το ορίζομε αυθαίρετα. Θεωρούμε ότι αυτό το επίπεδο είναι το επίπεδο της εξόδου του στροβίλου, οπότε έχομε ότι:

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

Επίσης, λόγω απωλειών από το κέλυφος του στροβίλου, $\dot{Q} = -14$ kW.

Τις πιο πάνω αριθμητικές τιμές όταν τις αντικαταστήσομε στην εξίσωση (1) θα έχομε:

$$\begin{aligned} -14 + 15\,(3509{,}50 + 464{,}52 + 32{,}18) &= \\ = 15 \times (2343{,}53 + 37620 + 0) + \dot{W} & \qquad (2) \end{aligned}$$

Λύνομε την εξίσωση (2) ως προς $\dot{W}$ και συγχρόνως θέτομε τις μονάδες για να ελέγξομε ότι είναι ίδιες:

$$\dot{W} = -14 + 15 \times [(3509{,}50 - 2343{,}53) + \frac{464{,}52 - 37620}{1000} + \frac{32{,}18}{1080}]$$

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

Οι μονάδες είναι ίδιες γιατί:

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

$$\frac{\text{kg}}{\text{s}} \cdot \frac{\text{m}^2}{\text{s}^2} = \frac{\text{kgm}}{\text{s}} \cdot \frac{\text{m}}{\text{s}} \cdot \frac{1}{\text{s}} \cdot \frac{\text{Ns}}{\text{kgm}} =$$

$$= \frac{\text{Nm}}{\text{s}} = \frac{\text{J}}{\text{s}} = \text{W} = \frac{\text{kW}}{1000}$$

Εκτελούμε τις πράξεις και το αποτέλεσμα είναι:

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

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 παραλείψομε τους όρους της κινητικής και δυναμικής ενέργειας και από τα δύο μέλη της εξισώσεως (1) χωρίς να έχομε σοβαρό λάθος σε πρακτικούς υπολογισμούς. Ας δούμε ποιο θα είναι το αποτέλεσμα αν πραγματοποιήσομε την παράλειψη αυτή από την εξίσωση (3):

$$\mathring{W} = -14 + (15 \times 1165{,}97) = 17476 \text{ kW}$$

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

Αν τώρα θεωρήσομε και τις θερμικές απώλειες αμελητέες, τότε:

$$\mathring{W} = 15 \times 1165{,}97 = 17490 \text{ kW}$$

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

Η παρατήρηση αυτή έγινε, γιατί τις περισσότερες φορές στην πράξη είναι πολύ δύσκολο, αν όχι αδύνατο, να μετρήσομε 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 αντιμετωπίζομε στην πράξη ένα πρόβλημα, όπως στο παράδειγμα αυτό, μπορούμε να προχωρήσομε στη λύση του μόνο με την εξέταση της αλλαγής της ενθαλπίας, χωρίς το φόβο σοβαρού λάθους.

Παράδειγμα 2.

Το προφύσιο είναι μία μονάδα, με την οποία μετατρέπομε την ενθαλπία σε κινητική ενέργεια και η οποία χρησιμοποιείται στους ατμοστροβίλους, αεριοστροβίλους κλπ. όπως θα δούμε σε πιο κάτω κεφάλαιο. Στο σχήμα 4.5στ φαίνεται μία τυπική μορφή προφυσίου. Έστω ότι έχομε 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 υπολογισθεί η ταχύτητα του αέρα στην έξοδο του προφυσίου: α) Με τις συνθήκες που περιγράψαμε πιο πάνω και β) αν το προφύσιο είναι καλά μονωμένο.

Λύση.

Όπως είναι φανερό, το προφύσιο είναι ένα ανοικτό σύστημα όπου έχομε ροή μάζας. Ο πρώτος θερμοδυναμικός νόμος δίνεται από την εξίσωση:

$$\mathring{Q} + \dot{m}\left(h + \frac{v^2}{2}\right)_i = \dot{m}\left(h + \frac{v^2}{2}\right)_0 \qquad (1)$$

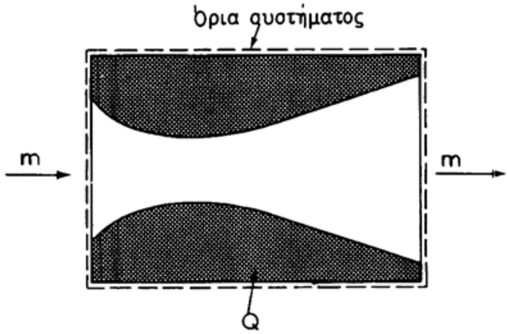
η οποία προέρχεται από την εξίσωση (4.15), αφού αφαιρέσομε τους όρους:

$\dot{W}$, 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) γνωρίζομε τα μεγέθη:

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



Σχ. 4.5στ.
Προφύσιο ως ανοικτό σύστημα.

$$\frac{1}{2} v_i^2 = \frac{1}{2} \times 32{,}8^2 = 538 \text{ m}^2/\text{s}^2 \qquad \text{και}$$

$$h_i = 559 \text{ kJ/kg} \quad h_0 = 378 \text{ kJ/kg}$$

Αντικαθιστώντας στην εξίσωση (1) έχομε:

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

Λύνομε ως προς v_0:

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

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

β) Για αδιαβατικές συνθήκες, έχομε 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 εγκαταστάσεως 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 σχηματισθεί 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 λάβομε υπόψη μας ότι 1 kg νερού απορροφά θερμότητα 4,19 kJ για άνοδο της θερμοκρασίας του κατά ένα βαθμό °C.

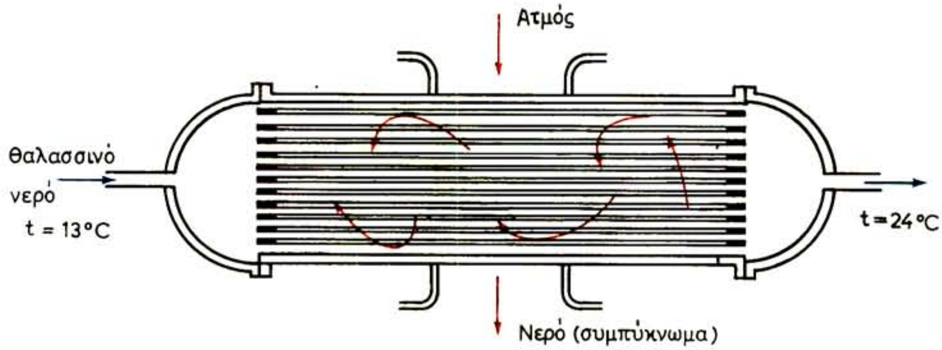
Λύση.

Το ψυγείο ατμού μιας προωστήριας εγκαταστάσεως ατμοστροβίλου φαίνεται στο σχήμα 4.5ζ.

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 παραλείπομε λοιπόν αφού έτσι ή αλλιώς είναι αμελητέες ποσότητες. Οπότε η εξίσωση (4.15) γίνεται:

$$\dot{Q} + \dot{m}_a\ h_i = \dot{m}_a\ h_0$$



Σχ. 4.5ζ.
Ψυγείο ατμού.

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

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

$$\dot{Q} = \dot{m}_a\ (h_0 - h_i)$$

Αντικαθιστούμε τις τιμές και έχομε:

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

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:

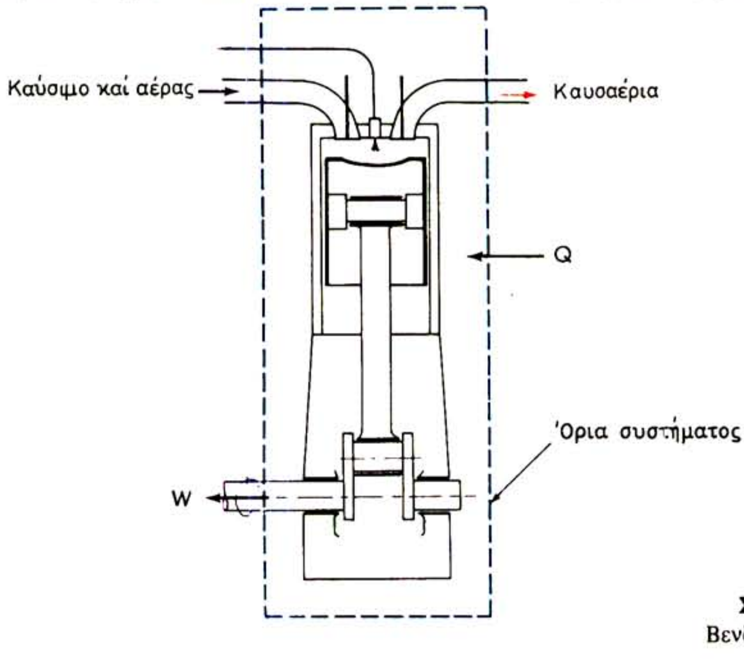
$$q = 11 \times 4{,}19 = 46{,}09 \text{ kJ/kg}$$

Άρα 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. 4.5η) επάνω σε ένα πλοίο έχει ισχύ 50 kW. Στο θάλαμο καύσεως εισέρχονται 15 kg/h καύσιμο και 215 kg/h αέρας. Το νερό που ψύχει τη μηχανή απορροφά θερμότητα 42 kJ/s ενώ λόγω ακτινοβολίας έχομε απώλεια θερμότητας 15 kJ/s προς το περιβάλλον. Ζητεί-



Σχ. 4.5η.
Βενζινομηχανή.

ται να προσδιορισθεί η μεταβολή της ενθαλπίας ανά μονάδα μάζας του μίγματος 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 4.5η. Επειδή ζητάμε τη μεταβολή της ενθαλπίας ανά μονάδα μάζας, θα εφαρμόσομε την εξίσωση (4.15α), όπου όμως θα αγνοήσομε τους όρους της δυναμικής και κινητικής ενέργειας:

$$q + h_i = h_0 + W_m \tag{1}$$

Η μάζα του μίγματος είναι: $\dot{m} = \dot{m}_a + \dot{m}_K = \dfrac{215+15}{3600} = 63{,}9 \times 10^{-3}$ 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: $q = \dfrac{\dot{Q}}{\dot{m}} = \dfrac{-57}{63{,}9 \times 10^{-3}} = -892$ kJ/kg

Η μεταβολή της ενθαλπίας είναι $\Delta h = h_0 - h_i$, οπότε η εξίσωση (1) γίνεται:

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

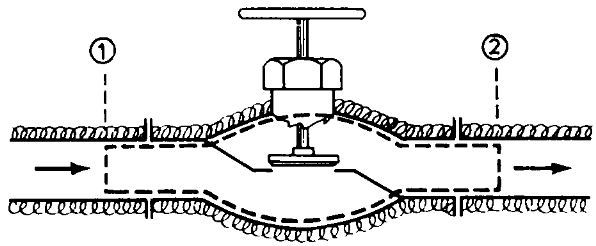
Παρατηρούμε, λοιπόν, ότι η ενθαλπία του μίγματος μειώθηκε κατά την αλλαγή του σε προϊόντα καύσεως (καυσαέρια), όπως φαίνεται από το αρνητικό σημείο.

4.6 Στραγγαλισμός.

Ως ανοικτό σύστημα θεωρείται και ο σωλήνας ενός δικτύου ο οποίος φέρει μία βαλβίδα (σχ. 4.6). Στη ροή ενός υγρού ή αερίου μέσω ενός τέτοιου συστήματος, όπου όμως η βαλβίδα είναι σχεδόν κλειστή, παρουσιάζεται το φαινόμενο του ***στραγγαλισμού.***

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

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



Σχ. 4.6.
Στραγγαλισμός: μία μερικώς ανοιγμένη βαλβίδα δικτύου.

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

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

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:

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

που σημαίνει ότι η ενθαλπία του υγρού παραμένει η ίδια.

Ως στραγγαλισμό μπορούμε επίσης να θεωρήσομε τη ροή ενός υγρού ή αερίου μέσα σε ένα σωλήνα, έστω και χωρίς στενή δίοδο, όπου έχομε πτώση της πιέσεως λόγω των τριβών.

Όμως στην περίπτωση αυτή δεν πρέπει να αγνοήσομε 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 το στραγγαλισμό υπολογίσθηκε με βάση την εξίσωση (4.17), είναι απαραίτητο να ελέγχομε την κινητική ενέργεια του υγρού μετά τη βαλβίδα, για να βεβαιωθούμε ότι η αλλαγή της κινητικής ενέργειας είναι πραγματικά αμελητέα.

Παράδειγμα.

Μια βαλβίδα τοποθετείται σε ένα σωλήνα διαμέτρου 60 mm, όπου βαλβιδα 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 m^3/kg και 0,9602 m^3/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:

$$v_1 = \frac{\mathring{m}\,\upsilon}{A}$$

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

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

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

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 επιλύσεως τέτοιων προβλημάτων έχει τα εξής διαδοχικά βήματα:

α) Σχηματίζομε παραστατικά το φυσικό σύστημα.

β) Καθορίζομε αν πρόκειται για κλειστό ή ανοικτό σύστημα.

γ) Σημειώνομε στο σχήμα το θερμοδυναμικό σύστημα και την κατεύθυνση του έργου και της θερμότητας.

δ) Γράφομε με σύμβολα την εξίσωση του πρώτου νόμου της θερμοδυναμικής και αντικαθιστούμε τα σύμβολα με αριθμούς, αφού βεβαιωθούμε ότι όλοι οι όροι της εξισώσεως έχουν τις ίδιες μονάδες.

ε) Λύνομε την εξίσωση ως προς τον άγνωστο όρο.

Μέχρις εδώ περιγράψαμε τον πρώτο νόμο της θερμοδυναμικής και τις εφαρμογές του και κάναμε μερικές παρατηρήσεις χρήσιμες για την αντιμετώπιση πραγματικών προβλημάτων. Εκφράσαμε το νόμο αυτό 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 υπολογίσομε. 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 m^3 σε 0,55 m^3. Η πίεση παραμένει σταθερή 150 kPa. Να προσδιορισθεί: α) Η αλλαγή της εσωτερικής ενέργειας του συστήματος και β) το έργο που παράγεται στη διάρκεια της διεργασίας.

(***Απ.:*** α) –91,5 kJ, β) 61,5 kJ)

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

(***Απ.:*** 0,263 kJ/kg)

3. Αέρας και καύσιμο εισέρχεται στο θάλαμο καύσεως μιας μηχανής. Ο αέρας έχει ενθαλπία 302 kJ/kg και το καύσιμο 43027 kJ/kg. Τα καυσαέρια που εξέρχονται έχουν ενθαλπία 616 kJ/kg. Για την ανάμιξη του αέρα και του καυσίμου χρησιμοποιούμε 17 kg αέρα σε κάθε χιλιόγραμμο καυσίμου. Το νερό που ψύχει τη μηχανή λαμβάνει ποσό θερμότητας 17,6 kW. Ποια είναι η κατανάλωση του καυσίμου την ώρα;

(***Απ.:*** 1,71 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) Ζητείται να ευρεθεί 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 kJ για άνοδο της θερμοκρασίας του κατά ένα βαθμό. Ζητείται το ποσό της θερμότητας που απορροφάται από τον ατμό σε kW.

(***Απ.:*** α) 2525 kJ/kg, β) 14665 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 προσδιορισθεί η μεταβολή της ενέργειας του συστήματος. Το ίδιο σύστημα εκτελει μία δεύτερη διεργασία μεταξύ της ίδιας αρχικής και τελικής καταστάσεως στην οποία παράγει έργο 35.000 Nm. Επίσης, στη δεύτερη αυτή διεργασία υπάρχει μεταφορά θερμότητας. Να προσδιορισθεί το μέγεθος και το πρόσημο της θερμότητας που μεταφέρεται.

(***Απ.:*** α) –5 kJ, β) +30 kJ)

6. Ατμός εισέρχεται στο ψυγείο ατμού ενός ατμοστροβίλου με παροχή 1,2 kg/s. Η ενθαλπία ατμού στην είσοδο είναι $2{,}3 \times 10^6$ J/kg και ο ειδικός όγκος του 18,5 m^3/kg. Μετά τη συμπύκνωση το νερό έχει ενθαλπία 190×10^3 J/kg και μηδενική ταχύτητα. Η θερμότητα που μεταφέρεται από τον ατμό στον ατμοσφαιρικό αέρα είναι 70×10^3 J/s.
Ζητείται: α) Η ταχύτητα του ατμού στην είσοδο του ψυγείου, αν η επιφάνεια της εισόδου είναι 0,2 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. Στο θάλαμο καύσεως ενός αεριοστροβίλου εισέρχονται 15 kg/s αέρα, ο οποίος έχει ταχύτητα 100 m/s και ενθαλπία 176,2 × 10^3 J/kg. Στον ίδιο θάλαμο εισέρχεται καύσιμο 0,22 kg/s με μηδενική πρακτικά ταχύτητα. Τα προϊόντα της καύσεως του αέρα και του καυσίμου εξέρχονται από το θάλαμο καύσεως με ταχύτητα 200 m/s και ενθαλπία 787,5 kJ/kg. Η απώλεια της θερμότητας προς το περιβάλλον είναι αμελητέα. Να προσδιορισθεί η ενθαλπία του καυσίμου ανά μονάδα μάζας στην είσοδο του θαλάμου καύσεως.

(*Απ.:* 626,3 kJ/kg καυσίμου)

8. Σε ένα αδιαβατικά μονωμένο προφύσιο εισέρχεται ατμός με ταχύτητα 197 m/min και πίεση 13,6 bar. Ο ειδικός όγκος του ατμού στην είσοδο είναι 0,183 m^3/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 m^3/kg και ειδική εσωτερική ενέργεια 2258 kJ/kg. Να προσδιορισθεί 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 kJ/kg, h = 3263 kJ/kg. Ο ατμός αυτός εξέρχεται με h = 2232 kJ/kg, u = 2102 kJ/kg και πίεση 20,7 kPa. Οι απώλειες της θερμότητας από το στρόβιλο υπολογίσθηκαν σε 23,3 kJ/kg ατμού. Να υπολογισθεί: 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 m^2.

(*Απ.:* α) 6348,5 kW, β) 0,063 m^3/kg, γ) 85,27 m/s)

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΠΕΜΠΤΟ

ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ ΚΑΘΑΡΗΣ ΟΥΣΙΑΣ

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 τις αριθμητικές τιμές των ιδιοτήτων αυτών.

Γενικά οι αριθμητικές τιμές των ιδιοτήτων αυτών προσδιορίζονται είτε από μαθηματικές σχέσεις, όπως κάναμε στο προηγούμενο κεφάλαιο, 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.

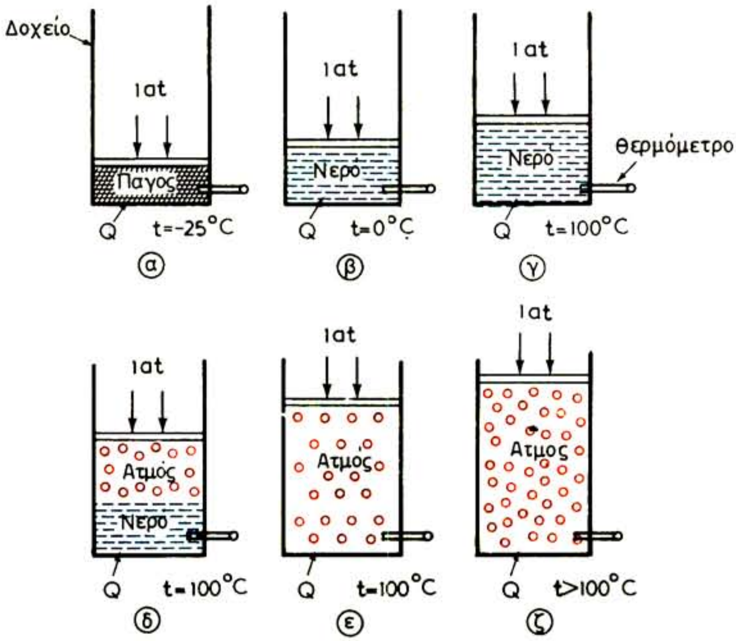
Στο κεφάλαιο αυτό θα αναφερθούμε στο νερό ως καθαρή ουσία, γιατί χρησιμοποιείται πάρα πολύ στην πράξη και συνεπώς πρέπει να έχομε πλατύτερη γνώση της συμπεριφοράς του. Η μελέτη των χαρακτηριστικών του είναι ιδιαίτερα χρήσιμη αφού το νερό είναι το εργαζόμενο μέσο σε πολλές μηχανικές μονάδες, όπως ο λέβητας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

Το νερό, όπως γνωρίζομε, μπορεί να υπάρχει σε μία από τις τρεις καταστάσεις, υγρή, στερεά ή αέρια. Τις τρεις αυτές καταστάσεις τις ονομάζομε ***φάσεις*** και κάθε μία ειναι ένα φυσικό ομογενές σύνολο της ίδιας καθαρής ουσίας. Μεταξύ των φάσεων υπάρχει σαφής διάκριση, γιατί οι ιδιότητες της μιας είναι διαφορετικές από εκείνες της άλλης φάσεως. Μεταξύ υδρατμού π.χ. και πάγου υπάρχει σημαντική διαφορά ως προς τις ιδιότητές τους. Οι πιο πάνω 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.

Παίρνομε, 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. 5.3(α)]. Αρχίζοντας να θερμαίνομε το δοχείο, παρατηρούμε από το θερμόμετρο ότι η θερμοκρασία του πάγου αρχίζει να ανεβαίνει μέχρις ότου φθάσει 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 έχομε την πρώτη μεταβολή φάσεως, από τη στερεά σε υγρή φάση. Αν και συνεχίζομε να ζεσταίνομε το δοχείο, η θερμοκρασία παραμένει σταθερή (0°C) μέχρις ότου όλος ο πάγος μετατραπεί



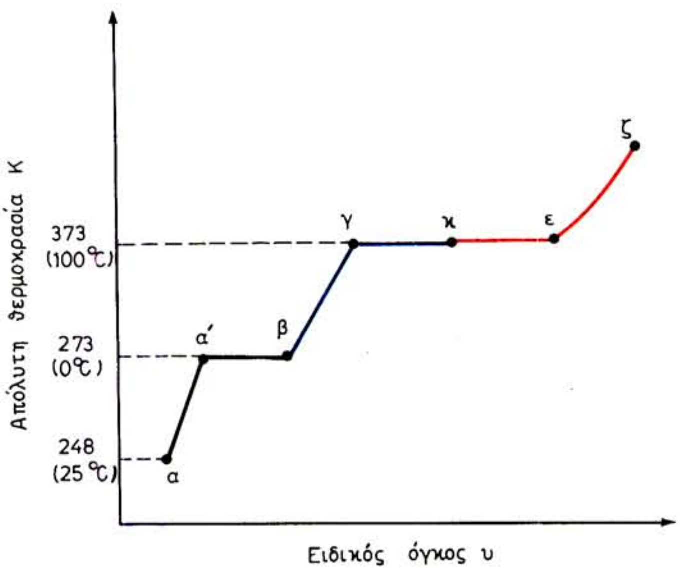
Σχ. 5.3.
Μεταβολή των τριών φάσεων του νερού.

σε νερό [σχ. 5.3(β)]. Μόλις λιώσει και το τελευταίο κομμάτι του πάγου η θερμοκρασία αρχίζει ξανά να ανεβαίνει μέχρι να φθάσει τους 100°C [σχ. 5.3(γ)]. Στη θερμοκρασία αυτή παρατηρούμε ότι από την επιφάνεια του νερού αρχίζουν να βγαίνουν φυσαλίδες ατμού, δηλαδή το νερό αρχίζει να βράζει [σχ. 5.3(δ)]. Από το θερμόμετρο βλέπομε ότι η θερμοκρασία παραμένει στους 100°C μέχρις ότου όλο το νερό μετατραπεί σε ατμό [σχ. 5.3(ε)]. Εδώ πια έχομε τη δεύτερη μεταβολή φάσεως, από υγρή σε αέρια. Εάν συνεχίσομε να θερμαίνομε το δοχείο, θα δούμε ότι η θερμοκρασία του ατμού αρχίζει να ανεβαίνει πάνω από τους 100°C [σχ. 5.3(ζ)]. Σ' όλο αυτό το διάστημα της προσδόσεως θερμότητας στο δοχείο για τη μετατροπή του πάγου σε ατμό, ο όγκος του νερού αυξάνει, όπως φαίνεται στο σχήμα 5.3, εκτός από την περιοχή 0° έως 4°C, όπου ο όγκος του νερού μειώνεται. Η ανωμαλία αυτή του νερού δεν παρατηρείται σε άλλες ουσίες.

5.4 Ιδιότητες υδρατμων.

Τη διαδικασία του σχηματισμού του ατμού που περιγράψαμε πιο πάνω μπορούμε να την παραστήσομε σε ένα ειδικό διάγραμμα, όπως είναι το διάγραμμα της απόλυτης θερμοκρασίας Τ και του ειδικού όγκου υ, που φαίνεται στο σχήμα 5.4α. Τα γράμματα στο σχήμα αυτό αντιστοιχούν στις διάφορες καταστάσεις του νερού του σχήματος 5.3.

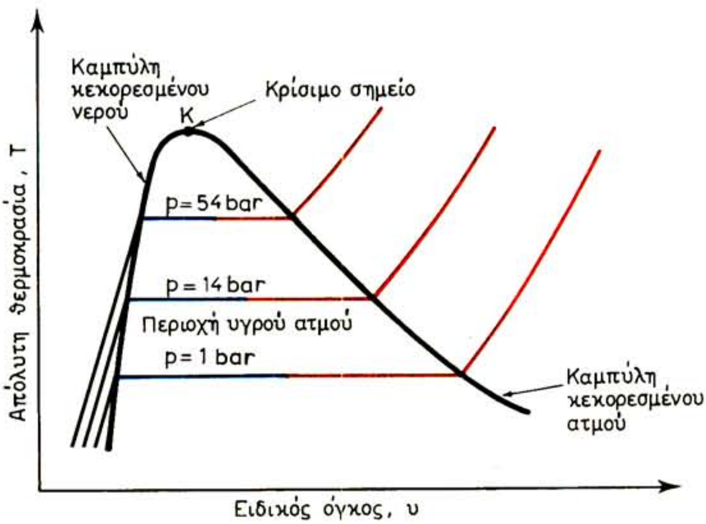
Στην περιοχή α-α΄ το νερό βρίσκεται σε κατάσταση πάγου (σχ. 5.4α) Αρχίζομε τώρα να δίνομε θερμότητα στον πάγο από το σημείο α. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα την αύξηση της θερμοκρασίας μέχρι το σημείο α΄ στο οποίο ο πάγος αρχίζει να λιώνει. Αν συνεχίσομε να δίνουμε θερμότητα τότε όλος ο πάγος θα μετατραπεί σε νερό στο σημείο β. Η θερμότητα από το α στο β ονομάζεται ***θερμότητα τήξεως.*** Από το σημείο β δίνομε νέο ποσό θερμότητας και έτσι το νερό φθάνει στο σημείο γ στη θερμοκρασία των 100°C (373° K) όπου αρχίζει η ατμοποίηση του νερού. Συνεχίζομε την παροχή θερμότητας, οπότε όλο το νερό μετατρέπεται στο σημείο ε σε ατμό που ονομάζεται ξηρός ή ***κεκορεσμένος ατμός.*** Στα σημεία μεταξύ γ και ε, π.χ. στο σημείο κ, το νερό



Σχ. 5.4α.
Θέρμανση νερού υπό σταθερή πίεση 1 at.

και ο ατμός συνυπάρχουν και έτσι ο ατμός αυτός λέγεται ***υγρός ατμός.*** Η θερμότητα που δώσαμε από το σημείο β έως το ε λέγεται ***θερμότητα ατμοποιήσεως.*** Αν συνεχίσομε να θερμαίνομε τον κεκορεσμένο ατμό (σημείο ε) τότε η θερμοκρασία αρχίζει να αυξάνει και ο ατμός γίνεται ***υπέρθερμος***, π.χ. στο σημείο ζ. Εδώ θα πρέπει να παρατηρήσομε ότι στις φάσεις α΄-β και γ-ε η θερμοκρασία παραμένει σταθερή. Εάν τώρα ακολουθήσομε την αντίστροφη διαδικασία, δηλαδή να ψύξομε τον ατμό, τότε στο σημείο όπου είχε αρχίσει η ατμοποίηση (σημείο γ) ο ατμός επιστρέφει στην υγρή φάση ή συμπυκνώνεται. Με αυτό τον τρόπο αποδίδει προς το «περιβάλλον» τη θερμότητα που πήρε για την ατμοποίησή του. Η αποδιδόμενη αυτή θερμότητα ονομάζεται ***θερμότητα συμπυκνώσεως*** και είναι ίση με τη θερμότητα ατμοποιήσεως. Όμοια, η θερμότητα τήξεως είναι ίση με τη ***θερμότητα στερεοποιήσεως,*** η οποία αποδίδεται στο «περιβάλλον» κατά τη μετατροπή του νερού σε πάγο.

Ας ακολουθήσομε τώρα την ίδια διαδικασία της θερμάνσεως του νερού μέσα στο δοχείο (σχ. 5.3), αλλά με διαφορετικές πιέσεις επάνω στο καπάκι. Τότε έχομε πάλι όμοιες καμπύλες με εκείνη του σχήματος 5.4α. Αν χαράξομε τις καμπύλες αυτές επάνω στο ίδιο διάγραμμα Τ - υ, έχομε τότε, το διάγραμμα του σχήματος 5.4β. 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 έχομε τη μεταβατική φάση όπου υπάρχουν νερό και ατμός μαζί. Η θερμοκρασία και πίεση



Σχ. 5.4β.
Διάγραμμα Τ - υ νερού σε διάφορες πιέσεις.

που αντιστοιχούν στο κρίσιμο σημείο ονομάζονται επίσης ***κρίσιμη θερμοκρασία*** και ***πίεση.*** Για το νερό η κρίσιμη πίεση και θερμοκρασία είναι $22{,}12 \times 10^6$ N/m^2 και 374,15°C αντίστοιχα. Οι αντίστοιχες πιέσεις και θερμοκρασίες για ουσίες που ευρίσκονται σε αέρια κατάσταση σε ατμοσφαιρικές συνθήκες είναι σημαντικά μικρότερες, όπως φαίνεται στον Πίνακα 5.4.1.

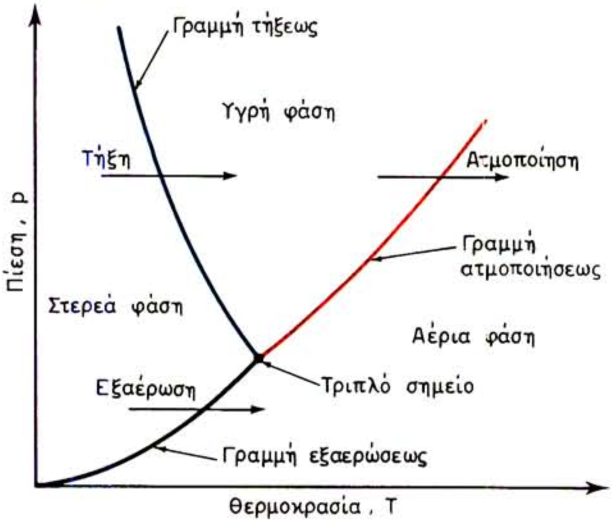
Επάνω στη διαδικασία αυτή της θερμάνσεως του νερού με σταθερή πίεση, όπως θα δούμε σε επόμενο κεφάλαιο, στηρίζεται η λειτουργία των λεβήτων των πλοίων, όπου μετατρέπομε το νερό σε ατμό για τη λειτουργία των στροβίλων.

ΠΙΝΑΚΑΣ 5.4.1.
Κρίσιμο σημείο διαφόρων ουσιών.

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

5.5 Ισορροπία στερεάς, υγρής και αέριας φάσεως.

Η στερεά, υγρή και αέρια φάση του νερού, αλλά και κάθε άλλης καθαρής ουσίας, συνυπάρχουν μόνο σ' ένα σημείο που ονομάζεται ***τριπλό σημείο*** (σχ. 5.5). Το σημείο αυτό έχει ένα και μόνο συνδυασμό πιέσεως και θερμοκρασίας ο



Σχ. 5.5.
Διάγραμμα p - T όπου φαίνονται οι τρεις φάσεις του νερού και το τριπλό σημείο.

οποίος για το νερό είναι 611,2 N/m^2 και 0,01°C αντίστοιχα. Από το σχήμα 5.5 μπορούμε να παρατηρήσομε ότι με την ίδια θερμοκρασία, αν αυξήσομε 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.

5.6 Πίνακες θερμοδυναμικών ιδιοτήτων νερού και ατμού.

Όλες οι τιμές των θερμοδυναμικών ιδιοτήτων του νερού και του ατμού, όπως και των διαφόρων ουσιών που χρησιμοποιούνται στην πράξη στα μηχανικά συστήματα, δίνονται σε πίνακες, διαγράμματα ή και τα δυο 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 στο δεύτερο η πίεση p. Βέβαια για το κεκορεσμένο νερό και ατμό μεταξύ πιέσεως 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 έχομε και τους δύο πίνακες.

Οι πίνακες αυτοί περιλαμβάνουν τον ειδικό όγκο υ, 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 πιο πάνω πίνακες δεν δίνονται οι ιδιότητες που είδαμε, όταν το νερό βρίσκεται στη μεταβατική φάση μεταξύ του κεκορεσμένου υγρού και κεκορεσμένου ατμού, όταν δηλαδή έχομε 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 συναντούμε στην περιοχή που περικλείεται από τις καμπύλες του κεκορεσμένου ατμού και κεκορεσμένου νερού στο διάγραμμα T - υ του σχήματος 5.4β.

Έτσι ο βαθμός ξηρότητας ορίζεται ως:

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

Αν π.χ. το σημείο κ του σχήματος 5.4α έχει x = 0,4, αυτό σημαίνει ότι το 0,4 ή το 40% της συνολικής μάζας του υγρού ατμού στο σημείο κ 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 θέλομε να μάθομε την ενθαλπία στο σημείο κ του σχήματος 5.4α που βρίσκεται στην περιοχή του υγρού ατμού. Στο σημείο αυτό έχομε μάζα ατμού m_g και μάζα νερού m_f, δηλαδή συνολική μάζα $m_\kappa = m_g + m_f$. Η ενθαλπία στο σημείο κ 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 ισχυει και για την ενέργεια, οπότε:

$$h_\kappa m_\kappa = h_g m_g + h_f m_f \qquad (5.1α)$$

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:

$$h_{fg} = h_g - h_f \qquad (5.1β)$$

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

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

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

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

$$\upsilon = \upsilon_f + x\upsilon_{fg} \quad \text{ή} \quad \upsilon = \upsilon_g - (1 - x)\,\upsilon_{fg} \qquad (5.3)$$

όπου $\upsilon_{fg} = \upsilon_g - \upsilon_f$

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

όπου $u_{fg} = u_g - u_f$

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

Παράδειγμα 1.

Να υπολογισθεί η ενθαλπία κεκορεσμένου ατμού μάζας 20 kg σε πίεση 60×10^3 N/m².

Λύση.

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

$$h = u + p\upsilon \qquad (1)$$

και $$H = mh = U + pV \qquad (2)$$

Για να υπολογίσομε την h θα πρέπει να προσδιορίσομε το u και υ από τον Πίνακα Γ2, γιατί γνωρίζομε την πίεση p και όχι τη θερμοκρασία t. Η ανεξάρτητη μεταβλητή είναι η πίεση p.

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

Από τον Πίνακα Γ2, για p = 0,6 bar, έχομε ότι:

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

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

Αντικαθιστούμε τις τιμές στην εξίσωση (1):

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

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

$$H = 20 \times 2653{,}6 = 53072\ kJ$$

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

Παράδειγμα 2.

Ένας μικρός βοηθητικός λέβητας παράγει κεκορεσμένο ατμό πιέσεως 1,28 bar. Ποια είναι η ενθαλπία του ατμού;

Λύση.

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

p = 1,20 bar έχομε $h_g = 2683{,}4$ kJ/kg

p = 1,40 bar έχομε $h_g = 2690{,}3$ kJ/kg

οπότε με τη γραμμική παρεμβολή έχομε ότι:

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

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

Παράδειγμα 3.

Να υπολογισθεί η ενθαλπία, ο ειδικός όγκος και η ειδική εσωτερική ενέργεια ατμού πιέσεως $p = 7$ bar και βαθμού ξηρότητας 50%.

Λύση.

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

$$h = h_f + xh_{fg} \tag{1}$$

Από τον Πίνακα Γ2 έχομε ότι για $p = 7$ bar

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

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

Ο υπολογισμός όμως του ειδικού όγκου ειναι λίγο διαφορετικός, γιατί δεν γνωρίζομε απ' ευθείας το υ_{fg} από τους πίνακες. Μπορούμε όμως να το υπολογίσομε, αφού όπως είπαμε προηγουμένως:

$$\upsilon_{fg} = \upsilon_g - \upsilon_f \tag{2}$$

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

$$\upsilon_g = 0{,}27268 \text{ m}^3\text{/kg} \quad \text{καί} \quad \upsilon_f = 0{,}00111 \text{ m}^3\text{/kg}$$

Αντικαθιστώντας στην εξίσωση (2) έχομε:

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

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

$$\upsilon = \upsilon_f + x\upsilon_{fg} \tag{3}$$

οπότε $\upsilon = 0{,}00111 + (0{,}5 \times 0{,}27157) = 0{,}13690$ m³/kg

Με τον ιδιο τρόπο, εξίσωση (5.4), υπολογίζομε την εσωτερική ενέργεια του ατμού, γιατί:

$$u = u_f + xu_{fg} \tag{4}$$

αλλά από τον Πίνακα Γ2 έχομε 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 υπολογίσομε την εσωτερική ενέργεια, γιατί:

$$h = u + p\upsilon$$

Λύνομε ως προς u και παίρνομε:

$$u = h - p\upsilon \qquad (5)$$

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

οπότε από την εξίσωση (5) βρίσκομε 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 υ περιέχονται στον πίνακα αυτό για διάφορες τιμές πιέσεως 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 πιέσεως $1{,}5 \times 10^6$ N/m^2 με βαθμό υπερθερμάνσεως 76,7 K. Να βρεθεί η ενθαλπία, ο ειδικός όγκος και η εσωτερική ενέργεια του ατμού.

Λύση.

Όταν λέμε «βαθμό υπερθερμάνσεως» 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 βλέπομε ότι για p = 15 bar η θερμοκρασία του κεκορεσμένου ατμού (x = 100%) είναι $t_g = 198{,}3$°C. Συνεπώς η θερμοκρασία t του παραγόμενου υπέρθερμου ατμού είναι:

$$t = 198{,}3 + 76{,}7 = 275°C$$

Η θερμοκρασία όμως αυτή δεν περιέχεται στον Πίνακα Γ3, άρα θα πρέπει να κάνομε γραμμική παρεμβολή, όπως και στο παράδειγμα 2 της παραγράφου 5.6.2.

σε p = 15 bar, t = 250°C έχομε h = 2923,5 kJ/kg

σε p = 15 bar, t = 300°C έχομε h = 3038,9 kJ/kg

Συνεπώς σε p = 15 bar και t = 275°C, θα έχομε:

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

Όμοια, για τον ειδικό όγκο:

σε p = 15 bar, t = 250°C έχομε $\upsilon = 0{,}15199\ m^3/kg$

σε p = 15 bar, t = 300°C έχομε $\upsilon = 0{,}16970\ m^3/kg$

και για p = 15 bar και t = 275°C έχομε ότι:

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

Η ειδική εσωτερική ενέργεια υπολογίζεται ως:

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

Παράδειγμα 2.

Να υπολογισθεί η ενθαλπία ατμού πιέσεως 16,8 bar και θερμοκρασίας 429°C.

Λύση.

Πρώτα βρίσκομε τις τιμές της ενθαλπίας h σε θερμοκρασία t = 429°C για p = 15 bar και για p = 20 bar, με γραμμική παρεμβολή, όπως στο προηγούμενο παράδειγμα:

Για t = 429°C, p = 15 bar:

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

Για t = 429°C, p = 20 bar:

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

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

Για t = 429°C, p = 16,8 bar:

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

Παρατήρηση.

Με τα προηγούμενα παραδείγματα δείξαμε τον τρόπο με τον οποίο χρησιμοποιουμε τους πίνακες ατμού. Στο επόμενο θα προσπαθήσομε να δώσομε με μία πιο ολοκληρωμένη εικόνα το πώς αντιμετωπίζονται τα προβλήματα του προηγούμενου κεφαλαίου (πρώτος θερμοδυναμικός νόμος) με τη βοήθεια των πινάκων αυτών.

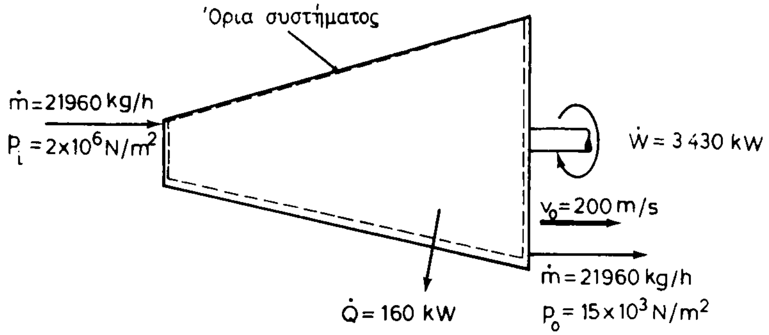
Παράδειγμα 3.

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

Λύση.

Το παράδειγμα αυτό είναι όμοιο με το παράδειγμα 1 της παραγράφου 5.5.2. Η διαφορά είναι ότι σ' εκείνο το παράδειγμα μας δίνονταν ή υπολογίζαμε με αναλυτικό τρόπο τις ιδιότητες του ατμού ενώ σ' αυτό οι ιδιότητες του ατμού μπορούν να ληφθούν απ' ευθείας από τους πίνακες ατμού.

Όπως φαίνεται στο σχήμα 5.6, ο στρόβιλος είναι ένα ανοικτό σύστημα όπου έχομε ροή ατμού 21.960 kg/h.



Σχ. 5.6.
Σχηματική παράσταση ατμοστροβίλου.

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

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

Στην εξίσωση (1) γνωρίζομε, από την εκφώνηση του προβλήματος, ότι:

$\dot{Q} = -\,160$ kW· το σημείο είναι αρνητικό γιατί έχομε απώλεια θερμότητας, δηλαδή μεταφορά θερμότητας ***από*** το σύστημα:

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

$$\frac{v_0^2}{2} = \frac{200^2}{2} = 20.000 \text{ m}^2/\text{s}^2$$

$$\text{και} \qquad \dot{W} = 3430 \text{ kW}$$

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

Η ενθαλπία h_i βρίσκεται από τους πίνακες ατμού για $p = 2 \times 10^6$ N/m² ή 20 bar και $t = 250°C$. Από τον Πίνακα Γ2 βλέπομε ότι για $p = 20$ bar η θερμοκρασία κεκορεσμένου ατμού είναι $t_g = 212{,}37°C$, η οποία είναι μικρότερη απ' αυτή του ατμού (250°C). Άρα ο ατμός είναι υπέρθερμος, οπότε από τον Πίνακα Γ3 για $p = 20$ bar και $t = 250°C$ παίρνομε 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 έχομε:

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

Λύνομε 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:

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

αλλά στην έξοδο του στροβίλου η πίεση είναι $p = 15 \times 10^3$ N/m² ή 0,15 bar. Οπότε, από τον Πίνακα Γ2 έχομε 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 λύνομε ως προς το βαθμό ξηρότητας x, τον οποίο ζητάμε να βρούμε. Έτσι:

$$2293{,}88 = 226 + x\, 2373{,}2$$

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

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

$$\mathring{m} = \frac{A_0\, v_0}{\upsilon_0} \qquad (3)$$

Από την εξίσωση (3) ζητάμε να βρούμε το A_0 και δεν γνωρίζομε το υ_0. Αυτό όμως προκύπτει όπως και ο βαθμός ξηρότητας, δηλαδή:

$$\upsilon_0 = \upsilon_f + x \upsilon_{fg} \qquad (4)$$

Από τον Πίνακα Γ2 για $p = 0{,}15$ bar έχομε:

$$\upsilon_{fg} = \upsilon_g - \upsilon_f = 10{,}0221 - 0{,}001014 = 10{,}021086 \text{ m}^3/\text{kg},$$

οπότε από την εξίσωση (4):

$$\upsilon_0 = 0{,}001014 + (0{,}871 \times 10{,}021086\ ) = 8{,}72938 \text{ m}^3/\text{kg}$$

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

$$A_0 = \mathring{m}\frac{\upsilon_0}{V_0} = 6{,}1 \times \frac{8{,}72938}{200} = 0{,}266 \text{ m}^2$$

Από τη λύση του προβλήματος αυτού βλέπομε 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 βλέπομε επάνω στα όργανα του πίνακα ελέγχου της εγκαταστάσεως. 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 πιο πάνω προβλήματος μπορούμε να τα παραλείψομε, χωρίς σοβαρό πρακτικό υπολογιστικό λάθος, όπως είπαμε και σε προηγούμενο κεφάλαιο. Παρατηρούμε ότι το $\mathring{Q}/\mathring{W} = 0{,}047$ ή 4,7%, όχι σημαντικό ποσοστό που να μας απασχολήσει όταν μας είναι άγνωστο το $\mathring{Q}$.

5.6.4 Υπόψυκτο νερό.

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

$$h \simeq u \simeq 4{,}19\ t \qquad (5.5)$$

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 (NH_3) 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 δώσομε μόνο παραδείγματα για την τεχνική χρησιμοποιήσεως 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 υπολογισθεί η μάζα της αμμωνίας.

Λύση.

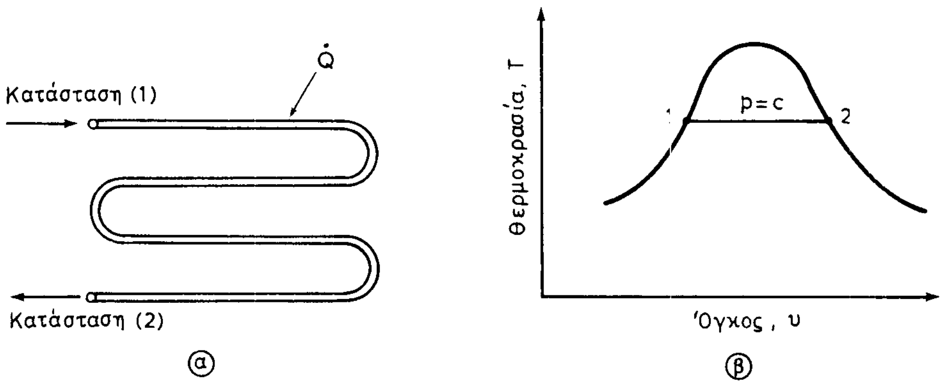
Για να βρούμε τη μάζα αρκεί να ξέρομε τον ειδικό όγκο της αμμωνίας.
Από τον Πίνακα Γ4 για πίεση 3 bar έχομε:

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

Άρα η μάζα ειναι: $m = \dfrac{V}{\upsilon} = \dfrac{0{,}11}{0{,}418} = 0{,}263 \ kg$

Παράδειγμα 2.

Ο εξατμιστήρας είναι μια μονάδα της ψυκτικής εγκαταστάσεως ενός πλοίου, όπου το ψυκτικό μέσο αφαιρεί υπό σταθερή πίεση τη θερμότητα από τους ψυκτικούς θαλάμους. Στο σχήμα 5.7 φαίνεται σχηματικά ο εξατμιστήρας και η θερμοδυναμική διεργασία που ακολουθεί το ψυκτικό μέσο. Η ροή του 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 τούς ψυκτικούς χώρους.



Σχ. 5.7.
α) Σχηματική διάταξη εξατμιστήρα. β) Διάγραμμα T - υ.

Λύση.

Το σύστημά μας είναι ανοικτό και επομένως εφαρμόζομε 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 $p = 1{,}5$ bar βρίσκομε ότι:

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

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

οπότε έχομε:

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

5.8 Ασκήσεις.

1. Με τη βοήθεια των πινάκων ατμού να βρεθεί η τιμή και οι μονάδες των κάτω μεγεθών:

α) Ο ειδικός όγκος του κεκορεσμένου νερού σε πίεση $6{,}0 \times 10^3$ N/m^2.

β) Ο ειδικός όγκος του κεκορεσμένου ατμού σε θερμοκρασία 200°C.

γ) Η θερμοκρασία του κεκορεσμένου νερού σε πίεση $1{,}01325 \times 10^5$ N/m^2.

δ) Η θερμοκρασία του κεκορεσμένου ατμού σε πίεση $1{,}01325 \times 10^5$ N/m^2.

ε) Η ενθαλπία ατμοποιήσεως σε πίεση 6,3 bar.

στ) Η θερμοκρασία υγρού ατμού, ξηρότητας 0,9, σε πίεση 1,01325 bar.

ζ) Η εσωτερική ενέργεια κεκορεσμένου νερού σε πίεση $3{,}75 \times 10^6$ N/m^2.

η) Ειδικός όγκος, ενθαλπία και εσωτερική ενέργεια ατμού σε πίεση 4 bar και θερμοκρασία 400°C.

θ) Θερμοκρασία και ειδικός όγκος ατμού σε πίεση $7{,}0 \times 10^6$ N/m^2 και ενθαλπία $2903{,}0 \times 10^3$ J/kg.

ι) Πίεση και εσωτερική ενέργεια ατμού σε θερμοκρασία 350°C και ειδικό όγκο 0,30 m^3/kg.

(***Απ:*** ε) 2079,0 kJ/kg, στ) 100°C, η) 0,77250 m^3/kg, 3273,6 kJ/kg, 2964,6 kJ/kg, θ) 317,7°C, 0,031506 m^3/kg, ι) 945 kN/m^2, 2876,1 kJ/kg)

2. Ένα δοχείο που έχει όγκο 0,04 m^3 περιέχει μίγμα ατμού 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 μίγματος.

(***Απ.:*** 3347,8 kN/m^2, 8,506 kg, 0,0047 m^3/kg, 9317,9 kJ, 9583,0 kJ)

3. Ένα κυλινδρικό δοχείο περιέχει 0,1 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 kg, 912 kJ, 851 kJ)

4. Ένα σύστημα που έχει όγκο 0,58 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 m^3/kg, 133,54°C, 0,958, 2459,3 kJ/kg, 2633,3 kJ/kg)

5. Ένα χιλιόγραμμο ατμού πιέσεως 10 bar και θερμοκρασίας 250°C περιέχεται μέσα σε ένα κύλινδρο, κλεισμένο από ένα έμβολο. Ο ατμός συμπιέζεται από το έμβολο μέχρις ότου η πίεση γίνει $2{,}0 \times 10^6$ 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

ΙΔΑΝΙΚΟ ΑΕΡΙΟ – ΔΙΕΡΓΑΣΙΕΣ

6.1 Γενικά.

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 κλπ.). Τα γνωρίσματα αυτά μπορούν να παρασταθούν με απλές αλγεβρικές εξισώσεις, οι οποίες στη Φυσική ονομάζονται ***νόμοι των αερίων*** και μας βοηθούν να μελετήσομε τη συμπεριφορά πολλών φυσικών αερίων με απλό, γρήγορο και σχετικά ακριβή τρόπο. Βέβαια, για τα πραγματικά αέρια που συναντούμε στην πράξη, οι εξισώσεις αυτές είναι προσεγγιστικές, αλλά ικανοποιούν αρκετά πρακτικούς σκοπούς. Τα αέρια που ακολουθούν τους νόμους αυτούς τα ονομάζομε ***τέλεια*** ή ***ιδανικά αέρια*** και τις εξισώσεις τους ***νόμους*** ή ***εξισώσεις των τελείων αερίων.***

Το κυριότερο από τα αέρια αυτά είναι ο ατμοσφαιρικός αέρας, τον οποίο θα συναντήσομε πολύ συχνά κατά την εξέταση της λειτουργίας των μηχανών εσωτερικής καύσεως, των αεροσυμπιεστών κλπ. σε πιο κάτω 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 πιέσεως και του ειδικού όγκου υπάρχει η σχέση:

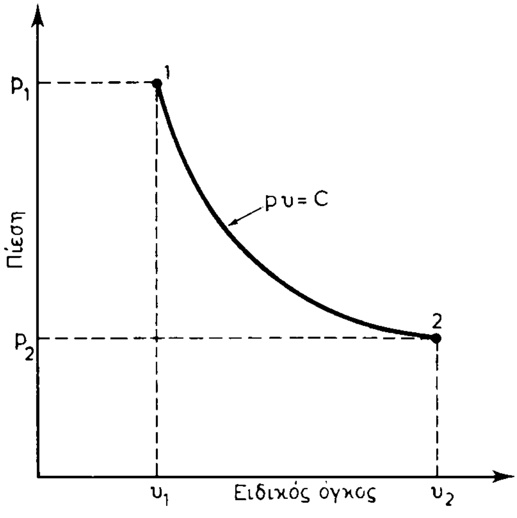
$$p\upsilon = \text{σταθερά} = C \tag{6.1}$$

Η πιο πάνω διεργασία της συμπιέσεως ή εκτονώσεως μπορεί να παρασταθεί γραφικά στο διάγραμμα p-υ με την καμπύλη που ενώνει τα δύο σημεία 1 και 2, όπως φαίνεται στο σχήμα 6.2.

Από την εξίσωση (6.1) έχομε επίσης ότι:

$$p_1\upsilon_1 = p_2\upsilon_2 = \text{σταθ.} \tag{6.1α}$$

Η εξίσωση (6.1), που, προς τιμή του Robert Boyle, ονομάζεται ***νόμος του***



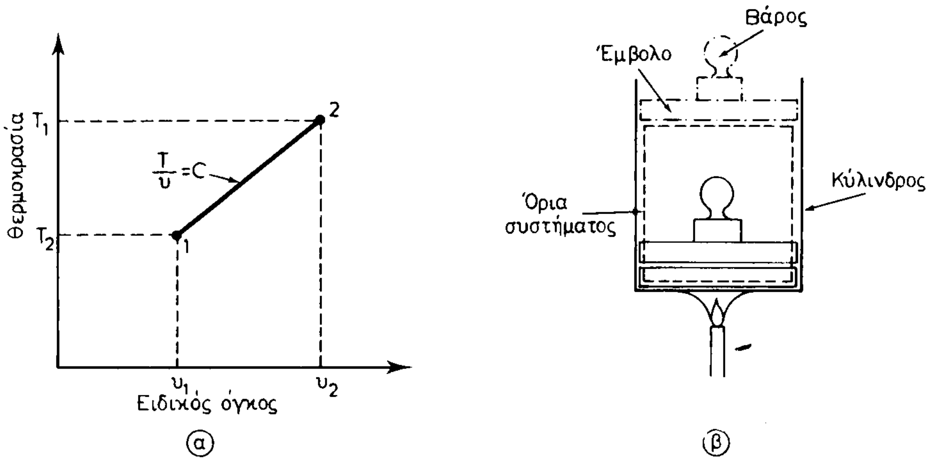
Σχ. 6.2.
Διεργασία με σταθερή θερμοκρασία.

Boyle, θεωρητικά είναι προσεγγιστική, για πρακτικούς όμως σκοπούς τη θεωρούμε ακριβή.

6.3 Νόμος του Charles.

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

$$\frac{T}{υ} = σταθ. = C, \quad p = σταθ. \tag{6.2}$$



Σχ. 6.3.
Διεργασία με σταθερή πίεση.

Εάν πάρομε ένα σύστημα εμβόλου-κυλίνδρου που περιέχει αέριο και το θερμάνομε [σχ. 6.3(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 της Υδροστατικής, να διατηρήσομε την πίεση σταθερή σε όλη τη διάρκεια της μεταβολής του όγκου και της θερμοκρασίας. Η διεργασία αυτή ονομάζεται ***διεργασία σταθερής πιέσεως*** και φαίνεται διαγραμματικά και παραστατικά στο σχήμα 6.3.

Σύμφωνα με τη σχέση (6.2) έχομε ότι:

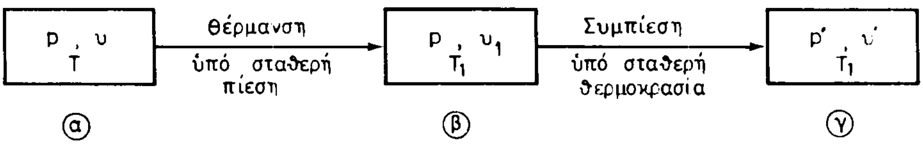
$$\frac{T_1}{\upsilon_1} = \frac{T_2}{\upsilon_2} = C \qquad (6.2\alpha)$$

6.4 Καταστατική εξίσωση τέλειου αερίου.

Από το συνδυασμό των δύο νόμων που αναφέραμε πιο πάνω, προκύπτει με απλούς συλλογισμούς, μια γενικότερη εξίσωση για ένα τέλειο αέριο.

Ας είναι p η πίεση και υ ο ειδικός όγκος ενός αερίου σε θερμοκρασία T [σχ. 6.4α(α)]. Θερμαίνομε το αέριο υπό σταθερή πίεση p, σε θερμοκρασία T_1 [σχ. 6.4α(β)]. Ο όγκος του θα αυξηθεί σε υ_1, και κατά το νόμο του Charles, εξίσωση (6.2α), θα έχομε:

$$\upsilon_1 = \upsilon \frac{T_1}{T} \qquad (6.3)$$



Σχ. 6.4α.
Σχηματική παράσταση διεργασιών για την απόδειξη της καταστατικής εξισώσεως των τελείων αερίων.

Συμπιέζομε τώρα το αέριο, υπό σταθερή θερμοκρασία T_1, οπότε η πίεσή του θα αυξηθεί στην τιμή p′ και ο ειδικός όγκος του θα μειωθεί σε υ′ [σχ. 6.4α(γ)]. Κατά το νόμο του Boyle, εξίσωση (6.1α), θα έχομε:

$$p\upsilon_1 = p'\upsilon' \qquad (6.4)$$

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

$$\frac{p\upsilon}{T} = \frac{p_1\upsilon_1}{T_1}$$

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

$$p\upsilon = RT \qquad (6.5)$$

όπου: p η απόλυτη πίεση σε N/m^2,

υ ο ειδικός όγκος σε m^3/kg,
Τ η απόλυτη θερμοκρασία σε K,
R η σταθερά του αερίου σε J/kgK.

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

$$pV = mRT \tag{6.6}$$

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 καταστάσεως 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.

Η σταθερά του αερίου R δεν είναι τυχαίος αριθμός, αλλά υπολογίζεται εάν γνωρίζομε το μοριακό βάρος του αερίου. Ο υπολογισμός της βασίζεται στο νόμο του Avogadro, σύμφωνα με τον οποίο ίσοι όγκοι ενός τέλειου αερίου έχουν, στην ίδια πίεση και θερμοκρασία, τον ίδιο αριθμό μορίων. Έτσι ένα γραμμομόριο μιας ουσίας έχει $6{,}023 \times 10^{23}$ μόρια. Αποδεικνύεται ότι το γινόμενο της μοριακής μάζας M ενός αερίου επί τη σταθερά του R είναι ένας σταθερός αριθμός $\overline{R}$ για όλα τα αέρια και λέγεται διεθνής σταθερά των αερίων. Η τιμή αυτού του αριθμού είναι:

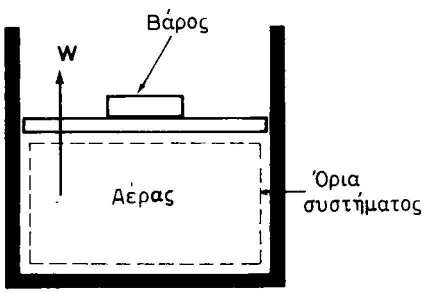
$$\overline{R} = MR = 8{,}3143 \text{ kJ/kgmolK} \tag{6.7}$$

όπου kgmol το μοριακό βάρος που εκφράζεται σε χιλιόγραμμα μάζας.

Παράδειγμα 1.

Μέσα στον κύλινδρο του σχήματος 6.4β 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.



Σχ. 6.4β.
Εκτόνωση αερίου.

Λύση.

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

$$W = p\,(V_2 - V_1) \tag{1}$$

Στην εξίσωση αυτή γνωρίζομε μόνο ότι $p = 20$ bar ή 20×10^5 N/m². Οι όγκοι V_1 και V_2 μας είναι άγνωστοι αλλά μπορούμε να τους υπολογίσομε από την εξίσωση (6.5):

$$\upsilon_1 = \frac{RT_1}{p_1} \quad \text{ή} \quad V_1 = \frac{mRT_1}{p_1} \tag{2}$$

$$\upsilon_2 = \frac{RT_2}{p_2}\,, \quad \text{επειδή όμως } p_1 = p_2, \quad V_2 = \frac{m\,R\,T_2}{p_1} \tag{3}$$

Έχομε ότι: $m = 2$ kg, $R = 0{,}287$ 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 (2) και (3) και παίρνομε:

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

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

Με τις τιμές του V_1 και V_2, από την εξίσωση (1) έχομε 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.

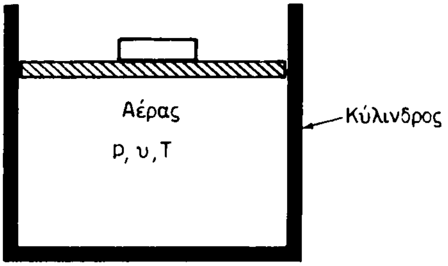
Παράδειγμα 2.

Ο αέρας θεωρείται τέλειο αέριο που έχει σταθερά $R = 0{,}287$ kJ/kgK. Εάν μέσα στον κύλινδρο του σχήματος 6.4γ υπάρχει αέρας με θερμοκρασία 80°C και όγκο 2 m³, ζητείται να βρεθεί η πίεση του αέρα, εάν η μάζα του είναι 20 kg.

Λύση.

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

$t = 80$°C, οπότε η απόλυτη θερμοκρασία T είναι:



Σχ. 6.4γ.
Διάταξη εμβόλου - κυλίνδρου
(κλειστό σύστημα).

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

Αντικαθιστούμε τις τιμές στην εξίσωση (6.5) και παίρνομε:

$$p = \frac{20 \times 0{,}287 \times 353}{2} = 1013 \text{ kN/m}^2 \quad \text{ή} \quad 10{,}13 \text{ bar}$$

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:

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

6.5 Ειδική θερμότητα.

Ο όρος ***ειδική θερμότητα*** ή ***θερμοχωρητικότητα*** μας 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 ένα βαθμό».

Στα αέρια διακρίνομε δύο είδη ειδικής θερμότητας, ανάλογα με τη διεργασία κατά την οποία προσδίδεται η θερμότητα στο αέριο: την ειδική θερμότητα με σταθερή πίεση, που τη συμβολίζομε με το δείκτη p, c_p, και την ειδική θερμότητα με σταθερό όγκο που τη συμβολίζομε με το δείκτη υ, $c_υ$. Η διαφορά μεταξύ c_p και $c_υ$ οφείλεται στον τρόπο θερμάνσεως 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 $c_υ$ 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 ο ορισμός αυτός 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 ορίζομε 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:

$$c_p = \frac{h_2 - h_1}{t_2 - t_1} \qquad (6.8)$$

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_υ ειναι η μεταβολή της ειδικής εσωτερικής ενέργειας του αερίου σε συνάρτηση με τη θερμοκρασία, όταν ο όγκος παραμένει σταθερός.

Με σύμβολα, αυτό γράφεται ως:

$$c_\upsilon = \frac{u_2 - u_1}{t_2 - t_1} \qquad (6.9)$$

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 το τέλος της διεργασίας σε °C.

Από τις εξισώσεις (6.8) και (6.9) βλέπομε ότι αν γνωρίζομε την αρχική και τελική θερμοκρασία ενός αερίου, μπορούμε με την ειδική θερμότητα να υπολογίσομε 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_υ η ενθαλπία και η εσωτερική ενέργεια ενός τέλειου αερίου είναι συναρτήσεις της θερμοκρασίας του. Επαναλαμβάνομε ότι οι δύο αυτές εξισώσεις ισχύουν μόνο για τέλεια αέρια.

Μεταξύ της ειδικής θερμότητας c_p και c_υ υπάρχει η σχέση:

$$c_p - c_\upsilon = R \qquad (6.10)$$

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

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

$$k = \frac{c_p}{c_\upsilon} \tag{6.11}$$

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 υπολογισθεί το c_p και c_υ του αερίου.

Λύση.

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

$$c_p - c_\upsilon = R = 0{,}4615$$

$$\frac{c_p}{c_\upsilon} = k = 1{,}329$$

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

$$c_p = 1{,}8642 \text{ kJ/kgK} \quad \text{και} \quad c_\upsilon = 1{,}4027 \text{ kJ/kgK}$$

6.6 Διεργασίες αερίων.

Σε προηγούμενο κεφάλαιο αναφέραμε ότι η διεργασία είναι μία αλλαγή της καταστάσεως 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 κλπ. έχει το δικό της κύκλο λειτουργίας που αποτελείται από συγκεκριμένες διεργασίες. Για να μπορέσομε λοιπόν να μελετήσομε αυτούς τους κύκλους λειτουργίας των μηχανών, θα πρέπει να γνωρίζομε τις σχέσεις οι οποίες συνδέουν τα χαρακτηριστικά μεγέθη, έργο, θερμότητα, ενθαλπία κλπ., σε κάθε μία διεργασία του κύκλου λειτουργίας.

Αμέσως πιο κάτω δίνομε 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.

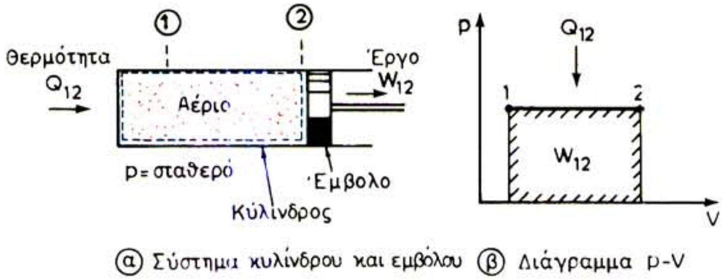
6.6.1 Κλειστά συστήματα.

Ο πρώτος θερμοδυναμικός νόμος για το κλειστό σύστημα μας δίνει, εξίσωση (4.10):

$$Q = (U_f - U_i) + W \tag{6.12}$$

Διεργασία με σταθερή πίεση.

Στο σχημα [6.6α (α)] φαίνεται ένας κύλινδρος με ένα έμβολο ο οποίος περιέχει αέριο. Καθώς του προσδίνομε 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 εκτονώσεως 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 παράγραφο 6.3, φαίνεται επίσης στο διάγραμμα p - V [σχ. 6.6α (β)].



Σχ. 6.6α.
Διεργασία με σταθερή πίεση στο σύστημα κύλινδρος - έμβολο.

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

$$H_2 - H_1 = Q_{12} \tag{6.13}$$

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

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

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

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

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

$$W_{12} = mR\ (T_2 - T_1) \tag{6.14α}$$

Παράδειγμα 1.

Σε ένα σύστημα κυλίνδρου - εμβόλου έχομε 1 kg αέρα τον οποίο θερμαίνομε 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:

$$Q_{12} = \Delta U + W_{12} \tag{1}$$

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

$$V_2 - V_1 = \frac{W_{12}}{p} = \frac{100}{350} = 0{,}286 \text{ m}^3$$

β) Από την εξίσωση (1) έχομε 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 ένα 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 θερμάνσεως 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 (6.14α):

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

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 βλέπομε ότι στο σύστημα δώσαμε θερμότητα και απ' αυτό πήραμε μηχανικό έργο.

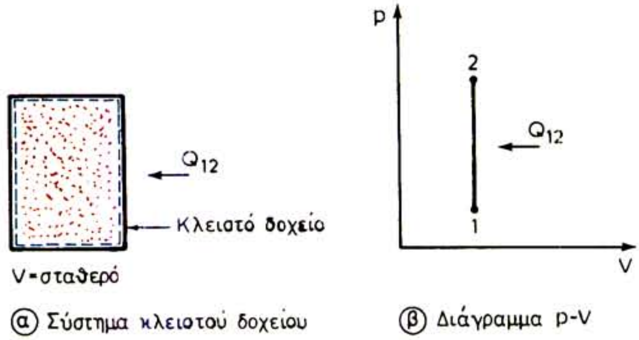
Διεργασία με σταθερό όγκο.

Η διεργασία με σταθερό όγκο φαίνεται στο σχήμα 6.6β. Εδώ δεν έχομε μεταβολή του όγκου, οπότε το έργο W = 0 [σχ. 6.6β(β)] αφού η επιφάνεια κάτω από τη γραμμή 1-2 είναι σημείο, δηλαδή μηδέν. Έτσι ο πρώτος νόμος, εξίσωση (6.12), για το σύστημα αυτό γίνεται:

$$Q_{12} = U_f - U_i \tag{6.15}$$

και για τέλειο αέριο ισχύει η σχέση:

$$Q_{12} = m\, c_\upsilon \,(T_2 - T_1) \tag{6.15α}$$



Σχ. 6.6β.
Διεργασία με σταθερό όγκο σε κλειστό δοχείο.

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 φθάσει 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 (6.15α) μας λέει ότι:

$$Q_{12} = mc_{\upsilon}(T_2 - T_1) \quad (1)$$

Από τη χαρακτηριστική εξίσωση των τελείων αερίων, εξίσωση (6.6), για $t_1 = 0°C$ ή $T_1 = 273$ K:

$$m = \frac{p_1V_1}{RT_1} = \frac{345 \times 1}{0{,}287 \times 273} = 4{,}40 \text{ kg}$$

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

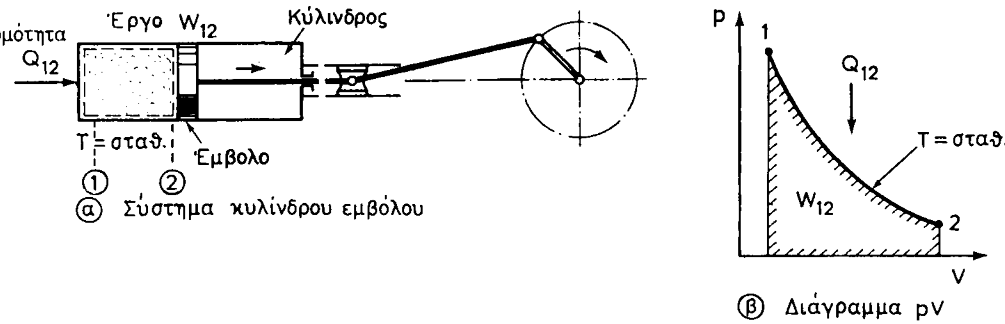
$$Q_{12} = 4{,}40 \times 0{,}7176 \times (600 - 273) = 1032{,}5 \text{ kJ}$$

Διεργασία με σταθερή θερμοκρασία.

Η διεργασία με σταθερή θερμοκρασία φαίνεται στο σχήμα 6.6γ για το ίδιο σύστημα κυλίνδρου - εμβόλου. Τη διεργασία αυτή είναι δύσκολο να την επιτύχομε στην πράξη, γιατί, για να έχομε 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 κλπ. Για το θέμα αυτό όμως θα μιλήσομε εκτενέστερα σε άλλο κεφάλαιο.

Στην ιδανική αυτή διεργασία δίνομε 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) έχομε ότι:



Σχ. 6.6γ.
Διεργασία με σταθερή θερμοκρασία.

$$U_2 - U_1 = 0$$

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

$$Q_{12} = W_{12} \tag{6.16}$$

όπου αποδεικνύεται ότι:

$$W_{12} = p_1 V_1 \ln \frac{V_2}{V_1} = p_1 V_1 \ln \frac{p_1}{p_2} \tag{6.17}$$

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

Παράδειγμα 4.

Ο κύλινδρος του σχήματος 6.6γ λαμβάνει θερμότητα με σταθερή θερμοκρασία 500 K και η αρχική πίεση του αερίου που περιέχεται στον κύλινδρο είναι 200 kPa. Ο αρχικός όγκος είναι 0,01 m^3 και ο τελικός 0,07 m^3. Να βρεθεί η θερμότητα που δόθηκε στο αέριο και το έργο που έδωσε ο κύλινδρος.

Λύση.

Από την εξίσωση (6.16) έχομε ότι:

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

Από την εξίσωση (6.17) έχομε ότι:

$$W_{12} = p_1 V_1 \ln \frac{V_2}{V_1}$$

Αντικαθιστούσε τις τιμές και έχομε 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 (Τρίτο Κεφάλαιο, παράγρ. 3.3.2), η μεταφορά θερμότητας είναι αμελητέα και πρακτικά θεωρούμε ότι $Q = 0$.

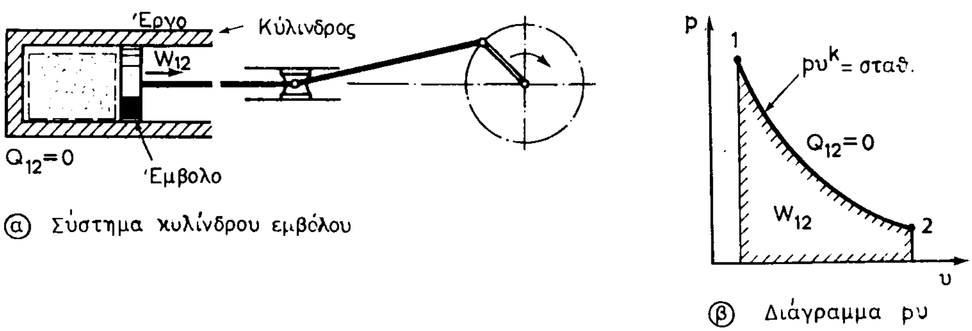
Η διεργασία αυτή αποτελεί ένα από τα πιο βασικά μέρη του κύκλου λειτουργίας πολλών μηχανών όπως θα δούμε πιο κάτω. Για παράδειγμα αναφέρομε την εκτόνωση του ατμού μέσα σ' ένα στρόβιλο, διεργασία που θεωρείται αδιαβατική αφού παραδεχόμαστε ότι δεν έχομε θερμικές απώλειες από το κέλυφος του στροβίλου αλλά ούτε και μεταφορά θερμότητας στον ατμό.

Μαθηματικά η αδιαβατική διεργασία χαρακτηρίζεται από τη σχέση:

$$p\upsilon^k = C = \text{σταθ.} \tag{6.18}$$

η οποία παριστάνεται από την καμπύλη 1 - 2 του σχήματος 6.6δ(β). Ο εκθέτης k είναι μία ιδιότητα του εργαζόμενου μέσου και δίνεται από την εξίσωση (6.11) ή τον Πίνακα Γ6 του Παραρτήματος «Γ».

Παραθέτομε χωρίς απόδειξη* ορισμένες βασικές σχέσεις που συνδέουν τις ιδιότητες ενός τέλειου αερίου (πίεση, θερμοκρασία κλπ.) με τη θερμότητα Q_{12} και το έργο W_{12} στη διάρκεια μιας αδιαβατικής διεργασίας μεταξύ δύο καταστάσεων που σημειώνομε με τα σημεία 1 και 2.



Σχ. 6.6δ.
Αδιαβατική διεργασία.

Γενικά για μία αδιαβατική διεργασία έχομε ότι:

$$p_1\upsilon_1^k = p_2\upsilon_2^k \tag{6.19}$$

όπου $\quad k = \dfrac{c_p}{c_\upsilon}$

$$\frac{\upsilon_2}{\upsilon_1} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{1/(k-1)} \tag{6.20}$$

---

* Η απόδειξη των σχέσεων αυτών δίνεται στο Παράρτημα «Α».

$$\frac{p_1}{p_2} = (\frac{T_1}{T_2})^{k/(k-1)} \tag{6.21}$$

$$\frac{R}{c_p} = \frac{k-1}{k} \tag{6.22}$$

Θεωρώντας ότι η κινητική και δυναμική ενέργεια είναι αμελητέες και επειδή $Q_{12} = 0$, το έργο μιας αδιαβατικής διεργασίας, που φαίνεται στο σχήμα 6.6δ(β), είναι:

$$W_{12} = m \frac{p_2 \upsilon_2 - p_1 \upsilon_1}{1-k} \tag{6.23}$$

ή

$$W_{12} = mR \frac{T_2 - T_1}{1-k} \tag{6.23α}$$

Πολυτροπική διεργασία.

Η πολυτροπική διεργασία είναι μία γενική διεργασία που καλύπτει όλες τις προηγούμενες. Η μαθηματική έκφραση της διεργασίας αυτής είναι:

$$p\upsilon^n = C = σταθ. \tag{6.24}$$

Πραγματικά, από την εξίσωση αυτή βλέπομε ότι για $n = 1$ έχομε τη χαρακτηριστική εξίσωση της διεργασίας με σταθερή θερμοκρασία, εξίσωση (6.1). Επίσης για $n = 0$ έχομε την εξίσωση της διεργασίας με σταθερή πίεση. Φυσικά για $n = k$ έχομε την εξίσωση της αδιαβατικής διεργασίας (6.18). Στο σχήμα 6.6ε φαίνονται παραστατικά οι πιο πάνω διεργασίες.

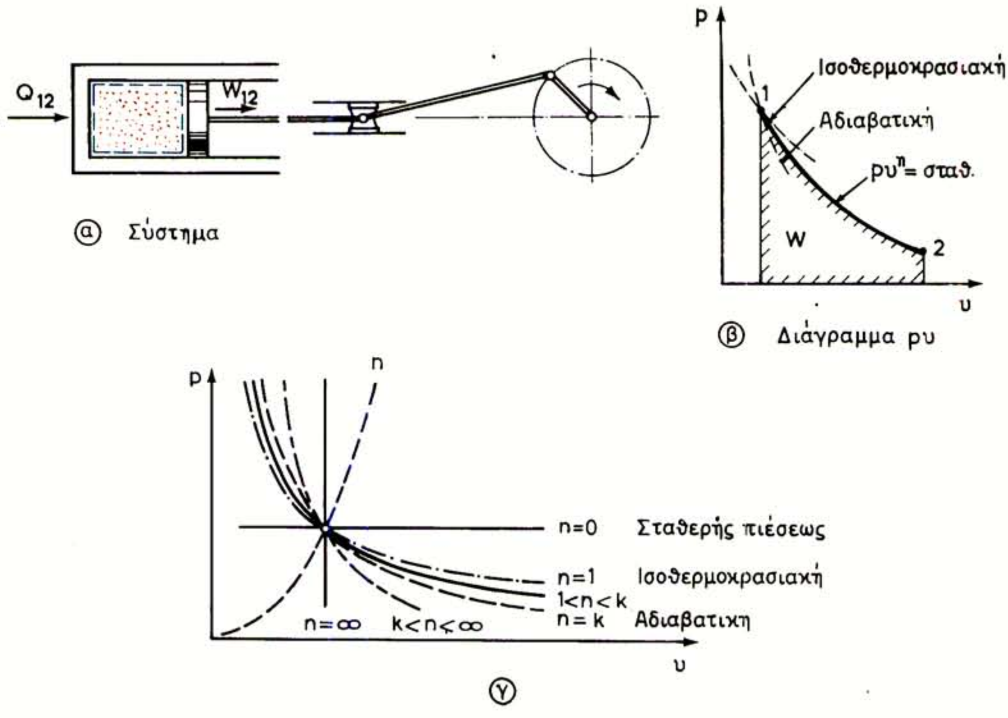
Η σπουδαιότητα της διεργασίας αυτής στηρίζεται στο ότι πολλές σοβαρές τεχνικές διεργασίες μπορούν να παρασταθούν προσεγγιστικά από την εξίσωση (6.24). Η συμπίεση του αέρα μέσα σε ένα αεροσυμπιεστή π.χ. είναι μία πολυτροπική διεργασία.

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 έχομε n. Έτσι μεταξύ των δύο σημείων 1 και 2 έχομε ότι:

$$\frac{p_1}{p_2} = (\frac{\upsilon_2}{\upsilon_1})^n \tag{6.25}$$

$$\frac{p_1}{p_2} = (\frac{T_1}{T_2})(\frac{\upsilon_2}{\upsilon_1}) \tag{6.26}$$



Σχ. 6.6ε.
Πολυτροπική διεργασία.

$$\frac{υ_2}{υ_1} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{1/(n-1)} \tag{6.27}$$

$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{n/(n-1)} \tag{6.28}$$

$$W_{12} = m\,\frac{p_2υ_2 - p_1υ_1}{1-n} \tag{6.29}$$

(δυναμική και κινητική ενέργεια αμελητέες)

$$Q = mc_n\,(T_2 - T_1) \tag{6.30}$$

όπου

$$c_n = \frac{c_p - nc_υ}{1-n} \tag{6.30α}$$

Από την εξίσωση (6.30α) βλέπομε ότι, για να βρούμε την ειδική θερμότητα για μία πολυτροπική διεργασία c_n, αρκεί να γνωρίζομε την τιμή του n του αερίου δεδομένου ότι τα c_p και $c_υ$ δίνονταν 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 5000 kPa και αρχικό όγκο 0,07 m^3 σε τελική πίεση 500 kPa. Να υπολογισθεί το έργο και η θερμότητα του συστήματος.

Λύση.

Το σύστημα είναι κλειστό και ο πρώτος νόμος δίνει ότι:

$$Q_{12} = (U_f - U_i) + W_{12} \tag{1}$$

Από την εξίσωση (6.29) έχομε το έργο W_{12}:

$$W_{12} = m\frac{p_2 \upsilon_2 - p_1 \upsilon_1}{1 - n} = \frac{p_2 V_2 - p_1 V_1}{1 - n} \tag{2}$$

Στην εξίσωση (2) δεν γνωρίζομε τον τελικό όγκο V_2. Από την εξίσωση (6.25) όμως έχομε ότι:

$$V_2 = V_1 \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{1/n} = 0{,}07 \times \left(\frac{5000}{500}\right)^{1/1{,}8} = 0{,}252\ m^3$$

Αντικαθιστούμε στην εξίσωση (2) και παίρνομε:

$$W_{12} = \frac{(500 \times 0{,}252) - (5000 \times 0{,}07)}{1 - 1{,}8} = 280\ kJ$$

Η θερμότητα δίνεται από την εξίσωση (6.30):

$$Q_{12} = mc_n\ (T_2 - T_1) \tag{3}$$

όπου δεν γνωρίζομε τα c_n, T_1 και T_2. Αλλά από την εξίσωση (6.30α) βρίσκομε ότι:

$$c_n = \frac{1{,}0047 - (1{,}8 \times 0{,}7176)}{1 - 1{,}8} = 0{,}359\ kJ/kgK$$

Επίσης, από την εξίσωση (6.6):

$$T_1 = \frac{p_1 V_1}{mR} = \frac{5000 \times 0{,}07}{0{,}5 \times 0{,}287} = 2439\ K \quad ή \quad t_1 = 2166°C$$

$$T_2 = \frac{p_2 V_2}{mR} = \frac{500 \times 0{,}252}{0{,}5 \times 0{,}287} = 878\ K \quad ή \quad t_2 = 605°C$$

Αντικαθιστούμε στην εξίσωση (3) και έχομε:

$$Q_{12} = 0{,}5 \times 0{,}359 \times (878 - 2439) = -\ 280\ kJ$$

Δηλαδή το σύστημα στην εκτόνωσή του απέβαλε 280 kJ.

Στο ίδιο αποτέλεσμα για τη θερμότητα Q καταλήγομε και με διαφορετικό τρόπο, που αφήνεται να τον προσδιορίσει ο σπουδαστής.

Παράδειγμα 6.

Ένα χιλιόγραμμο αέρα εκτονώνεται αδιαβατικά από πίεση 10 bar και θερμοκρασία 200°C μέχρι πίεση 2 bar. Να βρεθεί: α) Ο ειδικός όγκος και η θερμοκρασία στο τέλος της εκτονώσεως και β) το έργο που έδωσε ο αέρας.

Λύση.

α) Εφόσον έχομε αδιαβατική εκτόνωση, από την εξίσωση (6.19) έχομε:

$$p_1 \upsilon_1^k = p_2 \upsilon_2^k \qquad (1)$$

όπου k = 1,4 για τον αέρα από τον Πίνακα Γ6.

αλλά $p_1\upsilon_1 = RT_1$ και $\upsilon_1 = \dfrac{RT_1}{p_1} = \dfrac{287 \times (273 + 200)}{10 \times 10^5} = 0{,}136 \; m^3/kg$

οπότε, από την εξίσωση (1), λύνοντας ως προς υ_2 έχομε:

$$\upsilon_2 = \upsilon_1 \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{1/k} = 0{,}136 \left(\frac{10}{2}\right)^{1/1,4} = 0{,}429 \; m^3/kg$$

Από την εξίσωση (6.21) η τελική θερμοκρασία T_2 είναι:

$$T_2 = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(k-1)/k} = 473 \times \left(\frac{2}{10}\right)^{0,4/1,4} = 299 \; K$$

και $\qquad t_2 = 299 - 273 = 26°C$

β) Το έργο δίνεται από την εξίσωση (6.23):

$$W_{12} = m \, \frac{p_2\upsilon_2 - p_1\upsilon_1}{1 - k} =$$

$$= 1 \times \frac{(2 \times 10^5 \times 0{,}429) - (10 \times 10^5 \times 0{,}136)}{1 - 1{,}4} = 125{,}5 \; kJ$$

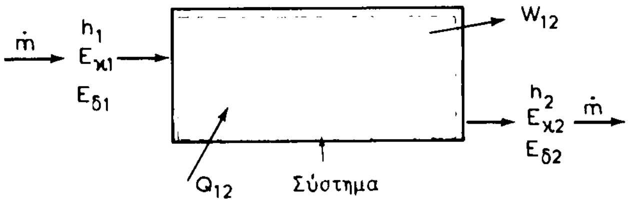
Έχομε λοιπόν ότι για 1 kg αέρα ο στρόβιλος μας δίνει 125,5 kJ. Φυσικά αφού έχομε αδιαβατική εκτόνωση, η μεταφορά της θερμότητας είναι μηδέν.

6.6.2 Ανοικτά συστήματα.

Ο πρώτος θερμοδυναμικός νόμος για ένα ανοικτό σύστημα δίνεται από την εξίσωση (4.15):

$$\dot{m}\left(h_1 + \frac{v_1^2}{2} + gz_1\right) + \dot{Q}_{12} = \dot{m}\left(h_2 + \frac{v_2^2}{2} + gz_2\right) + \dot{W}_{12} \qquad (6.31)$$

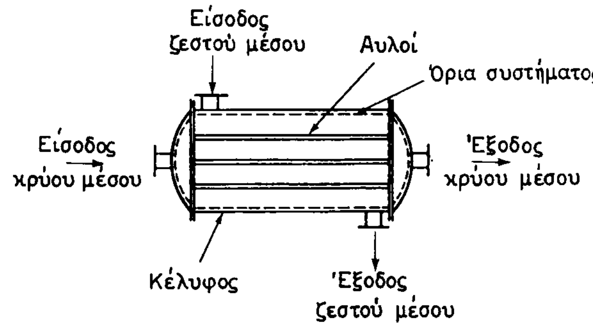
Στο σχήμα 6.6στ περιγράφεται ένα ανοικτό σύστημα, όπου φαίνονται όλες οι μορφές ενέργειας που εισέρχονται και εξέρχονται απ' αυτό. Αν εξισώσομε τις ενέργειες ***προς*** και τις ενέργειες ***από*** το σύστημα, σχηματίζομε την εξίσωση (6.31).



Σχ. 6.6στ.
Ένα ανοικτό σύστημα με διάφορες μορφές ενέργειας.

Διεργασία με σταθερή πίεση.

Κατά τη διεργασία αυτή συνήθως δεν έχομε παραγωγή έργου. Το πιο γνωστό ανοικτό σύστημα όπου συναντούμε διεργασία με σταθερή πίεση είναι τα ψυγεία, οι προθερμαντήρες κλπ. Σημειώνομε ότι στα ψυγεία, προθερμαντήρες κλπ., που ονομάζονται και εναλλάκτες θερμότητας, γίνεται ανταλλαγή θερμότητας μεταξύ δύο αερίων ή υγρών διαφορετικών θερμοκρασιών που το ένα ψύχει ή θερμαίνει το άλλο, όπως φαίνεται στο σχήμα 6.6ζ. Οι πιέσεις τους θεωρούνται πρακτικά σταθερές μεταξύ εισόδου και εξόδου. Φυσικά στις μονάδες αυτές το έργο είναι μηδέν˙ το μόνο που μας ενδιαφέρει είναι η θερμότητα που μεταφέρεται από το ένα αέριο στο άλλο.



Σχ. 6.6ζ.
Εναλλάκτης θερμότητας.

Στους εναλλάκτες θερμότητας το $\dot{Q}$ έχει αρνητικό σημείο, γιατί έχομε απώλεια θερμότητας από το κέλυφος προς το περιβάλλον. Ας δούμε όμως ένα παράδειγμα διεργασίας με σταθερή πίεση σε έναν εναλλάκτη θερμότητας.

Παράδειγμα 1.

Σε ένα 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 θεωρήσομε το καυσαέριο ως τέλειο αέριο με $c_p = 1{,}05$ kJ/kgK ζητείται να βρεθεί η απώλεια της θερμότητας από το κέλυφος του προθερμαντήρα.

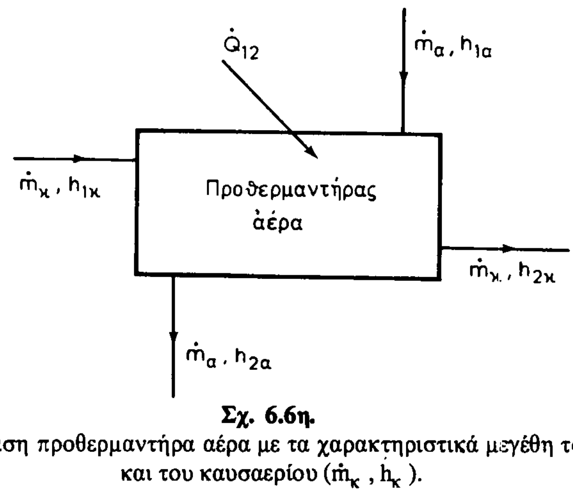
Λύση.

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 παραστήσομε σαν ένα κλειστό κουτί όπου μπαίνουν, χωρίς να αναμιγνύονται, το καυσαέριο και ο αέρας (σχ. 6.6η). Στο σχήμα αυτό σημειώνομε 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 Q_{12} σημειώνομε την απώλεια της θερμότητας από το κέλυφος του προθερμαντήρα. Μπορούμε τώρα να εξισώσομε τις ενέργειες που εισέρχονται με τις ενέργειες που εξέρχονται από τον προθερμαντήρα και να σχηματίσομε μία εξίσωση ανάλογη με την (6.31). Έτσι έχομε:

$$\dot{m}_\alpha h_{1\alpha} + \dot{m}_\kappa h_{1\kappa} + \dot{Q}_{12} = \dot{m}_\alpha h_{2\alpha} + \dot{m}_\kappa h_{2\kappa} \qquad (1)$$

Λύνομε ως προς $\dot{Q}_{12}$ και έχομε:

$$\dot{Q}_{12} = \dot{m}_\alpha (h_{2\alpha} - h_{1\alpha}) + \dot{m}_\kappa (h_{2\kappa} - h_{1\kappa}) \qquad (1\alpha)$$



Σχ. 6.6η.
Σχηματική παράσταση προθερμαντήρα αέρα με τα χαρακτηριστικά μεγέθη του αέρα ($\dot{m}_\alpha$, h_α) και του καυσαερίου ($\dot{m}_\kappa$, h_κ).

αλλά $\qquad \dot{m}_\alpha (h_{2\alpha} - h_{1\alpha}) = \dot{m}_\alpha c_{p\alpha} (T_{2\alpha} - T_{1\alpha}) =$

$$= \frac{100}{60} \times 1{,}0047 \times (363 - 278) = 142{,}3 \text{ kJ/s}$$

και $\dot{m}_K (h_{2K} - h_{1K}) = \dfrac{450}{60} \times 1{,}05 \times (323 - 343) = -\,157{,}5 \text{ kJ/s}$

Αντικαθιστούμε στην εξίσωση (1α):

$$\dot{Q}_{12} = 142{,}3 - 157{,}5 = -\,15{,}2 \text{ kJ/s}$$

Άρα η απώλεια της θερμότητας από το κέλυφος του ψυγείου είναι 15,2 kJ/s ή 15,2 kW.

Παρατήρηση.

Το αρνητικό σημείο της $\dot{Q}_{12}$ σημαίνει ότι η διεύθυνσή της είναι αντίθετη από αυτή που θεωρήσαμε στο σχήμα 6.6η.

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:

$$p\upsilon = RT = \text{σταθ.}$$

Αν θεωρήσομε ότι η κινητική και δυναμική ενέργεια είναι αμελητέες ποσότητες, τότε το έργο του συστήματος μεταξύ της καταστάσεως 1 και της καταστάσεως 2 ισούται με:

$$\dot{W}_{12} = \dot{m} p_1 \upsilon_1 \ln\left(\frac{p_1}{p_2}\right) \qquad (6.32)$$

Παράδειγμα 2.

Σε μία μηχανή έχομε ροή αέρα με σταθερή θερμοκρασία 400 K. Να ευρεθεί το έργο ανά μονάδα μάζας, εάν η πίεση στην έξοδο είναι το ένα τρίτο της πιέσεως στην είσοδο και η πίεση εισόδου είναι 207 kPa.

Λύση.

Για το έργο ανά μονάδα μάζας η εξίσωση (6.32) γίνεται:

$$W_{12} = p_1 \upsilon_1 \ln\left(\frac{p_1}{p_2}\right)$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{1}{3} \quad \text{και} \quad p_1 = 207 \text{ kPa}$$

Από τη χαρακτηριστική εξίσωση του τέλειου αερίου:

$$\upsilon_1 = \frac{RT_1}{p_1} = \frac{0{,}287 \times 400}{207} = 0{,}5546 \text{ m}^3\text{/kg}$$

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:

$$\dot{Q}_1 = \dot{m}c_n (T_2 - T_1) \tag{6.33}$$

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 εφαρμόσομε την εξίσωση (6.31).

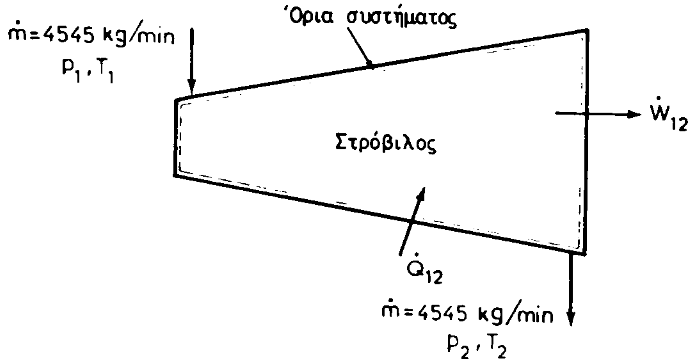
Παράδειγμα 3.

Σε ένα αεριοστρόβιλο (σχ. 6.6θ) 4545 kg/min αέρα εκτονώνονται πολυτροπικά από πίεση 5 bar και θερμοκρασία 840°C σε πίεση 2 bar. Ο εκθέτης n είναι ίσος με 1,75. Να υπολογισθεί: α) Η ισχύς του αεριοστροβίλου και β) η θερμότητα. Οι άλλες ενέργειες είναι αμελητέες.

Λύση.

Εξισώνομε τις ενέργειες που εισέρχονται με τις ενέργειες που εξέρχονται από το σύστημα, κατά τον πρώτο θερμοδυναμικό νόμο:

$$\dot{Q}_{12} + \dot{m}h_1 = \dot{m}h_2 + \dot{W}_{12} \tag{1}$$



Σχ. 6.6θ.
Αεριοστρόβιλος όπου ο αέρας εκτονώνεται πολυτροπικά.

Επίσης έχομε ότι:

$$h_1 - h_2 = c_p\ (T_1 - T_2) \quad \text{από την εξίσωση (6.8)} \tag{2}$$

και

$$\dot{Q}_{12} = \dot{m}c_n (T_2 - T_1) \quad \text{από την εξίσωση (6.33)} \tag{3}$$

Πρέπει λοιπόν πρώτα να υπολογίσομε τη θερμοκρασία εξόδου του αέρα T_2 και την ειδική θερμότητα c_n .

Από την εξίσωση (6.28):

$$T_2 = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(n-1)/n} = 1113 \left(\frac{2}{5}\right)^{0,75/1,75} = 751,5 \text{ K}$$

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) έχομε:

$$\dot{Q}_{12} = \frac{4545}{60} \times 0,335 \times (751,5 - 1113) = -9173 \text{ kW}$$

που σημαίνει ότι έχομε απώλεια θερμότητας από τον αεριοστρόβιλο. Επίσης έχομε ότι:

$$h_1 - h_2 = 1,0047 \times (1113 - 751,5) = 363,2 \text{ kJ/kg}$$

οπότε από την εξίσωση (1) η ισχύς του στροβίλου 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, πιέσεως 150 bar και θερμοκρασίας 538°C εκτονώνεται με πολυτροπική διεργασία (n = 1,8) μέσα σ' ένα στρόβιλο. Η θερμοκρασία του αέρα στην έξοδο του στροβίλου είναι 40°C. Ζητείται: α) Το έργο $\dot{W}_{12}$ και β) η πίεση και ο ειδικός όγκος του αέρα στην έξοδο του στροβίλου.

Λύση.

Θεωρούμε ότι η κινητική και δυναμική ενέργεια είναι αμελητέες, οπότε:

α) Από τον πρώτο θερμοδυναμικό νόμο:

$$\dot{Q}_{12} + \dot{m}h_1 = \dot{m}h_2 + \dot{W}_{12}$$

$$\dot{m}h_1 - \dot{m}h_2 = \dot{H}_1 - \dot{H}_2 = \dot{m}c_p\,(T_1 - T_2) =$$

$$= 10 \times 1,004 \times (811 - 313) = 5000 \text{ kW}$$

$$\dot{Q}_{12} = \dot{m}c_n\,(T_1 - T_1)$$

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: $\dot{W}_{12} = -1783 + 5000 = 3217$ kW

β) $p_2 = p_1 (\frac{T_2}{T_1})^{n/(n-1)} = 150 \times (\frac{313}{811})^{1,8/0,8} = 17,6$ bar

$p_1 \upsilon_1 = RT_1 \qquad \upsilon_1 = \frac{RT_1}{p_1} = \frac{287 \times 811}{150 \times 10^5} = 0,016$ m³/kg

$p_2 \upsilon_2 = RT_2 \qquad \upsilon_2 = \frac{287 \times 313}{17,6 \times 10^5} = 0,051$ m³/kg

6.7 Ασκήσεις.

1. Ο όγκος του αέρα μέσα σε ένα κύλινδρο είναι 0,12 m^3 και η πίεσή του 552 kN/m^2. Ο αέρας αρχίζει να εκτονώνεται αδιαβατικά μέχρι ο όγκος του να γίνει 0,24 m^3. Ζητείται να βρεθεί το έργο του συστήματος.

(*Απ.:* 40 kJ)

2. Μέσα σε ένα κύλινδρο υπάρχει ένα χιλιόγραμμο αζώτου σε θερμοκρασία 150°C και έχει όγκο 0,2 m^3. Το άζωτο αρχίζει και εκτονώνεται με σταθερή πίεση μέχρι ο όγκος του να γίνει 0,36 m^3. Να προσδιορισθεί: 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 kJ, δ) 351,6 kJ)

3. Αέρας συμπιέζεται μέσα σ' ένα αεροσυμπιεστή από θερμοκρασία 16°C και πιεση 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 kJ/kg)

4. Ένα χιλιόγραμμο αέρα σε πίεση 10^6 N/m^2 και θερμοκρασία 100°C εκτονώνεται πολυτροπικά, $p\upsilon^{1,1}$ = σταθ., μέχρι πιέσεως 0,2 × 10^6 N/m^2. Ζητείται να βρεθει: α) Ο όγκος και η θερμοκρασία του αέρα στο τέλος της εκτονώσεως και β) το έργο που παράγεται και η θερμότητα που μεταφέρεται.

(*Απ.:* α) 0,462 m^3/kg, 49°C, β) + 146,4 kJ/kg, + 109,8 kJ/kg)

5. Ένα χιλιόγραμμο αέρα εκτονώνεται με σταθερή θερμοκρασία από αρχική πίεση 800 kN/m^2 και όγκο 2 m^3 σε πίεση 200 kN/m^2. Να προσδιορισθεί: 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) −)

6. **Σε ένα ιδανικό (χωρίς τριβές) αεροσυμπιεστή, αέρας με παροχή 11,5 kg/min συμπιέζεται με σταθερή θερμοκρασία από αρχική πίεση 1 bar και ειδικό όγκο 1,03 m^3/kg σε τελική πίεση 6 bar. Να βρεθεί: α) Η ισχύς που χρειάζεται για τη συμπίεση και θ) η θερμότητα** που δίνεται ή αφαιρείται.

(*Απ.:* α) − 35,3 kW, θ) −)

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΕΒΔΟΜΟ

Ο ΔΕΥΤΕΡΟΣ ΝΟΜΟΣ ΤΗΣ ΘΕΡΜΟΔΥΝΑΜΙΚΗΣ ΚΑΙ Ο ΚΥΚΛΟΣ CARNOT

7.1 Γενικά.

Με το κεφάλαιο αυτό ξαναγυρίζομε 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 γνωρίζομε ότι είναι λάθος, γιατί υπάρχουν οι κάθε λογής απώλειες (τριβές κλπ.).

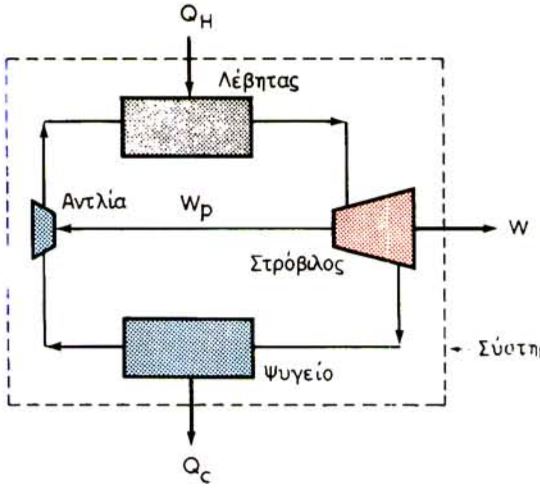
Τις ελλείψεις αυτές του πρώτου νόμου έρχεται να συμπληρώσει ο δεύτερος θερμοδυναμικός νόμος, τον οποίο θα εξετάσομε αμέσως πιο κάτω.

7.2 Ο δεύτερος θερμοδυναμικός νόμος σε ένα 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 έχομε διάφορους, αν και στην ουσία τους ίδιους, ορισμούς για το νόμο αυτό.

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 προωστήρια εγκατάσταση ενός πλοίου (σχ. 7.2). Όπως φαίνεται στο σχήμα, η μηχανή αποτελείται από τέσσερις μονάδες, το λέβητα, το στρόβιλο, το ψυγείο και την αντλία. Στο λέβητα καίγεται το καύσιμο (πετρέλαιο) που μας δίνει τη θερμική ενέργεια για τη μετατροπή του νερού του λέβη-



Σχ. 7.2.
Μία απλή θερμική μηχανή.

τα σε ατμό. Ο λέβητας είναι η «πηγή» της θερμότητας με την υψηλή θερμοκρασία, η οποία, σε λέβητες ναυτικών εγκαταστάσεων μπορεί να φθάσει τους 650°C. Ο ατμός στη συνέχεια εκτονώνεται στο 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 στο λέβητα, ολοκληρώνοντας έτσι τον κύκλο λειτουργίας της θερμικής μηχανής. Η μηχανή αυτή είναι μία από τις πιο απλές μορφές προωστήριας εγκαταστάσεως ατμού που συναντούμε στα πλοία.

Ας δούμε τώρα έναν από τους ορισμούς του δεύτερου νόμου, που έδωσαν οι Kelvin-Planck:

Δεν υπάρχει καμιά κυκλική διεργασία, όπου, μοναδικό αποτέλεσμα είναι η απορρόφηση θερμότητας από μία «πηγή θερμότητας» και η μετατροπή της σε μηχανικό έργο.

Σε σχέση με την πιο πάνω θερμική μηχανή (σχ. 7.2), ο ορισμός αυτός λέει ότι, εάν είχαμε μόνο την απορρόφηση της θερμότητας Q_H στο λέβητα και την παραγωγή έργου W, αν δηλαδή δεν υπήρχε το ψυγείο όπου αφαιρείται ποσό θερμότητας Q_C, τότε δεν θα ήταν δυνατό να έχομε τον κύκλο λειτουργίας που περιγράψαμε. Με άλλα λόγια χωρίς το ψυγείο η θερμική μηχανή δεν μπορεί να λειτουργήσει. Πραγματικά, εάν δεν υπήρχε το ψυγείο, δεν θα μπορούσαμε να συμπυκνώσομε τον ατμό και στη συνέχεια να στείλομε το συμπύκνωμα (νερό) στο λέβητα. Επίσης, σύμφωνα με την πρώτη παρατήρηση του S.

Carnot εάν διατηρούσαμε το ψυγείο, αλλά στην ίδια θερμοκρασία με το 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 το 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 έχομε μία κυκλική διεργασία πρέπει να υπάρχουν δυο «πηγές θερμότητας», με διαφορετικές θερμοκρασίες.

Εδώ θα πρέπει να παρατηρήσομε ότι, από τη σκοπιά της θερμοδυναμικής, το ψυγείο είναι επιζήμιο γιατί, όπως βλέπομε από το σχήμα 7.2, ένα μέρος μόνο της θερμότητας Q_H που δώσαμε στο λέβητα μετατρέπεται σε ωφέλιμο έργο W, ενώ το υπόλοιπο διαφεύγει από το ψυγείο. Με σύμβολα αυτό γράφεται:

$$Q_H = W + Q_C \tag{7.1}$$

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 ένα μηχανικό, συνέπεια που προκύπτει από την πιο πάνω διατύπωση του δεύτερου νόμου είναι ότι:

Καμιά μηχανή, θεωρητική ή πραγματική, δεν μπορεί να μετατρέψει σε μηχανικό έργο όλη τη θερμική ενέργεια που της προσδίνεται.

7.3 Η αρχή της αναστρεψιμότητας.

Η αρχή της αναστρεψιμότητας που είναι χρήσιμη στην αξιολόγηση όχι μόνο των θεωρητικών αλλά και των πραγματικών θερμοδυναμικών κύκλων, καθορίζει τις προϋποθέσεις εκείνες οι οποίες θα πρέπει να ικανοποιηθούν ώστε μία θερμοδυναμική διεργασία να θεωρηθεί αναστρέψιμη.

Ας δούμε ποιες είναι αυτές οι προϋποθέσεις:

1) Η διεργασία θα μπορούσε να εκτελεσθεί με αντίστροφη φορά έτσι ώστε η ενέργεια του συστήματος να επιστρέψει από την τελική κατάσταση στην κατάσταση που βρισκόταν πριν από την εκτέλεση της διεργασίας χωρίς ν' αλλάζει τίποτε εξωτερικά του συστήματος, χωρίς δηλαδή καμιά εξωτερική επέμβαση.

2) Όλη η ενέργεια η οποία μετατρέπεται στη διάρκεια της διεργασίας θα μπορούσε να επιστρέψει από την τελική στην αρχική κατάσταση ποιοτικά και ποσοτικά.

Από τις πιο πάνω προϋποθέσεις αλλά και την εμπειρία μας φαίνεται ότι η αναστρέψιμη διεργασία είναι μία ιδανική κατάσταση που δεν εμφανίζεται στην πράξη. Αυτό αποδεικνύεται με αναρίθμητα παραδείγματα στην πράξη. Ας δούμε μερικά απ' αυτά.

Αν τοποθετήσομε ένα δοχείο με νερό επάνω σε μία αναμμένη θερμάστρα, το νερό θα βράσει και σταδιακά θα μετατραπεί σε ατμό. Για να επανέλθει στην αρχική κατάσταση, δηλαδή να γίνει νερό, πρέπει με κάποιο τρόπο να ψύξομε τον ατμό, πράγμα που σημαίνει ότι θα πρέπει να επέμβομε στο αρχικό σύστημα θερμάστρας-δοχείου. Αυτό όμως δεν ικανοποιεί την πρώτη προϋπόθεση, άρα η διεργασία δεν είναι αναστρέψιμη.

Αν ανοίξομε μία φιάλη με πεπιεσμένο αέρα, ο αέρας θα εξέλθει απ' αυτήν. Για να επαναφέρομε τον αέρα στην αρχική του κατάσταση, χρειάζεται η λειτουργία ενός αεροσυμπιεστή. Έτσι και πάλι δεν ικανοποιείται η πρώτη προϋπόθεση αφού επεμβαίνομε στο σύστημα με τον αεροσυμπιεστη.

Είναι λοιπόν φανερό ότι οι κάθε μορφής απώλειες έχουν ως αποτέλεσμα οι διεργασίες στην πράξη να είναι μη αναστρέψιμες.

7.4 Βαθμός αποδόσεως 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 αποκτήσομε με την εμπειρία, και που είναι ένα από τα πιο βασικά και χρήσιμα στοιχεία μιας μηχανής, είναι η γνώση του ***βαθμού αποδόσεώς*** της. Με απλά λόγια το τι δίνομε και το τι παίρνομε από αυτή. Γνωρίζομε βέβαια ότι δίνομε στη μηχανή θερμική ενέργεια (θερμότητα) και παίρνομε μηχανικό έργο. Έτσι ο βαθμός αποδόσεως ορίζεται ως ο λόγος των δύο αυτών ποσοτήτων, δηλαδή:

$$\eta = \frac{W}{Q} \tag{7.2}$$

όπου: η ο βαθμός αποδόσεως μηχανής (αδιάστατος αριθμός),
W το παραγόμενο καθαρό έργο σε J και
Q η προσδιδόμενη θερμότητα σε J.

Ο βαθμός αποδόσεως λοιπόν είναι ένα μέτρο της ποιότητας της μηχανής σε σχέση με το έργο W που παίρνομε και με τη θερμότητα Q που απαιτείται να δώσομε για να επιτευχθεί αυτό το έργο. Εφαρμόζοντας τον πρώτο θερμοδυναμικό νόμο, σε μια μηχανή, έχομε ότι:

$$W = Q_H - Q_C \tag{7.3}$$

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 εποπτεία στη θερμική μηχανή του σχήματος 7.2. Οπότε η εξίσωση (7.2) γράφεται ως:

$$\eta = \frac{Q_H - Q_C}{Q_H} = 1 - \frac{Q_C}{Q_H} \qquad (7.4)$$

Όπως μπορεί να αποδειχθεί, η εξίσωση (7.4) γράφεται και ως:

$$\eta = 1 - \frac{T_C}{T_H} \qquad (7.5)$$

Οι θερμοκρασίες T_C και T_H της εξισώσεως (7.5) είναι οι απόλυτες θερμοκρασίες των δύο πηγών θερμότητας. Στην εγκατάσταση του σχήματος 7.2 οι θερμοκρασίες αυτές είναι του ψυγείου και του λέβητα αντίστοιχα. Όπως όμως είπαμε προηγουμένως, για να έχομε 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 αποδόσεως είναι πάντα μικρότερος από τη μονάδα. Αυτό σημαίνει ότι ένα μόνο μέρος της θερμικής ενέργειας Q που προσδίνομε στη μηχανή μετατρέπεται σε μηχανική ενέργεια (έργο). Στην πράξη, το έργο που πετυχαίνομε 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 αποδόσεως διαφέρει μεταξύ των διαφόρων τύπων των μηχανών Diesel). Έτσι οι πραγματικές τιμές του βαθμού αποδόσεως των μηχανών Diesel κυμαίνονται μεταξύ 0,38 και 0,50, των αεριοστροβίλων μεταξύ 0,25 και 0,35 κλπ.

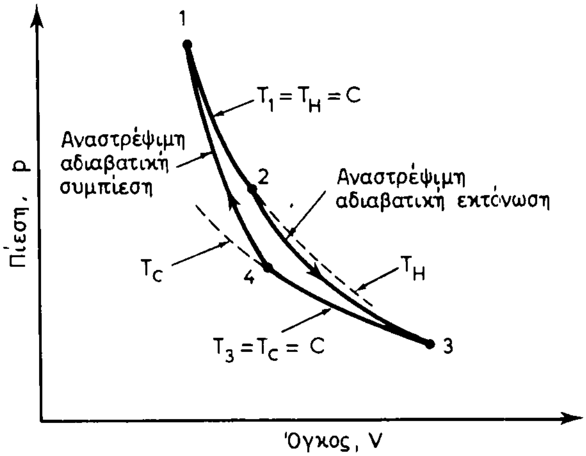
Τα μεγέθη Q και W εκφράζονται στις ίδιες μονάδες και γι' αυτό ο βαθμός αποδόσεως είναι αδιάστατος αριθμός. Πολλές φορές ο πιο πάνω βαθμός ονομάζεται ***θερμικός βαθμός αποδόσεως*** για να τον διακρίνομε από άλλους βαθμούς αποδόσεως, όπως βαθμός αποδόσεως καύσεως, μηχανικός βαθμός αποδόσεως κ.α., οπότε τον συμβολίζομε με το δείκτη θ, η_θ.

7.5 Ο κύκλος και η μηχανή Carnot.

Όπως είπαμε στην παράγραφο 2.5, όταν ένα σύστημα εκτελεί δυο ή περισσότερες διεργασίες και επανέρχεται στην αρχική του κατάσταση, τότε λέμε ότι έχομε ένα θερμοδυναμικό κύκλο. Όλες οι θερμικές μηχανές λειτουργούν επάνω σ' ένα 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 το δεύτερο θερμοδυναμικό νόμο εισάγοντας την έννοια της «αναστρέψιμης διεργασίας» και του «κύκλου» που ήδη αναφέραμε. Έτσι άνοιξε το δρόμο στους επόμενους ερευνητές, όπως οι Kelvin, Clausius, Planck, για την ανάπτυξη των αρχών της μοντέρνας θερμοδυναμικής.

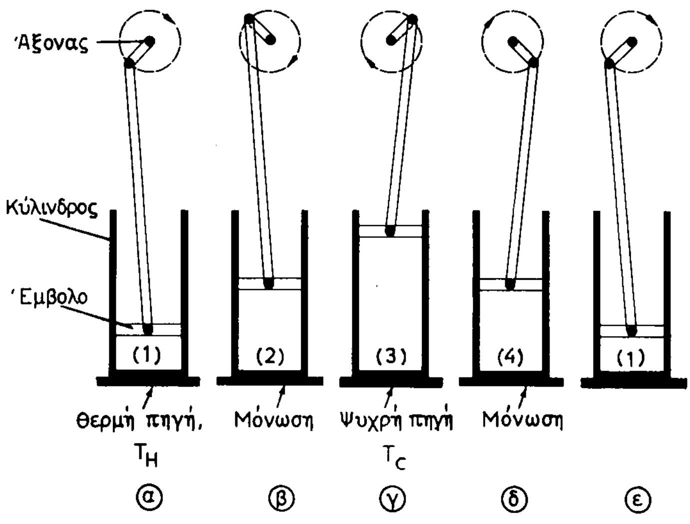
Ο Carnot επινόησε μία θεωρητική μηχανή (μηχανή Carnot) που μπορούσε να λειτουργεί σ' ένα κύκλο με εργαζόμενο μέσο ένα αέριο. Χωρίς να υποπέσομε σε σφάλμα, θεωρούμε ότι το αέριο είναι ατμός. Στη μηχανή αυτή η συμπύκνωση του ατμού και η ατμοποίηση του νερού γίνονται με σταθερή θερμοκρασία, ενώ το έργο της μηχανής παράγεται με αναστρέψιμη αδιαβατική εκτόνωση του ατμού. Ο κύκλος ολοκληρώνεται με μία αδιαβατική αναστρέψιμη συμπίεση. Στο σχήμα 7.5α φαίνεται ο κύκλος Carnot στο διάγραμμα p-V.



Σχ. 7.5α.
Το διάγραμμα p - V για τον κύκλο Carnot.

Για να αντιληφθούμε όμως καλύτερα τη φυσική έννοια της μηχανής Carnot, θεωρούμε ότι η μηχανή που φαίνεται στο σχήμα 7.5β 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 το στροφαλοφόρο άξονα.

Ας παρακολουθήσομε τη μηχανή σε έναν πλήρη κύκλο συγκρίνοντας τις κινήσεις του εμβόλου με τα σημεία του κύκλου στο σχήμα 7.5α. 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 έχομε ροή θερμότητας από το σώμα στο υγρό με σταθερή θερμοκρασία T_1, μέχρι το υγρό να φθάσει στην κατάσταση 2. Μονώνεται τότε ο κύλινδρος ώστε να μην έχομε απώλεια θερμότητας και το υγρό εκτονώνεται αδιαβατικά μέχρι την κατάσταση 3. Για να επαναφέρομε το σύστημα στην αρχική του κατάσταση τοποθετούμε στον κύλινδρο ένα ψυχρό σώμα θερμοκρασίας $T_3 = T_C$. Έχομε τότε ροή θερμότητας από το υγρό στο ψυχρό σώμα με σταθερή θερμο-



Σχ. 7.5β.
Σχηματική παράσταση μηχανής Carnot.

κρασία T_3, μέχρι το υγρό να έλθει στην κατάσταση 4.

Για να φθάσει το υγρό στην κατάσταση 1, μονώνομε και πάλι τον κύλινδρο και συμπιέζομε 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). Καμιά άλλη μηχανή μέχρι σήμερα, έστω και θεωρητική, όπως είναι η μηχανή Carnot, δεν επινοήθηκε ώστε να εργάζεται τόσο αποδοτικά μεταξύ δυο σωμάτων διαφορετικών θερμοκρασιών (θερμό και ψυχρό).

7.6 Βαθμός αποδόσεως κύκλου Carnot.

Από την ανάλυση του κύκλου Carnot αποδεικνύεται ότι το καθαρό έργο που παράγεται δίνεται από τη σχέση*:

$$W = mRT_H \ln\frac{V_2}{V_1} + mRT_C \ln\frac{V_4}{V_3} \qquad (7.6)$$

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

* Η απόδειξη της εξισώσεως (7.6) δίνεται στο Παράρτημα «Α»

κατάσταση 1 στην κατάσταση 2 και αυτή που αφαιρείται από την κατάσταση 3 στην κατάσταση 4, δίνονται από τις σχέσεις:

$$Q_{12} = mRT_H \ln\frac{V_2}{V_1} \tag{7.7}$$

$$Q_{34} = mRT_C \ln\frac{V_4}{V_3} \tag{7.8}$$

Από την εξίσωση (7.4) ο βαθμός αποδόσεως του κύκλου είναι:

$$\eta_\theta = \frac{Q_{12} - Q_{34}}{Q_{12}} \tag{7.9}$$

οπότε, αν αντικαταστήσομε τις εκφράσεις των Q_{12} και Q_{34}, μετά από μερικές πράξεις έχομε την εξίσωση (7.5), δηλαδή:

$$\eta_\theta = \frac{T_H - T_C}{T_H} = 1 - \frac{T_C}{T_H} \tag{7.10}$$

Αν χρησιμοποιήσομε τις σχέσεις των τελείων αερίων (βλ. κεφάλαιο έκτο), τότε ο θερμικός βαθμός αποδόσεως η_θ παίρνει τη μορφή:

$$\eta_\theta = 1 - \left(\frac{p_4}{p_1}\right)^{(k-1)/k} = 1 - \left(\frac{\upsilon_1}{\upsilon_4}\right)^{k-1} = 1 - \frac{T_3}{T_1} = 1 - \frac{T_4}{T_3} \tag{7.11}$$

Οι πιο πάνω σχέσεις εφαρμόζονται για κάθε καθαρή ουσία και όχι μόνο για τέλεια αέρια.

Εξετάζοντας τον κύκλο Carnot, μπορούμε να παρατηρήσομε ότι:

1) Ο κύκλος αυτός αποτελείται από δύο αναστρέψιμες διεργασίες (εκτόνωση και συμπίεση) και δύο ισοθερμοκρασιακές αλλαγές καταστάσεως, 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) βλέπομε ότι ο βαθμός αποδόσεως αυξάνει όσο ο λόγος T_C/T_H μειώνεται. Αυτό μπορούμε να το επιτύχομε 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 τάξεως των 20°C, δηλαδή $t = 20°C$ ή $T_C = 293$ K. Αντίστοιχα, το ανώτερο όριο της θερμοκρασίας T_H στην οποία δίνομε τη θερμότητα Q_{12} στον κύλινδρο, μπορεί να φθάσει μέχρι και 1650°C. Η θερμοκρασία αυτή στην πράξη είναι αρκετά μικρότερη για λόγους αντοχής των υλικών.

Για παράδειγμα αναφέρομε ότι σε ένα σύστημα από υλικά υψηλής αντοχής όπου μπορούμε να πετύχομε θερμοκρασία $t_H = 800°C$, και θερμοκρασία $t_C = 20°C$, ο βαθμός αποδόσεως μιας μηχανής Carnot, σύμφωνα με την εξίσωση

(7.10), θα είναι:

$$\eta_\theta = 1 - \frac{273 + 20}{273 + 800} = 0{,}727$$

Βλέπομε 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 τό 72,7% της θερμότητας που προσλαμβάνει. Συγκρίνοντας τον πιο πάνω βαθμό αποδόσεως (0,727) με τους βαθμούς αποδόσεως των πραγματικών μηχανών που αναφέραμε στην παράγραφο 7.4 βλέπομε τις επιπτώσεις των απωλειών που αναπόφευκτα υπάρχουν στην πράξη και οι οποίες έχουν ως αποτέλεσμα την απώλεια ενός σημαντικού μέρους του έργου που παράγεται.

3) Από την εξίσωση (7.10) βλέπομε ότι για να επιτύχομε μία μηχανή με απόδοση 100%, θα πρέπει η θερμοκρασία T_C να φθάσει το απόλυτο μηδέν, πράγμα φυσικά αδύνατο. Γι' αυτό τέτοια μηχανή είναι αδύνατο να κατασκευασθεί.

Μπορούμε λοιπόν να πούμε ότι η μηχανή Carnot δεν μπορεί να κατασκευασθεί. 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 7.6α. Αποτελείται από ιδανικές (χωρίς τριβές) μονάδες οι οποίες είναι ο αεροσυμπιεστής C, ο στρόβιλος T, ο θάλαμος καύσεως 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 στο θάλαμο καύσεως δίνομε θερμότητα 310 kJ/kg. Ζητείται: α) Ο βαθμός αποδόσεως του κύκλου, β) το ποσό της θερμότητας που αφαιρείται στο ψυγείο και γ) η θερμοκρασία στο ψυγείο.

Λύση.

Το εργαζόμενο μέσο είναι αέρας οπότε εφαρμόζομε τις σχέσεις του τέλειου αερίου. Από τον Πίνακα Γ6 έχομε k = 1,4.

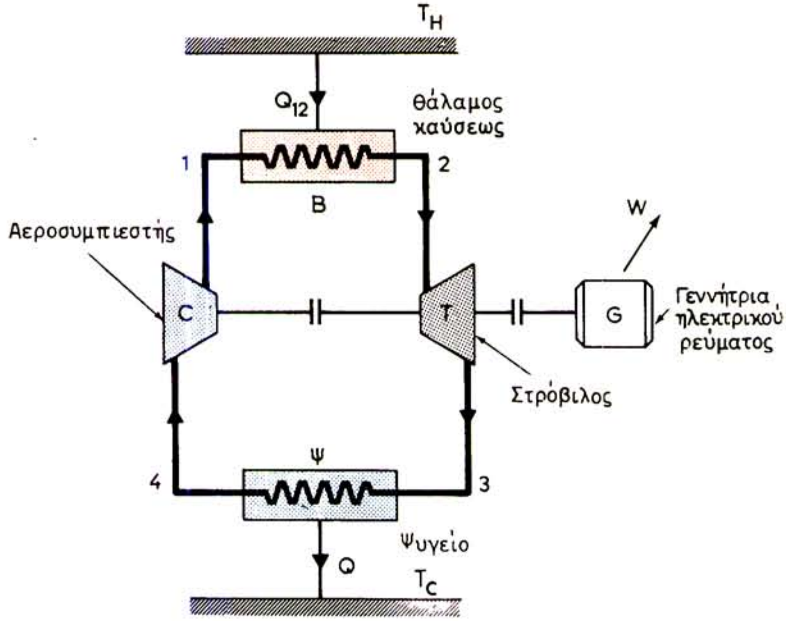
α) Από την εξίσωση (7.11) ο βαθμός αποδόσεως είναι:

$$\eta_\theta = 1 - \left(\frac{p_4}{p_1}\right)^{(k-1)/k} = 1 - \left(\frac{1}{4}\right)^{0{,}286} = 0{,}327$$

β) οπότε από την εξίσωση (7.9) έχομε 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



Σχ. 7.6α.
Σχηματική παράσταση μηχανής Carnot.

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 $8{,}4 \times 10^3$ kPa. Η θερμότητα που δίνεται στον κύκλο είναι 4,2 kJ. Να προσδιορισθεί ο μέγιστος όγκος του κυλίνδρου, εάν η ελάχιστη θερμοκρασία στη διάρκεια του κύκλου είναι 300 K.

Λύση.

Από το σχήμα 7.5α βλέπομε 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 ακολουθήσομε τη διεργασία 1-2-3.

Εφόσον το εργαζόμενο μέσο είναι ο αέρας, εφαρμόζομε τις εξισώσεις τελείων αερίων. Έτσι από την εξίσωση (6.6) έχομε ότι:

$$V_1 = \frac{mRT_1}{p_1} = \frac{0{,}05 \times 0{,}287 \times 940}{8{,}4 \times 10^3} = 1{,}606 \times 10^{-3}\ m^3$$

Από την εξίσωση (7.7), λύνοντας ως προς V_2 παίρνομε:

$$\ln\frac{V_2}{V_1} = \frac{Q_{12}}{p_1V_1} = \frac{4{,}2}{8{,}4 \times 10^3 \times 1{,}606 \times 10^{-3}} = 0{,}311$$

$$V_2 = e^{0,311} V_1 = 1,365 \times 1,606 \times 10^{-3} = 2,192 \times 10^{-3}\ m^3$$

$$T_2 = T_1 = 940\ K$$

οπότε
$$p_2 = \frac{mRT_2}{V_2} = \frac{0,05 \times 0,287 \times 940}{2,192 \times 10^{-3}}$$

$$p_2 = 6,15 \times 10^3\ kPa$$

Για την αναστρέψιμη αδιαβατική εκτόνωση 2 - 3, από την εξίσωση (6.20) έχομε ότι:

$$\frac{V_3}{V_2} = \left(\frac{T_2}{T_3}\right)^{1/(k-1)}$$

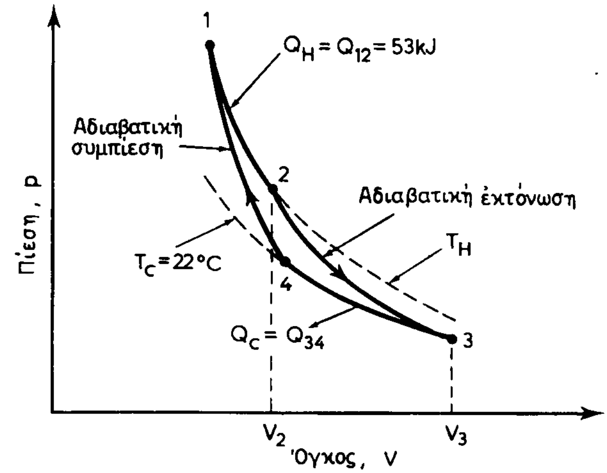
και
$$V_3 = 2,192 \times 10^{-3} \times \left(\frac{940}{300}\right)^{2,5} = 38,1 \times 10^{-3}\ m^3$$

Παράδειγμα 3.

Το εργαζόμενο μέσο σε μία μηχανή Carnot είναι άζωτο. Η θερμότητα που δίνεται στη μηχανή είναι 53 kJ ενω ο λόγος αδιαβατικής εκτονώσεως V_3/V_2 16:1. Η χαμηλή θερμοκρασία του κύκλου, όπου αφαιρείται ένα ποσό θερμότητας, είναι 22°C. Να προσδιορισθεί: α) Ο βαθμός αποδόσεως, β) η θερμότητα που αφαιρείται και γ) το έργο που παράγεται από τη μηχανή.

Λύση.

Σχηματίζομε αρχικά τον κύκλο λειτουργίας της μηχανής και σημειώνομε τα στοιχεία που γνωρίζομε, όπως φαίνεται στο σχήμα 7.6β.



Σχ. 7.6β.
Διάγραμμα κύκλου μηχανής παραδείγματος 3.

Ο λόγος της αδιαβατικής εκτονώσεως 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.

α) Από την εξίσωση (7.10) έχομε ότι:

$$\eta_\theta = 1 - \frac{T_C}{T_H} \qquad (1)$$

Για να υπολογίσομε το η_θ θα πρέπει να βρούμε την υψηλή θερμοκρασία T_H του κύκλου.

Από την εξίσωση (6.20) για αδιαβατική εκτόνωση τέλειου αερίου έχομε:

$$\frac{T_2}{T_3} = \frac{T_H}{T_C} = \left(\frac{V_3}{V_2}\right)^{k-1}$$

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 στην εξίσωση (1) και παίρνομε:

$\eta_\theta = 1 - 0{,}331 = 0{,}669$ ή θερμικός βαθμός αποδόσεως 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):

$$W = \eta_\theta\, Q_{12} = 0{,}669 \times 53 = 35{,}46 \text{ kJ}$$

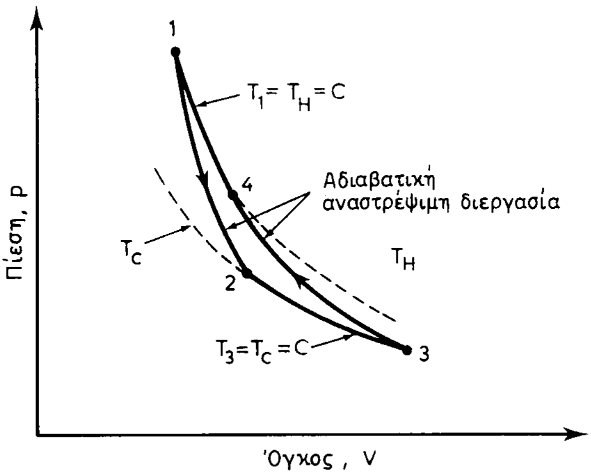
Για να ελέγξομε αν το αποτέλεσμα που βρήκαμε για την ερώτηση (γ) είναι σωστό χρησιμοποιούμε την εξίσωση (7.3), η οποία θα πρέπει να μας δώσει το ίδιο αποτέλεσμα. Πραγματικά:

$$W = Q_H - Q_C = 53 - 17{,}54 = 35{,}46 \text{ kJ}$$

7.7 Ο αντίστροφος κύκλος Carnot.

Η μηχανή Carnot που εξετάσαμε προηγουμένως είναι μία μηχανή η οποία εργάζεται στον κύκλο του σχήματος 7.5α και η οποία προσλαμβάνει θερμότητα και αποδίδει έργο· είναι δηλαδή μία κινητήρια μηχανή. Όταν τον κύκλο αυτόν τον αντιστρέψομε σημαίνει ότι θα πρέπει να δώσομε κάποιο έργο για να αφαιρέσομε ένα ποσό θερμότητας. Επάνω σ' αυτό τον κύκλο λειτουργούν οι ψυκτικές εγκαταστάσεις, όπως π.χ. το οικιακό ψυγείο. Πραγματικά, σ' ένα ψυγειο προσδίνομε ενέργεια με ένα ηλεκτρικό κινητήρα, ο οποίος στρέφει ένα συμπιεστή, και το ψυκτικό υγρό (εργαζόμενο μέσο) αφαιρεί τη θερμότητα από το εσωτερικό του ψυγείου που βρίσκεται σε χαμηλή θερμοκρασία και την αποβάλλει σ' ένα συμπυκνωτή που βρίσκεται έξω από το ψυγείο και σε υψηλότερη θερμοκρασία. Με άλλα λόγια δίνομε έργο με τη μορφή της ηλεκτρικής ενέργειας και παίρνομε θερμότητα μέσα από το ψυγειο, δηλαδή από τα τρόφιμα.

Ο κύκλος αυτός αποτελείται από τις ίδιες διεργασίες που συναντήσαμε στον κύκλο Carnot ο οποίος παράγει έργο (σχ. 7.5α), με τη διαφορά ότι λειτουργεί με αντίστροφη φορά, όπως φαίνεται στο διάγραμμα p-V του σχήματος 7.7.



Σχ. 7.7.
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 προσδίνοντας σ' αυτή μηχανικό έργο. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα την απόρριψη της θερμότητας σε υψηλότερη θερμοκρασία. Την απόδοση μιας τέτοιας μηχανής την προσδιορίζομε με το συντελεστή λειτουργίας σ_λ που είναι το αντίστροφο του βαθμού αποδόσεως που χρησιμοποιήσαμε για τις μηχανές παραγωγής έργου. Η έννοια του συντελεστή λειτουργίας είναι η ίδια με του βαθμού αποδόσεως που αναφέραμε προηγουμένως, δηλαδή το τι απαιτούμε από την εγκατάσταση με το τι θα πρέπει να δώσομε 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 δώσομε είναι το έργο που δίνεται. Εάν το εργαζόμενο μέσο στην αναστρέψιμη μηχανή είναι τέλειο αέριο, τότε ο συντελεστής λειτουργίας αποδεικνύεται ότι ειναι:

$$\sigma_\lambda = \frac{Q_{23}}{W} = \frac{p_3 V_3 \ln (V_2/V_3)}{p_1 V_1 \ln (V_2/V_3) - p_3 V_3 \ln (V_2/V_3)} \tag{7.12}$$

Μετά από ορισμένες απλοποιήσεις το $σ_λ$ δίνεται ως:

$$σ_λ = \frac{T_3}{T_1 - T_3} = \frac{T_C}{T_H - T_C} \qquad (7.13)$$

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 τη μονάδα.

Στον ίδιο κύκλο λειτουργίας βασίζονται και οι μονάδες κλιματισμού που τελευταία τις ονομάζομε και αντλίες θερμότητας, γιατί αντλούν θερμότητα για τη θέρμανση ή ψύξη χώρων ενδιαιτήσεων ή άλλων διαμερισμάτων των πλοίων. Ο συντελεστής λειτουργίας αυτών των μονάδων ορίζεται ως:

$$σ_{λα} = \frac{T_H}{T_H - T_C} \qquad (7.14)$$

γιατί εδώ μας ενδιαφέρει η μεταφορά της θερμότητας στην υψηλή θερμοκρασία T_H, και όχι από τη χαμηλή θερμοκρασία T_C, όπως συμβαίνει στις ψυκτικές εγκαταστάσεις.

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 προσδιορισθεί η ισχύς της μηχανής που απαιτείται για την αφαίρεση της θερμότητας αυτής.

Λύση.

Από την εξίσωση (7.13) έχομε ότι ο συντελεστής λειτουργίας είναι:

$$σ_λ = \frac{T_C}{T_H - T_C} = \frac{260}{320 - 260} = 4{,}33$$

οπότε η ισχύς της μηχανής είναι:

$$\dot{W} = \frac{\dot{Q}_{23}}{σ_λ} = \frac{40}{4{,}33} = 9{,}23 \text{ kW}$$

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 σπιτιού 23°C, η απώλεια της θερμότητας από το σπίτι είναι 20 kW. Να προσδιορισθεί 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 προσδιορισθεί: 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 $21{,}5 \times 10^3$ Nm και λαμβάνει θερμότητα 90 kJ. Να προσδιορισθεί: α) Ο βαθμός αποδόσεως 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 αποδόσεώς 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 μια 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 προσδιορισθεί: α) Ο βαθμός αποδόσεως και β) η θερμότητα που δίνεται και η θερμότητα που αφαιρείται από τη μηχανή, αν η μάζα του εργαζόμενου μέσου είναι 0,14 kg.

(*Απ.:* α) 0,65, β) 92 kJ και 32 kJ)

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΟΓΔΟΟ

ΕΝΤΡΟΠΙΑ

8.1 Η έννοια της εντροπίας.

Πριν προχωρήσομε στη διατύπωση του μαθηματικού ορισμού της εντροπίας και στον τρόπο χρησιμοποιήσεώς 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 υποθέσομε, λοιπόν, ότι έχομε ένα μεγάλο δίσκο που περιέχει ένα 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 έχομε 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 το 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 αφήσομε 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 στο δίσκο θα δει οτι οι σφαίρες εξακολουθούν να μετακινούνται κατά τη θέλησή τους και οτι πολλές κόκκινες σφαιρες είναι συγκεντρωμένες σε ορισμένα σημεία, άσπρες σε άλλα σημεία κλπ. Κάθε φορά που επαναλαμβάνομε 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 αντικαταστήσομε τώρα τις σφαίρες με άτομα δύο αερίων, π.χ. του αργού και του ηλίου και το δίσκο με ένα μονωμένο αδιαβατικά τοίχο. Παρατηρητής είμαστε εμείς. Θα παρατηρηθεί η ίδια διεργασία του διασκορπισμού. ***Το μέτρο της αβε-***

βαιότητάς μας για τη μικροσκοπική (εσωτερική) κατάσταση του συστήματος, όταν γνωρίζομε 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 λοιπόν να πούμε ότι η εντροπία είναι το μέτρο της «αταξίας» του συστήματος ή το μέτρο της αβεβαιότητας που έχομε για τη μικροσκοπική κατάσταση ενός συστήματος.

8.2 Η εντροπία συστήματος.

Ας δούμε τώρα μερικές γενικές έννοιες που έχουν σχέση με την εντροπία ενός συστήματος.

Από το δεύτερο θερμοδυναμικό νόμο γνωρίζομε 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 και είδαμε ότι 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 λέμε ότι είναι ***μη διαθέσιμο*** για μετατροπή σε μηχανικό έργο. Η εντροπία είναι ένας δείκτης αυτής της μη διαθεσιμότητας της ενέργειας.

Την εντροπία μπορούμε επίσης να τη θεωρήσομε 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 συνδεμένες· κάθε διεργασία στην οποία παρατηρούμε αύξηση της εντροπίας, είναι μη αναστρέψιμη διεργασία. Εδώ μπορούμε να παραλληλίσομε 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 παρατηρήσομε ότι κάθε αύξηση της εντροπίας του σύμπαντος είναι ***μόνιμη.*** Αυτό σημαίνει ότι ούτε μπορούμε ν' απαλλαγούμε απ' αυτήν ούτε και να την καταστρέψομε. Κάθε φυσική διεργασία που συντελειται 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 φύσεως, η οποία συχνά ονομάζεται ***νόμος της υποβαθμίσεως της ενέργειας.*** Βέβαια αυτό δεν σημαίνει ότι η συνολική ενέργεια του σύμπαντος χάνεται, αλλά απλά δεν είναι διαθέσιμη για παραγωγή έργου. Αρκεί να φαντασθεί κανείς ότι για τη λειτουργία των μηχανών των αυτοκινήτων, των εργοστασίων, των πλοίων κλπ., αφαιρούμε από το σύμπαν θερμική ενέργεια σε υψηλή θερμοκρασία και την επιστρέφομε με τη μορφή έργου, τριβών κλπ. πάλι στη φύση, αλλά σε χαμηλή θερμοκρασία (περιβάλλον), με αποτέλεσμα τη μείωση της διαθέσιμης ενέργειας της φύσεως, αφού η ενέργεια σε χαμηλή θερμοκρασία δεν είναι πια εκμεταλλεύσιμη.

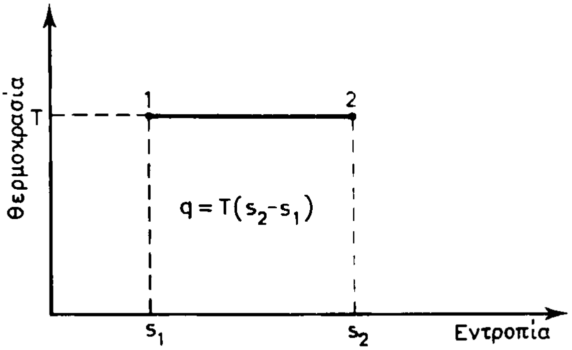
8.3 Η εντροπία σε κλειστό και σε ανοικτό σύστημα.

Στις περισσότερες πρακτικές εφαρμογές ενδιαφερόμαστε για την αλλαγή της εντροπίας ενός συστήματος παρά για τις απόλυτες τιμές της.

Έτσι για μία ισοθερμοκρασιακή αναστρέψιμη διεργασία (σχ. 8.3), από την κατάσταση 1 στην κατάσταση 2, όπου $T_1 = T_2 = T$, η μεταβολή της εντροπίας του συστήματος δίνεται από τη σχέση:

$$s_2 - s_1 = \frac{q}{T} \qquad (8.1)$$

όπου: q η θερμότητα που προσδίνεται στη διεργασία σε J/kg και
T η απόλυτη θερμοκρασία της διεργασίας σε K.



Σχ. 8.3.
Ισοθερμοκρασιακή διεργασία.

Σ' ένα κλειστό σύστημα η αλλαγή της εντροπίας συνοψίζεται στα εξής:

1) Η εντροπία θα μειωθεί όταν από το σύστημα αφαιρέσομε θερμότητα, με την προϋπόθεση ότι όλες οι διεργασίες ειναι αναστρέψιμες.

2) Η εντροπία θα παραμείνει σταθερή όταν έχομε ***αναστρέψιμη αδιαβατική*** διεργασία. Μία τέτοια διεργασία ονομάζεται και ***ισοεντροπική.***

3) Η εντροπία θα αυξηθεί όταν στο σύστημα προσθέσομε θερμότητα, είτε η διεργασία είναι αναστρέψιμη είτε όχι.

4) Η εντροπία ενός μονωμένου συστήματος θα αυξηθεί όταν έχομε 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 βρίσκομε 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 έχομε μία σταθερή ροή μάζας $\dot{m}$, η αλλαγή της εντροπίας είναι:

$$\dot{m}\,(s_0 - s_i) \geqslant \frac{\dot{Q}}{T} \tag{8.2}$$

όπου: s_i, s_0 η ειδική εντροπία του εργαζόμενου μέσου στην είσοδο και έξοδο του συστήματος αντίστοιχα σε J/kgK,
$\dot{Q}$ η προσδιδόμενη θερμότητα σε W,
T η απόλυτη θερμοκρασία της διεργασίας σε K και
$\dot{m}$ η ροή μάζας σε kg/s.

Εάν δεν έχομε μεταφορά θερμότητας, τότε η εξίσωση (8.2) γίνεται:

$$s_0 \geqslant s_i \tag{8.3}$$

Επομένως για σταθερή αδιαβατική ροή μάζας η εντροπία αυξάνεται ή παραμένει σταθερή· ποτέ δεν ελαττώνεται.

Ασχοληθήκαμε ως τώρα με τις διάφορες έννοιες που δίνομε στην εντροπία και δώσαμε το μαθηματικό ορισμό της· στοιχεία απαραίτητα για να αποκτήσομε μία γενική ιδέα της νέας αυτής ιδιότητας των διαφόρων ουσιών που ονομάσαμε εντροπία. Αμέσως πιο κάτω θα προχωρήσομε στην εξέταση του τρόπου με τον οποίο μπορούμε να χρησιμοποιήσομε την εντροπία στην επίλυση πρακτικών προβλημάτων.

8.4 Υπολογισμός της εντροπίας για τέλεια αέρια.

Για να μπορέσομε να χρησιμοποιήσομε την εντροπία, θα πρέπει να γνωρίζομε τις τιμές που παίρνει για τις διάφορες καταστάσεις του εργαζόμενου μέσου στη λειτουργία ενός συστήματος. Θα υπολογίσομε 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 θεωρουμε ότι οι ειδικές θερμότητες, c_p, $c_υ$ και c_n είναι σταθερές, η μεταβολή της εντροπίας του αερίου μεταξύ δύο καταστάσεων 1 και 2 υπολογίζεται από τις σχέσεις*:

$$S_2 - S_1 = mc_n \ln\frac{T_2}{T_1} \tag{8.4}$$

---

* Η απόδειξη των εξισώσεων (8.4), (8.5) και (8.6) δίνεται στο Παράρτημα «Α».

$$S_2 - S_1 = mc_v \ln \frac{T_2}{T_1} + mR \ln \frac{V_2}{V_1} \tag{8.5}$$

$$S_2 - S_1 = mc_p \ln \frac{T_2}{T_1} - mR \ln \frac{p_2}{p_1} \tag{8.6}$$

Έτσι υπάρχουν τρεις εξισώσεις που περιγράφουν τη μεταβολή της εντροπίας για ένα τέλειο αέριο μέσα σε ένα κλειστό σύστημα. Η χρησιμοποίηση μιας 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 προσδιορισθεί η μεταβολή της εντροπίας του αέρα με τη βοήθεια μιας των παραπάνω εξισώσεων.

Λύση.

Από τα δεδομένα του προβλήματος φαίνεται ότι η εξίσωση (8.6) μας δίνει αμέσως τη λύση. Έτσι έχομε ότι:

Για $T_1 = 273 + 27 = 300$ K $\quad T_2 = 273+527 = 800$ K

$p_1 = 100$ kPa $\quad p_2 = 500$ kPa

και από τον Πίνακα Γ6 $c_p = 1{,}005$ kJ/kgK και $R = 0{,}287$ kJ/kgK,

οπότε $\quad S_2 - S_1 = 3 \times (1{,}005 \times \ln \frac{800}{300} - 0{,}287 \times \ln \frac{500}{100}) = 1{,}57$ kJ/K

Για να υπολογίσομε την αλλαγή της εντροπίας από τις εξισώσεις (8.4) και (8.5) θα πρέπει πρώτα να βρούμε τους άγνωστους που είναι c_n, V_2 και V_1. Από την εξίσωση του τέλειου αερίου έχομε:

$$V_1 = \frac{mRT_1}{p_1} = \frac{3 \times 0{,}287 \times 300}{100} = 2{,}583 \text{ m}^3$$

$$V_2 = \frac{mRT_2}{p_2} = \frac{3 \times 0{,}287 \times 800}{500} = 1{,}378 \text{ m}^3$$

Από τα δεδομένα της ασκήσεως μπορούμε να πούμε ότι η διεργασία είναι πολυτροπική γιατί έχομε μεταβολή της πιέσεως, της θερμοκρασίας και του όγκου και, επίσης, στην εκφώνηση δεν αναφέρεται ότι το σύστημα είναι μονωμένο, δηλαδή $Q \neq 0$. Έχομε 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 παίρνομε:

$$n = \frac{\ln(p_2/p_1)}{\ln(V_1/V_2)} = \frac{\ln(500/100)}{\ln(2{,}583/1{,}378)} = 2{,}56$$

Από την εξίσωση (6.30α) βρίσκομε το c_n .

$$c_n = \frac{c_p - nc_\upsilon}{1 - n} = 0{,}534 \text{ kJ/kg K}$$

Οπότε, αντικαθιστώντας στην εξίσωση (8.4) έχομε:

$$S_2 - S_1 = mc_n \ln\frac{T_2}{T_1} = 3 \times 0{,}534 \times \ln\frac{800}{300} = 1{,}57 \text{ kJ/K}$$

Επίσης από την εξίσωση (8.5) παίρνομε:

$$S_2 - S_1 = (3 \times 0{,}717 \times \ln\frac{800}{300}) + (3 \times 0{,}287 \times \ln\frac{1{,}378}{2{,}583})$$

ή $$S_2 - S_1 = 1{,}57 \text{ kJ/K}$$

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 υπολογισθεί το έργο ανά μονάδα μάζας που έδωσε ο αέρας κατά την εκτόνωση.

Λύση.

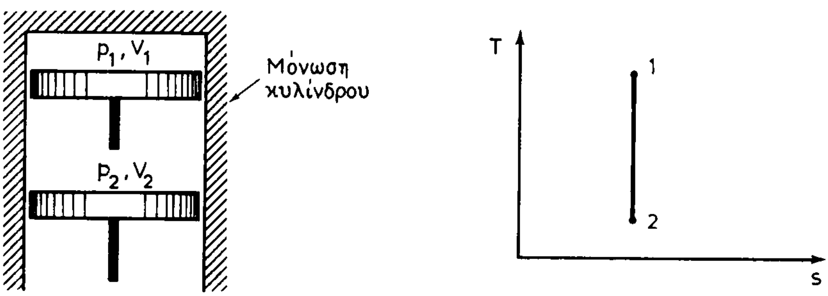
Εδώ έχομε ένα κλειστό σύστημα (σχ. 8.4). Εφόσον έχομε ισοεντροπική εκτόνωση, έχομε ότι Q = 0 και s = σταθερή· γιατί, όπως είπαμε, η ισοεντροπική εκτόνωση είναι διεργασία αναστρέψιμη ***και*** αδιαβατική (Q = 0).

Ο πρώτος νόμος είναι, εξίσωση (4.10):

$$q = (u_2 - u_1) + w \qquad (1)$$

αλλά q = 0 οπότε:

$$w = u_1 - u_2$$



Σχ. 8.4.
Εκτόνωση αερίου σε κύλινδρο (παράδειγμα 2).

Από την εξίσωση (6.9) έχομε ότι:

$$W = u_1 - u_2 = c_\upsilon (T_1 - T_2) \qquad (2)$$

Επειδή η διεργασία είναι αδιαβατική, από την εξίσωση (6.21) έχομε:

$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{k/(k-1)}$$

όπου για αέρα k = 1,4 (Πίνακας Γ6).

Λύνομε ως προς T_2 και παίρνομε:

$$T_2 = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(k-1)/k} = 1111 \times \left(\frac{1}{4}\right)^{0,4/1,4} = 1111 \times 0,67 = 748 \text{ K}$$

$$\text{ή} \qquad t_2 = 475°\text{C}$$

Αντικαθιστούμε στην εξίσωση (2), ($c_\upsilon = 0,717$ kJ/kg K) και έχομε:

$$W = 0,717 \times (1111 - 748) = 260 \text{ kJ/kg}$$

8.5 Η εντροπία καθαρής ουσίας.

Ας δούμε τώρα πώς μπορούμε να υπολογίσομε την εντροπία μιας καθαρής ουσίας. Πιο συγκεκριμένα, θα εξετάσομε 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). Εξ άλλου ως ιδιότητα του εργαζόμενου μέσου, μπορεί να υπολογισθεί όπως οι άλλες ιδιότητες, δηλαδή η ενθαλπία h, η ειδική εσωτερική ενέργεια u κλπ. Έτσι την εντροπία ενός υγρού ατμού με βαθμό ξηρότητας x την υπολογίζομε με βάση την εξίσωση (5.2), όπου αντί για την ενθαλπία h, θεωρούμε την εντροπία s. Δηλαδή:

$$s = s_f + x s_{fg} \qquad (8.7)$$

όπου: s_f η εντροπία του κεκορεσμένου νερού σε J/kgK και
s_{fg} η εντροπία ατμοποιήσεως 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 8.5α φαίνεται το διάγραμμα θερμοκρασίας - εντροπίας (T-s) του ατμού, όπου περιλαμβάνονται οι περιοχές του κεκορεσμένου νερού, υγρού ατμού και υπέρθερμου ατμού. Είναι πολύ χρήσιμο γιατί περιέχει τα εξής βασικά στοιχεία:

1) Οι επιφάνειες επάνω στο διάγραμμα έχουν τις μονάδες του έργου (kJ).

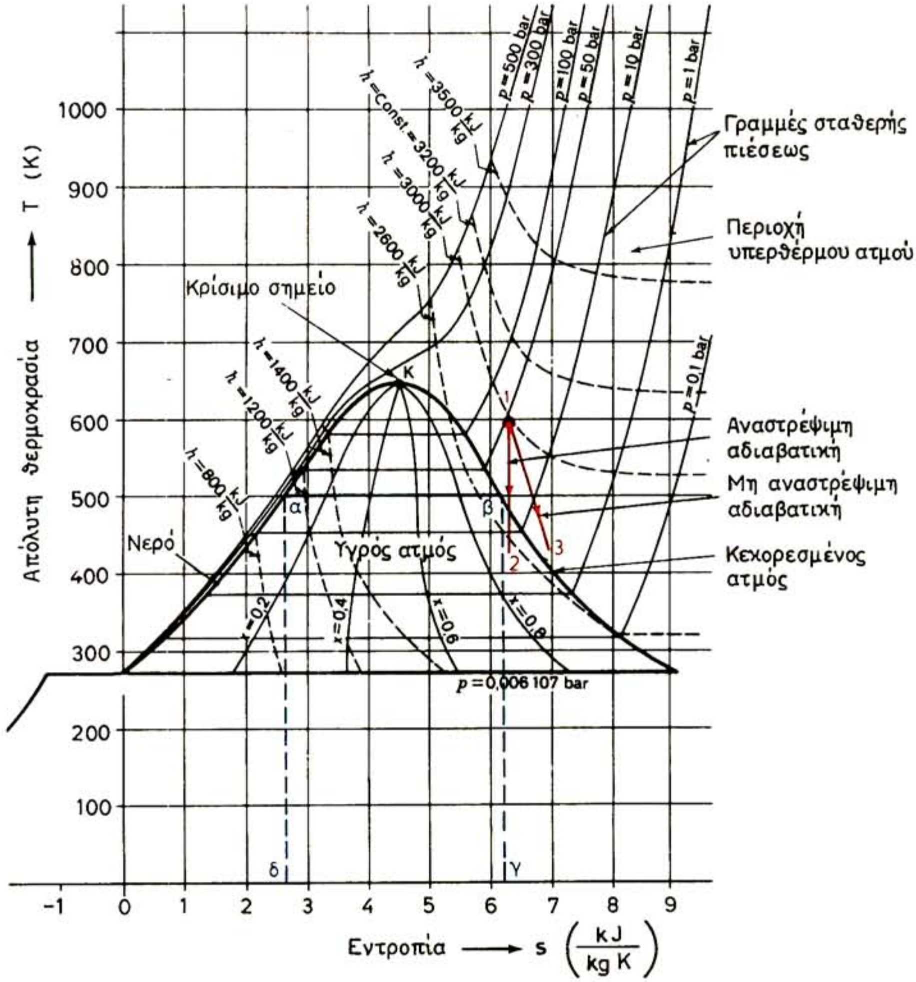
2) Στην περιοχή του υγρού ατμού οι γραμμές σταθερής πιέσεως είναι οριζόντιες.

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. 8.5α) το ποσό της θερμότητας q που μεταφέρεται ισούται με:

$$q = T\,(s_\beta - s_\alpha) \tag{8.8}$$

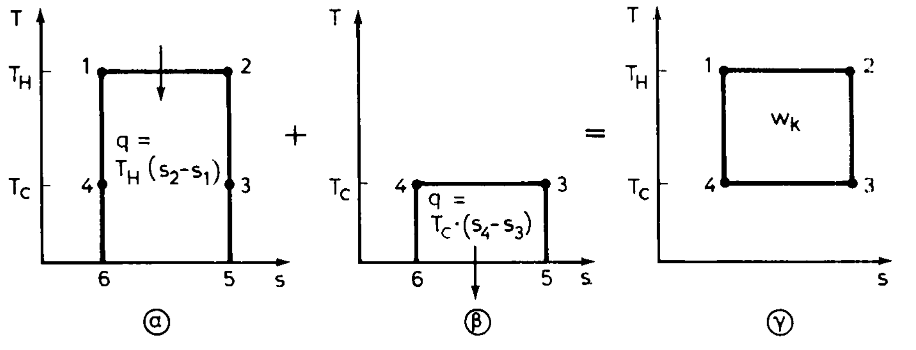
Στο διάγραμμα T-s (σχ. 8.5α) η ποσότητα $T(s_\beta - s_\alpha)$ είναι φυσικά η επιφάνεια αβγδ κάτω από τη γραμμή αβ.



Σχ. 8.5α.
Διάγραμμα ατμού T - s.

4) Η ισοεντροπική ή αναστρέψιμη αδιαβατική διεργασία είναι κατακόρυφη ευθεία γραμμή.

5) Σε ένα κύκλο που αποτελείται από αναστρέψιμες διεργασίες, δηλαδή σε ένα 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 8.5β (α) π.χ. η επιφάνεια 1-2-5-6-1 μας δίνει τη θερμότητα που προσδίνεται στο σύστημα στην ισοθερμοκρασιακή διεργασία 1-2, $T_1 = T_2 = T_H =$ σταθ. Η επιφάνεια 4-3-5-6-4 μας δίνει τη θερμότητα που απορρίπτεται στην ισοθερμοκρασιακή διεργασία 3-4 $T_C = T_4 = T_3 =$ σταθ. [σχ. 8.5б (б)]. Η διαφορά αυτών των δυο επιφανειών είναι η επιφάνεια 1-2-3-4-1 [σχ. 8.5б (γ)], που παριστάνει την καθαρή θερμότητα q_K, η οποία δόθηκε στο σύστημα και είναι ίση με το καθαρό έργο w_K.



Σχ. 8.5β.
Γραφική παρουσίαση του καθαρού έργου.

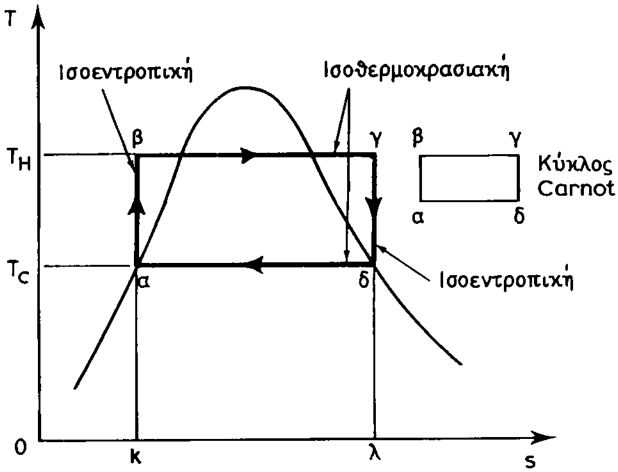
6) Από το διάγραμμα βρίσκομε το θερμικό βαθμό αποδόσεως ενός αναστρέψιμου κύκλου. Εάν ο κύκλος έχει τη διεύθυνση των δεικτών του ρολογιού, τότε έχομε ένα κύκλο παραγωγης μηχανικού έργου. Όπως είπαμε προηγουμένως, το καθαρό έργο είναι η επιφάνεια που περικλείεται από τον κύκλο και η θερμότητα που προσδίνεται στον κύκλο είναι η επιφάνεια κάτω από την υψηλότερη οριζόντια γραμμή. Ο θερμικός βαθμός αποδόσεως του κύκλου, όπως τον ορίσαμε με την εξίσωση (7.2), είναι ο λόγος αυτών των δύο επιφανειών.

7) Εάν το εργαζόμενο μέσο εκτελεί ένα κύκλο Carnot, η διαδρομή του στο διάγραμμα T-s θα είναι ένα ορθογώνιο. Στο σχήμα 8.5γ 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 αποδόσεως του κύκλου Carnot είναι:

$$\eta_\theta = \frac{\text{επιφάνεια αβγδα}}{\text{επιφάνεια κβγλκ}} \qquad (8.9)$$

Από τη γεωμετρία, ο λόγος των επιφανειών στην εξίσωση (8.9) είναι ίσος με το λόγο των υψών των δύο ορθογωνίων, δηλαδή με $(T_H - T_C)/T_H$. Όπως ακριβώς ορίσαμε το θερμικό βαθμό αποδόσεως στην εξίσωση (7.5).

8) Μία αδιαβατική μη αναστρέψιμη διεργασία παριστάνεται από μία γραμμή που έχει κλίση προς τα δεξιά (σχ. 8.5α)· και αυτό γιατί η εντροπία πάντα μεγαλώνει σε μη αναστρέψιμες διεργασίες.



Σχ. 8.5γ.
Ο κύκλος Carnot στο διάγραμμα T - s.

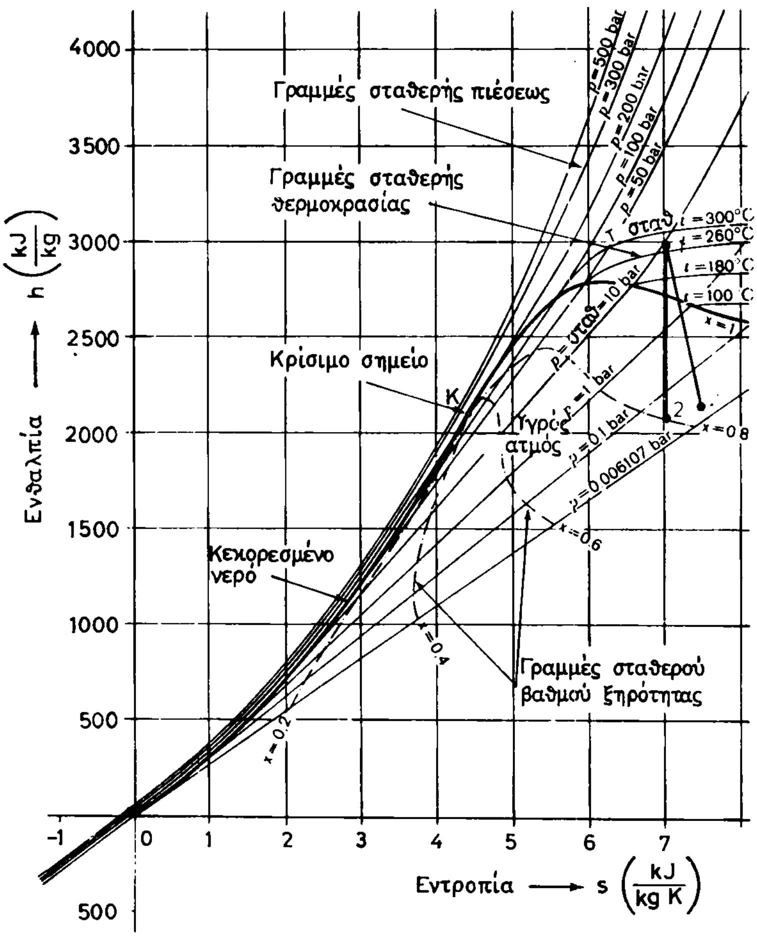
8.5.2 Διάγραμμα Mollier ενθαλπίας - εντροπίας (h-s).

Το σχήμα 8.5δ 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 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 αναστρεψίμων) και των θεωρητικών (αναστρεψίμων) αδιαβατικών εκτονώσεων και συμπιέσεων.

Στο σχήμα 8.5δ δίνομε μερικές γραμμές σταθερής πιέσεως και θερμοκρασίας μαζί με γραμμές που έχουν σταθερό βαθμό ξηρότητας (σταθερής ποιότητας). Στην περιοχή του υγρού ατμού οι γραμμές σταθερής πιέσεως και θερμοκρασίας συμπίπτουν όπως φαίνεται και στο σχήμα 5.4β.

---

*R. Mollier (1863-1935). Γερμανός επιστήμονας στον οποίο οφείλονται τόσο αυτό όσο και άλλα διαγράμματα για την παρουσίαση των θερμοδυναμικών ιδιοτήτων και διεργασιών.



Σχ. 8.5δ.
Διάγραμμα ενθαλπίας - εντροπίας για ατμό (Mollier).

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 στο στρόβιλο με αρκετή ακρίβεια, χωρίς να χρησιμοποιήσουν τους πίνακες ατμού. Στο σχήμα 8.5δ μία ισοεντροπική εκτόνωση μέσα σ' ένα στρόβιλο από την κατάσταση 1 (εισαγωγή του ατμού στο στρόβιλο), μέχρι το σημείο 2 (εξαγωγή από το στρόβιλο), παριστάνεται με μία κατακόρυφη γραμμή. Η τομή της γραμμής αυτής με τη γραμμή της πιέσεως εξαγωγής του στροβίλου μας δίνει το σημείο 2· έτσι προσδιορίζομε αμέσως την κατάσταση της εκτονώσεως (σημείο 2) χωρίς να χρησιμοποιήσομε τους πίνακες ατμού. Πιο συγκεκριμένα, το σημείο 1 έχει ενθαλπία $h_1 \simeq 3000$ kJ/kg και εντροπία $s_1 \simeq 7$ kJ/kgK και το σημείο 2 ενθαλπία $h_2 \simeq 2100$ 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 $h_1 - h_2 \simeq 900$ kJ/kg.

Στο σχήμα 8.5δ φαίνεται επίσης η πραγματική εκτόνωση 1-2΄ στο 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 600×10^3 N/m^2 εισέρχεται με σταθερή παροχή μέσα σε ένα στρόβιλο όπου εκτονώνεται ισοεντροπικά. Η εξαγωγή του στροβίλου πραγματοποιείται μέσα σε ένα ψυγείο που έχει πίεση 30×10^3 N/m^2 (σχ. 8.5ε). 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 8.5ε έχομε τα στοιχεία του ατμού στην είσοδο και έξοδο του στροβίλου τα οποία πήραμε από τους πίνακες ατμού. Επίσης, στο σχήμα σημειώνομε και τις άγνωστες ποσότητες. Πιο συγκεκριμένα, από τους πίνακες ατμού παίρνομε για ξηρό κεκορεσμένο ατμό και $p_1 = 600 \times 10^3$ N/m^2, ή $p_1 = 6$ bar (Πίνακας Γ2):

$$h_1 = 2755{,}5 \text{ kJ/kg} \quad \text{και} \quad s_1 = 6{,}7575 \text{ kJ/kgK}$$

για πίεση $p_2 = 30 \times 10^3$ N/m^2, μας είναι άγνωστη η ενθαλπία h_2 γιατί δεν γνωρίζομε την ποιότητα του ατμού, δηλαδή το βαθμό ξηρότητας, μετά την εκτόνωση. Η εντροπία είναι η ίδια, $s_2 = s_1 = 6{,}7575$ kJ/kgK, αφού η εκτόνωση είναι ισοεντροπική. Άρα θα πρέπει να βρούμε οπωσδήποτε το βαθμό ξηρότητας του ατμού. Με βάση την εξίσωση (8.7), για την κατάσταση 2 μπορούμε να γράψομε ότι:

$$s_2 = s_f + x s_{fg} \qquad (1)$$

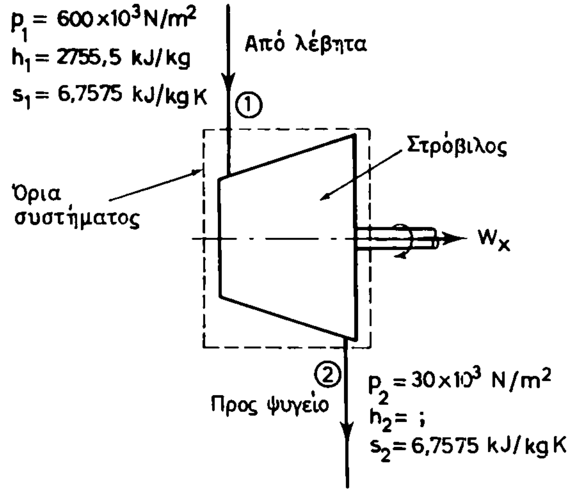
Από τον Πίνακα Γ2 για $p_2 = 30 \times 10^3$ N/m^2 $= 0{,}3$ bar παίρνομε:

$$s_f = 0{,}9441 \text{ kJ/kgK} \quad \text{και} \quad s_{fg} = 6{,}8254 \text{ kJ/kgK}$$

οπότε, αντικαθιστώντας τις τιμές στην εξίσωση (1) και λύνοντας ως προς x έχομε:

$$x = \frac{6{,}7575 - 0{,}9441}{6{,}8254} = 0{,}852$$

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



Σχ. 8.5ε.
Εκτόνωση ατμού σε ατμοστρόβιλο.

βρούμε το βαθμό ξηρότητας θα πρέπει να βεβαιωθούμε ότι η παραδοχή μας είναι σωστή,όπως συμβαίνει στην περίπτωσή 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 έχομε 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).

$$h_2 = h_f + x h_{fg} \qquad (2)$$

Από τον Πίνακα Γ2 για $p_2 = 0,3$ bar παίρνομε:

$$h_f = 289,3 \text{ kJ/kg} \qquad h_{fg} = 2336,1 \text{ kJ/kg}$$

οπότε από την εξίσωση (2) έχομε 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 στροβίλου, που αναπτύξαμε πιο πάνω, είναι πολύ συνηθισμένη σε εγκαταστάσεις ατμού.

Παράδειγμα 2.

Να βρεθεί το έργο του στροβίλου 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 εκτονώσεως) 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 διαβάζομε $h_1 = 2755$ kJ/kg. Το τέλος της εκτονώσεως (σημείο 2) ορίζεται από την τομή της γραμμής εκτονώσεως και της γραμμής $p_2 = 0{,}3$ bar. Για το σημείο 2 διαβάζομε ότι $h_2 =$ 2280 kJ/kg, οπότε το έργο της εκτονώσεως 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 υπολογισθεί: 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:

$$s_1 = s_f + x s_{fg} \qquad (1)$$

Από τον Πίνακα ατμού Γ1 για t = 200°C έχομε:

$$s_f = 2{,}3307 \text{ kJ/kgK} \quad \text{και} \quad s_{fg} = 4{,}0971 \text{ kJ/kgK}$$

και από την εξίσωση (1) παίρνομε:

$$s_1 = 2{,}3307 + (0{,}9 \times 4{,}0971) = 6{,}0181 \text{ kJ/kgK}$$

Στην πίεση 200×10^3 N/m^2 ή 2 bar η θερμοκρασία του κεκορεσμένου ατμού είναι 120,23°C (βλ. Πίνακα Γ2). Η θερμοκρασία όμως παραμένει 200°C. Αυτό σημαίνει ότι ο ατμός έγινε υπέρθερμος, οπότε για p = 2 bar και t = 200°C από τον Πίνακα Γ3 έχομε 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 το ορισμό της εντροπίας, εξίσωση (8.1α), έχομε 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 μια 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 υπολογισθεί: α) Η αύξηση της ειδικής εντροπίας και β) εάν η μάζα του υγρού είναι 2.31 kg, να βρεθεί επίσης η αύξηση της εντροπίας.

(*Απ.:* α) 0,360 kJ/kgK, β) 0,832 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 7×10^3 N/m^2.
   γ) Ατμός με βαθμό ξηρότητας 0,9 σε πίεση 700 kN/m^2.
   δ) Ατμός σε πίεση 400×10^3 N/m^2 και θερμοκρασία 600°C.

(*Απ.:* α) 6,836, β) 0,559, γ) 6,234, δ) 8,456 kJ/kgK)

3. Ένα σύστημα αποτελείται από μίγμα νερού και ατμού που έχει 0,1 kg νερού και 0,7 kg ατμού. Τα δύο μέρη του μίγματος βρίσκονται σε ισορροπία σε πίεση 300×10^3 N/m^2. Να βρεθεί ο βαθμός ξηρότητας, η θερμοκρασία και η ειδική εντροπία του μίγματος.

(*Απ.:* 0,875, 133,6°C, 6,326 kJ/kgK)

4. Σε ένα στρόβιλο, εκτονώνεται *αδιαβατικά* με σταθερή παροχή ατμός από πίεση 6 10^6 N/m^2 και θερμοκρασία 400C σε πίεση 800 10^3 N/m^2 και θερμοκρασία 200C. Να προσδιορισθεί το έργο που παράγει ο στρόβιλος στη μονάδα της μάζας.

(*Απ.:* 341,5 kJ/kg)

5. Ατμός βαθμού ξηρότητας 0,9 συμπιέζεται αναστρέψιμα και αδιαβατικά από πίεση 200×10^3 N/m^2, σε πίεση 2×10^6 N/m^2. Να προσδιορισθεί: 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

ΚΥΚΛΟΙ ΙΣΧΥΟΣ ΑΤΜΟΥ

9.1 Γενικά.

Μέχρι τώρα εξετάσαμε διάφορες διεργασίες μεμονωμένες, οι οποίες βρίσκουν εφαρμογή σε διάφορες μονάδες (π.χ. στρόβιλος). Στην πράξη όμως οι θερμικές μηχανές λειτουργούν επάνω σε θερμοδυναμικούς κύκλους που αποτελούνται από μία σειρά τέτοιων διεργασιών. Κατά συνέπεια η μελέτη ενός κύκλου αποτελείται από την επί μέρους εξέταση κάθε μιας διεργασίας του, όπως ήδη έχομε κάνει για το θεωρητικό κύκλο Carnot στο έβδομο κεφάλαιο. Ας υποθέσομε π.χ. ότι ένας κύκλος λειτουργίας αποτελείται από δύο ισοθερμοκρασιακές και δύο ισοεντροπικές διεργασίες (κύκλος Carnot)˙ για κάθε μία απ' αυτές γνωρίζομε ήδη τις σχέσεις που συνδέουν τις ιδιότητες του εργαζόμενου μέσου (ενθαλπία, εντροπία κλπ.), τις σχέσεις που δίνουν το παραγόμενο έργο κλπ. Άρα έχομε όλα τα στοιχεία που αφορούν τον κύκλο λειτουργίας και που μας επιτρέπουν να προχωρήσομε στη μελέτη του. Με άλλα λόγια η μελέτη ενός κύκλου λειτουργίας γίνεται με σύνθεση όσων έχομε 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 ατμοστροβίλων 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 εξετάσομε μόνο τους ατμοστρόβιλους, γιατί οι παλινδρομικές μηχανές δεν χρησιμοποιούνται πια στα πλοία· αντικαταστάθηκαν από τους ατμοστρόβιλους γιατί αυτοί έχουν καλύτερο βαθμό αποδόσεως 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 προσδιορίσομε τις διαδοχικές φάσεις λειτουργίας του, τις αλλαγές καταστάσεως του εργαζόμενου μέσου, τον τρόπο μετατροπής της θερμικής ενέργειας σε ωφέλιμο μηχανικό έργο, τις απώλειες και το βαθμό αποδόσεώς του. Επίσης στη μελέτη αυτή θα προβούμε σε ορισμένες απλοποιητικές παραδοχές, 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 φάσεις λειτουργίας μιας μηχανής δεν ταυτίζονται με τις αντίστοιχες του θεωρητικού κύκλου. Οι διαφορές αυτές οφείλονται σε μηχανικούς λόγους, τους οποίους δεν μπορούμε να αποφύγομε, όπως είναι π.χ. οι κατασκευαστικές ατέλειες, οι περιορισμοί στην κατασκευή κ.ά. Πέρα από τους λόγους αυτούς έχομε 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.

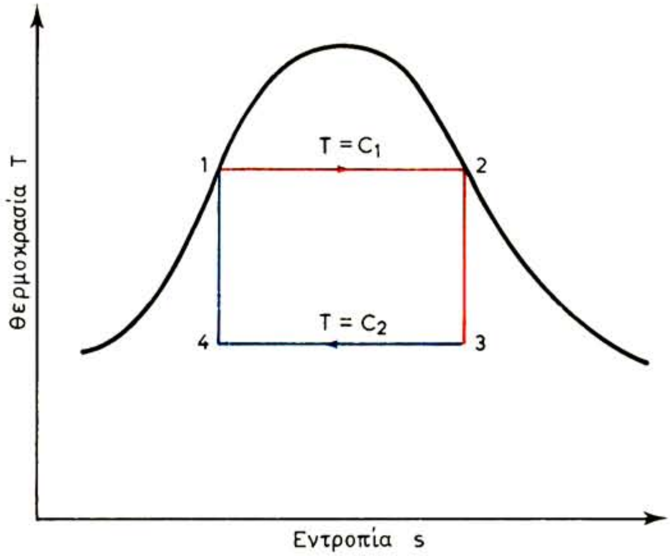
2) ***Ο κύκλος λειτουργίας είναι κλειστός,*** δηλαδή η μάζα παραμένει ποσοτικά αλλά και ποιοτικά ίδια. Στην πράξη όμως έχομε πάντα απώλειες από τις σωληνώσεις των δικτύων της μηχανικής εγκαταστάσεως που μας αναγκάζουν να συμπληρώνομε, π.χ. με νερό, ώστε η ποσότητα του εργαζόμενου μέσου στη διάρκεια του κύκλου να είναι πάντα η ίδια. Αυτό έχει σαν συνέπεια να εισάγομε στον κύκλο μάζα με διαφορετικές θερμοδυναμικές ιδιότητες, όπως π.χ. συμβαίνει με το νερό που συμπληρώνομε, που είναι πιο κρύο απ' αυτό που λειτουργεί μέσα στο δίκτυο της εγκαταστάσεως.

Τέλος κρίθηκε απαραίτητη, για λόγους εποπτείας, η συνοπτική παρουσίαση των πραγματικών κύκλων παρ' όλο ότι αποτελεί αντικείμενο άλλων μαθημάτων (ατμοστρόβιλοι, ΜΕΚ κλπ).

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 χρησιμοποιήσομε για την παραγωγή μηχανικού έργου. Ο θερμοδυναμικός κύκλος Carnot φαίνεται στο διάγραμμα T-s στο σχήμα 9.2. 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 του σημείου 3, παράγοντας μηχανικό έργο. Στην έξοδο του στροβίλου, κατάσταση 3, έχομε μίγμα 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 μίγματος ατμού - νερού της καταστάσεως 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 ατμοστροβίλου προώσεως. Η δεύτερη δυσκολία είναι ότι πρακτικά είναι αδύνατη η ισοεντροπική συμπίεση του μίγματος α-



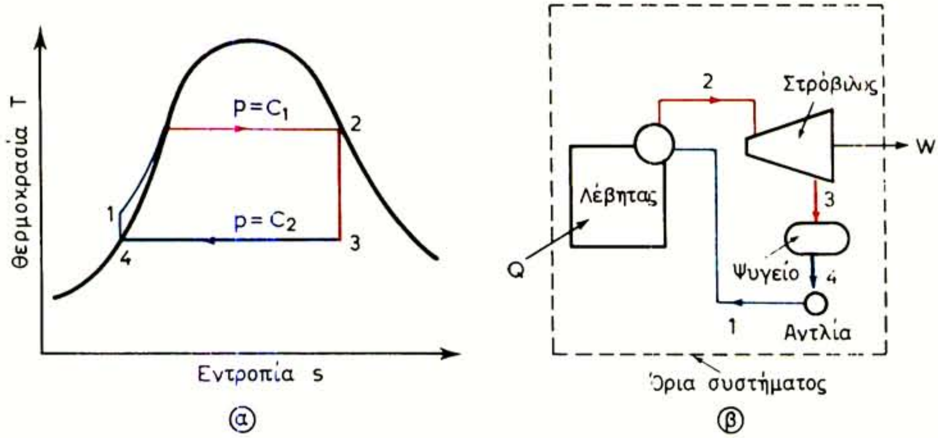
Σχ. 9.2.
Θερμοδυναμικός κύκλος Carnot με ατμό.

τμού - νερού από την κατάσταση 4 στην κατάσταση 1 για να μη αναφέρομε και το ότι η διεργασία της συμπυκνώσεως με σταθερή θερμοκρασία είναι επίσης δύσκολο να εφαρμοσθεί στην πράξη.

9.3 Ο κύκλος ισχύος ατμού ή κύκλος Rankine.

Ο κύκλος Rankine υπερνικά τις πιο πάνω δυσκολίες του κύκλου Carnot. Γι' αυτό και καθιερώθηκε ως ο κύκλος ισχύος ατμού επάνω στο οποίο λειτουργούν όλοι οι ναυτικοί ατμοστρόβιλοι. Στο σχήμα 9.3α(α) φαίνεται ο θερμοδυναμικός κύκλος Rankine στο διάγραμμα T-s και στο σχήμα 9.3α(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 στο 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 στο 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 προσδίδομε έργο για την ανύψωση της πιέσεως.

Πριν προχωρήσομε όμως στην ανάλυση του θερμοδυναμικού κύκλου για να προσδιορίσομε τα χαρακτηριστικά του μεγέθη, όπως π.χ. έργο, βαθμό αποδόσεως κλπ. θα δώσομε μία σύντομη περιγραφή της λειτουργίας των μονάδων του μηχανικού κύκλου [σχ. 9.3α(β)], για να δούμε με ποιο τρόπο λειτουργούν και ποιο σκοπό εξυπηρετεί κάθε μία απ' αυτές, ακολουθώντας συγχρόνως το θερμοδυναμικό κύκλο στο διάγραμμα T-s [σχ. 9.3α(α)].

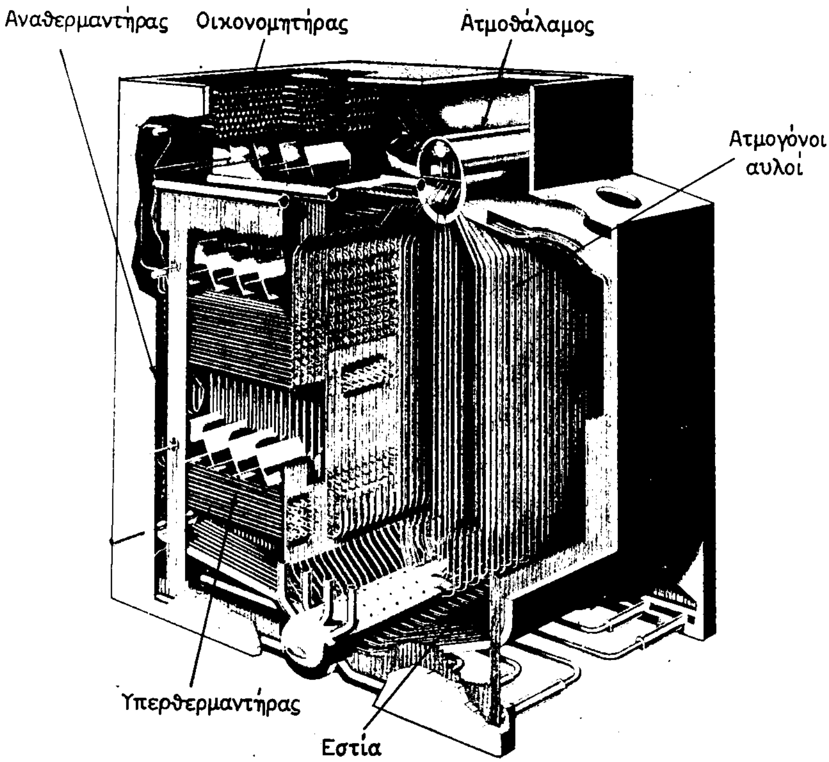


Σχ. 9.3α.
α) Διάγραμμα T-s κύκλου Rankine. β) Σχηματική διάταξη των μονάδων του κύκλου Rankine.

9.3.1 Περιγραφή μηχανικού κύκλου.

Στο σημείο 1 (σχ. 9.3α) το εργαζόμενο μέσο είναι νερό σε πίεση p_1, που εισέρχεται στο 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 στο λέβητα. Έτσι από την κατάσταση 1 όπου έχομε νερό πηγαίνομε στην κατάσταση 2 όπου το νερό έχει μετατραπεί σε κεκορεσμένο ατμό. Ένας γνωστός τύπος ναυτικού λέβητα φαίνεται στο σχήμα 9.3β.

Ανοίγοντας τις βαλβίδες του λέβητα, η υψηλή πίεση του ατμού τον οδηγεί στο στρόβιλο, όπου έχομε τη δεύτερη μετατροπή της ενέργειας. Στο στρόβιλο ο ατμός εκτονώνεται και η θερμική ενέργεια μετατρέπεται σε μηχανική ενέργεια ή έργο. Η εκτόνωση γίνεται από την κατάσταση 2 στη 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 9.3γ. 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 διαμορφώσεώς τους, στρέφουν, συμπαρασύροντας τον άξονα του στροβίλου. Αυτός με τη σειρά του συμπαρασύρει τον ελικοφόρο άξονα του πλοίου, με τον οποίο είναι σταθερά συνδεμένος. Βλέπομε λοιπόν, ότι στην πραγματικότητα η δεύτερη μετατροπή της ενέργειας αποτελείται από δύο στάδια. Στο πρώτο έχο-

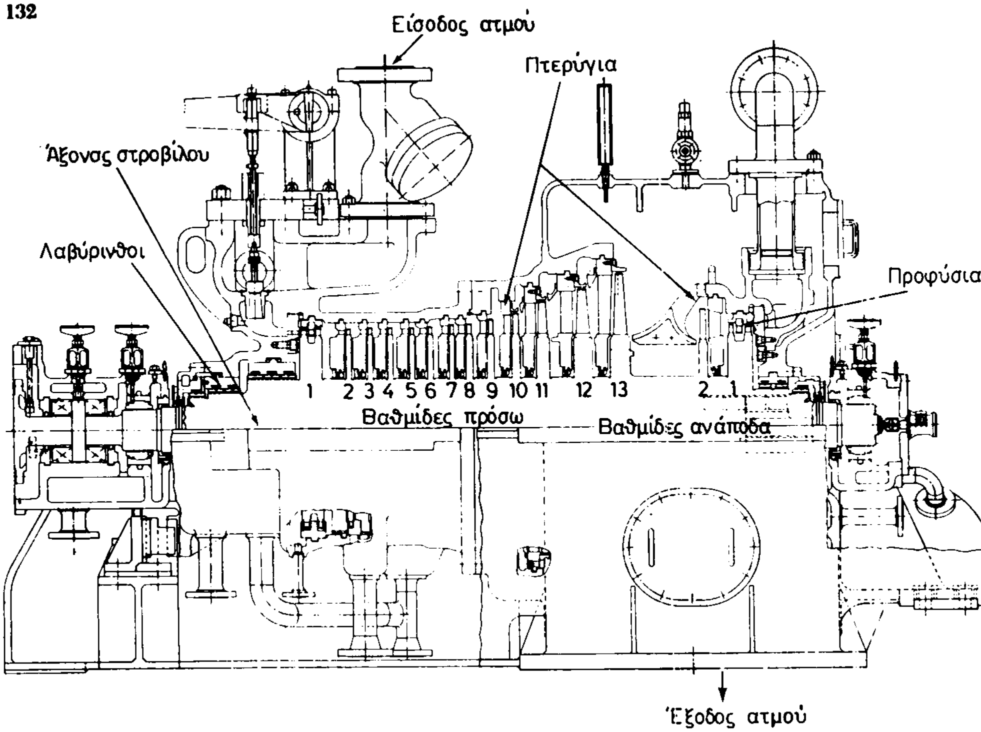


Σχ. 9.3β.
Τομή ενός λέβητα.

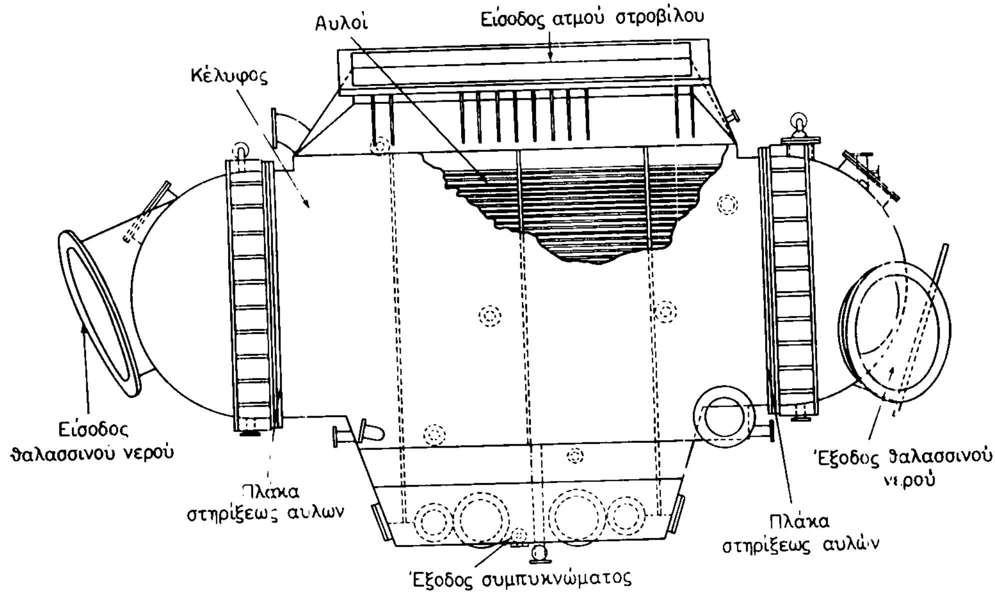
με μετατροπή της δυναμικής ενέργειας (υψηλή πίεση ατμού) σε κινητική ενέργεια (υψηλή ταχύτητα ατμού) μέσα στα προφύσια και στο δεύτερο έχομε μετατροπή της κινητικής ενέργειας σε μηχανικό έργο μέσα στα πτερύγια του ατμοστροβίλου.

Στο σημείο 3 ο ατμός εξέρχεται από το στρόβιλο και εισέρχεται μέσα στο ψυγείο, όπου συμπυκνώνεται, δηλαδή μετατρέπεται σε νερό, καθώς δίνει όλη τη λανθάνουσα θερμότητα συμπυκνώσεως στο θαλασσινό νερό που κυκλοφορεί μέσα στο ψυγείο. Έτσι, από την κατάσταση 3 το νερό μεταφέρεται στην κατάσταση 4. Το ψυγείο αυτό αποτελείται από δύο πλάκες, επάνω στις οποίες είναι εκτονωμένοι αυλοί, όπως φαίνεται στο σχήμα 9.3δ. 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 το στρόβιλο. Το θαλασσινό νερό έχει πολύ χαμηλότερη θερμοκρασία από τον ατμό και έτσι επιτυγχάνεται η ψύξη και συμπύκνωσή του. Στο ψυγείο, λοιπόν, έχομε 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 στο λέβητα (κατάσταση 1), από όπου άρχισε η λειτουργία του κύκλου Rankine. Αυτή η μεταφορά του νερού μέσα στο λέβητα χρειά-

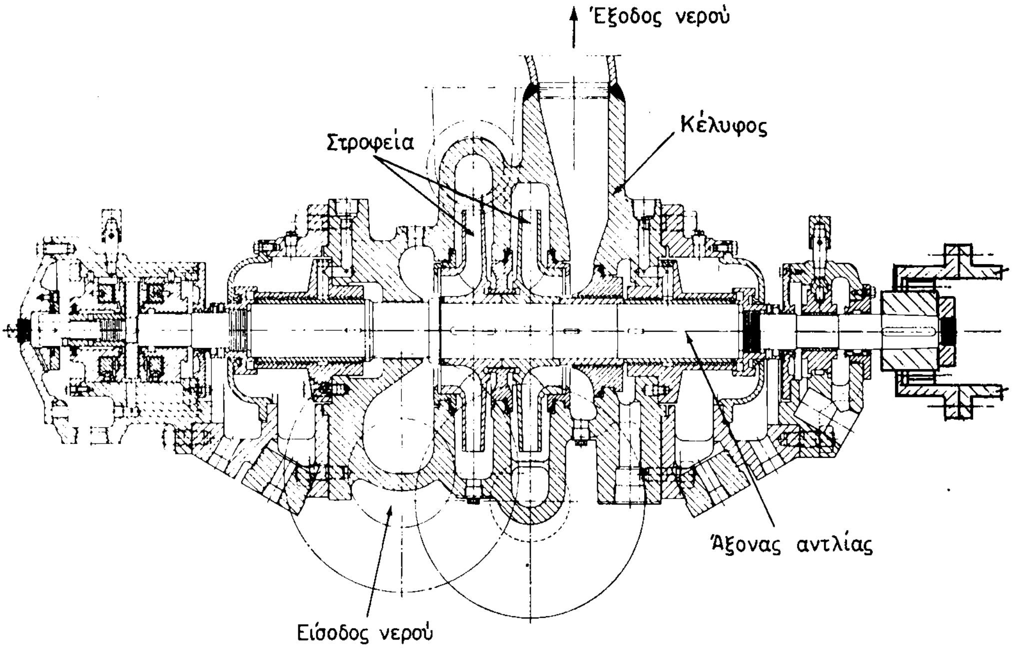


Σχ. 9.3γ.
Ναυτικός ατμοστρόβιλος.



Σχ. 9.3δ.
Ψυγείο εγκαταστάσεως ναυτικού ατμοστροβίλου.

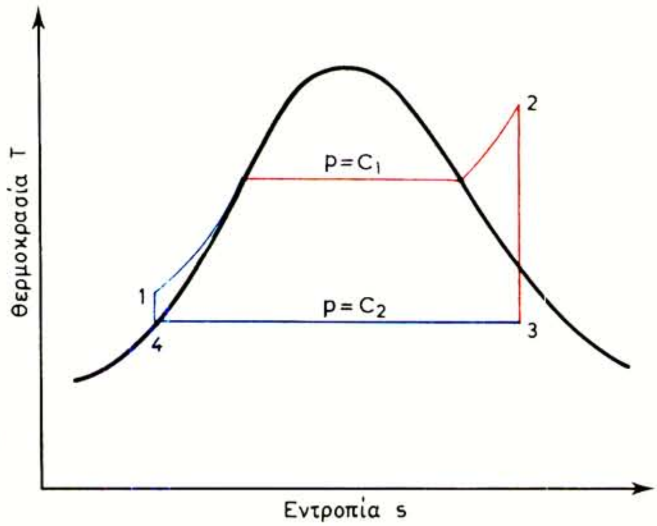
ζεται κάποια μηχανική ενέργεια, η οποία δίνεται από μία ή περισσότερες αντλίες που είναι είτε ηλεκτροκίνητες είτε ατμοκίνητες. Οι αντλίες αυτές ονομάζονται αντλίες τροφοδοτήσεως και έχουν τη μορφή που φαίνεται στο σχήμα 9.3ε. Αποτελούνται συνήθως από δύο στροφεία που είναι στερεωμένα επάνω



Σχ. 9.3ε.
Αντλία τροφοδοτήσεως λέβητα.

σε ένα άξονα. Ο άξονας στρέφεται με τη βοήθεια είτε ενός ηλεκτρικού κινητηρα είτε ενός μικρού ατμοστροβίλου. Με την κίνηση αυτή τα στροφεία αναρροφούν το νερό του ψυγείου και το καταθλίβουν με υψηλή πίεση στο λέβητα. Έτσι το νερό επανέρχεται στην αρχική του κατάσταση στο σημείο 1.

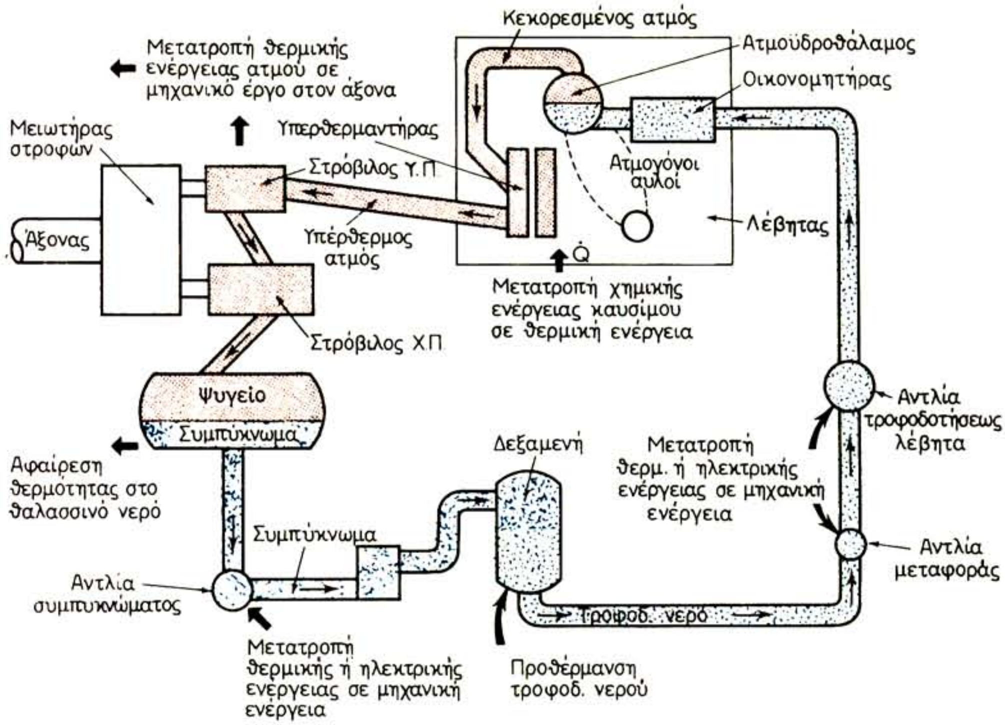
Ο μηχανικός κύκλος Rankine που περιγράψαμε εδώ αποτελεί την πιο απλοποιημένη μορφή ναυτικής εγκαταστάσεως ατμοστροβίλου και δεν την συναντά κανείς στα σημερινά σύγχρονα πλοία. Η περιγραφή της συνεπώς είχε καθαρά εκπαιδευτικό χαρακτήρα, γιατί περιέχει όλα τα βασικά στοιχεία που συνθέτουν τις πιο εξελιγμένες εγκαταστάσεις ατμοστροβίλου, όπως θα δούμε πιο κάτω. Ενδεικτικά αναφέρομε ότι η συνήθης πρακτική στις μέρες μας, είναι να κάνομε τον ατμό υπέρθερμο αντί κεκορεσμένο όπως είπαμε προηγουμένως. Μ' αυτό τον τρόπο επιτυγχάνομε, 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 το στρόβιλο έχει μεγαλύτερο βαθμό ξηρότητας από ό,τι είχε όταν ο ατμός ήταν κεκορεσμένος. Η διαδικασία αυτή της υπερθερμάνσεως φαίνεται παραστατικά από τη σύγκριση του διαγράμματος T-s του σχήματος 9.3στ με το διάγραμμα του σχήματος 9.3α(α). Στο διάγραμμα του σχήματος 9.3στ η γραμμή της ισοεντροπικής εκτονώσεως 2-3 μεταφέρθηκε προς τα δεξιά με αποτέλεσμα το σημείο εξαγωγής του ατμού από το 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 υπερθερμάνσεως του ατμού στους σύγχρονους ναυτικούς λέβητες είναι από 490° μέχρι 540°C. Αντίστοιχα και οι τιμές της πιέσεως 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 9.3στ.



Σχ. 9.3στ.
Ο κύκλος Rankine με υπέρθερμο ατμό.

Η πιο πάνω στοιχειώδης λειτουργική και θερμοδυναμική περιγραφή του κύκλου Rankine, με υπέρθερμο ατμό, φαίνεται παραστατικά σε μια τυπική διάταξη εγκαταστάσεως ατμοστροβίλου στο σχήμα 9.3ζ, όπου περιλαμβάνονται όλες οι μονάδες της εγκαταστάσεως και σημειώνονται τα μέρη όπου έχομε μετατροπή ή μεταφορά ενέργειας. Επίσης στη διάταξη αυτή βλέπομε ότι η μεταφορά του συμπυκνώματος από το ψυγείο στο λέβητα πραγματοποιείται με τρεις αντλίες, την αντλία συμπυκνώματος, την αντλία μεταφοράς και την αντλία τροφοδοτήσεως. Σε άλλες εγκαταστάσεις οι δύο τελευταίες αντλίες αποτελούν μία μόνο αντλία.

Στην εγκατάσταση του σχήματος 9.3ζ η δεξαμενή νερού είναι και προθερ-



Σχ. 9.3ζ.
Τυπική διάταξη εγκαταστάσεως ναυτικού ατμοστροβίλου.

μαντήρας νερού και ονομάζεται εξαεριστική δεξαμενή.

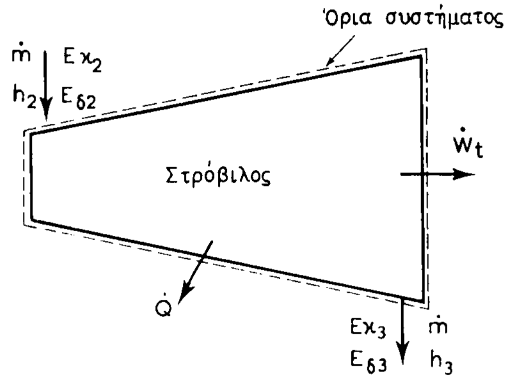
Οι πιο μοντέρνες εγκαταστάσεις ατμού, που θα δούμε σ' αυτό το κεφάλαιο, διαθέτουν και άλλες μονάδες και γενικά είναι πιο πολύπλοκες στην κατασκευή τους· έχουν όμως πολύ υψηλότερο βαθμό αποδόσεως και σε τελευταία ανάλυση είναι πιο οικονομικές.

9.3.2 Μελέτη του θερμοδυναμικου κύκλου Rankine.

Έχοντας δώσει την περιγραφή μιας, έστω και απλοποιημένης εγκαταστάσεως ατμού, μπορούμε να προχωρήσομε στη μελέτη του αντίστοιχου θερμοδυναμικού κύκλου Rankine με σκοπό να προσδιορίσομε το παραγόμενο έργο, τη θερμότητα που χρειάζεται να δώσομε για να πάρομε το έργο αυτό και τελικά το θερμικό βαθμό αποδόσεως. Ο κύκλος θεωρούμε ότι είναι κλειστός και η μάζα σταθερή όπως φαίνεται από τα όρια του συστήματος στο σχήμα 9.3α(β).

Στρόβιλος.

Ας αρχίσομε την εξέταση του κύκλου από τον ατμοστρόβιλο. Εδώ το σύστημα είναι ανοικτό αφού έχομε ροή μάζας μέσω του συστήματος (σχ. 9.3η) και η διεργασία που ακολουθεί το εργαζόμενο μέσο είναι μία ισοεντροπική (αδιαβατική αναστρέψιμη) εκτόνωση ($s_2 = s_3$), στην οποία έχομε παραγωγή έρ-



Σχ. 9.3η.
Ο ατμοστρόβιλος ως ανοικτό σύστημα

γου από το σύστημα (στρόβιλος). Για να βρούμε το έργο που παράγει ο στρόβιλος εφαρμόζομε τον πρώτο θερμοδυναμικό νόμο για ένα ανοικτό σύστημα, εξίσωση (4.15), όπως άλλωστε κάναμε στο παράδειγμα 1 της παραγράφου 4.5.2.

$$\dot{Q} + \dot{m}\,(h + \frac{v^2}{2} + gz)_2 = \dot{m}\,(h + \frac{v^2}{2} + gz)_3 + \dot{W}_t \qquad (9.1)$$

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 θεωρήσομε ότι ο στρόβιλος είναι αδιαβατικά μονωμένος ($\dot{Q} = 0$), δεν θα έχομε σημαντικό σφάλμα στους υπολογισμούς μας. Επίσης ο όρος της δυναμικής ενεργείας έχει αμελητέα επίδραση. Επομένως η εξίσωση (9.1) γράφεται ως:

$$\dot{m}\,(h + \frac{v^2}{2})_2 = \dot{m}\,(h + \frac{v^2}{2})_3 + \dot{W}_t \qquad (9.2)$$

Λύνοντας ως προς $\dot{W}_t$ έχομε ότι:

$$\dot{W}_t = \dot{m}\,[(h_2 - h_3) + (\frac{v_2^2}{2} - \frac{v_3^2}{2})] \qquad (9.2\alpha)$$

Από την εξίσωση αυτή μπορούμε να παρατηρήσομε τα εξής. Ας θεωρήσομε 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 έχομε ικανοποιητική ποιότητα ατμού ($x \simeq 0{,}85$), γι' αυτό η διαφορά αυτή μεγαλώνει όσο το σημείο 2 ανεβαίνει στην κλίμακα της θερμοκρασίας για δεδομένη πίεση· όσο δηλαδή αυξάνει η θερμοκρασία της υπερθερμάνσεως του ατμού. Αυτό μπορούμε να το δούμε επίσης παραστατικά συγκρίνοντας τα διαγράμματα T-s των σχημάτων 9.3α(α) και 9.3στ. Γίνεται έτσι φανερό ότι ο υπέρθερμος ατμός, εκτός από το ότι βελτιώνει το βαθμό ξηρότητας στην έξοδο του ατμού από το στρόβιλο, έχει και τη δυνατότητα να μας δώσει περισσότερο έργο. Εδώ όμως θα πρέπει να τονίσομε ότι η αύξηση της θερμοκρασίας, συνοδεύεται συνήθως και από αύξηση της πιέσεως 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 γράψομε ότι:

$$\dot{W}_t = \dot{m}\,(h_2 - h_3) \tag{9.3}$$

Παράδειγμα.

Ο στρόβιλος μιας ναυτικής εγκαταστάσεως ατμοστροβίλου δέχεται από το λέβητα ατμό πιέσεως 70 bar και 500 °C. Ο ατμός εκτονώνεται ισοεντροπικά στο 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 υπολογισθεί το έργο του στροβίλου ανά μονάδα μάζας ατμού.

Λύση.

Για τη λύση του προβλήματος μπορούμε να χρησιμοποιήσομε τους πίνακες ατμού ή το διάγραμμα Mollier για ατμό. Εδώ θα χρησιμοποιήσομε τους πίνακες ατμού. Αρχικά ο ατμός στην είσοδο του στροβίλου είναι υπέρθερμος (σημείο 2, σχ. 9.3θ). Έτσι από τον Πίνακα Γ3 του Παραρτήματος «Γ» έχομε:

$$\begin{aligned} \text{για } p_2 &= 70 \text{ bar και } t_2 = 500^\circ\text{C:} \\ h_2 &= 3410{,}6 \text{ kJ/kg} \\ s_2 &= 6{,}7993 \text{ kJ/kgK} \end{aligned}$$

Στην έξοδο του στροβίλου υποθέτομε ότι ο ατμός είναι υγρός και έτσι από την εξίσωση (8.7) παίρνομε:

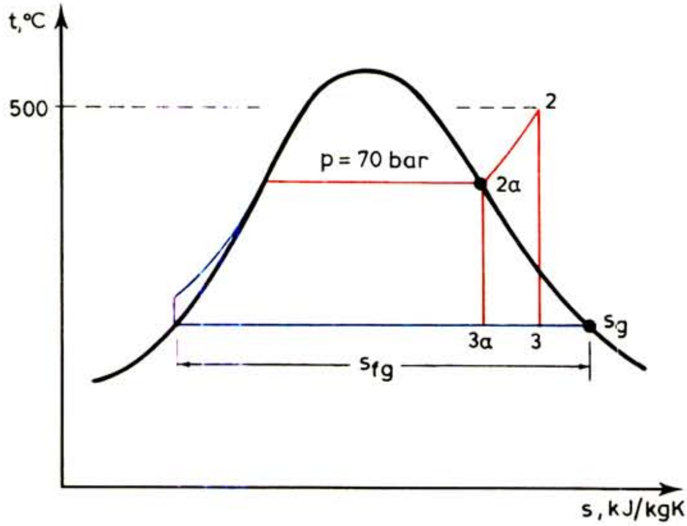
$$s_3 = s_f + x s_{fg} = s_g - (1 - x) s_{fg} \tag{1}$$

Από τον Πίνακα Γ2 για p = 0,02 bar (κατάσταση 3) έχομε:

$$\begin{aligned} h_g &= 2533{,}6 \text{ kJ/kg} \qquad & s_g &= 8{,}7246 \text{ kJ/kgK} \\ h_{fg} &= 2460{,}2 \text{ kJ/kg} \qquad & s_{fg} &= 8{,}4640 \text{ kJ/kgK} \end{aligned}$$

Επειδή έχομε ισοεντροπική εκτόνωση $s_3 = s_2$.
Λύνοντας την εξίσωση (1) ως προς (1 – x) παίρνομε:

$$1 - x = \frac{s_g - s_2}{s_{fg}} = \frac{8{,}7246 - 6{,}7993}{8{,}4640} = 0{,}2275 \tag{2}$$



Σχ. 9.3θ.
Διάγραμμα T-s εγκαταστάσεως ατμοστροβίλου.

$$\text{και} \qquad x = 0{,}7725 \text{ ή } 77\%$$

Από την εξίσωση (5.2α) έχομε:

$$h_3 = h_g - (1 - x)\, h_{fg} = 2533{,}6 - (0{,}2275 \times 2460{,}2) = 1974 \text{ kJ/kg}$$

Με βάση την εξίσωση (9.1) το έργο ανά μονάδα μάζας σε kJ/kg είναι:

$$w_t = (h_2 - h_3) + \frac{1}{2}(v_2^2 - v_3^2) + g(z_2 - z_3) \qquad (3)$$

$$\frac{1}{2}(v_2^2 - v_3^2) = \frac{16^2 - 328^2}{2} = -53.664 \text{ m}^2/\text{s}^2$$

$$g(z_2 - z_3) = 9{,}81 \times 3 = 29{,}43 \text{ m}^2/\text{s}^2$$

Αντικαθιστούμε στην εξίσωση (3) και παίρνομε:

$$w_t = (3410{,}6 - 1974) - \frac{53.664}{1000} + \frac{29{,}43}{1000} =$$

$$= 1436{,}6 - 53{,}664 + 0{,}02943 = 1383 \text{ kJ/kg}$$

Από τις πιο πάνω αριθμητικές τιμές βλέπομε ότι από τη συνολική διαθέσιμη ενέργεια 1436,6 + 0,02943 = 1436,629 kJ/kg η δυναμική ενέργεια (0,02943 kJ/kg) αποτελεί ασήμαντο ποσοστό. Από την ενέργεια αυτή μετατράπηκε, επί τα εκατό:

Σε έργο: $$\frac{1383}{1436{,}63} \times 100 = 96{,}3\%$$

Σε κινητική ενέργεια: $\frac{53,664}{1436,63} \times 100 = 3,7\%$

Παρατηρούμε λοιπόν ότι και η κινητική ενέργεια έχει μικρή επίδραση και τη λαμβάνομε υπ' όψη μας μόνο για ακριβείς υπολογισμούς. Για μας είναι αρκετό να θεωρήσομε 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 υποθέσομε ότι ο ατμός του λέβητα ήταν κεκορεσμένος, πιέσεως 70 bar και ότι η πίεση εξαγωγής παραμένει η ίδια. Τότε:

$$h_{2_a} = 2773,4 \text{ kJ/kg} \qquad s_{2_a} = 5,8161 \text{ kJ/kgK}$$

Κατ' αναλογία προς την εξίσωση (2), έχομε:

$$1 - x = \frac{s_g - s_{2_a}}{s_{fg}} = \frac{8,7246 - 5,8161}{8,4640} = 0,3436 \quad \text{και} \quad x = 0,6564$$

οπότε $\quad h_{3_\alpha} = h_g - (1 - x)\, h_{fg} = 2533,6 - (0,3436 \times 2460,2)$

$$h_{3_\alpha} = 1688,2 \text{ kJ/kg}$$

Θεωρούμε την κινητική και δυναμική ενέργεια ως αμελητέες, οπότε:

$$w_t = (h_{2_\alpha} - h_{3_\alpha}) = 2773,4 - 1688,2 = 1085,2 \text{ kJ/kg}$$

Βλέπομε λοιπόν ότι με την ίδια πίεση ατμού στο λέβητα και πίεση εξαγωγής του στροβίλου ο κεκορεσμένος ατμός μας δίνει έργο μόνο 1085,2 kJ/kg, αντί 1383 kJ/kg με υπέρθερμο. Επίσης ο βαθμός ξηρότητας x χειροτέρεψε και έγινε 65,6%, αντί 87% με υπέρθερμο ατμό.

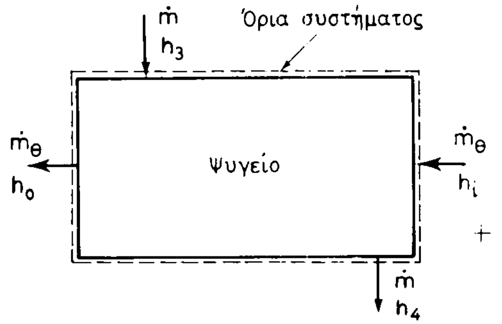
Ψυγείο.

Στο ψυγείο αφαιρείται με σταθερή πίεση η λανθάνουσα θερμότητα του ατμού (εργαζόμενο μέσο), που εξέρχεται από το στρόβιλο, και έτσι ο ατμός μετατρέπεται σε κεκορεσμένο υγρό που ονομάζεται ***συμπύκνωμα.*** Η διεργασία της συμπυκνώσεως γίνεται από την κατάσταση 3 στην κατάσταση 4, όπως φαίνεται στο σχήμα 9.3α. 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 9.3ι παριστάνει το ψυγείο του κύκλου Rankine, το οποίο θεωρούμε ως ένα αδιαβατικό σύστημα και από το οποίο δεν έχομε 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:

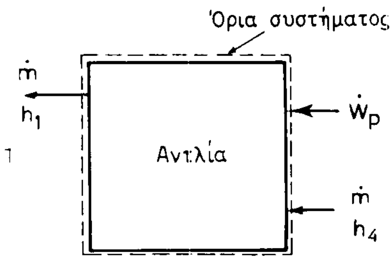
$$\dot{m}(h_3 - h_4) = \dot{m}_\theta\ (h_0 - h_i) \qquad (9.4)$$

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. 9.3ι.
Σχηματική παράσταση ψυγείου.



Σχ. 9.3ια.
Σχηματική παράσταση αντλίας.

Αντλία.

Η αντλία στον κύκλο Rankine αυξάνει ισοεντροπικά την πίεση του νερού (κατάσταση 4) μέχρι την πίεση στο λέβητα (κατάσταση 1). Η αντλία φαίνεται σχηματικά στο σχήμα 9.3ια. 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 $\dot{W}$ στη μονάδα του χρόνου, προκύπτει από την εξίσωση (4.15β) και δίνεται από τη σχέση:

$$\dot{W}_p = \dot{m}(h_1 - h_4) \tag{9.5}$$

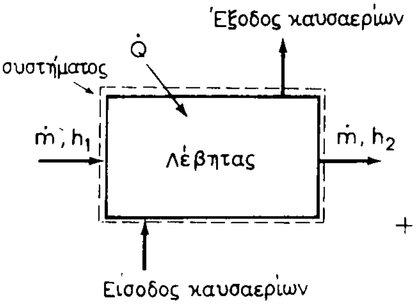
Επειδή η θερμοκρασία του νερού της τροφοδοτήσεως του λέβητα δεν είναι συνήθως γνωστή στην έξοδο της αντλίας, ώστε να βρίσκομε την ενθαλπία h_1, γι' αυτό πολλές φορές την ισχύ της αντλίας την υπολογίζομε προσεγγιστικά από τη σχέση:

$$\dot{W}_p = \dot{m}\upsilon_4 (p_1 - p_4) \tag{9.6}$$

όπου υ_4 είναι ο ειδικός όγκος του νερού στην είσοδο της αντλίας.

Λέβητας.

Όπως είπαμε προηγουμένως στο λέβητα έχομε μετατροπή της χημικής ενέργειας του καυσίμου σε θερμική ενέργεια. Η μεταφορά της θερμότητας $\dot{Q}$ στο νερό της τροφοδοτήσεως γίνεται με σταθερή πίεση όταν το νερό περνά μέσα από τους αυλούς του λέβητα οι οποίοι θερμαίνονται από τα προϊόντα της καύσεως του καυσίμου (καυσαέρια). Μέσα στο λέβητα το νερό μετατρέπεται προοδευτικά από υπόψυκτο σε κεκορεσμένο νερό, κεκορεσμένο ατμό και στη συνέχεια, εφ' όσον το θελήσομε, σε υπέρθερμο ατμό.



Σχ. 9.3ιβ.
Σχηματική παράσταση του λέβητα.

Ο ατμός αυτός στη συνέχεια πηγαίνει στο στρόβιλο όπου, όπως είπαμε, εκτονώνεται ισοεντροπικά και παράγει έργο. Η ενεργειακή εξίσωση για το λέβητα (σχ. 9.3ιβ) είναι:

$$\dot{Q} + \dot{m}h_1 = \dot{m}h_2 \tag{9.7}$$

Η θερμοδυναμική 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 αναλύσεως του κύκλου Rankine.

9.3.3 Βαθμός αποδόσεως θερμοδυναμικου κύκλου.

Ό θερμικός βαθμός αποδόσεως 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 δώσομε για να πάρομε το έργο αυτό. Το ωφέλιμο έργο είναι η διαφορά του έργου του στροβίλου $\dot{W}_t$, από το έργο της αντλίας $\dot{W}_p$ και η θερμότητα που δίνομε είναι η διαφορά της ενθαλπίας του ατμού (κατάσταση 2) από την ενθαλπία του νερού (κατάσταση 1) πολλαπλασιασμένη βέβαια επί την παροχή του εργαζόμενου μέσου. Έχομε δηλαδή:

$$\eta_\theta = \frac{\dot{W}}{\dot{Q}} = \frac{\dot{W}_t - \dot{W}_p}{\dot{m}(h_2 - h_1)} \tag{9.8}$$

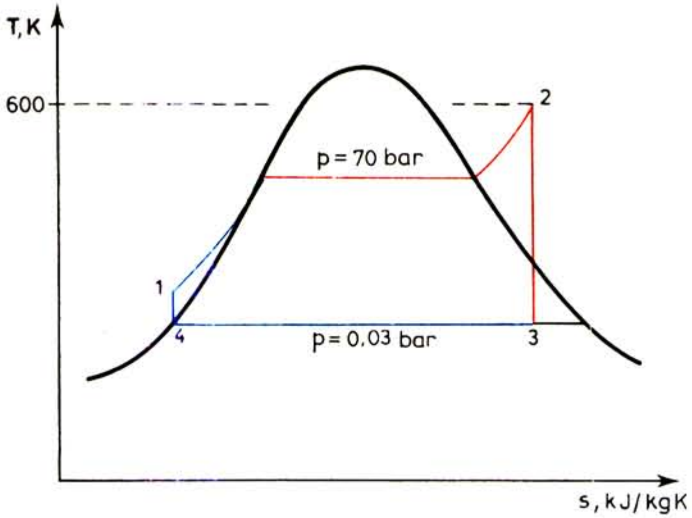
Ας δούμε τώρα ένα παράδειγμα για ένα πλήρη κύκλο Rankine.

Παράδειγμα.

Η εγκατάσταση προώσεως ενός πλοίου αποτελείται από λέβητα και στρόβιλο που λειτουργούν με βάση τον κύκλο Rankine. Ο ατμός εισέρχεται στο στρόβιλο με πίεση 70 bar, θερμοκρασία 600°C και ταχύτητα 33 m/s. Μετά από την ισοεντροπική εκτόνωση στο στρόβιλο, η πίεση του ατμού στην έξοδο του στροβίλου 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 στροβίλου, γ) η θερμότητα που προσδίνεται και δ) ο θερμικός βαθμός αποδόσεως.

Λύση.

Πρώτα χαράζομε το διάγραμμα T - s της εγκαταστάσεως, όπως φαίνεται στο



Σχ. 9.3ιγ.
Διάγραμμα T-s εγκαταστάσεως ατμοστροβίλου με υπέρθερμο ατμό.

σχήμα 9.3ιγ.

α) Η ισχύς της αντλίας δίνεται από την εξίσωση (9.6):

$$\dot{W}_p = \dot{m}\upsilon_4 (p_1 - p_4) \tag{1}$$

και από το πρόβλημα δίνεται επίσης ότι:

$$\dot{m} = 1,4 \times 10^5 \text{ kg/h} = 38,89 \text{ kg/s} \quad p_1 = 70 \text{ bar}$$

και $p_4 = p_3 = 0,03$ bar, λόγω της σταθερής πιέσεως του εργαζόμενου μέσου στο ψυγείο.

Από τον Πίνακα Γ2 για $p_4 = 0,03$ bar, έχομε $\upsilon_4 = 0,0010027$ m³/kg, οπότε αντικαθιστούμε στην εξίσωση (1) και παίρνομε 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)]:

$$\dot{W}_t = \dot{m}\left[(h_2 - h_3) + \frac{v_2^2 - v_3^2}{2}\right] \tag{2}$$

όπου

$$\frac{v_2^2 - v_3^2}{2} = \frac{33^2 - 98^2}{2} = -4260 \ \frac{m^2}{s^2} \tag{3}$$

Από τους πίνακες ατμού (Πίνακας Γ3) έχομε ότι:
για $p_2 = 70$ bar και $t_2 = 600$ °C

$$h_2 = 3647,9 \text{ kJ/kg}$$
$$s_2 = 7,088 \text{ kJ/kgK}$$

Για τον υπολογισμό της h_3 έχομε ότι λόγω ισοεντροπικής εκτονώσεως

$$s_2 = s_3 = 7{,}088 \text{ kJ/kgK}$$

Για $p_3 = 0{,}03$ bar (Πίνακας Γ2): $s_f = 0{,}3543$ kJ/kgK

$s_{fg} = 8{,}2242$ kJ/kgK

Επίσης, από την εξίσωση (8.7):

$$s_3 = s_f + x s_{fg} \quad \text{και} \quad x = \frac{s_3 - s_f}{s_{fg}} = \frac{7{,}088 - 0{,}3543}{8{,}2242} = 0{,}8187$$

και από την εξίσωση (5.2):

$$h_3 = h_f + x h_{fg} \qquad (4)$$

όπου για $p_3 = 0{,}03$ bar (Πίνακας Γ2) $h_f = 101$ kJ/kg και $h_{fg} = 2444{,}6$ kJ/kg.

Αντικαθιστούμε στην εξίσωση (4) και έχομε:

$$h_3 = 101 + (0{,}8187 \times 2444{,}6) = 2102{,}4 \text{ kJ/kg}$$

οπότε από την εξίσωση (2) παίρνομε το έργο του στροβίλου:

$$\mathring{W}_t = 38{,}89 \left[(3647{,}9 - 2102{,}4) - \frac{4260}{1000}\right] = 59.939 \text{ kW}$$

γ) Επειδή $h_f = h_4 = 101$ kJ/kg, από την εξίσωση (9.5):

$$h_1 = h_4 + \frac{\mathring{W}_p}{\mathring{m}} = 101 + \frac{272{,}8}{38{,}89} = 108 \text{ kJ/kg}$$

Άρα η θερμότητα που προσδίνεται στον ατμό είναι:

$$\mathring{Q} = \mathring{m}\,(h_2 - h_1) = 38{,}89\,(3647{,}9 - 108) = 137.667 \text{ kW}$$

δ) Η συνολική ισχύς που πήραμε από την εγκατάσταση είναι:

$$\mathring{W} = \mathring{W}_t - \mathring{W}_p = 59.939 - 272{,}8 = 59.666{,}2 \text{ kW}$$

οπότε ο θερμικός βαθμός αποδόσεως είναι, εξίσωση (9.8):

$$\eta_\theta = \frac{59.666{,}2}{137.667} = 0{,}433 \quad \text{ή} \quad 43{,}3\%$$

Εάν θεωρήσομε ότι ο ατμός από το λέβητα εξερχόταν κεκορεσμένος ($t = 285{,}8°C$), ενώ οι άλλες καταστάσεις της εγκαταστάσεως παραμένουν οι ίδιες, τότε ο βαθμός αποδόσεως της εγκαταστάσεως είναι 38,9%. Δηλαδή πολύ μικρότερος από ό,τι στην περίπτωση του υπέρθερμου ατμού.

9.3.4 Σύγκριση μεταξύ θεωρητικού και πραγματικού κύκλου.

Θα κάνομε 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 αποδόσεως του κύκλου Carnot που εργάζεται μεταξύ των δύο θερμοκρασιών $t_H = 600°C$ και $t_C = 24,10$ °C ($p = 0,03$ bar) είναι:

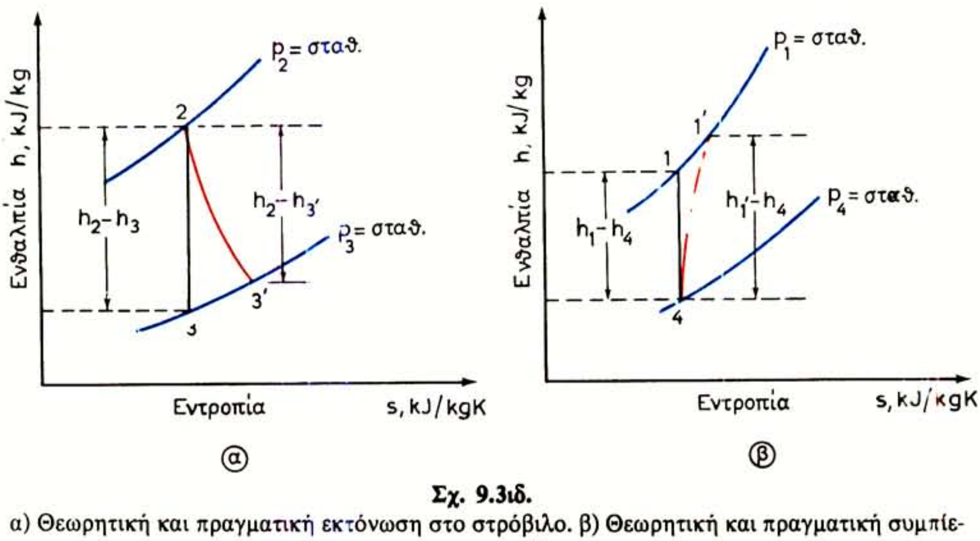
$$\eta_\theta = 1 - \frac{T_C}{T_H} = 1 - \frac{297,1}{873} = 0,660$$

Μεταξύ πολλών άλλων παραγόντων η διαφορά μεταξύ του βαθμού αποδόσεως 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 9.2 και 9.3α (α).

2) 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 επιτύχομε την αναστρεψιμότητα αυτή. Έτσι, για να πλησιάσομε στην πραγματικότητα, καταφεύγομε στη χρησιμοποίηση ενός βαθμού αποδόσεως, του στροβίλου ή της αντλίας, ο οποίος ονομάζεται ***εσωτερικός βαθμός αποδόσεως η_t*** ή ***η_p αντίστοιχα.*** Για το στρόβιλο ο βαθμός αυτός είναι ο λόγος του πραγματικού έργου που δίνει ο στρόβιλος προς το θεωρητικό έργο που θα έδινε με ιδανικές αναστρέψιμες, ισοεντροπικές συνθήκες. Δηλαδή:

$$\eta_t = \frac{(h_2 - h_3)_\pi}{(h_2 - h_3)} = \frac{h_2 - h_3'}{h_2 - h_3} \qquad (9.9)$$

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 εκτονώσεως [σχ. 9.3ιδ(α)]. Από την εξίσωση (9.9) βλέπομε ότι, εφ' όσον γνωρίζομε τον εσωτερικό βαθμό αποδόσεως, μπορούμε να προσδιορίσομε την πραγματική ενθαλπία του ατμού στην έξοδο του



Σχ. 9.3ιδ.
α) Θεωρητική και πραγματική εκτόνωση στο στρόβιλο. β) Θεωρητική και πραγματική συμπίεση στην αντλία.

στροβίλου (h_3').

Αντίστοιχα για την αντλία [σχ. 9.3ιδ(β)] έχομε:

$$\eta_p = \frac{(h_1 - h_4)}{(h_1 - h_4)_\pi} = \frac{h_1 - h_4}{h_1' - h_4} \tag{9.9α}$$

Αριθμητικές τιμές των βαθμών αποδόσεως η_t και η_p βρίσκομε σε πίνακες και μπορούμε να τις χρησιμοποιήσομε στη θερμοδυναμική ανάλυση μιας πραγματικής εγκαταστάσεως.

9.4 Διάφοροι κύκλοι ατμού.

Εκτός από την υπερθέρμανση του ατμού, ο βαθμός αποδόσεως μιας εγκαταστάσεως ατμοστροβίλου μπορεί να βελτιωθεί με τρεις μεθόδους: α) Με την προθέρμανση του νερού τροφοδοτήσεως πριν εισέλθει μέσα στο λέβητα, β) με την αναθέρμανση του ατμού σε υψηλή θερμοκρασία μετά από μερική εκτόνωση του ατμού μέσα στο στρόβιλο και γ) με συνδυασμό των δύο προηγουμένων μεθόδων. Επειδή η λεπτομερής ανάπτυξη των εγκαταστάσεων που έχουν αυτές τις βελτιώσεις και η θερμοδυναμική ανάλυση των αντιστοίχων κύκλων ξεφεύγει από τα όρια αυτού του βιβλίου, κρίθηκε σκόπιμο να δώσομε μόνο μία γενική περιγραφή τους.

9.4.1 Αναγεννητικός κύκλος.

Στον προηγούμενο κύκλο ατμού είναι δυνατόν η προθέρμανση του νερού να γίνεται μέσα σε προθερμαντήρες με τον ατμό που παίρνομε μέσα από το στρόβιλο. Η αφαίρεση αυτή του ατμού γίνεται από ενδιάμεσες βαθμίδες του στροβίλου έτσι που ο ατμός να έχει μεγαλύτερη θερμοκρασία από το νερό τροφοδοτήσεως και επομένως να μπορεί να το προθερμάνει. Με αυτό τον τρόπο επιτυγχάνομε να δώσομε ένα μέρος της ενέργειας που χρειάζεται το νερό για την ατμοποίηση, η οποία διαφορετικά θα δινόταν μέσα στο λέβητα από το καύσιμο. Βέβαια, με την αφαίρεση του ατμού από το στρόβιλο χάνομε ωφέλιμο έργο. Παρ' όλα αυτά, όπως μπορεί να αποδειχθεί από τη θερμοδυναμική ανάλυση, το τελικό αποτέλεσμα της προθερμάνσεως βελτιώνει το βαθμό αποδόσεως της εγκαταστάσεως.

Ο κύκλος με προθέρμανση του νερού ονομάζεται ***αναγεννητικός κύκλος*** και ο ατμός που χρησιμοποιείται για την προθέρμανση ***ατμός απομαστεύσεως.***

Στις ναυτικές εγκαταστάσεις χρησιμοποιούνται δυο ειδών προθερμαντήρες: οι προθερμαντήρες αναμίξεως και οι προθερμαντήρες επιφάνειας. Στους προθερμαντήρες αναμίξεως το νερό τροφοδοτήσεως και ο ατμός απομαστεύσεως αναμιγνύονται, ενώ στους προθερμαντήρες επιφάνειας δεν 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 εγκαταστάσεως ατμοστροβίλου του σχήματος 9.3δ. Ο αριθμός των προθερμαντήρων σε μία τέτοια εγκατάσταση ποικίλει αλλά η πιο συνηθισμένη περίπτωση είναι με τρεις ενώ σε μεγάλες ισχείς μπορεί να χρησιμοποιηθούν και τέσσερις.

9.4.2 Κύκλος με αναθέρμανση.

Έχει παρατηρηθεί ότι ένα μεγάλο μέρος του έργου που μας δίνει ο ατμός όταν εκτονώνεται στο στρόβιλο γίνεται μέχρι να έλθει ο ατμός στην κατάσταση περίπου του ξηρού κεκορεσμένου ατμού. Στην κατάσταση αυτή ο ατμός οδηγείται ξανά στο λέβητα, όπου γίνεται υπέρθερμος. Δηλαδή αναθερμαίνομε τον ατμό στη θερμοκρασία υπέρθερμου που είχε πριν εισέλθει στο στρόβιλο. Μετά τη δεύτερη αυτή υπερθέρμανση, ο ατμός επανέρχεται στο στρόβιλο όπου συνεχίζει την εκτόνωση μέχρι την πίεση του ψυγείου, όπως στον απλό κύκλο ατμού που περιγράψαμε προηγουμένως.

Λόγω της αναθερμάνσεως του ατμού ο κύκλος αυτός ονομάζεται ***κύκλος με αναθέρμανση.***

9.4.3 Αναγεννητικός κύκλος με αναθέρμανση.

Ο ***αναγεννητικός κύκλος με αναθέρμανση*** δεν είναι τίποτε άλλο παρά συνδυασμός των δύο προηγουμένων κύκλων, δηλαδή του αναγεννητικού κύκλου και του κύκλου με αναθέρμανση.

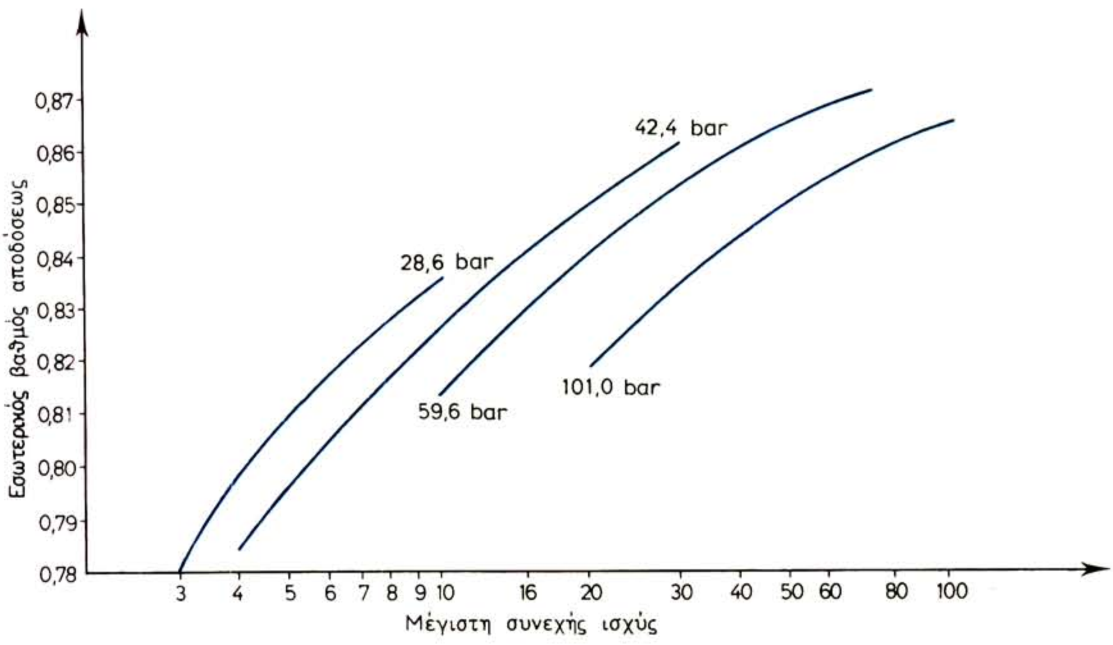
Συνήθως ο αναγεννητικός κύκλος με αναθέρμανση αποτελείται από δύο ή περισσότερους προθερμαντήρες και ένα στάδιο αναθερμάνσεως. Οι εγκαταστάσεις που βασίζονται επάνω σ' αυτό τον κύκλο έχουν μεν πολύ καλό βαθμό αποδόσεως, το κόστος όμως αγοράς και εγκαταστάσεως, όπως επίσης και το κόστος συντηρήσεως, είναι ιδιαίτερα υψηλό. Συνεπώς, για καθαρά οικονομικούς λόγους θα πρέπει οι εγκαταστάσεις αυτές να έχουν μεγάλες ισχείς προώσεως.

9.5 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) Στο στρόβιλο, η εκτόνωση δεν είναι, ούτε και μπορεί ποτέ να γίνει, ισοεντροπική, όπως θεωρήσαμε μέχρι τώρα· γιατί αφ' ενός μεν λόγω τριβών η διεργασία της εκτονώσεως είναι μη αναστρέψιμη, πράγμα που σημαίνει ότι η εντροπία αυξάνεται, αφ' ετέρου δε πρακτικά είναι αδύνατο να επιτύχομε μηδενικές θερμικές απώλειες από το κέλυφος του στροβίλου. Ειδικότερα, η θεωρητική διαθέσιμη θερμική ενέργεια του ατμού στο 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 κλπ.). Επίσης, υπάρχουν μηχανικές απώλειες λόγω των τριβών στα έδρανα του στροβίλου, στο μειωτήρα στροφών, καθώς και εξωτερικές απώλειες λόγω ακτινοβολίας και διαρροών στους λαβύρινθους των στροβίλων, εκεί δηλαδή όπου ο άξονας του στροβίλου εξέρχεται από το κέλυφός του (σχ. 9.3γ). Οι πιο πάνω απώλειες δεν είναι δυνατό να μετρηθούν, αλλά είναι και αρκετά δύσκολο να υπολογισθούν ώστε να γνωρίζομε πόση από τη διαθέσιμη θερμική ενέργεια μετατρέπεται σε μηχανικό έργο. Γι' αυτό, καταφεύγομε στη χρησιμοποίηση διαφόρων βαθμών αποδόσεως, ο βασικότερος από τους οποίους είναι ο εσωτερικός βαθμός αποδόσεως 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 αποδόσεως. Όμοια, για δεδομένη ισχύ, όσο μεγαλύτερη είναι η πίεση εισόδου του ατμού τόσο καλύτερος ο βαθμός αποδόσεως. Διαγραμματικά, η σχέση μεταξύ αυτών των παραγόντων, δηλαδή εσωτερικού βαθμού αποδόσεως, ισχύος στροβίλου και πιέσεως ατμού στην είσοδο, φαίνεται στο σχήμα 9.5.



Σχ. 9.5.
Εσωτερικός βαθμός αποδόσεως κύριου στροβίλου προώσεως που λειτουργεί χωρίς απομαστεύσεις.

β) Εξετάζοντας τώρα τη μεταφορά του νερού από το ψυγείο στο λέβητα, παρατηρούμε ότι είναι αδύνατο να γίνει ισοεντροπικά, λόγω των τριβών του νερού μέσα στα τμήματα από τα οποία διέρχεται (δίκτυα, βαλβίδες κλπ.) και στις αντλίες που το μεταφέρουν. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα να χρειαζόμαστε περισσότερο έργο για να μεταφέρομε την ίδια ποσότητα νερού από ό,τι με ισοεντροπική συμπίεση, πράγμα που σημαίνει ότι το καθαρό ή ωφέλιμο έργο της πραγματικής εγκαταστάσεως είναι μικρότερο. Και στην περίπτωση αυτή χρησιμοποιούμε τον εσωτερικό βαθμό αποδόσεως των αντλιών που κυμαίνεται μεταξύ 0,80 και 0,85.

γ) Για την περίπτωση του λέβητα η σχέση μεταξύ της θεωρητικής και πραγματικής καταστάσεως είναι ευνοϊκότερη. Κι αυτό, γιατί σε ένα καλά συντηρημένο λέβητα, ο βαθμός αποδόσεως είναι αρκετά υψηλός, της τάξεως ακόμη και του 90%.

δ) Τέλος η ισοθερμοκρασιακή συμπύκνωση του ατμού στο ψυγείο δεν μπορεί να επιτευχθεί στην πράξη, όπου ο ατμός μεταβάλλει θερμοκρασία στη διάρκεια της διεργασίας.

Όλες οι πιο πάνω αδυναμίες στο να πετύχομε ιδανικές συνθήκες, έχουν ως αποτέλεσμα τη μείωση κατά ένα ποσοστό του πραγματικού θερμοδυναμικού βαθμού αποδόσεως της όλης εγκαταστάσεως, έναντι του θεωρητικού βαθμού που βρήκαμε στα προηγούμενα παραδείγματα αυτού του κεφαλαίου. Σε τελευταία ανάλυση, αυτό σημαίνει ότι το πραγματικό κόστος λειτουργίας της εγκαταστάσεως είναι υψηλότερο.

Όπως είπαμε, ο βαθμός αποδόσεως είναι το κριτήριο της αποδόσεως μιας εγκαταστάσεως. Στην πράξη όμως, την αποδοτικότητα αυτή δεν συνηθίζομε να τη «μετράμε» με το βαθμό αποδόσεως, αλλά με την ειδική κατανάλωση του καυσίμου b_e (βλ. παράγραφο 4.5.1, παράδειγμα 3). Η ειδική κατανάλωση μας λέει πόση μάζα (kg) κάποιου είδους καυσίμου χρειάζεται η εγκατάσταση την ώρα (h) για να μας δώσει ισχύ ενός kW. Ο βαθμός αποδόσεως και η ειδική κατανάλωση συνδέονται με τη σχέση:

$$\eta_\theta = \frac{3600}{b_e\, H_u} \qquad (9.10)$$

όπου: η_θ ο θερμοδυναμικός βαθμός αποδόσεως (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 βλέπομε ότι η ειδική κατανάλωση του καυσίμου και ο θερμοδυναμικός βαθμός αποδόσεως που χρησιμοποιήσαμε κατ' επανάληψη μέχρι τώρα, δίνουν στην ουσία την ίδια εικόνα για την αποδοτικότητα μιας εγκαταστάσεως. Γι' αυτό όλοι οι κατασκευαστές μηχανικών εγκαταστάσεων αναφέρονται στην ειδική κατανάλωση του καυσίμου για να δείξουν την ποιότητα της εγκαταστάσεώς τους από οικονομικής απόψεως.

Στις πραγματικές εγκαταστάσεις ατμοστροβίλου ο υπολογισμός του βαθμού αποδόσεως και της ειδικής καταναλώσεως του καυσίμου ονομάζεται ***θερμικός ισολογισμός*** και είναι πολύ πιο πολύπλοκος από τον υπολογισμό του θεωρητικού βαθμού αποδόσεως που είδαμε στα προηγούμενα παραδείγματα. Αυτό συμβαίνει, γιατί πολλά στοιχεία του υπολογισμού είναι άγνωστα και αναγκαζόμαστε να κάνομε εκτιμήσεις που τις επανεξετάζομε μέχρι τα στοιχεία αυτά να αντιστοιχούν στα πραγματικά.

9.6 Ασκήσεις.

1. Σε ένα κύκλο Carnot το εργαζόμενο μέσο είναι ατμός και λειτουργεί μεταξύ των πιέσεων 70 bar και 0,07 bar. Να θρεθεί: α) Ο θερμικός θαθμός αποδόσεως και θ) το έργο που παράγεται ανά μονάδα μάζας του εργαζόμενου μέσου.

   (*Απ:* 64,3%, 969 kJ/kg)

2. Από το λέβητα μιας εγκαταστάσεως ατμοστροβίλου εξέρχεται ατμός σταθερής παροχής και εισέρχεται στο στρόβιλο με πίεση 3×10^6 N/m^2 και θερμοκρασία 350°C. Στο στρόβιλο εκτονώνεται μέχρι πίεση 7×10^3 N/m^2. Ο συμπυκνωμένος ατμός (συμπύκνωμα) επανέρχεται στο λέβητα με μια τροφοδοτική αντλία. Ο εσωτερικός βαθμός αποδόσεως 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 βρεθει: α) Ο βαθμός ξηρότητας του ατμού καθώς εξέρχεται από το στρόβιλο και β) το έργο που παράγει ο στρόβιλος ανά μονάδα μάζας του εργαζόμενου μέσου.

   (***Απ.:*** α) 0,929, β) 715,7 kJ/kg)

   (***Απ.:*** 44%)

3. Μια εγκατάσταση ατμού αποτελείται από ένα στρόβιλο Υ.Π. και ένα στρόβιλο Χ.Π. Ο ατμός εκτονώνεται ισοεντροπικά στο στρόβιλο Υ.Π. από πίεση 2×10^6 N/m^2 και θερμοκρασία 350 °C μέχρι πίεση $0{,}1 \times 10^6$ N/m^2. Η ισοεντροπική εκτόνωση συνεχίζεται στο 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%)

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΔΕΚΑΤΟ

ΑΕΡΟΣΥΜΠΙΕΣΤΕΣ

10.1 Γενικά.

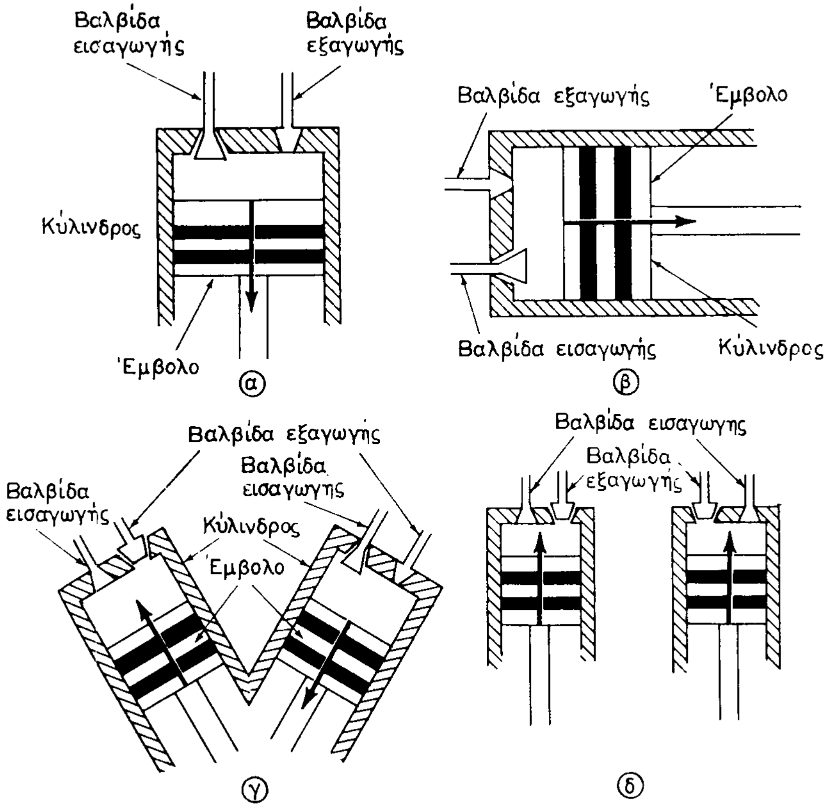
Στα πλοία ο αέρας υψηλής πιέσεως ή ***πεπιεσμένος αέρας*** εξυπηρετεί πολλούς σκοπούς, μεταξύ των οποίων είναι το ξεκίνημα και ο έλεγχος της λειτουργίας των μηχανών Diesel, η λειτουργία εργαλείων και συσκευών αέρα κλπ. Το μηχανικό σύστημα που παράγει τον πεπιεσμένο αέρα είναι ο γνωστός μας ***αεροσυμπιεστής.***

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 συνδεμένος 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 κλπ. Στο σχήμα 10.2α, φαίνονται μερικά είδη παλινδρομικών αεροσυμπιεστών που συναντάμε συχνά επάνω στα πλοία και στο σχήμα 10.2β, ένας περιστροφικός αεροσυμπιεστής.

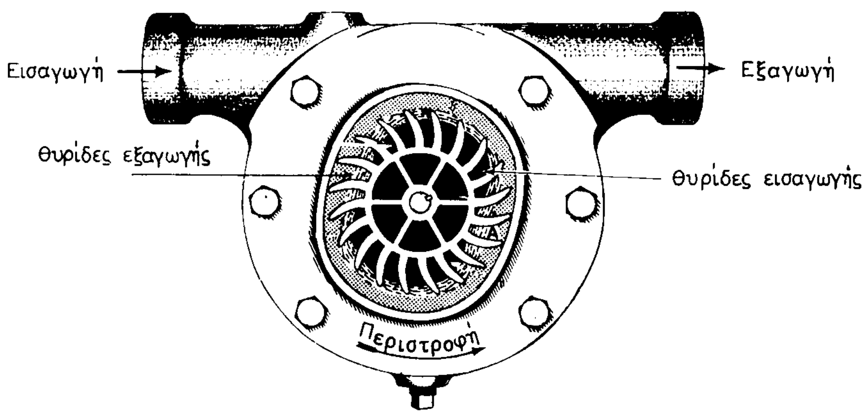
Στο κεφάλαιο αυτό θα εξετάσομε τον αεροσυμπιεστή από θερμοδυναμικής σκοπιάς, δηλαδή ως ένα σύστημα στο οποίο δίνομε μηχανική ή ηλεκτρική ενέργεια και την οποία παίρνομε στη συνέχεια αποθηκευμένη μέσα στον αέρα υψηλής πιέσεως.

10.2 Παλινδρομικός αεροσυμπιεστής.

Όπως φαίνεται από το σχήμα 10.2α, ένας παλινδρομικός συμπιεστής αποτελείται από ένα ή περισσότερους κυλίνδρους, που συνδέονται σε σειρά ή υπό γωνία. Κάθε ένα από τους κυλίνδρους τον ονομάζομε ***βαθμίδα του αεροσυμπιεστή*** και έτσι τους αεροσυμπιεστές με ένα, δύο ή περισσότερους κυλίνδρους τους λέμε μονοβάθμιους, διβάθμιους ή πολυβάθμιους αεροσυμπιεστές. Κάθε κύλινδρος έχει βαλβίδα εισαγωγής και βαλβίδα εξαγωγής του αέρα, ενώ μέσα

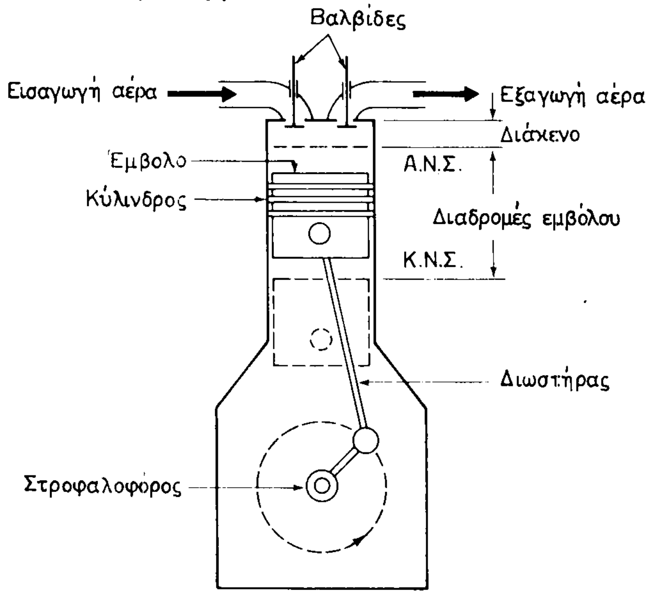


Σχ. 10.2α.
Είδη παλινδρομικών αεροσυμπιεστών: α) Κατακόρυφος. β) Οριζόντιος. γ) Υπό γωνία. δ) Δύο βαθμίδων.

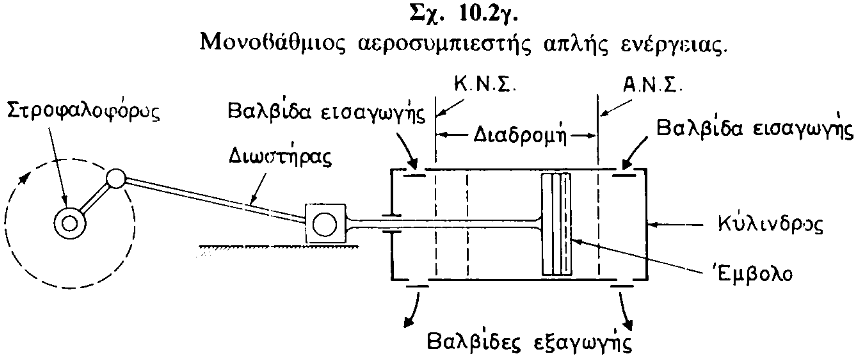


Σχ. 10.2β.
Περιστροφικός αεροσυμπιεστής.

στον κύλινδρο παλινδρομεί το έμβολο (σχ. 10.2γ). Η κίνηση του εμβόλου μεταφέρεται με τη βοήθεια του διωστήρα από το στροφαλοφόρο άξονα, ο οποίος περιστρέφεται από την κινητήρια μηχανή (ηλεκτρικός κινητήρας, μηχανή Diesel κλπ.). Έχομε δηλαδή μετατροπή της περιστροφικής κινήσεως σε παλινδρομική. Κι όπως ακριβώς και στις μηχανές εσωτερικής καύσεως, 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 10.2γ 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 10.2δ, τους οποίους λέμε ***αεροσυμπιεστές διπλής ενέργειας.***



Σχ. 10.2γ.
Μονοβάθμιος αεροσυμπιεστής απλής ενέργειας.



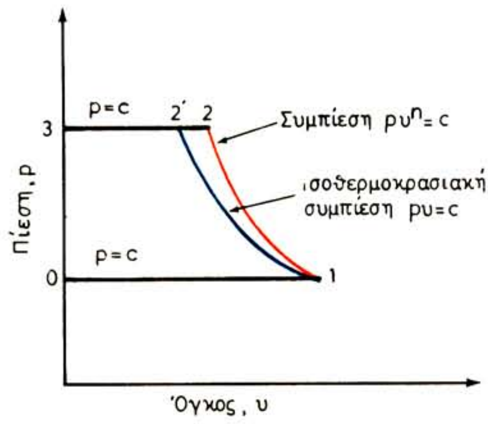
Σχ. 10.2δ.
Μονοβάθμιος αεροσυμπιεστής διπλής ενέργειας.

Στη θερμοδυναμική ανάλυση που ακολουθεί θα εξετάσομε μόνο τον αεροσυμπιεστή απλής ενέργειας. Για να δούμε το αποτέλεσμα του αεροσυμπιεστή διπλής ενέργειας, δεν έχομε παρά να διπλασιάσομε το αποτέλεσμα του πρώτου.

10.2.1 Αεροσυμπιεστής χωρίς διάκενα.

Σ' όλους τους παλινδρομικούς αεροσυμπιεστές, μεταξύ της κορυφής του εμβόλου και της κορυφής του κυλίνδρου υπάρχει ένας κενός χώρος που ονομάζεται διάκενο (σχ. 10.2γ). Στην ανάλυση του κύκλου λειτουργίας που θα κάνομε στην παράγραφο αυτή θα θεωρήσομε 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 φθάσει στο τέλος της προς τα πάνω διαδρομής. Πιο κάτω, θα δούμε ποια είναι η επίπτωση που έχει το διάκενο στην απόδοση του αεροσυμπιεστή.

Στο σχημα 10.2ε φαίνεται το διάγραμμα p-υ του κύκλου του αεροσυμπιεστή χωρίς διάκενο. Στο σημείο μηδέν (0), ανοίγει η βαλβίδα της εισαγωγής και ο αέρας εισέρχεται μέσα στον κύλινδρο με σταθερή πίεση μέχρι να φθάσει 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 αεροσυμπιεστή με σταθερή πίεση από το 2 στο 3. Ο αέρας αυτός, μετά την έξοδό του από τον αεροσυμπιεστή, οδηγείται



Σχ. 10.2ε.
Διάγραμμα p-υ παλινδρομικού αεροσυμπιεστή απλής ενέργειας χωρίς διάκενα.

συνήθως σε αεροφιάλες αποθηκεύσεως 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 σχημα 10.2ε, εκτός από την πολυτροπική συμπίεση, φαίνεται επίσης η διεργασία της συμπιέσεως του αέρα με σταθερή θερμοκρασία, 1-2΄. Η επιφάνεια που περικλείεται από αυτές τις γραμμές των διεργασιων δίνει το έργο του κύκλου. Επομένως, με ισοθερμοκρασιακή συμπίεση του αέρα, η ενέργεια που χρειάζεται να δώσομε στον αεροσυμπιεστή για να αυξηθεί η πίεση από p_o σε p_3 είναι μικρότερη από αυτή που χρειάζεται για την πολυτροπική συμπιεση.

Με τη βοήθεια των νόμων του τέλειου αερίου μπορεί να αποδειχθεί ότι το έργο του κύκλου με πολυτροπική συμπίεση είναι ίσο με:

$$W = m\frac{n}{n-1}(p_1 \upsilon_1 - p_2 \upsilon_2) \tag{10.1}$$

όπου m η μάζα του εργαζόμενου μέσου (αέρας).

Το έργο W μπορεί επίσης να δοθεί ως συνάρτηση των μεγεθών p_1, υ_1 και p_2. Επειδή η διεργασία είναι πολυτροπική, έχομε ότι:

$$\frac{\upsilon_2}{\upsilon_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{-1/n} \tag{10.2}$$

και

$$\frac{p_2 \upsilon_2}{p_1 \upsilon_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(n-1)/n} \tag{10.3}$$

Αντικαθιστούμε τις πιο πάνω σχέσεις στην εξίσωση (10.1) και παίρνομε:

$$W = m\frac{n}{n-1}\, p_1 \upsilon_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(n-1)/n}\right] \tag{10.4}$$

Με όμοιο τρόπο μπορούμε να υπολογίσομε το έργο του κύκλου για συμπίεση με σταθερή θερμοκρασία. Το αποτέλεσμα είναι:

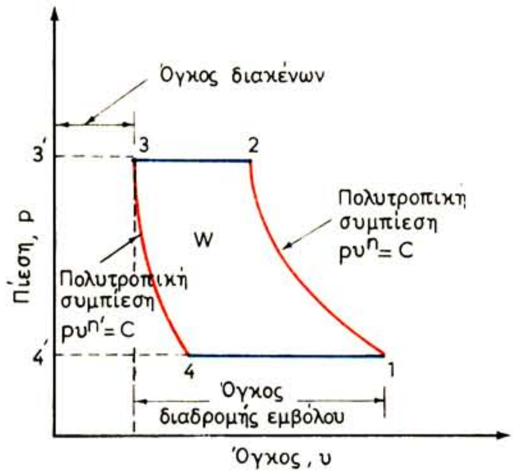
$$W = -\, m p_1 \upsilon_1 \ln\left(\frac{p_2}{p_1}\right) \tag{10.5}$$

10.2.2 Αεροσυμπιεστής με διάκενα.

Ας δούμε τώρα πώς μπορούμε να εφαρμόσομε αυτά που μάθαμε για τους αεροσυμπιεστές χωρίς διάκενο, στους πραγματικούς αεροσυμπιεστές που διαθέτουν διάκενο. Στους αεροσυμπιεστές αυτούς το έμβολο δεν φθάνει στην κορυφή του κυλίνδρου, αλλά αφήνει ένα χώρο που τον λέμε ***όγκο διακένων.*** Τον όγκο αυτό τον εκφράζομε συνήθως ως ποσοστό του συνολικού εκτοπιζόμενου όγκου του κυλίνδρου, του όγκου δηλαδή που δημιουργείται κατά τη μετακίνηση του εμβόλου προς τα κάτω. Ο λόγος των δύο αυτών όγκων είναι

$$\lambda_c = \frac{\text{Όγκος διακένων}}{\text{Όγκος κυλίνδρου}} = \frac{\upsilon_3}{\upsilon_{1\text{-}3}} = \frac{V_3}{V_{1\text{-}3}}$$

Οι πιο συνηθισμένες τιμές του λ_c κυμαίνονται μεταξύ 3 και 10%. Στο σχήμα 10.2στ φαίνεται το διάγραμμα p-υ ενός αεροσυμπιεστή με διάκενο.



Σχ. 10.2στ.
Διάγραμμα p-υ παλινδρομικού αεροσυμπιεστή με διάκενο.

Αρχίζοντας από το σημείο 1, ο αέρας που υπάρχει μέσα στον κύλινδρο συμπιέζεται πολυτροπικά, $p\upsilon^n = C$, μέχρι την κατάσταση 2. Εκεί ανοίγει η βαλβίδα εξαγωγής και ο αέρας εξέρχεται από το 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 υ_3, να εκτονωθεί μέσα στον κύλινδρο πολυτροπικά, $p\upsilon^n = C$ μέχρι να φθάσει το έμβολο στο Κ.Ν.Σ., δηλαδή στην κατάσταση 4. Στη διάρκεια αυτής της εκτονώσεως, 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.

Το έργο του κύκλου αυτού δίνεται από την πιο κάτω σχέση*:

$$W = m\left\{\frac{n}{n-1}\, p_1\upsilon_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(n-1/n}\right] - \frac{n'}{n'-1}\, p_4\upsilon_4 \left[1 - \left(\frac{p_3}{p_4}\right)^{(n'-1)/n'}\right]\right\} \qquad (10.6)$$

Από το σχήμα 10.2στ έχομε ότι $p_3 = p_2$ και $p_4 = p_1$. Επίσης χωρίς να υποπέσομε σε σοβαρό λάθος, μπορούμε να θέσομε $n = n'$, οπότε η εξίσωση (10.6) γράφεται:

* Η απόδειξη της εξισώσεως (10.6) δίνεται στο Παράρτημα «Α».

$$W = m\frac{n}{n-1} p_1 (\upsilon_1 - \upsilon_4) \ [1 - (\frac{p_2}{p_1})^{(n-1)/n}] \qquad (10.7)$$

Από την εξίσωση (10.7) παρατηρούμε ότι, για σταθερό p_1, όσο το υ_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 $\upsilon_4 = 0$ έχομε την ιδανική περίπτωση του αεροσυμπιεστή χωρίς διάκενα. Επίσης παρατηρούμε ότι η διαφορά μεταξύ των εξισώσεων(10.7) και (10.4)είναι ο όρος $(\upsilon_1 - \upsilon_4)$, ο οποίος όρος παριστάνει τον όγκο του αέρα που εισέρχεται στον κύλινδρο σε πίεση p_1 και θερμοκρασία T_1.

Παράδειγμα 1.

Ένας ιδανικός αεροσυμπιεστής έχει εκτοπιζόμενο όγκο στον κύλινδρο 0,018 m^3 και όγκο διακένων 9,26 $\times 10^{-4}$ 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 προσδιορισθεί το ωφέλιμο έργο του κύκλου ανά kg αέρα και να βρεθεί το σφάλμα που κάνομε αν θεωρήσομε ότι $n = n'$.

Λύση.

Από το σχήμα 10.2στ, έχομε $V_1 - V_3 = 0{,}018 \ m^3$

αλλά $V_3 = 9{,}26 \times 10^{-4} \ m^3$ οπότε $V_1 = 0{,}0189 \ m^3$

Επίσης για $n' = k = 1{,}4$ έχομε:

$$V_4 = V_3 (\frac{p_3}{p_4})^{1/n'} = 9{,}26 \times 10^{-4} \times 5^{1/1,4} = 0{,}0029 \ m^3$$

οπότε, από την εξίσωση (10.6) έχομε ότι για $V = m\upsilon$,

$$W = \frac{1{,}3}{0{,}3} \times 10^5 \times 0{,}0189 \times [1 - 5^{0,231}] - \frac{1{,}4}{0{,}4} \times 10^5 \times 0{,}0029 \times [1 - 5^{0,286}] =$$
$$= -\ 3688{,}10 + 593{,}3 = -\ 3094{,}8 \text{J/kg}$$

Το αρνητικό σημείο μας δείχνει ότι έργο δόθηκε προς τον αεροσυμπιεστή, σύμφωνα με αυτά που είπαμε στο τρίτο κεφάλαιο.

Αν θέσομε $n' = n = 1{,}3$, τότε:

$$V_4 = 9{,}26 \times 10^{-4} \times 5^{1/1,3} = 0{,}0032 \ m^3$$
$$V_1 - V_4 = 0{,}0189 - 0{,}0032 = 0{,}0157 \ m^3$$

οπότε, από την εξίσωση (10.7) έχομε:

$$W = \frac{1,3}{0,3} \times 10^5 \times 0,0157 \times [1 - 5^{0,231}] = -3063\,J/kg$$

Το επί τοις εκατό σφάλμα που έχομε αν θεωρήσομε 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 και πρακτικά αμελητέο.

Παράδειγμα 2.

Ένας αεροσυμπιεστής διπλής ενέργειας με εκτοπιζόμενο όγκο 0,05 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 προσδιορισθεί η ισχύς που απαιτείται για τη λειτουργία του αεροσυμπιεστή.

Λύση.

Όπως είπαμε στο τέλος της παραγράφου 10.2 το έργο του συμπιεστή διπλής ενέργειας είναι διπλάσιο από αυτό του συμπιεστή απλής ενέργειας. Έτσι προσδιορίζομε πρώτα το έργο με τη βοήθεια της εξισώσεως (10.7), αφού αντικαταστήσομε τους ειδικούς όγκους υ από τους ολικούς V (V = mυ):

$$W = \frac{n}{n-1} p_1 (V_1 - V_4) \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(n-1)/n}\right] \qquad (1)$$

αλλά $V_1 = V_{1\text{-}3} + V_3 = V_{1\text{-}3} + cV_{1\text{-}3} = 0,05\ (1 + 0,05) = 0,0525\ m^3$

$$V_4 = V_3 \left(\frac{p_3}{p_4}\right)^{1/n} = cV_{1\text{-}3} \left(\frac{p_3}{p_4}\right)^{1/n} = 0,05 \times 0,05 \times \left(\frac{600}{100}\right)^{1/1,35} = 0,0094\ m^3$$

Αντικαθιστούμε στην εξίσωση (1) και έχομε:

$$W = \frac{1,35}{0,35} \times 100 \times (0,0525 - 0,0094) \times \left[1 - \left(\frac{600}{100}\right)^{0,35/1,35}\right] = -9,829 kJ/kg$$

οπότε το έργο του αεροσυμπιεστή διπλής ενέργειας είναι:

$$W_1 = 2 \times (-9,829) = -19,658 kJ/kg$$

Αφού ο συμπιεστής έχει περιστροφική ταχύτητα ω = 500/60 = 8,333 rps, η ισχύς του είναι:

$$\dot{W}_1 = W_1 \omega = 19,658 \times 8,333 = -163,82\ kW$$

10.3 Ογκομετρικός βαθμός αποδόσεως.

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 μετατοπίσεως του εμβόλου μέσα στον κύλινδρο. Έτσι, ο όρος ***ογκομετρικός βαθμός αποδόσεως*** χρησιμοποιείται για να περιγράψει πόσο αποδοτικά αναρροφά ο συμπιεστής τον ατμοσφαιρικό αέρα. Ο θεωρητικός ογκομετρικός βαθμός αποδόσεως η_{υ}, είναι ο λόγος του όγκου του ατμοσφαιρικού αέρα που εισέρχεται στον κύλινδρο προς το μέγιστο όγκο της διαδρομής του εμβόλου. Για τον ορισμό του η_{υ}, μπορούμε επίσης να χρησιμοποιήσομε, αντί του όγκου, τη μάζα του αέρα. Έτσι έχομε ότι:

$$\eta_{\upsilon} = \frac{\text{όγκος του αέρα που εισέρχεται στον κύλινδρο}}{\text{μέγιστος όγκος της διαδρομής του εμβόλου}} = \frac{V_1 - V_4}{V_{1\text{-}3}} \qquad (10.8)$$

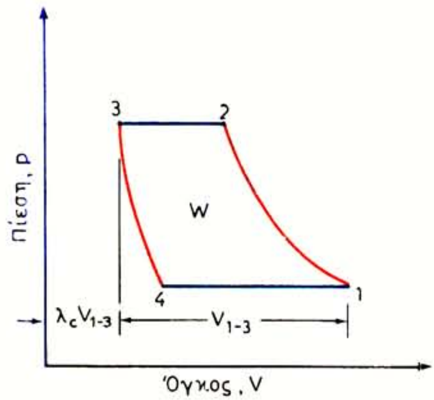
Στον κύκλο του σχήματος 10.3α η συμπίεση και εκτόνωση γίνονται πολυτροπικά ($pV^n = C$)· από το σχήμα επίσης προκύπτει ότι:

$$V_3 = \lambda_c V_{1\text{-}3} \quad \text{και} \quad V_1 = V_{1\text{-}3} + \lambda_c V_{1\text{-}3}$$

Οπότε ο ογκομετρικός βαθμός αποδόσεως που δίνεται από την εξίσωση (10.8), παίρνει τη μορφή:

$$\eta_{\upsilon} + 1 + \lambda_c - \lambda_c \left(\frac{\pi_2}{p_1} \right)^{1/n} \qquad (10.9)$$

Αναλύοντας την εξίσωση (10.9) παρατηρούμε ότι όσο ο όγκος του διακένου και η πίεση καταθλίψεως αυξάνουν τόσο ο ογκομετρικός βαθμός μειώνε-

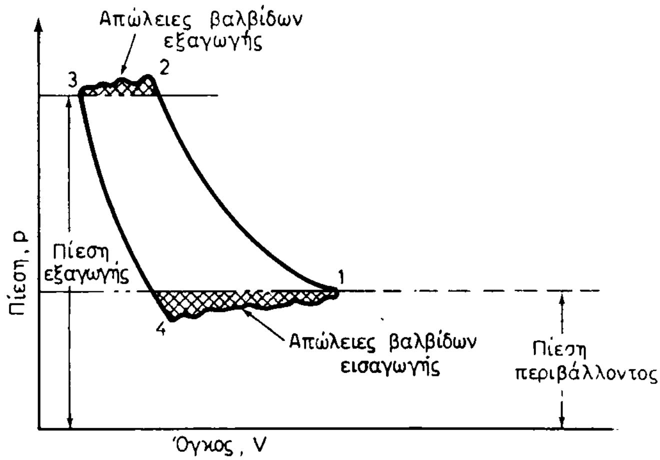


Σχ. 10.3α.
Διάγραμμα p-V αεροσυμπιεστή όπου οι διεργασίες της συμπιέσεως και εκτονώσεως είναι πολυτροπικές, pV^n C.

ται. Αυτό οφείλεται στο ότι στο τέλος της διεργασίας της εξαγωγής (σημείο 3, σχ. 10.3α), 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.

Σ' ένα πραγματικό αεροσυμπιεστή, όπου δεν υπάρχουν οι θεωρητικές διεργασίες που περιγράψαμε πιο πάνω, ο ογκομετρικός βαθμός αποδόσεως είναι διαφορετικός. Ας παρατηρήσομε το διάγραμμα p-V ενός πραγματικού παλινδρομικού αεροσυμπιεστή, που έχει τη μορφή του διαγράμματος που φαίνεται στο σχήμα 10.3β. Όπως είναι φυσικό, η πίεση του αέρα του περιβάλλοντος από όπου αναρροφά ο συμπιεστής θα πρέπει να είναι μεγαλύτερη από την πίεση μέσα στο 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 στο συμπιεστή. Εξ αιτίας αυτών των φαινομένων ο θεωρητικός ογκομετρικός βαθμός αποδόσεως μειώνεται κατά το λόγο της πιέσεως του αέρα μέσα στον κύλινδρο p_1 (κατάσταση 1, σχ. 10.3β) προς την πίεση του αέρα του περιβάλλοντος p_0. Επίσης μειώνεται κατά το λόγο της θερμοκρασίας του περιβάλλοντος T_0, προς τη θερμοκρασία του αέρα στην κατάσταση 1, T_1. Δηλαδή:

$$\eta_{\upsilon\pi\rho} = \eta_{\upsilon}\left(\frac{p_1}{p_0}\right)\left(\frac{T_0}{T_1}\right) \tag{10.10}$$



Σχ. 10.3β.
Διάγραμμα p-V ενός παλινδρομικού αεροσυμπιεστή με τις απώλειες στις βαλβίδες.

Όπως φαίνεται και από το σχήμα 10.36, το έργο του πραγματικού αεροσυμπιεστή είναι μεγαλύτερο από το αντίστοιχο θεωρητικό, γιατί θα πρέπει να συμπιέσει αέρα μικρότερης πιέσεως 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 10.36. Ο ογκομετρικός βαθμός αποδόσεως των αεροσυμπιεστών δίνεται από τους κατασκευαστές. Έτσι, για να βρούμε τον όγκο του αέρα που αναρροφά ο αεροσυμπιεστής, πολλαπλασιάζομε τον όγκο του κυλίνδρου επί τον ογκομετρικό βαθμό αποδόσεως.

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 ένα αεροσυμπιεστή που λειτουργεί σε υψόμετρο π.χ. 2.000 μέτρων, γιατί η πυκνότητα του αέρα μειώνεται όσο αυξάνεται το υψόμετρο. Σ' αυτή την περίπτωση η απόδοση του αεροσυμπιεστη προσδιορίζεται για ***ελεύθερο αέρα*** και οι διορθώσεις για τη θερμοκρασία και πίεση, όπως στην εξίσωση (10.10), θα αναφέρονται σε συνθήκες περιβάλλοντος 1 ατμόσφαιρας και θερμοκρασίας 20°C, δηλαδή $p_0=1$ bar και $T_0=293$ K.

Παράδειγμα.

Ένας αεροσυμπιεστής αναρροφά αέρα από το περιβάλλον σε πίεση 1 bar και θερμοκρασία 21°C. Στις βαλβίδες εισαγωγής έχομε πτώση πιέσεως 0,02 bar και στό τέλος της αναρροφήσεως ο αέρας έχει θερμοκρασία 38°C. Η πίεση καταθλίψεως είναι 5 bar και η πτώση της πιέσεως στις βαλβίδες της εξαγωγής 0,2 bar. Ζητείται να προσδιορισθεί: α) Ο θεωρητικός και πραγματικός ογκομετρικός βαθμός αποδόσεως, β) η ισχύς του αεροσυμπιεστή αν ο όγκος της διαδρομής του εμβόλου είναι 0,0179 m^3 και ο όγκος αναρροφήσεως του αέρα 0,0144 m^3. Ο αεροσυμπιεστής έχει περιστροφική ταχύτητα 200 rpm και για τον αέρα $n = 1{,}35$.

Λύση.

Από τα στοιχεία του προβλήματος προκύπτει ότι:

Πίεση αναρροφήσεως	$p_1 = 1 - 0{,}02 = 0{,}98 \text{ bar} = 0{,}98 \times 10^5 \text{N/m}^2$
Πίεση καταθλίψεως	$p_2 = 5 - 0{,}2 = 4{,}80 \text{ bar} = 4{,}80 \times 10^5 \text{ N/m}^2$
Πίεση περιβάλλοντος	$p_0 = 1 \text{ bar} = 10^5 \text{ N/m}^2$
Θερμοκρασία περιβάλλοντος	$T_0 = 294$ K
Θερμοκρασία στο τέλος της αναρροφήσεως	$T_1 = 311$ K

α) Από τις εξισώσεις(10.8) και (10.10)ο θεωρητικός και πραγματικός ογκομετρικός βαθμός αποδόσεως του αεροσυμπιεστή είναι:

$$\eta_{\upsilon} = \frac{0{,}0144}{0{,}0179} = 0{,}80 \quad \text{και} \quad \eta_{\upsilon\pi\rho} = 0{,}80 \times \frac{0{,}98}{1} \times \frac{294}{311} = 0{,}745$$

β) Το πραγματικό έργο του κύκλου είναι:

$$W_{\pi\rho} = \eta_{\upsilon\pi\rho}\ W = \eta_{\upsilon\pi\rho} \frac{n}{n-1}\ p_1 V_{1\text{-}3} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(n-1)/n}\right] =$$

$$= 0{,}745 \times \frac{1{,}35}{0{,}35} \times 0{,}98 \times 10^5 \times 0{,}0179 \times \left[1 - \left(\frac{4{,}80}{0{,}98}\right)^{0{,}259}\right] = -2566{,}2\ \text{J}$$

και η ισχύς

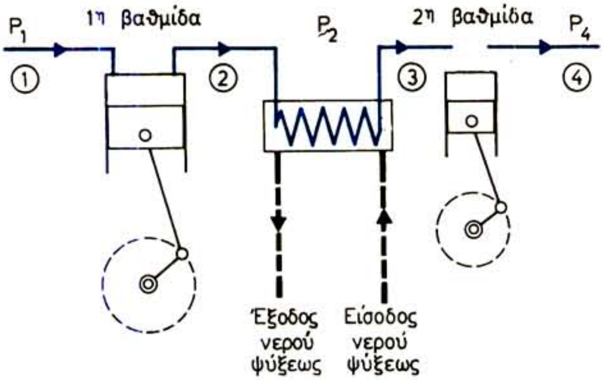
$$\dot{W}_{\pi\rho} = -2566{,}2 \times \frac{200}{60} = -8554\ \text{W}$$

10.4 Πολυβάθμιοι αεροσυμπιεστές.

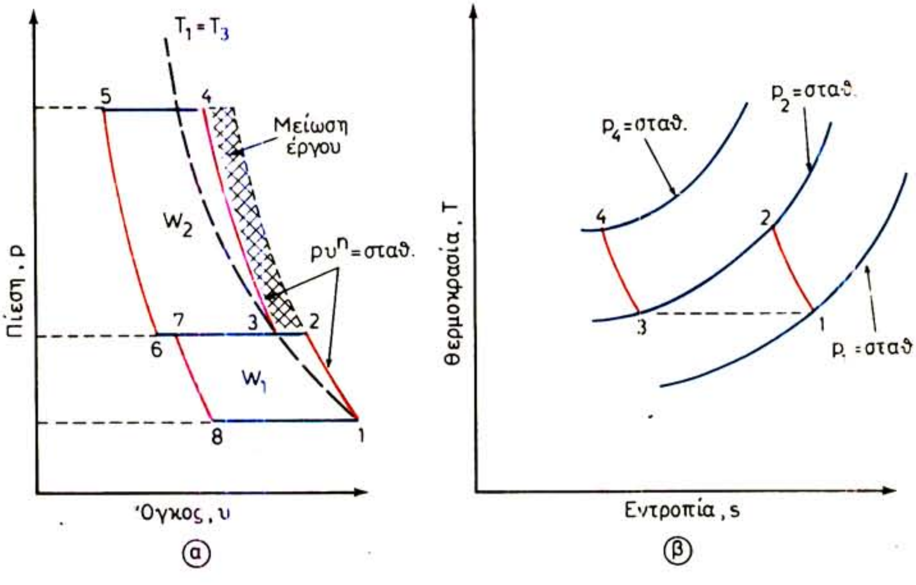
Είδαμε προηγουμένως ότι για τις ίδιες πιέσεις εισαγωγής και εξαγωγής η ισοθερμοκρασιακή συμπίεση απαιτεί το μικρότερο έργο. Για να το πετύχομε αυτό στην πράξη, ψύχομε τους κυλίνδρους με την κυκλοφορία νερού γύρω απ' αυτούς. Έτσι κατορθώνομε να αφαιρέσομε ένα ποσό θερμότητας από τον αέρα, οπότε η θερμοκρασία στην κατάσταση 2΄(σχ. 10.2ε) είναι μικρότερη και η διεργασία της συμπιέσεως πλησιάζει προς την ισοθερμοκρασιακή.

Ένας άλλος τρόπος για να πλησιάσομε 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 10.4α φαίνεται σχηματικά ένας διβάθμιος αεροσυμπιεστής με μία ενδιάμεση ψύξη του αέρα μεταξύ της πρώτης και δεύτερης βαθμίδας και στο σχήμα 10.4β βλέπομε τα διαγράμματα p-υ και T-s του ίδιου αεροσυμπιεστή. Από το διάγραμμα p - υ [σχ. 10.4β(α)]παρατηρούμε ότι με την ενδιάμεση ψύξη, πραγματικά κατορθώνομε να μειώσομε το έργο που χρειάζεται ο αεροσυμπιεστής για τη συμπίεση του αέρα από p_1 σε p_4. Αυτό σημαίνει ότι για τις ίδιες πιέσεις ο διβάθμιος συμπιεστής είναι αποδοτικότερος από το μονοβάθμιο. Στο σχήμα 10.4γ φαίνεται ένας διβάθμιος αεροσυμπιεστής με ενδιάμεση ψύξη.



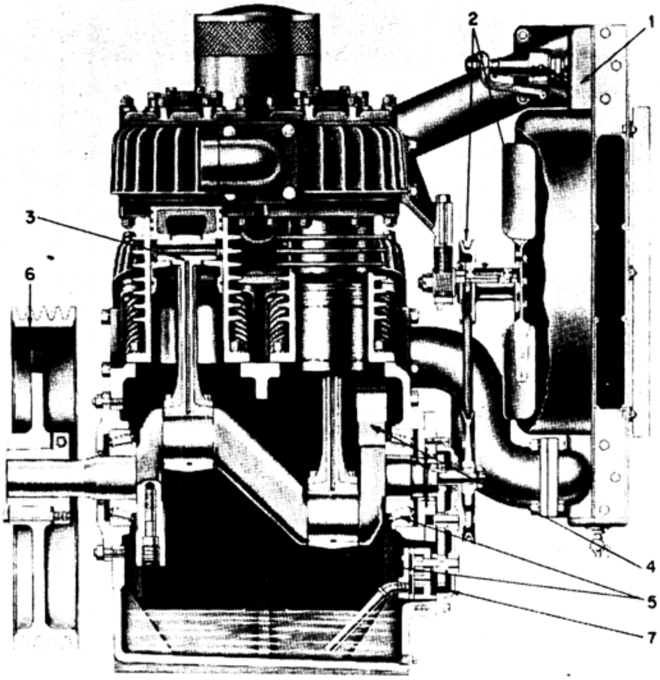
Σχ. 10.4α.
Σχηματική παράσταση διβάθμιου αεροσυμπιεστή με ενδιάμεση ψύξη.



Σχ. 10.4β.
α) Διάγραμμα p-υ για διβάθμιο παλινδρομικό αεροσυμπιεστή. β) Διάγραμμα T-s για διβάθμιο συμπίεση και ενδιάμεση ψύξη.

Για σταθερή παροχή αέρα προς το συμπιεστή χωρίς διάκενα, η μάζα που εισέρχεται στην πρώτη βαθμίδα ισούται με τη μάζα που εξέρχεται από τη δεύτερη βαθμίδα. Οπότε, με βάση την εξίσωση (10.4), το έργο που απορροφά ο αεροσυμπιεστής είναι

$$W = m\frac{n}{n-1}R\,\{T_1\,[1-(\frac{p_2}{p_1})^{(n-1)/n}] + T_3\,[1-(\frac{p_4}{p_2})^{(n-1)/n}]\} \qquad (10.11)$$



Σχ. 10.4γ.
Διβάθμιος αεροσυμπιεστής με ενδιάμεση ψύξη: 1. Ενδιάμεση ψύξη. 2. Ανεμιστήρας. 3. Έμβολο. 4. Στροφαλοφόρος. 5. Έδρανο βάσεως. 6. Κινητήριος άξονας. 7. Αντλία λαδιού.

Στην ιδανική περίπτωση όπου $T_1 = T_3$, το ολικό έργο του συμπιεστή, εξίσωση (10.11), γράφεται:

$$W = m\frac{n}{n-1}RT_1\left[2-\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(n-1)/n}-\left(\frac{p_4}{p_2}\right)^{(n-1)/n}\right] \qquad (10.12)$$

Ο καθορισμός της ενδιάμεσης πιέσεως p_2 δεν είναι τυχαίος· καθορίζεται έτσι ώστε το έργο του αεροσυμπιεστή W να είναι το ελάχιστο. Εφ' όσον το W θα πρέπει να είναι ελάχιστο, τότε, όπως ξέρομε από τα μαθηματικά, θέτομε την πρώτη παράγωγο της εξισώσεως (10.11) ως προς τη μεταβλητή p_2 ίση με το μηδέν και λύνοντας ως προς p_2 έχομε ότι:

$$p_2 = \sqrt{p_1 p_4} \qquad (10.13)$$

Έτσι, όταν η τιμή της πιέσεως p_2 προσδιορίζεται από την εξίσωση (10.13), τότε το έργο είναι ίσο και στις δύο βαθμίδες και το ολικό έργο είναι το ελάχιστο.

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 m^3/min και ο εκθέτης της πολυτροπικής συμπιέσεως είναι 1,35. Να προσδιορισθεί: α) Η ελάχιστη ισχύ 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 θερμότητα που αφαιρείται στην ενδιάμεση ψύξη.

Λύση.

α) Η ισχύς ενός ιδανικού αεροσυμπιεστή ($T_1 = T_3$) προκύπτει από την εξίσωση (10.12). Μας χρειάζονται τα στοιχεία $\dot{m}$, p_2, που τα υπολογίζομε:

$$\dot{m} = \frac{\mathring{V}}{\upsilon} \quad \text{όπου} \quad \upsilon = \frac{RT_1}{p_1} = \frac{0{,}287 \times 300}{10^2} = 0{,}861 \ m^3/kg$$

οπότε
$$\dot{m} = \frac{18}{0{,}861 \times 60} = 0{,}348 \ kg/s$$

$$p_2 = \sqrt{p_1 p_4} = \sqrt{1 \times 10} = 3{,}162 \ bar$$

$$\dot{W} = \frac{0{,}348 \times 1{,}35 \times 0{,}287 \times 300}{0{,}35}\left[2 - \left(\frac{3{,}162}{1}\right)^{0{,}259} - \left(\frac{10}{3{,}162}\right)^{0{,}259}\right]$$

$$= -80{,}30 \ kW$$

β) Για μονοβάθμιο συμπιεστή, η ισχύς που απαιτείται προκύπτει από την εξίσωση (10.7):

$$\dot{W} = \frac{1{,}35}{0{,}35} \times 10^2 \times \frac{18}{60} \times \left[1 - \left(\frac{10}{1}\right)^{0{,}259}\right] = -94{,}37 \ kW$$

Παρατηρούμε ότι ο μονοβάθμιος συμπιεστής χρειάζεται ισχύ κατά 17,5% μεγαλύτερη της ισχύος του διβάθμιου συμπιεστή.

γ) Η μέγιστη θερμοκρασία στο διβάθμιο συμπιεστή είναι:

$$T_{max} = T_2 = T_1\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(n-1)/n} = 300\left(\frac{3{,}162}{1}\right)^{0{,}259} = 404{,}2 \ K \quad \text{ή} \quad 131{,}2 °C$$

και στο μονοβάθμιο:

$$T_{max} = T_2 = T_1\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(n-1)/n} = 300\left(\frac{10}{1}\right)^{0{,}259} = 544{,}6 \ K \quad \text{ή} \quad 271{,}6 °C$$

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 έχομε:

$$\dot{Q} = q\dot{m} = 0{,}348 \times 104{,}69 = 36{,}43 \text{ kW}$$

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 m^3/h. Ζητείται: α) Η ισχύς που χρειάζεται ο συμπιεστής και β) η μέγιστη θερμοκρασία του αέρα.

Λύση.

α) Εφ' όσον ο αέρας συμπιέζεται αδιαβατικά, τότε έχομε $n = k = 1{,}4$.

Η παροχή του συμπιεστή σε kg/s είναι:

$$\dot{m} = \frac{\dot{V}}{\upsilon} \quad \text{όπου} \quad \upsilon = \frac{RT_1}{p_1} = \frac{0{,}287 \times 283}{100} = 0{,}8122 \text{ m}^3\text{/kg}$$

$$\text{και} \quad \dot{V} = \frac{23}{3600} = 0{,}0064 \text{ m}^3\text{/s}$$

Άρα:

$$\dot{m} = \frac{0{,}0064}{0{,}8122} = 0{,}0079 \text{ kg/s}$$

Η ισχύς του αεροσυμπιεστή προκύπτει από την εξίσωση (10.11):

$$\dot{W} = \frac{0{,}0079 \times 1{,}4}{0{,}4} \times 0{,}287 \times \{283 \, [1 - (\frac{6{,}5}{1})^{0{,}286}] + 293 \, [1 - (\frac{39}{6{,}5})^{0{,}286}]\} =$$

$$= 0{,}008 \times (-200{,}37 - 196{,}12) = -3{,}17 \text{ kW}$$

β) Η μέγιστη θερμοκρασία του αέρα εμφανίζεται στην έξοδο του αεροσυμπιεστή, δηλαδή:

$$T_{max} = T_4 = T_3 (\frac{p_4}{p_3})^{(k-1)/k} = 293 \times (\frac{39}{6{,}5})^{0{,}286} = 489{,}12 \text{ K}$$

$$\text{ή} \quad 216{,}12 °C$$

10.5 Συντελεστές αποδόσεως 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 λάβομε υπ' όψη μας αυτές τις μη αναστρέψιμες διεργασίες (πραγματικές), χρησιμοποιούμε τους συντελεστές αποδόσεως.

Ο ***βαθμός συμπιέσεως*** 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 αποδόσεως*** η_m, είναι ο λόγος του πραγματικού έργου του αεροσυμπιεστή προς το έργο που δίνει σ' αυτόν η κινητήρια μηχανή (ηλεκτρικός κινητήρας κλπ.). Ο βαθμός αυτός καλύπτει τις απώλειες που αναπόφευκτα υπάρχουν μεταξύ του αεροσυμπιεστή και της κινητήριας μηχανής.

Το γινόμενο των δύο αυτών βαθμών αποδόσεως μας δίνει το ***βαθμό αποδόσεως του αεροσυμπιεστή*** η_c, δηλαδή:

$$\eta_c = \eta_{cn}\eta_m \tag{10.14}$$

Ο βαθμός αποδόσεως του αεροσυμπιεστή η_c μας δείχνει πόσο καλά εκμεταλλεύεται 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 αποδόσεως.

Παράδειγμα.

Ένας αεροσυμπιεστής κινείται από ένα 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 αποδόσεως του συμπιεστή: α) Για αδιαβατική συμπίεση και β) για ισοθερμοκρασιακή συμπίεση. Η παροχή του αέρα είναι 0,189 m^3/s.

Λύση.

α) Για αδιαβατική συμπίεση n = k = 1,4. Επίσης για $\dot{V}_1 - \dot{V}_4 = 0{,}189\ m^3/s$ και, με βάση την εξίσωση (10.7), η θεωρητική ισχύς του αεροσυμπιεστή είναι:

$$\dot{W} = \frac{k}{k-1}\ p_1(\dot{V}_1 - \dot{V}_4)\left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(k-1)/k}\right] =$$

$$= \frac{1{,}4}{0{,}4} \times 101{,}4 \times 0{,}189 \times \left[1 - \left(\frac{377{,}1}{101{,}4}\right)^{0{,}286}\right] = -30{,}58\ kW$$

οπότε ο βαθμός αποδόσεως του αεροσυμπιεστή η_c, είναι:

$$\eta_c = \frac{30{,}58}{37{,}3} = 0{,}820 \quad \text{ή} \quad 82\%$$

β) Για ισοθερμοκρασιακή συμπίεση, η ισχύς προκύπτει από την εξίσωση (10.5) και δίνεται ως:

$$\dot{W} = -p_1(\dot{V}_1 - \dot{V}_4)\ln\frac{p_2}{p_1} = -101{,}4 \times 0{,}189 \times \ln\frac{377{,}1}{101{,}4} = 25{,}17\ kW$$

οπότε ο βαθμός αποδόσεως του αεροσυμπιεστή είναι:

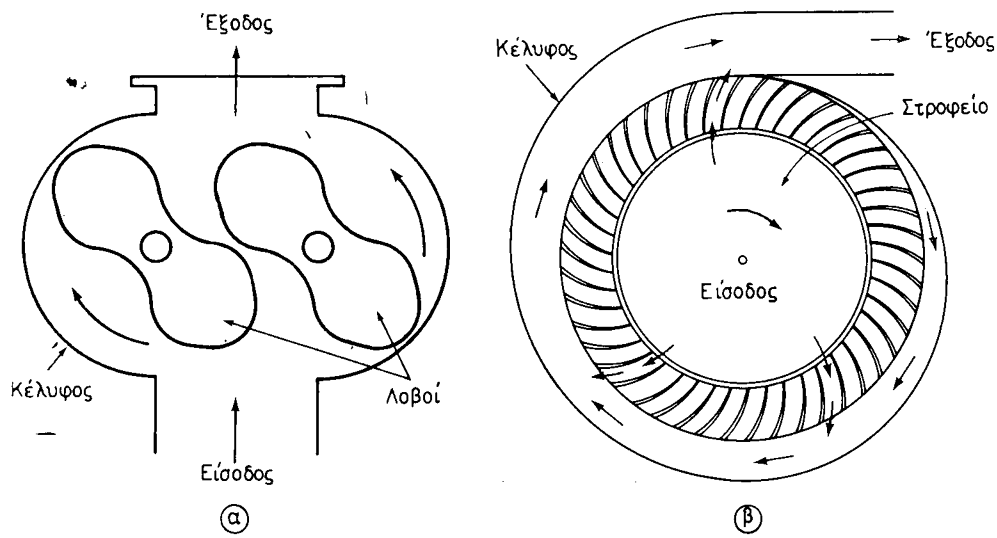
$$\eta_c = \frac{25{,}17}{37{,}3} = 0{,}675 \quad ή \quad 67{,}5\%$$

10.6 Περιστροφικός αεροσυμπιεστής.

Για τους αεροσυμπιεστές αυτούς θα περιορισθούμε μόνο στη στοιχειώδη περιγραφή και δεν θα προχωρήσομε 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. 10.6(α)] και ο ***περιστροφικός συμπιεστής με στροφείο*** [σχ. 10.6(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 καταθλίψεως. 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 το χώρο της καταθλίψεως προς το χώρο της αναρροφήσεως. Από το σχήμα 10.6(α) παρατηρούμε επίσης ότι οι λοβοί στρέφουν με αντίθετη φορά.

Ο περιστροφικός αεροσυμπιεστής με στροφείο [σχ. 10.6(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



Σχ. 10.6.
Περιστροφικός αεροσυμπιεστής: α) Με λοβούς και β) με στροφείο.

χρησιμοποιείται στους αεριοστροβίλους που είδαμε στο προηγούμενο κεφάλαιο. Έχουν μεγάλο όγκο παροχής αέρα, αλλά η αύξηση της πιέσεως είναι μικρή.

10.7 Ασκήσεις.

1. Ένας αεροσυμπιεστής έχει παροχή 100 m^3/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)

2. Ζητείται ο ογκομετρικός βαθμός αποδόσεως ενός μονοβάθμιου διπλής ενέργειας αεροσυμπιεστή που έχει διάμετρο κυλίνδρου 45 cm και διαδρομή εμβόλου 45 cm. Ο αεροσυμπιεστής έχει παροχή 0,166 m^3/s, και περιστροφική ταχύτητα 150 rpm. Στην αναρρόφηση, η πίεση του αέρα είναι 101,3 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 συμπιεστής λαμβάνει 10,78 m^3/s αέρα σε πίεση 1,16 bar και τον συμπιέζει μέχρι 5,78 bar. Ο βαθμός συμπιέσεως για ισοθερμοκρασιακή συμπίεση είναι 70% και ο μηχανικός βαθμός αποδόσεως 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 συμπιεστής αναρροφά αέριο ήλιον σε πίεση 1,36 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 kg/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 πιέσεως 10^5 N/m^2 και θερμοκρασίας 27°C και τον καταθλίβει με πίεση $10{,}2 \times 10^5$ N/m^2. Η συμπίεση και η εκτόνωση γίνεται πολυτροπικά με $n = 1{,}25$. Στις βαλβίδες της εισαγωγής και της εξαγωγής έχομε πτώση της πιέσεως κατά 5%. Ο αέρας θερμαίνεται στους 38°C από τα τοιχώματα του κυλίνδρου στο τέλος της διαδρομής της εισαγωγής. Να προσδιορισθεί: α) Ο θεωρητικός και ο πραγματικός ογκομετρικός βαθμός αποδόσεως και β) το έργο του αεροσυμπιεστή ανά μονάδα μάζας.

   (***Απ.:*** α) 0,822 0,753, β) – 203 kJ/kg)

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΕΝΔΕΚΑΤΟ

ΡΟΗ ΡΕΥΣΤΟΥ ΣΕ ΠΡΟΦΥΣΙΑ

11.1 Γενικά.

Το προφύσιο (ή ακροφύσιο) έχει ως σκοπό τη μετατροπή της θερμικής ενέργειας ενός ρευστού σε κινητική και την κατεύθυνση της ροης 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 εξετάσομε 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 προχωρήσομε όμως χρειαζόμαστε μερικές γνώσεις επάνω στη ροή των ρευστών, τις οποίες θα δώσομε 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 το χρόνο και οι μεταβολές των ιδιοτήτων κάποιου σημείου του ρευστού δεν αλλάζουν με το χρόνο.

11.2 Ροή ρευστού.

Ο νόμος της διατηρήσεως 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):

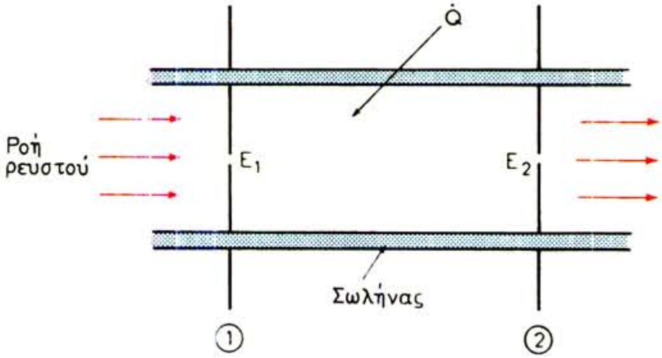
$$\mathring{m} = \frac{A v}{\upsilon} \tag{11.1}$$

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):

$$\mathring{m} = \frac{A_1 v_1}{\upsilon_1} = \frac{A_2 v_2}{\upsilon_2} = \ldots = \frac{A_i v_i}{\upsilon_i} \tag{11.2}$$

όπου με τους αριθμούς 1, 2,..., i σημειώνομε τα διάφορα επίπεδα.

Ο πρώτος θερμοδυναμικός νόμος (αρχή διατηρήσεως της ενέργειας) συντε-



Σχ. 11.2.
Ροή ρευστού μέσα σε σωλήνα.

λεί επίσης αποφασιστικά στη μελέτη της ροής των ρευστών. Σύμφωνα με το νόμο αυτό, αν έχομε σταθερή ροή ρευστού, π.χ. μέσα σε σωλήνα (σχ. 11.2), η ενέργεια του ρευστού σε κάποιο επίπεδο 1 είναι ίση με την ενέργειά του σε κάποιο άλλο επίπεδο 2.

Αν έχομε και μεταφορά θερμότητας $\dot{Q}$ προς το σωλήνα μεταξύ των επιπέδων 1 και 2, τότε ο πρώτος θερμοδυναμικός νόμος μας δίνει, εξίσωση (4.5):

$$\dot{Q} + E_1 = E_2 \tag{11.3}$$

ή σύμφωνα με την εξίσωση (4.15):

$$\dot{Q} + \dot{m}\left(h + \frac{v^2}{2} + gz\right)_1 = \dot{m}\left(h + \frac{v^2}{2} + gz\right)_2 \tag{11.3α}$$

Η εξίσωση (11.3α) αν αναχθεί στη μονάδα παροχής μάζας του ρευστού, γίνεται [βλ. εξίσωση (4.15α)]:

$$q + \left(h + \frac{v^2}{2} + gz\right)_1 = \left(h + \frac{v^2}{2} + gz\right)_2 \tag{11.3β}$$

Αν η ροή είναι αδιαβατική: $q = 0$

Επίσης, από την εξίσωση (4.14) έχομε ότι:

$$h = u + p\upsilon,$$

οπότε η εξίσωση (11.3β), γράφεται ως:

$$u_1 + p_1\upsilon_1 + \frac{v_1^2}{2} + gz_1 = u_2 + p_2\upsilon_2 + \frac{v_2^2}{2} + gz_2$$

Αν τώρα θεωρήσομε 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 έχομε ότι:

$$\frac{p_1}{\rho_1} + \frac{v_1^2}{2} + gz_1 = \frac{p_2}{\rho_2} + \frac{v_2^2}{2} + gz_2 \qquad (11.4)$$

όπου θέσαμε $\upsilon = 1/\rho$.

Η εξίσωση (11.4) είναι γνωστή ως ***εξίσωση του Bernoulli*** και χρησιμοποιείται για να περιγράψει τη ροή ενός ασυμπίεστου ρευστού, δηλαδή ενός ρευστού που η πυκνότητά του παραμένει σταθερή.

11.3 Στάσιμες ιδιότητες.

Ας θεωρήσομε τη ροή ενός ρευστού μέσα σε ένα ***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 (11.3β). Αν μετρήσομε την ενέργεια στο σημείο όπου αρχίζει η ροή του ρευστού, δηλαδή εκεί που η ταχύτητα είναι μηδέν, θα βρούμε ότι είναι h_o. Οπότε έχομε ότι:

$$h_o = h + \frac{v^2}{2} \qquad (11.5)$$

Επίσης γνωρίζομε ότι $h_o - h = c_p\,(T_o - T)$, εξίσωση (6.8), οπότε η εξίσωση (11.5) γράφεται ως:

$$T_o = T + \frac{v^2}{2c_p} \qquad (11.6)$$

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 θεωρήσομε 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:

$$\frac{p_o}{p} = \left(1 + \frac{v^2}{2c_pT}\right)^{k(k-1)} \qquad (11.7)$$

11.4 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:

$$M = \frac{v}{a} \tag{11.8}$$

Με βάση τον αριθμό Mach οι ταχύτητες της ροής χαρακτηρίζονται σε:
- Υποηχητικές όταν $M < 1$
- Ηχητικές όταν $M = 1$
- Υπερηχητικές όταν $M > 1$

Η ταχύτητα του ήχου σε διάφορα ρευστά για θερμοκρασία 0°C κυμαίνεται σε διάφορες τιμές όπως του αέρα σε 330 m/sec, του αζώτου σε 337 m/sec, του ατμού σε 450 m/sec κλπ.

Αν αντικαταστήσομε την εξίσωση (11.8) στην εξίσωση (11.6), έχομε τη θερμοκρασία του ρευστού σε συνάρτηση με τον αριθμό Mach:

$$\frac{T_o}{T} = 1 + \frac{a^2 M^2}{2c_p T} \tag{11.9}$$

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 υπολογισθεί η πίεση και η θερμοκρασία στασιμότητας.

Λύση.

Από την εξίσωση (11.7), για $k = 2{,}077$ και $c_p = 5{,}195$ kJ/kgK (Πίνακας Γ'6), έχομε:

$$p_o = p\left(1 + \frac{v^2}{2c_p T}\right)^{k(k-1)} = 1{,}20 \times 10^5 \left(1 + \frac{1000^2}{2 \times 5195 \times 300}\right)^{1{,}929} = 2{,}05 \text{ bar}$$

και από την εξίσωση (11.6):

$$T_o = T + \frac{v^2}{2c_p} = 300 + \frac{1000^2}{2 \times 5195} = 396{,}2 \text{ K}$$

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 προσδιορισθεί 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 (11.8):

$$M = \frac{v}{a} = \frac{2500}{245,5} = 10,18$$

Η στάσιμη θερμοκρασία είναι, εξίσωση (11.6):

$$T_o = T + \frac{v^2}{2c_p} = 150 + \frac{2500^2}{2 \times 1004,7} = 3260\ \mathrm{K} \quad \text{ή} \quad 2987,4^{\circ}\mathrm{C}$$

και η στάσιμη πίεση, εξίσωση (11.7):

$$p_o = p\left(1 + \frac{v^2}{2c_pT}\right)^{k(k-1)} = 70\left(1 + \frac{2500^2}{2 \times 1004,7 \times 150}\right)^{3,50} = 3351\ \mathrm{kPa}$$

$$\text{ή } 33,51\ \mathrm{bar}$$

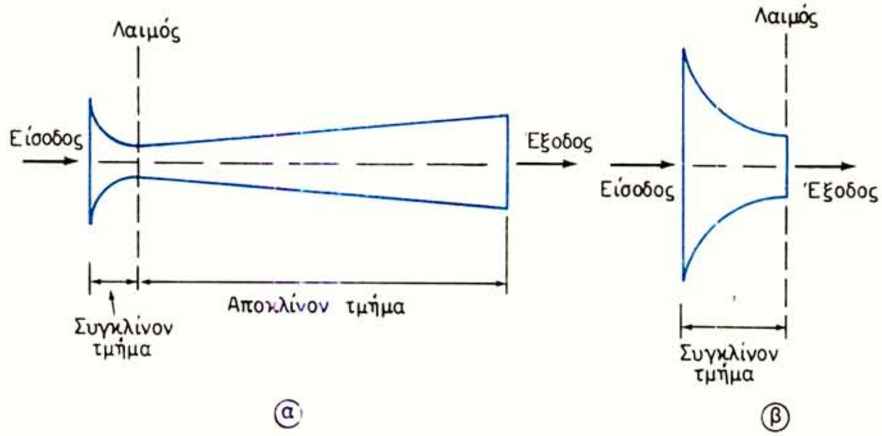
11.5 Προφύσια.

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 11.5α.

Ένα προφύσιο το οποίο πρώτα συγκλίνει και μετά αποκλίνει ονομάζεται ***συγκλίνον-αποκλίνον προφύσιο*** [σχ. 11.5α(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. 11.5α(θ)]. Το προφύσιο αυτό ονομάζεται ***συγκλίνον.***

11.5.1 Ροή ρευστού μέσα σε προφύσια.

Η ροή ρευστού μέσα σε ένα προφύσιο θεωρείται ότι είναι μία αδιαβατική εκτόνωση. Το ρευστό εισέρχεται στο προφύσιο με μια 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 εκτονώσεως 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.



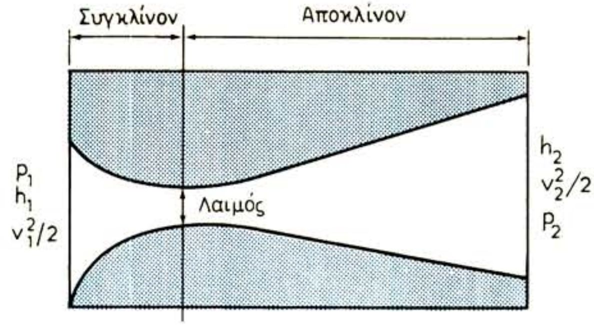
Σχ. 11.5α.
α) Συγκλίνον-αποκλίνον προφύσιο. β) Συγκλίνον προφύσιο.

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 στην αδυναμία της συμπυκνώσεως του ατμού κατά τη διάρκεια της εκτονώσεως. Η εκτόνωση του ατμού γίνεται πολύ γρήγορα και, αν ο ατμός είναι αρχικά ξηρός ή υπέρθερμος, θα πρέπει με την πτώση της πιέσεως να γίνει υγρός. Λόγω όμως της ταχύτατης εκτονώσεως, 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 σ' ένα προφύσιο είναι: αδιαβατική ή αδιαβατική τροποποιημένη λόγω των τριβών ή υπερκορεσμένη ροή.

11.5.2 Ταχύτητα εκτονώσεως.

Έστω ότι στο συγκλίνον-αποκλίνον προφύσιο του σχήματος 11.5β έχομε 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:



Σχ. 11.5β.
Αδιαβατικό συγκλίνον-αποκλίνον προφύσιο.

$$\text{Ολική ενέργεια ανά μονάδα μάζας} = h + \frac{v^2}{2}$$

Ισχύει δηλαδή η εξίσωση (11.5):

$$h_o = h + \frac{v^2}{2}$$

οπότε λύοντας ως προς την ταχύτητα v, παίρνομε:

$$v = \sqrt{2(h_o - h)} \tag{11.10}$$

Αν έχομε στην είσοδο του προφυσίου ταχύτητα v_1, όπως φαίνεται στο σχήμα 11.5β, τότε από τον πρώτο θερμοδυναμικό νόμο για ανοικτό σύστημα:

$$h_1 + \frac{v_1^2}{2} = h_2 + \frac{v_2^2}{2}$$

και λύοντας ως προς v_2:

$$v_2 = \sqrt{2(h_1 - h_2) + v_1^2} \tag{11.11}$$

Φυσικά η ταχύτητα v_2 θα μπορούσε να βρεθεί από την εξίσωση (11.10), η οποία γράφεται ως:

$$v_2 = \sqrt{2\,(h_o - h_2)}$$

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 (11.11) τη γράφομε ως:

$$v_2 = \sqrt{2c_p\,(T_1 - T_2) + v_1^2} \tag{11.11α}$$

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 (11.11α), για $v_1 = 0$, παίρνομε:

$$v_2 = \sqrt{2c_p\,(T_1 - T_2)} = \sqrt{2 \times 1004{,}7 \times (823 - 673)} = 549 \text{ m/s}$$

$$\left(\text{μονάδες: } \frac{\text{J}}{\text{kgK}} \,.\, \text{K} \,.\, \frac{\text{Nm}}{\text{J}} \,.\, \frac{\text{kgm}}{\text{Ns}^2} = \frac{\text{m}^2}{\text{s}^2}\right)$$

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 (11.11), για την οποία πρέπει να προσδιορίσομε τις ενθαλπίες του ατμού στην είσοδο και στην έξοδο του προφυσίου. Από τους πίνακες Γ3 και Γ2:

για $p_1 = 60$ bar και $t_1 = 500°C$ $\quad h_1 = 3422{,}2$ kJ/kg
για $p_1 = 1$ bar και κεκορεσμένο ατμό $h_2 = 2675{,}4$ kJ/kg

Άρα από την εξίσωση (11.11):

$$v = \sqrt{2 \times (3422{,}2 - 2675{,}4) \times 10^3} = 1222{,}13 \text{ m/s}$$

11.5.3 Καθορισμός μορφής προφυσίου.

Η μορφή ενός προφυσίου καθορίζεται από τα χαρακτηριστικά του ρευστού.

Από την εξίσωση (11.1) βλέπομε ότι για μια δεδομένη παροχή μάζας $\dot{m}$ η διατομή A εξαρτάται από το λόγο v/υ. Δηλαδή αν ο λόγος v/υ αυξάνει, η διατομή A ελαττώνεται και αντίστροφα.

Ας πάρομε την περίπτωση της ροής ατμού μέσα σε προφύσιο. Κατά την αδιαβατική εκτόνωση έχομε πτώση της πιέσεως και αύξηση της ταχύτητας v και του ειδικού όγκου υ. Στην έναρξη όμως της εκτονώσεως η μεταβολή της ταχύτητας είναι μεγαλύτερη από ό,τι του ειδικού όγκου, όπως φαίνεται και από το σχήμα 11.5γ. Συνεπώς ο λόγος της μεταβολής της ταχύτητας προς τη μεταβολή του ειδικού όγκου μεγαλώνει. Άρα για να διατηρηθεί η παροχή της μάζας $\dot{m}$ 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, η μεταβολή του ειδικού όγκου είναι μεγαλύτερη από ό,τι η μεταβολή της ταχύτητας, όπως επίσης φαίνεται από το σχήμα 11.5γ. Επομένως ο λόγος της μεταβολής της ταχύτητας προς τη μεταβολή του ειδικού όγκου μειώνεται και η διατομή αυξάνει για να έχομε την ίδια παροχή μάζας. Έτσι, το τμήμα αυτό του προφυσίου πρέπει να είναι το αποκλίνον.

Από τα πιο πάνω προκύπτει ότι αν η μεταβολή του ειδικού όγκου λόγω εκτονώσεως είναι συγκριτικά μικρότερη από τη μεταβολή της ταχύτητας, τότε η ελάττωση της διατομής του ακροφυσίου επιτρέπει τη δίοδο του ατμού. Αν όμως η μεταβολή του όγκου είναι συγκριτικά μεγαλύτερη από τη μεταβολή της ταχύτητας, τότε για να διέρχεται ο μεγαλύτερος όγκος του ατμού πρέπει και η διατομή του ακροφυσίου να αυξάνεται προοδευτικά.

Ας εξετάσομε 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 γράψομε την εξίσωση (11.1) ως:

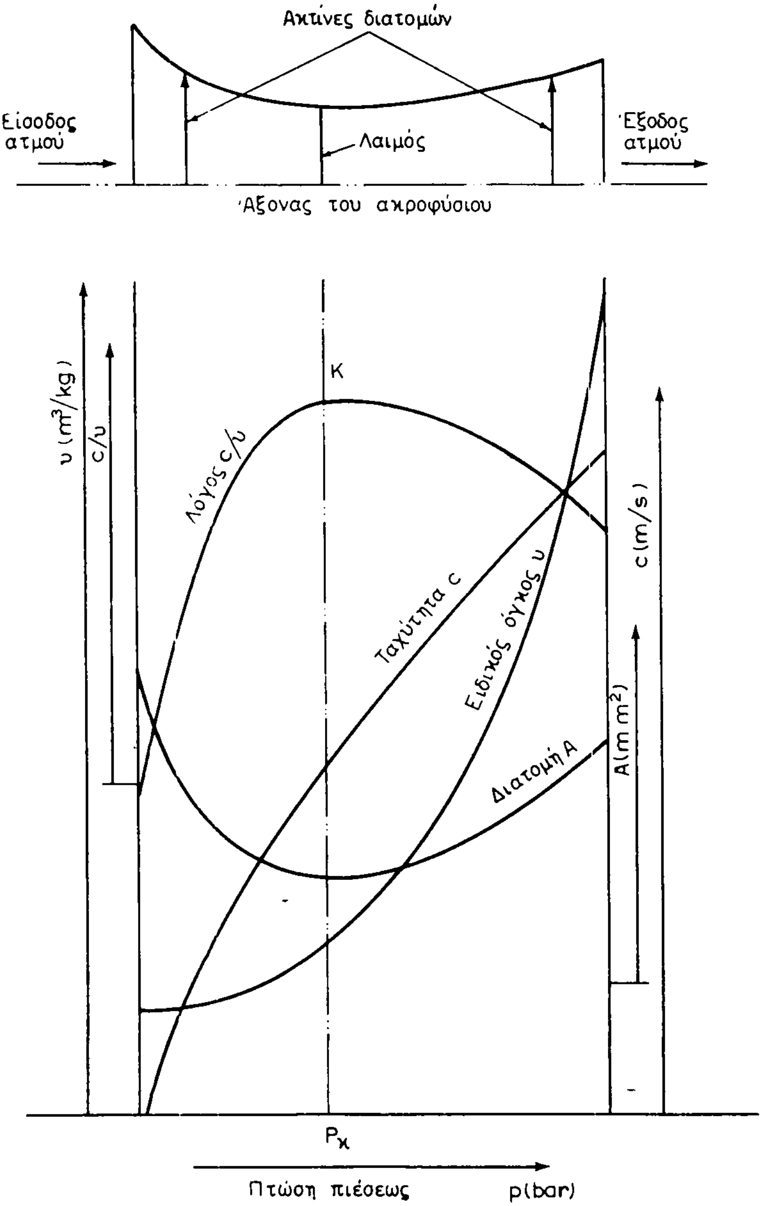
$$\dot{m}\upsilon = A v = \text{σταθ.}$$

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.

Τα συμπεράσματα αυτά παριστάνονται με τις καμπύλες του σχήματος 11.5γ. Σε συνάρτηση με την πτώση της πιέσεως έχουν χαραχθεί η μεταβολή του ειδικού όγκου υ, η μεταβολή της ταχύτητας v, επίσης της διατομής A και του λόγου ταχύτητας προς ειδικό όγκο v/υ για ένα ακροφύσιο ατμού με συγκλίνουσα αρχικά και κατόπιν αποκλίνουσα διατομή.

Οι καμπύλες αυτές χαράσσονται με τις κατάλληλες κλίμακες για την πίεση σε bar, τον ειδικό όγκο σε m^3/kg, τη διατομή σε mm^2, την ταχύτητα σε m/s και το λόγο v/υ σε απλή αριθμητική κλίμακα.

Παρατηρούμε ότι η καμπύλη v/υ παρουσιάζει ένα μέγιστο στο σημείο K, στο οποίο αντιστοιχεί η ελάχιστη διατομή του ακροφυσίου.



Σχ. 11.5γ.
Διάγραμμα καθορισμού σχήματος ακροφυσίου.

Έτσι στο συγκλίνον τμήμα του ακροφυσίου η διατομή ελαττώνεται προοδευτικά από την είσοδο ως το λαιμό, ενώ ο λόγος v/υ αυξάνεται. Αυτό σημαίνει ότι η αύξηση της ταχύτητας στο τμήμα αυτό είναι μεγαλύτερη από την αύξηση του όγκου, και η διέλευση του ατμού είναι απρόσκοπτη παρά τη στένωση της διατομής.

Στο αποκλίνον τμήμα συμβαίνει το αντίθετο, δηλαδή ο λόγος v/υ ελαττώνεται, που σημαίνει ότι η αύξηση του όγκου σ' αυτό είναι μεγαλύτερη από την αύξηση της ταχύτητας και συνοδεύεται απαραιτήτως από την αύξηση της διατομής.

11.5.4 Κρίσιμη πίεση.

Η πίεση του ρευστού p_k που επικρατεί στην ελάχιστη διατομή (λαιμός) A_κ 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:

$$\frac{p_k}{p_1} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{k(k-1)} \tag{11.12}$$

Έτσι ο κρίσιμος λόγος είναι συνάρτηση μόνο του k. Με βάση τις τιμές του k για τις διάφορες ουσίες, έχομε:

κεκορεσμένος ατμός	$k = 1{,}2$	$p_\kappa = 0{,}564\ p_1$
υπέρθερμος ατμός χαμηλής πιέσεως και υπερκορεσμένος ατμός	$k = 1{,}3$	$p_\kappa = 0{,}545\ p_1$
αέρας και δυατομικά αέρια σε 25°C	$k = 1{,}4$	$p_\kappa = 0{,}528\ p_1$
μονοατομικά αέρια	$k = 1{,}67$	$p_\kappa = 0{,}487\ p_1$

Για συγκλίνον-αποκλίνον προφύσιο η p_κ είναι στη διατομή του λαιμού (ελάχιστη διατομή). Για συγκλίνον προφύσιο η p_κ είναι στην έξοδο, δηλαδή πάλι στην ελάχιστη διατομή.

Η εφαρμογή της εξισώσεως (11.12) μπορεί να γίνει μόνο όταν έχομε ροή αδιαβατική χωρίς τριβές. Πραγματικά μέχρι το λαιμό ενός συγκλίνοντος - αποκλίνοντος προφυσίου μπορούμε με μεγάλη ακρίβεια να θεωρήσομε ότι η ροή είναι αδιαβατική χωρίς τριβές. Το φαινόμενο των τριβών γίνεται πολύ έντονο μετά από το λαιμό, δηλαδή στο αποκλίνον τμήμα του προφυσίου. Αυτό μας είναι όμως αρκετό για να καθορίσομε τις συνθήκες που επικρατούν μέσα στο προφύσιο μέχρι το λαιμό και να προσδιορίσομε την παροχή της μάζας του ρευστου, η οποία είναι και η μέγιστη που μπορεί να περάσει μέσα από αυτό.

Η ταχύτητα που αποκτά το ρευστό στο λαιμό με πίεση p_κ ονομάζεται ***κρίσιμη ταχύτητα*** και είναι περίπου ίση με την ταχύτητα διαδόσεως του ήχου μέσα στο ρευστό αυτό με πίεση p_κ.

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 προσδιορισθεί: α) η ταχύτητα στην έξοδο, β) οι διατομές εισόδου και εξόδου και γ) η κρίσιμη πίεση. Ο αέρας να θεωρηθεί τέλειο αέριο.

Λύση.

α) Η ταχύτητα στην έξοδο του προφυσίου δίνεται από την εξίσωση (11.11α):

$$v_2 = \sqrt{2c_p\ (T_1 - T_2) + v_1^2} \tag{1}$$

όπου $T_1 = 553$ K, $v_1 = 66$ m/s και $c_p = 1004{,}7$ J/kgK

Επίσης λόγω αδιαβατικής εκτονώσεως (k = 1,4) έχομε ότι, εξίσωση (6.21):

$$T_2 = T_1\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(k-1)/k} = 553\left(\frac{1{,}5}{7}\right)^{0{,}286} = 356\ \text{K} \quad ή \quad 83°\text{C}$$

Αντικαθιστούμε στην εξίσωση (1) και παίρνομε:

$$v_2 = \sqrt{2 \times 1004{,}7 \times (553 - 356) + 66^2} = 632{,}7\ \text{m/s}$$

β) Η διατομή στην είσοδο βρίσκεται από την εξίσωση (11.1)

$$A_1 = \frac{\dot{m}\,\upsilon_1}{v_1} \tag{2}$$

όπου $\dot{m} = 0{,}45$ kg/s, $v_1 = 66$ m/s

$$\text{αλλά} \quad \upsilon_1 = \frac{RT_1}{p_1} = \frac{287 \times 553}{7 \times 10^5} = 0{,}227\ \text{m}^3/\text{kg}$$

Αντικαθιστούμε στην εξίσωση (2) και παίρνομε:

$$A_1 = \frac{0{,}45 \times 0{,}227}{66} = 1{,}548 \times 10^{-3}\ \text{m}^2$$

Με όμοιο τρόπο υπολογίζομε τη διατομή της εξόδου:

$$\upsilon_2 = \frac{287 \times 356}{1{,}5 \times 10^5} = 0{,}681\ \text{m}^3/\text{kg}$$

$$A_2 = \frac{0{,}45 \times 0{,}681}{632{,}7} = 4{,}84 \times 10^{-4}\ \text{m}^2$$

Παρατηρούμε ότι το προφύσιο είναι συγκλίνον, γιατί $A_2 < A_1$.

γ) Η κρίσιμη πίεση του προφυσίου είναι, εξίσωση (11.12):

$$p_K = 0{,}528\ p_1 = 0{,}528 \times 7 = 3{,}696\ \text{bar}$$

11.5.5 Πραγματική ροή και βαθμός αποδόσεως προφυσίου.

Οι συνθήκες του ιδανικού προφυσίου που αναφέραμε στις προηγούμενες παραγράφους δεν επιτυγχάνονται στην πραγματικότητα και αυτό οφείλεται στις απώλειες που εμφανίζονται κατά τη ροή του ατμού μέσα από αυτό. Οι απώλειες αυτές προέρχονται κυρίως από τη διαφυγή θερμότητας από τα τοιχώματα και από τις τριβές της μάζας του ατμού στις πλευρές του προφυσίου.

Έτσι για τον προσδιορισμό των πραγματικών συνθηκών λειτουργίας ενός προφυσίου καταφεύγομε και πάλι στη χρήση του βαθμού αποδόσεως του προφυσίου η_n που είναι ο λόγος της πραγματικής προς την αδιαβατική χωρίς τριβές (ισοεντροπική) εκτόνωση, όπως δηλαδή φαίνεται και από το σχήμα 11.5δ:

$$\eta_n = \frac{h_1 - h_3}{h_1 - h_2} \tag{11.13}$$

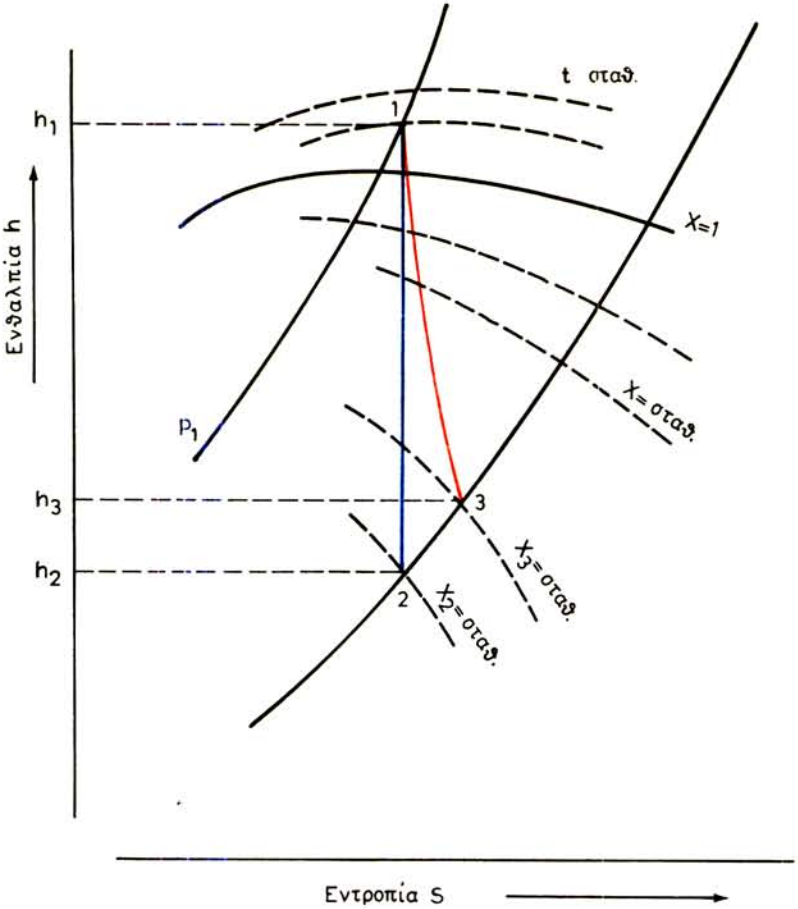
Στο σχήμα 11.5δ το σημείο 1 παριστάνει την αρχική κατάσταση του ατμού σε διάγραμμα Mollier και το σημείο 2 την τελική μετά από αδιαβατική εκτόνωση 1-2 χωρίς απώλειες. Παρατηρούμε ότι η κινητική ενέργεια που χάνεται με τις απώλειες μετατρέπεται (αν εξαιρέσομε την απώλεια από τα τοιχώματα που είναι σχεδόν αμελητέα) σε θερμότητα, με αποτέλεσμα την αναθέρμανση του ατμού. Έτσι ο ατμός αποκτά ψηλότερη θερμοκρασία, ώστε η τελική του κατάσταση να παριστάνεται με το σημείο 3 πάνω στην καμπύλη σταθερής πιέσεως p_2.

Επομένως η πραγματική εκτόνωση δεν θα είναι πια η ισοεντροπική 1-2, αλλά μια πολυτροπική αλλαγή 1-3, που στην αρχή της εκτονώσεως είναι πολύ κοντά στην αδιαβατική κι εκτρέπεται από αυτήν όσο προχωρεί η εκτόνωση προς το τέλος της. Η πραγματική ενθαλπιακή πτώση θα είναι επομένως ίση με $h_1 - h_3$, η δε διαφορά $h_3 - h_2$ μας δίνει το μέτρο των θερμικών απωλειών κατά την εκτόνωση του ατμού.

Από το σχήμα 11.5δ παρατηρούμε επίσης ότι ο ατμός λόγω αναθερμάνσεως έγινε ξηρότερος εφόσον $x_3 > x_2$.

Έτσι, αν προσδιορίσομε την ξηρότητα του ατμού x_3 στην έξοδο του ακροφυσίου, μπορούμε να προσδιορίσομε και την ακριβή θέση του σημείου 3 ως σημείου τομής της καμπύλης σταθερής ξηρότητας x_3 και της καμπύλης σταθερής πιέσεως p_2.

Οι τιμές του βαθμού αποδόσεως των προφυσίων κυμαίνονται μεταξύ 0,94 και 0,98 ανάλογα με τον τύπο του προφυσίου (συγκλίνον-αποκλίνον κλπ.) και την ποιότητα επεξεργασίας τους.



Σχ. 11.5δ.
Παράσταση απωλειών ακροφυσίων σε διάγραμμα h-S.

Παράδειγμα.

Ατμός εκτονώνεται μέσα σε συγκλίνον προφύσιο από αρχική πίεση 25 bar και θερμοκρασία 250°C σε τελική πίεση 1,4 bar. Ο βαθμός αποδόσεως του προφυσίου είναι 95% και η ροή θεωρείται αδιαβατική χωρίς τριβές. Η διατομή του λαιμού του προφυσίου είναι $5{,}16 \times 10^{-4}\ m^2$. 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 (11.1):

$$\dot{m} = \frac{A_2 v_2}{\upsilon_2} \qquad (1)$$

Στην εξίσωση αυτή γνωρίζομε ότι $A_2 = 5{,}16 \times 10^{-4}\ m^2$. Επίσης, από την εξίσωση (11.11):

$$v_2 = \sqrt{2\,(h_1 - h_3)} \qquad (2)$$

και από το διάγραμμα Mollier (Παράρτημα «Γ») προσδιορίζεται το υ_2.

Από το διάγραμμα αυτό που φαίνεται χωρίς κλίμακα στο σχήμα 11.5ε, έχομε:

για $p_1 = 25$ bar, $t_1 = 250°C$, $h_1 = 2880$ kJ/kg

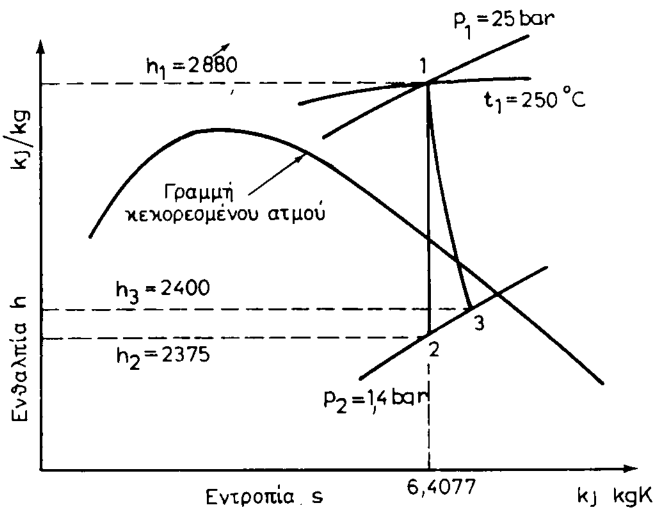
με ισοεντροπική εκτόνωση 1 – 2 μέχρι:

$p_2 = 1{,}4$ bar

$h_2 = 2375$ kJ/kg

Αλλά από την εξίσωση (11.13):

$$h_3 = h_1 - (h_1 - h_2)\,\eta_n$$



Σχ. 11.5ε.
Εκτόνωση ατμού σε προφύσιο.

οπότε:

$$h_3 = 2880 - (2880 - 2375) \times 0{,}95 = 2400 \text{ kJ/kg}$$

Αντικαθιστούμε στην εξίσωση (2) και παίρνομε:

$$v_2 = \sqrt{2 \times (2880 - 2400) \times 1000} = 980 \text{ m/s}$$

Από το διάγραμμα για $p_1 = 1{,}4$ bar και $h_2 = 2400$ kJ/kg βρίσκομε $\upsilon_3 = 1{,}1$ m^3/kg.

Οπότε, από την εξίσωση (1) έχομε:

$$\dot{m} = \frac{5{,}16 \times 10^{-4} \times 980}{1{,}1} = 0{,}46 \text{ kg/s}$$

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 bar παίρνομε h_2 = 2760 kJ/kg, οπότε:

$$h_3 = 2880 - (2880 - 2760) \times 0{,}95 = 2766\ \text{kJ/kg}$$

με p = 13,63 bar και h_2 = 2766 kJ/kg $\quad \upsilon_3 = 0{,}15\ \text{m}^3/\text{kg}$

άρα $\quad v_2 = \sqrt{2 \times (2880 - 2766) \times 1000} = 477{,}49\ \text{m/s}$

$$\dot{m} = \frac{5{,}16 \times 10^{-4} \times 477{,}49}{0{,}15} = 1{,}64\ \text{kg/s}$$

11.6 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 11.6α(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 11.5.3). Για τον προσδιορισμό των διαφόρων μεγεθών ισχύουν οι εξισώσεις που δώσαμε για το προφύσιο, εκτός από το βαθμό αποδόσεως που ορίζεται ως [σχ. 11.6 (β)]:

$$\eta_d = \frac{h_1 - h_2}{(h_1 - h_2)_\pi} \qquad (11.14)$$

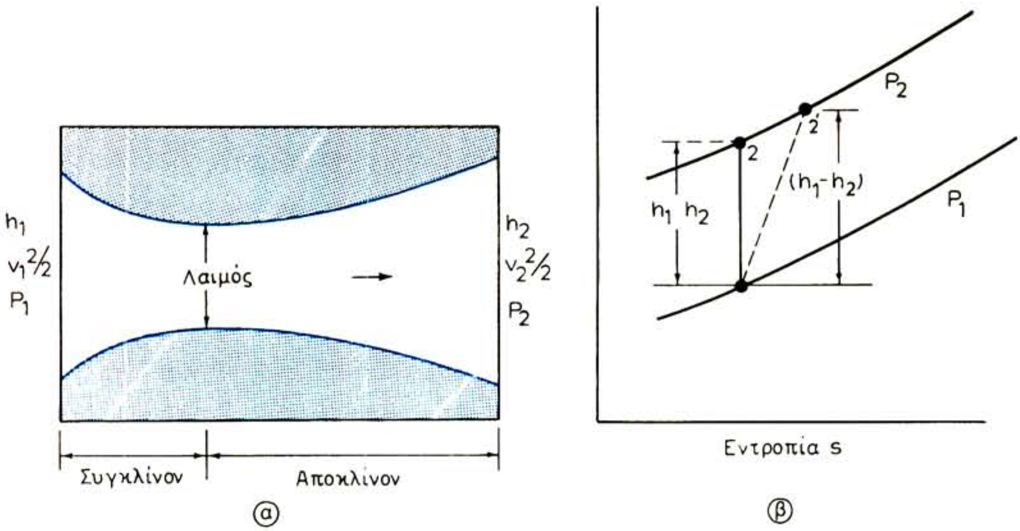
Ο βαθμός αποδόσεως του διασκορπιστήρα είναι περίπου 80%, αρκετά μικρότερος από το βαθμό αποδόσεως του προφυσίου.

Παράδειγμα.

Σε ένα διασκορπιστήρα εισέρχεται αέρας με πίεση 1 bar, θερμοκρασία 27°C και αριθμό Mach 4. Ο διασκορπιστήρας είναι συγκλίνων-αποκλίνων και έχει βαθμό αποδόσεως 80%. Η ταχύτητα στην έξοδο είναι αμελητέα. Να προσδιορισθεί 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 11.6 (β) η πίεση της θεωρητικής και της πραγματικής εκτονώσεως είναι η ίδια. Άρα μπορούμε να γράψομε:



Σχ. 11.6.
α) Διασκορπιστήρας. β) Θεωρητική και πραγματική συμπίεση σε διασκορπιστήρα.

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{k(k-1)} \qquad (1)$$

όπου $p_1 = 10^5\ N/m^2$ $\qquad T_1 = 27 + 273 = 300\ K$

Θα πρέπει να υπολογίσομε τη θερμοκρασία T_2. Από την εξίσωση (11.14) έχομε ότι:

$$\eta_d = \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h_2'} = \frac{T_1 - T_2}{T_1 - T_2'}$$

ή

$$T_2 = T_1 - (T_1 - T_2')\,\eta_d \qquad (2)$$

αλλά η πραγματική θερμοκρασία στην έξοδο T_3 βρίσκεται από τη σχέση:

$$h_2' - h_1 = \frac{v_1^2}{2} \quad \text{ή} \quad c_p\,(T_2' - T_1) = \frac{v_1^2}{2} \qquad (3)$$

γιατί, όπως είπαμε, ο διασκορπιστήρας μετατρέπει την κινητική ενέργεια $v_1^2/2$ σε θερμική ενέργεια $(h_2' - h_1)$. Επίσης από την εξίσωση (11.8) έχομε $v_1 = Ma$.

Λύνομε ως προς T_2' και παίρνομε:

$$T_2' = T_1 + \frac{(Ma)^2}{2c_p} = 300 + \frac{(4 \times 350)^2}{2 \times 1004{,}7} = 1275\ K \quad \text{ή} \quad 1002{,}4°C$$

Αντικαθιστούμε στην εξίσωση (2):

$$T_2 = 300 - (300 - 1275) \times 0{,}80 = 1080\ K$$

οπότε από την εξίσωση (1) έχομε την πίεση στην έξοδο του διασκορπιστήρα:

$$p_2 = p_1\left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{k(k-1)} = 10^5 \times \left(\frac{1080}{300}\right)^{4,33} = 2,574 \times 10^4 \text{kPa ή } 257,4 \text{ bar}$$

β) Ο πραγματικός ειδικός όγκος του αέρα στην έξοδο είναι:

$$\upsilon_2' = \frac{RT_2'}{p_2} = \frac{281 \times 1275}{2,574 \times 10^7} = 0,0142 \text{ m}^3/\text{kg}$$

11.7 Μέγεθος προφυσίων.

Το μέγεθος του προφυσίου προσδιορίζουν οι ακόλουθες διαστάσεις και στοιχεία.

11.7.1 Ευθύ ακροφύσιο.

α) ***Η διατομή.*** Αυτή μετριέται στο λαιμό και χαρακτηρίζεται ως ελάχιστη, ενώ στην έξοδο ως μέγιστη, που ονομάζεται επίσης και ονομαστική διατομή.

Τόσο η διατομή του λαιμού όσο και η διατομή εξόδου υπολογίζονται με την εξίσωση συνέχειας της ροής και τις αντίστοιχες ταχύτητες, κρίσιμη v_κ στο λαιμό και πραγματική v_π στην έξοδο.

Από τις διατομές αυτές υπολογίζονται εύκολα η διάμετρος, αν πρόκειται για προφύσιο κυκλικής διατομής, ή η πλευρά του τετραγώνου, αν πρόκειται για τετραγωνικής διατομής, ή τέλος το ύψος και πλάτος της ορθογωνικής διατομής.

β) ***Το μήκος.*** Αυτό ισούται με το άθροισμα του μήκους του συγκλίνοντος και του μήκους του αποκλίνοντος τμήματος του προφυσίου. Λέγεται και ονομαστικό μήκος.

Το συγκλίνον τμήμα διαμορφώνεται έτσι ώστε στο σύνολό του να παρουσιάζεται κατά τον καλύτερο για τη ροή και τη διαμόρφωση της περιοχής τρόπο. Δεν υπόκειται σε ιδιαίτερους περιορισμούς, παρά μόνον ότι το ελάχιστο μήκος του δεν πρέπει να είναι μικρότερο από ορισμένο μηκος, π.χ. για στροβίλους να μην είναι μικρότερο από 5 mm.

Το μήκος του αποκλίνοντος τμήματος με ευθύ άξονα είναι τόσο, ώστε η γωνία των παρειών του (σχ. 11.7α) να είναι 12° - 14°.

Το μεγάλο μήκος (σχ. 11.7β) παρουσιάζει το πλεονέκτημα της βαθμιαίας και ομαλής εκτονώσεως και συνέχειας της ροής. Παρουσιάζει όμως και μεγάλες απώλειες από τριβές του ρευστού στις μεγάλες παρειές.

Το πολύ μικρό μήκος (σχ. 11.7γ) πάλι παρουσιάζει μια μικρή απώλεια τριβών, εμφανίζει όμως ασυνέχεια ροής λόγω της απότομης αυξήσεως της διατομής και απώλεια λόγω στροβιλισμού και περιδινήσεων.

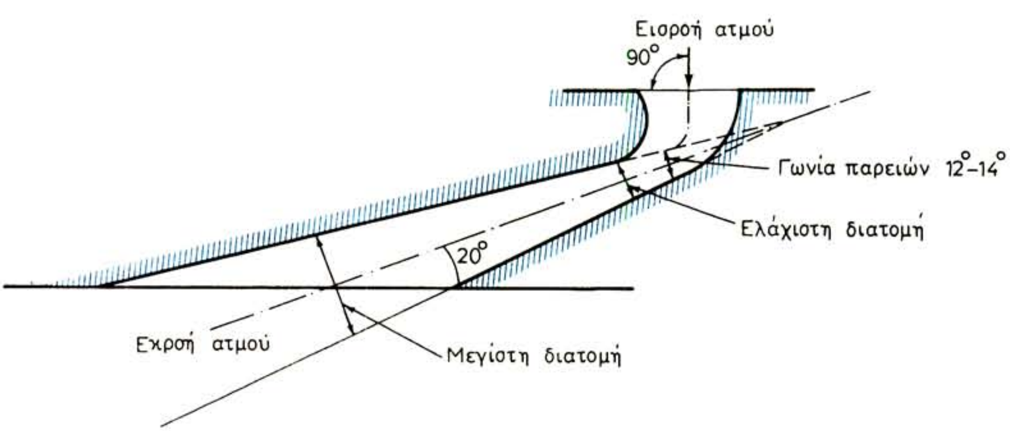
11.7.2 Πλαγιοκομμένο προφύσιο (σχ. 11.7δ).

Στο ακροφύσιο αυτό διακρίνομε την ελάχιστη και την ονομαστική διατομή και το ονομαστικό μήκος. Αυτά προκύπτουν από τον υπολογισμό όπως και

Σχ. 11.7α.
Γωνία παρειών ακροφυσίου.

Σχ. 11.7β.
Ακροφύσιο μεγάλου μήκους.

Σχ. 11.7γ.
Ακροφύσιο μικρού μήκους.



Σχ. 11.7δ.
Πλαγιοκομμένο ακροφύσιο ατμού.

στο ευθύ.

Ως προς τις πραγματικές διαστάσεις η ελάχιστη διατομή είναι όπως και στο ευθύ. Για τη μέγιστη όμως η διάμετρος αναφέρεται στην ονομαστική διατομή, αν το προφύσιο είναι κυκλικό, ενώ το ύψος και πλάτος της ορθογωνικής διατομής, αναφέρεται στην πραγματική διατομή εξόδου.

Επί πλέον στο προφύσιο αυτό, που το συγκλίνον του τμήμα είναι κατά κανόνα καμπύλο, διακρίνομε τις γωνίες εισόδου και εξόδου που για την περίπτωση προφυσίου ατμού είναι συνήθως 90° και 12° - 20° αντίστοιχα, όπως φαίνεται στο σχήμα 11.7δ.

11.8 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 αποδόσεως του προφυσίου είναι 96%. Να προσδιορισθεί α) η ταχύτητα στην έξοδο του προφυσίου και β) η παροχή του αέρα, αν ο λαιμός του προφυσίου έχει διατομή $6{,}45 \times 10^{-4}$ m^2.

(***Απ.*** α) 870 m/s, β) 45,2 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 προσδιορισθεί 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 bar, β) 0,135 m^3/kg, γ) 572,2 m/s, δ) 559 K)

4. Αέρας με παροχή 1,5 kg/s εκτονώνεται μέσα σε ένα προφύσιο από αρχική θερμοκρασία 600 K και πίεση 500 kPa σε τελική πίεση 100 kPa. Ο βαθμός αποδόσεως 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 kJ/kg, β) 650 m/s, 2,58 × 10[illegible] m^2)

5. Μονοξείδιο του άνθρακα (CO) εισέρχεται μέσα σε διασκορπιστήρα με πίεση 1 bar θερμοκρασία 60°C και αριθμό Mach 3. Ο βαθμός αποδόσεως του διασκορπιστήρα είναι 85%. Ζητείται η πίεση και η θερμοκρασία στην έξοδο.

(***Απ.*** 25,6 bar, 931 K)

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΔΩΔΕΚΑΤΟ

ΘΕΜΕΛΙΩΔΕΙΣ ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ ΚΑΥΣΙΜΩΝ ΚΑΙ ΕΞΙΣΩΣΕΙΣ ΚΑΥΣΕΩΣ

12.1 Γενικά.

Στο έβδομο κεφάλαιο είχαμε πει ότι σύμφωνα με το δεύτερο Θερμοδυναμικό νόμο για να παράγει έργο μια μηχανή είναι απαραίτητη η ύπαρξη δυο πηγών θερμότητας˙ μιας με υψηλή θερμοκρασία, απ' όπου η μηχανή παίρνει θερμότητα και μιας με χαμηλή θερμοκρασία όπου αποδίδει θερμότητα, όπως φαίνεται και στο σχήμα 7.2. Την πηγή με τη χαμηλή θερμοκρασία μπορούμε εύκολα να τη βρούμε στη φύση, όπως π.χ. ένα ποτάμι ή ο ατμοσφαιρικός αέρας, ενώ αντίθετα την πηγή με την υψηλή θερμοκρασία κι αν ακόμη τη βρούμε στη φύση είναι δύσκολο, τουλάχιστον προς το παρόν, να την εκμεταλλευθούμε, όπως π.χ. ο ήλιος. Έτσι βρισκόμαστε στην ανάγκη να «κατασκευάσομε» μια πηγή με υψηλή θερμοκρασία από την οποία η μηχανή θα μπορεί να πάρει την απαραίτητη θερμότητα για τη λειτουργία της. Τέτοια πηγή θερμότητας δημιουργείται κατά την καύση των διαφόρων τύπων καυσίμων υλών με τον ατμοσφαιρικό αέρα.

Από πάρα πολλά χρόνια, και ίσως για πολλά ακόμη, η καύση των καυσίμων θα αποτελεί τη βασική πηγή θερμότητας για τη λειτουργία όλων των τύπων των μηχανών παραγωγής μηχανικού έργου όπως του ατμοστροβίλου, των μηχανών Diesel, αεριοστροβίλων κλπ. Έτσι για ένα μηχανικό είναι απαραίτητο να γνωρίζει τις θεμελιώδεις ιδιότητες των διαφόρων τύπων καυσίμων υλών και των προϊόντων της καύσεως και να μπορεί να υπολογίζει με στοιχειώδη έστω τρόπο το ποσό της θερμότητας που παράγεται από την καύση μιας ποσότητας καυσίμου. Τα αντικείμενα αυτά θα μας απασχολήσουν στο κεφάλαιο αυτό σε βασικές αρχές δεδομένου ότι η λεπτομερής εξέτασή τους αποτελεί αντικείμενο της Χημικής Θερμοδυναμικής.

12.2 Χημική σύνθεση της ύλης.

Από το μάθημα της Χημείας γνωρίζομε ότι η ύλη αποτελείται από περιορισμένο αριθμό βασικών στοιχείων που τα λέμε ***χημικά στοιχεία.*** Στην καύση, τα πιο γνωστά στοιχεία είναι ο άνθρακας, το οξυγόνο, το υδρογόνο, το θείο και το άζωτο που συμβολίζονται με τα γράμματα C, O, H, S και N αντίστοιχα. Οι ***ατομικές μάζες*** των στοιχείων αυτών φαίνονται στον Πίνακα 12.2.1.

ΠΙΝΑΚΑΣ 12.2.1
Σχετικές ατομικές μάζες στοιχείων.

Στοιχείο	H	C	N	O	S
Ατομική μάζα	1,00797	12,01115	14,0067	15,9994	32,064

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 συμβολίζομε ως H_2. Τα αέρια οξυγόνου και αζώτου επίσης έχουν δυο άτομα και τα γράφομε ως O_2 και N_2 αντίστοιχα. Άτομα ενός ή περισσοτέρων 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.

12.3 Καύσιμα.

Τα καύσιμα τα κατατάσσομε 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 μόριό του αποτελείται από ένα άτομο άνθρακα και τέσσερα άτομα υδρογόνου. Με την προσθήκη και άλλων ατόμων άνθρακα και υδρογόνου στο μόριο του μεθανίου, παίρνομε μια ολόκληρη οικογένεια αερίων καυσίμων, όπως είναι το αιθάνιο (C_2H_6), προπάνιο (C_3H_8), βουτάνιο (C_4H_{10}) κλπ. Την οικογένεια αυτή των καυσίμων τη λέμε ***παραφίνες.***

Τα περισσότερα αέρια καύσιμα είναι μίγματα διαφόρων αερίων που μπορούμε να τα θεωρήσομε ως τέλεια αέρια υπό ατμοσφαιρικές συνθήκες.

Υγρά καύσιμα.

Διαχωρισμό μεταξύ των υγρών και αερίων καυσίμων δεν μπορούμε να κάνομε εύκολα, γιατί, με τη μεταβολή της θερμοκρασίας και της πιέσεως 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 μίγματα 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 12.3.1 για διάφορα υγρά καύσιμα.

ΠΙΝΑΚΑΣ 12.3.1.
Υγρά καύσιμα: *Επί τοις εκατό (%)* ***ανάλυση μάζας.***

Καύσιμο	Άνθρακας (C)	Υδρογόνο (H)	Θειο (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 βλέπομε ότι για τους υγρούς υδρογονάνθρακες είναι συνήθως αρκετά ακριβές να πάρομε 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· αποτελουνται 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 δυο είδη. Η εφαρμογή αυτού του καυσίμου είναι πολύ περιορισμένη στις ναυτικές εγκαταστάσεις λόγω των δυσκολιών που εμφανίζονται στη χρήση και στην αποθήκευσή του παρ' όλο ότι, μετά την τελευταία ενεργειακή κρίση, γίνονται προσπάθειες για την ξαναχρησιμοποίησή του.

Από τα τρία είδη καυσίμων που προαναφέρθηκαν τα υγρά καύσιμα χρησιμοποιούνται σχεδόν αποκλειστικά στις ναυτικές εγκαταστάσεις.

12.4 Διεργασία της καύσεως.

Η διεργασία της καύσεως είναι μία χημική αντίδραση μεταξύ των μορίων των συστατικών στοιχείων του καυσίμου και του αέρα από την οποία τελικά παίρνομε τα μόρια των προϊόντων της καύσεως και τη θερμότητα που παράγεται. Στη διάρκεια της καύσεως η μάζα παραμένει σταθερή και επομένως μπορούμε να εφαρμόσομε την αρχή της διατηρήσεως της μάζας.

Τη χημική αντίδραση την παριστάνομε με τη μορφή μιας εξισώσεως. Έτσι για την καύση του άνθρακα (C) με το οξυγόνο (O), από την οποία παίρνομε το διοξείδιο του άνθρακα (CO_2), μπορούμε να γράψομε:

$$C + O_2 = CO_2 \tag{12.1}$$

Στην καύση αυτή τα αρχικά συστατικά είναι ο άνθρακας και το οξυγόνο και το προϊόν της καύσεως είναι το διοξείδιο του άνθρακα. Σύμφωνα δε με την αρχή της διατηρήσεως της μάζας έχομε ότι:

$$\text{μάζα 1 ατόμου C} + \text{μάζα 1 μορίου } O_2 = \text{μάζα 1 μορίου } CO_2$$

Αν χρησιμοποιήσομε τις ατομικές μάζες του Πίνακα 12.2.1 τότε οι μοριακές μάζες των συστατικών και του προϊόντος της καύσεως στην εξίσωση (12.1) σε kg, είναι:

$$12 \text{ kg C} + 32 \text{ kg } O_2 = 44 \text{ kg } CO_2$$

Διαιρώντας την πιο πάνω εξίσωση με 12 παίρνομε:

$$1 \text{ kg C} + \frac{8}{3} \text{ kg } O_2 = \frac{11}{3} \text{ kg } CO_2$$

δηλαδή για την καύση (πλήρη) ενός kg άνθρακα απαιτούνται 8/3 kg οξυγόνου και σχηματίζονται 11/3 kg διοξειδίου του άνθρακα.

Κατά τον ίδιο τρόπο, για την καύση του θείου έχομε:

$$S + O_2 = SO_2 \tag{12.2}$$

και με τις μοριακές μάζες των συστατικών παίρνομε:

$$32 \text{ kg S} + 32 \text{ kg } O_2 = 64 \text{ kg } SO_2$$

$$\text{ή} \quad 1 \text{ kg S} + 1 \text{ kg } O_2 = 2 \text{ kg } SO_2$$

δηλαδή 1 kg θείου ενώνεται με 1 kg οξυγόνου και μας δίνει 2 kg διοξειδίου του θείου.

Ας εξετάσομε τώρα την καύση ενός υδρογονάνθρακα (καύσιμο) CH_4 με οξυγόνο. Η εξίσωση της καύσεως είναι:

$$CH_4 + 2O_2 = CO_2 + 2H_2O \tag{12.3}$$

και με τις μοριακές μάζες του Πίνακα 12.2.1 σε kg παίρνομε:

$$16 \text{ kg } CH_4 + 64 \text{ kg } O_2 = 44 \text{ kg } CO_2 + 36 \text{ kg } H_2O$$

ή με τα γραμμομόρια (mole):

$$1 \text{ mole } CH_4 + 2 \text{ mole } O_2 = 1 \text{ mole } CO_2 + 2 \text{ mole } H_2O$$

Από την αντίδραση της εξισώσεως (12.3) το προϊόν της καύσεως είναι διοξείδιο του άνθρακα (CO_2) και νερό (H_2O). Το νερό μπορεί να βρίσκεται σε στερεά, υγρή ή αέρια φάση ανάλογα με την τελική πίεση και θερμοκρασία του προϊόντος της καύσεως.

12.5 Καύση με αέρα.

Οι περισσότερες διεργασίες της καύσεως γίνονται με αέρα και όχι με καθαρό οξυγόνο και συνεπώς στην καύση συμμετέχουν και άλλα συστατικά. Όπως γνωρίζομε ο αέρας περιέχει, εκτός του οξυγόνου, και άλλα συστατικά όπως άζωτο, αργό και διάφορα αδρανή αέρια. Προσεγγιστικά η κατ' όγκο αναλογία των συστατικών αυτών είναι 21% οξυγόνο, 78% άζωτο και 1% αργό. Για πρακτικούς όμως σκοπούς θεωρούμε 21% οξυγόνο και 79% άζωτο ή σε 100 μόρια αέρα υπάρχουν 21 μόρια οξυγόνου και 79 αζώτου. Δηλαδή:

$$\frac{79}{21} = 3{,}76 \; \frac{\text{μόρια αζώτου}}{\text{μόρια οξυγόνου}}$$

Εδώ θα πρέπει να σημειώσομε ότι το άζωτο της ατμόσφαιρας, που χρησιμοποιούμε στην καύση, θεωρούμε ότι έχει μοριακή μάζα 28,16, σε αντίθεση με το καθαρό άζωτο (N_2) που έχει μοριακή μάζα $2 \times 14{,}0067 = 28{,}013$ (Πίνακας 12.2.1). Με αυτό τον τρόπο παίρνομε υπόψη μας και το αργόν που παραλείψαμε προηγουμένως. Έτσι, με βάση τη μοριακή μάζα του οξυγόνου O_2 και του αζώτου του ατμοσφαιρικού αέρα, σε κάθε kg αέρα έχομε:

$$\text{Οξυγόνο } O_2\text{:} \; \frac{21 \times 32}{(21 \times 32) + (79 \times 28{,}16)} = \frac{672}{2896{,}4} =$$

$$= 0{,}232 \text{ kg } O_2/\text{kg αέρα}$$

$$\text{Άζωτο } N_2\text{:} \; \frac{79 \times 28{,}16}{2896{,}4} = 0{,}768 \text{ kg } N_2/\text{kg αέρα}$$

Ας πάρομε τώρα την καύση του μεθανίου (CH_4) με τον αέρα. Με βάση την εξίσωση (12.3) και παίρνοντας υπόψη και το άζωτο η εξίσωση της καύσεως είναι:

$$CH_4 + 2O_2 + 2\,(3{,}76)\,N_2 = CO_2 + 2H_2O + 7{,}52N_2 \qquad (12.4)$$

Από την εξίσωση (12.4) παρατηρούμε ότι τα προϊόντα της καύσεως δεν περιέχουν ελεύθερο οξυγόνο. Αυτό σημαίνει ότι όλο το οξυγόνο που υπήρχε στον αέρα της καύσεως κάηκε με το καύσιμο (CH_4). Δηλαδή για την καύση του μεθανίου χρησιμοποιήθηκε το ελάχιστο ποσό αέρα που ήταν απαραίτητος για την καύση. Ο ελάχιστος αυτός αέρας ονομάζεται ***«θεωρητικός αέρας»*** και λέμε ότι έχομε ***πλήρη*** καύση του οξυγόνου. Στην πράξη όμως η πλήρης καύση του οξυγόνου είναι αδύνατη όπου για την καύση όλων των συστατικών στοιχείων χρειάζεται πάντα περισσότερο οξυγόνο από το θεωρητικό, δηλαδή περισσότερος αέρας από το θεωρητικό. Αυτή η περίσσεια του αέρα της καύσεως σε σχέση με το θεωρητικό αέρα εκφράζεται συνήθως ως επί τοις εκατό του θεωρητικού αέρα. Έτσι αν για μία καύση χρειαζόμαστε 25% περισσότερο αέρα από το θεωρητικό τότε λέμε ότι έχομε περίσσεια αέρα 25% ή θεωρητικό αέρα 125%. Π.χ. η εξίσωση (12.4) με θεωρητικό αέρα 125% γράφεται ως εξής:

$$CH_4 + (1{,}25)\ 2\ O_2 + (1{,}25)\ 2\ (3{,}76)\ N_2 =$$

$$= CO_2 + 2H_2O + 9{,}4N_2 + 0{,}5O_2 \qquad (12.5)$$

Στα προϊόντα της καύσεως της εξισώσεως (12.5) παρατηρούμε ότι εμφανίζονται 0,5 μόρια οξυγόνου τα οποία δεν χρησιμοποιήθηκαν τελικά στην καύση, όπως άλλωστε συμβαίνει στην πράξη. Αν η περίσσεια του αέρα είναι ανεπαρκής για την καύση, τότε ένα μέρος του άνθρακα καίεται σε διοξείδιο του άνθρακα (CO_2) και ένα μέρος σε μονοξείδιο του άνθρακα (CO).

Σε περίπτωση που ο αέρας της καύσεως είναι λιγότερος από το θεωρητικό τότε στα προϊόντα της καύσεως θα εμφανισθεί άκαυστο καύσιμο με τη μορφή μαύρου καπνού ή αιθάλης (καπνιά), όπως μπορούμε να παρατηρήσομε στις εξαγωγές των μηχανών, λεβήτων κλπ, και τότε λέμε ότι έχομε ***ατελή καύση.*** Η ατελής καύση οφείλεται στην αδυναμία να επιτύχομε μία ή περισσότερες από τις πιο κάτω συνθήκες που είναι απαραίτητες για την πλήρη καύση του καυσίμου:

α) Το μίγμα αέρα-καυσίμου πρέπει να είναι στη θερμοκρασία αναφλέξεως.

β) Πρέπει να υπάρχει αρκετό οξυγόνο για την πλήρη καύση.

γ) Το οξυγόνο πρέπει να βρίσκεται σε σωστή επαφή με το καύσιμο.

Αν έχομε ατελή καύση, για να γράψομε την αντίστοιχη εξίσωση, θα πρέπει να γνωρίζομε ορισμένα μεγέθη για τα προϊόντα της καύσεως. Για παράδειγμα, ας θεωρήσομε ότι με θεωρητικό αέρα έχομε 90% καύση του μεθανίου (καύσιμο) της εξισώσεως (12.5). Τότε στο δεξιό μέλος της εξισώσεως θα εμφανισθεί 0,90 CO_2 και το υπόλοιπο 0,1 θα είναι CO. Δηλαδή με βάση το μόριο μπορούμε να γράψομε την εξίσωση της καύσεως:

$$CH_4 + 2O_2 + 2(3{,}76)\ N_2 =$$

$$= 0{,}9\ CO_2 + 0{,}1\ CO + 2H_2O + 7{,}52\ N_2 + 0{,}05\ O_2 \qquad (12.6)$$

ή με βάση το kg (Πίνακας 12.2.1):

$$16{,}04 \text{ kg } CH_4 + 64 \text{ kg } O_2 + 210{,}66 \text{ kg } N_2 = 39{,}61 \text{ kg } CO_2$$

$$+ 2{,}8 \text{ kg } CO + 36{,}03 \text{ kg } H_2O + 210{,}66 \text{ kg } N_2 + 1{,}6 \text{ kg } O_2 \qquad (12.6\alpha)$$

Τέλος σημειώνομε ότι το άζωτο δεν παίρνει μέρος στην καύση. Πρέπει όμως να το παίρνομε υπόψη μας δεδομένου ότι είναι ένα από τα συστατικά του αέρα καύσεως.

12.6 Λόγος αέρα-καυσίμου.

Ένα σημαντικό μέγεθος στη διεργασία της καύσεως είναι ο λόγος αέρα-καυσίμου $r_{a/f}$, δηλαδή η μάζα του αέρα που χρησιμοποιείται για την καύση ανά μονάδα μάζης του καυσίμου. Ο υπολογισμός του γίνεται συχνά από την ανάλυση των καυσαερίων μιας καύσεως 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 έχομε:

$$r'_{a/f} = \frac{\text{μάζα αέρα}}{\text{μάζα καυσίμου}} = \frac{m(O_2) + m(N_2)}{\text{μάζα καυσίμου}} \qquad (12.7)$$

Στην παραπάνω εξίσωση ως μονάδα μάζης μπορεί να χρησιμοποιηθεί π.χ. το kg. Όμως, ο λόγος αέρα-καυσίμου μπορεί να ορισθεί και με τη βοήθεια του πλήθους των μορίων του αέρα και του καυσίμου. Βέβαια, ο αέρας δεν είναι χημική ένωση, αλλά μίγμα αερίων· όμως, ως πλήθος μορίων του αέρα εννοείται το άθροισμα των μορίων των συστατικών του. Έτσι, μπορούμε να γράψομε:

$$r'_{a/f} = \frac{\text{μόρια αέρα}}{\text{μόρια καυσίμου}} = \frac{\text{μόρια } O_2 + \text{μόρια } N_2}{\text{μόρια καυσίμου}} \qquad (12.7\alpha)$$

Όπως είπαμε, στην πράξη είναι σχεδόν αδύνατο να πετύχομε πλήρη ή τέλεια καύση του καυσίμου. Γι' αυτό χρησιμοποιούμε περίσσεια αέρα. Έτσι ο πραγματικός λόγος αέρα-καυσίμου είναι πάντα μεγαλύτερος από το στοιχειομετρικό. Η ποσότητα της περίσσειας του αέρα προσδιορίζεται από τη σχέση:

$$\text{επί τοις εκατό περίσσεια αέρα} = \frac{r_{a/f} - r'_{a/f}}{r'_{a/f}} \qquad (12.8)$$

Η εξίσωση (12.8) 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 δυο αυτών λόγων γίνεται με την περιεκτικότητα του μίγματος με τη σχέση:

$$x = \frac{r'_{a/f}}{r_{a/f}} \times 100 \text{ επί τοις εκατό} \qquad (12.9)$$

Αν η τιμή του x είναι 90%, τότε λέμε ότι το μίγμα είναι «πτωχό» και «πλούσιο» αν το x γίνει 120%. Οι όροι «πτωχό» 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. Υπενθυμίζομε ότι το άζωτο δεν παίρνει μέρος στην καύση.

Παράδειγμα 1.

Η ανάλυση ενός καυσίμου δίνει την εξής κατά βάρος σύνθεση: 74% C, 6% H_2, 8% O_2, 1% S, 1,2% N_2 και 9,8% τέφρα. Να προσδιορισθεί ο στοιχειομετρικός λόγος αέρα - καυσίμου.

Λύση.

Ας υποθέσομε ότι έχομε 1 kg καυσίμου. Τότε είναι φανερό ότι στο καύσιμο αυτό θα υπάρχουν:

$$\frac{0{,}74}{12} \text{ kmol C /kg καυσίμου}$$

$$\frac{0{,}06}{2} \text{ kmol } H_2 \text{ /kg καυσίμου}$$

$$\frac{0{,}08}{32} \text{ kmol } O_2 \text{ /kg καυσίμου}$$

$$\frac{0{,}01}{32} \text{ kmol S /kg καυσίμου}$$

Γράφομε λοιπόν τη χημική αντίδραση για κάθε στοιχείο χωριστά:

$$\frac{0{,}74}{12}\, C + \frac{0{,}74}{12}\, O_2 = \frac{0{,}74}{12}\, CO_2$$

$$\frac{0{,}06}{2}\, H_2 + \frac{0{,}06}{4}\, O_2 = \frac{0{,}06}{2}\, H_2O$$

$$\frac{0{,}01}{32}\, S + \frac{0{,}01}{32}\, O_2 = \frac{0{,}01}{32}\, SO_2$$

Άρα για την καύση χρειάζονται:

$$\frac{0{,}74}{12} + \frac{0{,}06}{4} + \frac{0{,}01}{32} = 0{,}0770 \text{ kmol } O_2 \text{/kg καυσίμου}$$

$$\text{Εφόσον στο καύσιμο υπάρχουν } \frac{0{,}08}{32} = 0{,}0025 \text{ kmol } O_2 \text{/kg καυσίμου}$$

απαιτούνται για την καύση 0,0770 – 0,0025 = 0,0745 kmol O_2 /kg καυσίμου.

Άρα απαιτείται ποσότητα αέρα ίση προς:

$$N_\alpha = 0{,}0745 \frac{100}{21} \text{ kmol αέρα /kg καυσίμου}$$

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:

$$M_\alpha = 0{,}0745 \times \frac{100}{21} \times 28{,}96 = 10{,}27 \text{ kg άέρα}$$

Έτσι, ο λόγος καυσίμου, που υπολογίζεται από την εξίσωση (12.7) 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 προσδιορισθεί ο θεωρητικός ή στοιχειομετρικός λόγος αέρα-καυσίμου για την πλήρη καύση του αιθανίου C_2H_6.

Λύση.

Για να βρούμε το θεωρητικό λόγο αέρα-καυσίμου πρέπει πρώτα να σχηματίσομε την αντίστοιχη εξίσωση της καύσεως. Ακολουθώντας τη μέθοδο του παραδείγματος 1 της παραγράφου 14.6, η εξίσωση της στοιχειομετρικής καύσεως είναι:

$$C_2H_6 + 3{,}5\ O_2 + 3{,}5\ (3{,}76)\ N_2 = 2\ CO_2 + 3\ H_2O + 13{,}17\ N_2$$

Από την εξίσωση βλέπομε 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 το λόγο αέρα-καυσίμου σε kg αέρα ανά kg καυσίμου. Η μοριακή μάζα του αέρα είναι 28,96 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:

$$r'_{a/f} = 16{,}66 \, \frac{28{,}96}{30{,}06} = 16{,}05 \text{ kg αέρα/kg καυσίμου}$$

Παράδειγμα 3.

Το καύσιμο $C_{12}H_{26}$ καίγεται με περίσσεια αέρα 50%. Να προσδιορισθεί η κατά μάζα ανάλυση των προϊόντων της καύσεως

Λύση.

Η εξίσωση της καύσεως με 50% περίσσεια αέρα είναι:

$$C_{12}H_{26} + (1{,}5)\,(18{,}5)\,O_2 + (1{,}5)\,(18{,}5)\,(3{,}76)\,N_2 =$$
$$= 12\,CO_2 + 13\,H_2O + 104{,}2\,N_2 + 9{,}25\,O_2$$

Τα μόρια των προϊόντων της καύσεως είναι:

$$12 + 13 + 104{,}2 + 9{,}25 = 138{,}45$$

Η κατά μάζα ανάλυση μας δίνει:

$$CO_2 : \frac{12}{138{,}45} = 0{,}0867 \qquad N_2 : \frac{104{,}2}{138{,}45} = 0{,}7527$$

$$H_2O : \frac{13}{138{,}45} = 0{,}0938 \qquad O_2 : \frac{9{,}25}{138{,}45} = 0{,}0668$$

12.7 Ανάλυση προϊόντων καύσεως (Μέθοδος Orsat).

Η αποδοτική καύση του καυσίμου σε μία θερμική εγκατάσταση παραγωγής μηχανικού έργου (ατμοστρόβιλος κλπ) επηρεάζει αποφασιστικά την καλή λειτουργία και απόδοσή της. Έστω και μια μικρή αύξηση της αποδόσεως της καύσεως μεταφράζεται σε ετήσια οικονομία εκατομμυρίων δραχμών, ιδίως σε ναυτικές εγκαταστάσεις μεγάλης ισχύος. Η περίσσεια του αέρα καύσεως αποτελεί τον πιο σημαντικό παράγοντα που επηρεάζει θετικά ή αρνητικά την καύση του καυσίμου. Κι αυτό γιατί αν ο αέρας καύσεως είναι πάνω από όσο χρειάζεται τότε ένα μέρος της θερμότητας της καύσεως χάνεται στην ατμόσφαιρα με τα καυσαέρια· αντίθετα αν ο αέρας καύσεως δεν είναι αρκετός τότε η καύση είναι ατελής και συνεπώς δεν χρησιμοποιείται όλη η χημική ενέργεια του καυσίμου. Ένα λοιπόν από τα καθήκοντα ενός μηχανικού είναι να μπορεί να κανονίσει την απαραίτητη και μόνο ποσότητα του αέρα για την πλήρη καύση του καυσίμου. Αν δούμε όμως πώς μπορούμε να πετύχομε τη σωστή περίσσεια αέρα.

Όπως αναφέραμε προηγουμένως, την περίσσεια του αέρα την προσδιορίζομε συνήθως από την ανάλυση των καυσαερίων. Η ανάλυση αυτή γίνεται με τη συσκευή Orsat η οποία μετράει την κατ' όγκο περιεκτικότητα στα καυσαέρια του διοξειδίου του άνθρακα (CO_2), του μονοξειδίου του άνθρακα (CO) και του οξυγόνου. Τα καυσαέρια στη συσκευή περνούν μέσα από χημικά συστατικά που απορροφούν τα τρία αυτά αέρια. Έτσι ο όγκος των καυσαερίων μειώνεται σταδιακά και αυτός που παραμένει θεωρείται ότι είναι το άζωτο. Η ανάλυση καυσαερίων Orsat δίνει τις αναλογίες των συστατικών τους κατά όγκο με την παραδοχή ότι στα καυσαέρια δεν υπάρχει υδρατμός. Δηλαδή τα καυσαέρια είναι ξηρά. Το σφάλμα όμως που προκύπτει από αυτή την παραδοχή είναι αμελητέο. Η συσκευή Orsat χρησιμοποιείται μόνο για την ανάλυση των καυσαερίων των λεβήτων ενώ για τις μηχανές εσωτερικής καύσεως υπάρχουν άλλες συσκευές που η περιγραφή τους ξεφεύγει από το σκοπό αυτού του βιβλίου.

Την ανάλυση Orsat θα τη δούμε καλύτερα στα πιο κάτω παραδείγματα όπου θα προσδιορίσομε το λόγο αέρα-καυσίμου και τα συστατικά της χημικής αντιδράσεως.

Παράδειγμα 1.

Πετρέλαιο, $C_{12}H_{26}$, 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 προσδιορισθεί ο λόγος αέρα-καυσίμου και β) η περίσσεια αέρα.

Λύση.

Για να γράψομε την εξίσωση της καύσεως θα πρέπει να γνωρίζομε τα μόρια των συστατικών στοιχείων πριν από την καύση, δηλαδή του καυσίμου, οξυγόνου και αζώτου. Επειδή όμως μας είναι άγνωστα γι' αυτό τα σημειώνομε με x, y και z αντίστοιχα και στη συνέχεια θα τα προσδιορίσομε. Επίσης μας είναι άγνωστα τα μόρια του υδρατμού στα καυσαέρια που τα σημειώνομε με w. Έτσι η εξίσωση της καύσεως είναι:

$$xC_{12}H_{26} + yO_2 + zN_2 = 12,8\ CO_2 + 0,2CO + 2,29O_2 + 84,71N_2 + wH_2O$$

Εξισώνοντας τα μόρια των στοιχείων από το αριστερό και δεξιό σκέλος της εξισώσεως (Αρχή της διατηρήσεως της μάζας) έχομε:

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): $y = 12{,}8 + \frac{0{,}2}{2} + 2{,}29 + \frac{14{,}06}{2} = 22{,}23$

Αντικαθιστώντας τις τιμές των x, y, z και w στην πιο πάνω εξίσωση και στη συνέχεια, διαιρώντας κάθε όρο της εξισώσεως με x = 13/12, παίρνομε την εξίσωση της καύσεως για κάθε μόριο του καυσίμου $C_{12}H_{26}$ που έχει τη μορφή:

$$C_{12}\,H_{26} + 20{,}52\ O_2 + 78{,}19\ N_2 =$$
$$= 11{,}82\ CO_2 + 0{,}18\ CO + 2{,}11\ O_2 + 78{,}19\ N_2 + 13\ H_2O$$

οπότε ο λόγος αέρα-καυσίμου σε kg που υπήρχε στην καύση είναι (Πίνακας 12.2.1):

$$r_{a/f} = \frac{(20{,}5 \times 32) + (78{,}19 \times 28)}{1 \times [(12 \times 12) + (26 \times 1)]} = 16{,}74 \quad \frac{\text{kg αέρα}}{\text{kg καυσίμου}}$$

β) Για να βρούμε την περίσσεια αέρα θα πρέπει να γράψομε πρώτα την εξίσωση της καύσεως για στοιχειομετρική ή θεωρητική καύση (100% αέρα) και στη συνέχεια να βρούμε το λόγο αέρα-καυσίμου που αντιστοιχεί. Έτσι, για στοιχειομετρική καύση (βλ. και παράδειγμα 1, παράγρ. 12.6), έχομε:

$$C_{12}\,H_{26} + 18{,}5\ O_2 + 18{,}5\ (3{,}76)\ N_2 = 12\ CO_2 + 13\ H_2O + 69{,}56\ N_2$$

$$r'_{a/f} = \frac{(18{,}5 \times 32) + (69{,}56 \times 28)}{1 \times [(12 \times 12) + (26 \times 1)]} = 14{,}93 \quad \frac{\text{kg αέρα}}{\text{kg καυσίμου}}$$

Άρα, από την εξίσωση (12.8) έχομε 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:

CO_2	:	12,5%
CO	:	0,3%
O_2	:	3,1%
N_2	:	84,1%

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 μας είναι άγνωστη και η σύνθεση του καυσίμου (a, b) και τα μόρια των συστατικών (x, y). Επίσης είναι άγνωστα τα μόρια του H_2O. Γράφομε την εξίσωση της καύσεως για 100 μόρια ξηρών καυσαερίων, παίρνοντας ένα μόριο καυσίμου:

$$C_a H_b + xO_2 + yN_2 = 12{,}5\ CO_2 + 0{,}3\ CO + 3{,}1\ O_2 + 84{,}1\ N_2 + zH_2O \quad (1)$$

άτομα άνθρακα (C) : $a = 12{,}5 + 0{,}3 = 12{,}8$

μόρια αζώτου (N_2): $y = 84{,}1$, αλλά σύμφωνα με την παράγραφο 12.5 έχομε πάντα ότι:

$$\frac{\text{Μόρια αζώτου}}{\text{Μόρια οξυγόνου}} = 3{,}76 \quad \text{ή} \quad \frac{y}{x} = 3{,}76$$

οπότε:

$$x = \frac{84{,}1}{3{,}76} = 22{,}37$$

$$\text{μόρια οξυγόνου } (O_2)\text{: } 22{,}37 = 12{,}5 + \frac{0{,}3}{2} + 3{,}1 + \frac{z}{2}$$

$$\text{άρα } z = 13{,}24$$

$$\text{Μόρια υδρογόνου } (H_2)\text{: } b = 2z = 2 \times 13{,}24 = 26{,}48$$

οπότε η εξίσωση (1) γράφεται ως:

$$C_{12,8}H_{26,48} + 22{,}37O_2 + 84{,}1N_2 =$$

$$= 12{,}5\ CO_2 + 0{,}3CO + 3{,}1\ O_2 + 84{,}1N_2 + 13{,}24H_2O \quad (2)$$

και ο λόγος αέρα-καυσίμου $r_{a/f}$ είναι, εξίσωση (12.7):

$$r_{a/f} = \frac{(22{,}37 \times 32)+(84{,}1 \times 28)}{1\times[(12{,}8\times 12)+(26{,}48\times 1)]} = \frac{3070{,}64}{180{,}08} = 17{,}05\ \frac{\text{kg αέρα}}{\text{kg καυσίμου}}$$

β) Για θεωρητική (στοιχειομετρική) καύση, το οξυγόνο και το CO που υπάρχει στα καυσαέρια θα πρέπει να καεί σε CO_2 που σημαίνει ότι τα μόρια του οξυγόνου και CO δεν πρέπει να υπάρχουν στο δεξιό σκέλος της εξισώσεως (2).

$$C_{12,8}\ H_{26,48} + 19{,}4\ O_2 + 19{,}4\ (3{,}76)\ N_2 =$$
$$= (12{,}5 + 0{,}3)\ CO_2 + 13{,}2H_2O + 73N_2$$

και ο λόγος αέρα-καυσίμου για στοιχειομετρική καύση είναι:

$$r'_{a/f} = \frac{(19{,}4 \times 32) + (73 \times 28)}{180{,}08} = 14{,}80 \ \frac{\text{kg αέρα}}{\text{kg καυσίμου}}$$

Άρα, περίσσεια αέρα $\dfrac{17{,}05 - 14{,}80}{14{,}80} \times 100 = 15\%$ ή θεωρητικός αέρας 115%

γ) Τελικά η σύνθεση του καυσίμου κατά μάζα είναι:

άνθρακας C : $\dfrac{12{,}8 \times 12}{180{,}08} = 0{,}853$ ή 85,3%

υδρογόνο H : $\dfrac{26{,}4 \times 1}{180{,}08} = 0{,}147$ ή 14,7%

12.8 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 χιλιόγραμμο καυσίμου δίνεται προσεγγιστικά από τη σχέση:

$$q_{ξκ} = m_{κσ} \, c_p \, (t_2 - t_1) \qquad (12.10)$$

όπου: $m_{κσ}$ 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:

$$q_υ = m_υ (h_1 - h_f) \qquad (12.11)$$

όπου: $m_υ$ η μάζα του υδρατμού ανά kg καυσίμου.

h_1 η ενθαλπία ατμού θερμοκρασίας t_2 και πιέσεως ίσης με τη μερική πίεση του υδρατμού μέσα στο μίγμα των καυσαερίων. Αν και η μερική πίεση είναι πιο χαμηλή από την ατμοσφαιρική, μπορούμε προσεγγιστικά να πάρομε μία ατμόσφαιρα χωρίς να κάνομε σοβαρό λάθος.

h_f αισθητή θερμότητα ύδατος που αντιστοιχεί στη θερμοκρασία του καυσίμου που δίνεται στους καυστήρες.

Παράδειγμα 1.

Το θάρος των ξηρών καυσαερίων που προέρχονται από την καύση ενός kg καυσίμου είναι 16 kg. 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. Να υπολογισθεί η θερμότητα που χάνεται με τα καυσαέρια και τον υδρατμό, αν ο υδρατμός που περιέχεται στα καυσαέρια είναι 1,170 kg ανά kg καυσίμου.

Λύση.

Την ειδική θερμότητα, c_p, των καυσαερίων την παίρνομε ίση με 1,1 kJ/kgK. Αντικαθιστούμε στην εξίσωση (12.10) και έχομε τη θερμότητα που χάνεται με τα ξηρά καυσαέρια:

$$q_{\xi\kappa} = 16 \times 1{,}1 \times (200 - 30) = 2992 \text{ kJ/kg καυσίμου}$$

Για να υπολογίσομε τη θερμότητα που χάνεται με τον υδρατμό των καυσαερίων βρίσκομε πρώτα το h_1, και h_f της εξισώσεως (12.11) από τους πίνακες ατμού. Έτσι για:

$t = 200°C$ και $p = 1$ bar $\quad h_1 = 2875{,}4$ kJ/kg (Πίνακας Γ3)

$t = 35°C$ $\quad h_f = 146{,}6$ kJ/kg (Πίνακας Γ1)

Αντικαθιστώντας στην εξίσωση (12.11) έχομε: τη θερμότητα που χάνεται με τον υδρατμό των καυσαερίων

$$q_\upsilon = 1{,}170 \times (2875{,}4 - 146{,}6) = 3192{,}7 \text{ kJ/kg καυσίμου}$$

Η συνολική απώλεια της θερμότητας με τα καυσαέρια ανέρχεται σε:

$$q = q_{\xi\kappa} + q_\upsilon = 2992 + 3192{,}7 = 6184{,}70 \text{ kJ/kg καυσίμου}$$

Παράδειγμα 2.

Ο λέθητας ενός πλοίου καίει καύσιμο με τα εξής κατά μάζα συστατικά:

85,1% C, 10,8% H_2, 0,6% O_2, 0,2% N_2, 3% S και 0,3% H_2O

Για την καύση παρέχεται περίσσεια αέρα 50%. Αν η θερμοκρασία του λεθητοστασίου είναι 20°C και η θερμοκρασία των καυσαερίων είναι 320°C, να υπολογισθεί η θερμότητα που χάνεται με τα ξηρά καυσαέρια ανά kg καυσίμου.

Ειδική θερμότητα καυσαερίων 1,1 kJ/kgK.

Λύση.

Για τον προσδιορισμό της θερμότητας που χάνεται με τα ξηρά καυσαέρια χρησιμοποιούμε την εξίσωση (12.10) όπου γνωρίζομε όλα τα στοιχεία εκτός από τη μάζα των καυσαερίων που θα πρέπει να βρούμε.

Υπολογισμός μάζας ξηρών καυσαερίων.

Για ένα kg καυσίμου και για στοιχειομετρική καύση έχομε:

Άνθρακας C: απαιτείται $O_2 = 0{,}861 \times \dfrac{2 \times 16}{12} = 2{,}269$ kg

Υδρογόνο H_2: απαιτείται $O_2 = 0{,}108 \times \dfrac{16}{2} = 0{,}864$ kg

Θείο S: απαιτείται $O_2 = 0{,}03 \times 1 = 0{,}030$ kg

Για τη στοιχειομετρική καύση των πιο πάνω συστατικών απαιτούνται συνολικά: 3,163 kg O_2

Λόγω της στοιχειομετρικής καύσεως θα πρέπει να αφαιρεθεί το O_2 που βρίσκεται ήδη στο καύσιμο − 0,006 kg O_2

3,157 kg O_2

Έτσι τελικά η μάζα του O_2 που απαιτείται για τη στοιχειομετρική καύση είναι 3,157 kg O_2 ανά kg καυσίμου και συνεπώς ο θεωρητικός αέρας που δίνεται στο λέβητα είναι (βλέπε παράγραφο 12.5):

$$\frac{3{,}157}{0{,}232} = 13{,}73 \text{ kg αέρα/kg καυσίμου}$$

Επειδή όμως δίνεται περίσσεια αέρα 50% η πραγματική μάζα του αέρα στο λέβητα είναι:

$$1{,}5 \times 13{,}73 = 20{,}595 \text{ kg αέρα/kg καυσίμου}$$

Σύμφωνα με προηγούμενα παραδείγματα τα ξηρά καυσαέρια περιέχουν τα εξής συστατικά:

CO_2, SO_2, N_2 καυσίμου και αέρα καύσεως, περίσσεια O_2

Η μάζα των συστατικών αυτών είναι:

$$CO_2 : 1\text{kg C} + \frac{8}{3}\text{ kg } O_2 = \frac{11}{3}\text{kg } CO_2\text{: } 0{,}851 \times \frac{11}{3} = 3{,}12 \text{ kg}$$

$$SO_2 : 1\text{kg S} + 1\text{kg } O_2 = 2\text{kg } SO_2 : 0{,}03 \times 2 = 0{,}06 \text{ kg}$$

N_2 καυσίμου: 0,002 kg

$$N_2 \text{ αέρα καύσεως: } 20{,}595 \frac{\text{kg αέρα}}{\text{kg καυσίμου}} \times 0{,}77 \frac{\text{kg } N_2}{\text{kg αέρα}} = 15{,}858 \text{ kg}$$

$$\text{Περίσσεια } O_2 \; 50\% = 3{,}157 \times \frac{50}{100} = 1{,}578$$

Συνολική μάζα ξηρών καυσαερίων, $m_{κσ}$: $20{,}618 \dfrac{\text{kg καυσαερίων}}{\text{kg καυσίμου}}$

Έτσι από την εξίσωση (12.10) έχομε ότι η θερμότητα που χάνεται με τα ξηρά καυσαέρια:

$$q_{ξκ} = 20{,}618 \times 1{,}1 \times (320 - 20) = 6804 \text{ kJ/kg καυσίμου}$$

12.9 Θερμογόνος δύναμη καυσίμου.

Ας δούμε τώρα ένα μέγεθος που συναντάμε συχνά στην πράξη και είναι ιδιαίτερα σημαντικό για ένα καύσιμο. Το μέγεθος αυτό είναι η ***θερμογόνος δύναμη*** του καυσίμου που εκφράζεται σε kJ/kg καυσίμου και ορίζεται ως εξής: ***Η θερμογόνος δύναμη ενός καυσίμου είναι η θερμότητα της χημικής αντιδράσεως που γίνεται με σταθερή πίεση κατά την οποία το καύσιμο καίγεται τελείως με το οξυγόνο.***

Με τη λέξη ***«τελείως»*** εννοούμε ότι όλο το υδρογόνο των προϊόντων της καύσεως 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 σχηματισθεί είναι το διοξείδιο του θείου (SO_2).

Οι όροι ***ανώτερη θερμογόνος δύναμη***, H_o, και ***κατώτερη θερμογόνος δύναμη*** H_u, χρησιμοποιούνται αντίστοιχα για τις περιπτώσεις όπου ο υδρατμός των καυσαερίων βρίσκεται σε υγρή ή αέρια κατάσταση. Οι δυο αυτές θερμογόνες δυνάμεις συνδέονται με τη σχέση:

$$H_0 = H_u + mh_{fg} \qquad (12.12)$$

όπου m είναι η μάζα του H_2O που παράγεται ανά μονάδα καιομένου καυσίμου και h_{fg} είναι η ενθαλπία ατμοποιήσεως του νερού σε ατμοσφαιρική πίεση. Στην πράξη, την ενθαλπία h_{fg} την παίρνομε ίση με 2442 kJ/kg, αν και πραγματικά εξαρτάται από την πίεση και τη θερμοκρασία.

Μερικές τυπικές τιμές θερμογόνου δυνάμεως στερεών και υγρών καυσίμων δίδονται στον πίνακα 12.9.1.

ΠΙΝΑΚΑΣ 12.9.1.
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

Η θερμογόνος δύναμη ενός καυσίμου που προέρχεται από την ανάμιξη δυο άλλων καυσίμων μπορεί να προσδιορισθεί με το άθροισμα των θερμογόνων δυνάμεων των συστατικών καυσίμων.

12.10 Ασκήσεις.

Παρατηρήσεις:

α) Στις πιο κάτω 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 καύσεως 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 καίεται τελείως με το οξυγόνο. Να προσδιορισθεί: α) Η ελάχιστη ποσότητα του οξυγόνου που χρειάζεται και β) η σύνθεση, κατά μάζα, των προϊόντων της καύσεως.

(***Απ.*** α) 3,38 kg, β) 3,08 kg CO_2, 1,26 kg H_2O, 0,04 kg SO_2)

2. Ένα μίγμα C_8H_{18} και αέρας καίεται με τέλεια καύση. Ζητείται: α) Ο στοιχειομετρικός λόγος αέρα - καυσίμου κατά μάζα και β) η μοριακή σύνθεση των προϊόντων της καύσεως.

(***Απ.*** α) 15,13, β) 70,2 CO_2 78,9 H_2O 415 N_2)

3. Ένα υγρό καύσιμο έχει σύνθεση κατά μάζα 84% άνθρακα και 16% υδρογόνο. Το καύσιμο χρησιμοποιείται σε μια μηχανή και είναι «πλούσιο» 115%. Αν θεωρηθεί ότι όλο το υδρογόνο καίεται τελείως και ότι δεν υπάρχει «ελεύθερο» οξυγόνο στα καυσαέρια, να βρεθεί: α) Η μοριακή σύνθεση των καυσαερίων και β) η κατά Orsat ανάλυσή τους.

(***Απ.*** α) 80 H_2O, 41 CO_2, 29 CO, 366 N_2 β) 9,4% CO_2, 6,7% CO, 83,9% N_2)

ΠΙΝΑΚΑΣ ΣΥΜΒΟΛΩΝ

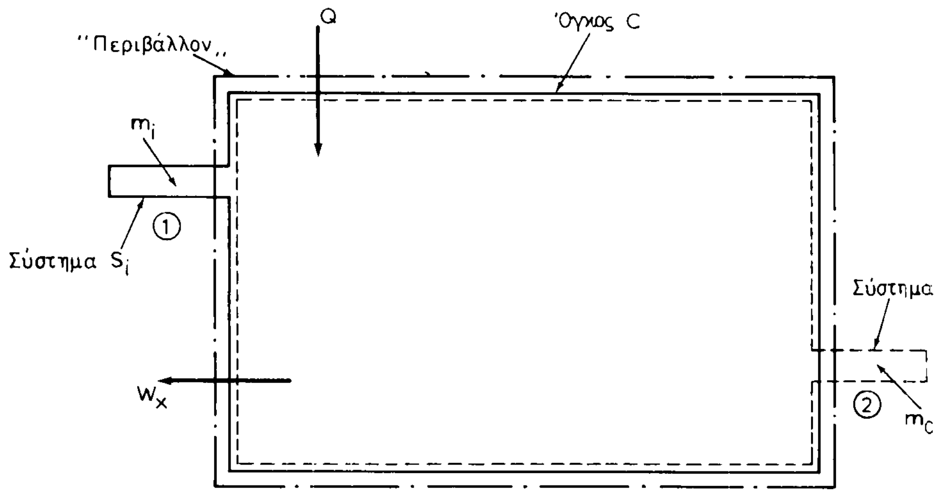
A	Επιφάνεια, m^2	Q	Θερμότητα, J
a	Ταχύτητα του ήχου, m/s	$\dot{Q}$	Θερμική ισχύς, W
b_e	Ειδική κατανάλωση καυσίμου kg/kWh	q	Ειδική θερμότητα, J/kg
C	Σταθερά	q_υ	Θερμότητα υδρατμών καυσαερίων, J/kg
c_n	Ειδική θερμότητα πολυτροπικής	$q_{\xi\kappa}$	Θερμότητα ξηρών καυσαερίων, J/kg
	διεργασίας, J/kgK	R	Σταθερά τέλειου αερίου, J/kgK
c_p	Ειδική θερμότητα με σταθερή	r	Βαθμός συμπιέσεως, εκτονώσεως
	πίεση, J/kgK	$r_{a/f}$	Πραγματικός λόγος αέρα - καυσίμου
c_υ	Ειδική θερμότητα με σταθερό	$r'_{a/f}$	Στοιχειομετρικός λόγος αέρα -
	όγκο, J/kgK		καυσίμου
d	Διάμετρος, m	S	Ολική εντροπία, J/K
E	Συνολική ενέργεια μάζας, J	s	Ειδική εντροπία, J/kgK
E_δ	Δυναμική ενέργεια, J	T	Απόλυτη θερμοκρασία, K
E_κ	Κινητική ενέργεια, J	t	Θερμοκρασία, °C
e	Ειδική ενέργεια μάζας, J/kg	U	Εσωτερική ενέργεια, J
F	Δύναμη, N	u	Ειδική εσωτερική ενέργεια, J/kg
g	Επιτάχυνση βαρύτητας, m/s^2	V	Ολικός όγκος, m^3
$\dot{H}$	Ολική ενέργεια στη μονάδα	v	Ταχύτητα, m/s
	του χρόνου, W	υ	Ειδικός όγκος, m^3/kg
H_0	Ανώτερη θερμογόνος δύναμη	W	Έργο, J
	καυσίμου, J/kg	$\dot{W}$	Ισχύς, W
H_u	Κατώτερη θερμογόνος δύναμη	w	Ειδικό έργο, J/kg
	καυσίμου, J/kg	x	Βαθμός ξηρότητας ατμού
h	Ειδική ενθαλπία, J/kg	y	Λόγος αέρα - μίγματος υδρατμού
J	Μηχανικό ισοδύναμο θερμότητας	η_θ	Θερμικός βαθμός αποδόσεως
k	Λόγος ειδικών θερμοτήτων c_p και c_υ	η_c	Βαθμός αποδόσεως αεροσυμπιεστή
L	Μήκος, m	η_{cn}	Βαθμός συμπιέσεως αεροσυμπιεστή
M	Αριθμός Mach (αδιάστατος)	η_d	Βαθμός αποδόσεως διασκορπιστήρα
m	Μάζα, kg	η_m	Μηχανικός βαθμός αποδόσεως
$\dot{m}$	Παροχή μάζας, kg/s	η_n	Βαθμός αποδόσεως προφυσίου
n	Εκθέτης πολυτροπικής διεργασίας	η_p	Εσωτερικός βαθμός αποδόσεως αντλίας
p	Πίεση, N/m^2 (Pa)	η_t	Εσωτερικός βαθμός αποδόσεως στροβίλου
p_κ	Κρίσιμη πίεση, N/m^2 (Pa)	η_υ	Ογκομετρικός βαθμός αποδόσεως
			αεροσυμπιεστή

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Α
ΑΠΟΔΕΙΞΕΙΣ ΜΕΡΟΥΣ ΤΩΝ ΕΞΙΣΩΣΕΩΝ ΤΟΥ ΚΕΙΜΕΝΟΥ

Α1 ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΤΕΤΑΡΤΟ

Πρώτος νόμος της θερμοδυναμικής για ανοικτά συστήματα. Απόδειξη εξισώσεως (4.11).

Έστω ο όγκος C που φαίνεται στο σχήμα Α1. Εκλέγομε 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.



Σχ. Α1.

Το σύστημα εξετέλεσε μια διεργασία και τα Q και W_x θεωρούνται ως αποτέλεσμα της διεργασίας αυτής. Από τον πρώτο νόμο της θερμοδυναμικής (εξίσωση 4.5 κειμένου), έχομε ότι:

$$Q - W = \Delta E \qquad \text{(A1)}$$

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 υ_i και υ_0, οι όγκοι που προκύπτουν από τις μετατοπίσεις είναι $\upsilon_i\, m_i$ και $\upsilon_0\, m_0$ αντίστοιχα. Αν οι πιέσεις στα τμήματα αυτά είναι p_i και p_0, το έργο της μετατοπίσεως είναι $-p_i\, \upsilon_i\, m_i$ και $p_0\, \upsilon_0\, m_0$. Συνεπώς το καθαρό έργο W είναι ίσο με:

$$W = W_x - p_i\, \upsilon_i\, m_i + p_0 \upsilon_0 m_0 \qquad \text{(A2)}$$

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. Έχομε 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 (Α1) μπορεί γραφεί ως:

$$Q - (W_x - p_i\, \upsilon_i\, m_i + p_0\, \upsilon_0\, m_0) = E_{cf} + e_0\, m_0 - E_{ci} - e_i\, m_i \qquad \text{(A3)}$$

Για μη μεταβατικά φαινόμενα, δηλαδή για σταθερές συνθήκες ροής του εργαζόμενου μέσου, η αρχική και η τελική ενέργεια του συστήματος παραμένει σταθερή. Δηλαδή:

$$E_{ci} = E_{cf} \qquad \text{(A4)}$$

Οπότε η εξίσωση (Α3) σε σχέση με το χρόνο παίρνει τη μορφή της εξισώσεως (4.11) του κειμένου:

$$\dot{Q} + (e + p\upsilon)_i\, \dot{m}_i = (e + p\upsilon)_0\, \dot{m}_0 + \dot{W} \quad \text{(εξίσωση 4.11)} \qquad \text{(A5)}$$

όπου, αντί για W_x θέσαμε $\dot{W}$ το έργο του συστήματος προς το «περιβάλλον», ανά μονάδα χρόνου.

Α2 ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΕΚΤΟ

Αδιαβατική διεργασία τέλειου αερίου. Απόδειξη εξισώσεων (6.19) έως (6.23).

Για την αδιαβατική διεργασία ένας τέλειου αερίου ισχύει η μαθηματική σχέση:

$$p\upsilon^k = \sigma\tau\alpha\theta.$$

η οποία μεταξύ δύο καταστάσεων 1 και 2 δίνει:

$$p_1\upsilon_1{}^k = p_2\,\upsilon_2{}^k \qquad (A6)$$

Από τη χαρακτηριστική εξίσωση των τελείων αερίων $p\upsilon = RT$ έχομε:

$$p_1 = \frac{RT_1}{\upsilon_1} \qquad p_2 = \frac{RT_2}{\upsilon_2} \qquad (A7)$$

Αντικαθιστώντας τις εξισώσεις (Α7) στην εξίσωση (Α6) έχομε την εξίσωση (6.20) του κειμένου:

$$\frac{RT_1}{\upsilon_1}\,\upsilon_1^k = \frac{RT_2}{\upsilon_2}\,\upsilon_2^k$$

$$T_1\,\upsilon_1{}^{k-1} = T_2\,\upsilon_2{}^{k-1}$$

$$\frac{\upsilon_2}{\upsilon_1} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{1/(k-1)} \qquad (\text{εξίσωση } 6.20) \qquad (A8)$$

Επίσης, αν διαιρέσομε κατά μέλη τις εξισώσεις (Α7), έχομε:

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2}\,\frac{\upsilon_2}{\upsilon_1} \quad \text{ή} \quad \frac{\upsilon_2}{\upsilon_1} = \frac{p_1}{p_2}\,\frac{T_2}{T_1}$$

Αντικαθιστώντας στην εξίσωση (Α8) παίρνομε την εξίσωση (6.21):

$$\frac{p_1}{p_2}\,\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{1/(k-1)} \quad \text{ή} \quad \frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)\left(\frac{T_1}{T_2}\right)$$

$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{k/(k-1)} \qquad (\text{εξίσωση } 6.21) \qquad (A9)$$

Από τον πρώτο θερμοδυναμικό νόμο για κλειστά συστήματα, εξίσωση (4.10), έχομε:

$$Q = m\,(u_2 - u_1) + W$$

Αλλά από την εξίσωση (6.9) και για αδιαβατική διεργασία ($Q = 0$):

$$W = m\,(u_1 - u_2) = mc_\upsilon\,(t_1 - t_2) = mc_\upsilon\,(T_1 - T_2) \qquad (A10)$$

Οπότε, με βάση τη εξίσωση των τελείων αερίων και τις εξισώσεις (6.10) και (6.11) παίρνομε την εξίσωση (6.23):

$$W = mc_{\upsilon} (T_1 - T_2) = m \frac{c_{\upsilon}}{R} (p_1 \upsilon_1 - p_2 \upsilon_2)$$

$$\text{αλλά } k = \frac{c_p}{c_{\upsilon}} = \frac{c_{\upsilon} + R}{c_{\upsilon}} = 1 + \frac{R}{c_{\upsilon}} \quad \text{ή} \quad \frac{c_{\upsilon}}{R} = \frac{1}{k-1}$$

$$\text{οπότε} \quad W = m \frac{p_2 \upsilon_2 - p_1 \upsilon_1}{1 - k} \qquad \text{(εξίσωση 6.23)} \qquad \text{(A11)}$$

$$\text{ή} \quad W = mR \frac{T_2 - T_1}{1 - k} \qquad \text{(εξίσωση 6.23α)} \qquad \text{(A12)}$$

Α3 ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΕΒΔΟΜΟ

Έργο κύκλου Carnot. Απόδειξη εξισώσεως (7.6).

Από την εξίσωση (7.1) έχομε ότι το καθαρό έργο είναι:

$$W = Q_H - Q_C \qquad \text{(A13)}$$

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. 7.5α).

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:

$$Q = W = \int pdV \qquad \text{(A14)}$$

Έτσι, στη διεργασία 1 – 2, με τις σχέσεις των τελείων αερίων, έχομε:

$$Q_H = W_{12} = \int_1^2 pdV = p_1 V_1 \ln \frac{V_2}{v_1} = mRT_H \ln \frac{V_2}{V_1}$$

και στη διεργασία 3 – 4 έχομε 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), παίρνομε το καθαρό έργο του κύκλου Carnot, εξίσωση (7.6):

$$W = mRT_H \ln \frac{V_2}{V_1} + mRT_C \ln \frac{V_4}{V_3} \qquad \text{(εξίσωση 7.6)} \qquad \text{(A15)}$$

Α4 ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΟΓΔΟΟ

Εντροπία τέλειων αερίων. Απόδειξη εξισώσεων (8.4), (8.5) και (8.6).

Για μια αναστρέψιμη διεργασία η μεταβολή της εντροπίας dS είναι:

$$dS = \frac{dQ}{T} \qquad \text{(A16)}$$

και για ένα τέλειο αέριο για κάθε αναστρέψιμη διεργασία:

$$dQ = mc_n \, dT$$

Άρα, για μία αναστρέψιμη διεργασία 1 — 2 με σταθερή ειδική θερμότητα, έχομε ότι:

$$dS = mc_n \int_1^2 \frac{dT}{T} = mc_n \ln \frac{T_2}{T_1}$$

Έχομε δηλαδή την εξίσωση (8.4):

$$S_2 - S_1 = mc_n \ln \frac{T_2}{T_1} \quad \text{(εξίσωση 8.4)} \qquad \text{(A17)}$$

Για τις εξισώσεις (8.5) και (8.6) εφαρμόζομε τον πρώτο θερμοδυναμικό νόμο, ο οποίος μας δίνει:

$$dQ = dU + dW$$

και με την εξίσωση (A16) έχομε:

$$TdS = dU + pdV \qquad \text{(A18)}$$

$$\text{αλλά} \quad dU = mc_{\upsilon} \, dT \quad \text{και} \quad \frac{p}{T} = m \frac{R}{V}$$

οπότε η εξίσωση (A18) γίνεται:

$$dS = mc_{\upsilon} \frac{dT}{T} + mR \frac{dV}{V}$$

Άρα, για μία αναστρεψιμη διεργασία 1 — 2 ολοκληρώνομε και παίρνομε την εξίσωση (8.5):

$$S_2 - S_1 = mc_{\upsilon} \ln \frac{T_2}{T_1} + mR \ln \frac{V_2}{V_1} \quad \text{(εξίσωση 8.5)} \qquad \text{(A19)}$$

Και με τη χαρακτηριστική εξίσωση της τελείων αερίων, από την εξίσωση (A19) παίρνομε την εξίσωση (8.6):

$$\begin{aligned} S_2 - S_1 &= m(c_p - R) \ln \frac{T_2}{T_1} + mR \ln \frac{V_2}{V_1} = \\ &= mc_p \ln \frac{T_2}{T_1} - mR \left(\ln \frac{T_2}{T_1} - \ln \frac{V_2}{V_1}\right) = \\ &= mc_p \ln \frac{T_2}{T_1} - mR \left(\ln \frac{T_2 V_1}{T_1 V_2}\right) = \\ &= mc_p \ln \frac{T_2}{T_1} - mR \ln \frac{p_2}{p_1} \quad \text{(εξίσωση 8.6)} \qquad \text{(A20)} \end{aligned}$$

Α5 ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΔΕΚΑΤΟ

Μηχανικό έργο αεροσυμπιεστή. Απόδειξη εξισώσεως (10.6)

Το έργο του αεροσυμπιεστή χωρίς διάκενα (σχ. 10.2ε) είναι το αλγεβρικό άθροισμα των έργων των διεργασιών υπό σταθερή πίεση 0 — 1 και 2 — 3 όπως επίσης και του έργου της πολυτροπικής συμπιέσεως 1 — 2. Έτσι, από τις σχέσεις των τελείων αερίων του έκτου κεφαλαίου έχομε ότι το έργο:

της διεργασίας 2 — 3 είναι: $p_2 \upsilon_2$
της διεργασίας 0 — 1 είναι: $p_1 \upsilon_1$ και

της διεργασίας 1 — 2 είναι: $-\dfrac{p_2 \upsilon_2 - p_1 \upsilon_1}{n-1}$

Άρα το συνολικό έργο είναι:

$$W = m\left(-p_2 \upsilon_2 - \frac{p_2 \upsilon_2 - p_1 \upsilon_1}{n-1} + p_1 \upsilon_1\right) =$$

$$= m\frac{-np_2 \upsilon_2 + p_2 \upsilon_2 - p_2 \upsilon_2 + p_1 \upsilon_1 + np_1 \upsilon_1 - p_1 \upsilon_1}{n-1} =$$

$$= \frac{mn}{n-1}\left(p_1 \upsilon_1 - p_2 \upsilon_2\right) \qquad (A21)$$

Αλλά, λόγω της πολυτροπικής διεργασίας 1 — 2:

$$\frac{\upsilon_2}{\upsilon_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{-1/n}$$

και

$$\frac{p_2 \upsilon_2}{p_1 \upsilon_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(n-1)/n} \qquad (A\ 22)$$

Αντικαθιστώντας την (Α22) στην (Α21), παίρνομε:

$$W = m\frac{n}{n-1}\, p_1 \upsilon_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(n-1)/n}\right] \qquad \text{(εξίσωση 10.4)} \quad (A\ 23)$$

Αλλά το έργο του αεροσυμπιεστή με διάκενα είναι το αλγεβρικό άθροισμα των έργων δύο συμπιεστών χωρίς διάκενα, όπως φαίνεται στο σχήμα 10.2στ. Έτσι, εφαρμόζοντας την εξίσωση (Α23) για δύο αεροσυμπιεστές χωρίς διάκενα και με πολυτροπικούς εκθέτες n και n′, παίρνομε την εξίσωση (10.6). Δηλαδή:

$$W = m\left\{\frac{n}{n-1}\, p_1\upsilon_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(n-1)/n}\right] - \frac{n'}{n'-1}\, p_1\upsilon_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(n'-1)/n'}\right]\right\} \qquad (A24)$$

(εξίσωση 10.6)

ΠΙΝΑΚΑΣ ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΩΝ

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΠΡΩΤΟ

Εισαγωγή

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΔΕΥΤΕΡΟ

Ορισμοί και μονάδες μετρήσεως μεγεθών

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΤΡΙΤΟ

Έργο και θερμότητα

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΤΕΤΑΡΤΟ

Ο πρώτος νόμος της θερμοδυναμικής

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΠΕΜΠΤΟ

Ιδιότητες καθαρής ουσίας

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΕΚΤΟ

Ιδανικό αέριο - διεργασίες

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΕΒΔΟΜΟ

Ο δεύτερος νόμος της θερμοδυναμικής και ο κύκλος Carnot

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΟΓΔΟΟ

Εντροπία

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΕΝΑΤΟ

Κύκλοι ισχύος ατμού

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΔΕΚΑΤΟ

Αεροσυμπιεστές

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΕΝΔΕΚΑΤΟ

Ροή ρευστού σε προφύσια

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΔΩΔΕΚΑΤΟ

Θεμελιώδεις ιδιότητες καυσίμων και εξισώσεις καύσεως

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Α΄

Αποδείξεις μέρους των εξισώσεων του κειμένου